МИНИСТЕРСТВЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ, НАУКИ И ИННОВАЦИЙ
РЕСПУБЛИКИ УЗБЕКИСТАН

НАМАНГАНСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

Кафедра физики

Учебно-методический

комплекс

Предмету

МОЛЕКУЛЯРНАЯ ФИЗИКА

Область знаний: 500000 - Наука

Направление обучения: 530000 - Естественные науки

Направление подготовки: 60530900 - Физика

Наманган-2023

МИНИСТЕРСТВО ВЫСШЕГО И СРЕДНЕГО СПЕЦИАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ РЕСПУБЛИКИ УЗБЕКИСТАН

НАМАНГАНСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

КАФЕДРА ФИЗИКИ

«УТВЕРЖДАЮ»
проректор по учебной работе
_____ Д. Холматов
«_____» _____2023 год

УЧЕБНАЯ ПРОГРАММА

ПО КУРСУ

МОЛЕКУЛЯРНАЯ ФИЗИКА
для 1-курса

Область знание: 500000 – Естественных наук, математика и статистика.

Область образование: 530000 – Физика и естественных наук.

Направление обучение: 60530900 – Физика.

Наманган – 2023

Силлабус модуля/предмета
Физического факультета
60530900 – Физика

Код предмет, модул MolF1214		**Учебный год 2023-2024**	**Семестр 1,2**	**EKTS-Кредиты** 14 (7/7)
Вид предмет, модул Объязательный		**Язык обучение** Русский язык		**Часы в неделю** 1-семестр – 4 часа 2-семестр – 6 часа
1	**Название предмета**	**Аудиторные занятие (час)**	**Самостоятельное обучение (час)**	**Общая нагрузка (час)**
	Молекулярная физика	150	270	420

Цель предмета (ЦП)	
ЦП1	Целью предмета является изучение раскрытие объективных законов природы, которые можно применять на пользу человечества и применять результатов экспериментов в практике и в технике. Изучение законов физики приводит к развитию науки и техники. Не зная основных законов и явлений физики, нельзя изучать практические и специальные курсы. Целью обучения в качестве предмета “Молекулярной физики”, одного из разделов общей физики, является создание первичных понятий у будущих кадров физик-технологов о физической теории на основе обобщения наблюдений, практических проверок и экспериментов, создание для них основ обеспечения для получения занний по выбранным узким специальностям.
ЦП2	Задачи предмета. Молекулярная физика изучает явления связанные взаимодействия и коллективные движения большого числа частиц входящих в состав макроскопических систем в различных агрегатных состояниях. Освоение данного предмета будет одним из первых шагов в изучении строения вещества. Раскрытие методов научного познания физических явлений в представлении студентов в рамках сферы изучения основ термодинамики и молекулярной физики является актуальным Достижениями молекулярной физики можно пользоваться в различных сферах науки и техники, например, при объяснении и изучении явлений происходящих в атмосфере, при описании процессов связанных с разрядом в газах, в областях связанных с вакуумной и криогенной техникой, в биологии при изучении процессов связанных явлениями осмос и капиллярностью в

	живых организмах, при получении смесей и сплавов с различными параметрами, а также в термодинамике, в химии (законы газов) и при анализе процессов имеющих статистический характер.

Необходимые опорные знании для освоение предмета	
1.	Студенты изучающие курс «Молекулярной физика» должны знать из дисциплины «Математика» часть «Математический анализ», из полученных знаний академического лицея, школы или колледжа по элементарной физики, часть молекулярной физика.
2.	Студенты используя аппараты векторного и тензорного анализа должны объяснять результаты принципа относительности и должны знать из полученных знаний академического лицея, школы или колледжа по элементарной физики, часть в областях связанных с вакуумной и криогенной техникой.
3.	Студенты должны знать из полученных знаний академического лицея, школы или колледжа по элементарной физики, часть термодинамика.
4.	Студенты должны знать из полученных знаний академического лицея, школы или колледжа по элементарной физики, часть законы газов.

Результаты обучение (РО)	
	Знание:
РО1	Введение Молекулярной физике. Развитие кинетические представление о веществах и классические и квантовые модели о строение веществ.
РО2	Динамический, статистический и термодинамический методы изучение свойства веществ.
РО3	Давленые идельного газа Основное уравнение молекулярной-кинетической теории идеального газа.
РО4	Теплота и температура. Определение абсолютной температуры. Методы измерений температур и термометры. Состояние идеального газа.
РО5	Законы идеального газа. Скорость молекул газа. Измерение скорости молекул газа . Опыт Штерна. Броуновское движение.
РО6	Барометрическая формула. Эксперименть Перрена. Закон Больцман.
РО7	Элементарные понятия теории вероятности. Случайные события и явления. Вероятность. Основные понятия теории вероятности.

PO8	Распределение функции. Распределение молекул по компонентам
PO9	Распределение молекул по скоростей. Распределение Максвелла-Больцмана.
PO10	Распределение Максвелла по относительной скорости. Средний арифметический и самый бодьшой вероятности скорости
PO11	Экспериментальный проверка законы распределений. Понятие о статистистике Ферми –Дирака и Возе –Эйнштейна.
PO12	Внутренная энергия идеального газа. Количество теплоты. I-закон термодинамики.
PO13	Теплоёмкость идеального газа. Теплоёмкость одно атомный газа.
PO14	Теплоемкости газов.Теплоемкости газов и степени свободы молекулы.
PO15	Теплоемкости двух и многоатомных газов.Закон равномерные распределение
PO16	Работа при изменении объема.Адиабатический процесс. Работа при адиабатический процесса. Политропический процесс.
PO17	Молекулярное движение и явления переноса. Площадь эффективного поперечного сечения. Средный длина пробега. Диффузия и переноса вешества.
PO18	Ностатционарный и статционарный дуффузи .
PO19	Явление теплопроводности. Законы Фуре.Статционарный и нестатционарной теплопроводности.
PO20	Вязкость и перенос импульса.Связь между коэффициентов переноса.
PO21	Силы молекулярного взаимодействия. Сжижение газов.Эсперементальные изотермы.
PO22	Уравнение состояние реального газа. Изотермы Ван- дер- Ваальса. Теплота фазовых переходов. Уравнение Клапейрона-Клаузиуса Эффект
PO23	Фазавые переходы.Фазавые диаграммы.
PO24	Критическое состояние и параметры.Сопоставление уравнение Ван-дер –Ваальса свидением экспериментов.
PO25	Приведенное уравнение Ван дер Ваальса. Закон подобных состояний.
PO26	Обратимые и необратимые процессы. I-закон термодинамики.. Круговые циклические процессы. Цикл Карно.
PO27	Энтропия. Изменение энтропии в обратимых и необратимых процессах. II-закон термодинамики.
PO28	Энтропия и вероятность. Энтропия и беспорядочность. III-закон термодинамики. Отрицательные абсолютные температуры.
PO29	Обьемный свойство жидкостей. Сыли в жидкостях. Явление на границах жидкостях. Поверхностное натяжение.
PO30	Кристаллические решетки и их виды. Решетки Браве. Полиморфизм. Анизотропия в кристаллах. Механизм диффузии в

	кристалах.Теплоемкость металлов.
	Навыки:
РО31	Студенты получивщие знание по курсу Молекулярная физика, должны уметь применять законы, кинетическая теория идеального газа, элементарная кинетическая теория процессов переноса, кинетическая теория теплоты и элементы термодинамики, свойства реальных газов и жидкостей в практике.
РО32	Студенты получивщие знание по курсу Молекулярная физика, должны уметь решат задачи по темам кинетическая теория идеального газа, элементарная кинетическая теория процессов переноса, кинетическая теория теплоты и элементы термодинамики, свойства реальных газов и жидкостей в различных методах, а также использовать этих закономерностей в реальных случаях.

Сущность предмета:	
Форма занятие: Лекция (Л)	
1-семестр	
Л1	Введение Молекулярной физике. Развитие кинетические представление о веществах и классические и квантовые модели о строение веществ.
Л2	Динамический, статистический и термодинамический методы изучение свойства веществ.
Л3	Давленые идельного газа Основное уравнение молекулярной-кинетической теории идеального газа.
Л4	Теплота и температура. Определение абсолютной температуры. Методы измерений температур и термометры. Состояние идеального газа.
Л5	Законы идеального газа. Скорость молекул газа. Измерение скорости молекул газа . Опыт Штерна. Броуновское движение.
Л6	Барометрическая формула. Эксперимент Перрена. Закон Больцман.
Л7	Элементарные понятия теории вероятности. Случайные события и явления. Вероятность. Основные понятия теории вероятности.
Л8	Распределение функции. Распределение молекул по компонентам
Л9	Распределение молекул по скоростей. Распределение Максвелла-Больцмана.
Л10	Распределение Максвелла по относительной скорости. Средний арифметический и самый бодьшой вероятности скорости
Л11	Экспериментальный проверка законы распределений. Понятие о

	статистистике Ферми –Дирака и Возе –Эйнштейна.
Л12	Внутренная энергия идеального газа. Количество теплоты. I-закон термодинамики.
2-семестр	
Л13	Теплоёмкость идеального газа. Теплоёмкость одно атомный газа.
Л14	Теплоемкости газов.Теплоемкости газов и степени свободы молекулы.
Л15	Теплоемкости двух и многоатомных газов.Закон равномерные распределение
Л16	Работа при изменении объема.Адиабатический процесс. Работа при адиабатический процесса. Политропический процесс.
Л17	Молекулярное движение и явления переноса. Площадь эффективного поперечного сечения. Средный длина пробега. Диффузия и переноса вешества.
Л18	Ностатционарный и статционарный дуффузи .
Л19	Явление теплопроводности. Законы Фуре.Статционарный и нестатционарной теплопроводности.
Л20	Вязкость и перенос импульса.Связь между коэффициентов переноса.
Л21	Силы молекулярного взаимодействия. Сжижение газов.Эспериментальные изотермы.
Л22	Уравнение состояние реального газа. Изотермы Ван- дер-Ваальса. Теплота фазовых переходов. Уравнение Клапейрона-Клаузиуса Эффект
Л23	Фазавые переходы.Фазавые диаграммы.
Л24	Критическое состояние и параметры.Сопоставление уравнение Ван-дер –Ваальса свидением экспериментов.
Л25	Приведенное уравнение Ван дер Ваальса. Закон подобных состояний.
Л26	Обратимые и необратимые процессы. I-закон термодинамики.. Круговые циклические процессы. Цикл Карно.
Л27	Энтропия. Изменение энтропии в обратимых и необратимых процессах. II-закон термодинамики.
Л28	Энтропия и вероятность. Энтропия и беспорядочность. III-закон термодинамики. Отрицательные абсолютные температуры.
Л29	Обьемный свойство жидкостей. Сыли в жидкостях. Явление на границах жидкостях. Поверхностное натяжение.
Л30	Кристаллические решетки и их виды. Решетки Браве. Полиморфизм. Анизотропия в кристаллах. Механизм диффузии в кристалах.Теплоемкость металлов.
Форма занятие: практическое занятие (П)	
1-семестр	
П1	Вычисление количества вещества, молярной и относительной молекулярной массы, концентрации и число молекул.

П2	**Статистический метод.** Решение задач на вычисление вероятности проишествия, среднего значения и флюктуации случайных событий.
П3	**Кинетическая теория идеального газа.** Давление идеального газа. Решение задач на взаимосвязь между средней кинетической энергией молекул газа и абсолютной температуры газа. Определение параметров состояния газа при помощи законов идеального газа. Решение задач на применение уравнение состояния идеального газаю Вычисление молярной массы и параметров состояния газовой смеси.
П4	Определение параметров состояния газа при помощи законов идеального газа. Решение задач на применение уравнение состояния идеального газаю Вычисление молярной массы и параметров состояния газовой смеси.
П5	Распределение молекул по скоростям и по кинетической энергии. Вычислени характеристической скорости молекул.
П6	**Элементарная кинетическая теория процессов переноса.** Средняя длина свободного пробега и число столкновение частиц. Вычисление потока диффузии и коэффициента диффузии.
2-семестр	
П7	Вычисление потока импульса и коэффициента вязкости. Решение задач на взаимосвязь между тепловым потоком и коэффициентом теплопроводности.
П8	**Кинетическая теория теплоты и элементы термодинамики.** Решение задач на вычисление внутренней энергии идеального газа и на распределение энергии по степеням свободы. Решение задач на взаимосвязь между количеством теплоты переданный газу, работой газа и изменению внутренней энергии.
П9	Вычисление работы при изменении объёма газа. Решение задач на взаимосвязь между количеством теплоты переданный газу, работой газа и изменению внутренней энергии.
П10	Вычисление работы при изменении объёма газа.Вычисление теплоёмкости идеального газа.
П11	Вычисление КПД тепловой машины и изменение энтропии в процессах идеального газа.
П12	**Свойства реальных газов и жидкостей.** Вычисление параметров состояния и внутренней энергии реальных газов.
П13	Решение задач на поверхностное натяжение жидкостей и капиллярные явления.
П14	**Твердые тела** Решение задач на вычисление параметров решетки и теплоёмкости твёрдых тел.
П15	Решение задач на вычисление параметров решетки и

	теплоёмкости твёрдых тел.
Форма занятие: лабораторное занятие (Лб)	
1-семестр	
Лб1	Лабораторная работа Зависимость давления от объема газа при постоянной температуре (закон Бойля-Мариотта)
Лб2	Лабораторная работа Температурная зависимость объема газа при постоянном давлении (закон Гей - Люсакка)
Лб3	Лабораторная работа Зависимость давления газа от температуры при постоянном объёме (закон Шарля) (закон Amonton)
Лб4	Лабораторная работа Определение показателя адиабаты C_p/C для воздуха по методу Ричарда
Лб5	Лабораторная работа Определение коэффициента объемного расширения жидкостей
Лб6	Лабораторная работа Определение температуры смеси воды
2-семестр	
Лб7	Лабораторная работа Определение скрытой теплоты парообразования воды
Лб8	Лабораторная работа Наблюдение фазового перехода жидкость-газ в критической точке
Лб9	Лабораторная работа Измерение поверхностного натяжения методом отрыва кольцо
Лб10	Лабораторная работа Определение вязкости жидкости методом Стокса.
Лб11	Лабораторная работа Измерение температурной зависимости коэффициента линейного расширения твёрдых тел
Лб12	Лабораторная работа Определение удельной теплоёмкости твердых тел
Лб13	Лабораторная работа Определение теплопроводности методом одиночной пластины
Лб14	Лабораторная работа Определение эффективности работы солнечного коллектора в зависимость от теплоизоляции
Лб15	Лабораторная работа Определение эффективности работа солнечного коллектора в зависимости от объема нагреваемой воды

Форма занятие: Самостоятельная работа (СР) по лекции		
1-семестр		**Часы СР**
СР1	Введение Молекулярной физике. Развитие кинетические представление о веществах и классические и квантовые модели о строение веществ.	4
СР2	Динамический, статистический и термодинамический методы изучение свойства веществ.	4

СР3	Давленые идельного газа Основное уравнение молекулярной-кинетической теории идеального газа.	4
СР4	Теплота и температура. Определение абсолютной температуры. Методы измерений температур и термометры. Состояние идеального газа.	4
СР5	Законы идеального газа. Скорость молекул газа. Измерение скорости молекул газа . Опыт Штерна. Броуновское движение.	4
СР6	Барометрическая формула. Эксперименть Перрена. Закон Больцман.	4
СР7	Элементарные понятия теории вероятности. Случайные события и явления. Вероятность. Основные понятия теории вероятности.	4
СР8	Распределение функции. Распределение молекул по компонентам	4
СР9	Распределение молекул по скоростей. Распределение Максвелла-Больцмана.	4
СР10	Распределение Максвелла по относительной скорости. Средний арифметический и самый бодьшой вероятности скорости	4
СР11	Экспериментальный проверка законы распределений. Понятие о статистистике Ферми –Дирака и Возе – Эйнштейна.	4
СР12	Внутренная энергия идеального газа. Количество теплоты. I-закон термодинамики.	4
Итого		48

Форма занятие: Самостоятельная работа (СР) по лекции		
2-семестр		**Часы СР**
СР13	Теплоёмкость идеального газа. Теплоёмкость одно атомный газа.	2
СР14	Теплоемкости газов.Теплоемкости газов и степени свободы молекулы.	2
СР15	Теплоемкости двух и многоатомных газов.Закон равномерные распределение	2
СР16	Работа при изменении объема.Адиабатический процесс. Работа при адиабатический процесса. Политропический процесс.	2
СР17	Молекулярное движение и явления переноса. Площадь эффективного поперечного сечения. Средный длина пробега. Диффузия и переноса вешества.	2
СР18	Ностатционарный и статционарный дуффузи .	2
СР19	Явление теплопроводности. Законы Фуре.Статционарный и нестатционарной теплопроводности.	2

СР20	Вязкость и перенос импульса.Связь между коэффициентов переноса.	2
СР21	Силы молекулярного взаимодействия. Сжижение газов.Эспериментальные изотермы.	2
СР22	Уравнение состояние реального газа. Изотермы Ван- дер-Ваальса. Теплота фазовых переходов. Уравнение Клапейрона-Клаузиуса Эффект	2
СР23	Фазавые переходы.Фазавые диаграммы.	2
СР24	Критическое состояние и параметры.Сопоставление уравнение Ван-дер –Ваальса свидением экспериментов.	2
СР25	Приведенное уравнение Ван дер Ваальса. Закон подобных состояний.	2
СР26	Обратимые и необратимые процессы. I-закон термодинамики.. Круговые циклические процессы. Цикл Карно.	4
СР27	Энтропия. Изменение энтропии в обратимых и необратимых процессах. II-закон термодинамики.	2
СР28	Энтропия и вероятность. Энтропия и беспорядочность. III-закон термодинамики. Отрицательные абсолютные температуры.	4
СР29	Обьемный свойство жидкостей. Сыли в жидкостях. Явление на границах жидкостях. Поверхностное натяжение.	2
СР30	Кристаллические решетки и их виды. Решетки Браве. Полиморфизм. Анизотропия в кристаллах. Механизм диффузии в кристалах.Теплоемкость металлов.	4
Итого		48
Форма занятие: Самостоятельная работа (СР) по практики		
1-семестр		**Часы СР**
СР1	Вычисление количества вещества, молярной и относительной молекулярной массы, концентрации и число молекул.	6
СР2	**Статистический метод.** Решение задач на вычисление вероятности проишествия, среднего значения и флюктуации случайных событий.	6
СР3	**Кинетическая теория идеального газа.** Давление идеального газа. Решение задач на взаимосвязь между средней кинетической энергией молекул газа и абсолютной температуры газа. Определение параметров состояния газа при помощи законов идеального газа. Решение задач на применение уравнение состояния идеального газаю Вычисление молярной массы и параметров состояния газовой смеси.	6

СР4	Определение параметров состояния газа при помощи законов идеального газа. Решение задач на применение уравнение состояния идеального газаю Вычисление молярной массы и параметров состояния газовой смеси.	6
СР5	Распределение молекул по скоростям и по кинетической энергии. Вычислени характеристической скорости молекул.	6
СР6	**Элементарная кинетическая теория процессов переноса.** Средняя длина свободного пробега и число столкновение частиц. Вычисление потока диффузии и коэффициента диффузии.	6
Итого		36
2-семестр		
СР7	Вычисление потока импульса и коэффициента вязкости. Решение задач на взаимосвязь между тепловым потоком и коэффициентом теплопроводности.	4
СР8	**Кинетическая теория теплоты и элементы термодинамики.** Решение задач на вычисление внутренней энергии идеального газа и на распределение энергии по степеням свободы. Решение задач на взаимосвязь между количеством теплоты переданный газу, работой газа и изменению внутренней энергии.	4
СР9	Вычисление работы при изменении объёма газа. Решение задач на взаимосвязь между количеством теплоты переданный газу, работой газа и изменению внутренней энергии.	4
СР10	Вычисление работы при изменении объёма газа.Вычисление теплоёмкости идеального газа.	4
СР11	Вычисление КПД тепловой машины и изменение энтропии в процессах идеального газа.	4
СР12	**Свойства реальных газов и жидкостей.** Вычисление параметров состояния и внутренней энергии реальных газов.	4
СР13	Решение задач на поверхностное натяжение жидкостей и капиллярные явления.	4
СР14	**Твердые тела** Решение задач на вычисление параметров решетки и теплоёмкости твёрдых тел.	4
СР15	Решение задач на вычисление параметров решетки и теплоёмкости твёрдых тел.	4
Итого		36
Форма занятие: Самостоятельная работа (СР) по лаборатории		

1-семестр		Часы СР
СР1	Лабораторная работа Зависимость давления от объема газа при постоянной температуре (закон Бойля-Мариотта)	6
СР2	Лабораторная работа Температурная зависимость объема газа при постоянном давлении (закон Гей - Люсакка)	6
СР3	Лабораторная работа Зависимость давления газа от температуры при постоянном объёме (закон Шарля) (закон Amonton)	6
СР4	Лабораторная работа Определение показателя адиабаты C_p/C для воздуха по методу Ричарда	6
СР5	Лабораторная работа Определение коэффициента объемного расширения жидкостей	6
СР6	Лабораторная работа Определение температуры смеси воды	6
Итого		36
2-семестр		
СР7	Лабораторная работа Определение скрытой теплоты парообразования воды	4
СР8	Лабораторная работа Наблюдение фазового перехода жидкость-газ в критической точке	4
СР9	Лабораторная работа Измерение поверхностного натяжения методом отрыва кольцо	4
СР10	Лабораторная работа Определение вязкости жидкости методом Стокса.	4
СР11	Лабораторная работа Измерение температурной зависимости коэффициента линейного расширения твёрдых тел	4
СР12	Лабораторная работа Определение удельной теплоёмкости твердых тел	4
СР13	Лабораторная работа Определение теплопроводности методом одиночной пластины	4
СР14	Лабораторная работа Определение эффективности работы солнечного коллектора в зависимость от теплоизоляции	4
СР15	Лабораторная работа Определение эффективности работа солнечного коллектора в зависимости от объема нагреваемой воды	4
Итого		36

Основные литературы

1.	Кикоин А.К., Кикоин И.К.. Молекулярная физика М Наука.1998г.
2.	Сивухин Д.В. Курс общей физики. Термодинамика и молекулярная физика .М.Физ-мат.лит. 2003 г. 575стр.
3.	Савелев А.В. Курс общей физики. Молекулярная физика и термодинамика. СЕУЛЬ 2002 г. 208 стр.
4.	Матвеев АН. Молекулярная физика.М.Высшая школа, 1987 г. 360 стр.
5.	Телеснен Р.В.Молекулярная физика М.Высщая школа. 1985 г.248 стр.
6.	Волькенштейн В.С. Сборник задач по общему курсу физики. М.Наука 1985 г
7.	Чертов А., Воробьев А. Сборник задач по общей физики М.Выс.шк.
8.	Paul A. Tipler, Gene Mosca, Physics for Scientists and Engineers. 6th edition. 2008.
Дополнительные литературы:	
1.	Рейф Ф. Статистическая физика. М., Наука 1977, 351 бет.
2.	Ахмаджонов О. Механика ва молекуляр физика. Ўқитувчи. Т.-1985. 287 бет.
3.	Animatsion rolik (http:www.upscale.utorouto.ca. ва html,http:ticalua.es).
4.	Fizika “Physicon”.
5.	Fizikadan o’quv kinofilmlari.
6.	Ko’rgazmali rangli rasmlar (http:www.hord Wareandlysis com.).
7.	Phusics onlien”.
8.	www.cultinfo./fulltext/l/008/077/561/htm

Критерии оценки знания студентов получение кредитов по курсу Молекулярная физика, на основе рейтинговой – кредитной системе

В первом занятии дисциплины студентам объявляется рейтинговая таблица по дисциплине, виды, форма, число контроля, получения оценки каждого этапа контроля, кроме того дается понятие о оценках промежуточного и текущего контроля. Чтобы обеспечить знание студента по дисциплине соответствовало к государственным стандартом образования, проводиться следующие виды контроля:

Текущий контроль (ТК) – метод оценки и определение уровень практической навыки и теоретических знаний студента по темам курса. ТК выводя из свойств курса можно провести в решение задачи, контрольная работа, домашние задания и другие виды;

Промежуточный контроль (ПК) – метод оценки и определение уровень практической навыки и теоретического знания студента после окончания определенной части (туда входит несколько тем курса) дисциплины. ПК проводиться в одном семестре в два раза и форма (письменно, устно, тест или другие) выделяется выходя из объема курса.

Итоговый контроль (ИК) – метод оценки и определение уровень успеваемости студентов практических навыков и теоретического знания отдельной части курса. Он проводится в конце семестра. ИК проводится «письменно» в виде основанных на опорных слов.

Процесс проведения ПК постоянно изчается комиссией составленной заведующей кафедрой и при случаях нарушение результаты ПК могут быть аннулированы. В таких случаях ПК проводиться заново.

По приказу руководителя высшего учебного заведения составляется комиссия из внутренного контроля и отдела мониторинга, которые будут постоянно наблюдать проведение ИК и при случаях нарушение результаты ИК могут аннулировать. В таких случаях ИК проводится заново.

Уровень знания и навыки студента контролируются пятибалльной системе. Уровень успеваемости студентов по дисциплине отражается в пятибалльной системе.

Балл	**Оценка**	**Уровень знание студента**
5	Отлично	Принять решение и сделать выводы. Творчески размышлять. Самостоятельно обозревать. Применять полученные знания в практике. Объяснить содержание. Знать, рассказать. Иметь представление.
4	Хорошо	Самостоятельно обозревать. Применять полученные знания в практике. Объяснить содержание. Знать, рассказать. Иметь представление.
3	Удовлетворительно	Объяснить содержание. Знать, рассказать. Иметь представление.
2	Неудовлетворительно	Не иметь точного представления. Не знать.

По курсу Молекулярная физика успеваемость студентов в течение семестра оценивается по 5 балльной системе. Студент получивший оценку удовлетворительно по текущим контролям, получает допуск к сдачи итогового контроля. Окончательную оценку получает студент при сдачи итогового контроля по 5 балльной системе.

Студент получивший положительной оценки по итогового контроля, получает необходимые кредиты по курсу.

Автор программы:	А.А.Пулатов, кандидат физико-математических наук, ст.преп.
E-mail:	
Организация:	Наманганский государственный университет, кафедра физики.

ЎЗБЕКИСТОН РЕСПУБЛИКАСИ

ОЛИЙ ТАЪЛИМ, ФАН ВА ИННОВАЦИЯЛАР ВАЗИРЛИГИ

МИРЗО УЛУҒБЕК НОМИДАГИ
ЎЗБЕКИСТОН МИЛЛИЙ УНИВЕРСИТЕТИ

«ТАСДИҚЛАЙМАН»
(ЎЗМУ ректори)
2020 йил 30 июнь

«КЕЛИШИЛДИ»
Олий ва ўрта-махсус таълим
вазирлиги
2020 йил 29 июнь

Рўйхатга олинди: № БД-5140200-2.05

2023 йил 24 август

МОЛЕКУЛЯР ФИЗИКА

ФАН ДАСТУРИ

Билим сохаси: 100000 - Гуманитар соха

Таълим сохаси: 140000 - Табиий фанлар

Таълим йуналиши: 5140200 - Физика

Фан/модуль коди	Ўқув йили	Семестр	ECTS - Кредитлар
MOLB108	2020 – 2021	2	8

Фан/модуль тури	Таълим тили	Хафталаги дарс соатлари
Мажбурий	Ўзбек/рус	6

1.	Фаннинг номи	Аудитория машғулотлари (соат)	Мустақил таълим (соат)	Жами юклама (соат)
	Молекуляр физика	90	150	240

2. I. Фаннинг мазмуни

Фанни ўқитишнинг максади - талабалар кўз ўнгида физик ходисаларни илмий билиш усулларини термодинамика ва молекуляр физика асосини ўрганиш чегарасида очиб бериш. Фанни ўқитишдан максад, инсоният фойдаси учун қўллаш мумкин бўлган табиатнинг объектив конунларини очиш ва текширишлар натижаларини амалиёт ва техникада қўллашдир. Физика конуниятларини ўрганиш техникани ривожига олиб келади. Физиканинг асосий конун ва ходисаларини билмай туриб амалий ва махсус курсларни ўрганишга киришиб бўлмайди. Умумий физиканинг бир бўлими сифатида «Молекуляр физика» фанини ўқитишдан асосий максад, бўлажак мутахассислар - физик кадрларда кузатишлар, амалий текшириш ва тажрибаларни умумлаштириш асосида физикавий назария тўғрисида дастлабки тушунчалар хосил килиш, уларда ўзларининг танлаган мутахассислик сохалари бўйича муваффаккиятли билим олишларини таъминлаш учун пойдевор яратишдан иборатдир.

Фанни ўкитишнинг вазифалари қуйидагилардан иборат:

- Моддаларни ташкил этивчи атом ва молекулаларнинг харакати ва ўзаро таъсирини статистик механика, термодинамика ва физикавий кинетика методлари оркали ўрганади;
- Молекуляр физика фани турли агрегат холатдаги макроскопик тизимлар таркибига кирувчи улкан сондаги заррачаларнинг (молекулалар, атомларнинг) ўзаро таъсири ва коллектив харакати билан боглик бўлган ходисаларни ўрганади. Моддалар тузилишини ўрганишга биринчи кадам кўйилади. Талабалар умумий физикани ушбу бўлимини ўрганишда кўлланиладиган усуллар ва моделлар билан таниши ўтиши, келгусида ўзларининг мутахассислик сохаларида муваффакиятли бахолар олишлари учун етарли бўлган назарий ва амалий билим кўникмаларига эга бўлишлари керак бўлади. Молекуляр физика эришган ютуклар фан ва техниканинг турли сохаларида, масалан, атмосферада юз берадиган ходисаларни тушунтиришда ва ўрганишда, газларда юз берадиган разряд билан боглик жараёнларни ёритишда, вакуум ва криоген техникаси билан боглик сохаларда, биологияда тирик организмлардаги осмос ва капиллярлик билан боглик бўлган жараёнларни ўрганишда, турли

параметрга эга бўлган аралашмалар ва котишмалар олишда, термодинамикада, кимёда (газ конунлари), статистик характерга эга бўлган жараёнларни тахлил килишда ва бошка кўпгина сохаларда ишлатилиши мумкин.

II. Асосий назарий кисм (маъруза машгулотлари)

II.I. Фан таркибига куйидаги мавзулар киради:

1-мавзу. Кириш.

Молекуляр физикага кириш. Модда хакидаги молекуляр – кинетик тасаввурларнинг ривожланиш ва унинг тузилиши хакидаги мумтоз ва квант физикаси моделлари.

2-мавзу. Модда хоссалари

Модда хоссалари ўрганишдаги динамик, статистик ва термодинамик усуллар.

3-мавзу. Идеал газ босими.

Газ молекуляр – кинетик назариянинг асосий тенгламаси.

4-мавзу. Температура.

Идеал газ холат тенгламаси.

5-мавзу. Идеал газ конунлари.

Газ молекулаларининг тезликлари. Штерн тажрибаси. Броун харакати.

6-мазу. Барометрик формула.

Перрен тажрибаси. Больцман конуни.

7-мавзу. Эхтимоллик.

Эхтимолликлар назариясининг айрим тушунчалари ва улар устида амаллар.

8-мавзу. Таксимот функцияси.

Газ молекулаларининг компоненталари бўйича таксимоти.

9-мавзу. Молекулаларнинг тезликлар бўйича таксимоти.

Максвелл-Больцман таксимоти.

10-мавзу. Нисбий тезликлар бўйича Максвел таксимоти.

Газ молекулаларининг ўртача арифметик ва энг катта эхтимолли тезликлари.

11-мавзу. Таксимот конунини экспериментал текшириш.

Ферми –Дирак ва Бозе – Эйнштейн статистикаси тўғрисидаги тушунча.

12-мавзу. Идеал газнинг ички энергияси.

Иссиклик миклори. Термодинамиканинг 1 – конуни.

13-мавзу. Идеал газларнинг иссиклик сигими.

Бир атомли газларнинг иссиклик сигими.

14-мавзу. Газларнинг иссиклик сигими.

Газларнинг иссиклик сигими ва молекулаларнинг эркинлик даражаси.

15-мавзу. Икки ва кўп атомли газлар.

Икки ва кўп атомли газларнинг иссиклик сигимлари. Тенг таксимот

конуни.

16- мавзу. Газ хажмининг ўзгаришида бажарилган иш.

Адиабатик жараён. Адиабатик жараёнда бажарилган иш. Политропик жараён.

17-мавзу. Молекуляр харакатлар ва кўчиш ходисалари.

Эффектив кесим юзи. Ўртача эркин югуриш йўли. Диффузия ва модда кўчиши.

18-мавзу. Ностационар ва стационар диффузия.

19-мавзу. Иссиклик ўтказувчанлик ходисаси.

Фурье конуни. Стационар ва ностационар иссиклик ўтказувчанлик.

20-мавзу. Конушоклик.

Кўчиш коэффициентлари орасидаги богланиш.

21-мавзу. Молекулалараро ўзаро таъсир кучлари.

Газларнинг суюлиши. Экспериментал изотермалар.

22-мавзу. Реал газнинг холат тенгламаси.

Ван – дер – Ваальс изотермалари.

23-мавзу. Фазавий ўтиш.

Фазавий диаграммалар.

24-мавзу. Критик холат ва критик параметрлар.

Ван – дер – Ваальс тенгламасини тажриба маълумотлари билан таккослаш.

25-мавзу. Ван – дер – Ваальснинг келтирилган тенгламаси.

Мос холатлар конуни.

26-мавзу. Қайтувчан ва кайтмас жараёнлар.

Термодинамиканинг Биринчи бош конуни. Циклик жараён ва Карно цикли.

27-мавзу. Энтропия.

Қайтар ва кайтмас жараёнларда энтропиянинг ўзгариши. Клаузиус тенгсизлиги. Термодинамиканинг II – конуни.

28-мавзу. Энтропия ва эхтимоллик.

Энтропия ва тартибсизлик. Термодинамиканинг III – бош конуни. Манфий температуралар.

29-мавзу. Суюкликларнинг хажмий хоссалари.

Суюкликлардаги кучлар. Суюклик чегарасидаги ходисалар. Сирт таранглик.

30-мавзу. Кристалл панжара ва уларнинг турлари.

Браве фазовий панжаралар классификацияси. Полиморфизм. Кристаллар анизатропияси. Металларда диффузиянинг механизмлари. Металларнинг иссиклик сиғими.

III. Амалий машғулотлари буйича кўрсатма ва тавсиялар

Амалий машғулотлари учун куйидаги мавзулар тавсия этилади:

1. Молекуляр физиканинг мазмуни, Модда миклори, моляр ва нисбий молекуляр масса, концентрация ва молекулалар сонини хисоблаш.

2. Идеал газнинг кинетик назарияси, Идеал газнинг босими. Газ

молекулаларининг ўртача кинетик энергияси ва газнинг мутлакхарорати орасидаги боғланишга доир масалалар ечиш.

3. Идеал газ конунлари ёрдамида газнинг холат параметрларини аниклаш. Идеал газнинг холат тенгламасини кўллашга доир масалалар ечиш.

4. Газ аралашмаларининг моляр массасини ва холат параметрларини хисоблаш.Барометрик формулани кўллаш ва Больцман таксимотига доир масалалар ечиш.

5. Молекулаларнинг тезликлар ва кинетик энергиялар бўйича таксимоти. Молекулаларнинг характерли тезликларини хисоблаш.

6. Кўчиш жараёнларининг элементар кинетик назарияси, Молекулаларнинг ўртача эркин югуриш йўли узунлиги ва молекулаларнинг тўкнашувлар сони.

7. Иссиклик ўтказувчанлик ва энергия кўчиши. Фурье конуни.

8. Диффузия окими ва диффузия коэффициентини хисоблаш. Импульс окимини ва ковушоклик коэффициентини хисоблаш.

9. Иссиклик окими, иссиклик ўтказувчанлик коэффициентлари орасидаги боғланишга доир масалалар ечиш.

10. Иссикликнинг кинетик назарияси ва термодинамика элементлари, Идеал газнинг ички энергиясини хисоблаш ва ички энергиянинг эркинлик даражалари бўйича таксимотига доир масалалар ечиш.

11. Газга берилган ,иссиклик миқдори, газнинг иши ва ички энергиясининг ўзгариши орасидаги боғланишга доир масалалар ечиш. Газ хажмининг ўзгаришида бажарилган ишни хисоблаш.

12. Идеал газларнинг иссиклик сигимларини хисоблаш. Иссиклик машиналарининг фойдали иш коэффициентлари ва идеал газ жараёнларида энтропия ўзгаришини хисоблаш.

13. Реал газлар ва суюкликлар, Реал газларнинг холат параметрларини ва ички энергиясини хисоблаш.

14. Суюкликларнинг сирт таранглиги ва капилляр ходисаларга доир масалалар ечиш.

15. Қаттик жисм, панжара параметрларини ва каттик жисмларнинг иссиклик сигимларини хисоблашга доир масалалар ечиш.

IV. Мустакил таълим ва мустакил ишлар

Мустакил таълимдан кўзланган максад ва вазифалар - бу талабаларда мустакил билим олиш кўникмаларини шакллантиришдан иборат.

Мустакил таълим лабораторня машгулотларига тайёргарлик кўришдан ташкари фан дастурида кўрсатилмаган, аммо фан бўйича талабанинг билим доирасини кенгайтирувчи кўшимча мавзулар доирасида берилган топшириклари бажаришни ўз ичига олади.

Мустакил таълим учун тавсия этиладиган мавзулар:

1. Газ молекулаларининг ўртача арифметик, ўртача квадратик ва энг катта эхтимолли тезликлари. Максвелл таксимотини тажрибада текшириш.

	2. Суюкликларнинг буғланиши ва қайнаши. Осмотик босим. 3. Металларда диффузиянинг механизмлари. Металларнинг иссиклик сиғими. 4. Таксимот функцияларини киёсий таҳлил килиш. Мустакил ўзлаштириладиган мавзулар бўйича талабалар томонидан рефератлар тайёрлаш ва уни такдимот килиш тавсия этилади.
3.	**V. Фан ўкитилишининг натижалари (шаклланадиган компетенциялар)** Фанни ўзлаштириш натижасида талаба: - гарчи атом ва молекулалар бўйсунадиган конунлар квант механикаси қонунлари бўлсада, жисмларнинг кўпчилик хоссалари атом ва молекулаларнинг квант табиати билан боғлик эмас, балки, уларда атом ва молекулаларнинг хаддан ташкари кўп сонли эканлиги билан боғликлик эканлигини, суюклик сиртида юзага келувчи сирт тарангалик кучлари ва капиллярлик ходисаларининг юзага келиш сабабларни билади; - идеал газ конунлари ва идеал газнинг холат тенгламасидан фойдаланган холда газнинг у ёки бу холати учун холат параметрларини, турли жараёнларда газнинг ички энергиясининг ўзгаришини, бажарган ишини, олган ёки берган иссиклик микдорини хисоблаб топа олиши, газнинг у ёки бу шароитига мос келувчи иссиклик сиғимларини хисоблаб топа олади, - газнинг бирор – бир тезлик интервалида харакатланувчи молекулалари сони ёки улушини, газларда ва суюкликларда кўчиш ходисаларининг юзага келиш сабабларини, кўчиш коэффициентларининг маъноларини билиши, олинган билимлар асосида молекулаларнинг ўртача эркин югуриш йўли узунлигини ва кўчиш коэффициентлари кийматларини, идеал ва реал газ холатлари орасидаги фарк нима сабабдан юзага келишини билиб олиши, олган билимлари асосида реал газнинг холат параметрларини хисоблай олади; - термодинамиканинг асосий конунларини, иссиклик машиналарининг ишлаш принципи ва уларда максимал фойдали иш олиш, кристаллар ходисаларидаги анизотропикликнинг сабабларини тушунтириб бера олиши, кристалларнинг элементар ячейкалари параметраларини хисоблай олиши, кристаллардаги текисликлар ва йўналишларни белгилашни билиши, каттик жисм иссиклик сиғимининг квант назарияси хакида билим ва кўникмаларига эга бўлади.
4.	**VI. Таълим технологиялари ва методлари:** - маърузалар; - интерфаол кейс-стадилар; - семинарлар (мантиқий фикрлаш, тезкор савол-жавоблар); - гурухларда ишлаш; - такдимотларни килиш; - индивидуал лойихалар; - жамоа бўлиб ишлаш ва химоя килиш учун лойихалар.

5.	**VII. Кредитларни олиш учун талаблар:** Фанга оид назарий ва услубий тушунчаларни тўла ўзлаштириш, таҳлил натижаларини тўғри акс эттира олиш, ўрганилаётган жараёнлар ҳақида мустақил мушоҳада юритиш ва жорий, оралиқ назорат шаклларида берилган вазифа ва топшириқларни бажариш, якуний назорат бўйича ёзма ишни топшириш.
6.	**Асосий адабиётлар** 1. Киконин А.К., Киконин И.К. Умумий физика курси. Молекуляр физика, Ўқитувчи, Тошкент-2004. 2. Jearl Walker, David Hallidey., R.Resnick. Fundamentals of physics. ISBN 978-8808-08797-3. 2014. 3. JEARL WALKER .FUNDAMENTALS OF PHUSICS, 2007,CERN 4. Douglas C. Giancoli. Physic sprinciples withapplications. 2014 5. Сивухин Д.В. Умумий физика курси. Термодинамика ва молекуляр физика. Ўқитувчи. Тошкент-1984, 526 бет. 6. Чертов А.А., Воробьев А. Умумий физика курсидан масалалар тўплами. Тошкент, Ўқитувчи, 1988 й. 8. Цедрик М.С. Умумий физика курсидан масалалар тўплами. Тошкент, Ўқитувчи, 1991 й. 9. Karabayeva M.A. Molekulyar fizika. T. Uniyersitet-2014. 298 b **Қўшимча адабиётлар** 1. Ўзбекистон Республикаси Президентининг 2017 йил 14 февралдаги 2017-2021 йилларда Ўзбекистон Республикасини ривожлантиришнинг бешта устувор йўналиши бўйича Ҳаракатлар стратегияси. 2. Ўзбекистон Республикаси Президентининг 2019 йил 17 июндаги "2019-2023 йилларда Мирзо Улуғбек номидаги Ўзбекистон Миллий университетида талаб юқори бўлган малакали кадрлар тайёрлаш тизимини тубдан такомиллаштириш ва илмий салоҳиятни ривожлантириш чора тадбирлари тўғрисида" ги ПК-4358 сонли Қарори. 3. Ш.М. Мирзиёев. "Қонун устуворлиги ва инсон манфаатларини таъминлаш-юрт тараққиёти ва халқ фаровонлигининг гарови" Тошкент-«Ўзбекистон»-2017.48 бет. 4. Ш.М. Мирзиёев. "Миллий тикланишдан миллий юксалиш сари". Тошкент- "Ёшлар нашриёт уйи"- 2019. 158 бет. 5. Абдуллаев Р.М., Хамиджонов И.Х., Карабаева М.А. «Молекуляр физика», Университет, Т- 2003, 121 бет. 6. Волькенштейн С.В. Умумий физикадан масалалар тўплами 7. Васильева О.Н., Салецкий А.М. Молекулярная физика и термодинамика. Сборник задач. Москва. Физический факультет

МГУ им. М.В. Ломоносова . 2018 г.
8. Миронова Г.А., Брандт Н.Н., Васильева О.Н., Салецкий А.М. Молекулярная физика и термодинамика. Разработка семинарских занятий. – М.: Физический факультет МГУ, 2014. 752 с.
9. Миронова Г.А., Брандт Н.Н., Васильева О.Н., Салецкий А.М. Молекулярная физика и термодинамика. Методика решения задач. – М.: Физический факультет МГУ, 2016. 416 с.
10. Миронова Г.А., Брандт Н.Н., Салецкий А.М. Молекулярная физика в вопросах и задачах. – СПб.: Лань, 2012. 480 с.
11. Матвеев А.Н. Молекулярная физика. – М.: Высшая школа, 1981. 400 с.
12. Алешкевич В.А. Курс общей физики. Молекулярная физика– М.: Физматлит, 2016. 312 с.

Ахборот манбаалари

1. Анимацион ролик (http:www.upscale.utorouto.ca. ва html,http:tical ua.es).
2. Физика "Physicon". .
3. Физикадан ўқув кинофильмлари.
4. Кўргазмали рангли расмлар (http:www.hord Wareandlysis com.).
5. Phusics onlian".
6. www.cultinfo./fulltext/1/008/077/561.htm
7. www.en/edu.ru. Портал

7.	Фан дастури Олий ва ўрта махсус, касб-хунар таълими йўналишлари бўйича Ўқув-услубий бирлашмалар фаолиятини Мувофиқлаштирувчи Кенгашнинг 2020 йил 29 августдаги 4 -сонли баённомаси билан маъқулланган. Ўзбекистон Республикаси Олий ва ўрта махсус таълим вазирлигининг 2020 йил 29 августдаги 452- сонли буйруғи билан маъқулланган фан дастурларини таянч олий таълим муассасаси томонидан тасдиқлашга розилик берилган.
8.	**Фан/модуль учун маъсулар:** К.А.Турсунметов - ЎзМУ, "Умумий физика" кафедраси, ф-м.ф.д., профессор. Ғ.Т.Рахмонов - ЎзМУ,"Умумий физика" кафедра мудири, ф-м.ф.н., доц. О.З.Султонов - ЎзМУ, "Умумий физика" кафедраси, катта ўқитувчи.
9.	**Такризчилар:** Н.Ф. Зикриллаев – Тошкент Давлат Техника университети профессори; Р.Абдуллаев - ЎзМУ, "Умумий физика" кафедраси, ф.-м.ф.н., доцент.

ЛЕКЦИЯ -1

Введение. Молекулярной физике. Развитие кинетические представление о веществах и классические и квантовые модели о строение веществ.

План

1.Границы применимости модели материальной точки и абсолютно твердого тела.

2.Модель материального тела.

3. Массы атомов и молекул.

4.Количество вещества.

5Агрегатные состояния вещества.

6.Основные признаки агрегатных состояний.

Молекулярная физика – это раздел физики, изучающий строение и свойства вещества на основе рассмотрения движения и взаимодействия большой совокупности молекул, составляющих это вещество. Использовать для этого динамическое описание, т.е. законы механики, нереально из-за огромного числа молекул и бесполезно с практической точки зрения. В таких системах действуют статистические закономерности, поэтому для описания их поведения необходимо использовать величины, имеющие вероятностный характер. Отсюда следует другое название этого раздела – статистическая физика, целью которой является определить свойства тел, непосредственно наблюдаемых на опыте (давление, температура и т.д.) как суммарный результат действия молекул. При этом используется молекулярно-кинетический или статистический метод. В этом методе, не рассматривая движение и взаимодействие отдельных молекул, макроскопические характеристики вещества определяют через некоторые усредненные микроскопические величины, характеризующие всю совокупность молекул (такие как средняя скорость, наиболее вероятная скорость, средняя кинетическая энергия и др.) с использованием тех или иных модельных представлений.

Термодинамика, как и молекулярная физика, также изучает свойства тел и происходящие в этих телах процессы, но при этом используется другой подход, который называется термодинамическим методом. Он заключается в том, что макроскопические свойства тел и происходящие в них процессы изучают без учета внутреннего строения вещества, основываясь на нескольких фундаментальных законах, которые называют началами термодинамики. Одним из таких законов является закон сохранения и превращения энергии, в термодинамике его называют первым началом или первым законом термодинамики.

Благодаря такому подходу термодинамический метод обладает большой общностью, его выводы применимы к системам с различным внутренним строением. Оба метода (статистический и

термодинамический) взаимно дополняют друг друга, а их совместное использование позволяет более эффективно решать научные проблемы.

Методы рассмотрения систем многих частиц . Дается характеристика агрегатных состояний вещества и описываются модели систем многих частиц.

Выявляется непригодность динамического описания систем многих частиц с теоретической, неосуществимость с технической и бесполезность с практической точек зрения. Излагаются основные особенности статистического и термодинамического методов.

Границы применимости модели материальной точки и абсолютно твердого тела.

В механике рассматривается движение материальных тел, свойства которых могут быть смоделированы в виде понятий материальной точки и абсолютно твердого тела. Это означает, что в первом случае не принимались во внимание внутренняя структура и пространственная протяженность материального тела, во втором — их учет сводился лишь к распределению свойства инертности (плотности) в объеме, занимаемом материальным телом, для частного случая, когда это распределение неизменно во времени. Таким образом, и во втором случае не исследуются внутренние свойства и внутренние движения материальных тел. Распределение плотности считается заданным при движении абсолютно твердого тела как целого. Следовательно, модели материальной точки и абсолютно твердого тела неприменимы для изучения внутренних свойств материальных тел, когда существенны их структура и движение частей тела относительно друг друга.

Модель материального тела. Известно, что материальные тела состоят из атомов и молекул. Известно также и строение последних. Поэтому моделью материального тела является совокупность атомов и молекул, взаимодействующих между собой по некоторым законам и соответствующим образом движущихся. Сами атомы и молекулы, входящие в материальные тела, могут быть представлены различными моделями в зависимости от обстоятельств и характера рассматриваемых явлений. В одних случаях их можно считать материальными точками, в других — абсолютно твердыми материальными телами, в третьих необходимо принять во внимание их внутреннюю структуру и внутреннее движение. Квантовая механика позволяет полностью изучить строение атомов и молекул, и поэтому все

их свойства могут считаться известными, а следовательно, известны и характеристики тех моделей, которыми они в конкретной ситуации представлены.

Взаимодействие атомов и молекул и их движение также в принципе известны. В одних случаях это движение рассматривается чисто классически такими же методами, как и движение материальных точек и твердых тел, в других случаях необходимо учесть квантовые закономерности, характерные для движения микрочастиц.

Эти законы известны в квантовой механике. Здесь не столь существенно их содержание; важно лишь констатировать, что они известны и позволяют в принципе изучить взаимодействие и движение атомов и молекул, входящих в материальные тела.

Поэтому моделью материального тела является совокупность атомов и молекул, свойства, законы движения и взаимодействия которых известны.

Массы атомов и молекул. В молекулярной физике принято характеризовать массы атомов и молекул не их абсолютными значениями (в килограммах), а относительными безразмерными величинами, называемыми относительной атомной массой Аг и относительной молекулярной массой M_r.

В качестве единичной атомной массы m_u принимается массы $1/2$ изотопа углерода ^{12}C: $m_u = \frac{\text{масса изотопа углерода 12C}}{12} = 1{,}66\ 10^{27}$кг (1.1)

Относительная молекулярная масса, или относительная масса молекулы, определяется формулой

$$\mathbf{M_r} = \frac{\boldsymbol{m}}{\boldsymbol{m}} = \frac{\text{масса молекулы}}{\text{масса } \mathbf{12}\text{C}}, \mathbf{12}\ [\text{безразмерная}] \quad \mathbf{(1.2)}$$

где $m_{мол}$ — абсолютное значение массы молекулы, кг.

Аналогичной формулой определяется и относительная атомная масса, надо лишь под $m_{мол}$ в (1.2) понимать абсолютное значение массы атома.

Абсолютные значения атомных масс по порядку величины заключены примерно в пределах 10^{-25} —10^{-27} кг, а относительные атомные массы — в пределах 1 —10^2.

Пределы значений относительных молекулярных масс значительно шире И простираются от единицы досотен тысяч единиц .

Количество вещества. В СИ количество вещества характеризуется числом его структурных элементов. Оно выражается в молях. Моль равен количеству вещества рассматриваемой системы, которое содержит столько же структурных элементов, сколько структурных элементов (атомов) содержится в 0,012 кг изотопа углерода ^{12}С.Таким образом, моль любого вещества содержит, по пределению, одинаковое число структурных элементов. Это число называют постоянной Авогадро. Она равна $N_A = \frac{0{,}012\ kg}{12 m_0}$ моль$^{-1}$= 6,02 10^{-23}моль$^{-1}$, где mu определено в (1.1). Из (1.3) следует

$$m_u N_A = 10^{-3} \text{ кг/моль. } (1.4)$$

Понятие моля относится к числу структурных элементов вещества. Поэтому они всегда должны быть указаны, иначе определение количества вещества в молях теряет смысл. Например, неправильно говорить, что в сосуде содержится два моля воды.

Правильно сказать, что в сосуде содержится два моля молекул воды. Это означает, что в сосуде имеется 2 • 6,02 ■10^{23} молекул $H_2 0$. Если, например, в некотором объеме содержится 10^{24} свободных электронов, то можно сказать, что в этом объеме содер-жится $10^{24}/(6{,}02 \cdot 10^{23})$ = 1,66 моль электронов. Если некоторое количество воды содер-жит, например, один моль молекул воды $H_2 0$, то оно содержит 2 моль атомов водорода и один моль атомов кислорода, или 10 моль протонов, 8 моль нейтронов и 10 моль электронов (молекулы тяжелой воды и изотопы не **учитываются).**

В молекулярной физике пользуются также понятием молярной массы, которая определяется как масса одного моля вещества: $M = mN_A$ — где m мол — масса молекулы. Молярная масса выражается в килограммах на моль (кг/моль). С учетом (1.2) и (1.4) формула (1.5) принимает вид $M = m_{mol} \cdot 10^{-3} / m_u = 10^{-3} M_r$ кг/моль, (1.6)где M, — безразмерная относительная масса, определенная в (1.2).В частности, молярная масса вещества, состоящего из изотопов углерода ^{12}С, равна 12 • 10^{-3} кг/моль. Относительные атомные массы приведены в таблице Менделеева.

Относительные молекулярные массы могут быть с достаточной точностью найдены в виде суммы относительных масс атомов,

составляющих молекулу, поскольку энергия химической связи атомов в молекуле и соответствующий этой связи дефект масс малы.

Число ν молей связано с числом n структурных элементов (молекул) некоторого количества вещества формулой

$$\nu = n/N_A \qquad (1.7)$$

Умножая числитель и знаменатель правой части (1.7) на массу молекулы и принимая во внимание, что $m_{мол} = m$ — масса вещества, с учетом (1.5) находим

$$\nu = m/M. \quad (1.8)$$

Агрегатные состояния вещества. Изучение взаимодействия между атомами и молекулами показало, что на сравнительно больших расстояниях между ними действуют силы притяжения, а на малых расстояниях — силы отталкивания. По своей природе они являются силами электромагнитного происхождения. Существование сил отталкивания на малых расстояниях есть просто констатация того факта, что атомы и молекулы занимают какое-то место в пространстве и, следовательно, препятствуют другим атомам и молекулам занимать то же место.

Атомы и молекулы находятся в движении и, следовательно, обладают определенной кинетической энергией. Очевидно, что силы притяжения стремятся связать атомы и молекулы в единое целое, а наличие кинетической энергии у молекул и атомов препятствует этой тенденции сцепления между ними. Окончательный результат противоборства этих двух тенденций зависит от их относительной интенсивности. Если

тенденция к разъединению много интенсивнее тенденции к связи, то вещество находится в газообразном, а если же интенсивнее тенденция к связи, то вещество находится в твердом состоянии. Когда интенсивности тенденций примерно одинаковы,образуется жидкое состояние. Сказанное выше имеет качественный характер, поскольку не было дано количественной меры понятия “интенсивность”. Этой количественной

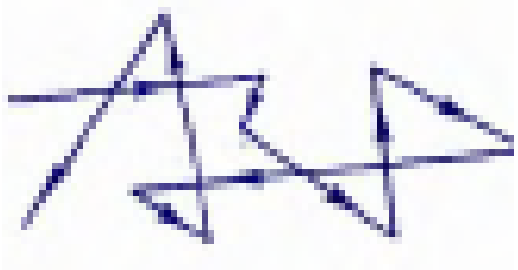
мерой являются потенциальная энергия притяжения и кинетическая энергия. Если суммарная кинетическая энергия атомов и молекул много больше суммарной потенциальной энергии их взаимного притяжения (по абсолютному значению, потому что потенциальная энергия притяжения отрицательна), то вещество находится в газообразном состоянии; если

много меньше, то в твердом. Жидкое состояние образуется при примерном равенстве этих энергий. Объяснение свойств вещества исходя из представлений о его молекулярном строении, движении и взаимодействии молекул составляет предмет молекулярно-кинетической теории строения вещества. Она создавалась постепенно в течение многих столетий. Выдающийся вклад в ее развитие внес М. В. Ломоносов.

Основные признаки агрегатных состояний. Поскольку газообразное состояние образуется в результате полного подавления тенденции молекул к сцеплению, вещество в газообразном состоянии не сохраняет ни формы, ни объема. Его объем и форма определяются сосудом, в который оно помещено. При отсутствии сосуда вещество стремится заполнить все пространство. Картина молекулярного движения в газах выглядит так: большую часть времени каждая молекула движется без взаимодействия, затем в небольшой области меняет направление своего

движения в результате столкновения с другой молекулой. Расстояние, пролетаемое молекулой между столкновениями, в сотни и тысячи раз больше

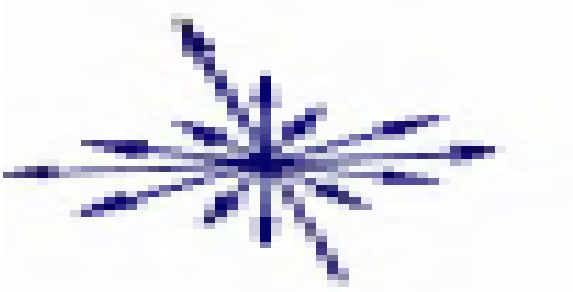
диаметра молекул. Одновременные столкновения трех молекул и большего числа случаются редко. Траектория отдельной молекулы выглядит так:



В твердом состоянии молекулы и атомы сильно сцеплены друг с другом. Вещество в твердом состоянии сохраняет как форму, так и объем. При деформации (изменении формы или объема) возникают силы, стремящиеся восстановить и форму, и объем. Молекулы или атомы твердого тела располагаются в определенных местах и образуют кристаллическую решетку. Они колеблются около некоторых

средних положений, называемых узлами кристаллической решетки; покидать небольшую область вблизи узлов они, как правило, не могут. Линия, вдоль которой происходят колебания, и амплитуда колебаний меняются с течением времени, но за большие по сравнению с периодом колебаний промежутки времени. Вдоль фиксированной линии совершается достаточно много колебаний,прежде чем направление линии колебаний изменится. С учетом этого траекторию отдельной молекулы

можно изобразить как последовательность линейных колебаний с различными амплитудами и в различных направлениях:



Жидкое состояние характеризуется тем, что вещество стремится сохранить объем, но не сохраняет формы. Отметим, что шарообразная форма жидкостей в условиях невесомости не противоречит этому утверждению. Жидкость всегда принимает ту форму, которая соответствует действующим на нее силам. В условиях невесомости на нее действуют силы поверхностного натяжения и шарообразная форма соответствует общему условию устойчивости. Молекулы в жидкости находятся близко друг к другу, как бы соприкасаясь. Однако их относительные положения не фиксированы и они сравнительно медленно меняют положения друг относительно друга. Траекторию молекулы можно представить примерно таким образом:

Иногда молекулы соединяются в агрегаты, состоящие из большого числа молекул, причем агрегатное расположение их определенным - образом упорядочено. В этом случае жидкости обладают некоторыми свойствами, характерными для твердых кристаллических тел (жидкие кристаллы). В настоящее время сравнительно хорошо разработаны теории газообразного и твердого состояний. Теория жидкого состояния наименее разработана.

Агрегатное состояние вещества определяется соотношением между средней кинетической и средней потенциальной энергией взаимодействия молекул: у газов средняя кинетическая энергия много больше абсолютного значения сред-ней потенциальной энергии взаимодействия молекул, у жидкостей они примерно равны, а у твердых тел абсолютное

значение средней потенциальной энергии взаимодействия молекул много больше их средней кинетической энергии. (Помните, потенциальная энергия взаимодействия при притяжении отрицательна!)

Ключовое слова: атом, молекула, вещество, движение, внутренный, строение, материальный, твердый, свойтва, масса, относительной.

Опорный слова: масса атома, масса молекулы,относительный, молекулярный,количествовещества,агрегатная,состояния,кинетической,потениальной,энергия,идеальный,метод,статистический,термодинамической

Вопросы для самоконтролья

1. Что такое атом? Чем отличается молекула от атома?

2. Что называют относительной молекулярной массой?

3. Дайте определение молярной массы.

4.Чем определится число Авагадро?

5.Что определит число Лошмитд ?

Лекция-2.

Динамический, статистический и термодинамический методы изучение свойства веществ.

План

1. Модель идеального газа
2. Динамический метод
3. Статистический метод
4. Термодинамический методы

Модель идеального газа. Наиболее простой моделью системы многих частиц является идеальный газ. По определению, это газ, состоящий из точечных материальных частиц с конечной массой, между которыми отсутствуют силы, действующие на расстоянии, и которые сталкиваются между собой по законам соударения шаров. Необходимо отметить, что частицы сталкиваются между собой именно нозаконам соударения шаров, потому что точечные частицы, строго говоря, испытывают только лобовые столкновения, которые приводят лишь к изменению направления скоростей сталкивающихся частиц на обратное и не изменяют направления их скоростей на какие-то другие углы. Наиболее близко свойствам идеального газа соответствуют достаточно разреженные газы. Простота модели идеального газа делает ее подходящей для ознаком -

ления с методами изучения систем многих частиц и соответствующими понятиями.

Динамический метод.

Между столкновениями частицы движутся по прямым линиям. Законы столкновений и ударов о стенки сосуда, в который заключен газ, известны. Поэтому, зная положения и скорости всех частиц газа в некоторый момент времени, можно вычислить их положение и скорости во все последующие моменты времени. Больше того, если в этом есть необходимость, нетрудно, в принципе, найти также положения и скорости всех частиц во все предшествующие моменты времени. Положения и скорости всех частиц в любой момент времени дают наиболее полную и детальную информацию о системе частиц. Однако вся эта информация в своем непосредственном виде необозрима для нашего мысленного взгляда и даже простая ее фиксация превосходит возможности любых технических средств, не говоря уже о технической неосуществимости ее обработки.

В самом деле, при нормальных условиях в 1 см^3 воздуха содержится примерно $2{,}7 \cdot 10^{19}$ молекул. Это означает, что для записи в некоторый момент времени положений и скоростей всех молекул потребовалось бы зафиксировать $6 \cdot 2{,}7 \cdot 10^{19}$ чисел. Если бы некоторое устройство фиксировало их со скоростью 1 млн. чисел в секунду, то потребовалось бы $6\text{-}2{,}7 \cdot 10^{13}$с$\approx$6 млн. лет. Если по этим данным необходимо вычислить, например, кинетическую энергию частиц, причем счет вести со скоростью 1 млн. операций в секунду, то потребуется примерно 21 млн. лет, не считая 2 млн. лет на фиксацию значений кинетической энергии для всех молекул. И это только для одного момента времени для молекул в 1 см^3 воздуха при нормальных условиях. Ясно, что такая задача технически неосуществима.Однако не только это обстоятельство делает динамическое рассмотрение невозможным и бесперспективным. Дело в том, что сама по себе информация об отдельных частицах в своей непосредственной форме непригодна для теоретического анализа. Например, 1 млрд. молекул в этом объеме в числовом отношении означает меньше, чем один человек в отношении всего населения Земного шара.

Поэтому если бы мы имели подробную информацию о всех людях, живущих на Земле, то потеря информации об одном человеке была бы более существенной, чем потеря информации об 1 млрд. молекул в

рассматриваемой системе. Ясно, что для изучения системы частиц в целом такой объем информации сам по себе несуществен.

Это важно для оценки роли элементов информации, которую дает динамическое описание. Но еще более важным является непосредственное следствие из этого обстоятельства. Пусть у миллиарда молекул произведены некоторые изменения направлений скоростей. Ясно, что они столь же несущественны для системы частиц в целом, сколь несущественно, например, для человечества в целом возникновение острой зубной боли у одного из людей. Однако несущественные изменения уже через доли секунды приведут к полному изменению положений и скоростей всех частиц и, следовательно, к полному изменению всей информации в той форме, которая рассматривается. Это обусловлено тем, что при нормальных условиях каждая из молекул испытывает примерно 10^9 столкновений в секунду. Поэтому если немного изменить направление скорости у одной из молекул, то уже через $n10^{-9}$ с изменятся скорости у 2й других молекул, а следовательно, изменятся и их положения в пространстве по сравнению с теми, которые они имели бы, если бы у первоначальной молекулы скорость не изменялась. А это и означает, что небольшое изменение, например, направления скорости у одной молекулы очень скоро приведет к изменению скоростей и положений всех молекул. Это показывает, что такая форма информации непригодна для теоретического анализа поведения системы в целом и является бесполезной с практической точки зрения. Из всего сказанного можно сделать вывод, что динамическое описание системы многих частиц неосуществимо с технической, непригодно с теоретической и бесполезно с практической точек зрения.

Статистический метод. Сказанное о динамическом описании позволяет сразу же сделать вывод, что для изучения системы многих частиц информация должна иметь обобщенный характер и относиться не к отдельным частицам, а к совокупности большого числа частиц. Соответствующие понятия также должны относиться не к отдельным частицам, а к большим совокупностям частиц. Новая форма информации и новые понятия требуют иного метода рассмотрения. Этот метод называется статистическим. Законы поведения совокупностей большого числа частиц,

исследуемые статистическими методами, называются статистическими закономерностями. Статистические методы в физике имеют более широкое применение, чем динамические. Это связано с тем, что динамический метод эффективен только в применении к системам с небольшим числом степеней свободы. Большинство же физических систем имеют громадное число степеней свободы и могут изучаться

только статистическими методами.

Термодинамический метод. Систему многих частиц можно рассматривать по-другому, не интересуясь ее внутренней структурой. При таком подходе нужно использовать понятия и физические величины, относящиеся к системе в целом. Например, модель идеального газа в состоянии равновесия при таком подходе характеризуется объемом, давлением и температурой. Экспериментальные исследования призваны установить связи между этими величинами, а теория должна строиться на некоторых общих положениях (например, закон сохранения энергии) и с их помощью объяснять эти связи.

Идеальный газ существует лишь в идее, в реальном мире он в принципе не может существовать: допущение точности молекул и отсутствия у них взаимодействия на расстоянии эквивалентно признанию их существования вне пространства, т. е. их несуществованию.

Динамическое описание системы многих частиц неосущест-вимо с технической, непригодно с теоретической и беспо-лезно с практической точек зрения. Статистический и термодинамический методы изучения систем многих частиц дополняют друг друга

1. Перечислите основные элементы модели вещества в молекулярной физике.

Такая теория по своему характеру является феноменологической. Она не интересуется внутренними механизмами процессов, определяющих поведение изучаемой системы в целом; такой метод изучения систем многих частиц называется термодинамическим.

Статистический и термодинамический методы изучения систем многих частиц дополняют друг друга. Термодинамический метод характери зуется своей общностью и позволяет изучать явления без знания их внутренних механизмов. Статистический метод помогает понять суть

явлений, установить связь поведения системы в целом с .поведением и свойствами отдельных частиц и подсистем. Их комбинированное применение способствует наиболее эффективному решению той или иной научной проблемы.

Пример 1.1. Какова молярная масса воды H_2O ? Сколько молей молекул воды содержится в 1 кг воды? Сколько молекул воды содержится в 1 г воды? Какова масса молекулы воды?

Относительная масса молекулы воды M_r — 18. Поэтому молярная масса воды M = 1 8 -1 0^{-3} кг/моль. Число молей в 1 кг воды ν = 1 кг/(18 • 10^{-3} кг/моль) = (10^3 /18) моль = 55,6 моль. Масса молекулы воды m_{mol} = $M_r m_u$ = 18 • 1,66 ■10^{-27} кг = = 2,99 10^{-26}кг. В массе воды m= 1 г = 1 0^{-3} кг содержится n = m/m_{mol} = = $10^{-3}/(2{,}99 \cdot 10^{-26})$ = 3,33 ■10^{22} молекул.

Иначе число молекул в 1 г воды можно найти с помощью постоянной

Авогадро. Масса воды 10^{-3} кг составляет ν= [$10^{-3}/(18^{-3})$] моль = 0,056 моль, поэтому число молекул n= νN_a = 0,056-6,02*10^{23} = 3,33 • 10^{22}

Пример 1.2. Известно, что объем, занимаемый одной молекулой воды, $\Delta V^3 \approx = 10^{-29}$ $м^3$. Найти плотность воды.

Поскольку масса молекулы воды m_{mol} = 2,99 -10^{-26}кг, то ее плотность $\rho = \frac{m_{mol}}{\Delta V}$ =10^3 кг/$м^3$ (молекулы можно считать плотно упакованными).

Ключовое слова: атом, молекула, вещество, движение, внутренный, строение, материальный, твердый, свойтва, масса, относительной.

Опорный слова: масса атома, масса молекулы,относительный, молекулярный,количествовещества,агрегатная,состояния,кинетической,потениальной,энергия,идеальный,метод,статистический,термодинамической

Вопросы для самоконтролья

1. Что такое атом? Чем отличается молекула от атома?

2. Что называют относительной молекулярной массой?

3. Дайте определение молярной массы.

4.Чем определится число Авагадро?

5.Что определит число Лошмитд ?

6.Что такой модел идеальной газ?

7.Чем отличается динамический метод от метода статистического?

8.Обьясните термодинамического метода изучения веществ.

Лекция-3

Давленые идельного газа. Основное уравнение молекулярной-кинетической теории идеального газа.

План

План

1.Связь между давлением идеального газа и температурой.

2.Броуновское движение.

3.Уравнение состояния идеального газа.

1.Связь между давлением идеального газа и температурой

Так как параметры состояния любой макроскопической системы взаимосвязаны, то равновесное состояние системы будет однозначно определено заданием ограниченного числа таких параметров.

Основными параметрами, определяющими состояние, являются давление, температура и удельный (или молярный) объём.

Давлением называется скалярная физическая величина, характеризующая распределение силы по поверхности, на которую она действует, и численно равная силе, действующей на единичную площадку в направлении, перпендикулярном к площадке

При равномерном распределении силы по плоской поверхности S давление равно

$$P=\frac{F\cos\alpha}{S}=\frac{F_n}{S} \qquad (1)$$

при неравномерном:

$$P=\frac{dF\cos\alpha}{dS}=\frac{dS_n}{dS} \qquad (2)$$

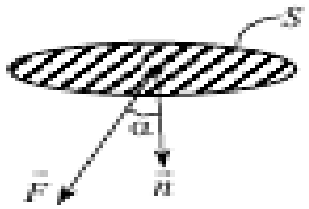


Рис.1

где α – угол между направлением силы и направлением нормали к поверхности (рис. 1.1).

В системе СИ давление измеряется в ньютонах на квадратный метр (Н/м^2). Распространены внесистемные единицы давления: техническая атмосфера (ат), физическая атмосфера (атм), равная давлению столба ртути высотой 760 мм; миллиметр ртутного столба (мм рт. ст.); бар.

Основное уравнение молекулярно-кинетической теории идеального газа для давления (уравнение Клаузиуса) устанавливает связь между давлением идеального газа в равновесном состоянии и средней кинетической энергией одной молекулы.

Чтобы найти давление газа, нужно подсчитать импульс, передаваемый всеми молекулами газа единице поверхности стенки за единицу времени. Действительно, давление равно

$$P = \frac{F}{S} \qquad (3)$$

где F. – нормальная к стенке средняя сила, действующая на стенку со стороны молекул; S – площадь стенки.

По третьему закону Ньютона такая же сила действует в среднем на ударяющиеся о стенку молекулы. Эта сила вызовет изменение суммарного импульса ударяющихся молекул. По второму закону Ньютона

$$\Delta K = F\Delta t \qquad (4)$$

где ΔK – изменение импульса сталкивающихся со стенкой молекул за время наблюдения Δt , численно равное импульсу, получаемому стенкой за это время. Подставив . из (4) в (3), получим

$$P = \frac{\Delta K}{\Delta St} \qquad (5)$$

Будем считать для простоты, что стенка S плоская и что все молекулы обладают одной и той же скоростью v. Предположим также (см. рис. 2), что молекулы движутся только вдоль трёх взаимно перпендикулярных направлений (точный расчёт показывает, что это предположение не влияет на конечный результат).

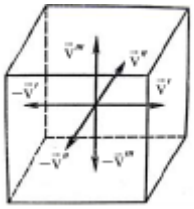


Рис.2

Пусть одно из этих трёх направлений перпендикулярно к стенке S, тогда по направлению к “стенке”будет двигаться 1/6 часть всех молекул (другая 1/6

молекул будет двигаться “от стенки”, остальные 2/3 – вдоль двух других направлений).
Каждая молекула, столкнувшаяся со стенкой, “отражается” от неё упруго – без потери скорости.
Следовательно, приращение импульса одной молекулы равно (рис. 3)

Рис.3

$$m\vec{\vartheta} - (-m\vec{\vartheta}) = 2m\vec{\vartheta}$$

За время Δt со стенкой столкнутся молекулы, находящиеся в начальный момент времени в объёме $S\upsilon\Delta t$ (рис. 4) и движущиеся 4к стенке4. Таких молекул $1/6nS\upsilon\Delta t$, где n – концентрация молекул*. Изменение импульса всех столкнувшихся со стенкой молекул равно

$$\Delta K = 2m\vartheta\frac{1}{6}nS\vartheta\Delta t = \frac{1}{3}m\vartheta^2 nS\Delta t \quad (6)$$

Подставив полученное выражение для ΔK в (5), найдё м р:

$$P = \frac{1}{3}nm\vartheta^2 \qquad (7)$$

Величина $m\upsilon^2 = 2E_{пост}$ есть удвоенная кинетическая энергия поступательного движения одной молекулы. Следовательно,

$$P = \frac{2}{3}nE_{ПОСТ} \qquad (8)$$

Теперь необходимо учесть, что молекулы как-то распределены по скоростям. Можно доказать, что распределение молекул по скоростям будет со всей строгостью учтено, если в формулах (7) и (8) под υ^2 понимать υ^2 (средний квадрат скорости), а под $E_{ПОСТ} - E_{ПОСТ}$

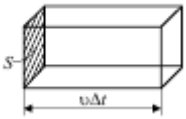


Рис.4

(средняя кинетическая энергия поступательного движения). Таким Образом

$$P = \frac{1}{3}\, nm\overline{\vartheta^2} = \frac{2}{3}\, n\overline{E}_{пост} \qquad (9)$$

Мы получили основное уравнение молекулярно-кинетической теории идеального газа. Давление идеального газа численно равно 2/3 средней энергии поступательного движения молекул, заключённых в единице объёма.
Важнейшим параметром термодинамического состояния является температура.

По определению, температура – скалярная физическая величина, характеризующая интенсивность хаотического движения частиц системы и пропорциональная средней кинетической энергии поступательного движения одной частицы:

$$T=\alpha\overline{E}_{пост} \qquad (10)$$

где α – размерный коэффициент пропорциональности.
В выражении (10) приведено определение абсолютной температуры. За начало отсчёта абсолютной температуры – абсолютный нуль – принята такая температура, при которой прекращается хаотическое поступательное движение частиц системы: $T = 0$, если $E_{ПОСТ} = 0$.
Абсолютная температура измеряется в градусах Кельвина (К)*.
Абсолютная температура (Т К) связана с температурой по шкале Цельсия (t °С) соотношением:

$$T\ К = t\ ^0C + 273{,}16^0$$

Из соображений дальнейших удобств коэффициент пропорциональности α представим в виде

$$\alpha = \frac{2}{3k}$$

где k – новая универсальная постоянная, называемая постоянной Больцмана. Если энергию измерять в джоулях, температуру – в градусах Кельвина, то единицей k будет Дж /К. Численное значение k в этих единицах равно $k = 1{,}38\cdot10^{-23}$ Дж/К.
Учитывая введённое обозначение, соотношение (10) можно переписать:

$$T = \frac{2\overline{E}}{3k} \qquad (11)$$

откуда

$$\overline{E}_{пост} = \frac{3}{2}кT \qquad (12)$$

2.Броуновское движение.

Все тела состоят из мельчайших частиц. Во-первых, об этом говорит возможность деления вещества (все тела можно разделить на части).

Наиболее ярким экспериментальным подтверждением представлений молекулярно-кинетической теории о беспорядочном движении атомов и молекул является **броуновское движение**.

Оно было открыто английским ботаником Р. Броуном (1827 г.). В 1827 году англ. ботаник Броун, изучая внутреннее строение растений с помощью

микроскопа обнаружил, что частички твердого вещества в жидкой среде совершают непрерывное хаотическое движение.

Тепловое движение взвешенных в жидкости (или газе) частиц получило название **броуновского движения.**

Броуновские частицы движутся под влиянием беспорядочных ударов молекул. Из-за хаотического теплового движения молекул эти удары никогда не уравновешивают друг друга. В результате скорость броуновской частицы беспорядочно меняется по модулю и направлению, а ее траектория представляет собой сложную зигзагообразную кривую. Теория броуновского движения была создана А. Эйнштейном (1905 г.). Экспериментально теория Эйнштейна была подтверждена в опытах французского физика Ж. Перрена (1908–1911 гг.).

Причиной броуновского движения является непрерывное хаотическое движение молекул жидкости или газа, которые , беспорядочно ударяясь со всех сторон о частичку, приводят её в движение. *Причина броуновского движения частицы в том, что удары молекул о неё не компенсируются.* Значит броуновское движение является еще и опытным обоснованием 2 положения МКТ.

Непрерывное движение молекул любого вещества (твердого, жидкого, газообразного) подтверждается многочисленными опытами по диффузии.

3.Уравнение состояния идеального газа.

Уравнение состояния идеального газа – уравнение Клапейрона – Менделеева
Состояние некоторой массы идеального газа определяется тремя параметрами состояния:
p – давлением;
V – объемом;
T – абсолютной температурой.
Связь между этими параметрами называется уравнением состояния.
Для идеального газа уравнение состояния, установленное опытным путем, имеет следующий вид:

$$\boxed{pV = \frac{m}{M}RT}, \qquad (1)$$

$$R = 8{,}31\,\frac{\text{Дж}}{\text{моль}\cdot\text{K}}.$$

Это уравнение называется уравнением Клапейрона – Менделеева, в нем:
p – давление газа;
V – его объем;
T – абсолютная температура;
m – масса газа;

M – молярная масса данного газа;
R – универсальная газовая
постоянная.
Проверить на опыте уравнение Клапейрона – Менделеева можно с помощью экспериментальной установки, идеализированная схема которой приведена на рис. 1. Газ в этой установке помещен в цилиндр под подвижным поршнем.

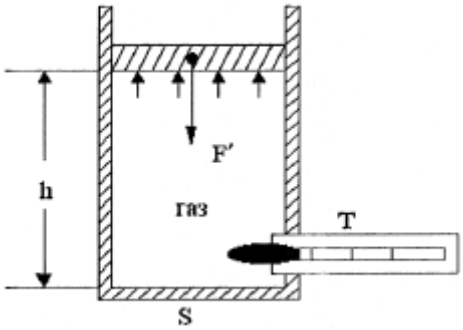


Рис.1

Температуру газа T измеряют термометром, объем V = Sh. Давление можно найти, поделив силу . , с которой поршень давит на газ, на его площадь S, поршень находится в равновесии, и сила . уравновешена силой давления газа . = pS.
Из (2) получим связь давления идеального газа с концентрацией молекул и температурой – еще одну формулу уравнения состояния идеального газа.
Для этого выразим из уравнения Клапейрона – Менделеева давление

$$p = \frac{1}{V} \cdot \frac{m}{M} \cdot RT = \frac{1}{V} \nu RT \,. \qquad (2)$$

Величина

$$\boxed{\nu \equiv \frac{m}{M}}$$ – дает число молей газа.

В самом деле, m – масса всего газа, а M – масса одного моля.
Помножим и поделим правую часть выражения для p на число Авогадро N_A :

$$p = \frac{1}{V} \cdot \nu N_A \frac{R}{N_A} T = \frac{N}{V} kT \,, \qquad (3)$$

здесь $N = \boldsymbol{\nu}\, N_A$ – число молекул газа;
$k \equiv R / N_A = 1{,}38 \cdot 10^{-23}$ Дж / К -постоянная Больцмана.
Концентрация молекул

$$\boxed{n \equiv \frac{N}{V}}, \qquad (4)$$

с учетом этого получим связь давления идеального газа с его

концентрацией и температурой

$$\boxed{p = nkT}. \quad (5)$$

Это еще одна форма опытного уравнения состояния идеального газа. Идеальным газом обычно бывает и смесь нескольких простых идеальных газов. Идеальный газ – это такой газ, размерами молекулы в котором можно пренебречь и давление на стенки сосуда создается независимыми ударами по ней отдельных молекул. В этом случае давление смеси:

$$p = \sum_i p_i = p_1 + p_2 + p_3 + \ldots, \quad (6)$$

где pi – парциальное давление газов смеси.

Парциальное давление – это такое давление, которое создавалось бы одним из газов смеси, если бы он один занимал весь объем, занимае мый смесью. Согласно (5):

$$p_i = n_i kT;$$

$$p = \sum_i p_i = \left(\sum_i n_i\right) kT = nkT,$$

где $n = \sum_i n_i = n_1 + n_2 + n_3 + \ldots$ суммарная концентрация молекул смеси газов.

Формула (6) – это закон Дальтона: давление смеси идеальных газов равно сумме их парциальных давлений.

Надо отметить, что суммарная концентрация молекул смеси не должна быть слишком большой, иначе газ перестанет быть идеальным. Это является критерием применимости как уравнения Менделеева – Клапейрона, так и закона Дальтона.

Ключовые слова:Теория,кинетической , идеальный , газ ,связь.движения, законы,температура,состояния.молекула.

Опорное слова: давление ,сила,поверхность,импульс,Ньютон,хаотичес-кий, движения, абсолютная,Броуновская ,уравнения, состояния,парциальный, изопроцессы.

Вопросы для самоконтролья

1 В чём заключается молекулярно-кинетическое толкование давления газа? Термодинамической температуры?

2 В чём содержание и какова цель вывода основного уравнения молекулярно-кинетической теории газов?

3 Как объяснить закон Бойля-Мариотта с точки зрения молеку-лярно-кинетической теории газов?

4. Какими законами описываются изобарные и изохорные про-

цессы?
5. Каков физический смысл постоянной Авогадро? Числа Лошмидта?
6. При некоторых значениях температуры и давления кислород количеством вещества 1 моль занимает объём 20 л. Какой объём при тех же условиях займёт водород количеством вещества 1 моль?
.

Лекция -4

Теплота и температура. Определение абсолютной температуры. Методы измерений температур и термометры. Состояние идеального газа.

ПЛАН

1.Теплота и температура.

2. Определение абсолютной температуры

3. Методы измерений температур и термометры.

4. Состояние идеального газа.

1.Теплота и температура

Многие понятия термодинамики возникли в связи с устаревшей теорией теплорода, которая сошла со сцены после выяснения молекулярно-кинетических основ термодинамики. С тех пор они используются и в научном, и в повседневном языке. Хотя в строгом смысле теплота представляет собой один из способов передачи энергии, и физический смысл имеет лишь количество энергии, переданное системе, слово «тепло-» входит в такие устоявшиеся научные понятия, как поток тепла, теплоёмкость, теплота фазового перехода, теплота химической реакции, теплопроводность и пр. Поэтому там, где такое словоупотребление не вводит в заблуждение, понятия «теплота» и «количество теплоты» синонимичны[6]. Однако этими терминами можно пользоваться только при условии, что им дано точное определение, не связанное с представлениями теории теплорода, и ни в коем случае «количество теплоты» нельзя относить к числу первоначальных понятий, не требующих определения[7]. Поэтому некоторые авторы уточняют, что во избежание ошибок теории теплорода под понятием «теплота» следует понимать именно способ передачи энергии, а количество переданной этим способом энергии обозначают понятием «количество

теплоты». Рекомендуется избегать такого термина, как «тепловая энергия», который по смыслу совпадает с внутренней энергией.

Внутренняя энергия термодинамической системы может изменяться двумя способами: посредством совершения работы над системой и посредством теплообмена с окружающей средой. Энергия, которую получает или теряет система в процессе теплообмена с окружающей средой, называется коли́чеством теплоты́ или просто теплотой[1]. Теплота — это одна из основных термодинамических величин в классической феноменологической термодинамике. Количество теплоты входит в стандартные математические формулировки первого и второго начал термодинамики.

Для изменения внутренней энергии системы посредством теплообмена также необходимо совершить работу. Однако это не механическая работа, которая связана с перемещением границы макроскопической системы. На микроскопическом уровне эта работа осуществляется силами, действующими между молекулами на границе контакта более нагретого тела с менее нагретым. Фактически при теплообмене энергия передаётся посредством электромагнитного взаимодействия при столкновениях молекул. Поэтому с точки зрения молекулярно-кинетической теории различие между работой и теплотой проявляется только в том, что совершение механической работы требует упорядоченного движения молекул на макроскопических масштабах, а передача энергии от более нагретого тела менее нагретому этого не требует.

Энергия может также передаваться излучением от одного тела к другому и без их непосредственного контакта.

Количество теплоты не является функцией состояния, и количество теплоты, полученное системой в каком-либо процессе, зависит от способа, которым она была переведена из начального состояния в конечное.

Единица измерения в Международной системе единиц (СИ) — джоуль. Как единица измерения теплоты используется также калория. В Российской Федерации калория допущена к использованию в качестве внесистемной единицы без ограничения срока с областью применения «промышленность».

Температура

Рассматривается способ построения эмпирической шкалы температур и отмечается зависимость определяемойс ее помощью температуры от

термометрического тела и термометрической величины. Обсуждается шкала температур с идеальным газом в качестве термометрического тела. Описывается Международная практическая шкала температур. Указывается на абсолютный характер нуля кельвин.

Термометрическое тело и термометрическая величина.

Температура является количественной мерой “нагретости” тела, причем “нагретость” здесь имеет чисто субъективный смысл. Можно определить понятие более и менее нагретого тела. Более нагретым является то, нагретость которого уменьшается при длительном контакте с другим телом, принимаемым в этом случае, по определению, за менее нагретое.

Затем можно было бы установить шкалу “нагретостей” или температур примерно так, как это было сделано при установлении шкалы твердости тел. Однако такой путь для измерения “нагретости” неприменим главным образом из-за практической невозможности сохранения эталонов неизменной постоянной “нагретости” при всех температурах. Степень “нагретости” тела измеряется по характеристикам материальных тел, зависящих от “нагретости”.Например, хорошо известно, что от “нагретости” твердого тела изменяется его длина, у газа — давление при неизменном объеме и т. д. Методы измерения длин, давлений известны. Поэтому измерение “нагретости” сводится к измерению некоторой величины тела, которая изменяется с изменением “нагретости” тела. Физической предпосылкой при этом является справедливость утверждения, что при длительном соприкосновении “нагретость” соприкасающихся тел является одинаковой.Тело, выбираемое для измерения “нагретости”, называется термометрическим, а величина, посредством которой измеряется “нагретость”, называется ермометрической.

Шкала температур. Прежде всего фиксируем термометрическое тело. Термометрическую величину обозначим l. Например, можно себе представить термометрическое тело в виде металлического стержня некоторой длины, а термометрической величиной является длина стержня. Теперь необходимо взять для начала хотя бы двехарактерные 4нагретости4, или реперные точки, которые было бы легко воспроизводить. Наиболее легко определяемыми и широкоизвестными являются 4нагретость4, при которой кипит вода при атмосферном давлении, и 4нагретость4, при которой она замерзает. Эти реперные точки называются точкой кипения воды и точкой замерзания. Пусть

термометрические величины термометрического тела в точках кипения и замерзания воды равны l_1 и l_t соответственно. Температурой называется числовое значение величины, с помощью которой характеризуется 4нагретость4 тела. Температура не является сама по себе термометрической величиной, которая взята за основу ее измерения. Она получается из термометрической величины следующим образом.

Температура выражается в градусах. Реперным точкам можно присвоить некоторую произвольную температуру. Пусть точке кипения присваивается температура t_2, а точке замерзания — температура t_v Тогда градусом температуры называется величина

$1° = (l_2 - l_1)/(t_2 - t_1)$ (1)

Температурой термометрического тела называется число, которое определяется по формуле

$t = t_1 + \frac{l_t - l_1}{1^0} = t_1 + \frac{l_t - l_1}{l_2 - l_1}(t_2 - t_1)$ (2)

где l_t— термометрическая величина при измеряемой 4нагретости4. Не лишне еще раз напомнить, что 4нагретость4 термометрического тела считается одинаковой с нагретостью любого другого тела, с которым оно достаточно долго находится в контакте.

Поэтому величина (2) является температурой газа, 4нагретость4 которого измеряется.Формулы (1) и (2) характеризуют шкалу температур. Они имеют однозначный смысл только при фиксированном выборе термометрического тела и термометрической величины.В качестве примера шкал температур можно указать шкалы Цельсия, Реомюра и Фаренгейта, которые отличаются значениями температур, приписанных реперным

точкам. В шкале Цельсия t_2= 100, t_1 = 0; в шкале Реомюра t_2= 80, t_1= 0: в шкале Фаренгейта t_2 = 212, t_1 = 32. Следовательно, одна и та же 4нагретость4 характеризуется в этих шкалах разными температурами:

$t^oC = \frac{l_t - l_1}{l_2 - l_1} 100$ (3а)

$t_R = (l_t - l_1) \cdot 80/(l_2 - l_1)$ (3б)

$t_F = 32 + (l_t - l_1) \cdot /(l_t - l_1)$ (3в)

В этих формулах имеется в виду, что берется одно и то же термометрическое тело и одна и та же термометрическая величина. Из (3) легко найти формулы пересчета температур от одной шкалы к другой:

$$t_R = 0{,}8\, t_{0C,} \quad t_F = 32 + 1{,}8 t_{0C} \qquad (4)$$

Заметим, что величина одного градуса в различных шкалах различна.Не все эти шкалы были установлены, исходя из точек таяния льда и кипения воды как из реперных. Голландский мастер-стеклодув Д. Фаренгейт (1686—1736) установил шкалу, приняв за первую реперную точку точку таяния льда в смеси с поваренной солью. Ей была приписана температура 0°С. В качестве второй реперной точки была взята точка таяния льда, которой была приписана температура 32°С. При этих условиях температура кипения воды при нормальных атмосферных условиях получилась равной 212°С. Термометрическим телом была ртуть или спирт.Французский ученый Р. А. Реомюр (1683 — 1757) предложил в 1730 г. свою шкалу. Он выбрал в качестве исходной реперной точки ($t_1 = 0$) температуру таяния льда, а в качестве градуса ~такое увеличение температуры, при котором спирт расширяется на 0,001 своего объема. При этом для температуры кипения воды получилось $t_2 = 80$. Шведский астроном А. Цельсий (1701 — 1741) предложил в 1742 г. свою шкалу, приняв за реперные точки точки таяния льда и кипения воды, приписав, им, однако, не современные значения 0 и 100, которые были введены несколько позднее, а 100 и 0.

Зависимость температуры от термометрического тела и Термометрической величины. Выберем термометрическое тело (например, железную проволоку) и термометрическую величину (например, ее лину) и построим конкретную шкалу температур(например, шкалу Цельсия). Наряду с этим выберем другое термометрическое тело (например, медную проволоку) и с той же термометрической величиной (ее длиной) построим также шкалу Цельсия. С помощью этих термометрических тел измерим 4нагретость4 какого-либо тела. Для одной и той же 4нагретости4 мы, вообще говоря, получим различные температуры. Это обусловливается тем, что зависимость длины тел от 4нагретости4 у различных тел различна. Поэтому значение температуры для одной и той же шкалы температур зависит от термометрического тела. Если фиксировать термометрическое тело и шкалу температур, а изменять термометрическую величину, с

помощью которой измеряется температура, то при данной 4нагретости4 также будут получаться, вообще говоря, различные температуры. Следовательно, температура зависит и от выбора термометрического тела.Экспериментально это было установлено в начале XIX в. английским химиком Г. Дэви (1778—1829), показавшим, что термометры, в которых в качестве термометрического тела используются различные жидкости, показывают в интервале от 0до 100°С различную температуру.

Поэтому необходимо раз и навсегда условиться о выборе термометрического тела и термометрической величины. В принципе это можно сделать произвольно, но фактически при выработке соглашения необходимо принять во внимание удобство и точность измерений, сохраняемость термометрического тела и термометрической величины, воспроизводимость термометрического тела и результатов измерений, интервала 4нагретостей4, в котором термометрическое тело может использоваться, и т. д. Если все эти условия принять во внимание, то произвол в выборе термометрического тела практически ликвидируется и мы однозначно приходим к идеальному газу как к термометрическому телу.Термодинамическая шкала температур. Даже немногие только что упомянутые требования к термометрическому телу наводят на мысль взять в качестве такого тела идеальный газ. Уравнение состояния идеального газа (6а) позволяет в качестве термометрической величины взять либо р, либо V, которые могут измеряться с большой точностью. Воспроизводимость этого термометрического тела в принципиальном смысле абсолютна, как и сохраняемость и неизменность. Единственный его недостаток в том, что он не существует в природе. Однако этот недостаток не имеет принципиального значения, потому что в физике всегда оперируют с абстрагированными идеализированными моделями и всегда можно изучить, насколько реальные модели близки к идеализированным, и выявить их отличия.

Температура не является термометрической величиной. Поэтому ее измерение всегда напоминает измерение высоты с помощью барометра, когда это в зависимости от обстоятельств можно сделать либо измерив давление, либо сбросив барометр с высоты и замерив время падения. Однако другого пути нет. Температура при фиксированной шкале и реперных точках не одинакова при различном выборе термометрического

тела и термометрической величины. Можно выбрать какой-то газ и, изучив его поведение, определить, насколькоон близок к идеальному. Как показывает эксперимент, достаточно разреженные газы очень близки Поэтому их можно непосредственно взять в качестве термометрического тела. Уравнение идеального газа (6а) содержит три переменные. Поэтому можно сказать, что это уравнение содержит определение температурь и два закона, в качестве которых обычно берутся законы Бойля-Мариотта и Гей-Люссака. Поэтому,-хотя это уравнение и принимается за основу определения температуры, имеется достаточно возможностей в его рамках проверить, насколько данное термометрическое тело близко к идеальному газу.

В качестве термометрических величин можно взять либо p, либо V. Если в качестве термометрической величины выбрано V, то тогда закон Гей-Люссака перестает быть законом, он становится следствием принятого определения температуры. В этом случае вторым независимым законом идеальных газов наряду с законом Бойля — Мариотта следует считать закон Шарля $p/p_2 = T/T_2$.В качестве реперных можно взять точки замерзания и кипения воды, температуры которых обозначим соответственно T_1 и T_2. Градус температуры, по определению, можно выбрать таким, чтобы разница между указанными температурами была равна 100, т. е. $T_2 — T_1 = 100$. В качестве термометрической величины используется давление. В эксперименте можно измерить давление p_2 некоторой массы газа, близкого к идеальному при температуре кипения воды, и давление p_1 при температуре замерзания. Эксперимент дал для отношения этих величин значение 1,3661. Следовательно, для вычисления T_2 и T_1 имеем два уравнения $T_2 — T_1 = 100$ К и $T_2/T_1 = 1{,}3661$, решение которых дает $T_1 = 273{,}15$ К; $T_2 = 373{,}15$ К. Тем самым шкала температур полностью фиксирована.

Однако такое введение шкалы температур не является полностью удовлетворительым. Дело в том, что температуры кипения и замерзания воды зависят от давления и его надо дополнительно фиксировать в определении. Кроме того, температуры кипения и замерзания фиксируются с недостаточной точностью. Поэтому в СИ условились шкалу температур определять по одной реперной точке, в качестве которой взята тройная точка воды . Температура тройной точки воды принята, по определению, равной 273,16 К. Единица температуры определяется как 1/273,16 температурного интервала между тройной точкой и точкой абсолютного нуля температур, которая, однако, является

не реперной точкой, а температурой на 273,16 К ниже температуры тройной точки воды.Выбрав идеальный газ в качестве термометрического тела, можно определить температуру по формуле

$$T = \frac{273,16}{P_0} P \quad (5)$$

где p_0 — давление газа при температуре тройной точки воды, p — его давление при измеряемой температуре. Объем газа V при измерении должен быть постоянным.

Определенная таким образом шкала температур называется термодинамической шкалой температур.Так как (5) основано на законах идеального газа, то T, определяемая этой формулой, совпадает с T, которая была введена как обозначение. Поэтому обозначаемая в предшествующем изложении посредством T температура является термодинамической.
Название 4термодинамическая4 она получила потому, что совершенно независимо может быть выведена из чисто термодинамических расчетов на основе второго начала термодинамики. Формально пока не было оснований называть эту температуру термодинамической, поскольку еще не был проведен термодинамический -анализ проблемы. Однако во избежание излишних терминов это целесообразно было сделать, отложив обоснование до более позднего момента.

Термометры. Реальным термометрическим телом, наиболее близко стоящим к идеальному газу, являются разреженные газы. Построенный на основе разреженного газа термометр называется газовым. В широком интервале температур от нескольких кельвинов до температур свыше тысячи кельвинов газовый термометр позволяет осуществить термодинамическую шкалу температур. Поэтому в этом интервале температур в Бюро стандартов пользуются газовыми термометрами как первичными стандартами. В газовых термометрах в качестве термометрической величины используется давление. Сами термометры громоздки и сложны в использовании. Поэтому они служат лишь для калибровки вторичных термометров, которые уже используются в научных исследованиях, промышленности и т. д. Из вторичных термометров наиболее распространенными являются жидкостные (например, спиртовые, ртутные), термометры сопротивления и термоэлементы. Жидкостные термометры используются от —200 до 600°С. В частности, в термометрах на пентане область температур от —200 до 20° С, а в

ртутных термометрах от —38,87 до 600° С.В термометрах сопротивления используется зависимость омического сопротивления проводника от температуры. Наиболее широким диапазоном доступных для измерения температур обладают платиновые термометры (от —200 до 1100°С). Международным комитетом мер и весов платиновый термометр рекомендован в качестве эталона для воспроизводства температур в интервале от —190 до 660°С.

Термометр сопротивления из меди пригоден для работы в интервале от —20 до 100° С. Термометры сопротивления также пригодны для измерения низких температур (бронзовые и графитовые термометры). Материалом термометров сопротивления могут быть полупроводники. У них с ростом температуры сопротивление не растет, а уменьшается, а скорость изменения сопротивления с температурой на порядок больше, чем у металлов. Это позволяет изготовить весьма чувствительные термометры на полупроводниках, называемые термисторами. Физические явления в термопарах рассмотрены в многих литературах. С их помощью определение температуры сводится к измерению разности потенциалов. С помощью термопар удается измерять температуру в широком интервале. Например, термопара из платино-платинородия используется в интервале от 0 до 1700°С, а из хромель-алюмеля — от —200 до 1350°С.При очень высокой температуре материалы плавятся и описанные виды термометров неприменимы. В этом случае в качестве термометрического тела берется само тело, температуру которого необходимо измерить, а в качестве термометрической величины — излучаемая телом электромагнитная энергия. Законы излучения хорошо известны и изучены и позволяют по излучению тела сделать заключение о его температуре. Международный комитет мер и весов установил термодинамическую шкалу при температуре выше 1063°С именно на основе законов злучения.Приборы, с помощью которых измеряется энергия излучения, называются пирометрами.При очень низкой температуре (≈1 К) также не удается применять обычные методы измерения температур, поскольку уравнивание температур при контакте происходит очень медленно и, кроме того, обычные термометрические величины 4не работают4 (например, давление становится весьма малым, сопротивление практически не зависит от температуры). В этих условиях также в качестве мометрического тела берется само тело, а в качестве термометрической величины — характеристики его свойств, например магнитных. Задача измерения температур тесно смыкается с исследованиями изменения

свойств веществ с температурой.В целом разработка термометров для различных интервалов температур и их калибровка является сложной научной и технической задачей. При этом используются законы физики, установленные для соответствующих областей емператур.

Международная практическая шкала температур. Она образована таким образом, чтобы с ее помощью можно было сравнительно просто калибровать научные и технические приборы и в то же время воспроизводить с технически максимально возможной точностью термодинамическую шкалу температур. Единицами температуры являются кельвин и градус Цельсия в зависимости от начала отсчета температур. Шкала температур постоянно уточняется в соответствии с результатами научных исследований и достижениями измерительной техники. В качестве первичных реперных точек выбраны хорошо воспроизводимые точки, которым приписана определенная температура. По этим точкам градуируются стандартные термометры, наиболее подходящие по своим физическим арактеристикам для измерения температур в соответствующих интервалах. Между реперными точками температурная шкала устанавливается с помощью интерполяционных формул, по которым температура вычисляется по показаниям термометров, принятых за стандартные.В целом построенная таким образом шкала чрезвычайно точно согласуется с термодинамической шкалой температур в реперных точках и достаточно точно во всех остальных точках.

Связь термодинамической шкалы со шкалой Цельсия. Шкала Цельсия определяется условием, что температура замерзания воды при давлении $1{,}013\text{-}10^5$ Па равна 0°С, а градус Цельсия равен кельвину. В термодинамической шкале температура замерзания воды при этих условиях равна 273,15 К. Поэтому, по определению, температура по шкале Цельсия задается равенством

$$t = T - 273{,}15, \quad (6)$$

где t — температура по шкале Цельсия.

Таблица 1

Опорные температурные точки Международной температурной шкалы (при нормальном давлении p = 101,325 кПа, исключая тройные точки)		
Фиксированные	T, К	t,°С

точки	13,81	-259,34
Точка тройная водорода	90,188	-
4 кипения кислорода	182,962	
4 тройная воды	273,16	0,01
4 кипения воды	373,15	100,0
4 плавления цинка	692,73	419,58
4 серебра	1235,08	961,93
4 золота	1337,58	
	1064,43	

Нуль кельвин. Из определения (6) видно, что температура не может изменять знак, поскольку существование отрицательного давления идеального газа исключается. Так как реперная температура принята по определению положительной, то термодинамическая температура не может принимать отрицательных значений .Существование состояний с нулевой термодинамической температурой этими рассуждениями не исключается. Однако анализ различных процессов показывает, что нуль кельвин является недостижимым, хотя не исключается возможность приближения к нему как угодно близко. Утверждение о недостижимости нуля кельвин принимается в термодинамике как самостоятельный постулат, называемый третьим началом термодинамики.

Как видно из (18),$<\frac{mv^2}{2}>=\frac{3}{2}\,kT$ и, следовательно, при 0 К кинетическая энергия должна обратиться в нуль. В частности, тепловые колебания атомов в узлах решетки должны прекратиться. Однако это противоречит основным положениям квантовой механики.По соотношениям Гейзенберга уменьшение импульса частиц неизбежно сопровождается увеличением неопределенности их координаты. Поэтому предположение о том, что атомы прекратили колебания в узлах кристаллической решетки, равносильно утверждению, что решетка вообще перестала существовать. С другой стороны, прямое решение квантовомеханической задачи о колебаниях атомов в узлах кристалли#

ческой решетки показывает, что энергия колебаний атомов никогда не может быть меньше некоторого минимального значения. Соответствующие этой энергии колебания называются нулевыми. Существование нулевых колебаний в кристалле было доказано экспериментально.

Ключевой слова: молекула ,газ ,расстояние,идеальной, реальный,размер, теория,обьем,абсольютный.

Опорной слово: молекулярно,кинетической, энергия,вещество,атом,сила, отталкивания,температура,термометрик,нагретность, шкала,репер, термометр.

Вопросы для самоконтролья

1. Какое тело выбрано в качестве термометрического в абсолютной термодинамической шкале температур? Каковы преимущества такого выбора?

2. По скольким реперным точкам определяется абсолютная термодинамическая шкала температур в СИ?

3. Перечислите опорные точки в Международной практической шкале температур.

4. Какими термометрами и методами измеряются температуры в различных интервалах ?

Лекция-5

Законы идеального газа. Скорость молекул газа. Измерение скорости молекул газа . Опыт Штерна

План

1 Законы идеального газа.

2. Скорость молекул газа.

3. Измерение скорости молекул газа .

4. Опыт Штерна

4.Законы идеального газа.

К экспериментальным газовым законам относятся пять законов, установленных опытным путем для газов, находящихся при давлениях и температурах, близких к атмосферным условиям. Первые три закона относятся к изопроцессам.
Изопроцессами называют такие равновесные процессы, при которых в системе с неизменной массой остается постоянным один из параметров состояния системы, а два других параметра изменяются согласованно. Рассмотрим некоторые изопроцессы.

Изотермическим процессом называется процесс, протекающий при постоянной температуре (T = const). Для идеального газа при постояннойтемпературе и неизменной массе произведение давления газа на его объем должно оставаться неизменным

$$pV = const \quad (1)$$

Это уравнение впервые было получено экспериментально английским физиком Р. Бойлем в 1662 г. Это соотношение является одним из первых законов в истории науки. В 1676 г. французский физик Э. Мариоттом уточнил закон Бойля, дополнив его формулировку условием 4при постоян ной температуре4. Поэтому закон называют законом Бойля-Мариотта.
График уравнения изотермического процесса называется изотермой. На p – V диаграмме изотермический процесс представляет собой гиперболу – во сколько раз увеличивается объем, во столько раз уменьшается давление газа. С увеличением температуры изотерма поднимается, т.е. проходит при более высоких давлениях (рис. 1 а).

Изобарным процессом называется процесс, протекающий при постоянном давлении (p = const). Для идеального газа при неизменной массе уравнение изобарного процесса имеет вид

$$\frac{V}{T} = const \quad (2)$$

В 1802 г. этот закон установил французский физик Ж. Гей-Люссак.
График уравнения изобарного процесса называется изобарой и представляет

собой линейную зависимость в координатах V – T (рис. 1). График

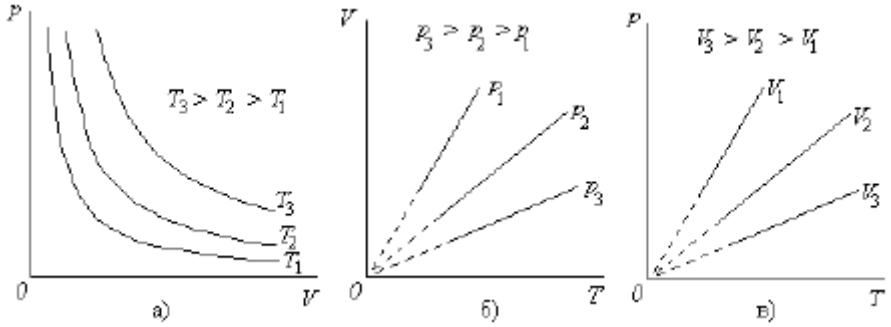


Рис.1

изобары проходит через начало координат, т.е. через абсолютный нуль температур. Но в области столь низких температур экспериментальные зависимости для любого реального газа существенно отличаются от инейных, что обусловлено неприменимостью модели идеального газа в этих условиях. Поэтому в низкотемпературной области изобары проводят пунктирной линией. Это означает, что они получены экстраполяцией наблюдаемой реально высокотемпературной части зависимости в область низких температур. Чем ниже давление, тем изобара «идет» круче (рис. 1 б).
Изохорным процессом называется процес, протекающий при постоянном объеме (V = const). Для идеального газа при неизменной массе уравнение изохорного процесса имеет вид

$$\frac{p}{T} = const \qquad (3)$$

Уравнение называется законом Шарля (1787 г.) График уравнения изохорного процесса называется изохорой. Подобно изобаре, изохора представляет собой линейную зависимость в координатах p – T (рис. 9.2 в) и в низкотемпературной области проводится пунктиром. Чем меньше объем газа, тем быстрее растет давление с температурой.

Абсолютное число молекул в единице объёма газа, скорости которых лежат в интервале от υ до (υ + dυ), равно

$$dn_\upsilon = nf(\upsilon)d\upsilon \qquad (1)$$

или после подстановки, (υ) в явном виде

$$dn_\upsilon = 4\pi n\left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{3/2} e^{-\frac{m\upsilon^2}{2kT}}\upsilon^2 d\upsilon. \qquad (2)$$

Это соотношение называется законом распределения молекул по модулю скоростей.
От распределения молекул по скоростям нетрудно перейти к распределению молекул по энергиям поступательного движения. Для это-

го достаточно перейти к переменной Ек:

$$E_к = \frac{m\upsilon^2}{2}; \quad \upsilon = \left(\frac{2E_к}{m}\right)^{1/2};$$

$$d\upsilon = \upsilon'_{dE} = \frac{1}{2}\left(\frac{2E_к}{m}\right)^{-1/2} \cdot \frac{2}{m} dE_к = \frac{1}{\sqrt{2mE_к}} dE_к .$$

Тогда

$$dn_E = 4\pi n\left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{3/2} e^{-\frac{m2E_к}{2kT\omega}}\left(\frac{2E_к}{m}\right)(2mE_к)^{-1/2} dE_к =$$

$$= n\frac{2}{\sqrt{\pi(kT)^3}} e^{-\frac{E_к}{kT}} E_к^{1/2} dE_к. \qquad (3)$$

Относительное число молекул, обладающих энергиями, заключёнными в единичном интервале, взятом вблизи энергии Ек, или, что то же самое, вероятность того, что молекула обладает энергией, лежащей в этом интервале, выражается формулой

$$f(E_к) = \frac{dn_E}{ndE_к} = \frac{2}{\sqrt{\pi(kT)^3}} e^{-\frac{E_к}{kT}} E_к^{1/2} = A_1 e^{-\frac{E_к}{kT}} E_к^{1/2}, \qquad (4)$$

где $A_1 = \frac{2}{\sqrt{\pi(kT)^3}}$.

На рисунке 1. изображена кривая распределения молекул по энергиям. Она похожа на кривую распределения по скоростям, так как форма определяется главным образом экспоненциальным множителем

$$e^{-\frac{E_к}{kT}}$$

Обратим особое внимание на эту кривую. В последующем нам придётся сравнивать её с кривой распределения частиц по энергиям в квантовых системах.

Зная распределения молекул по скоростям и энергиям, можно найти целый ряд средних величин, характеризующих молекулы.

Найдём среднюю арифметическую скорость.

Разобьём весь интервал возможных скоростей от 0 до ∞ на бесконечно малые интервалы dυ. Пусть число молекул в единице объёма, скорости которых лежат в пределах одного из таких интервалов,равно dnυ . Так как “ширина” интервала бесконечно мала, можно считать, что все молекулы, принадлежащие этому интервалу, имеют одну и ту же скорость υ.

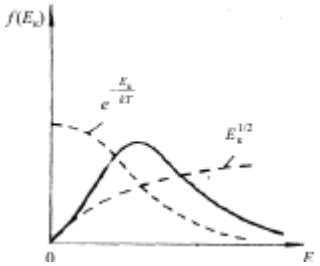


Рис.1.

Проинтегрировав слагаемые υ,nυ по υ от нуля до бесконечности и разделив найденную сумму на полное число молекул n, найдём среднюю арифметическую скорость:

$$\overline{\upsilon} = \frac{\int_0^\infty \upsilon dn_\upsilon}{n}. \qquad (5)$$

По (2) $dn_\upsilon = 4\pi n\left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{3/2} e^{-\frac{m\upsilon^2}{2kT}}\upsilon^2 d\upsilon$, которое подставим в подинтегральное выражение

$$\overline{\upsilon} = 4\pi\left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{3/2}\int_0^\infty e^{-\frac{m\upsilon^2}{2kT}}\upsilon^3 d\upsilon;$$

после интегрирования получим

$$\overline{\upsilon} = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}} = 1{,}13\upsilon_в. \qquad (6)$$

Средняя арифметическая скорость на 13% больше наиболее вероятной.

Среднее значение кинетической энергии поступательного движения молекул

$$\overline{E} = \frac{\int_0^\infty E_к dn_E}{n}. \qquad (7)$$

Подставив в это выражение dnE по (3) и произведя интегрирование, найдём Ек .

Вычисления дают

$$\overline{E_к} = \frac{3}{2}kT. \qquad (8)$$

Средняя энергия молекулы пропорциональна абсолютной температуре газа и не зависит от природы газа.

Вводится также скорость, называемая средней квадратичной. Эта скорость характеризует энергию молекул. Она равна корню квадратному из среднего значения квадрата скоростей молекул:

$$\overline{\upsilon_{кв}} = \sqrt{\overline{\upsilon^2}},$$

υ можно найти, воспользовавшись выражением (8). Действительно,

$$\overline{E_к} = \frac{m\overline{\upsilon}^2}{2} = \frac{3}{2}kT.$$

Отсюда $$\overline{\upsilon}_{кв} = \sqrt{\frac{3kT}{m}} = 1{,}22\upsilon_{в}\,. \qquad (9)$$

Средняя квадратичная скорость на 22% больше наиболее вероятной. Таким образом,

$$\overline{\upsilon}_{кв} > \overline{\upsilon} > \upsilon_{в}\,.$$

Разработан ряд методов определения скоростей газовых молекул и экспериментальной проверки распределения Максвелла.

2.Измерение скорости молекул газа . Опыт Штерна экспериментальной проверки распределения Максвелла.

Опыт Штерна (1920). По оси двух коаксиальных цилиндров (рис. 1.) натягивается нагреваемая током платиновая нить.
Нить покрывается тонким слоем вещества, скорость молекул которого требуется определить (в опытах Штерна – серебро).
Внутренний цилиндр имеет узкую щель, параллельную нити.
Прибор вакуумируется. Оба цилиндра приводятся во вращение с одной и той же угловой скоростью ω; после опыта изучается след, оставляемый на внешнем цилиндре пучком испаряющихся из нити молекул (опыт проводится столь долго, что осадок становится заметным). Опыт показывает, что след получается размытым по краям, неодинаковым по толщине и смещённым по отношению к следу, получаемому в неподвижном приборе (профильные разрезы этих следов показаны на рис. 1. а – разрез следа, когда прибор неподвижен; б – когда прибор вращался).

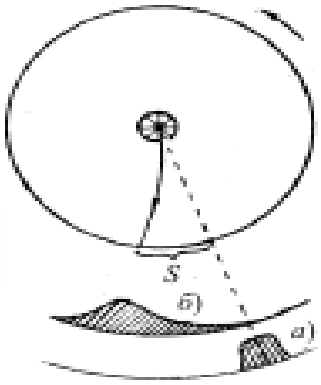


Рис.1

Объяснение. За время, пока молекулы преодолевают зазор между цилиндрами, прибор успевает повернуться на некоторый угол. Так как разные молекулы затрачивают на преодоление этого зазора разное время (вследствие различия скоростей), то смещение их относительно поверхности внешнего цилиндра будет также разным: оно мини-

мально для самых быстрых молекул и максимально для самых медленных. Прибор, таким образом, “сортирует” молекулы по скоростям. Если сравнить форму профиля следа с кривой распределения Максвелла, то нетрудно подметить их сходство.

Зная угловую скорость вращения цилиндров ω, радиусы внешнего и внутреннего цилиндров R и r, величину смещения S, можно вычислить скорость тех молекул,которые имеют данное смещение.

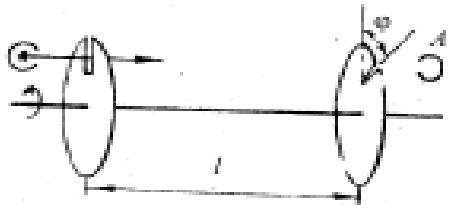


Рис.2

Решая совместно два уравнения

$$\upsilon = \frac{R-r}{t}, \quad S = \omega R t,$$

где t – время, затрачиваемое молекулой на преодоление расстояния между цилиндрами, получаем

$$\upsilon = \frac{\omega R(R-r)}{S}. \qquad (1)$$

Опыт Элдриджа (1927).

На пути узкого молекулярного пучка устанавливаются два синхронно вращающихся диска. В дисках вырезаны радиальные щели, смещённые друг относительно друга на некоторый угол ϕ (рис. 1.1).

Для того чтобы молекулы, имеющие скорость, близкую к υ, могли пройти обе щели и попасть в ловушку А, диски должны вращаться со скоростью

$$\omega = \frac{\varphi}{t} = \frac{\varphi\upsilon}{l},$$

где l – расстояние между дисками. Измерив ω, ϕ и l, можно найти υ. Число молекул в пучке, обладающих скоростями, близкими к данной, измеряется по толщине осадка в ловушке (это делается методом фотометрирования – определением прозрачности осадка).

Изменяя скорость вращения дисков, можно выделять из пучка молекулы, обладающие различными скоростями.

Ключовые слова:Теория,кинетической , идеальный , газ ,связь.движения, законы,температура,состояния.молекула, скорость ,молекула, обьем, распределение.

Опорное слова: давление ,сила,поверхность,импульс,Ньютон,хаотический, движения, абсолютная,Броуновская ,уравнения, состояния,парциальный, изопроцессы, арифметическую,средную.наиболее вероятной,квадратичный, цилиндр,

Вопросы для самоконтролья

1 В чём заключается молекулярно-кинетическое толкование давления газа? Термодинамической температуры?

2 В чём содержание и какова цель вывода основного уравнения молекулярно-кинетической теории газов?

3 Как объяснить закон Бойля-Мариотта с точки зрения молекулярно-кинетической теории газов?

4. Какими законами описываются изобарные и изохорные процессы?

5. Каков физический смысл постоянной Авогадро? Числа Лошмидта?

6. При некоторых значениях температуры и давления кислород количеством вещества 1 моль занимает объём 20 л. Какой объём при тех же условиях займёт водород количеством вещества 1 моль?

7.Насколько процентов больше средняя арифметическая скорость на вероятной?

8. Насколько процентов больше средняя квадратичная скорость на вероятной?

9. Средняя энергия молекулы зависть или независтьот природы газа?

10.Какими методами определяется скорость газовых молекул и проверяется распределения Максвелла?

11.Чем отличается средняя арифметическая скорость, средняя квадратичная скорость, наиболее вероятной скорость?.

12.Обьясните опыта Штерна

Лекция -6

Барометрическая формула. Опыть Перрена. Закон Больцман.

План

1. Барометрическая формула.
2. Опыть Перрена
3. Закон Больцман.

1.Барометрическая формула.

Распределение молекул идеального газа по скоростям определяется только температурой газа и не зависит от того, находится ли газ во внешнем силовой поле или нет. Распределение же молекул по координатам зависит от того, какие внешние силы действуют на газ.

Пусть идеальный газ находится в равновесном состоянии в однородном поле тяготения; пусть этим полем будет гравитационное поле Земли (как известно, вблизи поверхности Земли оно практически однородно).

Давление газа на данной высоте обусловлено весом вышележащих слоёв газа. Выделим на высоте h цилиндрический слой газа толщиной ,h и площадью основания S (рис. 1.).

Давление на высоте h обозначим p, на высоте (h +dh) как (p + dp) [p > (p + dp)], так как вес столба, давящего на нижнее основание слоя,

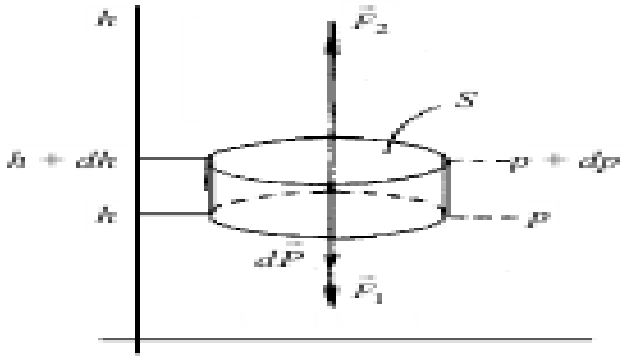


Рис.1.

больше веса столба, давящего на верхнее основание слоя). На выделенный слой действуют: сила тяжести dP, силы F_1 и F_2, обусловленные давлением газа на высотах (h + dh) и h.

Так как слой находится в равновесии, векторная сумма этих сил равна нулю:

$$d\vec{P} + \vec{F}_1 + \vec{F}_2 = 0 \text{ -} \quad (1)$$

В проекциях газа на ось h

$$-dP - F_1 + F_2 = 0 \qquad (2)$$

Численные значения сил dP, F_1 и F_2 равны соответственно

$$dP = dmg = \rho S dh g\,; \quad F_1 = (p + dp)S\,; \quad F_2 = pS\,,$$

где ρ – плотность газа.

Подставив эти выражения в (2) и произведя сокращения, получим

$$-\rho g dh - dp = 0$$

или

$$dp = -\rho g dh\,. \qquad (3)$$

Из уравнения состояния идеального газа можно выразить плотность газа:

$$\rho = \frac{m}{V} = \frac{pM}{RT}\,. \qquad (4)$$

После подстановки (4) в (3) и разделения переменных p и h получим дифференциальное уравнение

$$\frac{dp}{p} = -\frac{Mg}{RT}dh\,. \qquad (5)$$

Решение этого уравнения, если считать, что T и g не зависят от высоты h, имеет вид

$$\ln p = -\frac{Mgh}{RT} + \ln C$$

или после потенцирования

$$p = Ce^{-\frac{Mgh}{RT}}\,. \qquad (6)$$

Константу C найдём из дополнительных условий. Обозначим давление на высоте h = 0 через p_0. Подставив h = 0 и $p = p_0$ в формулу (6), получим $p_0 = C$. Таким образом:

$$p = p_0 e^{-\frac{Mgh}{RT}}\,. \qquad (7)$$

Давление идеального газа, находящегося в однородном поле тяготения в состоянии статистического равновесия, убывает с ростом h по экспоненциальному закону (рис. 2.).

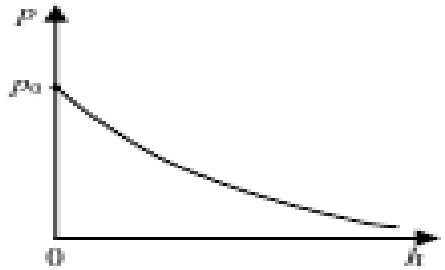


Рис.2

Формула (7) называется барометрической. Она получена П. Лапласом (Франция). Произведя замену

$$M = m_0 N_0 \quad \text{и} \quad R = kN_0,$$

где m_0 – масса одной молекулы; N_0 – число Авогадро; k – постоянная Больцмана, преобразуем показатель экспоненты:

$$\frac{Mgh}{RT} = \frac{m_0 N_0 gh}{kN_0 T} = \frac{m_0 gh}{kT}.$$

Барометрическая формула после этого приобретает вид

$$p = p_0 e^{-\frac{m_0 gh}{kT}}, \qquad (8)$$

где m_0 gh – потенциальная энергия молекулы на высоте h.

2.Распределение Больцмана

Распределение частиц газа по координатам характеризует распределение плотности газа ρ или, что то же самое, распределение концентрации частиц n.

Распределение частиц идеального газа по координатам в потенциальном поле сил после установления в газе статистического равновесия называется распределением Больцмана.

Для газа, находящегося в однородном поле тяготения, это распределение имеет вид

$$n = n_0 e^{-\frac{mgh}{kT}}. \qquad (1)$$

Уравнение (1) получается из барометрической формулы (8), если в последней произвести замену

$$p = nkT, \quad p_0 = n_0 kT,$$

где n и n_0 – соответственно концентрации молекул на высотах h и h = 0.

Больцман показал, что распределение частиц равновесного идеального газа по координатам в любом другом потенциальном поле

выражается формулой

$$n = n_0 e^{-\frac{E_п(x,\ y,\ z)}{kT}}, \qquad (2)$$

где $E_п(x, y, z)$ – потенциальная энергия частицы (необязательно молекулы) в точке с координатами x, y, z; n – концентрация частиц в этой точке; n_0 – концентрация частиц в точке, где $E_п = 0$; T – температура газа.

Формула (1.9.2) показывает, что концентрация частиц максимальна тем, где их потенциальная энергия минимальна. С увеличением потенциальной энергии концентрация частиц уменьшается по экспоненциальному закону.

Как следует из (.2), отношение концентраций частиц в точках 1 и 2, где их потенциальная энергия имеет значения $E_{п1}$ и $E_{п2}$, равно

$$\frac{n_2}{n_1} = e^{-\frac{E_{п2}-E_{п1}}{kT}}. \qquad (3)$$

Нетрудно показать, что это отношение равно отношению вероятностей того, что потенциальная энергия частицы принимает значения, близкие к $E_{п2}$ и $E_{п2}$ (говорить о том, что энергия частиц принимает точно значения $E_{п2}$ и $E_{п1}$ при непрерывном изменении $E_п$, бессмысленно). Из формулы (3) следует, что если $E_{п2} > E_{п1}$, то $n_2 < n_1$, т.е. вероятность найти частицу в более высоком энергетическом состоянии меньше вероятности найти её в более низком состоянии. Заметим, однако, что это справедливо только в случае, если система находится в состоянии устойчивого равновесия. В случае неравновесного состояния вполне возможно обратное.

Распределение частиц идеального газа (2) устанавливается в результате совместного действия теплового движения и потенциального поля.

Тепловое движение стремится разбросать частицы равномерно по всему пространству. Чем выше температура, тем эффективнее действие теплового движения. В пределе при $T \to \infty$ $n \to n_0$. Под действием сил поля частицы стремятся расположиться там, где их потенциальная энергия минимальна. Действие этой тенденции тем эффективнее, чем больше напряжённость поля и чем ниже температура газа.

В пределе при T = 0 (отсутствие теплового движения) n = 0, т.е. все частицы занимали бы состояние с минимальной (нулевой) потенци-

альной энергией (в случае поля тяготения Земли молекулы собрались бы на поверхности Земли).

Если в потенциальном поле находится смесь газов, то процентное содержание того или иного газа в разных местах будет неодинаковым. Это объясняется тем, что концентрация молекул разных газов изменяется от точки к точке поля по разным экспонентам.

Распределения молекул по скоростям и координатам можно объединить. Так как в равновесном состоянии распределение молекул по скоростям на любой высоте, в любом месте потенциального поля – максвелловское, вместо n в формуле (2) -

$$dn_{\upsilon} = 4\pi n\left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{3/2} e^{-\frac{E_к}{kT}} \upsilon^2 d\upsilon$$

можно подставить $n = n_0 e^{-\frac{E_п}{kT}}$.

Тогда число частиц в единице объёма, скорости которых лежат в интервале от υ до (υ + dυ), а значения потенциальной энергии – в интервале от Еп до Еп + dЕп , будет равно

$$dn_{\upsilon, E_п} = 4\pi n_0\left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{3/2} e^{-\frac{E_к+E_п}{kT}} \upsilon^2 d\upsilon, \qquad (4)$$

где $E_к + E_п = E$ – полная энергия одной частицы.

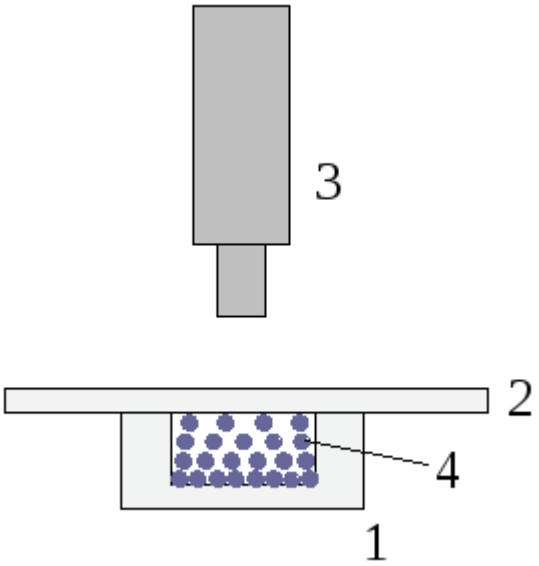
Соотношение (4) называется распределением Максвелла – Больцмана.

В заключение отметим, что применительно к земной атмосфере формулами (8), (.1) следует пользоваться с некоторой осторожностью. Они нередко приводят к результатам, не соответствующим эксперименту. Так, основываясь на распределении Больцмана, можно ожидать, что процентный состав атмосферы по мере подъёма вверх должен довольно быстро изменяться (относительное содержание более лёгких газов – водорода, азота – должно возрастать). Фактически это, однако, не подтверждается. Состав атмосферы вплоть до высот 20…25 км практически один и тот же (из-за интенсивного перемешивания конвекционными потоками). Общеизвестно также понижение температуры с высотой, чего не учитывают формулы (8) и (1). Не принимается во внимание и изменение с высотой величины g. Все это свидетельствует о том, что земная атмосфера не находится в состоянии стати-

стического равновесия.

Опыт Перрена (1870–1942 гг.). Определение числа Авогадро

Французский физик Перрен воспользовался распределением Больцмана для экспериментального определения числа Авогадро.

Рис.  10.5	Под микроскопом исследовалось броуновское движение частиц, которые распределялись по высоте подобно молекулам газа в поле тяготения. 1 – предметное стекло, 2 – покровное стекло, 3 – микроскоп, 4 – эмульсия с шариками диаметром доли микрон (частицы гуммигута – млечного сока деревьев).

Микроскоп наводился на верхний слой эмульсии (рис. 10.5), делали через микроскоп мгновенную фотографию, подсчитывали число броуновских частиц на фотографии. Далее тубус микроскопа опускали на 0,01 мм, снова фотографировали и подсчитывали число броуновских частиц на фотографии. Оказалось, что на дне сосуда броуновских частиц больше, на поверхности эмульсии меньше, а в целом распределение броуновских частиц по высоте соответствует распределению Больцмана. Так как шарики гуммигута находятся в жидкости (эмульсии), то потенциальная энергия их с учетом выталкивающей силы Архимеда можно записать $U = (m_0 - m_ж)gh$

, где m_0 – масса шарика, $m_ж$ – масса объёма жидкости, вытесненной шариком. Тогда распределение Больцмана можно

записать $n = n_0 e^{-\frac{(m_0 - m_ж)gh}{кT}}$

Если n_1 и n_2 – измеренные концентрации частиц на высотах h_1 и h_2, то $n_1 =$

$n_0 e^{-\frac{(m_0 - m_ж)gh_1}{кT}}$; $n_2 = n_0 e^{-\frac{(m_0 - m_;)gh_2}{kT}}$,

а $\frac{n_1}{n_2} = e^{-\frac{(m_0 - m_ж)g(h_1 - h_2)}{kT}}$

Тогда можно определить $\ln\frac{n_1}{n_2} = \frac{(m_0-m_ж)g(h_1-h_2)}{kT}$ и $k=\frac{(m_0-m_ж)g(h_2-h_1)}{kT}$.

$$k=\frac{(m_0-m_ж)g(h_2-h_1)}{T\ln\frac{n_1}{n_2}}$$

Величину $m_0 - m_ж = (\rho_0 - \rho_ж)V = \rho_0 V\frac{\rho_0-\rho_ж}{\rho_0} = m_0\frac{\rho_0-\rho_ж}{\rho_0}$

где ρ_0и $\rho_ж$– плотности материала шариков и эмульсии.

Определив экспериментально постоянную Больцмана k Перрен получил из R=kN_A

Зависимости $N_A = \frac{R}{k}$значение числа Авогадро $N_A - 6{,}8\ \cdot 10^{23}\frac{1}{\text{моль}}$. Точное значение:$N_A = 6{,}02 \cdot 10^{23}\frac{1}{\text{моль}}$

3. Границы применимости классической физики.

Границы применимости модели материальной точки и абсолютно твердого тела. В механике рассматривается движение материальных тел, свойства которых могут быть смоделированы в виде понятий материальной точки и абсолютно твердого тела. Это означает, что в первом случае не принимались во внимание внутренняя структура и пространственная протяженность материального тела, во втором — их учет сводился лишь к распределению свойства инертности (плотности) в объеме, занимаемом материальным телом, для частного случая, когда это распределение неизменно во времени. Таким образом, и во втором случае не исследуются внутренние свойства и внутренние движения материальных тел. Распределение плотности считается заданным при движении абсолютно твердого тела как целого. Следовательно, модели материальной точки и абсолютно твердого тела неприменимы для изучения внутренних свойств материальных тел, когда существенны их структура и движение частей тела относительно друг друга.

Модель материального тела. Известно, что материальные тела состоят из атомов и молекул. Известно также и строение последних. Поэтому моделью материального тела является совокупность атомов и молекул, взаимодействующих между собой по некоторым законам и соответствующим образом движущихся. Сами атомы и молекулы, входящие в материальные тела, могут быть представлены различными моделями в зависимости от обстоятельств и характера рассматриваемых явлений. В одних случаях их

можно считать материальными точками, в других — абсолютно твердыми материальными телами, в третьих необходимо принять во внимание их внутреннюю структуру и внутреннее движение. Квантовая механика позволяет полностью изучить строение атомов и молекул, и поэтому все их свойства могут считаться известными, а следовательно, известны и характеристики тех моделей, которыми они в конкретной ситуации представлены. Взаимодействие атомов и молекул и их движение также в принципе известны. В одних случаях это движение рассматривается чисто классически такими же методами, как и движение материальных точек и твердых тел, в других случаях необходимо учесть квантовые закономерности, характерные для движения микрочастиц.

Эти законы известны в квантовой механике. Здесь не столь существенно их содержание; важно лишь констатировать, что они известны и позволяют в принципе изучить взаимодействие и движение атомов и молекул, входящих в материальные тела. Поэтому моделью материального тела является совокупность атомов и молекул, свойства, законы движения и взаимодействия которых известны.

Вопросы для самоконтролья

1.Чем обусловлено давление газа на определенный высоте ?

2. Давление идеального газа, находящегося в однородном поле тяготения как измениться с ростом h ?

3.Что оределяет распределением Больцмана ?

4.Какое соотношение называется распределением Максвелла – Больцмана?

5.Что понимайте о границы применимости классической физики?

Лекция-7

Элементарные понятия теории вероятности. Случайные события и явления. Вероятность. Основные понятия теории вероятности.

План

1.Элементарные понятия теории вероятности.

2.Случайные события и явления. Вероятность.

3.Основные понятия теории вероятности.

4.Элементы вероятности.

Вероя́тность — степень (относительная мера, количественная оценка) возможности наступления некоторого события. Когда основания для того, чтобы какое-нибудь возможное событие произошло в действительности, перевешивают противоположные основания, то это событие называют *вероятным*, в противном случае *маловероят*ным или невероятным. Перевес положительных оснований над отрицательными, и наоборот, может быть в различной степени, вследствие чего *вероятность* (и *невероятность*) бывает *большей* либо *меньшей*. Поэтому часто вероятность оценивается на качественном уровне, особенно в тех случаях, когда более или менее точная количественная оценка невозможна или крайне затруднена.

Исследование вероятности с математической точки зрения составляет особую дисциплину — теорию вероятностей. В теории вероятностей и математической статистике понятие вероятности формализуется как числовая характеристика события — *вероятностная мера* (или её значение) — мера на множестве событий (подмножеств множества элементарных событий), принимающая значения от 0 до значение1

соответствует *достоверному* событию. .

Рассматриваются основные понятия теории вероятностей и методов изучения случайных событий. Анализируются основные характеристики

случайных величин . Для более детального изучения математической стороны дела читатателю следует обратиться к соответствующим курсам.

Возникновение понятия и теории вероятностей

Первые работы о вероятности относятся к 17 веку. Такие как переписка французских учёных Б. Паскаля, П. Ферма (1654 год) и нидерландского учёного Х. Гюйгенса (1657 год) давшего самую раннюю из известных научных трактовок вероятности[4]. По существу Гюйгенс уже оперировал понятием математического ожидания. Швейцарский математик Я. Бернулли, установил закон больших чисел для схемы независимых испытаний с двумя исходами (посмертно, 1713 год).

В XVIII в. — начале XIX в. теория вероятностей получает развитие в работах А. Муавра (Англия, 1718 год), П. Лаплас (Франция), К. Гаусса (Германия) и С. Пуассона (Франция). Теория вероятностей начинает применяться в теории ошибок наблюдений, развившейся в связи с потребностями геодезии и астрономии, и в теории стрельбы. Закон распределения ошибок по сути предложил Лаплас сначала как экспоненциальную зависимость от ошибки без учёта знака (в 1774 год), затем как экспоненциальную функцию квадрата ошибки (в 1778 году). Последний закон обычно называют распределением Гаусса или нормальным распределением. Бернулли (1778 год) ввёл принцип произведения вероятностей одновременных событий. Адриен Мари Лежандр (1805) разработал метод наименьших квадратов.

Во второй половине XIX в. развитие теории вероятностей связано с работами русских математиков П. Л. Чебышёва, А. М. Ляпунова и А. А. Маркова (старшего), а также работы по математической статистике А. Кетле (Бельгия) и Ф. Гальтона (Англия) и статистической физике Л. Больцмана (в Австрии), которые создали основу для существенного расширения проблематики теории вероятностей. Наиболее распространённая в настоящее время логическая (аксиоматическая) схема построения основ теории вероятностей разработана в 1933 советским математиком А. Н. Колмогоровым.

Случайные события. Отказ от динамического описания движения системы многих частиц приводит к изменению постановки вопроса о зада чах описания. Если в объеме, занимаемом идеальным газом, выделить некоторую небольшую пространственную область, то на вопрос, когда данная частица при своем движении будет находиться внутри этой области, нельзя дать определенного ответа. На вопрос о том, будет ли эта частица находиться в рассматриваемой области в некоторый конкретный промежуток времени, также нельзя дать определенного

ответа. Поэтому нахождение частицы в некоторой области пространства является случайным событием.

.

Для случайных событий необходимо пользоваться специальными понятиями и соответствующим математическим аппаратом. Этим занимается теория вероятностей.

Случайные величины. В идеальном газе координаты и скорости отдельных молекул в некоторый момент времени не могут приниматься за числа, точное значение которых можно заранее предсказать. Они являются случайными величинами. Закономерности, связанные со случайными величинами, изучаются теорией вероятности и математической статистикой.

Физические системы могут находиться в различных состояниях, образующих дискретную или непрерывную последовательность.

Примеры.

1. Бросание монеты. Два дискретных состояния – вверх “гербом”, вверх “решкой”.

2. Бросание игральной кости – кубика с пронумерованными гранями. Шесть дискретных состояний – вверх гранями 1, 2, 3, 4, 5, 6.

3. Шахматная игра. Дискретный ряд огромного, но конечного числа состояний.

4. Охлаждение макроскопического тела. Непрерывная последовательность бесконечного числа состояний.

Различные состояния системы осуществляются с различной вероятностью.

Математической вероятностью w_i данного состояния системы называется предел отношения времени нахождения системы в этом состоянии t_i к общему времени наблюдения T при стремлении последнего к бесконечности:

$$W_i = \lim_{\tau\to\infty} \frac{t_i}{T} \qquad (1)$$

Утверждение, что система находится в i-м состоянии, равносильно утверждению, что некоторая физическая величина x, являющаяся однозначной функцией состояния, принимает значение x_i, и, наоборот, если эта величина принимает значение x_i , то система находится в i-м

состоянии. Это утверждение позволяет временное определение вероятности (1.5.1) заменить определением через число измерений величины x. Если N – полное число измерений величины x, N_i – число измерений, при которых эта величина принимает значение x_i , то вероятность того, что величина x имеет значение x_i , равна

$$W_i = \lim_{N\to\infty} \frac{N_i}{N} \qquad (2)$$

Вероятность можно определить так же как предел отношения числа благоприятных событий (N_i) к полному числу событий (N) при

неограниченном возрастании числа последних:

$$w_i = \lim_{N\to} \frac{N_i}{N} \qquad (3)$$

Определения вероятностей (1.5.1) – (1.5.3) даны для состояний и событий, образующих дискретную последовательность. Если состояние системы изменяется непрерывно, не имеет смысла говорить о вероятности того или иного состояния, о вероятноститого или иного значения переменной величины x (эти вероятности равны нулю). Имеет смысл говорить о вероятности того, что величина x имеет значения, лежащие в интервале от x до x + dx. Эта вероятность равна

$$dw = \lim_{T\to\infty} \frac{\Delta t_i}{T} \qquad (4)$$

или, что то же самое,

$$dw = \frac{dN}{N} \qquad (5)$$

где Δt_I – время, в течение которого значения величины x не выходят за пределы интервала от x до x + ,x; ,N – число измерений из общего числа N, при которых величина x имеет значения, лежащие в интервале от x до x + dx.

Вероятности (4) – (5) зависят от того, в окрестности какого значения величины x выбран интервал ,x, т.е.

$$dx = .(x)dx \qquad (6)$$

где . (x) – коэффициент пропорциональности, называемый плотностью вероятности или функцией распределения вероятностей. Плотность

вероятности – вероятность того, что величина x имеет значения, лежащие в единичном интервале значений в окрестности значения x.

Вероятность может принимать значения от 1 до 0. Так, вероятность “выхода””герба” при бросании монеты равна 1/2, вероятность выпадения грани “3” при бросании игральной кости равна 1/6. Вероятность достоверного события равна единице, вероятность абсолютно невозможного события – нулю.

Примем без доказательства две важные теоремы теории вероятностей – теорему сложения и теорему умножения вероятностей. Вероятность нахождения одной и той же системы в одном из двух взаимоисключающих состояний равна сумме вероятностей нахождения системы в каждом из этих состояний:

$$w_{i+k} = w_i + w_k \qquad (7)$$

Пример. Вероятность того, что при бросании игральной кости выпадет одна из граней 1 или 5 (любая), равна сумме вероятностей выпадения каж -дой из граней, т.е. 1/6 + 1/6 = 1/3. Если две системы являются независи мыми, то вероятность одновременного пребывания одной системы в i-сос тоянии, а другой в k-состоянии равна произведению вероятностей нахожде ния систем в этих состояниях:

$$w_{ik} = w_i \cdot w_k \qquad (8)$$

Пример. Вероятность того, что при бросании двух игральных костей одновременно выпадут грани “1” обеих костей, равна

$$1/6 \cdot 1/6 = 1/36.$$

Из теорем сложения и умножения вероятностей вытекает ряд следствий. Сумма вероятностей всех возможных состояний системы равна единице. Это следует из очевидного факта, что система непременно должна находиться в одном из возможных состояний.

Для дискретной последовательности состояний

$$\sum_{i=1}^{n} w_i = \sum_{i=1}^{n} \lim_{T\to\infty} \frac{t_i}{T} = \lim_{T\to\infty} \frac{\sum_{i=1}^{n} t_i}{T} = 1, \qquad (9)$$

так как, по определению, $T = \sum_{i=1}^{n} t_i$.

В случае непрерывной последовательности состояний

$$\int dw = \int f(x)dx = 1 . \qquad (10)$$

Условия (1.5.9) – (1.5.10) называются условиями нормирования вероятностей. Если переменная величина x принимает N_1 раз значение x_1, N_2 раз значение x_2 и т.д., то арифметическим средним этой величины называется отношение суммы всех этих значений к полному их числу (N), т.е.

$$\frac{x_1N_1 + x_2N_2 + \ldots + x_nN_n}{N} = \frac{\sum_{i=1}^{n} x_iN_i}{N}, \qquad (11)$$

где $N = N_1 + N_2 + \ldots + N_n$.

Статистическим средним величины x называется предел её арифметического среднего:

$$\bar{x} = \lim_{N\to\infty} \frac{\sum_{i=1}^{\infty} x_iN_i}{N} = \sum_{i=1}^{\infty} \lim_{N\to\infty} \frac{x_iN_i}{N} = \sum_{i=1}^{\infty} x_i \lim_{N\to\infty} \frac{N_i}{N} = \sum_{i=1}^{\infty} x_iw_i . \qquad (12)$$

Таким образом, статистическое среднее переменной величины x равно сумме произведений всех значений этой величины на вероятность того, что она принимает данное значение.

Если переменная величина x непрерывна, то её статистическое среднее вычисляется по формуле

$$\bar{x} = \frac{\int_0^{\infty} xdN}{N} = \int_0^{\infty} xdw . \qquad (13)$$

В дальнейшем всюду, говоря о среднем значении той или иной величины, мы будем иметь в виду статистическое среднее, но слово 4статистическое4 будем опускать.

Между случайными событиями и статистическим законом существует связь. Наглядное представление об этой связи дают опыты с доской Гальтона. Прибор представляет собой широкую доску, в верхней части которой в шахматном порядке набиты гвоздики, а в нижней сделаны узкие вертикальные ячейки (рис. 1.). Спереди прибор закрыт стеклом. Сверху в прибор вставлена воронка.

Опыт 1. Бросим в воронку какую-нибудь крупинку, зерно риса, например. Можно ли заранее предсказать, в какую ячейку попадёт эта крупинка? Нет, нельзя. Такого закона не существует. Движение крупинки, столкновение её с тем или иным гвоздиком, попадание в ту или иную ячейку – события случайные.

Опыт 2. Будем сыпать крупинки в воронку струёй. Крупинки распределяются по ячейкам неравномерно: больше всего их окажется в средней ячейке, в боковых ячейках их будет тем меньше, чем дальше отстоят ячейки от середины.

Опыт 3. Пронумеруем все крупинки и запишем номера крупинок, попавших в каждую из ячеек, затем перемешаем крупинки и снова высыплем в воронку. Крупинки, вновь попавшие в каждую из ячеек, будут другими, но число их в каждой ячейке будет почти таким же, как и в опыте 2.

Опыт 4. Будем много раз бросать в прибор одну и ту же крупинку, всякий раз замечая, в какую из ячеек она попадёт.

Результат: наибольшее число раз крупинка попадёт в среднюю ячейку. Если из N бросаний крупинка N_1 раз попадает в 1-ю ячейку, N_2 раз – во вторую и т.д., то отношения N/N_1, N/N_2, … будут близки к вероятностям попадания крупинки в ячейки 1, 2, … .

Итак, опыт показывает, что количественное распределение крупинок по ячейкам или, что то же самое, вероятность попадания

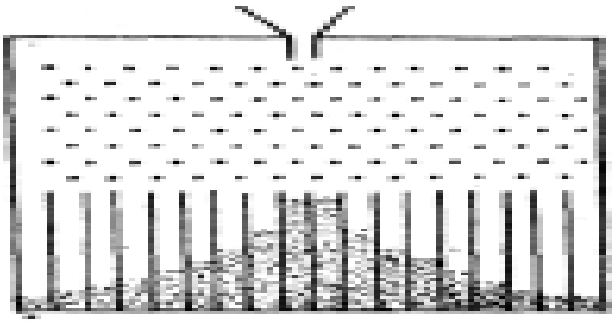


Рис. 1

данной крупинки в отдельные ячейки подчиняется опданной крупинки в отдельные ячейки подчиняется определённому статистическому закону.

Графически этот закон распределения изобразится ломаной ступенчатой линией (рис. 2).

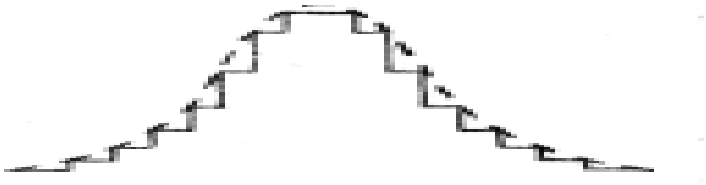


Рис.2

Чем уже ячейки, тем глаже кривая распределения. В пределе она будет иметь колоколообразную форму (кривая Гаусса, на рис. 2– пунктирная кривая).

Классическое определение

Классическое “определение” вероятности исходит из понятия *равновозможности* как объективного свойства изучаемых явлений. Равновозможность является неопределяемым понятием и устанавливается из общих соображений симметрии изучаемых явлений. Например, при подбрасывании монетки исходят из того, что в силу предполагаемой симметрии монетки, однородности материала и случайности (непредвзятости) подбрасывания нет никаких оснований для предпочтения “решки” перед “орлом” или наоборот, то есть выпадение этих сторон можно считать равновозможными (равновероятными).

Классическое определение вероятности можно сформулировать следующим образом:

Вероятностью случайного события А *называется отношение числа* n *несовместимых равновероятных элементарных событий, составляющих событие* А*, к числу всех возможных элементарных событий* N*:*

$$P_r(A)=\frac{n}{N}$$

Например, пусть подбрасываются две кости. Общее количество равновозможных исходов (элементарных событий) равно 36 (так как на каждый из 6 возможных исходов одной кости возможно по 6 вариантов исхода другой). Оценим вероятность выпадения семи очков. Получить 7 очков можно лишь при следующих сочетаниях исходов броска двух костей: 1+6, 2+5, 3+4, 4+3, 5+2, 6+1. То есть всего 6 равновозможных исходов, благоприятствующих получению 7 очков, из 36 возможных исходов броска костей. Следовательно, вероятность будет равна 6/36 или, если сократить,

1/6. Для сравнения: вероятность получения 12 очков или 2 очков равна всего 1/36 — в 6 раз меньше.

Геометрическое определение

Несмотря на то, что классическое определение является интуитивно понятным и выведенным из практики, оно, как минимум, не может быть непосредственно применено в случае, если количество равновозможных исходов бесконечно. Ярким примером бесконечного числа возможных исходов является ограниченная геометрическая область G, например, на плоскости, с площадью S. Случайно “подброшенная” ”точка” с равной вероятностью может оказаться в любой точке этой области. Задача заключается в определении вероятности попадания точки в некоторую подобласть g с площадью s. В таком случае, обобщая классическое определение, можно прийти к геометрическому определению вероятности попадания в подобласть g :

$$P_r(A) = \frac{s}{S}$$

В виду равновозможности вероятность эта не зависит от формы области g, она зависит только от её площади. Данное определение естественно можно обобщить и на пространство любой размерности, где вместо площади использовать понятие “объёма”. Более того, именно такое определение приводит к современному аксиоматическому определению вероятности. Понятие объёма обобщается до понятия меры некоторого абстрактного множества, к которой предъявляются требования, которыми обладает и “объём” в геометрической интерпретации — в первую очередь, это неотрицательность и аддивность

Частотное (статистическое) определение

Классическое определение при рассмотрении сложных проблем наталкивается на трудности непреодолимого характера. В частности, в некоторых случаях выявить равновозможные случаи может быть невозможно. Даже в случае с монеткой, как известно, существует явно не равновероятная возможность выпадения “ребра”, которую из теоретических соображений оценить невозможно (можно только сказать, что оно маловероятно и то это соображение скорее практическое). Поэтому ещё на заре становления теории

вероятностей было предложено альтернативное “частотное” определение вероятности. А именно, формально вероятность можно определить как предел частоты наблюдений события A, предполагая однородность наблюдений (то есть одинаковость всех условий наблюдения) и их независимость друг от друга:

$$P_r(A) = \lim_{N\to\infty} \frac{n}{N}$$

где N— количество наблюдений, а n— количество наступлений события A.

Несмотря на то, что данное определение скорее указывает на способ оценки неизвестной вероятности — путём большого количества однородных и независимых наблюдений — тем не менее в таком определении отражено содержание понятия вероятности. А именно, если событию приписывается некоторая вероятность, как объективная мера его возможности, то это означает, что при фиксированных условиях и многократном повторении мы должны получить частоту его появления, близкую к (тем более близкую, чем больше наблюдений). Собственно, в этом заключается исходный смысл понятия вероятности. В основе лежит объективистский взгляд на явления природы. Ниже будут рассмотрены так называемые законы больших чисел, которые дают теоретическую основу (в рамках излагаемого ниже современного аксиоматического подхода) в том числе для частотной оценки вероятности.

Аксиоматическое определение

В современном математическом подходе вероятность задаётся аксиоматикой Колмагорова. Предполагается, что задано некоторое пространство элементарных событий. Подмножества этого пространства интерпретируются как *случайные события*. Объединение (сумма) некоторых подмножеств (событий) интерпретируется как событие, заключающееся в наступлении *хотя бы одного* из этих событий. Пересечение (произведение) подмножеств (событий) интерпретируется как событие, заключающееся в наступлении *всех* этих событий. Непересекающиеся множества интерпретируются как *несовместные* события (их совместное наступление невозможно). Соответственно, пустое множество
означает *невозможное* событие.

Вероятностью (*вероятностной мерой*) называется мера (числовая функция) P, заданная на множестве событий, обладающая следующими свойствами:

-*Неотрицательность*: d$\forall A \in X: P(A)$

-Аддитивность: вероятность наступления хотя бы одного (то есть суммы) из попарно несовместных событий равна сумме вероятностей этих событий;

другими словами, если $A_iA_j=\emptyset$ при $i\neq j$, то $P(\sum_i A_i$.

-Конечность (ограниченность единицей):P(X)=1 ,

В случае если пространство элементарных событий Хконечно, то достаточно указанного условия аддитивности для произвольных двух несовместных событий, из которого будет следовать аддитивность для любого *конечного* количества несовместных событий. Однако, в случае бесконечного (счетного или несчётного) пространства элементарных событий этого условия оказывается недостаточно. Требуется так называемая *счётная* или *сигма-аддитивность*, то есть выполнение свойства аддитивности для любого *не более чем счётного* семейства попарно несовместных событий. Это необходимо для обеспечения “непрерывности” вероятностной меры.

Вероятностная мера может быть определена не для всех подмножеств

множества X . Предполагается, что она определена на некоторой сигма алгебра Ω подмножеств. Эти подмножества называются измерымими по данной вероятностной мере и именно они являются случайными событиями. Совокупность XΩP — то есть множество элементарных событий, сигма-алгебра его подмножеств и вероятностная мера — называется вероятностным пространством.

Свойства вероятностей

Основные свойства вероятности проще всего определить, исходя из аксиоматического определения вероятности.

1) вероятность невозможного события (пустого множества) равна нулю:

$$P\{\emptyset\} = 0$$

Это следует из того, что каждое событие можно представить как сумму этого события и невозможного события, что в силу аддитивности и конечности вероятностной меры означает, что вероятность невозможного события должна быть равна нулю.

2) если событие А включается (“входит”) в событие В, то есть А$\in B$, то есть наступление события А влечёт также наступление события В, то:

$P\{A\} \leq P\{B\}$

Это следует из неотрицательности и аддитивности вероятностной меры, так как событие , возможно, “содержит” кроме события ещё какие-то другие события, несовместные с

3) вероятность каждого события находится от 0 до 1, то есть удовлетворяет неравенствам: $\mathbf{0} \leq \boldsymbol{P}\{\boldsymbol{A}\} \leq \mathbf{1}$

Первая часть неравенства (неотрицательность) утверждается аксиоматичес ки, а вторая следует из предыдущего свойства с учётом того, что любое событие “входит4” в X, а для X аксиоматически предполагается X$\{X\} = 1$.

4) вероятность наступления события В\А , где А$\in B$, заключающегося в наступлении события В при одновременном *ненаступлении* события А, равна: $\mathbf{P}\{\boldsymbol{B}\backslash\boldsymbol{A}\} = \boldsymbol{P}\{\boldsymbol{B}\} - \boldsymbol{P}\{\boldsymbol{A}\}$ Это следует из аддитивности вероятности для несовместных событий и из того, что события A и В\Аявляются несовместными по условию, а их сумма равна событию .

5) вероятность события $\bar{A}$, противоположного событию Аравна:

$$\mathrm{P}\{\bar{A}\} = 1 - P\{A\}$$

Это следует из предыдущего свойства, если в качестве множества B использовать всё пространство X и учесть, что .

6) (**теорема сложения вероятностей**) вероятность наступления хотя бы одного из (то есть суммы) произвольных (не обязательно несовместных) двух событий A и B равна:

$\mathbf{P}\{\boldsymbol{A} + \boldsymbol{B}\} = \boldsymbol{P}\{\boldsymbol{A}\} + \boldsymbol{P}\{\boldsymbol{B}\} - \boldsymbol{P}\{\boldsymbol{AB}\}$

Это свойство можно получить, если представить объединение двух произвольных множеств как объединение двух непересекающихся — первого и разности между вторым и пересечением исходных множеств:

A+B = (B\(AB)) . Отсюда учитывая аддитивность вероятности для непересекающихся множеств и формулу для вероятности разности (см. свойство 4) множеств, получаем требуемое свойство.

Ключовое слова: вероятность , теория,случайный,события, величина

Опорные слова: средный, статистический ,состояния,аддитивность ,свойства ,теорема,

Вопросы для самоконтролья

1.Что такое теория вероятности?
2. Какие виды событий существуют?
3.Что такое случайность и равновозможность события?
4.Как вы понимаете термины совместность/несовместность событий?
5.Что такое полная группа событий, противоположные события?
6.Что означает сложение и умножение событий?
7.В чём суть классического определения вероятности?
8.Чем полезна теорема сложения вероятностей событий, образующих полную группу?

Лекция – 8

Распределение функции. Распределение молекул по компонентам

План

1.Функция распределения вероятности. Распределение Гаусса.

2.Макроскопическое и микроскопическое состояние системы.

3. Статистический ансамбль систем

4. Распределение Пуассона

Функция распределения вероятностей. Вероятность того, что случайная величина x принимает значения, меньшие некоторого заданного числа x_0, т. е. $x < x_0$, задается формулой (1) $\mathcal{P}(x < x_0) = F(x_0) = \sum_{x_j < x_0} \mathcal{P}_j.$

Определяемая в (1) функция . (x_0) называется функцией распределения вероятностей.

Для непрерывно изменяющейся величины функция распределения вероятностей в соответствии с (1) выражается через плотность вероятности формулой $F(x_0) = \int_{-\infty}^{x_0} f(x)\,dx.$ (2)

Из (2) следует, что $f(x) = dF(x)/dx.$. (3) С помощью этой формулы выражения, в которые входит dF./(x)dx, могут быть переписаны с учетом df(x)=f(x)dx. Например, формула (1) может быть представлена в виде

$$\langle x \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} x\,dF(x). \quad (4)$$

С учетом (1) и (2) вероятность того, что случайная величина x принимает значение, лежащее в интервале $x_г < x < x_2$, выражается формулой $\mathcal{P}(x_1 < x < x_2) = \int_{x_1}^{x_2} f(x)dx = \int_{x_1}^{x_2} dF(x) = F(x_2) - F(x_1).$ (5)

Макроскопическое и микроскопическое состояния систем

Определение системы. Системой называется конечная область пространства с находящимися в ней физическими объектами исследования. Граница системы может быть как материальной (например, стенка сосуда), так и воображаемой, проведенной в пространстве мысленно. Она может быть неподвижной или движущейся. Граница может быть проницаемой или непроницаемой для вещества, через нее либо невозможен, либо возможен транспорт энергии, причем в последнем случае она класси - фицируется по формам энергии, которые через нее могут транспор - тироваться.

Система характеризуется не только особенностями своей границы, но и физическими или химическими свойствами вещества, находящегося в занимаемой системой области пространства. Классификация систем по этим признакам будет даваться в книге по мере надобности. Первая система, с которой начинается рассмотрение, называется идеальным газом. Под идеальным газом понимается совокупность точечных частиц конечной массы, столкновение между которыми происходит по законам абсолютно упругого удара шаров, причем других способов взаимодей - ствия между частицами нет, т. е. силы взаимодействия на конечном расстоянии отсутствуют.

Макроскопическое состояние. Пусть в некотором объеме V заключен идеальный газ. Предположим, что удары частицы о стенки сосуда абсолютно упругие, а масса сосуда очень велика, благодаря чему состояние движения из-за ударов частиц по его стенкам не изменяется. Таким образом, заключенный в объеме V газ не обменивается энергией с находящимися вне объема V материальными телами, т. е. является изолированным. При этом условии газ в сосуде изолирован от каких-либо внешних воздействий и все, что с ним может произойти, проис ходит в результате внутренних причин.

По прошествии достаточного промежутка времени, в течение которого система предоставлена самой себе, состояние газа станет стационарным и не будет изменяться со временем. В этом утверждении не ясно, что имеется в виду “достаточным промежутком времени” и под словами “состояние газа станет стационарным”. Точная количественная характеристика этих выражений и соответствующих понятий может быть дана лишь позднее, в результате изучения поведения газа. В данный же момент достаточно ограничиться интуитивным представлением о том, что, каковы бы ни были начальные распределения давления и темпера-туры в газе, через некоторый промежуток времени они выравняются по всему объему газа и в дальнейшем будут оставаться постоянными, н.еизменными по времени, т. е. газ придет в стационарное состояние.

Состояние газа, характеризуемое его давлением, температурой и объемом, называется макроскопическим

“Достаточный промежуток времени” — эго тот промежуток времени, в течение которого произойдет выравнивание температур и давлений. Он может быть оценен в результате изучения явлений переноса. Сейчас лишь заметим, что выравнивание давления определяется скоростью звука

$\vartheta_{ЗВ}$. Если L— линейные размеры сосуда, то время выравнивания давлений по порядку величины равно L/ $\vartheta_{ЗВ}$. Поскольку при нормальных атмосферных условиях $\vartheta_{ЗВ} \approx 330$ м/с, эго время для L ≈ 1 м равно примерно 3 -10^{-3} с. Его можно считать очень малым, если исходить из нашего макроскопического ощущения времени. Но оно очень велико, если исходить из микроскопических характеристик движения молекул. Например, при нормальных условиях в 1 с данная молекула испытывает примерно 10^9 столкновений с другими молекулами. Поэтому 4с ее точки зрения4 промежуток 3■ 10^{-3} с является очень большим, поскольку она за это время испытывает сзыше миллиона столкновений с другими молекулами. Состояние газа, характеризуемое его давлением, температурой и объемом, называется макроскопическим.

Равновесное состояние. Стационарное макроскопическое состояние газа, находящегося в изолированном от внешней среды объеме V, называется равновесным. При этом его макроскопические характеристики — давление, температура, объем — сохраняют свои постоянные значения во времени, причем давление и температура имеют постоянные значения во всех частях объема. Под частями объема имеют в виду достаточно большие части, в которых содержится очень большое число частиц.В определении равновесного состояния оговорка об изолированности системы существенна. Если система не изолирована, то возможно стационарное состояние, которое не является равновесным. Если, например, различные части стенки сосуда, в котором заключен газ, с помощью внешних источников тепла поддерживать при различной, но постоянной емпературе, то в газе установится стационарное состояние, г. е. состояние, не изменяющееся со временем, однако оно не равновесное. В этом случае давление во всех частях объема одинаково, а температура во всех частях объема различна.

Микроскопическое состояние. Наиболее полная информация о газе содержится в констатации положений и скоростей всех его частиц (см. лек. 1). Пронумеруем частицы газа индексами i = 1, 2, ... n, т. е. всего в рассматриваемом объеме имеется n частиц. Это число очень велико. Если объем L^3 = 1см^3, то при нормальных атмосферных условиях n = 2,7-10^{19} частиц. Состояние газа, характеризуемое положениями и скоростями всех его частиц, называется микроскопическим.Следовательно, микроскопическое состояние газа характеризуется 6n числами: 3-n координатами (x_i, y_i z_i,) всех частиц и 3п компонентами (ϑ_{xi} , ϑ_{yi}, ϑ_{zi},) их скоростей. Эти числа (см. § 1) следует рассматривать как случайные

величины. Макроскопическое состояние характеризуется тремя величинами: давлением, температурой и объемом, которые в стационарном состоянии постоянны. Однако частицы газа в стационарном состоянии движутся и, следовательно, его микроскопические состояния беспрерывно изменяются. Таким образом, одному и тому же макроскопическому состоянию соответствует громадное множество микроскопических состояний. Иначе можно сказать, что данное макроскопическое состояние осуществляется посредством громадного числа микроскопических состояний. Задача статистической физики состоит в исследовании связи между микро и макроскопи ческими состояниями систем.

Статистический ансамбль систем. Метод ансамбля систем удобен для анализа вопросов статистической физики. Возьмем очень большое число N совершенно одинаковых сосудов, каждый из которых имеет объем V. В каждом из сосудов находится одинаковое число n одинаковых частиц. Сосуд с заключенными в нем частицами называется статистической системой. Совокупность одинаковых статистических систем называется статистическим ансамблем.

Нас не интересует, как движутся частицы и в каких точках соответ твующего сосуда они находятся в некоторый начальный момент времени. Задача заключается в том, чтобы изучить микро- и макросостояния отдельных систем ансамбля через некоторый достаточно большой промежуток времени, причем 4достаточный промежуток времени4 понимается в только что разъясненном смысле.

Из изложенного ясно, что одно и го же макроскопическое состояние осуществляется в большом числе систем ансамбля, находящихся в различных микроскопических состояниях.

Микроканонический ансамбль состоит из одинаковых изолированных систем с одинаковой энергией. Кроме микроканонических в статистической физике рассматриваются также канонические и некоторые другие ансамбли. Метод ансамблей был введен в статистическую физику в 1902 г. американским физиком Гиббсом (1839-1903).

Различие микросостояний. Только что было сказано, что даже при нахождении в одном и том же макросостоянии система беспрерывно меняет свои микросостояния. Поскольку микросостояния системы характеризуются непрерывно изменяющимися значениями координат и

скоростей частиц, то возникает вопрос: на сколько должны измениться эти величины, чтобы микросостояние можно было считать зменившимся? Что значит 4система находится в данном состоянии4, если это относится лишь к одному моменту времени, который сам не обладает продолжи-

тельностью по времени, а лишь разделяет прошедшее с будущим? Ясно, что такое представление равнозначно исследованию системы, которая находится вне времени и не согласуется с нашими физическими представлениями о развитии процессов в пространстве и времени. Нетрудно видеть, что поставленные вопросы по своему значению эквивалентны тем, которые были выдвинуты древнегреческим мудрецом

Зеноном относительно невозможности движения. Парадоксы, или апории, Зенона явились предметом многочисленных дискуссий и размышлений наиболее выдающихся мыслителей в течение более чем двух тысяч лет. Их смысл был прояснен лишь с появлением математической теории множеств и квантовой механики. Трудность в различии микросостояний находит свое удовлетвори тельное решение лишь в рамках квантовомеханических представлений. Сейчас же она будет преодолена несколько искусственным и не полностью удовлетворительным методом, который был использован в классической статистической физике. Оправданием такого подхода является то, что он уже в рамках классической статистической физики привел к важным результатам, которые позднее были более удовлетворительно подтверж - дены в рамках квантовой статистики.

Хорошо известно, что атомы и молекулы имеют определенные размеры. Их диаметр имеет порядок $d = 10^{-10}$ м, т. е. каждая молекула или атом занимают объем $d^3 \approx 10^{-30}$ м ^{3}. Выражение “занимает объем” означает, что если в этом объеме находится какая-то частица, то другая в том же объеме находиться не может. Поэтому считается, что частица изменила свое пространственное положение, если она из одного объема, который она занимает, перешла в другой объем, который может занимать. При таком представлении весь объем V, который занимает газ, следует представлять себе разбитым на ячейки с объемом ,^{3}, которые могут быть занятыми отдельными частицами. Движение частиц состоит в скачкообразном переходе из одной ячейки в другую. В каждой из ячеек частица пребывает в течение интервала времени по порядку величины, равному d/ϑ, где ϑ— скорость частицы.

Теперь возможно различать между собой микросостояния по положениям частиц. Микросостояние по пространственным положениям характеризуется тем, что все частицы распределены определенным образом по ячейкам, на которые разбит рассматриваемый объем. Переходы частиц из одной ячейки в другую и составляют смысл изменения микросостояний системы. Чтобы пользоваться таким представлением, не обязательно полагать, что частицы газа действи - тельно имеют геометрические размеры порядка ,. Можно по-прежнему принять, что частицы идеального газа имеют нулевые геометрические протяженности, но законы движения таковы, что водной ячейке может одновременно находиться только одна частица. Именно таким представлением мы и будем пользоваться в последующем при изложении вопросов об идеальном газе.

В соответствии со сказанным в 1 $м^3$ имеется всего $N = 1/,^3 = 10^{-30}$ ячеек. С другой стороны, при нормальных атмосферных условиях в $1м^3$ находится $n = 2,7 \blacksquare 10^{25}$ частиц. Эго означает, что в типичных условиях одна частица приходится на $N/n = 4 \bullet 10^4$ ячеек. Следовательно, основная часть ячеек пустая и лишь немногие из ячеек заняты частицами. Если ячейки группированы в виде кубов из ячеек, то одна частица занимает куб, в котором содержится 40000 ячеек. Вдоль ребра такого куба располагается свыше 30 ячеек. Таким образом, среднее расстояние между занятыми ячейками более чем в 30 раз превосходит линейные размеры ячейки.

Теперь необходимо найти способ различения микросостояний по скоростям. Вопрос сводится к нахождению такого изменения скорости, при котором состояние движения частицы считается изменившимся. Другими словами, надо для скоростей образовать такие же 4ячейки скоростей4, как и для координат. Эту задачу классическая теория не могла разрешить. Она была решена лишь с появлением квантовой механики. Классическая механика удовлетворилась предположением, что такое разграничение состояний по скоростям (или импульсам) реально и можно в принципе подсчитать число состояний, но не указала, как это сделать. Во многих случаях такое представление достаточно, поскольку в окончательных результатах 4число микросостояний по импульсам4 либо вообще удавалось исключить, либо переходом к пределу удавалось заме нить дискретный счет интегрированием по непрерывным переменным.

Квантовая механика прежде всего показала, что частица не занимает какой-то объем в пространстве и какой-то “объем” по скоростям. Ее пространственные и скоростные характеристики связаны между собой и не могут быть разделены, причем движение частицы определяется не ее скоростью **ϑ** импульсом **p**. Объем ячейки, который может занимать одна частица, определяется не в пространстве координат или импульсов, а в пространстве координат-импульсов, называемом фазовым. Объем ячейки, занимаемый в этом пространстве одной частицей, равен

$$(\Delta x \Delta y \Delta z)_0 (\Delta p_x \Delta p_y \Delta p_z)_0 = (2\pi h)^3, \quad (6)$$

где h = 1,05 • 10^{-34} Дж • с — постоянная Планка. Заметим, что в оптике и спектроскопии чаще вместо $\hbar$ используется постоянная Планка h=$2\pi\hbar$ поскольку ею удобнее пользоваться, если вместо круговой частоты оперировать частотой $\boldsymbol{\nu} = \omega/(2\pi)$ ввиду того что h$\omega = h\boldsymbol{\nu}$.

Квантовый подход к учету микросостояний, выражаемый формулой (6), будет использован в этой книге несколько позднее. Сначала ограничимся анализом различных микросостояний в обычном пространтве, избегая в явном виде анализа состояний в импульсном пространстве и довольствуясь лишь убеждением, что при желании это можно сделать. Используемые при этом методы и понятия достаточно ясны и наглядны, с одной стороны, а с другой — они легко переносятся на фазовое пространство.

Вероятность макросостояния. Она осуществляется посредством большого числа микросостояний. Если известны признаки, которыми характе -ризуется данное макросостояние, то можно, в принципе, перечислить все микросостояния, совместимые с этими признаками, и подсчитать их число. Обозначим Γ_a число микросостояний, где индекс а характеризует макросостояние. Можно, конечно, признак макросостояния, к которому относится Г, отличать в виде аргумента у Г, например $\Gamma_{(a)}$, или каким-либо другим наиболее удобным в конкретных условиях способом. Обозначим Γ_0 общее число состояний, достижимых для системы в соответствии с гипотезой эргодичности. Тогда на основании постулата равновероятности для микросостояний и определения вероятности (2.) для вероятности рассматриваемого макросостояния получаем

$$P = \Gamma_Д / \Gamma_0$$

Число микросостояний Γ_a называется также термодинамической вероятностью макроскопического состояния. Это число не является вероятностью в математическом смысле, поскольку она всегда или равна или меньше единицы, число же Γ_a очень большое. Тем не менее оно получило название вероятности (термодинамической), поскольку с его помощью по формуле (5.1) находится вероятность соответствующего макросостояния.

Задачей теории является определение числа состояний, входящих в формулу (1). Конечно, прямой подсчет числа состояний возможен лишь в редких случаях. Поэтому задача теории в большинстве случаев заключается в том, чтобы найти число состояний, не пересчитывая их, или даже найти сразу вероятность P_{M^0} , не зная числа состояний. Различные приемы, с помощью которых это достигается, будут

рассмотрены в последующем. В случае идеального газа сравнительно легко осуществить прямой подсчет числа микросостояний по пространственным переменным. Отметим, что пренебрежение состояниями, которые обусловлены распределением частиц по импульсам, не есть ограничение на справедливость анализа пространственного распределения частиц. Очевидно, что распределения частиц по координатам (простран-

ственным ячейкам) и импульсам (импульсным ячейкам) можно рассматривать как независимые. Поэтому полное число микросостояний системы равно произведению числа пространственных микросостояний на число импульсных микросостояний.При вычислении вероятности некоторого макроскопического пространственного распределения число импульсных состояний одинаково как при вычислении числа микроскопических состояний, посредством которых осуществляется данное макроскопическое состояние, так и при вычислении полного числа микросостояний системы.

Следовательно, число импульсных состояний войдет сомножителем в числитель и знаменатель формулы (1) и сократится. Тогда в формуле при вычислении вероятности макроскопического пространственного состояния под Γ_a и Γ можно понимать только число пространственных микросостояний.

Расчет вероятности макросостояния. Обозначим: V— объем, занима - емый идеальным газом, n — число частиц, находящихся в нем. Число

ячеек, которые могут занимать частицы, равно N — V/,^{3}, где , N= 10^{-30} м$^{-3}$ 3 Это число очень велико, и всегда соблюдается условие N >> n.

Найдем вероятность P($V_{i,m}$ $^{\theta(V_1, m)}$ такого макроскопического состояния системы, при котором в некотором фиксированном объеме V_1 составляющем часть объема V, находится т частиц (рис. 6). По условию задачи, V_1 << V, m<n. Но, кроме того, объем V_1 не должен быть слишком малым и должен содержать по крайней мере га ячеек, в которых могли бы помещаться га частиц. Число ячеек в объеме V_1 равно N = V/,^{3} , поэтому $N_1 \geqslant m$. .Общее число микросостояний равно, очевидно, числу

способов, которыми можно разместить п частиц по N ячейкам. Предполагается, что частицы отличимы друг от друга (например, пронумерованы). Это означает, что два микросостояния, в которых частицами заняты одни и те же ячейки, различны, если, например, две частицы поменялись местами в каких-то ячейках. Здесь следует обратить внимание на то, что рассматриваемые частицы совершенно одинаковы по свойствам. Поэтому свойства двух микросостояний, в которых частицы обменялись местами, должны быть совершенно одинаковыми; тем не менее мы считаем эти микросостояния различными. Это имеет вполне определенный физический смысл. Например, системе требуется определенное время для того, чтобы пройти эти кажущиеся одинаковыми микросостояния. Поэтому для полного числа микросостояния системы

в соответствии с формулой (3) получаем $\Gamma_0 = N!/(N-n)!$ (7)

Вычислим число микросостояний, посредством которых реализуется рассматриваемое макросостояние, когда в объеме V_1 содержится m частиц. Обозначим это число $\Gamma(V_1, m)$. Если в объеме V_1 имеется m каких-то частиц, то общее число микросостояний для них

$$\gamma(V_1, m) = N_1!/(N_1 - m)! \quad (8)$$

В остальной части объема V— V_1 содержится n — m остальных частиц. Число микросостояний, которые для них доступны:

$$\gamma(V - V_1, n - m) = (N - N_1)!/[N - N_1 - (n - m)]! \quad (9)$$

Таким образом, для конкретных т частиц, находящихся в объеме Vu общее число микросостояний, посредствомкоторых реализуется макросостояние, равно $\gamma(V_1, m)\gamma(V - V_1, n - m)$, поскольку с каждым из микросостояний в V_1 комбинируются все состояния в объеме V— V_1. Однако произведение $\gamma(V_1, m)\gamma(V - V_1, n - m)$ не дает всех микросостояний, посредством которых реализуется макросостояние. Это только то число икросостояний, которое соответствует некоторому конкретному набору частиц m в объеме V±. Но m частиц из общего числа п частиц можно выбрать $n!/[m!(n-m)!]$ способами, как это было найдено в (4). Поэтому общее число микросостояний, посредством которых реализуется макросостояние, $\Gamma(V_1, m) = \frac{n!}{m!(n-m)!}\gamma(V_1, m)\gamma(V - V_1, n - m).$ Следовательно, на основании (5.1) для вероятности макросостояния получим формулу

$$\mathcal{P}(V_1, m) = \frac{\Gamma(V_1, m)}{\Gamma_0} = \frac{n!}{m!(n-m)!}\,\frac{N_1!(N-N_1)!(N-n)!}{(N_1-n)![N-N_1-(n-m)]!N!}. \qquad (10)$$

Тем самым вопрос об определении вероятности макросостояния решен, поскольку все величины в правой части формулы (10) известны. Однако чтобы сделать эту формулу наглядной, необходимо привести ее к более простому виду. Это можно сделать, пользуясь тем, что входящие в нее числа весьма велики. В самом деле, если газ находится при нормальных атмосферных условиях, то при V = 1см^3, n =10^{19} ,N =10^{24} , $N_1 = 10^{24}\ (V_1/V$. Поэтому число ячеек в V_1 также чрезвычайно

велико, даже если V_t составляет небольшую часть объема V. Для интересующих нас условий можно также предположить, что N_1 >m. При этом формула (10) значительно упрощается.

Распределение Пуассона.

Обозначим <m> среднее число частиц в объеме V который рассмат ривался в связи с выводом формулы (5.15а). Поскольку n/V есть средняя концентрация частиц во всем объеме, то (< m> /V_1) = n/V или V_1/ V = <m>/n. Подставляя это значение для V/V_1= ρ = <m>/n в (5.15а), получаем

$$\mathscr{P}_n(m_1, m_2, \ldots) = \frac{n!}{m_1!m_2!\ldots} p_1^{m_1} p_2^{m_2} \ldots; \quad .(1)$$

Поскольку n/V есть средняя концентрация частиц во всем объеме, то $(\langle m\rangle/V_1) = n/V$ или $V_1/V = \langle m\rangle/n$. Подставляя это значение для $V_1/V = p = \langle m\rangle/n$ в (1), получаем

$$\mathscr{P}_n(m) = \frac{n!}{m!(n-m)!}\left(\frac{\langle m\rangle}{n}\right)^m\left(1 - \frac{\langle m\rangle}{n}\right)^{n-m}.$$

Преобразуем правую часть:

$$\mathscr{P}_n(m) = \frac{n(n-1)\ldots(n-m+1)}{m!}\,\frac{(\langle m\rangle)^m}{n^m}\left(1 - \frac{\langle m\rangle}{n}\right)^{n-m} =$$
$$= 1\left(1 - \frac{1}{n}\right)\left(1 - \frac{2}{n}\right)\ldots\left(1 - \frac{m-1}{n}\right)\frac{(\langle m\rangle)^m}{m!}\,\frac{(1 - \langle m\rangle/n)^n}{(1 - \langle m\rangle/n)^m}.$$

Отсюда при $n \to \infty$ получается предельная форма биномиального распределения:

$$\mathscr{P}(m) = \lim_{n\to\infty} \mathscr{P}_n(m) = \frac{(\langle m\rangle)^m}{m!} e^{-\langle m\rangle}, \quad (2)$$

где учтено значение хорошо известного предела $\lim_{n\to\infty}\left(1 - \frac{\alpha}{n}\right)^n = e^{-\alpha}$.

Формула (2) называется распределением Пуассона. По ходу вывода ясен смысл распределения: если в некотором объеме, интервале времени и т. д. наблюдается в среднем $\langle m\rangle$ событий, то вероятность обнаружить в наблюдении m событий равна $\mathscr{P}(m)$.

Применение этой формулы к расчету числа частиц в объеме V_1 если известно, что среднее число частиц о в этом объеме равно $\langle m\rangle$, очевидно. В качестве другого примера рассмотрим истечение газа из сосуда через небольшое отверстие в тонкой стенке. Чтобы обеспечить независимость вылета отдельных молекул из сосуда от судьбы других молекул, будем считать, что вне сосуда вакуум, а внутри сосуда газ очень разреженный и молекулы сталкиваются между собой сравнительно редко; во всяком случае, В отверстии при вылете из сосуда они не сталкиваются между собой. Кроме того, чтобы обеспечить неизменность

условий в сосуде при вылете из него молекул, будем считать объем сосуда и число молекул в нем достаточно большими, а отверстие и число вылетевших в процессе эксперимента молекул достаточно малыми.

Ясно, что число вылетевших через отверстие молекул пропорционально интервалу времени. Подсчитаем число молекул, вылетающих из сосуда в интервал времени Δt.

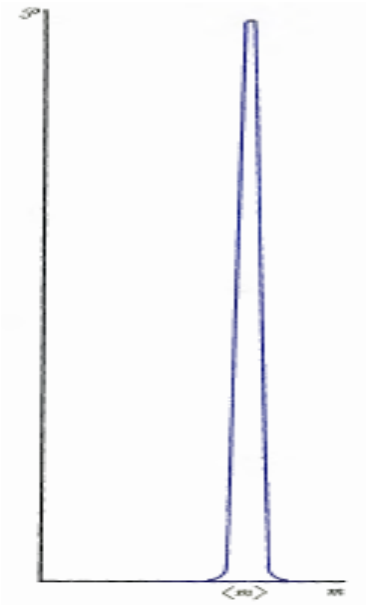


Рис.1.Биномиальное распределение при больших m и <т>

Проделав достаточное число опытов, найдем это среднее число, которое пропорционально Δt, т. е. имеет вид $\mu\Delta t$, где μ определяется условиями опыта. Спрашивается: какова вероятность того, что при подсчете молекул в очередном интервале времени Δt будет найдено т молекул? Эта вероятность дается распределением Пуассона

$$\mathcal{P}(m) = \frac{(\mu\,\Delta t)^m}{m!}\,e^{-\mu\,\Delta t}. \qquad (5.24)$$

Соблюдение условия нормировки распределения Пуассона следует из очевидного равенства

$$\sum_{m=0}^{\infty} \frac{(\langle m \rangle)^m}{m!} = e^{\langle m \rangle}.$$

Полезно также заметить, что при больших значениях $\langle m \rangle = m$

$$\mathscr{P}(m) = \frac{m^m}{m!} e^{-m} \approx \left(\frac{e}{m}\right)^m \left(\frac{m}{e}\right)^m \approx 1,$$

где использована формула Стирлинга $m! \approx (m/e)^m$. Это означает, что при больших m вероятность $\mathscr{P}(m \neq \langle m \rangle) \approx 0$ и распределение вероятностей вблизи m = <m> быстро убывает от своего пикового значения при m = <m>, как это изображено на рис.1

Ключовое слова: функция , распределения, система, транспорт, газ,состояния.

Опорное слова: равновесной, макроскопический, статистический, ансамбль, микроканоник,ячейка.

Вопросы для самоконтролья

1.Что означает функция распределения вероятностей?

2.Что такое макроскопические,равновесние и микроскопические состояния?

3.В чем является физические смысль постоянная Планка?

4.Что характеризует распределение Пуассона?

5.Определите смысль формулу для вероятности макросостояние?

Лекция-9

Распределение молекул по скоростей. Распределение Максвелла-Больцмана.

1.Распределение Максвелла-Больцмана.
2.Понятие о статистике Ферми-Дирака и Бозе-Эйнштейна

1.Распределение молекул по компонентам скорости.

Основы классической статистики заложены Д. К. Максвеллом (Англия), Л. Больцманом (Германия), В. У. Гиббсом (США) во второй половине XIX столетия. Статистика даёт ответ на два основных вопроса:
а) как распределены частицы макроскопических систем по координатам, скоростям, импульсам, энергиям и т.д.;
б) как свойства таких систем связаны в условиях статистического равновесия с микрохарактеристиками отдельных частиц.
В основе классической статистики лежат следующие положения:
1. Частицы, образующие макроскопические системы, различимы, их можно “метить”, нумеровать.
2. Физические характеристики частиц (скорость, импульс, энергия и т.д.) могут изменяться непрерывно, могут принимать любые значения.
3. В тождественных состояниях может находиться неограниченно большое число частиц.
4. Скорости частиц могут быть сколь угодно большими (предположение, недопустимое с точки зрения теории относительности).
В идеальном газе в условиях равновесия господствует молекулярный хаос, обусловленный взаимодействием молекул при их столкновениях друг с другом и с молекулами стенок сосуда.
В равновесном состоянии в газе устанавливается равномерное распределение молекул в пространстве (при условии, если отсутствуют внешние силовые поля), равномерное распределение скоростей и импульсов по направлениям и статистическое распределение скоростей и импульсов по величине.
Рассмотрим закон распределения молекул идеального газа по скоростям. В процессе столкновений одни молекулы получают энергию, другие, наоборот, теряют её. В результате в газе появляются молекулы “медленные” и “быстрые”, молекулы со “средними” скоростями.
Из предположения о полной беспорядочности молекулярного Движе ния следует, что скорости молекул идеального газа могут принимать любые значения в пределах от 0 до υ_{max}. Это означает, что функция распределения молекул по скоростям должна быть непрерывной. Так как число возможных значений скорости в интервале $0 - \upsilon_{max}$ бесконечно велико, а число молекул в любом реальном количестве газа конечно, то, очевидно, бессмысленно говорить о числе молекул, обладающих точно заданной скоростью, например

425,1234 567890 м/с. Может случиться, что вообще ни одна молекула не обладает такой скоростью. Разумно поставить вопрос о числе молекул, обладающих скоростями, близкими к заданной, или о вероятности того, что данная молекула имеет скорость, лежащую в определённом интервале скоростей.

Пусть dnυ – число молекул в единице объёма газа, скорости, которых лежат в интервале от υ до υ + dυ; n – концентрация молекул газа. Отношение $\frac{dn_\upsilon}{n d\upsilon}$ зависит от того, в окрестности какой скорости v взят интервал dυ, так как возможные значения v не равновероятны. Это отношение, характеризующее распределение молекул по скоростям, называется функцией распределения Максвелла (функцией распределения вероятностей):

$$\frac{dn_\upsilon}{n d\upsilon} = f(\upsilon). \qquad (1)$$

Функция Максвелла показывает, какова вероятность того, что скорость данной молекулы имеет значение, заключённое в единичном интервале скоростей в окрестности данной скорости υ, или каково относительное число молекул, скорости которых заключены в этом интервале.

Величина $\frac{dn_\upsilon}{n d\upsilon} = f(\upsilon)$ есть вероятность того, что скорость данной молекулы лежит в интервале от υ до (υ + dυ), или относительное число молекул, скорости которых заключены в этом интервале.

Величина dn_ϑ = n. (υ),υ есть абсолютное число молекул в единице объёма газа, скорости, которых лежат в интервале от υ до (υ + dυ).

Интеграл $\int_0^\infty f(\upsilon)d\upsilon$ есть вероятность того, что скорость данной молекулы имеет значение, лежащее в интервале 40 – ∞4*. Ясно, что эта вероятность равна единице, так как молекула непременно обладает какой-то скоростью:

$$\int_0^\infty f(\upsilon)d\upsilon = 1. \qquad (2)$$

Условие (2) есть условие нормирования функции распределения.

Функция распределения молекул идеального газа по скоростям была найдена теоретически Максвеллом в 1859 г. и имеет вид

$$f(\upsilon) = Ae^{-\frac{m\upsilon^2}{2kT}}\upsilon^2, \qquad (3)$$

где m – масса молекулы; T – абсолютная температура газа; υ – задан-

ная скорость; A – константа, не зависящая от скорости.
Вычисления дают для A значение

$$A = 4\pi\left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{\frac{3}{2}}. \qquad (4)$$

Таким образом,

$$f(\upsilon) = 4\pi\left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{m\upsilon^2}{2kT}}\upsilon^2. \qquad (4)$$

Как видно из формулы (4.), функция распределения Максвелла зависит от температуры газа и массы его молекул, но не зависит от объёма и давления.
Исследуем поведение функции распределения.
При $\upsilon = 0$ и $\upsilon - \infty$ функция распределения равна нулю (при $\upsilon = 0$. (υ) обращается в нуль из-за множителя υ_2, при $\upsilon = \infty$ – из-за множителя $e^{-\frac{m\upsilon^2}{2kT}}$). Таким образом, очень малые и очень большие скорости маловероятны.
При некотором значении скорости функция распределения проходит через максимум. Скорость, соответствующая максимуму функции распределения, называется наиболее вероятной. Эту скорость не трудно рассчитать: для этого следует продифференцировать . (υ) поυ и приравнять найденную производную нулю:

$$\frac{\partial f(\upsilon)}{\partial \upsilon} = A\left[e^{-\frac{m\upsilon^2}{2kT}}\left(-\frac{m\upsilon_в}{kT}\right)\upsilon_в^2 + e^{-\frac{m\upsilon_в^2}{2kT}}2\upsilon_в\right] = Ae^{-\frac{m\upsilon_в^2}{2kT}}\upsilon_в\left(2 - \frac{m\upsilon_в^2}{kT}\right) = 0.$$

Из четырёх сомножителей нулю может быть равен только последний $2 - \frac{m\upsilon_в^2}{kT} = 0.$ Отсюда находим

$$\upsilon_в = \sqrt{\frac{2kT}{m}}. \qquad (5)$$

Подставив $\upsilon_в$ в выражение для . (υ), найдём максимальное значение функции распределения при данной температуре:

$$f(\upsilon_в) = 4\pi\left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{m2kT}{2kTm}}\frac{2kT}{m} = \frac{4}{e}\sqrt{\frac{m}{2\pi kT}}. \qquad (6)$$

График функции распределения для некоторой температуры $T \neq 0$ приведён на рис. 1.. Узкая заштрихованная полоска на этом рисунке

изображает долю молекул, скорости которых лежат в интервале скоростей ,υ, взятом в окрестности υ (вероятность того, что скорость данной молекулы лежит в этом интервале):

$$\frac{dn_\upsilon}{n} = f(\upsilon)d\upsilon.$$

Площадь широкой полосы изображает относительное число молекул, скорости которых находятся в интервале от υ_1 до υ_2 (вероятность того, что скорость данной молекулы лежит в этом интервале):

$$\frac{\Delta n}{n} = \int_{\upsilon_1}^{\upsilon_2} f(\upsilon)d\upsilon$$

Вся площадь под кривой распределения определяет полное относитель ное число молекул (вероятность того, что скорость данной молекулы лежит в интервале от 0 до ∞). Очевидно, эта площадь равна единице. Обра - тим внимание на то, что кривая распределения асимметрична: её нисходящая ветвь более полога. Площадь под кривой,лежащая правее максимума, больше площади, лежащей левее его.

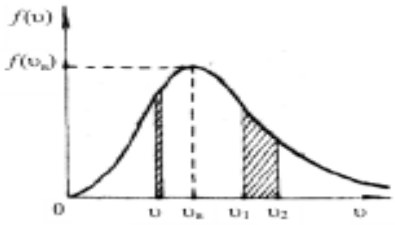


Рис.1

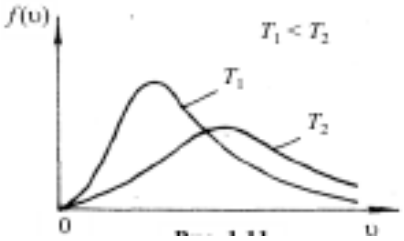


Рис.2

Значит, число молекул, скорости которых больше наиболее вероятной, превышает число молекул, скорости которых меньше υв.

При повышении температуры максимум кривой распределения смещается в область больших скоростей, при этом “высота” максимума понижается (это видно из формул (5) – (.6)). Площадь же под кривой по-прежнему равна единице.

Как видно из рис. 2, относительное число “медленных” молекул при повышении температуры уменьшается, а число “быстрых “ возрастает.

При T = 0 функция распределения для всех скоростей, кроме υ = 0, тождественно равна нулю. Это очевидно, если в (4) подставить T = 0 и υ = 0. Следовательно, при T = 0 все молекулы должны занять состояние с нулевой скоростью (энергией).

Если идеальный газ находится во внешнем потенциальном поле, то энергию каждой молекулы можно представить суммой кинетической и потенциальной энергий:

$$\varepsilon = \frac{mv^2}{2} + U(x,y,z).$$

Учет потенциальной энергии взаимодействия молекул с внешними телами не нарушает идеальности газа, так как взаимодействие молекул друг с другом по-прежнему мало.

В этом случае функция распределения плотности вероятности того, что проекции скорости молекулы лежат в интервалах значений v_x $nv_x + dv_x\backslash$ v_y и $v_y + dv_y\backslash$ v_z $uv_z + dv_z$, а координаты молекулы имеют значения в интервалах от x до x + dx, от y до y + dy, от z до z + dz, имеет следующий вид:

$$dP = \text{const}\exp\left(-\frac{m(v_x^2+v_y^2+v_z^2)}{2kT}\right)\times$$
$$\times\exp\left(-\frac{U(x,y,z)}{kT}\right)dxdydz\,dv_x dv_y dv_z. \qquad (1)$$

Это распределение называется распределением Максвелла-Больцмана. Видно, что выражение для этого распределения можно представить в виде двух сомножителей, один из которых зависит только от проекций скоростей, другой - от координат. Это обстоятельство говорит о том, что распределение по скоростям для молекулы статистически независимо от того, где эта моле - кула находится в пространстве. Функция распределения для молекулы во внешнем поле по пространственным координатам называется распределением Больцмана:

$$dP_Б = \text{const}'\exp\left(-\frac{U(x,y,z)}{kT}\right)dxdydz. \qquad (2)$$

Распределение Больцмана позволяет найти среднее числомолекул ,n(x, y, z), которые находятся в элементарном объеме dxdydz с координатами x, y, z:

$$dn(x,y,z) = n_0\exp\left(-\frac{U(x,y,z)}{kT}\right)dxdydz. \qquad (3)$$

Здесь n_0 - концентрация молекул в той области пространства, где

$$U(x,y,z) = 0.$$

Используя распределение Больцмана, рассмотрим поведение газа при температуре T в однородном поле тяготения с ускорением свободного падения g. Потенциальная энергия молекулы массой m в поле тяготения

Земли есть mgz, где z - координата, совпадающая с нормалью к поверхности Земли.Выражение (3.) в этом случае принимает вид

$$dn(z) = n_0 \exp\left(-\frac{mgz}{kT}\right) dxdydz.$$

Разделив левую и правую части этого выражения на элементарный объем dxdydz, получим закон изменения концентрации n(z) с высотой:

$$\frac{dn(z)}{dxdydz} \equiv n(z) = n_0 \exp\left(-\frac{mgz}{kT}\right). \qquad (4)$$

Так как давление p при постоянной температуре пропорционально концентрации молекул, то из выражения (3.) получается барометрическая формула

$$p = p_0 \exp\left(-\frac{mgz}{kT}\right).$$

Интересно сравнить изменение давления в реальной атмосфере Земли или других планет Солнечной системы, доступных экспериментальному исследованию, с выводами статистической теории.
При таком сравнении необходимо учитывать, что барометрическая формула определяет парциальное давление в смеси газов, которой являются реальные атмосферы планет. Кроме того, барометрическая формула описывает свойства макросистемы, находящейся в тепловом равновесии с окружением. Реальная атмосфера такими свойствами не обладает.

2.Понятие о статистике Ферми-Дирака и Бозе-Эйнштейна

Как показали экспериментальные исследования, все частицы обладают важной характеристикой - собственным механическим моментом - спином, который может принимать целое или полуцелое значение от постоянной Планка h. Это свойство связано с тем, что все фундаментальные частицы (кварки и лептоны) имеют полуцелый спин, а частицы - переносчики взаимодействия - целый. Значение спина влияет на расположение частиц по квантовым состояниям. Если спин выражается целым числом, то в одном квантовом состоянии может находиться произвольное число частиц. При этом считается, что частицы неотличимы друг от друга и, следовательно, микросостояния с любым числом частиц в них считаются одними и теми же. Частицы с такими свойствами называются бозонами (бозе-частицами). К числу бозонов относятся, например, фотоны. Если спин у частиц полуцелый, то в каждом состоянии может находиться лишь одна частица. Такие частицы носят название фермионов (ферми-частиц). Примером фермионов являются электроны. Названия частиц связаны с именами ученых Бозе и Ферми,

впервые рассмотревших их статистические свойства совместно с Эйнштейном и Дираком. Поэтому статистику бозонов часто называют статистикой Боэе-Эйнштейна, а фермионов - статистикой Ферми-Дирака. Таким образом, при рассмотрении совокупности частиц мы можем встретить три случая: классический - газ, состоящий из различимых частиц, число которых в каждом микросостоянии может быть произвольным; квантовый газ, состоящий из бозе-частиц, неотличимых друг от друга, число которых в каждом состоянии, так же как и для классических частиц, может быть произвольным; квантовый газ, состоящий из ферми-частиц, которые также неотличимы друг от друга, при этом в определенном квантовом состоянии может находиться только одна частица. Рис. 1. иллюстрирует разницу в поведении этих трех сортов частиц при заполнении двух квантовых состояний. На рис. 1, а рассмотрены две классические частицы и их возможное расположение по двум состояниям. Так как частицы различимы, они обозначаются разными буквами - А и В.

Состояние, когда частица А находится в нижнем состоянии, а В - в верхнем, отличается от состояния, когда частица В находится в нижнем состоянии, а А - в верхнем. Для бозе-частиц эти состояния неразличимы. Как видно из рис. 1, б, число возможных расположений по двум состояниям для них меньше, чем для классических частиц. Наконец, для ферми-частиц число.расположений всего одно, как видно из рис. 1., в.

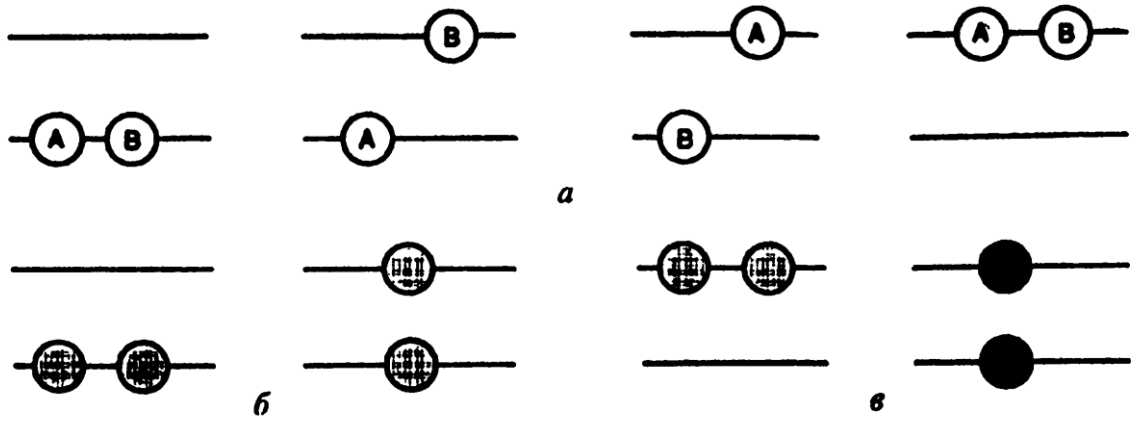


Рис.1.

Разница в поведении микрочастиц при заполнении доступных квантовых состояний влияет на число микросостояний макросистемы и, следовательно, на вероятность нахождения ее в том или ином макросостоянии. Выражения для средних чисел частиц, занимающих состояния с энергий еп (получены на основании расчетов), выглядят следующим образом:

$$\bar{n} = P_0 \exp\left(-\frac{\varepsilon_n}{kT}\right) \quad \text{(классические частицы);}$$

$$\bar{n} = \frac{1}{\exp\left(\frac{\varepsilon_n - \mu}{kT}\right) - 1} \quad \text{(бозе-частицы);}$$

$$\bar{n} = \frac{1}{\exp\left(\frac{\varepsilon_n - \mu}{kT}\right) + 1} \quad \text{(ферми-частицы).}$$

Постоянная μ называется химическим потенциалом газа и является по существу нормировочной постоянной для функции распределения.
Если n ≪ 1, то распределение для квантовых частиц переходит в распре - деление Больцмана.

Вопросы для самоконтролья

1. Чему равно польная энергия молекули в потенциальном поле ?
2.Как определяется проекции скорости молекулы в случае функция распределения плотности вероятности?
3. Как называется распределением Больцмана?
4. Какие частицы носят название фермионов?
5.Распределение для квантовых частиц когда переходит в распределение Больцмана.

Наиболее вероятная скорость молекул — это скорость, вблизи которой на единичный интервал скоростей приходится наибольшее число молекул

$$v_v = \sqrt{\frac{2RT}{M}} = \sqrt{\frac{2kT}{m}}$$

Данная формула вытекает из распределения Максвелла. Наиболее вероятная скорость, как показал он, зависит от температуры газа и массы молекул
Что бы получить из первой формулы скорости молекулы вторую, надо сделать всего две замены, расписать универсальную газовую постоянную, как $R = N_a k$, и молярную массу $M = N_a m$, то у нас получится из этой формулы:

$$v_v = \sqrt{\frac{2RT}{M}}$$

Вот такая вот формула:

$$v_v = \sqrt{\frac{2kT}{m}}$$

В Формуле мы использовали :

v — Наиболее вероятная скорость молекул

$k = 1.38 \cdot 10^{-23}$ — Постоянная Больцмана

T — Температура

m — Масса одной молекулы

$R = 8.31$ — Универсальная газовая постоянная

M — Молярная масса

ν — Количество вещества

$N_a = 6,02 \cdot 10^{23}$ — Число Авогадро

Средняя квадратичная скорость молекул — среднее квадратическое значение модулей скоростей всех молекул рассматриваемого количества газа

$\vec{v} = \sqrt{\frac{3kT}{m}} = \sqrt{\frac{3RT}{M}}$

Таблица значений средней квадратичной скорости молекул некоторых газов

Для того чтоб понять, откуда же у нас получается эта формула, мы выведем среднюю квадратичную скорость молекул. Вывод формулы начинается с основного уравнения молекулярно кинетический теории (МКТ):

$PV = \nu RT$

Где ν у нас количество вещества, для более легкого доказательства, возьмем на рассмотрение 1 моль вещества, тогда у нас получается:

$PV = RT$

Если посмотреть, то PV это две третьих средней кинетической энергии всех молекул (а у нас взят 1 моль молекул):

$PV = \frac{2}{3}\vec{E}_k$

Тогда, если приравнять правые части, у нас получается, что для 1 моля газа средняя кинетическая энергия будет равняться:

$\vec{E}_k = \frac{3}{2}RT$

Но средняя кинетическая энергия, так же находится, как :
$\vec{E_k} = \frac{1}{2} N_a m \vec{v}^2$

А вот теперь, если мы приравняем правые части и выразим из них скорость и возьмем квадрат,Число Авогадро на массу молекулы , получается Молярная масса $N_a m = M$ то у нас и получится формула для средней квадратичной скорости молекулы газа:
$\vec{v} = \sqrt{\frac{3RT}{M}}$

А если расписать универсальную газовую постоянную, как $R = N_a k$, и за одно молярную массу $M = N_a m$, то у нас получится?
$\vec{v} = \sqrt{\frac{3kT}{m}}$

В Формуле мы использовали :

$\vec{v}$ — Средняя квадратичная скорость молекул

$k = 1.38 \cdot 10^{-23}$ — Постоянная Больцмана

T — Температура

m — Масса одной молекулы

$R = 8.31$ — Универсальная газовая постоянная

M — Молярная масса

ν — Количество вещества

$\vec{E_k}$ — Средняя кинетическая энергия молекул

$N_a = 6,02 \cdot 10^{23}$ — Число Авогадро

Лекция-10

Распределение Максвелла по относительной скорости.

Средний арифметический и самый большой вероятности скорости

План

1. Распределение Максвелла по относительной скорости
2. Средний арифметический скорость
3. Средний квадратичний скорость
4. Наиболее вероятная скорость молекул

1. **Распределение Максвелла по относительной скорости**

Для решения многих задач удобно пользоваться формулой Максвелла в форме, которая получается, если выразить скорости молекул не в обычных единицах, а в относительных, приняв за единицу скорости наивероятнейшую скорость молекул $v_н$. Относительная скорость u, следовательно, равна

$$u = v/v_н.$$

Здесь v — заданная скорость молекул, а $v_н$ — наивероятнейшая скорость при данной температуре. Как мы только что выяснили,

$$v_н = \sqrt{2kT/m}.$$

В формулу Максвелла

$$\frac{dn}{n\,dv} = \frac{4}{\sqrt{\pi}}\left(\frac{m}{2kT}\right)^{3/2} v^2 e^{-\frac{mv^2}{2kT}}$$

дважды входит выражение $m/2kT$. Заменив в ней это выражение равным ему выражением $1/v_н^2$ и обозначив $v/v_н$ буквой u, можно уравнению Максвелла придать вид

$$\frac{dn}{n\,du} = \frac{4}{\sqrt{\pi}} e^{-u^2} u^2. \qquad (16.1)$$

Таблица 2

u	$\frac{4}{\sqrt{\pi}}\int_u^\infty z^2 e^{-z^2} dz$	u	$\frac{4}{\sqrt{\pi}}\int_u^\infty z^2 e^{-z^2} dz$	u	$\frac{4}{\sqrt{\pi}}\int_u^\infty z^2 e^{-z^2} dz$
0,1	0,9992	0,8	0,7340	1,5	0,2123
0,2	0,9941	0,9	0,6550	1,6	0,1632
0,3	0,9807	1,0	0,5724	1,7	0,1230
0,4	0,9582	1,1	0,4900	1,8	0,0905
0,5	0,9190	1,2	0,4105	1,9	0,0602
0,6	0,8685	1,3	0,3370	2,0	0,0460
0,7	0,8061	1,4	0,2702		

Это значит, что кривая распределения Максвелла не симметрична относительно максимума, что ясно видно и из представленных выше

2.Средний арифметический скорость.Средний квадратичний скорость

Пользуясь функцией распределения Максвелла, можно вычислить ряд величин, важных для молекулярной физики. Здесь в качестве примеров мы приведем вычисления средней арифметической скорости $\bar{v}$, средней квадратичной скорости $\overline{\overline{v}} = \sqrt{\overline{v^2}}$, уже вычисленной нами ранее (см. стр. 39), и, наконец, наивероятнейшей скорости $v_н$. Начнем со средней арифметической скорости молекул.

Средняя арифметическая скорость $\bar{v}$ по определению равна отношению суммы всех скоростей всех молекул в единице объема к числу молекул в единице объема.

Число молекул в единице объема, скорости которых заключены в интервале от v до $v + dv$, равно, очевидно, $n f(v)\,dv$. Сумма скоростей всех таких молекул равна $vn f(v)\,dv$. Чтобы найти сумму

молекул. Заменив здесь v_x ее средним значением $\overline{|v_x|}$, мы получим, что среднее число ударов ν молекул о единицу площади в единицу времени равно:

$$\bar{\nu} = \frac{1}{2} n \overline{|v_x|} = \frac{n\bar{v}}{4}.$$

Средняя квадратичная скорость молекул. Чтобы найти среднюю квадратичную скорость молекул $\sqrt{\overline{v^2}}$, нужно вычислить отношение суммы квадратов скоростей молекул единицы объема к числу молекул в этом объеме. Повторяя предыдущие рассуждения, получаем:

$$\overline{v^2} = \int_0^\infty v^2 f(v)\, dv.$$

Поставив сюда выражение (13.3) для $f(v)$, получим:

$$\overline{v^2} = 4\pi \left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{3/2} \int_0^\infty v^4 e^{-\frac{mv^2}{2kT}}\, dv.$$

Интеграл, входящий сюда, находим интегрированием по частям и получаем:

$$\int_0^\infty v^4 e^{-\frac{mv^2}{2kT}}\, dv = \frac{3}{8}\left(\frac{2kT}{m}\right)^{5/2} \sqrt{\pi}.$$

Отсюда

$$\overline{v^2} = \frac{3kT}{m} \quad \text{и} \quad \bar{v} = \sqrt{\overline{v^2}} = \sqrt{\frac{3kT}{m}}. \tag{14.6}$$

Такое выражение мы получили и раньше.

§ 15. Наивероятнейшая скорость молекул

Вычислим теперь наивероятнейшую скорость $v_н$ молекул — скорость, около которой группируются скорости наибольшего числа молекул газа. Этой скорости соответствует максимум кривой распределения Максвелла (см. рис. 14). Поэтому, чтобы найти скорость $v_н$, нужно приравнять нулю производную от функции распределения (13.3):

$$\frac{d}{dv} f(v) = \frac{d}{dv}\left[\frac{4}{\sqrt{\pi}}\left(\frac{m}{2kT}\right)^{3/2} v^2 e^{-\frac{mv^2}{2kT}}\right].$$

Это равенство будет выполнено, если

$$\frac{d}{dv}\left(v^2 e^{-\frac{mv^2}{2kT}}\right) = 0.$$

Проведя дифференцирование, получим:

$$2v e^{-\frac{mv^2}{2kT}}\left(1-\frac{mv^2}{2kT}\right)=0.$$

Это равенство выполняется либо при $v=0$, либо при $v=\infty$, либо при условии, что $1-\frac{mv^2}{2kT}=0$. Ясно, что первые два условия не соответствуют максимуму кривой распределения. Следовательно, значение $v_н$ определяется из условия

$$1-\frac{mv_н^2}{2kT}=0.$$

Отсюда

$$v_н=\sqrt{\frac{2kT}{m}}. \qquad (15.1)$$

Сравнивая выражения (14.3), (14.6) и (15.1), находим соотношение между тремя вычисленными значениями скоростей:

$$\bar{\bar{v}}=\sqrt{\frac{3\pi}{8}}\,\bar{v}=1{,}09\bar{v}=\sqrt{\frac{3}{2}}\,v_н=1{,}22v_н.$$

Как видно, различие между этими тремя значениями не очень велико: и средняя арифметическая, и средняя квадратичная скорости близки к наивероятнейшей скорости.

Ключовий слова:

Опорний слова:

Контрольный вопросы

Лекция -11

Экспериментальный проверка законы распределений. Понятие о статистистике Ферми –Дирака и Возе –Эйнштейна.

План

1. Экспериментальный проверка законы распределений.
2. Понятие о статистистике Ферми –Дирака и Возе –Эйнштейна.

Экспериментальный проверка законы распределений

Для экспериментальной проверки закона распределения молекул по скоростям была использована методика молекулярных пучков, с которой мы познакомились выше, при описании опыта Штерна. Да и самый этот опыт при несущественном изменении деталей может не только дать значения скоростей молекул, но и служить для определения закона их распределения по скоростям. Если в качестве мишени, на которой конденсируются атомы, использовать не металл, а стекло, то по прозрачности осадка в различных частях смещенной полосы можно судить о количестве попавших туда атомов, а значит и о распределении их по скоростям. Такой опыт был в самом деле поставлен Штерном, но достигнутая точность измерений была недостаточна.

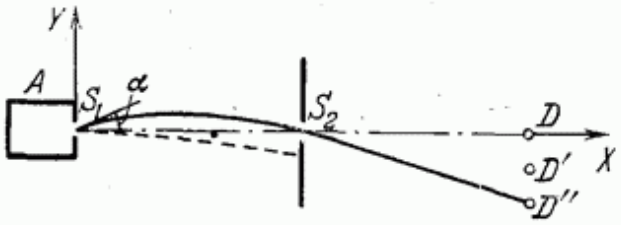


Рис. 21.

В 1947 г. Штерном же совместно с Истерманом и Симпсоном для проверки закона распределения молекул по скоростям был поставлен несколько необычный и очень трудный опыт, в котором тоже применялся метод молекулярных пучков. В этом опыте наблюдалось свободное падение молекул пучка в поле силы тяжести. Схема опыта представлена на рис. 21.

Источником атомов был расплавленный цезий (температура плавления цезия 301,65 К, или 28,5°С), испарявшийся из небольшой печи A, в которой цезий нагревался до температуры 450 К. Из печи атомы цезия вылетают через узкую горизонтальную щель S_1 шириной 0,02 мм. На расстоянии 1 м от S_1 расположена вторая щель S_2 такой же ширины, как и первая. Мишень D в виде тонкой вольфрамовой проволоки толщиной тоже 0,02 мм помещается на расстоянии 1 м от щели S_2 (проволока перпендикулярна к плоскости рисунка). Таким образом, общая длина L пучка от источника до мишени составляла 2 м. Все устройство помещалось в цилиндр, в котором поддерживался высокий вакуум. Щели S_1, S_2 и мишень D устанавливались по одной строго горизонтальной прямой.

Счет атомов, попадающих на мишень, производился следующим образом.

Проволока-мишень пропусканием через нее электрического тока нагревалась до такой высокой температуры, при которой атомы цезия, попадающие на нее, ионизуются, превращаясь в положительно заряженные ионы. Ионы эти тут же покидают мишень и попадают на отрицательно заряженный цилиндр, окружающий проволоку, в котором, разумеется, сделаны прорези для прохода атомов. Между проволокой и цилиндром проходит электрический ток ионов, который после усиления можно с большой точностью измерить (такой метод регистрации атомов пучка называется методом поверхностной ионизации. Он обычно применяется для легко ионизующихся атомов, к числу которых и относятся атомы щелочных металлов). Сила тока непосредственно определяется числом ионов, а значит и числом атомов, попавших на проволоку.

Атомы цезия в пучке на двухметровом пути от источника до мишени под действием силы тяжести «падают» и двигаются, как известно, по параболе. Поэтому те атомы, которые покидают щель S_1 со скоростью, направленной горизонтально, вдоль оси X, через щель S_2 не пройдут и на мишень не попадут (пунктирная линия на рис. 21). Щель S_2 пройдут те атомы, которые вышли из S_1 под некоторым малым углом α, как это показано на рисунке сплошной линией.

Для координат x и y любой точки траектории таких частиц можно написать известные равенства

$$x = v_x t, \qquad y = v_y t - \frac{gt^2}{2}.$$

Исключив из этих двух уравнений время, получаем:

$$y = v_y \frac{x}{v_x} - \frac{gx^2}{2v_x^2}. \tag{18.1}$$

Это и есть уравнение параболы, вдоль которой движутся атомы.

В точке траектории атомов, проходящей через щель S_2, координата y равна нулю, а $x = L/2$. Уравнение (18.1) для этой точки принимает вид

$$v_y \frac{L}{2v_x} - \frac{gL^2}{8v_x^2} = 0.$$

Отсюда получаем для величины v_y выражение:

$$v_y = gL/4v_x.$$

Нас интересует величина y, т. е. смещение атомов от оси X на расстоянии $x = L$ от источника. Подставив в формулу (18.1) L вместо x и $gL/4v_x$ вместо v_y, получаем:

$$y = -gL^2/4v_x^2.$$

Таким образом, смещение атомов по вертикали определяется только значением v_x, которое при малых углах α очень близко к значению самой скорости атомов v (ведь $v_x = v \cos\alpha$, а при малых углах $\cos\alpha$ близок к единице). Перемещая проволоку-мишень по вертикали (положения D', D'' на рисунке) и измеряя ионный ток (т. е. число атомов, падающих на мишень) на различных высотах, находят число атомов, имеющих различные скорости, а это и дает распределение атомов по скоростям. Следует иметь в виду, что, измерив число атомов, попадающих на проволоку на той или иной высоте, определяют число тех атомов, скорости которых лежат в некотором *интервале* скоростей, потому что, как ни мала толщина проволоки, она все же конечна и на нее попадают атомы с близкими, но не с одинаковыми скоростями.

О трудности проведения этого опыта можно судить по тому, что даже самые медленные атомы смещаются всего на высоту около 0,2 мм (атомы с наивероятнейшей скоростью в опыте Штерна — Истермана — Симпсона смещались на 0,174 мм). Однако, поскольку ширина щелей S_1 и S_2 и толщина проволоки-мишени составляли всего 0,02 мм (такова же и толщина пучка!), то измерения все же могли быть проведены с достаточно большой точностью. И не только с атомами цезия, но и с пучком атомов натрия, для которых высота падения еще меньше.

Измерения полностью подтвердили максвелловский закон распределения молекул по скоростям.

Функция распределения Максвелла

Назад Вперед

Пусть имеется n тождественных молекул, находящихся в состоянии беспорядочного теплового движения при определенной температуре. После каждого акта столкновения между молекулами, их скорости меняются случайным образом. В результате невообразимо большого числа столкновений устанавливается стационарное равновесное состояние, когда число молекул в заданном интервале скоростей сохраняется постоянным.

В результате каждого столкновения проекции скорости молекулы испытывают случайное изменение на $\Delta\upsilon_x$, $\Delta\upsilon_y$, $\Delta\upsilon_z$, причем изменения каждой проекции скорости

независимы друг от друга. Будем предполагать, что силовые поля на частицы не действуют. Найдем в этих условиях, каково число частиц d*n* из общего числа *n* имеет скорость в интервале от υ до υ+Δυ. При этом мы не можем ничего определенного сказать о точном значении скорости той или иной частицы υ_i, поскольку за столкновениями и движениями каждой из молекул невозможно проследить ни в опыте, ни в теории. Такая детальная информация вряд ли имела бы практическую ценность.

Распределение молекул идеального газа по скоростям впервые было получено знаменитым английским ученым Дж. Максвеллом в 1860 году с помощью методов теории вероятностей.

Максвелл Джеймс Клерк (1831 – 1879) – английский физик. Работы посвящены электродинамике, молекулярной физике, общей статике, оптике, механике, теории упругости. Установил статистический закон, описывающий распределение молекул газа по скоростям. Самым большим достижением Максвелла является теория электромагнитного поля, которую он сформулировал в виде системы нескольких уравнений, выражающих все основные закономерности электромагнитных явлений.

Вывод формулы функции распределения молекул по скоростям есть в учебнике Ю.И Тюрина и др. (ч. 1) или И.В. Савельева (т. 1). Мы воспользуемся результатами этого вывода.

Скорость – векторная величина. Для ***проекции скорости на ось x*** (*x*-й составляющей скорости) из (2.2.1) имеем

$$\mathrm{d}n_x = f(\upsilon_x)n\mathrm{d}\upsilon_x,$$

тогда

$$f(\upsilon_x) = \frac{\mathrm{d}n_x}{n\mathrm{d}\upsilon_x} = \frac{1}{\sqrt{\pi}}\left(\frac{m}{2kT}\right)^{\frac{1}{2}} e^{-\frac{m\upsilon_x^2}{2kT}} = A_1 e^{-\frac{m\upsilon_x^2}{2kT}}, \qquad (2.3.1)$$

где A_1 – постоянная, равная $\frac{1}{\sqrt{\pi}}\left(\frac{m}{2kT}\right)^{\frac{1}{2}}$.

Графическое изображение функции показано на рисунке 2.2. Видно, что доля молекул со скоростью $\upsilon_x = 0$ не равна нулю. При $\upsilon_x = 0$, $f(\upsilon_x) = A_1$ (в этом физический смысл постоянной А1).

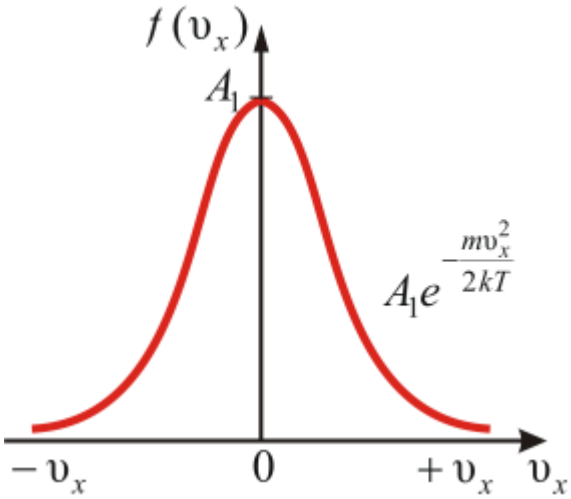


Рис. 2.2

Приведённое выражение и график справедливы для *распределения молекул газа по x-компонентам скорости.* Очевидно, что и по *y*- и *z*-компонентам скорости также можно получить:

$$\frac{dn_y}{n d\upsilon_y} = A_1 e^{-\frac{m\upsilon_y^2}{2kT}} \quad \text{и} \quad \frac{dn_z}{n d\upsilon_z} = A_1 e^{-\frac{m\upsilon_z^2}{2kT}}.$$

Вероятность того, что скорость молекулы одновременно удовлетворяет трём условиям: *x*-компонента скорости лежит в интервале от υ_x до $\upsilon_x+d\upsilon_x$; *y*-компонента, в интервале от υ_y до $\upsilon_y+d\upsilon_y$; *z*-компонента, в интервале от υ_z до $\upsilon_z+d\upsilon_z$ будет равна *произведению вероятностей каждого из условий (событий) в отдельности:*

$$\frac{dn_{xyz}}{n} = A_1^3 e^{-\frac{m\upsilon^2}{2kT}} d\upsilon_x d\upsilon_y d\upsilon_z,$$

где $\upsilon^2 = \upsilon_x^2 + \upsilon_y^2 + \upsilon_z^2$, или

$$dn_{xyz} = \frac{n}{\pi^{3/2}} \left(\frac{m}{2kT}\right)^{3/2} e^{-\frac{m\upsilon^2}{2kT}} d\upsilon_x d\upsilon_y d\upsilon_z. \qquad (2.3.2)$$

Формуле (2.3.2) можно дать геометрическое истолкование: dn_{xyz} – это число молекул в параллелепипеде со сторонами $d\upsilon_x$, $d\upsilon_y$, $d\upsilon_z$, то есть в объёме $dV=d\upsilon_x d\upsilon_y d\upsilon_z$(рис. 2.3), находящемся на расстоянии $\vec{\upsilon}$ от начала координат в пространстве скоростей.

Эта величина (dn_{xyz}) не может зависеть от направления вектора скорости $\vec{\upsilon}$. Поэтому надо получить функцию распределения молекул по скоростям независимо от их направления, то есть по абсолютному значению скорости.

Если собрать вместе все молекулы в единице объёма, скорости которых заключены в интервале от υ до $\upsilon+d\upsilon$ по всем направлениям, и выпустить их, то они окажутся через одну секунду в шаровом слое толщиной $d\upsilon$ и радиусом υ (рис. 2.4). Этот *шаровой слой* складывается из тех параллелепипедов, о которых говорилось выше.

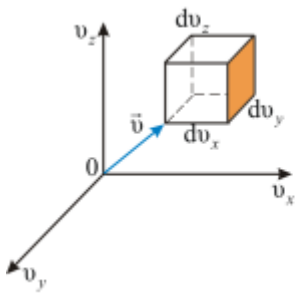


Рис. 2.3

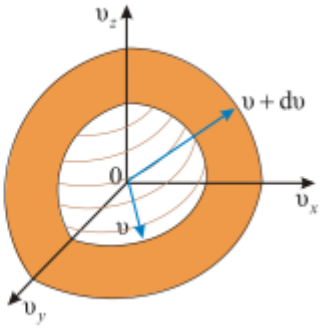


Рис. 2.4

Объём этого шарового слоя

$$dV = 4\pi\upsilon^2 d\upsilon$$

Общее число молекул в слое, как следует из (2.3.2)

$$dn = \frac{n}{\pi^{3/2}}\left(\frac{m}{2kT}\right)^{3/2} e^{-\frac{m\upsilon^2}{2kT}} dV.$$

Отсюда следует ***закон распределения молекул по абсолютным значениям скоростей Максвелла:***

$$\frac{dn}{n} = \frac{4}{\sqrt{\pi}}\left(\frac{m}{2kT}\right)^{3/2} e^{-\frac{m\upsilon^2}{2kT}} \upsilon^2 d\upsilon, \qquad (2.3.3)$$

где $\frac{dn}{n}$ – доля всех частиц в шаровом слое объема dV, скорости которых лежат в интервале от υ до $\upsilon+d\upsilon$.

При $d\upsilon = 1$ получаем ***плотность вероятности***, или ***функцию распределения молекул по скоростям:***

$$f(\upsilon) = \frac{dn}{n d\upsilon} = \frac{4}{\sqrt{\pi}}\left(\frac{m}{2kT}\right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{m\upsilon^2}{2kT}} \upsilon^2. \qquad (2.3.4)$$

Эта функция обозначает долю молекул единичного объёма газа, абсолютные скорости которых заключены в единичном интервале скоростей, включающем данную скорость.

Обозначим: $A = \frac{4}{\sqrt{\pi}}\left(\frac{m}{2kT}\right)^{\frac{3}{2}}$, тогда из (2.3.4) получим:

$$f(\upsilon) = A e^{-\frac{m\upsilon^2}{2kT}} \upsilon^2. \qquad (2.3.5)$$

График этой функции показан на рисунке 2.5.

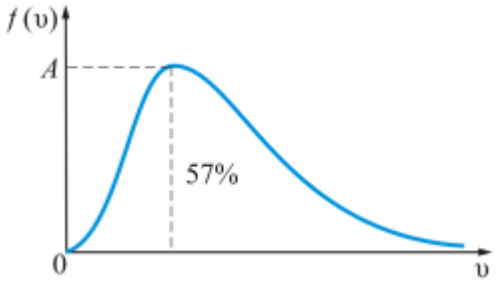


Рис. 2.5

Выводы:

- *Вид распределения молекул газа по скоростям для каждого газа зависит от рода газа (m) и от параметра состояния (T). Давление P и объём газа V на распределение молекул не влияют.*
- *В показателе* $\frac{m\upsilon^2}{2kT}$ *степени стоит отношение , т.е. кинетической энергии, соответствующей данной скорости υ к (kT) – средней энергии теплового движения молекул при данной температуре, значит* ***распределение Максвелла характеризует распределение молекул по значениям кинетической энергии*** *(то есть показывает, какова вероятность при данной температуре иметь именно такое значение кинетической энергии).*

Рассмотрим пределы применимости классического описания распределения частиц по скоростям. Для этого воспользуемся соотношением неопределенностей Гейзенберга. Согласно этому соотношению координаты и импульс частицы не могут одновременно иметь определенное значение. Классическое описание возможно, если выполнены условия: $\Delta x \Delta P_x >> h,\ \Delta y \Delta P_y >> h,\ \Delta z \Delta P_z >> h.$

Здесь $h = 6{,}62 \cdot 10^{-34}$ Дж · с – постоянная Планка – фундаментальная константа, определяющая масштаб квантовых (микроскопических) процессов.

Таким образом, если частица находится в объеме $\Delta x \Delta y \Delta z >> h^3 / P^3$, то в этом случае возможно описание ее движения на основе законов классической механики.

Наиболее вероятная, среднеквадратичная и средняя арифметическая скорости молекул газа

Рассмотрим, как изменяется с абсолютной величиной скорости число частиц, приходящихся на единичный интервал скоростей, при единичной концентрации частиц.

График функции распределения Максвелла

$$f(\upsilon) = \frac{dn}{n d\upsilon} = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{m}{2kT} \right)^{3/2} \upsilon^2 e^{-\frac{m\upsilon^2}{2kT}},$$

приведен на рисунке 2.6.

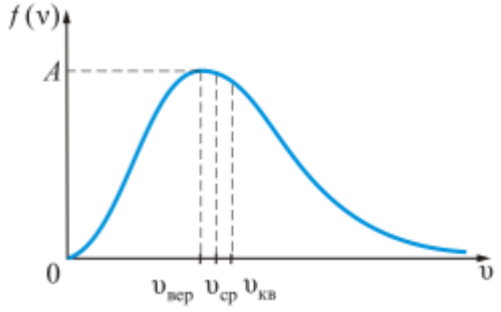


Рис. 2.6

Из графика видно, что при «малых» υ, т.е. при $\left(\frac{m\upsilon^2}{2kT} << 1\right)$, имеем $f(\upsilon) \sim \upsilon^2$; затем $f(\upsilon)$ достигает максимума А и далее экспоненциально спадает $f(\upsilon) \sim e^{-\frac{m\upsilon^2}{2kT}}$.

Величину скорости, на которую приходится максимум зависимости $f(\upsilon)$ *,* ***называют наиболее вероятной скоростью.***

Найдем эту скорость из условия равенства производной $\frac{df(\upsilon)}{d\upsilon} = 0$.

$$\upsilon_{вер} = \sqrt{\frac{2kT}{m}}, \qquad (2.3.6)$$

– ***наиболее вероятная скорость одной молекулы.***

Для одного моля газа:

$$\upsilon_{вер} = \sqrt{\frac{2kN_A T}{mN_A}} = \sqrt{\frac{2RT}{\mu}}. \qquad (2.3.7)$$

Среднюю квадратичную скорость найдем, используя соотношение $\frac{m\upsilon_{кв}^2}{2} = \frac{3}{2}kT$:

$$\upsilon_{кв} = \sqrt{\frac{3kT}{m}}. \quad \text{– для одной молекулы;} \qquad (2.3.8)$$

$$\upsilon_{кв} = \sqrt{\frac{3RT}{\mu}}. \quad \text{– для одного моля газа.} \qquad (2.3.9)$$

Средняя арифметическая скорость:

$$\upsilon_{ср} = \frac{1}{n}\int_0^{\infty} \upsilon n f(\upsilon) d\upsilon,$$

где $nf(\upsilon)d\upsilon = dn$ – число молекул со скоростью от υ до υ+dυ. Если подставить сюда *f*(υ) и вычислить, то получим:

$$\upsilon_{ср} = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}} \approx \sqrt{\frac{2{,}25kT}{m}}. \quad \text{– для одной молекулы;} \qquad (2.3.10)$$

$$\upsilon_{ср} = \sqrt{\frac{8RT}{\pi\mu}} \approx \sqrt{\frac{2{,}25RT}{\mu}}$$ – для одного моля газа. (2.3.11)

Все три скорости незначительно отличаются друг от друга множителем порядка единицы, причем $\upsilon_{кв} > \upsilon_{ср} > \upsilon_{вер}$.

Формула Максвелла для относительных скоростей

Для решения многих задач удобно использовать формулу Максвелла, где скорость выражена в относительных единицах.

Относительную скорость обозначим через u:

$$u = \frac{\upsilon}{\upsilon_{вер}}, \qquad (2.3.12)$$

где $\upsilon_{вер} = \sqrt{\frac{2kT}{m}}$. Тогда из (2.3.3), получим

$$\frac{dn}{n\,du} = \frac{4}{\sqrt{\pi}} e^{-u^2} u^2 \qquad (2.3.13)$$

Это уравнение универсальное. *В таком виде* ***функция распределения*** *не зависит ни от рода газа, ни от температуры.*

На рисунке 2.7 показано максвелловское распределение частиц $f(\upsilon)$, имеющих скорости от υ до υ+dυ. За единицу скорости здесь взята *наиболее вероятная скорость.*

Полезно знать, что $\frac{\upsilon_{ср}}{\upsilon_{вер}} = 1{,}13;\ \frac{\upsilon_{кв}}{\upsilon_{вер}} = 1{,}22$.

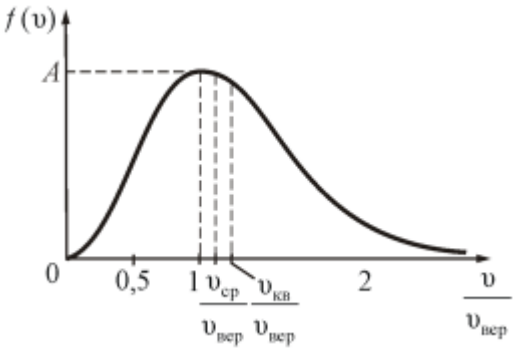


Рис. 2.7

Зависимость функции распределения Максвелла от массы молекул и температуры газа

На рисунке 2.8 показана зависимость $f(\upsilon)$ при различных температурах и массах молекул газа.

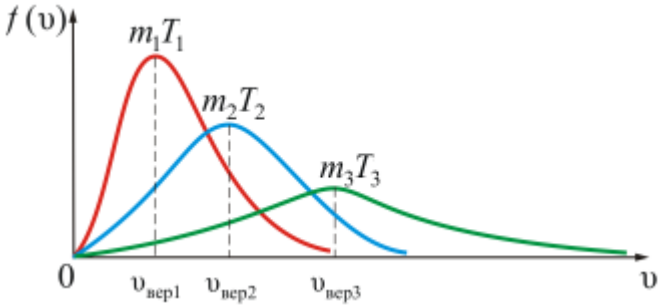


Рис. 2.8

Из рисунка 2.8 можно проследить за изменением $f(\upsilon)$ при изменении m и T. В данном случае $m_1 > m_2 > m_3$ (при $T = \text{const}$) или $T_1 < T_2 < T_3$ (при $m = \text{const}$). *Площадь под кривой величина постоянная*, равная единице ($f(\upsilon) = \text{const} = 1$), поэтому важно знать как будет изменяться положение максимума кривой:

$$f(\upsilon_{\text{вер}}) \sim \sqrt{\frac{m}{T}}, \qquad \text{кроме того} \qquad \upsilon_{\text{вер}} \sim \sqrt{\frac{T}{m}}.$$

Максвелловский закон распределения по скоростям и все вытекающие следствия справедливы только для газа в равновесной системе. Закон статистический, и выполняется тем лучше, чем больше число молекул.

Если у нас имеется термодинамическая система состоящая из N частиц, энергии которых могут принимать дискретные значения $E_1, E_2 \ldots E_n$, то говорят о системе квантовых чисел.

Поведение такой системы описывается *квантовой статистикой*, в основе которой лежит *принцип неразличимости тождественных частиц.* Основная задача этой статистики состоит в определении среднего числа $< N_i >$ частиц, находящихся в ячейке фазового пространства: «координаты – проекции импульса» (x, y, z и p_x, p_y, p_z) частиц. При этом имеют место два закона распределения частиц по энергиям (две статистики):

- **распределение Бозе – Эйнштейна:**

$$< N_i > = \frac{1}{e^{(E_i - \mu)/kT} - 1} \qquad 2.7.1$$

- **распределение Ферми – Дирака:**

$$< N_i > = \frac{1}{e^{(E_i - \mu)/kT} + 1} \qquad 2.7.2$$

Здесь μ – химический потенциал.

Первая формула описывает квантовые частицы с целым спином (собственный момент количества движения). Их называют ***бозоны*** (например, фотоны). Вторая формула описывает квантовые частицы с полуцелым спином. Их

называют ***фермионы*** (например: электроны, протоны, нейтрино).

Понятие о квантовой статистике Бозе - Эйнштейна и Ферми - Дирака

Одним из важнейших «объектов» изучения квантовой статистики, как и классической, является идеальный газ. Это связано с тем, что во многих случаях реальную систему можно в хорошем приближении считать идеальным газом. Состояние системы невзаимодействующих частиц задается с помощью так называемых **чисел заполнения** N_i — чисел, указывающих степень заполнения квантового состояния (характеризуется данным набором i квантовых чисел) частицами системы, состоящей из многих тождественных частиц. Для систем частиц, образованных бозонами — частицами с нулевым или целым спином, числа заполнения могут принимать любые целые значения: 0, 1, 2, ... Для систем частиц, образованных фермионами — частицами с полуцелым спином, числа заполнения могут принимать лишь два значения: 0 для свободных состояний и 1 для занятых. Сумма всех чисел заполнения должна быть равна числу частиц системы. Квантовая статистика позволяет подсчитать среднее число частиц в данном квантовом состоянии, т. е. определить средние числа заполнения $\langle N_i \rangle$.

Идеальный газ из бозонов — **бозе-газ** — описывается **квантовой статистикой Бозе - Эйнштейна.*** Распределение бозонов по энергиям вытекает из так называемого **большого канонического распределения Гиббса** (с переменным числом частиц) при условии, что число тождественных бозонов в данном квантовом состоянии может быть любым:

$$\langle N_i \rangle = \frac{1}{e^{(E_i-\mu)/(kT)}-1}. \qquad (235.1)$$

* Ш. Бозе (1894—1974) — индийский физик.

Это распределение называется **распределением Бозе - Эйнштейна.** Здесь $\langle N_i \rangle$ — среднее число бозонов в квантовом состоянии с энергией E_i, k — постоянная Больцмана, T—термодинамическая температура, μ **—химический потенциал;** μ не зависит от энергии, а определяется только температурой и плотностью числа частиц. Химический потенциал находится обычно из условия, что сумма всех $\langle N_i \rangle$ равна полному числу частиц в системе. Здесь $\mu \leq 0$, так как иначе среднее число частиц в данном квантовом состоянии отрицательно, что не имеет физического смысла. Он определяет изменение внутренней энергии системы при добавлении к ней одной частицы при условии, что все остальные величины, от которых зависит внутренняя энергия (энтропия, объем), фиксированы.

Идеальный газ из фермионов — **ферми-газ** — описывается **квантовой статистикой Ферми - Дирака.*** Распределение фермионов по энергиям имеет вид

$$\langle N_i \rangle = \frac{1}{e^{(E_i-\mu)/(kT)}+1}, \qquad (235.2)$$

где $\langle N_i \rangle$ — среднее число фермионов в квантовом состоянии с энергией E_i, μ — химический потенциал. В отличие от (235.1) μ может иметь положительное значение (это не приводит к отрицательным значениям чисел $\langle N_i \rangle$). Это распределение называется **распределением Ферми - Дирака.**

* Э. Ферми (1901—1954) — итальянский физик.

Если $e^{(E_i-\mu)/(kT)}$>>1, то распределения Бозе - Эйнштейна (235.1) и Ферми - Дирака (235.2) переходят в классическое распределение Максвелла - Больцмана:

$$\langle N_i \rangle = A\, e^{E_i/(kT)} \qquad (235.3)$$

(ср. с выражением (44.4)), где

Лекция-12

Внутренная энергия идеального газа. Количество теплоты. I-закон термодинамики.

План

1. Внутренная энергия идеального газа.
2. Количество теплоты
3. I-закон термодинамики.

1. Внутренняя энергия идеального газа

Попробуем применить формулу (2.2) к вычислению внутренней энергии равновесного идеального газа. Мы предположим, что газ одноатомный и что внутренняя энергия 4 это суммарная кинетическая энергия атомов. На самом деле наше предположение не является столь очевидным, как может показаться на первый взгляд.Известно,что атом 4 сложная система ,состоящая из электронов и ядра.В свою очередь, внутри ядра находятся нуклоны 4 протоны и нейтроны. Даже если мы не знаем
, как все эти частицы движутся и взаимодействуют, ясно одно 4 соответствующая энергия должна быть включена во внутреннюю энергию газа.Вопрос о внутриатомной энергии весьма интересен и мы к нему позже вернемся, а пока просто пренебрежем возможным возбуждением атомов и всеми внутриатомными движениями.

В нашей модели внутренняя энергия одноатомного идеального газа имеет вид

$$U = \sum_{i=1}^{N} \frac{m v_i^2}{2} = N \langle \varepsilon \rangle , \qquad (1)$$

Где

$$\langle \varepsilon \rangle = \left\langle \frac{mv^2}{2} \right\rangle = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^{N} \frac{mv_i^2}{2} \quad (2)$$

средняя кинетическая энергия атома. Но, как мы выяснили в предыдущей главе,в равновесном газе средняя кинетическая энергия атома пропорциональна температуре по шкале Кельвина (см.формулу

$$\boxed{\left\langle \frac{mv^2}{2} \right\rangle = \frac{3}{2} kT.}$$

Таким образом, внутренняя энергия равновесного одноатомного газа равна

$$\boxed{U = \frac{3}{2} NkT.} \quad (5)$$

Полное число частиц в газе можно выразить через число молей: $N=(M/\mu)N_A$ Учитывая также,что $Kn_A= R$, запишем формулу (5) в виде

$$\boxed{U = \frac{3}{2} \frac{M}{\mu} RT.} \quad (6)$$

Итак, кроме уравнения Клапейрона-Менделеева, мы получили еще одно уравнение состояния идеального газа. Оно связывает три термодинамических параметра внутреннюю энергию,массу газа и его температуру. Отметим, что внутренняя энергия идеального газа не зависит от его объема. Связано это с тем, что внутренняя энергия идеального газа складывается из кинетических энергий отдельных атомов; она не зависит от расстояния между атомами, которое изменяется с объемом.

Для реальных (достаточно плотных) газов, жидкостей и твердых тел внутренняя энергия должна зависеть не только от температуры, но и от объема, поскольку с изменением объема изменяется вклад энергии взаимодействия.

Рассмотрим теперь идеальный газ, состоящий из многоатомных молекул. Ясно,что внутренняя энергия такого газа уже не будет равна сумме кинетических энергий поступательного движения молекул, так как молекулы

могут вращаться и,кроме того, атомы в молекуле могут совершать колебания. Эти новые типы движения дают вклад во внутреннюю энергию газа. Как рассчитать среднюю энергию вращения молекул в равновесном состоянии или, скажем, вклад колебаний атомов во внутреннюю энергию газас На первый взгляд эта задача кажется неразрешимой,так как молекулы могут быть поразному устроены, иметь различную 4жесткость4по отношению к колебаниям атомов и т.д. В 1871 году немецким физиком Людвигом Больцманом была доказана замечательная теорема, решающая эту задачу. Здесь мы лишь обсудим теорему Больцмана, так как ее доказательство требует привлечения мощного аппарата статистической механики.
Для формулировки теоремы Больцмана нам потребуется напомнить понятие 4число степеней свободы 4, которое вводится в механике.Числом степеней свободы механической системы называют число независимых координат, полностью определяющих положение системы в пространстве. Наприме, у материальной точки три степени свободы, так как ее положение можно определить тремя декартовыми
координатами x, y и z, То же самое относится и к атому газа, если считать его материальной точкой.

2. Количество теплоты

Количество теплоты — энергия, которую получает или теряет тело при теплопередаче. Количество теплоты является одной из основных термодинамических величин. Количество теплоты является *функцией процесса*, а не функцией состояния, то есть количество теплоты, полученное системой, зависит от способа, которым она была приведена в текущее состояние.

Внутренняя энергия тела может изменяться за счет работы внешних сил. Для характеристики изменения внутренней энергии при теплообмене вводится

величина, называемая *количеством теплоты* и обозначаемая **Q**.
В международной системе единицей количества теплоты, также как работы и энергии, является *джоуль:* **[Q] = [A] = [E] = 1 Дж.**
На практике еще иногда применяется внесистемная единица количества теплоты – *калория.* **1 кал. = 4,2 Дж.**

Количество теплоты, передаваемое от одного тела к другому, может идти на *нагревание тела, плавление, парообразование*, либо выделяться при противоположных процессах – *остывании тела, кристаллизации, конденсации. Теплота выделяется при сгорании топлива.*
Между массой вещества и количеством теплоты, необходимым для его нагревания, существует прямая пропорциональная зависимость.

- *Количество теплоты, необходимое для нагревания тела или выделяющееся при его охлаждении, прямо пропорционально массе тела и изменению его температуры:*

$$\mathbf{Q = cm\Delta T},$$

где **c** - удельная теплоемкость [Дж/кг·К], **m** - масса тела [кг], **ΔT** - изменение температуры [К]

- *Количество теплоты, необходимое для превращения жидкости в пар или выделяющееся при его конденсации, прямо пропорционально массе жидкости:*

$$\mathbf{Q = Lm},$$

где **L** - удельная теплота парообразования [Дж/кг], **m** - масса тела [кг]

- *Количество теплоты, необходимое для плавления тела или выделяющееся при его кристаллизации, прямо пропорционально массе этого тела:*

Q = λm,

где **λ** (лямбда) - удельная теплота плавления [Дж/кг], **m** - масса тела [кг]

- *Количество теплоты, выделяющееся при сгорании топлива, прямо пропорционально его массе:*

Q = qm,

где **q** - удельная теплота сгорания [Дж/кг], **m** - масса тела [кг]

Удельная теплоемкость вещества показывает, чему равно количество теплоты, необходимое для нагревания или выделяющееся при охлаждении **1 кг** вещества на **1 К**.

Удельные теплоты парообразования, плавления, сгорания показывают, какое количество теплоты требуется для парообразования, плавления или выделяется при конденсации, кристаллизации, сгорании **1 кг** вещества.

3. **Первый закон термодинамики**

Рассмотрим с энергетической точки зрения процесс перехода системы из некоторого начального состояния 1 в другое состояние 2. Пусть в течение процесса системе была передана теплота $Q_{1\to2}$и система совершила работу $A_{1\to2}$. Если обозначить через $\Delta U_{1\to2}$ = $U_2 - U_1$ изменение внутренней энергии

системы, то закон сохранения энергии требует, чтобы

$$\boxed{\Delta U_{1\to 2} = Q_{1\to 2} - A_{1\to 2}}$$ или $$\boxed{Q_{1\to 2} = \Delta U_{1\to 2} + A_{1\to 2}.}$$

Эти соотношения являются математической формой первого закона (первого начала) термодинамики: теплота, сообщаемая системе, расходуется на изменение внутренней энергии системы и на работу системы против внешних сил. Как мы видим, первый закон термодинамики 4 это закон сохранения энергии в применении к макроскопическим процессам.

Во многих случаях удобно записывать первый закон термодинамики при передаче системе (бесконечно) малого количества тепла δQ. Тогда второе из соотношений (2.13) принимает вид

$$\boxed{\delta Q = dU + \delta A,} \quad (3)$$

где δA элементарная работы системы ,U - бесконечно малое изменение внутренней энергии системы.

Обратим внимание читателя на то, что мы обозначили малые величины δQ, δA и ,U по-разному. Это не случайно,так как между работой, теплотой и изменением внутренней энергии имеется глубокое физическое различие. Дело в том, что внутренняя энергия U является однозначной функцией состояния, т.е. ее значение не зависит от того,как система попала в данное состояние. Поэтому величина ,U есть настоящий дифференциал она равна малому изменению внутренней энергии.

С другой стороны, ни теплота δQ, ни работа δA дифференциалами не являются. Их значения зависят не только от того,как изменилось состояние системы,но и от того,как происходил процесс.

При совершении системой циклического процесса, в результате которого сиЕ стема вновь возвращается в исходное состояние, полное изменение внутренней энергии системы равно нулю. Математически это очевидное утверждение записывается так:

$$\oint_{\text{цикл}} dU = 0.$$

Символ $\oint$ обозначает сумму приращений внутренней энергии в циклическом процессе. Вспоминая уравнение (3) и применяя его к циклическому процессу, получаем

$$Q_{\text{цикл}} = A_{\text{цикл}}, \qquad (4)$$

где Qцикл 4 теплота, полученная системой за цикл, а $A_{\text{цикл}}$ 4 абота,совершенная системой. Действие тепловых двигателей основано, как правило, на некотором циклическом процессе, совершаемом рабочим телом (водяным паром,продуктами сгорания бензина и т.д.). Важной характеристикой теплового двигателя является его термический коэффициент полезного действия

$$\boxed{\eta = \frac{A_{\text{цикл}}}{Q_{\text{нагр}}},} \qquad (5)$$

где $Q_{\text{нагр}} \geq 0$ – теплота, полученная рабочим телом от нагревателя. Вообще говоря, в циклическом процессе $Q_{\text{цикл}} \neq Q_{\text{нагр}}$, так как рабочее тело может отдать некоторое количества тепла другим телам (холодильнику). Назовем его $Q_{\text{хол}} \geq 0$.

Очевидно, что

$$Q_{\text{цикл}} = Q_{\text{нагр}} - Q_{\text{хол}}. \qquad (6)$$

Вспоминая первый закон термодинамики (4) для циклического процесса, получаем

$$A_{\text{цикл}} = Q_{\text{нагр}} - Q_{\text{хол}}. \qquad (7)$$

Подстановка этого выражения в (5)приводит к следующей формуле для коэффициента полезного действия тепловых двигателей:

$$\boxed{\eta = 1 - \frac{Q_{\text{хол}}}{Q_{\text{нагр}}}.}$$

(8)

Это – все, что может сказать о тепловых двигателях первый закон термодинамики.

Мы видим, что коэффициент полезного действия не может превышать единицу.

Иначе говоря, ни один тепловой двигатель не может совершить работу, которая превышает теплоту,полученную рабочим телом от нагревателя. Двигатели с $\eta > 1$ часто называют вечными двигателями первого рода. До открытия закона сохранения энергии на изобретение таких двигателей было затрачено много усилий.

Первый закон термодинамики утверждает, что вечный двигатель первого рода невозможен. С другой стороны ,формула(8) не запрещает циклов с $\eta = 1$, в которых $Q_{хол} = 0$, т.е. вся теплота, полученная рабочим телом от нагревателя, преобразуется в работу. Мы вернемся к этой оптимистической возможности позже когда познакомимся со вторым законом термодинамики.

Лекция-13

Теплоёмкость идеального газа. Теплоёмкость одно атомный газа.

План

1.Теплоемкость.

2.Теплоемкость идеалного газа.

3. Теплоёмкость одно атомный газа.

Теплоёмкость, количество теплоты, поглощаемой телом при нагревании на 1 градус; точнее — отношение количества теплоты, поглощаемой телом при бесконечно малом изменении его температуры, к этому изменению Т. единицы

массы вещества (*г, кг*) называется удельной теплоёмкостью, 1 *моля* вещества — мольной (молярной) Т.

Количество теплоты, поглощённой телом при изменении его состояния, зависит не только от начального и конечного состояний (в частности, от их температуры), но и от способа, которым был осуществлен процесс перехода между ними. Соответственно от способа нагревания тела зависит и его Т. Обычно различают Т. при постоянном объёме (C_v) и Т. при постоянном давлении (C_p), если в процессе нагревания поддерживаются постоянными соответственно его объём или давление. При нагревании при постоянном давлении часть теплоты идёт на производство работы расширения тела, а часть — на увеличение его *внутренней энергии*, тогда как при нагревании при постоянном объёме вся теплота расходуется только на увеличение внутренней энергии; в связи с этим c_p всегда больше, чем c_v. Для газов (разреженных настолько, что их можно считать идеальными) разность мольных Т. равна $c_p - c_v = R$, где R — универсальная *газовая постоянная*, равная 8,314 *дж/(моль·К)*, или 1,986 *кал/(моль·град)*. У жидкостей и твёрдых тел разница между C_p и C_v сравнительно мала.

Теоретическое вычисление Т., в частности её зависимости от температуры тела, не может быть осуществлено с помощью чисто термодинамических методов и требует применения методов *статистической физики*. Для газов вычисление Т. сводится к вычислению средней энергии теплового движения отдельных молекул. Это движение складывается из поступательного и вращательного движений молекулы как целого и из колебаний атомов внутри молекулы. Согласно классической статистике (то есть статистической физике, основанной на классической механике), на каждую степень свободы поступательного и вращательного движений приходится в мольной Т. (C_v) газа величина, равная. $R/2$; а на каждую колебательную степень свободы — R, это правило называется *равнораспределения законом*. Частица одноатомного газа обладает всего тремя поступательными степенями свободы, соответственно чему его Т. должна составлять $\frac{3}{2}R$ [то есть около 12,5 *дж/Кмоль·*К), или 3 *кал/(моль·град)*], что хорошо согласуется с опытом. Молекула двухатомного газа обладает тремя поступательными, двумя вращательными и одной колебательной степенями свободы, и закон равнораспределения приводит к значению $C_v = \frac{7}{2}R$; между тем опыт показывает, что Т. двухатомного газа (при обычных температурах) составляет всего $\frac{5}{2}R$. Это расхождение теории с экспериментом связано с тем, что при вычислении Т. необходимо учитывать квантовые эффекты, то есть пользоваться статистикой, основанной на *квантовой механике*. Согласно квантовой механике, всякая система частиц, совершающих колебания или вращения (в том числе молекула газа), может обладать лишь определёнными дискретными значениями энергии. Если энергия теплового движения в системе недостаточна для возбуждения колебаний определённой частоты, то эти колебания не вносят своего вклада в Т. системы (соответствующая степень свободы оказывается «замороженной» — к ней неприменим закон равнораспределения). Температура T, при достижении

которой закон равнораспределения оказывается применимым к вращательной или колебательной степени свободы, определяется квантово-механическим соотношением $T >> h\nu/k$ (ν — частота колебаний, h — *Планка постоянная*, k — *Больцмана постоянная*). Интервалы между вращательными уровнями энергии двухатомной молекулы (деленные на k) составляют всего несколько градусов и лишь для такой лёгкой молекулы, как молекула водорода, достигают сотни градусов. Поэтому при обычных температурах вращательная часть Т. двухатомных (а также многоатомных) газов подчиняется закону равнораспределения. Интервалы же между колебательными уровнями энергии достигают нескольких тысяч градусов и поэтому при обычных температурах закон равнораспределения совершенно неприменим к колебательной части Т. Вычисление Т. по квантовой статистике приводит к тому, что колебательная Т. быстро убывает при понижении температуры, стремясь к нулю. Этим объясняется то обстоятельство, что уже при обычных температурах колебательная часть Т. практически отсутствует и Т. двухатомного газа равна $\frac{5}{2}R$ вместо $\frac{7}{2}R$.

При достаточно низких температурах Т. вообще должна вычисляться с помощью квантовой статистики. Как оказывается, Т. убывает с понижением температуры, стремясь к нулю при $T \to 0$ в согласии с так называемом принципом Нернста (*третьим началом термодинамики*).

В твёрдых (кристаллических) телах тепловое движение атомов представляет собой малые колебания вблизи определённых положений равновесия (узлов кристаллической решётки). Каждый атом обладает, таким образом, тремя колебательными степенями свободы и, согласно закону равнораспределения, мольная Т. твёрдого тела (Т. кристаллической решётки) должна быть равной $3nR$, где n — число атомов в молекуле. В действительности, однако, это значение — лишь предел, к которому стремятся Т. твёрдого тела при высоких температурах. Он достигается уже при обычных температурах у многих элементов, в том числе *металлов* ($n = 1$, так называемый *Дюлонга и Пти закон*) и у некоторых простых соединений [NaCI, MnS ($n = 2$), $PbCl_2$ ($n = 3$) и др.]; у сложных соединений этот предел фактически никогда не достигается, т. к. ещё раньше наступает плавление вещества или его разложение.

Квантовая теория Т. твёрдых тел была развита А. *Эйнштейном* (1907) и П. *Дебаем* (1912). Она основана на квантовании колебательного движения атомов в кристалле. При низких температурах Т. твёрдого тела оказывается пропорциональной кубу абсолютной температуры (так называемый закон Дебая). Критерием, позволяющим различать высокие и низкие температуры, является сравнение с характерным для каждого данного вещества параметром — так называемой характеристической, или дебаевской, температурой Θ_D. Эта величина определяется спектром колебаний атомов в теле и, тем самым, существенно зависит от его кристаллической структуры. Обычно Θ_D — величина порядка нескольких сот К, но может достигать (например, у алмаза) и тысяч К (см. *Дебая температура*).

У металлов определённый вклад в Т. дают также и электроны проводимости. Эта часть Т. может быть вычислена с помощью квантовой статистики Ферми, которой подчиняются электроны. Электронная Т. металла пропорциональна первой степени абсолютной температуры. Она представляет собой, однако, сравнительно малую величину, её вклад в Т. становится существенным лишь при температурах, близких к абсолютному нулю (порядка нескольких градусов), когда обычная Т., связанная с колебаниями атомов кристаллической решётки, представляет собой ещё меньшую величину.

Ниже приводятся значения Т. *[ккал/(кг·град)]* некоторых газов, жидкостей и твёрдых тел при температуре 0 °С и атмосферном давлении (1 *ккал* = 4,19*кдж*).

Азот……6,8	Свинец…….0,030
Водород ……6,84	Кварц ……..0,174
Железо……..0,104	Спирт этиловый…0,547
Медь……...0,091	Алюминий …….0,210
Вода…….1,008	

3. Теплоемкость смеси газов

При расчетах тепловых установок приходится встречаться со смесями газов, а в таблицах приводятся значения теплоемкости только для отдельно взятых идеальных газов, поэтому важно уметь определять теплоемкость газовой смеси.

Если смесь газов задана массовыми долями, то удельная теплоемкость смеси определяется как сумма произведений массовых долей и удельной теплоемкости каждого газа:

; (4.15)

. (4.16)

Если смесь газов задана объемными долями, то объемная теплоемкость смеси равна сумме произведений объемных долей и объемной теплоемкости каждого газа:

; (4.17)

. (4.18)

Молярная теплоемкость смеси газов равна произведению объемных долей и молярных теплоемкостей составляющих смесь газов:

(4.19)

(4.20)

Удельная теплоемкость смеси газов может быть определена, если известны плотность и удельный объем смеси газов при нормальных физических условиях:

; (4.21)

(4.22)

5. Основные термодинамические процессы идеальных газов.

1. Общие принципы исследования термодинамических процессов.

Первый закон термодинамики устанавливает взаимосвязь между количеством теплоты, изменением внутренней энергии и внешней работой газа, причем, количество теплоты, участвующее в процессе, зависит от характера протекания этого процесса:

.

К основным термодинамическим процессам, имеющим большое как теоретическое, так и практическое значение, относятся:

- Изохорный, протекающий при постоянном объеме (***v***= const; d***v***=0);
- Изобарный, протекающий при постоянном давлении (***P***=const; ***dP***=0);
- Изотермический (изотермный), протекающий при постоянной температуре (***T***=const; ***dT***=0);
- Адиабатный, протекающий при отсутствии теплообмена с внешней средой (***dq***=0);
- Политропный, характеризующийся тем, что он протекает при постоянной теплоемкости ($c_п$=const).

Политропный процесс может рассматриваться в качестве обобщенного по отношению ко всем перечисленным выше термодинамическим процессам.

Для всех процессов может быть применен общий метод исследования, приведенный в таблице 5.1.

Таблица 5.1 - Общий метод исследования политропных процессов

Метод исследования	Формулы
1. Уравнение кривой процесса в - диаграмме	
2. График процесса в и - координатах	
3. Связь между термодинамическими параметрами в начале и в конце процесса с использованием уравнения состояния	
4. Изменение удельной внутренней энергии по формуле, справедливой для всех процессов идеального газа	
4. Работа изменения объема газа (внешняя термодинамическая работа)	
4. Удельная располагаемая работа	

Продолжение таблицы 5.1

Метод исследования	Формулы
4. Количество теплоты, участвующее в процессе	, где c_x – теплоемкость процесса
4. Изменение удельной энтальпии в процессе по формуле, справедливой для всех процессов идеального газа	

Метод исследования	Формулы
4. Изменение энтропии	
4. Доля теплоты, которая в данном процессе расходуется на изменение внутренней энергии:	
4. Доля теплоты, которая в данном процессе превращается в полезную работу	

Назад Вперед

Теплоёмкости одноатомных и многоатомных газов

Так как энергия одной молекулы идеального газа $\frac{3}{2}kT$, то *внутренняя энергия одного моля* идеального газа равна:

$$U_\mu = N_A \frac{3}{2}kT = \frac{3}{2}RT,$$

то есть

$$U_\mu = \frac{3}{2}RT. \qquad (4.3.1)$$

Внутренняя энергия произвольного количества газа:

$$U = \frac{m}{\mu}\frac{3}{2}RT. \qquad (4.3.2)$$

Её изменение:

$$\mathrm{d}U = \frac{m}{\mu}\frac{3}{2}R\mathrm{d}T.$$

Теплоёмкости одноатомных газов C_V и C_P

$$C_V = \frac{\mathrm{d}U}{\mathrm{d}T} = \frac{3}{2}R = 12{,}5\frac{\text{кДж}}{\text{кмоль}\cdot\text{К}},$$

где теплоемкость при постоянном объеме C_V – величина постоянная, от температуры не зависит.

Учитывая физический смысл R для изобарических процессов, можно записать:

$$\mathrm{d}Q_P = \mathrm{d}U_\mu + R\mathrm{d}T \quad \text{(для одного моля)} \qquad (4.3.3)$$

Тогда *теплоемкость при постоянном давлении для одноатомных газов:*

$$C_P = \frac{3}{2}R + R \quad \text{или} \quad C_P = \frac{5}{2}R = 20{,}8\frac{\text{кДж}}{\text{кмоль}\cdot\text{К}}.$$

Полезно знать соотношение:

$$\frac{C_P}{C_V} = \gamma, \tag{4.3.4}$$

где γ - ***коэффициент Пуассона,*** $\gamma = \frac{20{,}8}{12{,}5} = 1{,}67.$

Так как $\gamma = \frac{C_P}{C_V} = \frac{C_V + R}{C_V} = 1 + \frac{R}{C_V}$, то $\gamma - 1 = \frac{R}{C_V}$. Из этого следует, что

$$C_V = \frac{R}{\gamma - 1}. \tag{4.3.5}$$

Кроме того, $\gamma = \frac{i+2}{i}$, где *i* – число степеней свободы молекул.

Подставив в выражение для внутренней энергии, получим:

$$U = \frac{m}{\mu}C_V T = \frac{m}{\mu}\frac{R}{\gamma - 1}T$$

Так как $PV = \frac{m}{\mu}RT$, то *внутреннюю энергию можно найти по формуле*

$$U = \frac{PV}{\gamma - 1}. \tag{4.3.6}$$

То, что $C_V = 12{,}5\frac{\text{кДж}}{\text{кмоль}\cdot\text{К}}$, хорошо подтверждается на опыте с Ne, He, Ar, Kr, парами одноатомных металлов.

Теплоемкости многоатомных газов

Опыты с двухатомными газами, такими как азот, кислород и др., показали, что

$$C_V \approx 20{,}8\frac{\text{кДж}}{\text{кмоль}\cdot\text{К}}.$$

Для водяного пара и других многоатомных газов (CH_3, CH_4 и так далее)

$$C_V \approx 25\frac{\text{кДж}}{\text{кмоль}\cdot\text{К}}.$$

Таким образом, *молекулы многоатомных газов* нельзя рассматривать как материальные точки. Необходимо *учитывать вращательное движение молекул и число степеней свободы этих молекул.*

Числом степени свободы *(i)* называется *число независимых переменных, определяющих положение тела в пространстве.*

Положение одноатомной молекулы, как и материальной точки, задаётся тремя координатами, поэтому она имеет три степени свободы (рис. 4.3).

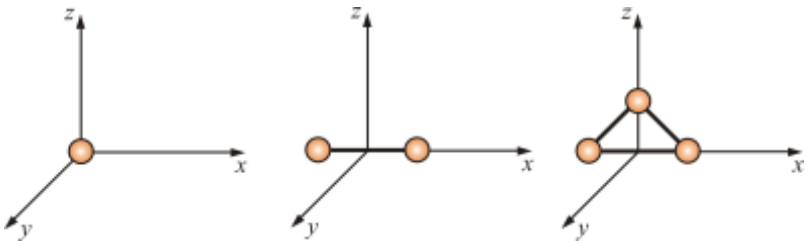


Рис. 4.3

Многоатомная молекула может ещё и вращаться. Например, у двухатомных молекул вращательное движение можно разложить на два независимых вращения, а любое вращение можно разложить на три вращательных движения вокруг взаимно перпендикулярных осей. Но для двухатомной молекулы вращение вокруг её собственной оси не изменит её положение в пространстве, а момент инерции относительно этой оси равен нулю (рис. 4.3).

Таким образом, у двухатомных молекул пять степеней свободы ($i = 5$), а у трёхатомных шесть степеней свободы ($i = 6$).

При взаимных столкновениях молекул возможен обмен их энергиями и превращение энергии вращательного движения в энергию поступательного движения и обратно. Таким путём было установлено равновесие между значениями средних энергий поступательного и вращательного движения молекул. ***Больцман доказал****, что для не слишком низких температур* ***средняя энергия*** $<K>$*, приходящаяся на одну степень свободы, равна* $1/2kT$.

Лекция 6. Кинетическая теория идельного газа

План

1.Распределение молекул по компонентам скорости.

2. Распределение Максвелла.

Расчет некоторых величин,характеризющих свойства идеального газа

Абсолютное число молекул в единице объёма газа, скорости которых лежат в интервале от υ до (υ + dυ), равно

$$dn_{\upsilon} = nf(\upsilon)d\upsilon \qquad (1)$$

или после подстановки . (υ) в явном виде

$$dn_\upsilon = 4\pi n\left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{3/2} e^{-\frac{m\upsilon^2}{2kT}}\upsilon^2 d\upsilon \,. \qquad (2)$$

Это соотношение называется законом распределения молекул по модулю скоростей.

От распределения молекул по скоростям нетрудно перейти к распределению молекул по энергиям поступательного движения. Для этого достаточно перейти к переменной Ек:

$$E_к = \frac{m\upsilon^2}{2}; \quad \upsilon = \left(\frac{2E_к}{m}\right)^{1/2};$$

$$d\upsilon = \upsilon'_{dE} = \frac{1}{2}\left(\frac{2E_к}{m}\right)^{-1/2}\cdot\frac{2}{m}dE_к = \frac{1}{\sqrt{2mE_к}}dE_к \,. \qquad (3)$$

Тогда

Ключовое слова: распределение,молекула,идеальный, скорость,компонента.

Опорное слово: функция,вероятность,частиц, движения, поступательного, интерал,медленные,быстрые,скорость,импульс,энергия.

Вопросы для самоконтролья

1. Как распределены частицы макроскопических систем?
2.Как свойства таких систем связаны в условиях статистического равновесия?
3.Как измениться физические характеристики частиц?
4.Какие число частиц находиться в тождественных состояниях?.
5. Как называеться скорость, соответствующая максимуму функции распределения?
6.Раскажите законом распределения молекул по модулю скоростей?

Лекция 7. Кинетическая теория идельного газа

План

1.Средняя скорость молекул газа.
2.Измерение скорости молекул газа . Опыт Штерна..

Абсолютное число молекул в единице объёма газа, скорости которых лежат в интервале от υ до (υ + dυ), равно

$$dn_{\upsilon} = nf(\upsilon)d\upsilon \qquad (1)$$

или после подстановки, (υ) в явном виде

$$dn_{\upsilon} = 4\pi n\left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{3/2} e^{-\frac{m\upsilon^2}{2kT}}\upsilon^2 d\upsilon. \qquad (2)$$

Это соотношение называется законом распределения молекул по модулю скоростей.

От распределения молекул по скоростям нетрудно перейти к распределению молекул по энергиям поступательного движения. Для этого достаточно перейти к переменной Ек:

$$E_к = \frac{m\upsilon^2}{2}; \quad \upsilon = \left(\frac{2E_к}{m}\right)^{1/2};$$

$$d\upsilon = \upsilon'_{dE} = \frac{1}{2}\left(\frac{2E_к}{m}\right)^{-1/2}\cdot\frac{2}{m}dE_к = \frac{1}{\sqrt{2mE_к}}dE_к.$$

Тогда

$$dn_E = 4\pi n\left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{3/2} e^{-\frac{m2E_к}{2kTm}}\left(\frac{2E_к}{m}\right)(2mE_к)^{-1/2}dE_к =$$

$$= n\frac{2}{\sqrt{\pi(kT)^3}}e^{-\frac{E_к}{kT}}E_к^{1/2}dE_к. \qquad (3)$$

Относительное число молекул, обладающих энергиями, заключёнными в единичном интервале, взятом вблизи энергии Ек, или, что то же самое, вероятность того, что молекула обладает энергией, лежащей в этом интервале, выражается формулой

$$f(E_к) = \frac{dn_E}{ndE_к} = \frac{2}{\sqrt{\pi(kT)^3}}e^{-\frac{E_к}{kT}}E_к^{1/2} = A_1 e^{-\frac{E_к}{kT}}E_к^{1/2}, \qquad (4)$$

где $A_1 = \frac{2}{\sqrt{\pi(kT)^3}}$.

На рисунке 1. изображена кривая распределения молекул по энергиям. Она похожа на кривую распределения по скоростям, так как форма определяется главным образом экспоненциальным множителем

$$e^{-\frac{E_к}{kT}}.$$

Обратим особое внимание на эту кривую. В последующем нам придётся сравнивать её с кривой распределения частиц по энергиям в квантовых системах.

Зная распределения молекул по скоростям и энергиям, можно найти целый ряд средних величин, характеризующих молекулы.

Найдём среднюю арифметическую скорость.
Разобьём весь интервал возможных скоростей от 0 до ∞ на бесконечно малые интервалы dυ. Пусть число молекул в единице объёма, скорости которых лежат в пределах одного из таких интервалов,равно dnυ . Так как “ширина” интервала бесконечно мала, можно считать, что все моле - кулы, принадлежащие этому интервалу, имеют одну и ту же скорость υ.

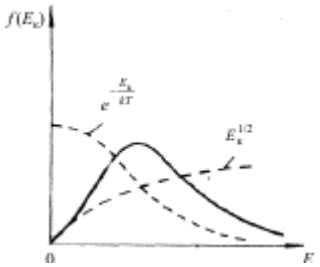


Рис.1.

Проинтегрировав слагаемые υ,nυ по υ от нуля до бесконечности и разделив найденную сумму на полное число молекул n, найдём среднюю арифметическую скорость:

$$\overline{\upsilon} = \frac{\int_0^\infty \upsilon dn_\upsilon}{n}. \qquad (5)$$

По (2) $dn_\upsilon = 4\pi n\left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{3/2} e^{-\frac{m\upsilon^2}{2kT}}\upsilon^2 d\upsilon,$ которое подставим в подинтегральное выражение

$$\overline{\upsilon} = 4\pi\left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{3/2}\int_0^\infty e^{-\frac{m\upsilon^2}{2kT}}\upsilon^3 d\upsilon;$$

после интегрирования получим

$$\overline{\upsilon} = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}} = 1{,}13\upsilon_в. \qquad (6)$$

Средняя арифметическая скорость на 13% больше наиболее вероятной.
Среднее значение кинетической энергии поступательного движе- ния молекул

$$\overline{E} = \frac{\int_0^\infty E_к dn_E}{n}. \qquad (7)$$

Подставив в это выражение dnE по (3) и произведя интегрирова- ние, найдём Ек .
Вычисления дают

$$\overline{E}_к = \frac{3}{2}kT \ . \qquad (8)$$

Средняя энергия молекулы пропорциональна абсолютной температуре газа и не зависит от природы газа.

Вводится также скорость, называемая средней квадратичной. Эта скорость характеризует энергию молекул. Она равна корню квадратному из среднего значения квадрата скоростей молекул:

$$\overline{\upsilon_{кв}} = \sqrt{\overline{\upsilon^2}} \ ,$$

υ можно найти, воспользовавшись выражением (8). Действительно,

$$\overline{E}_к = \frac{m\overline{\upsilon}^2}{2} = \frac{3}{2}kT.$$

Отсюда $$\overline{\upsilon}_{кв} = \sqrt{\frac{3kT}{m}} = 1{,}22\upsilon_в \ . \qquad (9)$$

Средняя квадратичная скорость на 22% больше наиболее вероятной. Таким образом,

$$\overline{\upsilon}_{кв} > \overline{\upsilon} > \upsilon_в \ .$$

Разработан ряд методов определения скоростей газовых молекул и экспериментальной проверки распределения Максвелла.

2.Измерение скорости молекул газа . Опыт Штерна экспериментальной проверки распределения Максвелла.

Опыт Штерна (1920). По оси двух коаксиальных цилиндров (рис. 1.) натягивается нагреваемая током платиновая нить.
Нить покрывается тонким слоем вещества, скорость молекул которого требуется определить (в опытах Штерна – серебро).
Внутренний цилиндр имеет узкую щель, параллельную нити.
Прибор вакуумируется. Оба цилиндра приводятся во вращение с одной и той же угловой скоростью ω; после опыта изучается след, оставляемый на внешнем цилиндре пучком испаряющихся из нити молекул (опыт проводится столь долго, что осадок становится заметным). Опыт показывает, что след получается размытым по краям, неодинаковым по толщине и смещённым по отношению к следу, получаемому в неподвижном приборе (профильные разрезы этих следов показаны на рис. 1. а – разрез следа, когда прибор неподвижен; б – когда прибор вращался).

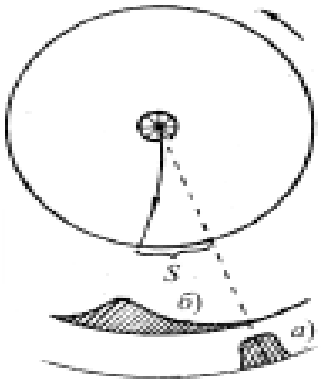


Рис.1

Объяснение. За время, пока молекулы преодолевают зазор между цилиндрами, прибор успевает повернуться на некоторый угол. Так как разные молекулы затрачивают на преодоление этого зазора разное время (вследствие различия скоростей), то смещение их относительно поверхности внешнего цилиндра будет также разным: оно минимально для самых быстрых молекул и максимально для самых медленных. Прибор, таким образом, “сортирует” молекулы по скоростям. Если сравнить форму профиля следа с кривой распределения Максвелла, то нетрудно подметить их сходство.

Зная угловую скорость вращения цилиндров ω, радиусы внешнего и внутреннего цилиндров R и r, величину смещения S, можно вычислить скорость тех молекул,которые имеют данное смещение.

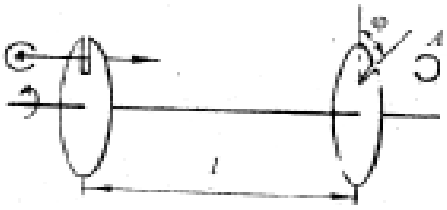


Рис.2

Решая совместно два уравнения

$$\upsilon = \frac{R-r}{t}, \quad S = \omega R t ,$$

где t – время, затрачиваемое молекулой на преодоление расстояния между цилиндрами, получаем

$$\upsilon = \frac{\omega R(R-r)}{S} . \qquad (1)$$

Опыт Элдриджа (1927).

На пути узкого молекулярного пучка устанавливаются два синхронно вращающихся диска. В дисках вырезаны радиальные щели, смещённые друг относительно друга на некоторый угол ϕ (рис. 1.1).

Для того чтобы молекулы, имеющие скорость, близкую к υ,

могли пройти обе щели и попасть в ловушку А, диски должны вращаться со скоростью

$$\omega = \frac{\varphi}{t} = \frac{\varphi\upsilon}{l},$$

где l – расстояние между дисками. Измерив ω, ϕ и l, можно найти υ. Число молекул в пучке, обладающих скоростями, близкими к данной, измеряется по толщине осадка в ловушке (это делается методом фотометрирования – определением прозрачности осадка).
Изменяя скорость вращения дисков, можно выделять из пучка молекулы, обладающие различными скоростями.

Ключовое слова: скорость ,молекула, обьем, распределение.

Опорное слова:арифметическую,средную.наиболее вероятной,квадратичный, цилиндр,

Вопросы для самоконтролья

1.Насколько процентов больше средняя арифметическая скорость на вероятной?
2. Насколько процентов больше средняя квадратичная скорость на вероятной?
3. Средняя энергия молекулы зависть или независтьот природы газа?
4.Какими методами определяется скорость газовых молекул
 и проверяется распределения Максвелла?
5.Чем отличается средняя арифметическая скорость, средняя квадратичная скорость, наиболее вероятной скорость?.
6.Обьясните опыта Штерна

Лекция 8. Кинетическая теория идеального газа

ПЛАН

1.Барометрическая формула.

2.Распределение Больцмана.

3.Границы применимости классической физики.

1.Барометрическая формула.

Распределение молекул идеального газа по скоростям определяется только температурой газа и не зависит от того, находится ли газ во внешнем силовой поле или нет. Распределение же молекул по координатам зависит от того, какие внешние силы действуют на газ.

Пусть идеальный газ находится в равновесном состоянии в однородном поле тяготения; пусть этим полем будет гравитационное поле Земли (как известно, вблизи поверхности Земли оно практически однородно).

Давление газа на данной высоте обусловлено весом вышележащих слоёв газа. Выделим на высоте h цилиндрический слой газа толщиной ,h и площадью основания S (рис. 1.).

Давление на высоте h обозначим p, на высоте (h +dh) как (p + dp) [p > (p + dp)], так как вес столба, давящего на нижнее основание слоя,

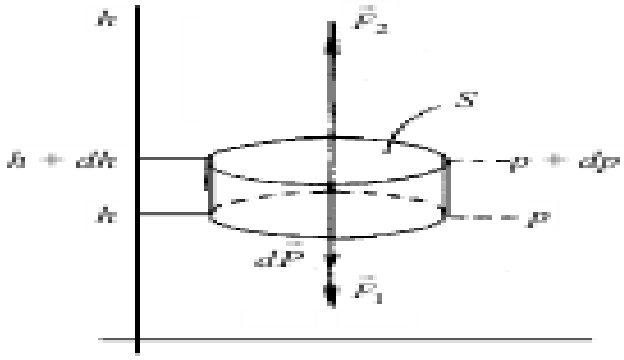


Рис.1.

больше веса столба, давящего на верхнее основание слоя). На выделенный слой действуют: сила тяжести dP, силы F_1 и F_2, обусловленные давлением газа на высотах (h + dh) и h.

Так как слой находится в равновесии, векторная сумма этих сил равна нулю:

$$d\vec{P} + \vec{F}_1 + \vec{F}_2 = 0 \text{ -} \quad (1)$$

В проекциях газа на ось h

$$-dP - F_1 + F_2 = 0 \quad (2)$$

Численные значения сил dP, F_1 и F_2 равны соответственно

$$dP = dmg = \rho S dh g\,; \quad F_1 = (p + dp)S\,; \quad F_2 = pS\,,$$

где ρ – плотность газа.

Подставив эти выражения в (2) и произведя сокращения, получим

$$-\rho g dh - dp = 0$$

или

$$dp = -\rho g dh\,. \qquad (3)$$

Из уравнения состояния идеального газа можно выразить плотность газа:

$$\rho = \frac{m}{V} = \frac{pM}{RT}\,. \qquad (4)$$

После подстановки (4) в (3) и разделения переменных p и h получим дифференциальное уравнение

$$\frac{dp}{p} = -\frac{Mg}{RT}dh\,. \qquad (5)$$

Решение этого уравнения, если считать, что T и g не зависят от высоты h, имеет вид

$$\ln p = -\frac{Mgh}{RT} + \ln C$$

или после потенцирования

$$p = Ce^{-\frac{Mgh}{RT}}\,. \qquad (6)$$

Константу C найдём из дополнительных условий. Обозначим давление на высоте h = 0 через p_0. Подставив h = 0 и p = p_0 в формулу (6), получим p_0 = C. Таким образом:

$$p = p_0 e^{-\frac{Mgh}{RT}}\,. \qquad (7)$$

Давление идеального газа, находящегося в однородном поле тяготения в состоянии статистического равновесия, убывает с ростом h по экспоненциальному закону (рис. 2.).

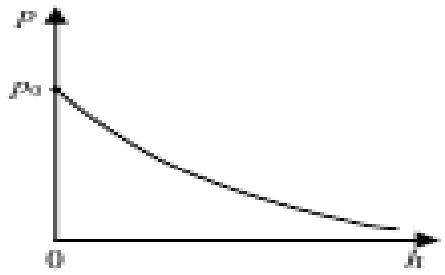


Рис.2

Формула (7) называется барометрической. Она получена П. Лапласом (Франция). Произведя замену

$$M = m_0 N_0 \quad \text{и} \quad R = kN_0,$$

где m_0 – масса одной молекулы; N_0 – число Авогадро; k – постоянная Больцмана, преобразуем показатель экспоненты:

$$\frac{Mgh}{RT} = \frac{m_0 N_0 gh}{kN_0 T} = \frac{m_0 gh}{kT}.$$

Барометрическая формула после этого приобретает вид

$$p = p_0 e^{-\frac{m_0 gh}{kT}}, \qquad (8)$$

где m_0 gh – потенциальная энергия молекулы на высоте h.

2.Распределение Больцмана

Распределение частиц газа по координатам характеризует распределение плотности газа ρ или, что то же самое, распределение концентрации частиц n.

Распределение частиц идеального газа по координатам в потенциальном поле сил после установления в газе статистического равновесия называется распределением Больцмана.

Для газа, находящегося в однородном поле тяготения, это распределение имеет вид

$$n = n_0 e^{-\frac{mgh}{kT}}. \qquad (1)$$

Уравнение (1) получается из барометрической формулы

(8), если в последней произвести замену

$$p = nkT, \quad p_0 = n_0 kT,$$

где n и n_0 – соответственно концентрации молекул на высотах h и h = 0.

Больцман показал, что распределение частиц равновесного идеального газа по координатам в любом другом потенциальном поле выражается формулой

$$n = n_0 e^{-\frac{E_п(x, y, z)}{kT}}, \qquad (2)$$

где $E_п(x, y, z)$ – потенциальная энергия частицы (необязательно молекулы) в точке с координатами x, y, z; n – концентрация частиц в этой точке; n_0 – концентрация частиц в точке, где $E_п = 0$; T – температура газа.

Формула (1.9.2) показывает, что концентрация частиц максимальна тем, где их потенциальная энергия минимальна. С увеличением потенциальной энергии концентрация частиц уменьшается по экспоненциальному закону.

Как следует из (.2), отношение концентраций частиц в точках 1 и 2, где их потенциальная энергия имеет значения $E_{п1}$ и $E_{п2}$, равно

$$\frac{n_2}{n_1} = e^{-\frac{E_{п2} - E_{п1}}{kT}}. \qquad (3)$$

Нетрудно показать, что это отношение равно отношению вероятностей того, что потенциальная энергия частицы принимает значения, близкие к $E_{п2}$ и $E_{п2}$ (говорить о том, что энергия частиц принимает точно значения $E_{п2}$ и $E_{п1}$ при непрерывном изменении $E_п$, бессмысленно). Из формулы (3) следует, что если $E_{п2} > E_{п1}$, то $n_2 < n_1$, т.е. вероятность найти частицу в более высоком энергетическом состоянии меньше вероятности найти её в более низком состоянии. Заметим, однако, что это справедливо только в случае, если система находится в состоянии устойчивого равновесия. В случае неравновесного состояния вполне возможно обратное.

Распределение частиц идеального газа (2) устанавливается в результате совместного действия теплового движения и потенциального поля.

Тепловое движение стремится разбросать частицы равномерно по

всему пространству. Чем выше температура, тем эффективнее действие теплового движения. В пределе при $T \to \infty$ $n \to n_0$. Под действием сил поля частицы стремятся расположиться там, где их потенциальная энергия минимальна. Действие этой тенденции тем эффективнее, чем больше напряжённость поля и чем ниже температура газа.
В пределе при T = 0 (отсутствие теплового движения) n = 0, т.е. все частицы занимали бы состояние с минимальной (нулевой) потенциальной энергией (в случае поля тяготения Земли молекулы собрались бы на поверхности Земли).
Если в потенциальном поле находится смесь газов, то процентное содержание того или иного газа в разных местах будет неодинаковым. Это объясняется тем, что концентрация молекул разных газов изменяется от точки к точке поля по разным экспонентам.
Распределения молекул по скоростям и координатам можно объединить. Так как в равновесном состоянии распределение молекул по скоростям на любой высоте, в любом месте потенциального поля – максвелловское, вместо n в формуле (2) -

$$dn_\upsilon = 4\pi n\left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{3/2} e^{-\frac{E_к}{kT}}\upsilon^2 d\upsilon$$

можно подставить $n = n_0 e^{-\frac{E_п}{kT}}$.
Тогда число частиц в единице объёма, скорости которых лежат в интервале от υ до (υ + dυ), а значения потенциальной энергии – в интервале от Eп до Eп + dEп , будет равно

$$dn_{\upsilon, E_п} = 4\pi n_0\left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{3/2} e^{-\frac{E_к+E_п}{kT}}\upsilon^2 d\upsilon, \qquad (4)$$

где $E_к + E_п = E$ – полная энергия одной частицы.
Соотношение (4) называется распределением Максвелла – Больцмана.
В заключение отметим, что применительно к земной атмосфере формулами (8), (.1) следует пользоваться с некоторой осторожностью. Они нередко приводят к результатам, не соответствующим эксперименту. Так, основываясь на распределении Больцмана, можно ожидать, что процентный состав атмосферы по мере подъёма вверх должен довольно быстро изменяться (относительное содержание более лёгких

газов – водорода, азота – должно возрастать). Фактически это, однако, не подтверждается. Состав атмосферы вплоть до высот 20…25 км практически один и тот же (из-за интенсивного перемешивания конвекционными потоками). Общеизвестно также понижение температуры с высотой, чего не учитывают формулы (8) и (1). Не принимается во внимание и изменение с высотой величины g. Все это свидетельствует о том, что земная атмосфера не находится в состоянии статистического равновесия.

3. Границы применимости классической физики.

Границы применимости модели материальной точки и абсолютно твердого тела. В механике рассматривается движение материальных тел, свойства которых могут быть смоделированы в виде понятий материальной точки и абсолютно твердого тела. Это означает, что в первом случае не принимались во внимание внутренняя структура и пространственная протяженность материального тела, во втором — их учет сводился лишь к распределению свойства инертности (плотности) в объеме, занимаемом материальным телом, для частного случая, когда это распределение неизменно во времени. Таким образом, и во втором случае не исследуются внутренние свойства и внутренние движения материальных тел. Распределение плотности считается заданным при движении абсолютно твердого тела как целого. Следовательно, модели материальной точки и абсолютно твердого тела неприменимы для изучения внутренних свойств материальных тел, когда существенны их структура и движение частей тела относительно друг друга.

Модель материального тела. Известно, что материальные тела состоят из атомов и молекул. Известно также и строение последних. Поэтому моделью материального тела является совокупность атомов и молекул, взаимодействующих между собой по некоторым законам и соответствующим образом движущихся. Сами атомы и молекулы, входящие в материальные тела, могут быть представлены различными моделями в зависимости от обстоятельств и характера рассматриваемых явлений. В одних случаях их можно считать материальными точками, в других — абсолютно твердыми материальными телами, в третьих необходимо принять во внимание их внутреннюю структуру и внутреннее движение. Квантовая механика позволяет полностью изучить строение атомов и молекул, и поэтому все

их свойства могут считаться известными, а следовательно, известны и характеристики тех моделей, которыми они в конкретной ситуации представлены. Взаимодействие атомов и молекул и их движение также в принципе известны. В одних случаях это движение рассматривается чисто классически такими же методами, как и движение материальных точек и твердых тел, в других случаях необходимо учесть квантовые закономерности, характерные для движения микрочастиц.
Эти законы известны в квантовой механике. Здесь не столь существенно их содержание; важно лишь констатировать, что они известны и позволяют в принципе изучить взаимодействие и движение атомов и молекул, входящих в материальные тела. Поэтому моделью материального тела является совокупность атомов и молекул, свойства, законы движения и взаимодействия которых известны.

Вопросы для самоконтролья

1.Чем обусловлено давление газа на определенный высоте ?
2. Давление идеального газа, находящегося в однородном поле тяготения как измениться с ростом h ?
3.Что оределяет распределением Больцмана ?
4.Какое соотношение называется распределением Максвелла – Больцмана?
5.Что понимайте о границы применимости классической физики?

Лекция 9. Кинетическая теория идеального газа

План

Лекция 10. **Элементарная кинетическая теория процессов переноса**

План

1.Молекулярное движение и явления переноса.
2.Площадь эффективного поперечного сечения.
3.Среднее длина свободного пробега.

Столкновения между молекулами играют очень важную роль во всех процессах, происходящих в газах. В частности, столкновения устанавливают равновесное распределение (Максвелловское) молекул по скоростям. Столкновения это и есть тот механизм, обеспечивающий переход газа к равновесному состоянию.

В идеальном газе столкновения происходят только между двумя молекулами. На одновременные столкновения между тремя и большим числом молекул можно не обращать внимания, так как они происходят достаточно редко. Столкновения молекул - случайные события. Их число зависит от скорости молекул, их размеров и концентрации. При столкновении молекулы сближаются до некоторого минимального расстояния, которое условно считается равным сумме радиусов молекул, взаимодействующих между

собой.Молекулы в этом случае надо представлять как твердые, упругие шарики с радиусами r_1 и r_2. Если газ однородный, то $r_1 = r_2 = r$.

Столкновение между молекулами происходят только в случае, если их центры сближаются на расстояние равное сумме их радиусов

r = r = 2r (рис.1).

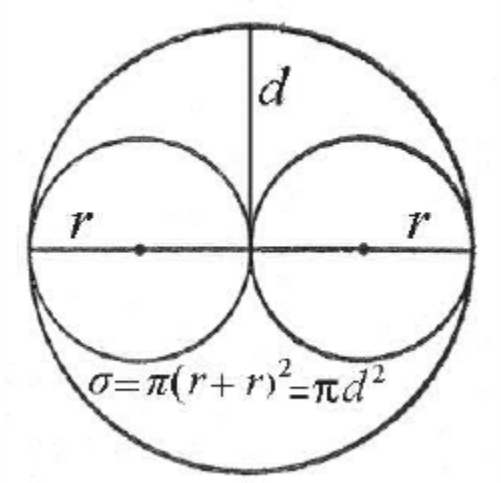


Рис.1. К расчету сечения рассеяния.

Иначе говоря, столкновение происходит только в том случае, если центры молекул окажутся внутри окружности площадью:

$$\sigma = \pi (r + r)^2 = 4 \pi r^2 = \pi d^2 \qquad (1)$$

Величина σ называется эффективным сечением рассеяния молекул, или просто сечением рассеяния. Величина ,, то есть минимальное расстояние между центрами молекул при столкновении, называется эффективным диаметром молекулы.

В момент столкновения изменяется величина и направление скорости молекулы, после чего она движется прямолинейно до следующего столкновения. Расстояние, которое молекула проходит между столкновениями – случайная величина.

Среднее расстояние, которое молекула проходит между двумя последовательными столкновениями называется средней длиной свободного пробега молекул.

Величина числа столкновений молекулы в единицу времени, очевидно, также является случайной.

Ее среднее значение называется средним числом столкновений молекулы в единицу времени.

Эти две связанные между собой величины – являются главными характерис – тиками процесса столкновения газовых молекул.

Определим эти величины. Предположим, что все молекулы газа неподвижны, кроме одной. Из-за столкновений с неподвижными молекулами она будет двигаться по ломаной линии (рис.2).

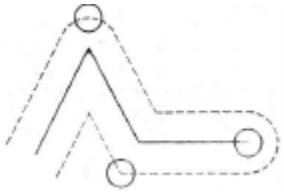


Рис.2. Траектория движения молекулы.

2.Площадь эффективного поперечного сечения.

Пусть эффективный диаметр молекулы ,. Она будет сталкиваться с теми неподвижными молекулами, центры которых находятся внутри цилиндра с площадью основания равной эффективному сечению рассеяния σ, т.е. окружности диаметром 2, (рис.3).

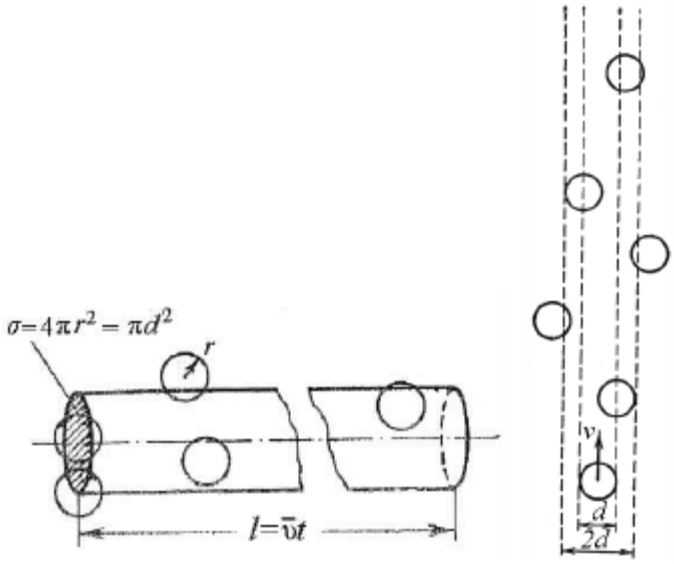


Рис.3. К расчету средней длины свободного пробега молекул.

.

Объем такого цилиндра равен пути, который молекула проходит за единицу времени, умноженному на σ:

$V=\sigma l = \pi d^2 \upsilon t$ где υ – средняя арифметическая скорость. Так как t = 1с то:

$$V=\pi d^2 \upsilon \qquad (2)$$

Ошибка, которая допускается при замене ломаного цилиндра на прямой незначительная, так как длина каждого прямого отрезка много больше, чем диаметр цилиндра.

Умножим объем цилиндра на концентрацию молекул n. В результате получим число молекул, находящихся в цилиндре, таким же будет и число столкновений рассматриваемой молекулы в единицу времени.

$$Z=Vn = \pi d^2 n\upsilon \qquad (3)$$

Однако следует учесть, что движется не одна, а все молекулы, поэтому число столкновений будет определяться не средней скоростью молекулы по отношению к стенкам сосуда (абсолютная скорость), а средней относительной скоростью (ср.от.с. относительно движущихся молекул).

$$Z = \pi\, d\, \upsilon_{ср.от.с}\, n \qquad (4)$$

3.Среднее длина свободного пробега.

Пусть до столкновения молекулы движутся со скоростями υ_1 и υ_2 (рис.4).

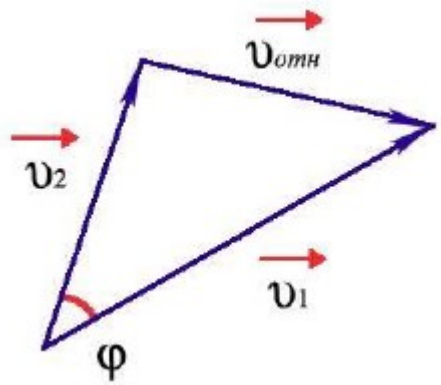


Рис. 4. К расчету относительной скорости.

Относительная скорость движения одной молекулы относительно другой:

$$\upsilon_{ср.от.с} = \upsilon_1 - \upsilon_2$$

Из рисунка видно, что:

$$\upsilon^2_{ср.от.с} = \upsilon_1^2 + \upsilon_2^2 - 2\upsilon_1 \upsilon_2 \cos \boldsymbol{\varphi}$$

Известно, что среднее значение суммы нескольких величин равно сумме средних значений этих величин.

$$\overline{\upsilon^2_{ср.от.с}} = \overline{\upsilon_1^2} + \overline{\upsilon_2^2} - \overline{2\upsilon_1\upsilon_2 cos\varphi}$$

Среднее значение квадратов абсолютных скоростей всех молекул одинаковое. Угол φ может принимать значения от 0 до π, поэтому среднее значение

$$\cos \boldsymbol{\varphi} = 0$$

Учитывая вышеизложенное, получим:

$$\overline{\upsilon_1}^{\,2} = \overline{\upsilon_2}^{\,2} = \bar{\upsilon}^2$$

$$\bar{\upsilon}^2_{ср.от.с} = 2\,\overline{\upsilon_1}^{\,2} \text{ т.е } \bar{\upsilon}_{ср.отн.с} = \bar{\upsilon}\sqrt{2}$$

Средняя относительная скорость движения одной молекулы относительно другой в $\sqrt{2}$ раз больше средней абсолютной скорости молекул. С учетом этого из (4) получим среднее число столкновений молекулы в единицу времени:

$$\bar{Z} = \sqrt{2}\pi,^2 n\, \upsilon \qquad (5)$$

При нормальных условиях ($p = 1{,}01 \cdot 10^5$ Па, T = 273 K) значение Z из (5) составляет $\sim 10^9$ $с^{-1}$.

Такое большое значение числа столкновений объясняет факт медленного движения молекул в определенном направлении, несмотря на то, что тепловые скорости молекул достигают сотен мет

ров в секунду (пример: распространение запахов).

Величина обратная $\bar{z}$ есть не что иное, как среднее время свободного пробега молекул:

$$\tau = \frac{1}{\bar{z}} = \frac{1}{\sqrt{2}\pi d^2 \bar{\vartheta}} \quad (6)$$

За время t молекула проходит путь $\bar{\vartheta}$ t , за это же время молекула делает$\bar{Z}$t столкновений, следовательно, средняя длина свободного пробега молекул:

$$\bar{\lambda} = \frac{\bar{v}\, t}{Z\, t} = \frac{\bar{v}}{Z} = \frac{1}{\sqrt{2}\pi d^2\, n} \quad (7)$$

При нормальных условиях $\lambda \approx 10^{-7}$ м .

Известно, что p = nkT. С учетом этого из (7) получим: :

$$\bar{\lambda} = \frac{kT}{\sqrt{2}\pi d^2\, p}\,; \;\; \bar{\lambda} \sim \frac{1}{p} \quad (8)$$

Из (8) видно, что λ обратно пропорциональна давлению при постоянной температуре. Из (7) следует, что λ не зависит от температуры. На самом деле эффективный диаметр молекулы , зависит (слабо) от температуры (от кинетической энергии сталкивающихся молекул). Зависимость λ (T) выражается формулой Сезерленда:

$$\bar{\lambda} = \bar{\lambda}\frac{\text{т}}{\text{т}+\text{с}} \qquad (9)$$

где C – характерная для каждого газа постоянная величина, которая имеет размерность температуры и называется постоянной Сезерленда. $\Lambda_{\text{г}}$ - средняя длина свободного пробега молекулы при T→∞.

Равновесное состояние газа в МКТ всегда связано с хаотичным движением молекул, скорости которых распределены по Максвеллу. Любые неравновесные состояния газа связаны с нарушением Максвелловского распределения молекул по скоростям.

Основная особенность неравновесного состояния – стремление газа самопроизвольно перейти к равновесному состоянию. Это обусловлено тепловым движением молекул и их беспрерывными столкновениями.

Установление в газе равновесного состояния с Максвелловским распределением по скоростям всегда связано с направленным переносом массы, импульса и энергии. Процессы переноса этих величин называются явлениями переноса. К явлениям переноса относятся: диффузия, внутреннее трение, теплопроводность.

Диффузия обусловлена переносом массы, внутреннее трение переносом импульса, теплопроводность – переносом энергии.

Вопросы для самоконтролья

1.Что обеспечивают переход газа к равновесному состоянию?

2. Во время столкновение молекулы до каково расстояние сближаются ?

3. Чему равна эффективным сечением рассеяния молекул?
4.Как называется средним числом столкновений молекулы ?

5. Чему равна средняя относительная скорость движения одной молекулы?

6. Как определиться среднее время свободного пробега молекул?

7. Что такое средняя длина свободного пробега молекул?

Лекция 11. **Элементарная кинетическая теория процессов переноса**

План

1.Диффузия и перенос вещества.
2.Вязкость и перенос импульса.
3.Теплопроводность и перенос энергии

1.Диффузия и перенос вещества

Диффузией называется процесс проникновения одного газа в объем другого, или движение газа из области с высокой концентрацией молекул в область, где она ниже.

Процесс диффузии заключается в том, что каждый из компонентов смеси переходит из тех мест, где его концентрация больше в те, где его концентрация меньше, это значит в направлении уменьшения концентрации.

Фик экспериментально установил, что масса вещества, переносимая через площадку dS в направлении нормали к площадке, за время dt, пропорциональна градиенту плотности в направлении переноса:

$$M = -\,d\,\frac{d\rho}{dx}\,dSdt \qquad (10)$$

где ,M – масса перенесенного вещества, dρ/ dx - градиент плотности газа в направлении x, d – коэффициент диффузии, который зависит от рода газа и от условий в которых газ находится.

Физический смысл ,: коэффициент диффузии численно равен массе вещества перенесенной через единичную площадку в единицу времени, в направлении нормали к площадке, при единичном градиенте плотности. (10) – первый закон Фика. Знак “-“ в правой части (10) показывает, что диффузионный поток направлен в сторону уменьшения плотности.

Рассмотрим самодиффузию газа (рис.4).

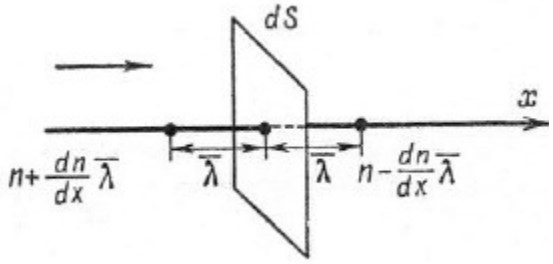


Рис.4. К расчету коэффициента диффузии.

Предположим, что концентрация молекул в том месте, где расположена площадка dS, равна n, а градиент концентрации молекул вдоль оси x – dn/dx. Тогда на расстоянии λ по обе стороны от

площадки концентрации

молекул будут соответственно равны:

$$n_1 = n + \frac{dn}{dx} \qquad (11)$$

$$n_2 = n + \frac{dn}{dx} \qquad (12)$$

Молекулы движутся хаотично, следовательно, все направления движения равновероятны. Тогда в направлении оси x будет двигаться 1/3 всех молекул. Из них половина, т.е. 1/6 будет двигать-

ся слева направо, а вторая половина справа налево. Так как молекулы не сталкиваются друг с другом на пути λ , то за время ,t через площадку ,S слева на право пройдет

$$\frac{1}{6}n_1\bar{\upsilon}dtds$$

молекул, а в обратном направлении

$$\frac{1}{6}n\bar{\upsilon}dtds$$

молекул, где $\bar{\vartheta}$ dt = $\bar{\lambda}$. Суммарное число молекул, которое проходит через площадку dS за время ,t слева направо будет равно:

$$N_1 = \frac{1}{6}\bar{\vartheta},t,s(n_1 - n) \quad (13)$$

Суммарное число молекул, которое проходит через площадку dS за время dt справа налево подсчитывается аналогично:

$$N_1 = \frac{1}{6}\bar{\upsilon}\,dt,ds \quad (14)$$

Разность (14) и (13) даст общее число молекул, которые проходят через площадку ,dS за время ,t в положительном направлении

оси x: $dN = N_2 - N_2 = \frac{1}{6}(n_2 - n_1)\bar{\vartheta}dSdt$ (15)

С учетом (11) и (12) из (15) получим:

$$dN = -\frac{1}{3}\bar{\vartheta}\bar{\lambda}\frac{dn}{dx}dSdt \quad (16)$$

Умножим левую и правую часть (16) на массу одной молекулы m:

$$dN_m = -\frac{1}{3}\bar{\vartheta}\bar{\lambda}m\frac{dn}{dx}dSdt \quad (17)$$

В (17) ,Nm = ,M – масса газа, которая переносится через площадку ,S за время ,t, а величина:

$$m\frac{dn}{dx} = \frac{d(mn)}{dx} = \frac{d\rho}{dx}$$

градиент плотности, где mn = ρ – плотность газа. С учетом этого перепишем (17) в виде:

$d_m = -\frac{1}{3}\bar{\vartheta}\,\bar{\lambda}\ \frac{d\rho}{dx}$ dSdt (18)

Сравнивая (18) с законом Фика (10) получим коэффициент диффузии:

$$d = \frac{1}{3}\ \bar{\vartheta}\,\bar{\lambda} \qquad 19)$$

При T = const υ не зависит от давления p, а λ ~ 1/p, следовательно:

$$d \sim \frac{1}{P}8$$

Коэффициент диффузии зависит от температуры, поскольку:

$$\vartheta = \sqrt{\frac{8RT}{\pi\mu}}$$

Следовательно,$\vartheta \sim \sqrt{T}$. Опыты показывают, что при повышении температуры , возрастает быстрее, чем $\sqrt{T}$. Это объясняется тем, что при повышении температуры уменьшается эффективный диаметр молекул, что приводит к росту $\bar{\lambda}$ (формула Сезерленда), а,значит и к дополнительному увеличению d,

2.Вязкость и перенос импульса.

Вязкость газов (это же касается и жидкостей) – это свойство, благодаря которому выравниваются скорости движения разных слоев газа (жидкости). Из-за вязкости сила ветра уменьшается с течением времени, успокаиваются морские волны. Выравнивание скоростей соседних слоев газа (если они разные) происходит потому, что из слоя газа с большей скоростью переносится импульс к слою газа с меньшей скоростью. Так как этот процесс связан с переносом импульса, то газ ведет себя так, как если бы на него действовала некоторая сила – сила внутреннего трения.

Ньютон установил, что при небольших скоростях (ламинарное течение) сила внутреннего трения, действующая между слоями газа (жидкости), площадью dS определяется выражением:

$$F = \eta\frac{du}{dx}\,dS \qquad (1)$$

где η – коэффициент динамической вязкости, du/dx – градиент скорости в направлении оси x.

Коэффициент вязкости численно равен силе внутреннего трения, действующей на единицу площади слоя (между слоями е диничной площади) при единичном градиенте скорости.

Если слои газа движутся направленно с некоторой скоростью, то на хаотическое, тепловое движение молекул со скоростью υ накладывается направленное движение газа. Поэтому импульс каждой молекулы можно разложить на две составляющих, одна из которых обусловлена хаотическим тепловым, а вторая направленным движением молекул.

Если T = const, то составляющая импульса, обусловленная хаотическим, тепловым движением не изменяется от слоя к слою.

Молекулы, которые попадают из слоя с большей скоростью направленного движения в слой с меньшей скоростью, имеют большую составляющую импульса, обусловленную направленным движением. При соударениях эти молекулы передают часть своего импульса молекулам более медленного слоя, которые увеличивают при этом скорость своего направленного движения. И наоборот молекулы более медленного слоя, попадая в более быстрый слой, при соударениях тормозят направленное движение молекул этого слоя. Таким образом, внутреннее трение в газах обусловлено переносом импульса от слоя к слою в направлении нормали к скорости направленного движения слоев.

Пусть слои газа двигаются параллельно оси Z (рис.1.).

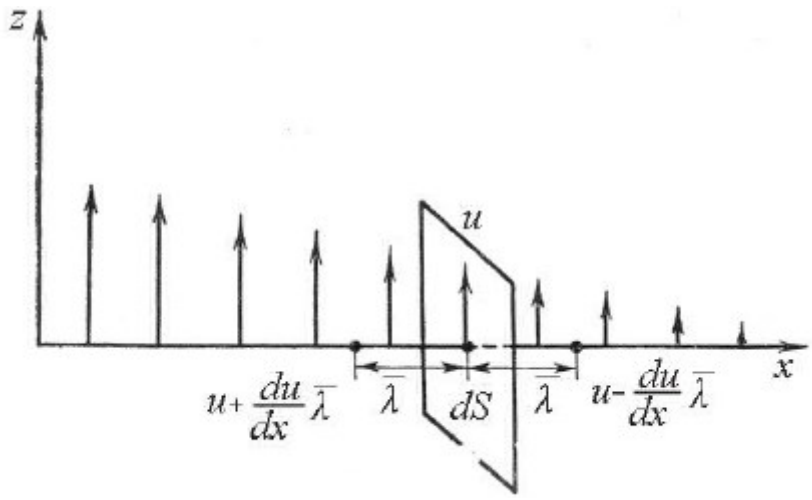


Рис.1.Перенос импульса в газах.

Градиент скорости вдоль оси x равен du/dx. Выберем площад градиент скорости вдоль оси x равен du/dx. в слое со скоростью u. На расстояниях λ от нее слева и справа скорости слоев газа будут соответственно равны:

$$u + \frac{du}{dx}\bar{\lambda}$$

хаотичности. Поэтому в направлении оси x движется 1/3 часть всех молекул: из них 1/6 движется слева направо и 1/6 справа налево. За время ,t через площадку dS слева направо пройдет

$$\frac{1}{6}n\bar{\vartheta}dtdS$$

молекул, которые перенесут через эту площадку импульс:

$$dL_1 = \frac{1}{6}n\bar{\vartheta}\,dtdS \text{ или } mu + \frac{du}{dx}\bar{\lambda} \qquad (2)$$

Одновременно за это же время такое же количество молекул пройдет через площадку dS справа налево, при этом они перенесут импульс:

$$dL_2 = \frac{1}{6}n\bar{\vartheta}\,dtdS \text{ т.е } mu - \frac{du}{dx}\bar{\lambda} \qquad (3)$$

За это же время из площадки dS слоя, скорость которого равнЗа это же время из площадки dS слоя, скорость которого равна u, вылетит такое же количество молекул и вправо и влево. Но так как скорости этих молекул

одинаковые, равные u и направлены в разные стороны изменение импульса слоя при этом будет равно нулю. С учетом этого импульс, который перенесется через площадку dS в положительном направлении оси x, равен:

$$dL = dL_2 - dL_1 = \frac{1}{6} n\bar{\vartheta} dt, S2m\frac{du}{dx}\bar{\lambda} \qquad (4)$$

Учитывая, что mn = ρ – плотность газа, из (4) получим:

$$dL = -\frac{1}{3}\rho\bar{\vartheta}\bar{\lambda}\frac{du}{dx}, t, S \quad (5)$$

Из (5) видно, что знак минус показывает, что импульс переносится в направлении уменьшения скорости слоев.

Согласно II закону Ньютона изменение импульса в единицу времени равно действующей силе: $dF = \frac{dL}{dt} = -\frac{1}{3}\rho\bar{\vartheta}\bar{\lambda}\frac{du}{dx}$ dS (6)

Сравнивая (6) и (1) найдем коэффициент динамической вязкости:

$$\eta = \frac{1}{3}\rho\bar{\vartheta}\bar{\lambda} \qquad (7)$$

Известно, что ρ ~ p, а λ ~1/p. Следовательно, из (7) вытекает, что η не зависит от давления газа. Этот факт объясняется следующим образом. С уменьшением давления уменьшается концентрация молекул, а значит и их число, участвующее в переносе. Однако λ при этом увеличивается. Поэтому импульс, который переносит одна молекула, так же увеличивается. В результате суммарный импульс, переносимый молекулами при данном градиенте скорости не изменяется.

Из (7) видно, что η увеличивается с ростом температуры:

$$\eta \sim \sqrt{T}.$$

На самом деле η растет несколько быстрее чем $\sqrt{T}$, потому

что с ростом температуры не только увеличивается скорость моле-

кулы, но и уменьшается эффективный диаметр молекул (формула Сезерленда), что приводит к увеличению λ.

Теплопроводность. Если газ неравномерно нагрет, т.е. температура одной его части больше другой, то наблюдается выравнивание температуры: более нагретая часть газа охлаждается, а более холодная нагревается. Очевидно, что выравнивание температуры связано с потоком тепла от нагретой части газа к холодной.

3.Теплопроводность и перенос энергии

Явление возникновения потока тепла в газе (или в любом другом веществе) называется теплопроводностью. В любом теле, в частности в газе, предоставленном самому себе, теплопроводность приводит к выравниванию температур Фурье установил опытами, что количество теплоты, которое передается через площадку ,S за время ,t в направлении нормали к площадке пропорционально град иенту температуры.

$$dQ = \chi \frac{dT}{dx}, S, t \quad (8)$$

где – χ коэффициент теплопроводности. Он зависит от рода газа и условий, при которых газ находится.

Физический смысл χ: Коэффициент теплопроводности численно равен количеству теплоты, которое переносится через единичную площадку, в единицу времени при единичном градиенте температуры.Знак 4-4 в правой части (8) показывает, что направление, в котором возрастает температура и направление, в котором переносится тепло противоположные, т.е. теплота переносится в направлении уменьшения температуры.

Рассмотрим площадку dS перпендикулярную оси x, вдоль которой поддерживается постоянная разность температур. Температура слева от площадки больше чем справа $T_1 > T_2$(рис.2).

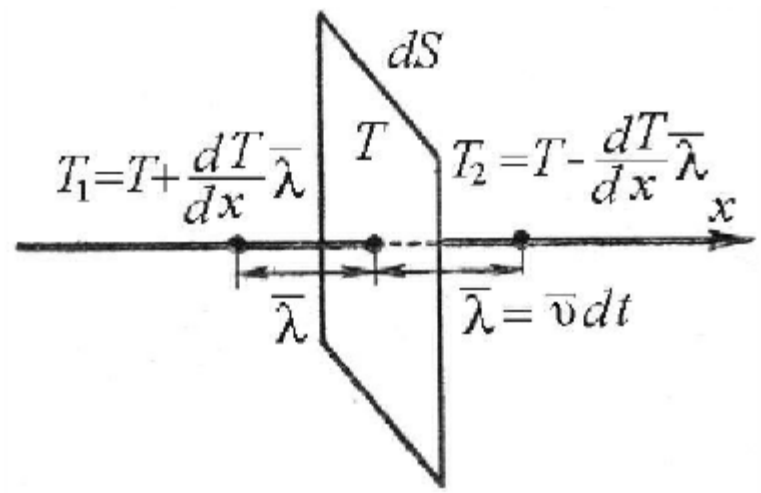


Рис.2. Теплопроводность газов.

Через площадку dS проходят молекулы как слева направо, так и справа налево и если давление газа везде одинаково, то число молекул, которые проходят через площадку слева и справа за время dt очевидно одинаково. Однако молекулы, которые проходят слева движутся из области с более высокой температурой, чем те, которые проходят через площадку справа. Поэтому возникает поток теплоты, равный разности энергий переносимых молекулами слева и справа. Последние столкновения перед площадкой dS слева и справа, будут происходить на расстояниях λ , где температура слоев газа равна соответственно:

$$T_1 = T + \frac{dT}{dx}\bar{\lambda}$$

$$T_1 = T - \frac{dT}{dx}\bar{\lambda}$$

В направлении оси x двигается 1/3 всех молекул: 1/6 слева

направо и 1/6 справа налево. Средняя кинетическая энергия молекул газа равна:

$$\bar{E} = \frac{3}{2}kT$$

За время dt через площадку dS слева направо пройде T

$$\frac{1}{6}n\bar{\vartheta}dtdS$$

молекул, каждая из которых обладает кинетической энергией

$$\frac{3}{2}kT$$

Они перенесут через площадку dS энергию:

$$E_1 = \frac{3}{2}kT\ \frac{1}{6}n\bar{\vartheta}\ dtdS = \frac{3}{2}kT\frac{dT}{dx}\frac{1}{6}n\bar{\vartheta}\ dtdS \qquad (9)$$

Одновременно за это же время через площадку пройдет такое же количество молекул справа налево, каждая из которых обладает энергией:

$$E_2 = \frac{3}{2}kT_2$$

Они перенесут через площадку энергию:

$$E_2 = \frac{3}{2}\ kT_2\frac{1}{6}n\bar{\vartheta}dtdS = \frac{3}{2}kT - \frac{dT}{dx}n\bar{\vartheta}dtdS$$

С учетом этого количество теплоты (энергия), которая переносится молекулами через площадку dS, будет равна разности кинетических энергий молекул проходящих через площадку.

$$dQ = E_1 - E_2 = -\frac{3}{2}kT\frac{dT}{dx}\overline{\lambda}\frac{1}{3}n\bar{\vartheta}dtdS \qquad (11)$$

Умножим и разделим правую часть (11) на массу молекулы m и число Авогадро N_A:

$$dQ = -\frac{3}{2}\frac{kN_A\ m}{mN_A}k\frac{dT}{dx}\overline{\lambda}\frac{1}{3}n\bar{\lambda}dtdS \qquad (12)$$

Учтем, что: mn = ρ – плотность газа, а величина

$$\frac{3}{2}\frac{kT}{mN_A} = \frac{3}{2}\frac{R}{\mu} - c_v$$

где $mN_A = \mu$ – молярная масса, c_v – удельная теплоемкость газа при

постоянном объеме. С учетом этого из (12) получим:

$$dQ = -\frac{1}{3}\rho\bar{\vartheta}\,\bar{\lambda}\,c_v\frac{dT}{dx}dSdt \qquad (13)$$

Сравнивая (13) и (8) определим коэффициент теплопроводности:

$$\chi = \frac{1}{3}\rho\bar{\vartheta}\,\bar{\lambda}\,c_v \qquad (14)$$

Из (14) следует, что χ не зависи от давления p по той же причине, что и η ($\rho \sim p$, а $\lambda \sim 1/p$). Коэффициент теплопроводности зависит от T, так же как и η:

$$\chi \sim \sqrt{T}$$

Однако для многоатомных газов необходимо учитывать некоторое возрастание теплоемкости c_v с увеличением температуры.

При определении коэффициентов переноса (d, η, χ) считалось, что молекулы двигаются через площадку в направлении нормали к ней. Однако это не так. Более строгие расчеты показывают, что через площадку двигается 1/4часть всех молекул. С учетом этого:

$$d = \frac{1}{2}\bar{\vartheta}\bar{\lambda}\,;\ \ \eta = \frac{1}{2}\rho\bar{\vartheta}\bar{\lambda};\ \chi = \frac{1}{2}\rho\bar{\vartheta}\,\bar{\lambda}c_v$$

Сравнивая выражения для коэффициентов переноса, получим связь между ними:

$$\eta = d\rho;\ \ \chi = \eta\, c_v$$

Любой из коэффициентов переноса, определенный экспериментально, позволяет найти среднюю длину свободного пробега молекул, следовательно, позволяет определить размеры (эффективный диаметр) молекул. Величины значений сечений молекул данного газа, определенные из различных коэффициентов переноса, совпадают и называются газокинетическими сечениями.

Вопросы для самоконтролья

1.Что такое диффузия?
2. Чему равна коэффициент диффузии?
3.Какие зависимость есть между коэффициентом диффузи и температуры?
4. Что такое вязкость или внутренный трения?
5.Чему равно коэффициент вязкости и как связно с температурой?
6.Что такое теплопроводности?
7.Как понимайте физический смисль коэффициента теплопроводности?
8.Какие соотношение есть между коэффициентов переноса d,**η**, χ?

Лекция 12. **Кинетическая теория теплоты**

План

1.Внутренная энергия идеального газа.
2.Закон о распределении энергии по степеням свободы.
3.Основные термодинамические понятия.

1. Внутренняя энергия идеального газа

Попробуем применить формулу (2.2) к вычислению внутренней энергии равновесного идеального газа. Мы предположим, что газ одноатомный и что внутренняя энергия 4 это суммарная кинетическая энергия атомов. На самом деле наше предположение не является столь очевидным, как может показаться на первый взгляд.Известно,что атом 4 сложная система

,состоящая из электронов и ядра.В свою очередь, внутри ядра находятся нуклоны 4 протоны и нейтроны. Даже если мы не знаем
, как все эти частицы движутся и взаимодействуют, ясно одно 4 соответствующая энергия должна быть включена во внутреннюю энергию газа.Вопрос о внутриатомной энергии весьма интересен и мы к нему позже вернемся, а пока просто пренебрежем возможным возбуждением атомов и всеми внутриатомными движениями.
В нашей модели внутренняя энергия одноатомного идеального газа имеет вид

$$U = \sum_{i=1}^{N} \frac{mv_i^2}{2} = N\langle\varepsilon\rangle, \qquad (1)$$

Где

$$\langle\varepsilon\rangle = \left\langle \frac{mv^2}{2} \right\rangle = \frac{1}{N}\sum_{i=1}^{N} \frac{mv_i^2}{2} \qquad (2)$$

средняя кинетическая энергия атома. Но, как мы выяснили в предыдущей главе,в равновесном газе средняя кинетическая энергия атома пропорциональна температуре по шкале Кельвина (см.формулу

$$\boxed{\left\langle \frac{mv^2}{2} \right\rangle = \frac{3}{2}kT.}$$

Таким образом, внутренняя энергия равновесного одноатомного газа равна

$$\boxed{U = \frac{3}{2}NkT.} \qquad (5)$$

Полное число частиц в газе можно выразить через число молей: $N=(M/\mu)N_A$
Учитывая также,что $Kn_A= R$, запишем формулу (5) в виде

$$\boxed{U = \frac{3}{2}\frac{M}{\mu}RT.} \qquad (6)$$

Итак, кроме уравнения Клапейрона-Менделеева, мы получили еще одно уравнение состояния идеального газа. Оно связывает три термодинамических параметра внутреннюю энергию,массу газа и его температуру. Отметим, что внутренняя энергия идеального газа не зависит от его объема. Связано это с тем, что внутренняя энергия идеального газа складывается из кинетических энергий отдельных атомов; она не зависит от расстояния между атомами, которое изменяется с объемом.
Для реальных (достаточно плотных) газов, жидкостей и твердых тел внутренняя энергия должна зависеть не только от температуры, но и от объема, поскольку с изменением объема изменяется вклад энергии взаимодействия.
Рассмотрим теперь идеальный газ, состоящий из многоатомных молекул. Ясно,что внутренняя энергия такого газа уже не будет равна сумме кинетических энергий поступательного движения молекул, так как молекулы могут вращаться и,кроме того, атомы в молекуле могут совершать колебания.

Эти новые типы движения дают вклад во внутреннюю энергию газа. Как рассчитать среднюю энергию вращения молекул в равновесном состоянии или, скажем, вклад колебаний атомов во внутреннюю энергию газас На первый взгляд эта задача кажется неразрешимой,так как молекулы могут быть поразному устроены, иметь различную 4жесткость4по отношению к колебаниям атомов и т.д. В 1871 году немецким физиком Людвигом Больцманом была доказана замечательная теорема, решающая эту задачу. Здесь мы лишь обсудим теорему Больцмана, так как ее доказательство требует привлечения мощного аппарата статистической механики.
Для формулировки теоремы Больцмана нам потребуется напомнить понятие 4число степеней свободы 4, которое вводится в механике.Числом степеней свободы механической системы называют число независимых координат, полностью определяющих положение системы в пространстве. Наприме, у материальной точки три степени свободы, так как ее положение можно определить тремя декартовыми
координатами x, y и z, То же самое относится и к атому газа, если считать его материальной точкой.
Числом степеней свободы материального объекта называется число независимых координат, которые необходимо задать, чтобы однозначно определить положение этого объекта относительно рассматриваемой системы отсчёта.
Положение материальной точки в пространстве определяется тремя координатами X, Y, Z (рис. 1.). Следовательно, материальная точка обладает тремя степенями свободы.
Абсолютно твёрдое тело имеет шесть степеней свободы: координаты X, Y, Z определяют положение центра масс, углы θ, ϕ, ψ – ориентацию двух взаимно перпендикулярных жестко связанных с телом осей 00 и 0′ ′0 (рис. 2.)
Изменению координат X, Y, Z соответствует поступательное движение абсолютно твёрдого тела, изменению углов θ, ϕ, ψ – вращательное движение; X, Y, Z – поступательные, θ, ϕ, ψ – вращательные степени свободы абсолютно твёрдого тела.
Система из N материальных точек, между которыми нет жёстких связей, имеет 3N степеней свободы.
Две материальные точки, находящиеся на неизменном расстоянии друг от друга (модель двухатомной молекулы с жёсткой связью между атомами), имеют пять степеней свободы – три поступательные и две вращательные.

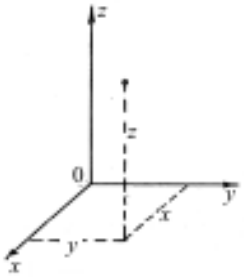


Рис.1

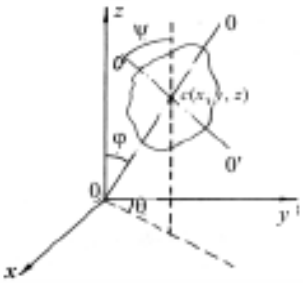


Рис.2

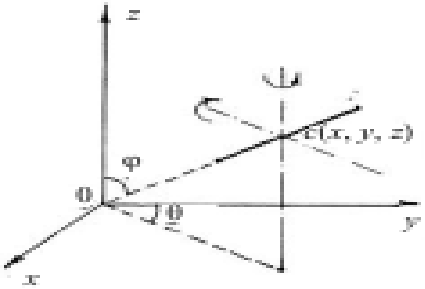


Рис.3

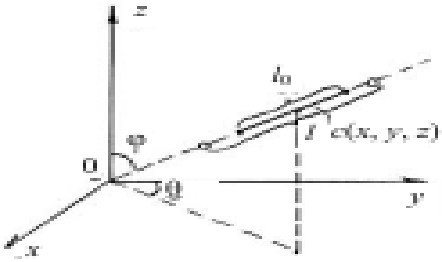


Рис.4

Вращательные степени свободы соответствуют вращениям вокруг двух осей, перпендикулярных друг к другу и к оси системы (рис. 3.). Нелинейные трёх- и многоатомные молекулы с жёсткой связью имеют, как и абсолютно твёрдое тело, шесть степеней свободы.

Две не жёстко связанные материальные точки (модель двухатомной молекулы с упругой связью между атомами) имеют шесть степеней свободы: координаты X, Y, Z определяют положение центра инерции, углы θ ,ϕ – положение оси системы и l – расстояние между точками (рис.4). Изменениям l соответствуют колебания материальных точек, поэтому координату l называют колебательной степенью свободы. Таким образом, двухатомная нежёсткая молекула имеет одну колебательную, две вращательные и три поступательные степени свободы.

Нежёсткая нелинейная трёхатомная молекула имеет три колебательные степени свободы. Каким бы числом степеней свободы не обладала молекула, три из них – поступательные степени.

В классической статистике доказывается теорема, согласно которой на каждую поступательную и вращательную степень свободы приходится средняя энергия теплового движения $\frac{кT}{2}$,а на каждую колебательную степень свободы – энергия kT (теорема получила неудачное название теоремы о равномерном распределении энергии по степеням свободы, хотя в самой формулировке её подчеркивается различие между колебательными и другими степенями свободы).

Замечания. 1. Колебательное движение связано с наличием не только кинетической, но потенциальной энергии, причём для малых (гармонических) колебаний среднее значение потенциальной энергии равно среднему значению кинетической. Поэтому на каждую колеба-

тельную степень свободы приходится средняя энергия

$$\overline{E}_{\text{кол}} = \frac{kT}{2} + \frac{kT}{2} = kT.$$

2. Теорема о равномерном распределении энергии по степеням свободы остаётся справедливой, пока кинетическая энергия частиц является квадратичной функцией скорости (нерелятивистское приближение), а потенциальная – квадратичной функцией координат (малые, гармонические колебания).
Средняя энергия хаотического теплового движения одной молекулы равна

$$\overline{E} = \frac{i}{2}kT. \quad (1)$$

где i – сумма числа поступательных, числа вращательных и удвоенного числа колебательных степеней свободы молекулы.

3.Основные термодинамические понятия.
Термодинамическая система – это совокупность макроскопических тел, которые могут взаимодействовать между собой и с другими телами (внешней средой) – обмениваться с ними энергией и веществом. В частности, термодинамическая система может состоять из одного макроскопического тела.
В некоторых отношениях простейшим макроскопическим телом является идеальный газ, на примере которого мы будем иллюстрировать понятия и законы термодинамики.
Состояние термодинамической системы характеризуют **макроскопическими параметрами состояния**: давлением, температурой, объемом, плотностью и т. д. Например, для заданной массы идеального газа параметрами состояния являются три величины: p, V, T.
Равновесное состояние – это такое состояние системы, в которое она самопроизвольно переходит через достаточно большой промежуток времени (время релаксации) в условиях изоляции от окружающей среды. В равновесном состоянии параметры системы имеют определенные значения и не меняются со временем.
Термодинамическим процессом называется всякое изменение во времени хотя бы одного из параметров состояния системы.
Равновесным термодинамическим процессом называют процесс, состоящий из непрерывной последовательности равновесных состояний. Строго равновесным может быть только бесконечно медленный процесс. Равновесный процесс является **обратимым,** так как он может быть осуществлен в обратном направлении через те же промежуточные состояния и без каких-либо изменений в окружающих телах. **Классическая термодинамика** дает полное количественное описание только равновесных процессов. Термодинамика **неравновесных** процессов

занимается изучением количественных закономерностей в неравновесных процессах для состояний, не сильно отличающихся от равновесных.

Вопросы для самоконтролья

1.Каков физический смысл модель идеалного газа?

2.Чта такое внутренная энергия идального газа? В результате каких процессов может изменяться внутреннаяя энергия системы?

3.Как определяется внутренная энергия одного атома ,молекул, и идеалного газа?

4.В чём суть закона Больцмана равнораспределении энергии по степеням свободы молекул?

5. Почему колебательная степень свободы обладает вдвое большей энергией, чем поступательная и вращательная?

6.Чему равна средняя энергия хаотического теплового движения одной молекулы равна ?

7. Что такое число степеням свободу молекул?

8.Назовите основные термодинамические понятия ?

Лекция 13. **Кинетическая теория теплоты**

План

1.Работа и количество теплоты.

2.I-закон термодинамики.

3.Работа при изменении объема.

Внутренняя энергия любой макроскопической системы может изменяться, если в этой системе происходит равновесный или неравновесный процесс и система обменивается энергией с окружением.

Один из способов обмена энергией , тепловой контакт между системами или теплообмен,который мы уже рассматривали при обсуждении смысла темтературы. Напомним, что тепловой контакт соответствует передаче энергии на молекулярном уровне,обычно через общую границу между системами. Энергия,переданная системе за счет ее теплового контакта с

окружением, называется количеством тепла или просто теплотой. Обозначается количество тепла обычно буквой Q. Если речь идет о теплоте,полученной системой при бесконечно малом изменении ее состояния,используют обозначение Δq. Ясно, что теплота измеряется в тех же единицах, что и внутренняя энергия.

Заметим, что передать энергию системе можно не только за счет теплового контакта. Если окружающие тела действуют на систему некоторыми макроскопическими силами,то эти силы могут совершать работу над системой,изменяя ее внутреннюю энергию. В таких случаях говорят, что система находится в механическом контакте с окружением

В простейших случаях работа совершается при изменении объема системы V .Например, работу над газом или жидкостью производят силы давления на стенки со стороны внешних тел. Поскольку в дальнейшем мы будем часто иллюстрировать законы термодинамики,считая, что работа совершается при сжатии или расширении системы,получим математическое выражение для этого вида работы. Рассмотрим равновесный газ в сосуде, одна стенка которого представляет собой поршень, способный перемещаться (см.Рис.1)

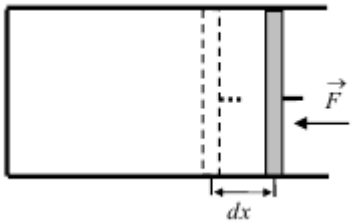


Рис.1.

Площадь поршня равна S.Предположим ,что поршень переместился на малое расстояние ,x. Тогда внешняя сила, приложенная к поршню, совершит элементарную работу

$$\delta A^{(\text{внеш})} = (-F)\,dx = -pS\,dx = -p\,dV. \qquad (1)$$

Мы учли, что модуль внешней силы равен силе давления газа на поршень pS и то, что ,V = Sdx есть изменение объема газа. Заметим , что работа, совершенная системой (газом) над внешними телами, δA(сист), дается выражением (2.11) с обратным знаком, т.е.

$$\delta A^{(\text{сист})} = -\delta A^{(\text{внеш})} = p\,dV. \qquad (2)$$

При расширении системы ,V > 0, поэтому $\delta A^{(\text{сист})} > 0$,а $\delta A^{(\text{внеш})} < 0$. При сжатии знаки работ меняются на противоположные.

В каждом конкретном случае нужно ясно представлять себе, идет речь о работе над системой или о работе, которую совершает сама система над окружающими телами. Во избежании путаницы, в дальнейшем, если нет специального замечания, символ δA для элементарной работы и символ A для работы в конечном процессе будут относиться к работе рассматриваемой системы над внешними телами.
Завершая наше краткое обсуждение понятий теплоты и работы, подчеркнем еще раз: теплота и работа представляют собой энергию, переданную системе двумя качественно различными способами.Интуитивное представление об этих двух способах обмена энергией между макроскопическими системами первоначально возникло в технике в связи с появлением тепловых двигателей (сначала паровых, затем двигателей внутреннего сгорания и т.д.), поскольку основная задача любого теплового двигателя состоит в преобразовании теплоты в работу. Мы увидим, однако, что различие между теплотой и работой имеет и принципиально важную физическую сторону.

2.Первый закон термодинамики

Рассмотрим с энергетической точки зрения процесс перехода системы из некоторого начального состояния 1 в другое состояние 2. Пусть в течение процесса системе была передана теплота $Q_{1\to2}$и система совершила работу $A_{1\to2}$. Если обозначить через $\Delta U_{1\to2}$ = U_2−U_1 изменение внутренней энергии системы, то закон сохранения энергии требует, чтобы

$$\boxed{\Delta U_{1\to2} = Q_{1\to2} - A_{1\to2}}$$ или $$\boxed{Q_{1\to2} = \Delta U_{1\to2} + A_{1\to2}.}$$

Эти соотношения являются математической формой первого закона (первого начала) термодинамики: теплота, сообщаемая системе, расходуется на изменение внутренней энергии системы и на работу системы против внешних сил. Как мы видим, первый закон термодинамики 4 это закон сохранения энергии в применении к макроскопическим процессам.
Во многих случаях удобно записывать первый закон термодинамики при передаче системе (бесконечно) малого количества тепла δQ. Тогда второе из соотношений (2.13) принимает вид

$$\boxed{\delta Q = dU + \delta A,} \quad (3)$$

где δA элементарная работы системы ,U - бесконечно малое изменение внутренней энергии системы.
Обратим внимание читателя на то, что мы обозначили малые величины δQ, δA и ,U по-разному. Это не случайно,так как между работой, теплотой и изменением внутренней энергии имеется глубокое физическое различие.

Дело в том, что внутренняя энергия U является однозначной функцией состояния, т.е. ее значение не зависит от того,как система попала в данное состояние. Поэтому величина ,U есть настоящий дифференциал она равна малому изменению внутренней энергии.
С другой стороны, ни теплота δQ, ни работа δA дифференциалами не являются. Их значения зависят не только от того,как изменилось состояние системы,но и от того,как происходил процесс.
При совершении системой циклического процесса, в результате которого сиЕ стема вновь возвращается в исходное состояние, полное изменение внутренней энергии системы равно нулю. Математически это очевидное утверждение записывается так:

$$\oint_{\text{цикл}} dU = 0.$$

Символ $\oint$ обозначает сумму приращений внутренней энергии в циклическом процессе. Вспоминая уравнение (3) и применяя его к циклическому процессу, получаем

$$Q_{\text{цикл}} = A_{\text{цикл}}; \qquad (4)$$

где Qцикл 4 теплота, полученная системой за цикл, а $A_{\text{цикл}}$ 4 абота,совершенная системой. Действие тепловых двигателей основано, как правило, на некотором циклическом процессе, совершаемом рабочим телом (водяным паром,продуктами сгорания бензина и т.д.). Важной характеристикой теплового двигателя является его термический коэффициент полезного действия

$$\boxed{\eta = \frac{A_{\text{цикл}}}{Q_{\text{нагр}}},} \qquad (5)$$

где $Q_{\text{нагр}} \geq 0$ – теплота, полученная рабочим телом от нагревателя. Вообще говоря, в циклическом процессе $Q_{\text{цикл}} \neq Q_{\text{нагр}}$, так как рабочее тело может отдать некоторое количества тепла другим телам (холодильнику). Назовем его $Q_{\text{хол}} \geq 0$.
Очевидно, что

$$Q_{\text{цикл}} = Q_{\text{нагр}} - Q_{\text{хол}}. \qquad (6)$$

Вспоминая первый закон термодинамики (4) для циклического процесса, получаем

$$A_{\text{цикл}} = Q_{\text{нагр}} - Q_{\text{хол}}. \qquad (7)$$

Подстановка этого выражения в (5)приводит к следующей формуле для коэффициента полезного действия тепловых двигателей:

$$\boxed{\eta = 1 - \frac{Q_{\text{хол}}}{Q_{\text{нагр}}}.}$$

(8)

Это – все, что может сказать о тепловых двигателях первый закон термодинамики.

Мы видим, что коэффициент полезного действия не может превышать единицу.

Иначе говоря, ни один тепловой двигатель не может совершить работу, которая превышает теплоту,полученную рабочим телом от нагревателя.

Двигатели с $\eta > 1$ часто называют вечными двигателями первого рода. До открытия закона сохранения энергии на изобретение таких двигателей было затрачено много усилий.

Первый закон термодинамики утверждает, что вечный двигатель первого рода невозможен. С другой стороны ,формула(8) не запрещает циклов с $\eta = 1$, в которых $Q_{\text{хол}} = 0$, т.е. вся теплота, полученная рабочим телом от нагревателя, преобразуется в работу. Мы вернемся к этой оптимистической возможности позже когда познакомимся со вторым законом термодинамики.

Вопросы для самоконтролья

1. Чему равна работа изобарного расширения моля идеального газа при нагревании на 1 К?
2. Нагревается или охлаждается идеальный газ, если он расширяется при постоянном давлении?
3.Что такое количество теплоты?
4. В чем отличаются теплота и работа от энергии?
5.Что такое теплового двигателья?
6.Как гласить первый закон термодинамики?
7.Можно ли построит вечный двигатель первого рода? Если есть обьясните,если нет почему?

ЛЕКЦИЯ 14. **Кинетическая теория теплоты**

План

1.Теплоёмкость.

2.Теплоёмкость идеального газа.

1.Понятие теплоемкости

Количество тепла при получении которого температура тела повышается на единицу температуры. называется теплоемкостью. Обозначается теплоем кость обычно буквой C. Предположим, что тело получило бесконечно малое количество тепла δQ и при этом его температура изменилась от T до T + dT . Тогда, по определению,теплоемкость тела равна

$$\boxed{C = \frac{\delta Q}{dT}.} \qquad (1)$$

Важно иметь в виду, что теплоемкость тела зависит от условий, в которых происходит его нагревание. Иначе говоря, теплоемкость зависит от типа процесса, в котором тело получает теплоту. Теплоемкость тела не может

быть отрицательной, но в различных процессах может принимать любое значение от 0 до ∞.
Исходя из определения (1), легко сообразить, в каком процессе тело имеет нулевую теплоемкость. Это 4 адиабатический процесс, происходящий в теплоизолированном теле, когда $\delta Q = 0$. Заметим, что в адиабатическом процессе температура тела может изменяться за счет совершения работы. Итак, для любой системы,в которой происходит адиабатический процесс, C = 0. Возможен ли процесс, в котором теплоемкость тела бесконечнас Из(1) видно, что в таком процессе ,T = 0, т.е. T = const. Мы приходим к заключению,что в изотермическом процессе теплоемкость любой системы бесконечна.
Теплоемкость может изменяться в ходе процесса,поскольку меняются параметры состояния тела. Например, количество тепла δQ_1 необходимое для нагревания тела от температуры T_1 до температуры $T_1 + dT$, может отличаться от количества тепла δQ_2, необходимого для нагревания тела от температуры T_2 до температуры T_2 +d T .
Наиболее часто в термодинамике используются теплоемкость при постоянном объеме C_v и теплоемкость при постоянном давлении C_P которые записываются следующим образом:

$$C_v = \left(\frac{\delta Q}{dT}\right)_V, \qquad C_p = \left(\frac{\delta Q}{dT}\right)_p \qquad (2)$$

Индексы V и p в правых частях этих соотношений показывают, какой из термодинамических параметров остается постоянным при нагревании тела. Если в процессе остается постоянным объем тела, то $\delta A = 0$ и, следовательно, δQ = ,U , т.е. количество тепла, получаемое телом, равно изменению его внутренней энергии. Поэтому теплоемкость тела в изохорическом процессе можно записать ввиде 4настоящей4 частной производной внутренней энергии тела по температуре:

$$\boxed{C_v = \left(\frac{\partial U}{\partial T}\right)_V .} \qquad (3)$$

Таким образом, производя измерения C_v при различных значениях температуры и объема,можно,согласно (3), получить ценную информацию о том, как изменяется внутренняя энергия тела с изменением температуры. Физический смысл теплоемкости Cp более сложный, так как в изобарическом процессе не только изменяется внутренняя энергия, но и совершается работа против внешних сил при изменении объема тела. Теплоемкость

пропорциональна количеству вещества в теле. Поэтому для сравнения теплоемкостей различных веществ используется удельная теплоемкость, т.е. теплоемкость единицы массы. Обычно удельная теплоемкость обозначается строчной буквой с. Очевидно, что в системе единиц СИ удельная теплоемкость имеет размерность Дж/кг · град. Химики обычно предпочитают использовать молярную теплоемкость 4 теплоемкость одного моля вещества. Размерность молярной теплоемкости Дж /моль · град.

2.Теплоёмкость идеального газа.

В случае идеального газа теплоемкости C_V и C_P легко находятся. Для простоты будем везде предполагать, что мы имеем дело с одним молем газа18 . Так как внутренняя энергия идеального газа () не зависит от его объема V , то из соотношения (3) сразу получаем значение теплоемкости C_V Для одного моля она равна

$$C_v = \frac{i}{2} R. \qquad (4)$$

Мы видим, что теплоемкость идеального газа в изохорическом процессе постоянна и зависит только от эффективного числа степеней свободы одной молекулы.

Для вычисления теплоемкости C_P запишем первый закон термодинамики для бесконечно малого изменения состояния газа когда объем изменился на ,V и температура изменилась на ,T:

$$\delta Q = dU + p\,dV, \qquad (5)$$

где δQ -теплота,полученная газом. Мы собираемся применить уравнение (5) к изобарическому процессу, поэтому будем считать, что ,U и ,V - изменения внутренней энергии и объема при p = const. Разделим обе части уравнения (5) на ,T и учтем, что (δQ/,T)p, по определению, есть теплоемкость при постоянном давлении.

Тогда мы приходим к соотношению

$$C_p = \left(\frac{\partial U}{\partial T}\right)_p + p\left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_p. \qquad (6)$$

Оно справедливо для любой макроскопической системы, так как всего лишь выражает закон сохранения энергии.Однако, чтобы вычислить производные в правой части,нужно использовать конкретные уравнения состояния. Для идеального газа внутренняя энергия является функцией только температуры,

поэтому в данном случае

$$\left(\frac{\partial U}{\partial T}\right)_p = \left(\frac{\partial U}{\partial T}\right)_V = C_v. \quad (7)$$

Последний член в (6) преобразуем с помощью уравнения состояния (3.2). Для одного моля газа V = RT/p, следовательно (∂V/∂T)p = R/p. Подставляя это выражение в (6) и учитывая равенства (7) . Приходим к соотношению между молярными теплоемкостями идеального газа

$$\boxed{C_p = C_v + R,} \quad (8)$$

которое называется формулой Майера. Вспоминая результат (4) для C_ϑ мы можем записать теплоемкость одного моля идеального газа при постоянном давлении в виде

$$C_p = \frac{i+2}{2}R. \quad (9)$$

Формулы (4) и (9) позволяют экспериментально проверить классическую теорию теплоемкости, основанную на теореме Больцмана о равномерном распределении энергии по степеням свободы одной молекулы, В следующем параграфе будет показано, что наиболее просто измеряется отношение теплоемкостей

$$\gamma = \frac{C_p}{C_v}. \quad (10)$$

Из (4) и (9) следует,что

$$\gamma = \frac{i+2}{i}. \quad (11)$$

Итак,классическая теория теплоемкости предсказывает, что для идеального газа γ не должна зависеть от температуры и определяется только эффективным числом степеней свободы молекулы. Таким образом, измерив γ для данного газа, можно определить i. С другой стороны, эту величину легко вычислить, зная, как устроены молекулы газа,

Вычислим отношение теплоемкостей различных газов,используя формулу (11) и правило(2.8) для подсчета эффективного числа степеней свободы. Начнем с одноатомных газов. У одноатомной молекулы три степени свободы (все они – поступательные), поэтому i = 3. Это означает, что для дноатомных газов γ = 5/3 ≈ 1, 667.

Перейдем к двухатомным газам. У двухатомной молекулы $n_{пост}$ = 3. Так как эта молекула линейная, то $n_{враш}$ = 2.Всего у двухатомной молекулы 6 степеней свободы. Вычитая число поступательных и вращательных степеней

свободы,находим, что $n_{кол} = 1$. Итак, для двухатомной молекулы формула (2.8) дает i = 7 и, следовательно, $\gamma = 9/7 \approx 1,286$. Аналогичным образом можно вычислить отношение теплоемкостей и для газов с большим числом атомов в молекуле.
Посмотрим теперь, что дает эксперимент.

Газ	T, °C	γ
He	-180	1,66
Kr	19	1,68
Ar	15	1,668
H_2	100	1,404
O_2	100	1,399
HI	100	1,40
Br_2	300	1,32
I_2	185	1,30
NH_3	15	1,31
C_2H_6	15	1,22

В таблице приведены измеренные значения отношения теплоемкостей некоторых газов.Для одноатомных газов значение γ близко к теоретическому результату 1, 667. Расхождение между экспериментом и теорией объясняется, вероятноэкспериментальными погрешностями.
Для двухатомных газов теоретическое значение γ равно 1, 286. Мы видим, что для иода (I_2)имеется неплохое согласие между теорией и эксперимен том. Для брома (Br_2)согласие хуже,а для водорода, кислорода и иодистого водорода γ существенно отличается от теоретического значения.

В то же время у газов H_2, O_2, и HI экспериментальные значения γ подозрительно близки к 1.4. Если мы подставим это значение в формулу (11) То обнаружим,что двухатомным молекулам H_2 , O_2 и HI следует приписать 5 эффективных степеней свободы (вместо 7)! Если считать, что эти молекулы абсолютно жесткие,т.е. колебания в равновесном состоянии вообще отсутствуют,то получается как раз i = 5 и, следовательно, $\gamma = 7/5 = 1,4$.
Итак,если мы хотим согласовать экспериментальные данные с теорией,нужно принять,что у двухатомных молекул H_2
O_2 и HI колебания “заморожены” а у молекул I_2 –нет. Заметим, что экспери ментальное значение γ для брома показывает, что колебания молекул в этом газе возбуждены “частично”. Вместо универсального значения γ = 1, 286, которое следует из классической теории теплоемкости, эксперимент дает

довольно запутанную картину поведения отношения теплоемкостей двухатомных идеальных газов.
Может быть “замораживание” колебаний характерно только для двухатомных молекул? Попробуем применить классическую теорию к аммиаку NH_3 .Эта молекула имеет 4 X_3 = 12 степеней свободы;три из них-поступательные, три-вращательные (атомы в молекуле аммиака расположены в вершинах пирамиды).
Остальные 6 степеней свободы соответствуют различным типам колебаний. Таким образом, для аммиака i = 18 и, по теореме Больцмана, $\gamma = 20/18 \approx 1, 11$, что явно не соответствует экспериментальному значению $\gamma = 1, 31$. Предположим, что в молекуле аммиака нет колебаний атомов. Тогда эффективное число степеней свободы сокращается до 6 и мы получаем $\gamma = 8/6 \approx 1, 333$. Это значение лучше согласуется с экспериментом. Мы опять встречаемся с ситуацией, когда колебания молекул нужно считать 4замороженными4. Ясно,что классическая теория теплоемкости газов не подтверждается экспериментом. Замечено это было давно. В лекции, прочитанной в 1869 году, Максвелл назвал загадку теплоемкостей идеального газа “наибольшей трудностью, стоящей перед молекулярной теорией” . Почему же неспособность классической теории объяснить значения теплоемкостей газов столь важна с в конце концов, это всего лишь частный вопрос, а кинетическая теория к тому времени уже смогла объяснить множество других свойств газов. Причины для беспокойства были. Вопервых, теорема Больцмана о равномерном распределении энергии по степеням свободы 4 строгая теорема классической статистической механики. Ситуация, когда строгая теорема противоречит эксперименту, очень неприятна. Во-вторых, вычисляя γ, мы на самом деле учли не все степени свободы молекулы, поскольку внутри атомов тоже должно происходить какое то движение. Поэтому для одноатомных молекул $i > 3$ и, следовательно, γ должно быть меньше, чем теоретическое значение 1, 667 (как видно из формулы (3.20) , чем больше i, тем меньше γ). Таким образом, даже согласие классической теории и эксперимента для одноатомных газов кажется непонятным,так как приходится считать, что все внутренние степени свободы атомов4заморожены4. Перечисленные трудности невозможно преодолеть, оставаясьв рамках классической физики. Например, даже если связь между атомами настолько жесткая, что они практически не движутся, средняя энергия колебаний двухатомной молекулы все равно должна составлять kT , так как она не зависит от жесткости связи. Объяснение загадки теплоемкостей газов было найдено только с появлением

квантовой механики, которая правильно описывает движение столь легких объектов, как атомы и молекулы. Одно из наиболее важных следствий из квантовых законов состоит в том, что энергия системы в стационарном состоянии не может быть любой; у каждой системы имеется свой набор возможных значений энергии. Эти значения энергии часто называют энергетическим спектром системы. В частности, энергия колебательной степени свободы молекулы может принимать значения лишь из набора $E_n = (n + 1/2)\hbar\omega$, где n = 0, 1, 2, . . . – целые числа, а ω частота колебаний, соответствующая этой степени свободы. Символом $\hbar = h/2\pi = 1,05 \cdot 10^{-34}$Дж · с обозначена постоянная Планка h, деленная на 2π. Состояние с n = 0 и энергией E_0 называется основным состоянием; в этом состоянии находится невозбужденная молекула. Первое возбужденное состояние отделено от основного энергетической щелью $\Delta E = \hbar\omega$. Таким образом, для того, чтобы возбудить колебания молекулы, ей необходимо сообщить энергию, не меньшую, чем ΔE. Теперь представим себе двухатомную молекулу с частотой колебаний ω, находящуюся в газе. Получить энергию, необходимую для возбуждения колебаний, молекула может только при столкновении с другой молекулой – тогда часть кинетической энергии может перейти в энергию колебаний. Как мы знаем, средняя кинетическая энергия молекулы в равновесном газе равна (3/2) kT . Если температура T такова, что $kT \ll \hbar\omega$, то кинетической энергии сталкивающихся молекул просто не хватает на то, чтобы перевести хотя бы одну из них из основного состояния в возбужденное. В этом случае молекулы будут вести себя как абсолютно жесткие! С повышением температуры в газе растет число молекул, у которых хватает кинетической энергии на то, чтобы колебания возбуждались при столкновениях 4 данная степень свободы постепенно 4размораживается4 , в нее уходит часть внутренней энергии газа, что приводит к увеличению теплоемкости. Наконец, при температурах таких, что $kT \gg \hbar\omega$, дискретность уровней энергии колебаний становится несущественной. Колебания сильно возбуждены и их энергию можно рассматривать как практически непрерывную величину; в этой области температур применимо классическое описание колебаний и должен быть справедлив закон равномерного распределения энергии по степеням свободы. Средняя энергия колебательной степени свободы молекулы становится примерно равной kT . Поскольку частоты ω различных типов колебаний сложной молекулы могут сильно различаться, зависимость теплоемкости многоатомного газа от температуры может быть весьма запутанной. Температура

$$T_v = \frac{\hbar\omega}{k} \qquad (12)$$

называется характеристической температурой для колебательной степени свободы. Как мы только что выяснили, при Т ≥ T_ϑ колебания существенно влияютна теплоемкость газа. При Т ≪ T_ϑ подавляющая часть молекул находится в основ н о м состоянии (по отношению к колебаниям) и молекулы ведут себя как абсолютно ж е с т к и е тела. Для водорода, например, T_ϑ ≈ 6000 К , поэтому при комнатных температурах можно считать, что у молекулы H_2 число эффективных степеней свободы равно пяти, т.е. колебательная степень свободы “заморожена”.

Внимательный читатель может спросить: почему не наблюдается “замораживание” поступательных и вращательных степеней свободы молекул? По-видимому, в квантовой механике энергия этих типов движения тоже принимает только дискретный набор разрешенных значений. Дело в том, что характеристическая температура для вращений T_r (индекс “r -первая буква слова “rottion”) очень мала п о сравнению с T_ϑ для водорода, например, T_r ≈ 175 К. Для остальных, более тяжелых молекул, она еще ниже. В принципе, если охладить газообразный водород до температур порядка T_r, то можно обнаружить падение теплоемкости, связанное с4замораживанием4 вращений.

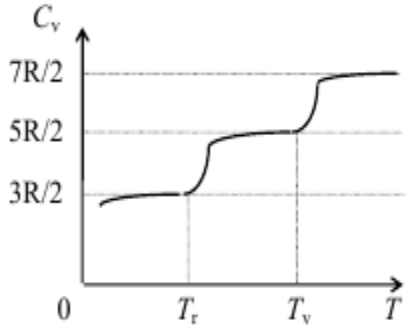


Рис.1.

Эффективное число степеней свободы молекулы уменьшается до трех и теплоемкость водорода становится такой же, как у одноатомных газов. Для поступательного движения молекул характеристическая температура столь низка, что наблюдать квантовые эффекты для этого типа движения практически невозможно. Зависимость молярной теплоемкости водорода (и других двухатомных газов) от температуры схематично показана на Рис. 1. Ступенчатый- вид графика подтверждает выводы квантовой теории теплоемкости. Имеется несколько интервалов температуры, где теплоемкость близка к постоянной, но в каждом из этих интервалов молекулам нужно приписывать различное эффективное число степеней

свободы.
В дальнейшем мы для простоты будем считать, что у идеального газа теплоемкости C_P и C_V постоянны в рассматриваемом интервале температур. Индекс ”$V4$ в (12)-первая буква английского слова “vibration”(колебание) .

Вопросы для самоконтролья

1. Что такое теплоёмкость газа?
2.Принимает ли теплоемкость тела отрицательный значение?
3. Какие значение принимает теплоемкость различных процессах?
4.Чем отличается удельная теплоемкость от молярную теплоемкоста?
5.Какая из теплоёмкостей – C_v или Ср – больше и почему?
6.Как называется формулой Майера?
7.Обьясните физический смысл постоянная Планка ?
7.Что такое характеристической температурой для колебательной степени свободы?
8.О чем говорить квантовой теории теплоемкости?.

Лекция 15. **Кинетическая теория теплоты**

План

1.Расхождение теории теплоемкостей идеального газа с экспериментом.
2.Практическое применение первого закона термодинамики в изопроцессы идеальных газов.

1.Расхождение теории теплоемкостей идеального газа с экспериментом.

Эти простые формулы дают хорошее совпадение с экспериментом для одноатомных и многих двухатомных газов при комнатной температуре, например водорода, азота, кислорода и др. Для них теплоемкость оказывается весьма близкой к $C_v = 5/2R$.
Однако у двухатомного газа хлора $C1_2$ теплоемкость равна примерно 6/2R, что невозможно объяснить (у двухатомной молекулы в принципе C_v может быть равно либо 5/2R, либо 7/2R).
У трехатомных газов наблюдаются систематические отклонения от предсказаний теории.

$$C_V = \frac{i}{2} R$$
$$C_p = \frac{i+2}{2} R \quad (1)$$

У жестких молекул трехатомных газов, если только молекулы не лежат на одной прямой, теплоемкость должна быть 6/2R. Эксперимент дает несколько большую величину, которую, однако, нельзя объяснить возбуждением какой-то дополнительной степени свободы. Эксперимент показал, что теплоемкость зависит от температуры, что находится в полном противоречии с формулами (1). Рассмотрим для примера более подробно теплоемкость молекулярного водорода. Молекула водорода двухатомна.

Достаточно разреженный водородный газ очень близок к идеальному и является удобным объектом для проверки теории. Для двухатомного газа C_v равно либо 5/2R, либо 7/2 R, но от температуры теплоемкость недолжна зависеть, однако в действительности теплоемкость молекулярного водорода зависит от температуры (рис.1.):

при низкой температуре (в области 50 К) его теплоемкость равна 3/2R, при комнатной — 5/2R, а при очень высокой температуре теплоемкость становится равной 1 .2R

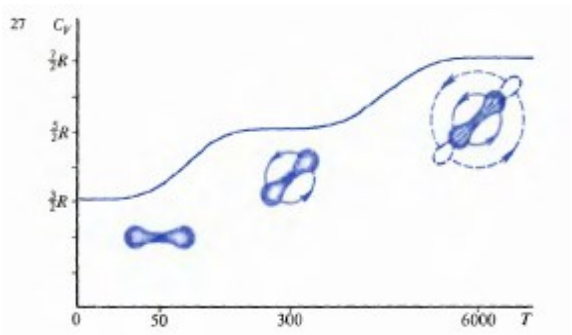


Рис 1.Экспериментальная зависимость C_v молекулярного водорода от температуры T

. Таким образом, молекула водорода ведет себя при низкой температуре как точечная частица, у которой отсутствуют внутренние движения, при нормальной температуре — как жесткая гантель и наряду с поступательным движением также совершает вращательные движения, а при очень высокой температуре к этим движениям добавляются также колебательные движения атомов, входящих в молекулу. Дело происходит так,как будто благодаря изменению температуры происходит включение (или выключение) различных степеней свободы: при малой температуре включены лишь поступательные степени свободы,

затем при повышении температуры включаются вращательные, а затем и колебательные степени свободы.

Однако переход от одного режима движения к другому происходит не скачком при определенной температуре, а постепенно в некотором интервале температур.

Это объясняется тем, что при определенной температуре возникает лишь возможность для молекул переходить в другой режим движения, но эта возможность не реализуется сразу всеми молекулами, а лишь их частью. По мере изменения температуры все большая доля молекул переходит в другой режим движения и поэтому кривая теплоемкости изменяется плавно в некотором интервале температур.

При достаточно малой температуре движение молекулы водорода между столкновениями подобно поступательному движению твердого тела:

Когда температура повышается, включаются вращательные степени свободы и картина движения молекулы несколько изменяется — молекула в процессе прямолинейного движениямежду столкновениями вращается:

При дальнейшем повышении температуры включаются колебательные степени свободы и движение молекулы еще более усложняется, поскольку в процессе поступательного движения составляющие ее атомы колеблются вдоль оси, изменяющей свою ориентацию в пространстве:

Объяснить зависимость теплоемкости от температуры классической теории не удалось. Количественную характеристику зависимости, обусловленной квантовыми закономерностями движения, можно дать лишь на основе решения уравнений движения квантовой механики. Но понять физическую суть дела можно и без их решения.

2.Практическое применение первого закона термодинамики в изопроцессы идеальных газов.

Применения первого закона термодинамики

В этой главе мы используем первый закон термодинамики для изучения равновесных макроскопических процессов. Мы будем предполагать, что состояние системы

полностью описывается термодинамическими параметрами:давлением p, объемомV, температурой T и внутренней энергией U . Этих параметров достаточно для газов и жидкостей, но, вообще говоря, недостаточно для

твердых тел, макроскопическое состояние которых зависит не только от объема,но и от формы тела. Все,что может дать термодинамика,заключается в общем уравнении (2.14) для бесконечно малого равновесного процесса и в уравнениях состояния

$$p = p(V,T), \qquad U = U(V,T). \quad (1)$$

Мы уже отмечали,что уравнения состояния не могут быть выведены в рамках термодинамики; чтобы получить их для рассматриваемой системы, следует обратиться к эксперименту или к какой нибудь статистической модели. Для простейшей системы 4 идеального газа 4 уравнения состояния имеют вид

$$p = \frac{M}{\mu}\frac{RT}{V}, \quad (2)$$

$$U = \frac{i}{2}\frac{M}{\mu}RT. \quad (3)$$

В дальнейшем мы будем обращаться к этим уравнениям для иллюстрации общих выводов

Изопроцессы. Работа идеального газа в изопроцессах

В произвольном равновесном процессе изменяются все термодинамические параметры системы. Однако они не могут меняться произвольным образом, так как в любой момент времени должны выполняться уравнения состояния (1) Так как всего имеется четыре параметра p, V , T , U и два уравнения состояния, то для описания процесса можно выбрать два любых параметра в качестве независимых;остальные два определяются уравнениями состояния. Это соображение позволяет изображать процессы графически (в виде диаграмм) , используя систему координат,по осям которой откладываются два независимых параметра состояния. Наиболее распространенной является диаграмма p - V , где по оси абсцисс откладывается объем системы V , а по оси ординат - давление p. Применяются также диаграммы p -T и V -T . На Рис.1. равновесный процесс изображен в виде кривой, соединяющей точки $C_1(p_1, V_1)$ и $C_2(p_2, V_2)$. Эти точки характеризуют начальное (1) и конечное (2)состояния системы в процессе. При использовании диаграммы p - V процесс должен быть задан математически уравнением p = p(V). Популярность диаграммы p -V объясняется тем, что она дает наглядное представление о работе системы.

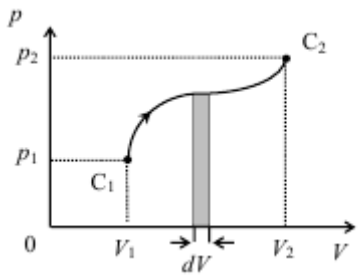


Рис.1.

Элементарная работа системы равна δA = p ,V и графически изображается площадью криволинейной трапеции (на Рис.1. она заштрихована). Ясно,что работа системы в процессе 1 → 2 дается формулой

$$A_{1\to 2} = \int_{V_1}^{V_2} p(V)\, dV. \qquad (4)$$

На Рис. 1. работа системы в процессе изображается площадью криволинейной трапеции V_1 C_1 C_2 V_2. Подчеркнем, что работа $A_{1\to 2}$зависит от того, как изменялось давление p = p(V) при переходе системы из состояния (1) в состояние (2) , т.е. от формы кривой C_1C_2.

С экспериментальной точки зрения наиболее интересны так называемые изопроцессы, в которых один из термодинамических параметров фиксирован. Простейшими изопроцессами являются изохорический процесс (V = const) , изобарический процесс (p = const) , и изотермический процесс (T = const) . Изохорический процесс происходит в системе с абсолютно жесткими стенками, фиксирующими объем. Ясно, что реальный процесс может рассматриваться как изохорический лишь приближенно, так как абсолютно жестких стенок не бывает. Для реализации изобарического процесса стенки системы (например, одна из них) должны быть подвижными; кроме того, внешнее давление на стенки должно быть зафиксировано. Наконец , для протекания изотермического процесса интересующая нас система должна постоянно находиться в тепловом контакте с другой системой, температура которой равна заданному значению T . Эта внешняя система с постоянной температурой обычно называется термостатом. В простейших случаях роль термостата играет атмосферный воздух.

Применим общую формулу (4) к вычислению работы идеального газа в различных изопроцессах. Проще всего обстоит дело с работой в изохорическом процессе.

Так как объем газа в этом процессе не изменяется, то

$$\boxed{A_{1\to 2}^{(\text{изохор})} = 0.} \qquad (5)$$

Для изобарического процесса $p = p_1 = p_2$ в течение всего процесса. Поскольку в формуле (4) p(V) = const, получаем простой результат

$$\boxed{A_{1\to 2}^{(\text{изобар})} = p\,(V_2 - V_1)\,.} \qquad (6)$$

Чуть сложнее вычисляется работа газа в изотермическом процессе, так в этом процессе с увеличением объема газа его давление уменьшается. Зависимость p(V) определяется уравнением состояния (2) где T = const. Поэтому

$$A_{1\to 2}^{(\text{изотерм})} = \frac{M}{\mu} RT \int\limits_{V_1}^{V_2} \frac{dV}{V}.$$

После вычисления элементарного интеграла находим

$$\boxed{A_{1\to 2}^{(\text{изотерм})} = \frac{M}{\mu} RT \ln \frac{V_2}{V_1}.} \qquad (7)$$

Как следует из (2) давление и объем идеального газа в изотермическом процессе удовлетворяют уравнению pV = const (закон Бойля-Мариотта), поэтому $(V_2/V_1) = (p_1/p_2)$. Таким образом, вместо (7) можно пользоваться и такой формулой для работы:

$$\boxed{A_{1\to 2}^{(\text{изотерм})} = \frac{M}{\mu} RT \ln \frac{p_1}{p_2}.} \qquad (8)$$

Поскольку внутренняя энергия идеального газа зависит только от температуры, то в изотермическом процессе U = const. Тогда из первого закона термодинамики следует, что

$$Q_{1\to 2}^{(\text{изотерм})} = A_{1\to 2}^{(\text{изотерм})} = \frac{M}{\mu} RT \ln \frac{V_2}{V_1}, \qquad (9)$$

т.е. вся передаваемая газу теплота расходуется на совершение им работы против внешних сил. Ясно, что в изохорическом и изобарическом процессах часть теплоты переходит во внутреннюю энергию газа, так как в этих процессах температура изменяется.

Вопросы для самоконтролья

1. Из каких физических соображений следует, что теплоемкость идеального газа при постоянном давлении больше, чем при постоянном объеме?
2. Зависит ли в общем случае теплоемкость от потенциальной энергии взаимодействия молекул?
3. Зависит ли теплоемкость газа от поля тяжести, в котором он находится?
4. Теплоемкость в общем случае характеризует свойства тела?
5. Обьясните первого закона термодинамики?
6. Что такое равновесный процесс?

7.Что такое изопроцессы? Какие изопроцессы есть?
8. Во время применение 1й закон термодинамике в изотермическом процессе, в изохорическом и изобарическом процессах какие физические явления поисходит?

Лекция 16. **Кинетическая теория теплоты**

План

1.Понятие о квантовой теории теплоёмкости.

2.Политропический процесс.

1.Понятие о квантовой теории теплоёмкости

Учитывая недостатки классической теории теплоемкости, Альберт Эйнштейн в 1907 году предложил квантовую теорию теплоемкости. Эйнштейн рассмотрел кристаллы, представляющими собой 3N одномерных квантовых независимых осцилляторов, имеющих одинаковую собственную частоту ω. Для определения энергии гармонического осциллятора Эйнштейн исходил из формулы Планка для теплового излучения. По аналогии с электромагнитными волнами Эйнштейн ввел квант энергии ω колебаний упругой волны, который был позже назван ф о н о н о м. Энергия кванта (фонона) равна E = nh= $n\hbar\omega$, где $\hbar = \frac{h}{2\pi}$ – постоянная Планка, $\omega = 2\pi\nu$ – циклическая частота осцилляторов, $\boldsymbol{\nu}$ – частота колебаний осцилляторов. Для молярной теплоемкости кристалла Эйнштейн получил выражение

$$C_{ME} = \frac{3N_A\hbar\omega}{\left(e^{\frac{\hbar\omega}{kT}}-1\right)^2}\cdot e^{\frac{\hbar\omega}{kT}}\cdot\frac{\hbar\omega}{kT^2} \text{ или } C_{ME} = \frac{3R\Theta_E}{\left(e^{\frac{\Theta_E}{T}}-1\right)^2}\cdot e^{\frac{\Theta_E}{T}}\cdot\frac{\Theta_E}{T^2},$$

где $\Theta_E = \frac{\hbar\omega}{k}$ – температура Эйнштейна.

Рассмотрим два предельных случая высокой и низкой температуры:

1) При высоких температурах ($kT \gg \hbar\omega$) можно приближенно записать в знаменателе $e^{\frac{\hbar\omega}{kT}} \approx 1 + \frac{\hbar\omega}{kT}$,а в числителе $e^{\frac{\hbar\omega}{kT}} \approx 1$. В результате получится $C_{ME} = 3N_Ak \approx 3R$, что совпадает с законом Дюлонга–Пти.

2) При низких температурах ($kT \ll \hbar\omega$) воспользуемся приближением $e^{\frac{\hbar\omega}{kT}} - 1 \approx e^{\frac{\hbar\omega}{kT}}$. Тогда выражение принимает вид $C_{ME} = \frac{3N_A(\hbar\omega)^2}{kT^2}\cdot e^{-\frac{\hbar\omega}{kT}}$. И при T→ 0 теплоемкость экспоненциально стремится к нулю, $C_M \sim e^{-\frac{\hbar\omega}{kT}} \to 0$.что совпадает с экспериментальными результатами, но только качественно, поскольку экспериментально получено, что $C_M \sim T^3$ при $T \to 0$.

В 1912 году квантовая теория теплоемкости была усовершенствована Пьером Дебаем (P. Debye, 1884–1966). Дебай учел, что колебания атомов в кристаллической решетке не являются независимыми. Смещение одного атома из положения равновесия влечет за собой смещение соседних с ним атомов. Колебания атомов будут происходить только тогда, когда они образуют стоячую волну, которая возникает лишь, если частота (или длина волны) упругой волны удовлетворяет определенным условиям.

В квантовой теории Дебая молярная теплоемкость кристалла определяется выражением

$$C_{MD} = \frac{9N_A\hbar}{\omega_m^3}\int_0^{\omega_m}\frac{e^{\frac{\hbar\omega}{kT}}\hbar\omega^4 d\omega}{\left(e^{\frac{\hbar\omega}{kT}}-1\right)^2 kT^2} \text{ или } C_{MD} = \frac{9R\Theta_D^2}{\omega_m^5}\int_0^{\omega_m}\frac{e^{\frac{\Theta_D}{T}}\omega^4 d\omega}{\left(e^{\frac{\Theta_D}{T}}-1\right)^2 T^2},$$

где $\omega_m = v\sqrt[3]{6\pi^2 n}$ – максимальная возможная частота колебаний атомов в кристаллической решетке, v – фазовая скорость упругой волны, n – концентрация атомов в кристалле, $\Theta_D = \frac{\hbar\omega_m}{k}$ -температура Дебая.

При низких температурах, $T << \frac{\hbar\omega_m}{kT}$, теплоемкость Дебая $C_{MD} \sim T^3$. При высоких температурах, $T >> \frac{\hbar\omega_m}{kT}$, теплоемкость Дебая $C_{MD} = 3R$, что находится в полном согласии с экспериментом.

Полученная Дебаем зависимость теплоемкости кристаллов от температуры количественно согласуется с результатами экспериментов для простых кристаллов. Используемые теории теплоемкости сложных кристаллов так же основаны на модели Дебая.

Таким образом, сопоставляя теорию с экспериментом, было установлено, что упругие волны в кристалле имеют квантовые свойства, проявляющиеся в том, что существует минимальная порция (квант) энергии волны с частотой ω. Этот квант энергии, как мы уже отметили, получил название ф о н о н .
Свойства фонона:
1) Фонон не существует в свободном состоянии, он существует только в кристалле. Поэтому он не является настоящей частицей и называется квазичастицей.
2) Фонон имеет целый спин.

2. Политропический процесс.

Рассмотренные выше изотермический и адиабатный процессы изменения состояния газа являются идеализированными процессами: первый из них требует идеального контакта с окружающей средой или с термостатом, второй — столь же идеальной изоляции.
Оба эти процесса можно рассматривать как частные крайние случаи более общего процесса, называемого политропическим. Так называется всякий процесс изменения состояния, при котором теплоемкость С остается постоянной и равной - $\frac{dQ}{dT}$;

$$C = \frac{dQ}{dT}, \text{ или } dQ = C,T$$

Найдем общее уравнение политропического процесса (уравнение Политропы).

Согласно первому началу термодинамики

dQ = C,T = $C_V dT + pdV$,

или

$$(C - C_V)dT = pdV. \quad (1)$$

Из уравнения состояния дифференцированием найдем выражение для dT, как это было сделано на ранне:

$$dT = \frac{pdV + Vdp}{R}$$

Подставив это выражение в (1) и заменив R равным ему выра-выражением Cp —Cv, получим:

$$\frac{C - C_V}{C_p - C_V}(pdV + Vdp) = pdV.$$

Отсюда легко получаем:

$$\left(\frac{C - C_V}{C_p - C_V} - 1\right)pdV = -\frac{C - C_V}{C_p - C_V}Vdp.$$

Разделив переменные и произведя простые преобразования, найдем:

$$\frac{C - C_p}{C_p - C_V}\frac{dV}{V} = -\frac{C - C_V}{C_p - C_V}\frac{dp}{p}.$$

Отсюда, интегрируя это уравнение, находим:

$$\ln p + \frac{C - C_p}{C - C_V}\ln V = const.$$

Обозначим

$$\frac{C - C_p}{C - C_V} = n;$$

тогда

$$pV^n = const. \quad (2)$$

Показатель n в этом уравнении, равный $\frac{C - C_p}{C - C_V}$где C –теплоемкость газа в данном процессе, называется показателем политропы. Ясно, что для адиабатного процесса, при котором теплоемкость C равна нулю (потому что dQ = 0), показатель n= Cp/C_v = γ. Для изотермического процесса, при котором теплбемкость равна бесконечности (потому что dT = 0), показатель n равен единице.

Если в выражении для n положить теплоемкость C равной Cp, то из уравнения (2) получим, как это и должно быть,p = const. Точно так же, если положить C = Cv, так что n станет равным нулю, то мы получим V — const, в чем легко убедиться, если возвести уравнение (2) в степень 1/n.

Вопросы для самоконтролья

1.Обьясните физический смысль температура Эйнштейна?
2.О чем говорит закон Дюлонга–Пти?
3.Что такое температура Дебая?
4.Чо такое теплоемкость Дебая?
5. Что такое политропический процесс?
6.Какие процесси является частные случая политропического процесса?

Лекция 17. **Элементы термодинамики**

План

1.Превращение теплоты в механическую работу.
2.II-закон термодинамики.
3.Обратимые и необратимые процессы.
4.Круговые циклические процессы. Цикл Карно.

1.Превращение теплоты в механическую работу

Внутренняя энергия газовой системы постоянной массы (постоянного количества вещества) может быть изменена только двумя способами:
1) совершение работы A;
2) передача тепла Q (теплообмен).

В термодинамике **работой** будем называть изменение внутренней энергии газовой системы, в результате силового взаимодействия системы с внешними телами.

Работа является формой передачи энергии, обусловленной совокупностью макрофизических процессов. При совершении работы над газом объем изменяется не всегда, но мы при нашем рассмотрении будем говорить о работе, при совершении которой происходит изменение объема газовой системы. Это определение согласуется с определением, введенном в механике, поскольку при изменении объема происходит перемещение внешних тел. **Макроскопической работой A** будем называть работу в случае конечного изменения объема ΔV, **элементарной работой** δA будем называть работу, сопровождающуюся бесконечно малым изменением объема dV. Без штриха A будем обозначать работу, совершенную газом над внешними телами. Со штрихом A^1 будем обозначать работу, совершенную внешними телами над газом. Из определения следует, что $A^1 = -A$.

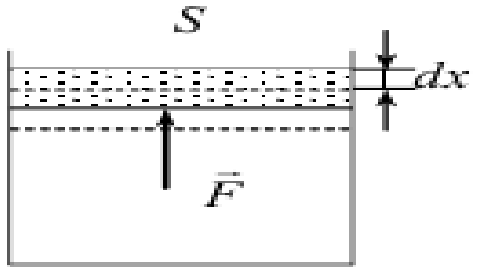
Найдем макроскопическую работу газа.

Рассмотрим простой случай – газ в цилиндрическом сосуде под поршнем. Пусть газ, расширяясь, переместил поршень на бесконечно малое расстояние dx.

Элементарная (бесконечно малая) работа, совершенная газом под поршнем,

$$\delta A = Fdx = PSdx = PdV,$$

здесь F – сила, действующая со стороны газа на поршень, dV – изменение объема газа, S – площадь поршня.



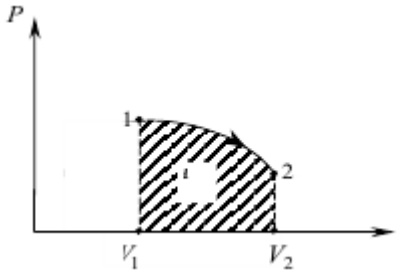
Выражение для элементарной работы, записанное в виде

$$\boxed{\delta A = PdV},$$

полученное нами для простого случая, справедливо в общем случае при произвольном бесконечно малом изменении объема.
Если газ переходит из состояния (1) в состояние (2), то совершаемая в этом процессе **макроскопическая работа будет равна сумме элементарных работ**

$$\boxed{A_{12} = \int_{(1)}^{(2)} \delta A = \int_{V_1}^{V_2} PdV}.$$

Если рассмотреть процесс на P ,V -диаграмме, то интеграл $\int_{V_1}^{V_2} PdV$ численно равен **заштрихованной площади под графиком процесса**.



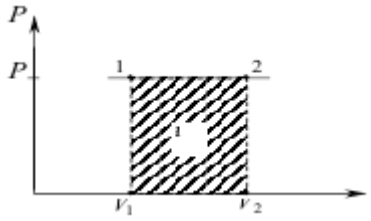
Когда объем увеличивается (dV > 0), работа газа положительна (A > 0), работа над газом отрицательна (A! = 0). Когда объем уменьшается (dV < 0), работа газа отрицательна (A < 0), работа над газом положительна (A! >0).

Определим работу в изопроцессах.
Изохорный процесс: V = const , A = 0. Объем не изменяется, работа не совершается.
Изобарный процесс: P = const .

$$A = \int PdV = P\int dV.$$

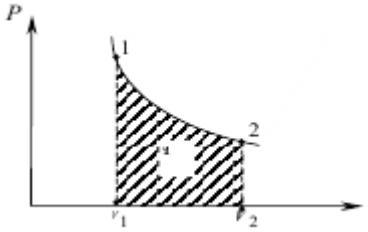
После интегрирования получим

$$\boxed{A = P(V_2 - V_1)}.$$



Изотермический процесс: T = const .

$$A = \int_{V_1}^{V_2} PdV = \int_{V_1}^{V_2} \frac{\nu RT}{V} dV = \nu RT \int_{V_1}^{V_2} \frac{dV}{V}.$$



Здесь мы учли, что из уравнения состояния

$P = \frac{\nu RT}{V}$. После интегрирования получим

$$\boxed{A = \nu RT \ln \frac{V_2}{V_1}}.$$

2.Второе начало термодинамики

Вторая теорема Карно. Докажем, что к. п. д. необратимой машины, работающей по циклу Карно, всегда меньше к. п. д. обратимой машины, работающей по тому же циклу и с тем же нагревателем и холодильником. Доказательство получается от противного тем же методом, который был использован в при анализе к. п. д. обратимых машин, работающих с одинаковыми нагревателями и холодильниками. Допустим, что к. п. д. необратимой машины больше, чем к. п. д. обратимой. Тогда необратимую машину включим в прямом направлении, как машину а на рис. 1, а обратимую — как машину b в обратном направлении.

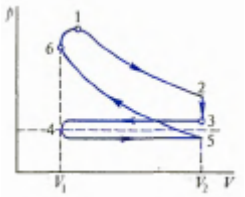


Рис.1. Реальный цикл четырехтактного двигателя внутреннего сгорания

Повторив рассуждения , придем к выводу, что это невозможно. Тем самым доказано, что к. п. д. необратимой машины, работающей по циклу Карно, не может быть больше к. п. д. обратимой машины с теми же холодильником и нагревателем. Следует отметить, что речь идет о сравнении к. п. д. обратимых и необратимых машин, работающих по одному и тому же циклу Карно, а не о машинах, работающих по разным циклам.

Можно указать сколь угодно большое число обратимых машин, работающих по какому-то циклу, к. п. д. которых больше к. п. д. обратимой машины, работающей по какому-то другому циклу.

Теперь докажем, что к. п. д. обратимого цикла Карно больше к. п. д. любого другого обратимого цикла, в котором максимальные и минимальные температуры равны соответственно температуре нагревателя и температуре холодильника цикла Карно. Для доказательства

используем изображение циклов в переменных T, S, показанное на рис. 2. Обратимый цикл, отличный от цикла Карно, удовлетворяющий условию теоремы, изобразится на диаграмме замкнутой кривой внутри прямоугольника $A_1A_2A_3A_4$, касающейся прямых A_1A_2 и A_3A_4.. Из соотношения $\delta Q = T,S = = , U + ,A$ после интегрирования по циклу получаем

$$\oint \delta Q = \oint T\,dS = \oint dU + \oint dA = A,$$

поскольку $\oint$,U = 0. В данном случае для цикла Карно имеем

$$A_K = \oint T\,dS = T_1 \int_{A_1}^{A_2} dS + T_2 \int_{A_3}^{A_4} dS = T_1(S_2 - S_1) + T_2(S_1 - S_2) = (T_1 - T_2)(S_2 - S_1).$$

Затраченное количество теплоты

$$Q_K^{(+)} = \int_{A_1}^{A_2} T\,dS = T_1 \int_{A_1}^{A_2} dS = T_1(S_2 - S_1),$$

поэтому к. п. д. цикла Карно

$$\eta_K = \frac{A_K}{Q_K^{(+)}} = \frac{T_1 - T_2}{T_1} = 1 - \frac{T_2}{T_1},$$

как это было получено ранее.

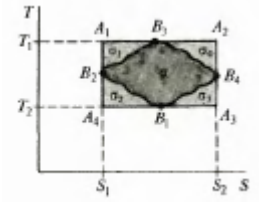


Рис.2. К доказательству теоремы омаксимальности к.п.д. обратимого цикла Карно

Для другой машины, цикл которой на рис. 2 показан внутри прямоугольника, изображающего цикл Карно, находим

$$A = \oint T\,dS = \sigma = (T_1 - T_2)(S_1 - S_2) - \sigma_1 - \sigma_2 - \sigma_3 - \sigma_4 =$$
$$= A_K - \Delta_{1234}, \quad \Delta_{1234} = \sigma_1 + \sigma_2 + \sigma_3 + \sigma_4.$$

Полученное этой машиной количество теплоты

$$Q^{(+)} = \int T\,dS = T_1(S_2 - S_1) - \sigma_1 - \sigma_4 = Q_K^{(+)} - \Delta_{14},$$
$$\Delta_{14} = \sigma_1 + \sigma_4,$$

поэтому

$$\eta = \frac{A}{Q^{(+)}} = \frac{A_K - \Delta_{1234}}{Q_K^{(+)} - \Delta_{14}}.$$

Учитывая, что $A_к = \eta_к Q_к^{(+)}$, преобразуем эго равенство к виду

$$\eta = \frac{\eta_K Q_K^{(+)} - \Delta_{14} - \Delta_{23}}{Q_K^{(+)} - \Delta_{14}} =$$
$$= \frac{\eta_K (Q_K^{(+)} - \Delta_{14}) + \eta_K \Delta_{14} - \Delta_{14} - \Delta_{23}}{Q_K^{(+)} - \Delta_{14}} =$$
$$= \eta_K - \Delta_{14}(1 - \eta_K)/(Q_K^{(+)} - \Delta_{14}) - \Delta_{23}/(Q_K^{(+)} - \Delta_{14}),$$
$$\Delta_{23} = \sigma_2 + \sigma_3.$$

откуда следует, что $\boldsymbol{\eta} \leq \eta_к$

Равенство п — Лк достигается только при $\Delta_{14} = 0, \Delta_{23}=0$, т. е. когда рассматриваемый дру! ой цикл является циклом Карно. Тем самым теорема доказана. Если кривая, изображающая другой цикл, не касается на рис. 2.вертикальных участков цикла Карно, а либо пересекает

их, либо находится внутри прямоугольника, то доказательство проводится аналогично и дает тот же результат. Это предлагается читателю проделать в виде упражнения.Возвращаясь ко второй теореме Карно, запишем в математической форме ее содержание. Коэффициент полезного действия машины во всех случаях дается в виде (21.1), а для обратимой машины с теми же холодильником и нагревателем — в виде (9).

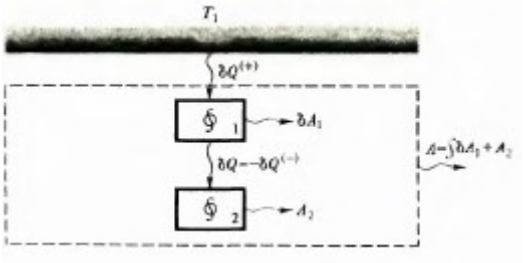


Рис3

Доказанная теорема в рассмотренном случае математически формулируется следующим образом:

$$1 + Q^{(-)}/Q^{(+)} \leqslant 1 - T_2/T_1 \quad (1)$$

или. что го же самое,

$$Q^{(-)}/Q^{(+)} \leqslant -T_2/T_1. \quad (2)$$

Знак минус в этом неравенстве учитывает, что знаки $Q^{(+)}$ и $Q^{(-)}$ различны. Соотношение (2), переписанное в виде

$$\boxed{Q^{(+)}/T_1 + Q^{(-)}/T_2 \leqslant 0,} \quad (3)$$

называется неравенством Клаузиуса для цикла Карно. Очевидно, что знак равенства относится к обратимому циклу. Обобщим это неравенство на произвольный цикл и покажем, что знак равенства относится только к обратимым циклам.

, охлаждая первое тело.

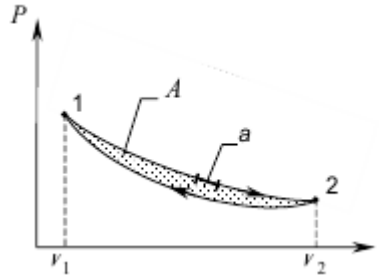
Одна из первых формулировок второго начала термодинамики (формули - ровка У. Томсона (лорда Кельвина) (W. Tomson, 1824–1907), предложенная в 1851 году): невозможен периодический процесс, при котором все забираемое у нагревателя тепло превращается в работу. То есть термодинамический КПД тепловой машины, определяемый как отношение работы, производимой тепловой машиной, к теплу, полученному от нагревателя

$$\boxed{\eta = \frac{A}{Q_1} = 1 - \frac{Q_2}{Q_1}},$$

не может быть больше или равен единице (всегда строго меньше единицы)$\boldsymbol{\eta} < 1$

Без совершения работы процесс протекания тепла от менее нагретого к более нагретому телу невозможен. Это другая формулировка второго начала термодинамики (предложенная в 1850 году Р. Клаузиусом).

3.Обратимые и необратимые процессы.
Если газовая система участвует в процессе, который может проходить через одни и те же состояния и в прямом, и в обратном направлении, причем при проведении прямого и обратного процессов система и ее окружение возвращаются к исходному состоянию, то такой процесс называется о б р а т и м ы м п р о ц е с с о м .
Если в процессе присутствует трение, то он необратим. Естественно, абсолютно обратимый процесс в действительности не возможен, все реальные процессы необратимы. Обратимый процесс является идеализированным процессом.



Если система переходит из состояния (1) в состояние (2) и возвращается в состояние (1) – такой процесс называется **к р у г о в ы м п р о ц е сс о м (и л и ц и кл о м) .** Пусть оба процесса, и прямой (на графике – верхний), и обратный (нижний), обратимы. Работа, совершаемая в круговом процессе будет равна

$$A = A_{12} + A_{21}.$$

Поскольку $A_{12} > 0$, а $A_{21} < 0$, и работы по модулю равны площади под графиками соответствующих процессов на P -V -диаграмме, то полная (суммарная) работа в цикле будет равна площади фигуры внутри цикла, изображенного на P -V -диаграмме.
Если при температуре T на малом участке 4a4 тепло, поступающее в систему,равно δQ (берем участок процесса столь малым, что температуру в пределах участка считаем постоянной), то для кругового обратимого процесса справедливо соотношение

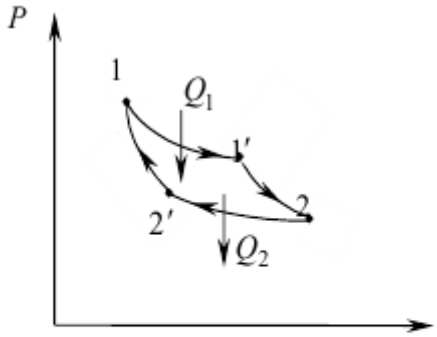
$$\boxed{\oint \frac{\delta Q}{T} = 0}.$$

Следовательно, выражение $\frac{\delta Q}{T}$ является полным дифференциалом екоторой функции.

4.Круговые циклические процессы. Цикл Карно.

Процесс преобразования тепла в механическую работу в начале XIX века первым подробно изучал французский ученый и инженер Н. Л. Сади Карно (N. Carnot, 1796–1832). Для своих исследований Карно в 1824 году придумал (на бумаге) идеализированный двигатель – идеальную тепловую машину

или двигатель Карно. В двигателе Карно происходят обратимые круговые процессы, а в качестве рабочего тела рассматривается идеальный газ.



(1) – (1′) – изотермическое расширение
(1′) – (2) – адиабатическое расширение
(2) – (2′) – изотермическое сжатие
(2′) – (1) – адиабатическое сжатие

В частности, в двигателе Карно используется цикл Карно. Циклом Карно называется круговой процесс, состоящий из двух изотерм (1) - ($1^!$) и (2) - ($2^!$) и двух адиабат ($1^!$) - (2) и ($2^!$) = (1).
Карно доказал, что КПД идеальной тепловой машины, работающей по обратимому циклу, является максимально возможным для тепловых машин:

$$\boxed{\eta_{ид} = \max \eta = 1 - \frac{T_2}{T_1}},$$

где T_1 – температура изотермического процесса (1) - ($1^!$) (температура нагревателя), T2 – температура изотермического процесса (2) - ($2^!$) (температура холодильника).

КПД реальных двигателей значительно уступает идеальным машинам. У очень хорошо сконструированного двигателя КПД достигает лишь 60–80 % КПД двигателя Карно.

Вопросы для самоконтролья

1. Как называется работа в термодинамике **?**
2. Чем отличается элементарная работа от макроскопической работой?
3. Определите работу в изопроцессах?
4. Чем отличаются обратимые и необратимые процессы? Почему все реальные процессы необратимы?
5. Представив цикл Карно на диаграмме p, V графически, укажите, какой площадью определяется: 1) работа, совершённая над газом; 2) работа, совершённая самим расширяющимся газом.
6. Как называется Цикл о м К а р н о ?
7.Как определится КПД идеальной тепловой машины?

Лекция 18. **Элементы термодинамики**

1.Тепловые машины и их коэффициент полезного действия (КПД).
2.Принцип Карно. Первый и второй теоремы Карно.
3.Уравнение Клаизиуса.
4.Энтропия.

1.Тепловые машины и их коэффициент полезного действия (КПД).

Исторически второе начало термодинамики было получено в ходе изучения тепловых машин (тепловых двигателей). Т е п л о в ой м а ши н о й называется любое устройство, преобразующее тепловую энергию в механическую работу.

Рассмотрим принцип действия тепловой машины. Рабочее тело (например, пар) получает от нагретого тела (нагревателя) тепло Q_1. Нагретое рабочее тело передает тепло менее нагретому телу (холодильнику). Часть тепла идет на совершение работы A, часть тепла Q_2 передается холодильнику.

Процессы, протекающие в тепловой машине, должны быть круговыми, чтобы машина периодически возвращалась в исходное состояние и могла работать непрерывно.

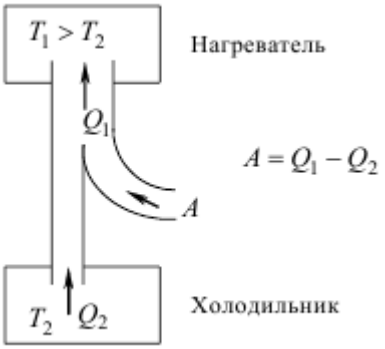
По закону сохранения энергии за один цикл $A = Q_1 - Q_2$.

Одна из первых формулировок второго начала термодинамики (формулировка У. Томсона (лорда Кельвина) (W. Tomson, 1824–1907), предложенная в 1851 году): невозможен периодический процесс, при котором все забираемое у нагревателя тепло превращается в работу. То есть термодинамический КПД тепловой машины, определяемый как отношение работы, производимой тепловой машиной, к теплу, полученному от нагревателя

$$\boxed{\eta = \frac{A}{Q_1} = 1 - \frac{Q_2}{Q_1}},$$

не может быть больше или равен единице (всегда строго меньше единицы) $\eta < 1$.

Примерами тепловых машин являются паровая турбина и двигатель внутреннего сгорания.



Можно построить обратную систему – х о л о д и л ь н и к , в котором в результате совершения работы тепло передается от менее нагретого тела к более нагретому телу, охлаждая первое тело. Без совершения работы процесс протекания тепла от менее нагретого к более нагретому телу невозможен.

2.Принцип Карно. Первый и второй теоремы Карно.

Процесс преобразования тепла в механическую работу в начале XIX века первым подробно изучал французский ученый и инженер Н. Л. Сади Карно (N. Carnot, 1796–1832). Для своих исследований Карно в 1824 году придумал (на бумаге) идеализированный двигатель – идеальную тепловую машину или двигатель Карно. В двигателе Карно происходят обратимые круговые процессы, а в качестве рабочего тела рассматривается идеальный газ. В частности, в двигателе Карно используется цикл Карно. Цикл о м К а р н о называется круговой процесс, состоящий из двух изотерм (1) - ($1^!$) и (2) - ($2^!$) и двух адиабат ($1^!$) - (2) и ($2^!$) - (1). Карно доказал, что КПД идеальной тепловой машины, работающей по обратимому циклу, является максимально возможным для тепловых машин:

$$\boxed{\eta_{ид} = \max \eta = 1 - \frac{T_2}{T_1}}, \quad (1)$$

где T_1 – температура изотермического процесса (1) - ($1^!$) (температура нагревателя), T_2 – температура изотермического процесса (2) - ($2^!$) (температура холодильника).

Тепловая машина, работающая при данных значениях температур нагревателя и холодильника, не может иметь к. п. д. больший, чем машина, работающая по обратимому циклу Карно при тех же значениях температур нагревателя и холодильника. (Это утверждение иногда называют первой теоремой Карно.)

Из формулы (.1) видно, что коэффициент полезного действия цикла Карно не зависит от рода рабочего тела, а только от,температур нагревателя и холодильника. (Это утверждение составляет содержание второй теоремы Карно.)

При расчете мы выбрали в качестве рабочего тела идеальный газ только потому, что для него точно известно уравнение состояния, что и позволило легко вычисл-ить величину коэффициента полезного действия.
Тот факт, что коэффициент полезного действия машины, работаю-работающей по циклу Карно, максимален, обусловлен, как мы видели (и как более подробно увидим ниже), тем обстоятельством, что этот кру-круговой процесс полностью обратим. Ниже будут приведены общие доказательства обеих теорем Карно.
КПД реальных двигателей значительно уступает идеальным машинам. У очень хорошо сконструированного двигателя КПД достигает лишь 60–80 % КПД двигателя Карно.

3.Уравнение Клаизиуса.

Следовательно, выражение $\frac{\delta Q}{T}$ является полным дифференциалом некоторой функции. Введем функцию S , дифференциал которой равен $dS = \frac{dQ}{T}$. Тогда для кругового обратимого процесса $\oint dS = 0$. Эту функцию, впервые введенную в 1865 году Р. Клаузиусом, называют э н т р о п и е й . Энтропия зависит только от состояния системы – она является функцией состояния. Дифференциал энтропии может быть выражен через дифференциалы термодинамических параметров на основании первого начала термодинамики и уравнения Клапейрона–Менделеева

$$\boxed{dS = \nu C_V \frac{dT}{T} + \nu R \frac{dV}{V}}.$$

Откуда после интегрирования получаем с точностью до константы выражение для энтропии

$$\boxed{S = \nu C_V \ln T + \nu R \ln V + const}.$$

Константа интегрирования может быть выбрана произвольно, поскольку физический смысл имеет не сама энтропия, а ее изменение. Конечное изменение энтропии S в любом обратимом процессе, в котором система переходит из начального состояния (1) в конечное состояние (2), можно найти как сумму бесконечных изменений энтропии, то есть

$$\boxed{\Delta S = \int_{(1)}^{(2)} dS = \int_{(1)}^{(2)} \frac{\delta Q}{T}}.$$

Изменение энтропии ΔS зависит только от начального и конечного состояний и не зависит от характера процесса, лишь бы он был обратим. Изменение энтропии в замкнутой изолированной системе при круговом обратимом процессе будет равно нулю $\Delta S = 0$. Если же процесс круговой, но необратимый, изменение энтропии будет положительно $\Delta S \geq 0$.

4.Энтропия

Таким образом, поскольку $\Delta S \geq 0$ (то есть, поскольку энтропия не может убывать в замкнутых изолированных системах), то второе начало термодинамики указывает направление протекания процессов в таких системах: все самопроизвольные процессы в замкнутых изолированных системах протекают в сторону неубывания энтропии.

Если в состоянии (1) энтропия больше, чем в состоянии (2), $S_1 > S_2$, то самопроизвольный переход (1)–(2) невозможен, и наоборот, самопроизвольный переход (2)–(1) возможен.

Посмотрим, что это значит. Для примера рассмотрим замкнутую изолированную систему, состоящую из двух подсистем, находящихся при температуре T_1 и T_2, между которыми происходит теплообмен. Пусть тепло переходит от подсистемы 1 к подсистеме 2, то есть $\delta Q_1 < 0$, а $\delta Q_2 > 0$, при этом, поскольку система изолирована,

$|\delta Q_1| = |\delta Q_2| = \delta Q$. Изменение энтропии всей системы

$$dS = \frac{\delta Q_1}{T_1} + \frac{\delta Q_2}{T_2} = \delta Q\left(\frac{1}{T_2} - \frac{1}{T_1}\right).$$

Если ,S > 0, то $T_1 > T_2$, и наоборот, если $T_1 > T_2$, то ,S > 0 . Мы получили, что по второму началу термодинамики в изолированной системе в результате протекающих процессов тепло может передаваться только от подсистемы с большей температурой к менее нагретой подсистеме.

Энтропию рассматривают так же как меру неупорядоченности структурированной (упорядоченной) системы. Равновесное состояние системы, при котором все молекулы равномерно распределены по объему системы, является полным отсутствием порядка, абсолютным беспорядком. Чем больше энтропия, тем ближе система к равновесному состоянию и тем больше беспорядок системы.

В соответствии со вторым началом термодинамики все естественные процессы стремятся перевести систему в состояние с большим беспорядком.

Вопросы для самоконтролья

1.Какие машины называется тепловое машиной?

2.Что такой термодинамический КПД тепловой машины?

3.Как устроенна тепловой машины?

4.Обьясните уравнение Клаизиуса?

4 Дайте понятие энтропии (определение, размерность и математическое выражение энтропии для различных процессов).

5. В каком направлении может изменяться энтропия замкнутой системы? незамкнутой системы?

6. Изобразите в системе координат T, S изотермический и адиабатические процессы.

.

Лекция 19.**Элементы термодинамики**
1.Определение II-закона термодинамики.
2.Основное соотношение термодинамики.
3.Свободная энергия.
4.Выражение цикла Карно через энтропию.

1.Определение II-закона термодинамики.

Второе начало термодинамики - один из принципов термодинамики, постулирует существование еще одной функции состояния - энтропии и определяет характер ее изменения в обратимых и необратимых процессах, утверждая, что изменение энтропии в макросистемах больше или равно изменению приведенной теплоты для неравновесных и равновесных процессов соответственно.
Математическим выражением второго начала термодинамики является соотношение между элементарным изменением энтропии и приведенной теплотой:

$$dS \geq \frac{dQ}{T}. \quad (1)$$

Воспользуемся первым началом термодинамики и выразим в выражении (1.) количество теплоты ,Q через изменение внутренней энергии ,E и элементарную работу ,A.
Получим:

$$dS \geq \frac{dE}{T} + \frac{dA}{T}. \quad (2)$$

Знак равенства в выражении (2) соответствует обратимым процессам, неравенство характеризует изменение энтропии в неравновесных процессах.
Таким образом, для равновесных процессов из выражения (2) имеем равенство:

$$TdS = dE + dA, \quad (3)$$

называемое основным уравнением термодинамики для равновесных процессов, и неравенство:

$$TdS > dE + dA, \quad (4)$$

называемое основным неравенством термодинамики для неравновесных процессов.
Процессы в макросистемах могут протекать только при условии выполнения соотношений (1).
Существует несколько эквивалентных формулировок второго начала термодинамики, они отражают исторический ход развития знаний в этой области и подчеркивают различные стороны проблемы.
Формулировка Клаузиуса (1850): процесс, при котором в системе не происходит никаких изменений, кроме передачи теплоты от горячего тела к

холодному, является необратимым; иначе говоря, теплота не может самопроизвольно перейти от более холодного тела к более горячему без каких-либо других изменений в системе.
Формулировка Томсона (Кельвина) (1851): процесс, при котором теплота переходит в работу, является необратимым; иначе говоря, невозможно преобразовать в работу всю теплоту, взятую от тела с однородной температурой, не производя никаких других изменений в состоянии системы.
Принцип невозможности создания вечного двигателя второго рода: невозможно создать периодически работающую машину, которая производила бы работу за счет поглощения теплоты одного теплового резервуара, не вызывая при этом никаких других изменений состояния системы. (Такую воображаемую машину принято называть вечным двигателем второго рода.)

2.Основное соотношение термодинамики.

Если для обратимых элементарных процессов, при которых в термодинамической системе происходят бесконечно малые изменения, изменение энтропии определяется как $dS = \frac{\delta Q}{T}$, то для необратимых процессов - $dS > \frac{\delta Q}{T}$. Тогда для произвольного элементарного процесса

$$dS \geq \frac{\delta Q}{T} \quad (1)$$

Согласно первому началу термодинамики для элементарного процесса $\delta Q = dU + \delta A$, где δQ - сообщенное системе количество теплоты, δA - совершенная системой работа и ,U - изменение внутренней энергии системы при этом элементарном процессе. Заменяя δQ в неравенстве (1) его значением из первого начала термодинамики, получим

$$T \cdot dS \geq dU + \delta A \quad (2)$$

Полученное неравенство, включающее в себя первый и второй законы термодинамики, называется основным соотношением термодинамики. Для обратимых процессов оно превращается в тождество $T \cdot dS = dU + \delta A$
Эти соотношения устанавливают взаимосвязь между изменением внутренней энергии системы, совершенной системой работой, изменением ее энтропии в зависимости от вида системы, от протекающих в ней процессов

Основные соотношения и законы

Изменение энтропии термодинамической системы при равновесном изотермическом процессе	$\Delta S_Q = \frac{\Delta Q}{T}$
Изменение энтропии термодинамической системы при произвольном равновесном процессе	$\Delta S = \int_{T_1}^{T_2} dS = \int_{T_1}^{T_2} \frac{\delta Q}{T}$
Неравенство Клаузиуса	$\Delta S \geq 0$
Формула Л. Больцмана для энтропии термодинамической системы	$S = k \ln \Omega$
Основное соотношение термодинамики	$T \cdot dS \geq dU + \delta A$

3.Свободная энергия

Изучение тепловых машин выявляет свойства внутренней энергии, отличающие ее от механической энергии макроскопических систем. Механическая энергия (кинетическая ипотенциальная) может быть полностью использована для получения работы, причем в идеализи рованных консервативных системах (лишенных трения) совершенная работа равна убыли механической энергии:

$$\Delta A = -\Delta E.$$

В диссипативных системах, обладающих трением, равенство заменяется неравенством:

$$\Delta A < -\Delta E.$$

При тепловых процессах также возможно получение механической работы за счет внутренней энергии. Например, в случае адиабатного процесса, производимого с идеальным газом, как было найдено выше, имеет место соотношение:

$$\Delta A = -\Delta E = C_V(T_1 - T_2), \quad (1)$$

где T_1 и T_2 - соответственно начальная и конечная температуры.

При других процессах газ обменивается теплотой с окружающими телами, включенными в систему, и одновременно совершает работу. Если процесс изотермичен, то теплота используется наиболее полно и работа расширения от объема V_1 (выбираемого произвольно) до объема V_2 равна:

$$A = RT \ln \frac{V_2}{V_1} = Q. \quad (2)$$

Получаемая газом теплота Q полностью превращается в работу, а внутренняя энергия газа не изменяется:

$$E = \text{const}.$$

В термодинамике вводится понятие свободной энергии , характеризующей энергию, за счет которой может быть получена работа при изотермическом процессе, переводящем систему из некоторого начального состояния (выбираемого произвольно) в иное заданное состояние.

Запишем совместное уравнение первого начала термодинамики:

$$dQ = dE + dA = TdS, \quad (3)$$

где ,S - изменение энтропии. Отсюда находим:

$$dA = -dE + TdS.$$

Если процесс изотермический (T= const), то

$$dA = -d(E - TS) = -d\,F.$$

Функция состояния

$$F = E - TS \quad (4)$$

называется свободной энергией. Из выражения (4) видно, что свободная энергия при изотермических процессах играет ту же роль, что и внутренняя энергия при адиабатных процессах.
Таким образом, мы ввели кроме энергии еще три функции состояния:
1) энтропию
которая сохраняется при адиабатных процессах;

$$\Delta S = \frac{dQ}{T},$$

2) энтальпию

$$H = E + pV,$$

изменение которой равно количеству теплоты, подводимому к системе при изобарном процессе (,H = ,Q);
3) свободную энергию

$$F = E - TS,$$

характеризующую энергию, за счет убыли которой может производиться работа при обратимом изотермическом процессе.
Введение новых функций состояния, являющихся некоторой комбинацией уже известных, очевидно не изменит общее число независимых переменных, описывающих поведение системы.

4.Выражение цикла Карно через энтропию.

Первое начало термодинамики позволяет определить, возможен ли с энергетической точки зрения тот или иной процесс в замкнутой системе. Но оно ничего не говорит о возможных направлениях процессов (в частности самопроизвольных). Так, например, первый закон не запрещает самопроизвольного перехода теплоты от холодного тела к горячему, либо концентрирования газа в малой части сосуда и снижения давления в остальной части сосуда. Но, как известно, в природе такие процессы не наблюдаются.
Для суждения о возможном направлении процессов в термодинамике вводится еще одна функция состояния - энтропия. Энтропия как мера беспорядка была рассмотрена в предушем лекции.Так как энтропия является функцией состояния макросистемы, то внутренняя энергия может рассматриваться как функция энтропии и, в простейшем случае, одного внешнего параметра, например V.

Тогда

$$dE = \left[\frac{\partial E}{\partial S}\right]_V dS + \left[\frac{\partial E}{\partial V}\right]_S dV. \qquad (1)$$

При равновесных процессах $\left[\frac{\partial E}{\partial S}\right]_V = T$ как это следует из соотношений в § 2.7, определяющих температуру. С другой стороны, первое начало термодинамики утверждает, что

$$dE = dQ - pdV. \qquad (2)$$

Сравнивая выражения (6.22) и (6.23), нетрудно установить тождественность этих соотношений при условии выполнения равенств:

$$dQ = TdS; \qquad (3)$$

$$\left[\frac{\partial E}{\partial V}\right]_S = -p. \qquad (4)$$

Из равенства (3) видно, что для обратимых процессов

$$dS = \frac{dQ}{T}.$$

Так как dS является полным дифференциалом, то и величина dQ_1 — также есть полный дифференциал, т.е. множитель $\frac{1}{T}$ — является для количества теплоты dQ нормирующим. Величина $\frac{dQ}{dT}$ называется приведенной теплотой, ее значение можно определить экспериментально, что имеет большое практическое значение. Зная элементарное изменение энтропии dS, можно без труда найти и конечное изменение этой величины для любого обратимого процесса. Именно:

$$S_2 - S_1 = \int_1^2 \frac{dQ}{T}. \qquad (7)$$

Если обратимый процесс характеризуется замкнутым циклом, то очевидно изменение энтропии и контурный интеграл от приведенной теплоты в этом случае равны нулю (рис. 1.):

$$\oint dS = \oint \frac{dQ}{T} = 0. \qquad (8)$$

Для адиабатного обратимого процесса приведенная теплота равна нулю, а энтропия остается постоянной.

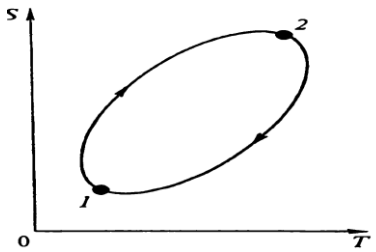


Рис.1ю

Однако если процесс протекает необратимо, то энтропия, как было выяснено ранее, возрастает, т. е. для адиабатного необратимого процесса

$$\Delta S_{н} > 0. \qquad (9)$$

Изменение энтропии при необратимых адиабатных процессах наводит на мысль использовать эту величину для характеристики необратимости любых процессов в макросистемах. Причем за меру необратимости удобно принять разность между dS и $\frac{dQ}{T}$, которая равна нулю для обратимых процессов и больше нуля для необратимых. Используя это соображение, можно утверждать, что все процессы в макросистемах протекают таким образом, что

$$\Delta S \geq \int_1^2 \frac{dQ}{T}. \qquad (10)$$

Если процесс круговой, то

$$\oint \frac{dQ}{T} \leq 0, \qquad (11)$$

причем знак неравенства относится к неравновесным процессам, а равенство характеризует равновесные процессы. Таким образом, энтропия действительно является такой функцией состояния, применение которой позволяет определить направленность протекания реальных процессов в макросистемах. Второе начало термодинамики выражает это утверждение в форме постулата.

Вопросы для самоконтролья

1.Какие формулировоки есть второго начала термодинамики?
2.формулировка Клаизиуса
3.Формулировка Томсона
4. Как второе начало термодинамики выражается через энтропию?
5. Какая асимметрия в природе устанавливается в формулировках Клаузиуса и Кельвина второго начала термодинамики?
6.Почему обязательным элементом тепловой машины является холодильник?
7.Что понимают под вечным двигателем второго рода?
8.Какие есть основное соотношение термодинамики?
9.Что характеризует понятие свободной энергии ?
10.В термодинамике что означает функция состояния – энтропия?

Лекция 20.**Элементы термодинамики**
1.Энтропия и вероятность.Физический смысл энтропии.
2.Абсолютная термодинамическая шкала температуры.
3.Отрицательные абсолютные температуры.
4.III-закон термодинамики

1.Энтропия и вероятность.Физический смысл энтропии.
Второе начало термодинамики устанавливает, что необратимые процессы (а такими являются практически все тепловые процессы и во всяком случае все естественно протекающие процессы) идут так, что энтропия системы тел, участвующих в процессе, растет, стремясь к максимальному значению. Максимальное значение энтропии достигается тогда, когда система приходит в состояние равновесия.
Вместе с тем, в ранее мы видели, что сама необратимость тепловых процессов связана с тем, что переход к равновесному состоянию является подавляюще более вероятным по сравнению со всеми дру-
другими переходами. Поэтому и наблюдаются только те изменения со-
состояния, при которых система переходит из менее вероятного в более вероятное состояние. Бросается в глаза сходство поведения обеих величин —энтропии и вероятности: обе они растут при переходе к равновесию. Естественно поэтому связать энтропую системы а том или ином состоянии с вероятностью этого состояния. Такая связь была открыта Л. Больцманом.
Прежде всего нужно более точно определить понятие вероят-
вероятности состояния. Это проще всего сделать, если опять, как в ранее, обратиться к примеру распределения частиц газа в объеме сосуда.
Представим себе сосуд, разделенный на две части, и пусть в этом сосуде находятся, например, шесть молекул, каждой из которых мы мысленно припишем определенный номер, по которому их можно 4отличать4 друг от друга. Легко убедиться простым подсчетом, что эти шесть молекул могут быть размещены в обеих половинах сосуда 64 различными способами. Каждому из них соответствует определен-
определенное состояние системы. Например, состояние, при котором в левой части сосуда находится 1 молекула, а в правой — 5, отличается рт состояния, при котором в левой половине будет 2 молекулы, а в правой 4. Посмотрим, сколькими из общего числа способов размещения молекул осуществляется каждое состояние нашей системы. Нетрудно подсчитать, что, например, только одно разме-
размещение создает такое состояние, при котором в левой части сосуда вовсе нет ни одной молекулы. Состояние “слева 1, справа 5” осу-
осуществляется шестью способами, состояние “слева 2, справа 4” — пятнадцатью способами. Наибольшее число способов размещения

осуществляет такое состояние, при котором слева и справа окажется по три молекулы, т. е. равномерное распределение молекул между обеими половинами сосуда.

Можно вообще показать, что если в сосуде имеется N молекул и они нумерованы, то между двумя половинами сосуда их можно распределить 2^N способами. Из этого общего числа различных размещений число Z размещений, при которых в одной половине (например, в левой) находится п молекул, а в другой N —n мо-
молекул, определяется равенством

$$Z = \frac{N!}{n!\,(N-n)!}$$

(при этом число 0! считается равным 1). Легко убедиться в том, что при любом N значение Z будет наибольшим при п = N/2, т. е. наи-
наибольшим числом способов осуществляется равномерное распределе-
распределение молекул в объеме сосуда.

Разумеется, тот же результат получится, если делить сосуд не на две, а на произвольное число частей

Отсюда легко перейти к вероятности того или иного распре-
распределения частиц между обеими половинами сосуда. Если в рас-
рассмотренном нами примере с шестью молекулами общее число спосо-
способов размещения молекул равно 64, а 6 из них приводят к состоянию, при котором в левой части сосуда находится 1 молекула, то оче-
очевидно, что вероятность этого состояния равна 6/64. Вероятность же равномерного распределения равна 20/64. Вообще, вероятность W того, что в левой части сосуда находится п из N частиц, равна:

$$W = \frac{N!}{n!\,(N-n)!\,2^N}.$$

Понятно, что и вероятность W имеет максимум при n = N/2.

При очень большом числе частиц N число способов, которым осуществляется равномерное распределение частиц в объеме со-
сосуда, становится подавляюще большим по сравнению с любым другим, неравномерным, распределением. В ходе непрерывных хаотических тепловых движений молекул газ может находиться в любом из мыслимых состояний, но; разумеется, в подавляюще большом числе случаев мы найдем его в состоянии, которое осу-
осуществляется наибольшим числом размещений, т. е. в состоянии равномерного распределения. Это состояние и является равновес-
равновесным. И если газ почему-либо не находится в равновесии, то, предо-
предоставленный самому себе, он непременно перейдет в это состояние.

Таким образом, каждое состояние системы можно характери-
характеризовать не только его математической вероятностью W, определяе-
определяемой равенством

$$W = (V'/V)^N,$$

приведенным нами в ранее, но и числом способов, которым это со-
состояние осуществляется. Эта последняя величина называется

термодинамической вероятностью.
Понятно, что обе эти вероятности связаны друг с другом. Но
в отличие от W, которая всегда меньше единицы, термодинамиче-
термодинамическая вероятность, которую мы обозначим буквой w,
выражается большими 'числами.
С величиной термодинамической вероятности может быть связана энтропия,
так как и та и другая имеют максимальное значение в состоянии равновесия,
а переход всякой системы к равновесию сопровождается ростом и энтропии,
и термодинамической вероятности.
По причинам, которые мы здесь не будем излагать, Больцман
связал энтропию S и термодинамическую вероятность w соотно-
соотношением

$$S = k \ln \frac{w}{w_0}, \quad (1)$$

где k — уже известная нам постоянная Больцмана.
Формулу (89.1) можно написать и так:

$$S = k \ln w - k \ln w_0 = k \ln w - S_0.$$

Величину

$$S_0 = k \ln w_0$$

можно принять за начало отсчета энтропии. Тогда энтропия, отсчи-
отсчитанная от этого начала, выразится равенством

$$S = k \ln w.$$

Иногда термодинамическую вероятность нахождения системы
в данном состоянии определяют другим способом, идею которого
можно пояснить следующим примером.
В § 76 мы видели, что вероятность такого состояния, при кото-
котором газ, состоящий из .N частиц, сконцентрирован в части объема
сосуда $V^1 = V/m$, равна:

$$W = \left(\frac{1}{m}\right)^N = \frac{1}{(V/V')^N} = \left(\frac{V'}{V}\right)^N.$$

Введем обратную ей величину

$$w = \frac{1}{W} = \left(\frac{V}{V'}\right)^N. \quad (3)$$

Она показывает, во сколько раз вероятность W меньше вероят-
вероятности того, что газ занимает целиком весь объем сосуда (эта ве-
вероятность равна единице, поскольку V составляет часть объемаУ).
Если значения W математической вероятности состояния моле-
молекулярной системы (при больших jV) всегда очень малы, то значения
w термодинамической вероятности, наоборот, очень велики. Мини-
Минимальное значение w в нашем примере равно единице (когда V =
= V), в то время как для W единица —ее максимальное значение
(тоже пру V = V).

Величину w, определенную равенством (3), и называют тер-
термодинамической вероятностью. Очевидно, что оба приведенных опре-
определения термодинамической вероятности не противоречат друг другу.
Напишем выражение (89.3) для одного моля вещества:

$$w = \left(\frac{V}{V'}\right)^{N_0}.$$

Здесь jV0 — число Авогадро. Так как jV0 = R/k, то

$$w = \left(\frac{V}{V'}\right)^{R/k}.$$

Логарифмируя это равенство, получим: $\ln w = \frac{R}{k} \ln \frac{V}{V'}$, или

$$k \ln w = R \ln \frac{V}{V'}.$$

Величина, стоящая слева в этом равенстве, представляет собой
энтропию, согласно формуле Больцмана

$$S = k \ln w.$$

Пусть моль газа изотермически расширяется от объема V = Vx
до объема V = V_2. Напишем выражения для энтропии газа до
и после расширения:

$$S_1 = k \ln w_1 = R (\ln V - \ln V_1),$$
$$S_2 = k \ln w_2 = R (\ln V - \ln V_2).$$

Вычитая одно уравнение из другого, получим величину изме-
изменения энтропии в результате расширения:

$$|\Delta S| = |S_2 - S_1| = k \ln \frac{w_1}{w_2} = R \ln \frac{V_2}{V_1}. \quad (4)$$

Такую формулу мы получили и раньше .
Известно, что работа расширения при изотермическом про-
процессе равна:

$$A = RT \ln \frac{V_2}{V_1}.$$

Сравнивая это выражение с (4), находим:

$$\Delta S = \frac{A}{T}.$$

С другой стороны, по закону сохранения энергии, при изотер-
изотермическом процессе A = ΔQ, отсюда

$$\Delta S = \frac{\Delta Q}{T}.$$

Мы получили, таким образом, такое же выражение для ΔS, какое раньше
получили из анализа цикла Карно.
Связь между энтропией и вероятностью позволяет несколько
иначе трактовать второе начало термодинамики. Оно теперь озна-
означает, что всякий процесс в природе протекает так, что система пере-
переходит в состояние, вероятность которого больше. Вместе с тем
утверждение, содержащееся во втором начале, теряет свою катего-
категоричность. Ведь тот факт, что всякий сам собой идущий процесс
ведет к состоянию с большей вероятностью, не означает, что другое
направление процесса невозможно. Как мы уже отмечали раньше,

он только означает, что переход к равновесию лишь более вероятен, чем самопроизвольное удаление от равновесного состояния. По-Поэтому второе начало на самом деле надо понимать так, что если си-система находится в каком-то состоянии с данной энтропией, то с по-подавляющей вероятностью следует ожидать, что она перейдет в со-стояние с большей энтропией, т. е. что наиболее вероятным измене-изменением энтропии является ее возрастание. Принципиально же мыс-мыслимы и процессы, сопровождающиеся уменьшением энтропии.

2.Абсолютная термодинамическая шкала температуры

Из теоремы Карно можно вывести несколько следствий, которые играют фундаментальную роль во всей термодинамике. Вот одно из них. Вычисляя КПД цикла Карно, мы попутно вывели соотношение $\frac{Q_1}{T_1} = \frac{Q_2}{T_2}$. Используя его, можно дать чистотермодинамическое определение температуры, которое совершенно не связано с понятием термометра. Впервые на это следствие из теоремы Карно обратил внимание У. Томсон (лорд Кельвин) в 1848 году, поэтому термодинамическая шкалатемператур называется также шкалой Кельвина.

Выберем какое нибудь равновесное тело и припишем ему температуру, равную1^0. Тогда температуру T любого другого тела можно определить, измерив количеЕства теплоты Q_1 и Q_2 в тепловом двигателе, работающем по циклу Карно между температурой тела и температурой в один градус. Действительно, для такого двигателя

$$T = \frac{Q_1}{Q_2} 1^0. \qquad (1)$$

Например, если за один цикл Карно рабочее тело получает от нагревателя в десятьраз больше тепла, чем отдает холодильнику при 1^0, то температура нагревателя равна 10^0. Шкала температур, построенная на основе теоремы Карно, называетсяабсолютной шкалой температур. Из соотношения (1) следует, что абсолютная температура совпадает с температурой по газовой шкале, так как при выводе этого соотношения было использовано уравнение состояния идеального газа. Построение абсолютной шкалы температур-очень важное достижение термодинамики, так как при использовании эмпирической шкалы в различных областях температур приходится использовать различные термометры. В частности, газовая шкала пригодна только в том интервале температур, где хорошо работает уравнение Клапейрона - Менделеева. Если опираться на эмпирическое определение температуры, нет никакой гарантии того, что различные термометры в различных интервалах температур измеряют один и тот же параметр состояния. Можно сказать, что теорема Карно позволила придать температуре объективный физический смысл.

3.Отрицательные температуры

Отрицательные температуры - величина, удобная для термодпнамический описания неравновесных состояний квантовых систем с ограниченным спектром энергии. Это возможно при высокой степени изоляции системы от окружения, например для совокупности ядерных спинов в магнитное поле, слабо взаимодействующих с решёткой. Время установления теплового равновесия в такой системе при низких температурах может достигать ~ 10 мин, поэтому ядерную спиновую систему можно считать хорошо изолированной. Для любой подсистемы, обладающей конечным числом уровней энергии и достаточно хорошо изолированной от другой системы (“термостата”, уровни кото-рого могут и не иметь верхней границы), удобно понятие отрицатель -ный температура.

В термодинамике обратная абсолютная температура T^{1} равна производной энтропии S по средней энергии U при постоянстве прочих параметров x: $T^{l} = (\partial S/\partial U)_x$. Возможность отрицатетельныя температура означает, что эта производная может быть отрицательной (убывание энтропии с ростом средней энергии). Поскольку энтропия пропорционально. логарифму числа допустимых состояний, при отрицательную температуру. систему с большей вероятностью можно обнаружить на высоких уровнях, чем на низких. При этом средный энергия может быть конечной лишь при ограниченном спектре энергии, тогда предположение об отрецательный температура не приводит к противоречию (расходимости статистич. суммы) в случае статистич. равновесия. В действительности все случаи отрециательная темпуратура относятся к неравновесным метастабильным состояниям и применение к ним равновесной термодинамики имеет условный характер. Зависимость T и $\beta = 1/T$ от U для систем с ограниченным спектром представлена на рис., где $U_0 = \lim_{T \to \pm\infty} U(T), U_{\max} = \lim_{T \to -0} U(T).$

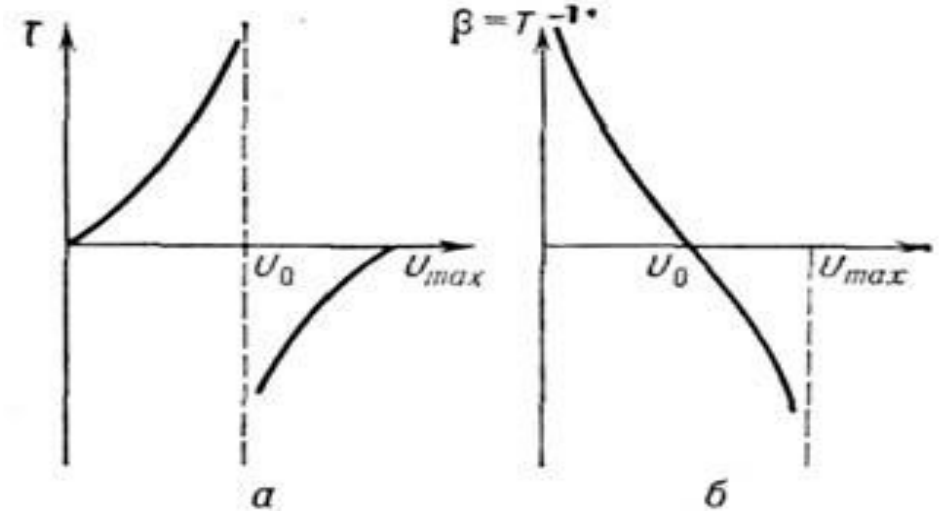


Рис.1.

Зависимость температуры T и величины $\beta = T^{-1}$ от средней нергии U для систем с ограниченным спектром.

Состояние с отрецательный температур можно достигнуть в системе ядерных спинов, для которых время релаксации t_2 вследствие магнитных взаимодействия между спинами значительно меньше времени релаксации t_lвследствие взаимодействия спинов с решёткой. Это было осуществлено в экспериментах Э. Пёрселла (E. Purcell) и Р. Паунда (R. Pound) в 1951. Кристалл намагничивался в сильном магнитном поле, направление которого затем быстро изменялось на обратное, так что ядерные спины не успевали за ним следовать. После этого за время t_2 в системе ядерных спинов устанавливалось квазиравновесие, т. е. она оказывалась, в состоянии с отрецательная температура. Система приходила в равновесие с решёткой лишь за время $t_l \gg t_2$.
В более узком смысле отрецательная температура - условная величина, характеризующая степень инверсии населённости двух выбранных уровнен энергии квантовой системы. В случае статистич. равновесия населённости N_1 и N_2 уровней 1 и 2 (т. е. среднее число частиц в этих состояниях) связаны формулой Больцмана

$$N_2/N_1 = \exp[-(\mathscr{E}_2 - \mathscr{E}_1)/kT],$$

где $\mathscr{E}_1$ и $\mathscr{E}_2$ - уровни энергии системы. Отсюда следует, что $N_2 < N_l$ при

т. е. верхние уровни менее населены, чем нижние. Если воздействовать на систему монохроматич. излучением, частота которого близка к частоте

перехода между уровнями и отличается от частот др. переходов, то можно получить *инверсию населённостей*, т. е. состояние, при котором населённость верхнего уровня больше населённости нижнего: $N_2 > N_1$.
Применяя формулу Больцмана для оценки неравновесного состояния, можно ввести отрецательный температура по отношению к паре уровне энергии $\mathscr{E}_1$ и $\mathscr{E}_2$:

$$T = \hbar\omega_{21}/k\ln(N_1/N_2) < 0.$$

Несмотря на формальный характер этого определения, оно оказывается удобным, т. к. позволяет описывать флуктуации в равновесных и неравиовесных системах одинаковым образом.
При воздействии электрамагнитное поля на подсистему, находящуюся при отрецетальный температуры, вместо резонансного поглощения получается *резонансное излучение*, связанное с процессом индуцированного испускания. С этими процессами связана, например, работа лазеров.

4.III-закон термодинамики

При абсолютном нуле все квантовые системы переходят в основное состояние. Если оно единственное, то его статвес равен единице и энтропия

$$S = k \ln 1 = 0.$$

Значит, энтропия всякого тела стремится к нулю при стремлении к нулю абсолютной температуры, т. е.

$$\lim_{T \to 0} S = 0. \quad (1)$$

Это утверждение называется третьим началом термодинамики, или теоремой Нернста.

В.Нернст (1864 - 1941), основываясь на ряде физико-химических наблюдений, высказал положение, часто называемое третьим началом термодинамики**: энтропия любой макросистемы при стремлении ее температуры к абсолютному нулю стремится к одному и тому же для всех систем постоянному значению, которое можно принять равным нулю.**

В заключение отметим, что область приложения термодинамики не ограничивается только тепловыми процессами. Изменения внутренней энергии за счет химических процессов, процессов горения, внутриатомных превращений и многих других (включая и процессы, происходящие в живых организмах) также успешно исследуются термодинамикой. Однако сложность подобных исследований не позволяет изучать их в общем курсе физики.

Энтропия идеального газа

Для обратимого процесса

$$dS = \frac{\delta Q}{T}$$

Из первого начала термодинамики , примененного к идеальному газу , следует, что:

$$\delta Q = dU + pdV = \frac{m}{M} C_V dT + pdV.$$

Объединяя эти равенства, получим:

$$dS = \frac{m}{M} C_V \frac{dT}{T} + p\frac{dV}{T}. \quad (2)$$

Заменим $\frac{p}{T} = \frac{m}{M} R \frac{1}{V}$ уравнение Клапейрона – Менделеева

Тогда

$$dS = \frac{m}{M}(C_V \frac{dT}{T} + R\frac{dV}{V}).$$

После интегрирования получим:

$$\Delta S = \frac{m}{M}(C_V \ln\frac{T_2}{T_1} + R \ln\frac{V_2}{V_1}) \quad (3)$$

Вопросы для самоконтролья

1. Связь между энтропией и вероятностью как позволяет трактовать второе начало термодинамики?
2. Как второе начало термодинамики выражается через энтропию?
2.Обьясните историю создание абсолютная термодинамическая шкала температуры?
3.Что такое отрецательная температура?
4. Что понимают под III-закон термодинамики ?
5. Как определяется энтропия идеального газа ?
6. Как изменяется энтропия такой изолированной системы?
.

Лекция 21. Реальные газы

План

1.Силы молекулярного взаимодействия.
2.Уравнение Ван дер Ваальса. Изотермы Ван дер Ваальса.
3.Критическая температура и критическое состояние.
4. Изотерма реального газа
5.Приведенное уравнение Ван дер Ваальса.
6.Закон подобных состояний.

Реальные газы. Силы Ван –дер -Ваальса.

Законы идеальных газов – приближенные законы. Отступление от них носит как количественный, так и качественный характер. Количественные отступления проявляются в том, что уравнение Клапейрона-Менделеева соблюдается для реальных газов лишь приближенно.
Качественные отступления носят более глубокий характер. Реальные газы могут быть переведены в жидкое и твердое состояния. Это было бы невозможно, если бы газы строго следовали уравнению Клапейрона.
Отступления от законов идеальных газов связаны с двумя причинами: 1) собственный размер молекул; он уменьшает объем, доступный для движения молекул, при нормальных условиях он составляет 0,07% объема сосуда с газом, а при 100 атм уже 70%!
2) сложный характер взаимодействия между молекулами. В реальных газах между молекулами действуют силы, которые в теории идеальных газов во внимание не принимаются.

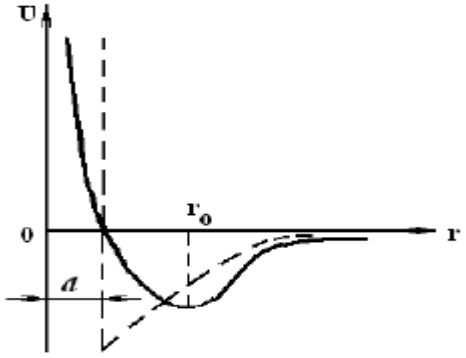


Рис.1

Силы, действующие между молекулами, сводятся к силам электрических взаимодействий между элементарными зарядами, из которых построены атомы и молекулы. Однако полное понимание природы молекулярных сил стало возможным только после возникновения квантовой механики. В рамках классических представлений можно дать лишь приблизительную картину межмолекулярных взаимодействий. На больших расстояниях молекулярные силы являются силами притяжения. Эти силы притяжения называют также силами Ван-дер-Ваальса, по имени голландского ученого, заложившего основы молекулярной теории реальных газов. За счет чего же возникают силы притяжения между электрически нейтральными

частицами? При небольшом смещении отрицательных и положительных зарядов в нейтральной молекуле она поляризуется, превращаясь в диполь, то есть совокупность разноименных одинаковых по абсолютному значению, расположенных на близком друг от друга расстоянии зарядов. Диполь характеризуется электрическим моментом, равным произведению заряда на расстояние между зарядами. Диполь создает в пространстве вокруг себя электрическое поле, обусловленное полями обоих зарядов диполя. Есть молекулы, обладающие постоянным дипольным моментом (полярные молекулы). При приближении друг к другу они стремятся развернуться так, чтобы их обращенные друг к другу стороны были заряжены разноименно. Это устойчивое положение диполя. При этом суммарная сила притяжения между зарядами соседних диполей будет больше, чем сила отталкивания, поэтому полярные молекулы притягиваются. Такие силы называются дипольно-ориентированными. Следует отметить, что поскольку ориентация постоянно сбивается тепловым движением, то сно, что дипольно-ориентационные силы должны зависеть от температуры газа. Если молекулы не имеют собственного дипольного момента (неполярные молекулы), то они его могут приобрести под действием внешнего электрического поля. Это явление носит название поляризации. Причем внешним полем для любой рассматриваемой молекулы может быть электрическое поле соседней. Такие взаимно поляризованные молекулы притягивают друг друга. Эти силы называются дисперсионными. Это название обусловливается тем, что поляризуемостью молекул бъясняется такое явление, как дисперсия света – зависимость показателя преломления от частоты. Можно показать, что и дисперсионные и дипольно - ориентированные силы пропорциональны r^{-7}, где r- расстояние между взаимодействующими молекулами. На малых расстояниях, когда электронные оболочки взаимодействующих частиц взаимно проникают друг в друга, силы молекулярного притяжения переходят в силы отталкивания. Это является выражением просто того факта, что молекула занимает некоторую область пространства и препятствует другим молекулам проникать в эту область. Эти силы обнаруживаются в очень малой области, порядка размеров молекулы.

Теория, основанная на квантовой механике, показывает, что силы отталк ивания очень велики, когда расстояние между взаимодействующими астицами мало. Они очень быстро убывают с увеличением расстояния. Когда расстояние превосходит 4диаметр4 взаимодействующих частиц, силы отталкивания экспоненциально убывают с возрастанием расстояния. Взаимодействие молекул удобно характеризовать потенциальной энергией взаимодействия $U_{вз}$. На рис.1 приведена типичная кривая зависимости энергии взаимодействия Uвз от расстояния r между центрами молекул. Кривая имеет минимум при $r= r_0$; при $r > r_0$ между молекулами действуют силы притяжения, при $r < r_0$ - силы отталкивания. Более точно кривая $U_{вз}(r)$ может быть построена лишь конкретно для данных молекул.

Какой-либо универсальной формулы $U_{вз}(r)$, пригодной для всех молекул, не существует. Обычно функция $U_{вз}(r)$ аппроксимируется формулой вида:

$$U = \frac{a_1}{r^n} - \frac{a_2}{r^m}, \quad (1)$$

в которой постоянные $a_1>0$, $a_2>0$, и числа $n>m$ подбираются из требований наилучшей аппроксимации реального потенциала. Как показало исследование потенциалов, в большинстве случаев хорошим приближением является $n=12$, $m=6$ при a_1 и a_2, уточняемых для конкретных атомов. Получаемый при этом потенциал записывается в виде:

$$U = \frac{a_1}{r^{12}} - \frac{a_2}{r^6} \quad (2)$$

и называется потенциалом Леннарда-Джонса. Первое слагаемое в формуле (1) соответствует силам отталкивания, второе - силам притяжения Ван-дер-Ваальса. Как говорилось выше, сила притяжения убывает обратно пропорционально седьмой степени расстояния. Так как $F = -\frac{dU}{dr}$, , второе слагаемое в (1) $-\frac{a_2}{r^6}$ может считаться обоснованным теоретически. Что касается первого слагаемого, то на него следует смотреть как на простую аппроксимацию. Потенциал вида (1) является двухчастичным. Его использование предполагает, что сила взаимодействия между двумя молекулами не изменяется в присутствии, например, третьей молекулы.

Понятно, что это не может быть справедливым, поскольку присутствие третьей частицы всегда внесет искажение в характер взаимодействия, а, следовательно, изменит вид потенциальной кривой. Но, рассматривая не слишком плотные среды, можно пренебречь тройными столкновениями и тогда использование формулы (1) будет вполне корректно.

Уравнение Ван – дер -Ваальса.

Все сказанное выше позволяет составить уравнение состояния системы, выбрав определенную модель взаимодействия частиц. Будем считать, что частицы рассматриваемой нами системы представляют собой упругие шары, между которыми действуют силы притяжения Ван-дер-Ваальса пропорциональные $\frac{1}{r^7}$. Силы отталкивания учитываются тем, что размеры шаров являются конечными – молекулы-шары не могут сблизиться на расстояние, меньшее диаметра молекулы d. На рис.1 этой модели соответствует пунктирная кривая для потенциала взаимодействия. Конечно, диаметр молекулы относится к числу не вполне четко определенных величин. Еще менее четко определенным является понятие сферы молекулярного действия, которым мы также будем пользоваться. Оно определяется тем, что силы притяжения Ван-дер-Ваальса проявляются только внутри сферы молекулярного действия, вне этой сферы считаем их равными нулю. Ясно, что радиус сферы молекулярного действия не

может быть указан совершенно точно, так как это зависит от степени точности, предъявляемой к расчету. Ориентировочно он порядка 10^{-7} см. Напомним, что мы учитываем взаимодействие частиц только в парных столкновениях.

Понятно, что в этом случае мы не можем рассчитывать получить уравнение состояния газа, пригодное при больших плотностях. Можно рассчитывать только на получение поправок к уравнению Клапейрона. Начнем с учета влияния сил отталкивания, действующих между молекулами, на вид уравнения состояния. На этом этапе считаем, что силы притяжения между молекулами не действуют. Допустим, что в сосуде объема V с гладкими стенками находится N молекул, совершающих тепловое движение. Молекулы сталкиваются со стенками и между собой, из-за чего возникает давление на стенки. Величина давления определяется суммарной кинетической энергией обеих молекул и не зависит от того, как эта энергия распределена между молекулами. При вычислении давления на стенку сосуда можно рассуждать так, как если бы половина молекул покоилась и была заменена соответствующими сферами ограждения, радиусы которых соответствуют диаметру молукулы, а другая половина молекул состояла из точечных частиц, имеющих удвоенную кинетическую энергию.

На рис.2 изображены две такие молекулы, одна из которых (2) неподвижна и окружена сферой ограждения с радиусом ,, а вторая (1) движется с удвоенной энергией.

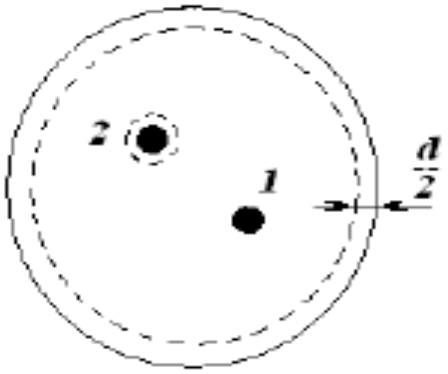


Рис.2

Тогда мы имели бы идеальный газ из N’=N/2 точечных молекул с темпе- ратурой T’=2T. Этим молекулам был бы доступен объем сосуда V, за исклю -чением объема, занимаемого N/2 сферами ограждения других молекул. Обозначим этот последний объем символом b.

Тогда объем, доступный движущимся молекулам, будет равен V-b. Давление, оказываемое этими молекулами на стенки сосуда, равно:

$$p = n'kT' = \frac{N'}{V-b}kT' = \frac{NkT}{V-b} \qquad (3)$$

Тогда для одного моля газа можно записать:

$$p(V-b)=RT \qquad (4)$$

Легко показать, что величина b равна учетверенному объему, занимаемому всеми N молекулами газа. При выводе мы пренебрегли тем обстоятельством, что центр движущейся молекулы не может подойти к стенке сосуда на расстояние, меньшее d/2. Для него недоступен объем пристеночного слоя толщины d/2. Граница такого слоя изображена на рис.2 пунктиром. Его объем равен S·d/2, где S – площадь внутренней поверхности сосуда. Этот объем не был учтен. Так можно поступить, если только $S \cdot d/2 << b$. Если сосуд имеет форму шара радиуса R, то условие сведется к $R << d\sqrt{N}$.Для одного моля при ,≈10^{-8}см это дает R<<100 м. Из уравнения (4) можно было бы заключить, что поскольку давление p не может быть отрицательным, то V> b при любых давлениях и при V= b давление стремится к бесконечности! Это неверно. Нельзя забывать, что уравнение (4) получено в предположении парных столкновений и годится только для достаточно разреженных сред. Теперь рассмотрим влияние сил молекулярного притяжения. При этом силы отталкивания считаем равными нулю. Тогда молекулы можем считать точками, между которыми действуют лишь силы притяжения Ван-дер-Ваальса. Поскольку эти силы дальнодействующие, уже нельзя оставаться в рамках модели парных столкновений, требуется учесть влияние других частиц на поведение рассматриваемой молекулы. Окружим каждую молекулу сферой молекулярного действия. Если эта сфера целиком находится внутри газа, то силы, действующие на рассматриваемую молекулу со стороны окружающих молекул, в среднем уравновешиваются (рис.3).

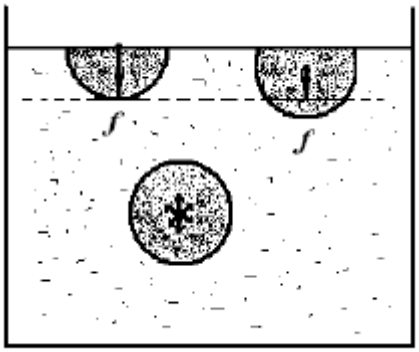


Рис .3.

Но этого не будет, когда молекула находится вблизи границы газа со стенкой. Здесь сфера молекулярного действия лишь частично проходит в газе. Появляется избыток молекул, тянущих рассматриваемую молекулу внутрь газа, над молекулами, тянущими ее наружу. Таким образом, вблизи стенки возникает пристеночный слой газа, толщина которого равна радиусу сферы молекулярного действия. Каждая молекула этого слоя в среднем подвергается действию силы ., направленной в сторону газа. Величина этой силы убывает при удалении от стенки. Когда молекула газа летит к стенке, а затем отражается от нее, то меняется ее импульс. Изменение импульса

подсчитывается совершенно так же, как это делалось при вычислении давления идеального газа. Однако, в отличие от идеальных газов, импульс налетающих молекул изменяется не только под действием сил давления со стороны стенки, но и под действием сил, с которыми их тянут внутрь газа молекулы пристеночного слоя. Используя третий закон Ньютона введем вместо сил, действующих на налетающие молекулы, равные им и противоположно направленные силы, действующие на стенку и на молекулы пристеночного слоя. Пусть p – средняя сила давления газа на стенку, а p1 – средняя сила (отнесенная к единице площади), с которой молекулы пристеночного слоя втягиваются внутрь газа. Тогда

$$p + p_1 = nkT \qquad (5)$$

Сила p_1 называется внутренним или молекулярным давлением. Ее можно представить в виде $p_1 = \langle N_{сл} f \rangle$, где . – сила, действующая на молекулу пристеночного слоя, а $N_{сл}$-число молекул в нем, отнесенное к единице площади. Можно также написать $p_1 \approx \langle N_{сл} \rangle \langle f \rangle$. Обе величины $N_{сл}$ и, пропорциональны плотности или обратно пропорциональны объему газа. Предполагая опять, что газ взят в количестве одного моля, можно положить

$$p_1 = \frac{a}{V^2} \qquad (6)$$

где a – постоянная , характерная для рассматриваемого газа. Можно дать еще одно обоснование того, что поправка (6) вводится именно в таком виде. Действие силы на молекулы пристеночного слоя приводит к тому, что эти молекулы обладают некоторой потенциальной энергией U, и, следовательно, концентрация молекул в пристеночном слое убывает по закону Больцмана:

$$n_{cm} = n\, e^{-\frac{U_0}{kT}} \qquad (7)$$

где U_0 – максимальное значение потенциальной энергии молекул, оказавшихся у самой стенки, n – концентрация молекул в объеме. Величина потенциальной энергии быстро спадает по мере удаления от стенки, так что на расстояниях порядка радиуса сферы молекулярного действия U=0, но у самой стенки оно может быть значительным. Поэтому давление газа на стенку будет определяться n_{cm} и можно записать:

$$p = n_{cm} kT \qquad (8)$$

Подставив (7) в (8) и, учитывая, что при обычных условиях $U_0 \ll kT$, проведем аппроксимацию экспоненты $e^{-\frac{U_0}{kT}} \approx \left(1 - \frac{U_0}{kT}\right)$. Тогда получим:

$$p = \left(1 - \frac{U_0}{kT}\right) kTn = kTn - U_0 n$$

Или иначе:

$$p + U_0 n = nkT,$$

где U_0 n=p – добавочное давление, под которым находится газ из-за наличия сил притяжения. Так как эти силы и U_0 пропорциональны концентрации частиц в объеме $n=\frac{N}{V}$, можно написать $U_0=\alpha n$, где – постоянная для рассматриваемого газа величина. Тогда $p=\alpha n_2= a/V_2$, что совпадает с ранее полученной величиной (6).

Учет сил притяжения позволяет записать уравнение состояния газа в следующем виде:

$$\left(p+\frac{a}{V^2}\right)V = RT \qquad (9)$$

Теперь надо учесть совместное действие сил притяжения и сил отталкивания. Для неплотных газов, к которым относятся наши рассуждения, поправки на силы притяжения и отталкивания можно вводить независимо. Тогда в результате комбинации формул (6) и (9) получим:

$$\left(p+\frac{a}{V^2}\right)(V-b) = RT \qquad (10)$$

Это уравнение называется уравнением Ван-дер-Ваальса. Ван-дер-Ваальс получил его теоретически в 1873г. Теоретический вывод (136) применим при выполнении условий: b <<V и $b \ll V$ и $\frac{a}{V^2} \ll p$.

Кроме того, вывод предполагает, что молекулы газа сферически симметричны, поскольку он относится к модели твердых упругих шаров. С этим связано то обстоятельство, что в действительности даже для неплотных газов величины a и b зависят от температуры. Газ, в точности подчиняющийся уравнению (10), называют ван-дер-ваальсовским. Для плотных сред уравнение (10) как количественное соотношение не годится. Однако качественно оно правильно передает поведение и таких газов. К настоящему времени предложено свыше 100 других уравнений состояния, более точных, но и более громоздких. Для наших целей уравнение Ван-дер-Ваальса является наиболеепредпочтительным, поскольку при большой простоте позволяет качественно объяснить большой круг явлений в газах и даже в жидкостях. В этом случае на него надо смотреть, как на приближенное полуэмпирическое уравнение.

Нетрудно записать уравнение Ван-дер-Ваальса для произвольного числа ν молей газа. Если газ занимает объем V, то молярный объем будет $\frac{V}{\nu}$.

Этой величиной надо заменить объем V в уравнении (10). В результате получим

$$\left(p+\frac{a\nu^2}{V^2}\right)\left(\frac{V}{\nu}-b\right)=RT$$

$$\left(p+\frac{a\nu^2}{V^2}\right)(V-b\nu)=\nu RT$$

$$\left(p+\frac{m^2}{\mu^2}\frac{a}{V^2}\right)\left(V-\frac{m}{\mu}b\right)=\frac{m}{\mu}RT$$

(11)

ИЗОТЕРМЫ ГАЗА ВАН-ДЕР-ВААЛЬСА.

Наиболее содержательные результаты получаются из уравнения Ван-дер-Ваальса при анализе его изотерм. Уравнение (10) можно преобразовать к следующему виду:

$$V^3p-(RT+pb)V^2+aV-ab=0 \qquad (11)$$

При T=Const. это уравнение третьей степени по V, в которое давление p входит в качестве параметра. Поскольку его коэффициенты вещественны, уравнение имеет либо один вещественный корень, либо три корня. Каждому корню на плоскости (V,p) соответствует точка, в которой изобара p=Const. пересекает изотерму.

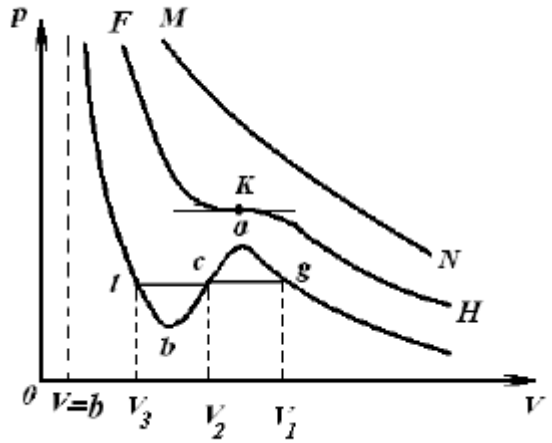


Рис.4.

При достаточно высоких температурах изотерма имеет вид монотонно опускающейся кривой, и изобара пересекает такую изотерму в одной точке (см.кривую MN на рис. 4). Эта точка соответствует одному вещественному корню уравнения (11). При более низких температурах и надлежащих значениях давления на изотермах наблюдается волнообразный участок bcag. Такие изотермы могут пересекаться изобарой в трех точках, которые соответствуют трем вещественным корням уравнения (11) – V_1, V_2, V_3. При некоторой промежуточной температуре три корня V_1, V_2, V_3 становятся равными. Такая температура и соответствующая ей изотерма называются критическими. Критическая изотерма .KH всюду монотонно опускается

вниз, за исключением одной точки K, являющейся точкой перегиба изотермы. В ней касательная к изотерме горизонтальна. Точка K называется критической точкой. Соответствующие ей давление $p_к$, объем $V_к$ и температура $T_к$ называются также критическими. Состояние системы, отвечающее таким параметрам, называется критическим.

Изотермы реального газа.

Не все состояния вещества, совместимые с уравнением Ван-дер-Ваальса, могут быть реализованы в действительности. Для этого необходимо, чтобы они были термодинамически устойчивы. Одно из необходимых условий термодинамической устойчивости физически однородного вещества состоит в выполнении неравенства $(\frac{\partial P}{\partial V})_T < 0$. Физически это означает, что при изотермическом увеличении давле0ния объем тела должен уменьшаться. Однако на изотермах Ван-дер-Ваальса, соответствующих температурам ниже критической, мы наблюдаем обратную зависимость объема системы от давления, как, например, участок bca на рис.4. Точки, лежащие на аких участках , соответствуют неустойчивым состояниям вещества, которые практически реализованы быть не могут. При переходе к практическим изотермам эти участки должны быть исключены из рассмотрения, как это сделано на рис.5.

Таким образом, реальная изотерма распадается на две ветви ,lb и age, отдаленные друг от друга и естественно предположить, что эти ветви соответствуют двум различным агрегатным состояниям вещества. Ветвь age характеризуется относительно большими значениями объема или малыми значениями плотности, она соответствует газообразному состоянию вещества.

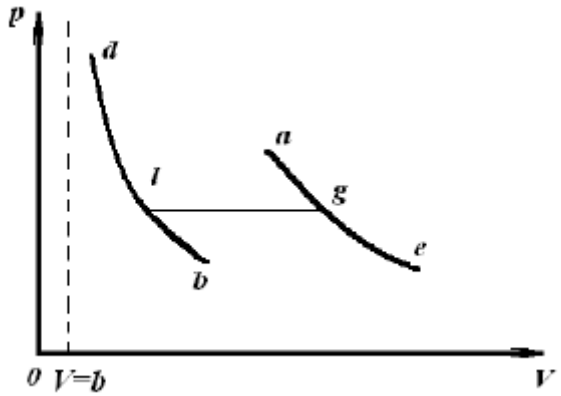


Рис.5.

В то же время ветвь ,ℓb характеризуется относительно малыми объемами, а, следовательно, большими плотностями; она соответствует жидкому состоянию вещества.

Из сказанного следует, что мы распространили уравнение Ван-дер-Ваальса на область больших давлений, а это значит, что можно рассчитывать на получение лишь качественных закономерностей при переходе газа в

жидкое состояние и обратно. Если провести эксперимент по квазистатическому сжатию газа при постоянной температуре, которая будет заведомо ниже критической, то при достижении состояния, соответствующего точке g, давление в системе перестанет повышаться, и она распадется на две физически однородные части, или фазы: газообразную и жидкую.

Процесс изотермического сжатия такой двухфазной системы зображается участком ℓg горизонтальной прямой. При этом во время сжатия плотности жидкости и газа остаются неизменными и равными их значениям в точках ℓ и g соответственно. По мере сжатия количество вещества в газообразной фазе непрерывно уменьшается, а в жидкой – увеличивается, пока не удет достигнута точка ℓ, в которой все вещество перейдет в жидкое состояние.

Впервые такой ход изотерм был обнаружен в конце XVIII века голландским ученым ван Марумом. Однако систематические исследования, позволившие установить условия , при которых возможно перевести систему из газообразного состояния в жидкое и обратно, были проведены на сто лет позже, в работах английского физика Томаса Эндрюса. Эндрюс исследовал ход изотерм углекислоты (CO_2) при различных температурах и на основе этих исследований ввел понятие критической температуры. На рис.6. показан примерный ход изотерм Эндрюса.

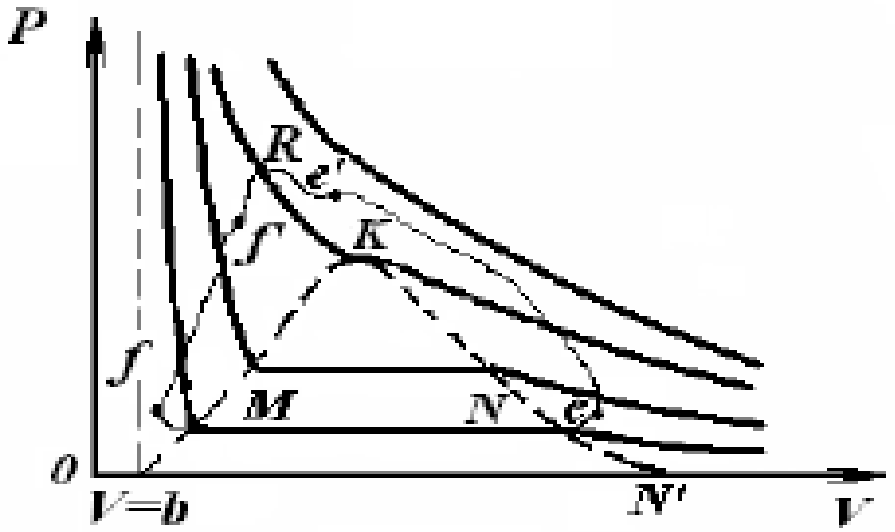


Рис.6.

Из рисунка видно, что горизонтальные участки, соответствующие существованию системы в двух фазах одновременно, наблюдаются только на изотермах, расположенных ниже критической. Именно из этих наблюдений был сделан вывод о том, что при температурах выше критической никаким сжатием невозможно газ превратить в жидкость. При повышении температуры горизонтальные участки на изотермах становятся все короче. Наконец, при критической температуре $T_к$ эти участки превращаются в точку. В этой точке исчезает разница между жидкостью и газом или, иначе говоря, жидкость и газ имеют одинаковые физические свойства. Выше

давления $p_к$ критическая изотерма разделяет газообразное и жидкое состояние вещества так, что в точках этой изотермы свойства фаз одинаковы. Однако в соседних точках, по разные стороны от изотермы, эти свойства различны: с одной стороны изотермы вещество является газом и стремится расшириться, а другой стороны – оно жидкость и стремится сохранить свой объем. При пересечении критической изотермы при давлениях выше критического происходит непрерывный переход из газообразной фазы в жидкую. Область двухфазных состояний на рисунке 6 выделена штриховой кривой, проходящей через точки MKNN'. Таким образом, переход из газо -образного состояния в жидкое можно осуществить как через область двухфазных состояний, так и минуя ее. Например, переход из газообразного состояния е в жидкое . можно осуществить либо по пути eNM., либо по пути ee' R.'.. Во втором случае в точке R будет совершен переход в жидкое состояние, минуя двухфазную систему. В двухфазной системе жидкость и пар находятся в динамическом равновесии и при данной температуре имеют вполне определенные плотности и давления. Это давление называется давлением насыщенного пара или упругостью насыщенного пара при заданной температуре Т. Каквидно из рисунка 6, с увеличе нием температуры давление насыщенного пара возрастает. Пар называется насыщенным потому, что его нельзя 4уплотнить4 при той же температуре. При попытке 4уплотнения4 часть насыщенного пара ревращается в жидкость. Именно этот процесс и происходит в двухфазной системе при изменении ее объема.

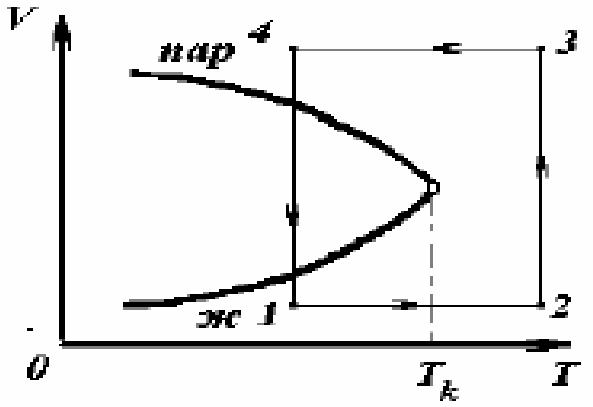


Рис.7.

На рис.7. показана зависимость удельных объемов жидкости и пара от температуры. Видим, что с повышением температуры удельный объем жидкости увеличивается, причем, чем выше температура, тем круче идет кривая. Для пара увеличение температуры приводит к возрастанию упругости паров, то есть к уменьшению удельного объема (кривая загибается вниз). Они встречаются в точке, где вещество находится в состоянии, где нет различия между жидкостью и паром. Переход из одного состояния в другое происходит непрерывно. На этом же рисунке обозначен возможный переход

системы из жидкого состояния 1 в газообразное 4 через двухфазное состояние 4 →1 и через однофазную область 1→2→3→4. При этом на участке 1→2 происходит изохорический нагрев жидкости до температуры выше критической, когда она превращается в пар. Затем проводят иотермическое расширение пара -2→3, после чего пар изохорически охлаждают, переводя в конечное состояние 4. Проведем сравнение экспериментальной зотермы, полученной притемпературе, меньшей критической, с теоретической изотермой Ван-дер-Ваальса. На рисунке 8 представлены соответствующие кривые.

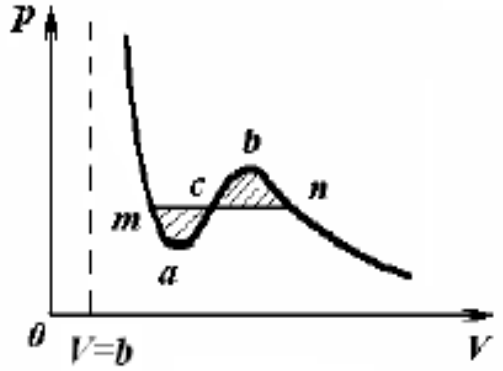


Рис.8.

Следует выяснить, на каком уровне нужно проводить горизонтальный участок экспериментальной изотермы по отношению к теоретической. Переход из n в m можно осуществить как по изотерме ncm, так и по изотерме nbam. Осуществляя оба перехода обратимо, можно воспользоваться термодинамическим равенством Клаузиуса $\oint \frac{\partial Q}{T} = 0$. При T=Const. $\oint \partial Q$=0 .Принимая во внимание, что σQ =,U + p,V , а для циклических процессов $\oint dU = 0$, получаем $\oint pdV = 0$. Отсюда следует, что $\int_{ncm}$p,V =$\int_{nbam}$p,V

Следовательно, горизонтальная прямая ncm должна быть проведена так, чтобы площади под кривой nbam и под прямой ncm были одинаковыми. Это происходит в том случае, если на рис. 8 заштрихованные площади mac и bn будут равны. Это правило называется правилом Максвелла. Мы уже упоминали о том, что состояния системы, отвечающие участку ab изотермы Ван-дер-Ваальса, не могут быть реализованы в эксперименте, поскольку являются термодинамически неустойчивыми: $(\frac{\partial p}{\partial V})_T > 0$ Однако участки изотермы ma и bn, где $(\frac{\partial P}{\partial V})_T < 0$, при определенных условиях могут осуществиться на практике. Эти участки характеризуют состояния перегретой жидкости и переохлажденного пара. Переохлажденный пар - это такое состояние вещества, когда по своим параметрам оно должно находиться в жидком состоянии, но по своим свойствам оно продолжает находиться в газообразном состоянии, то есть не сохраняет свой объем, стремится, как газ, расшириться. Перегретая жидкость– это такое состояние вещества, когда оно по своим параметрам должно быть газом, но по своим

свойствам продолжает оставаться жидкостью. Эти состояния не являются абсолютно устойчивыми. При небольшом внешнем воздействии на систему она быстро переходит в ближайшее устойчивое состояние. Такие состояния называются метастабильными. Эти состояния могут быть осуществлены в эксперименте следующим образом. Если приготовить в замкнутом сосуде очень чистые пары вещества и затем их охладить, то по достижении условий перехода в жидкое состояние такой переход не происходит. При дальнейшем понижении температуры попадаем в область жидкого состояния, а вещество, тем не менее, продолжает быть газообразным. Однако, если в объем, занимаемый газом ввести небольшое количество ионов какого-либо вещества (центров конденсации), то произойдет быстрый переход в жидкое состояние определенной доли газа – система распадется на две фазы, перейдет в устойчивое состояние. Состояние перегретой жидкости может быть достигнуто подобным же образом. Берется очень чистая жидкость, из которой посредством длительного кипячения удаляются мельчайшие воздушные пузырьки. Эта жидкость нагревается, и при достижении условий перехода от жидкого состояния в газообразное такой переход не наблюдается. Параметры вещества (температура, давление) соответствуют его нахождению в газообразном состоянии, но оно существует в виде жидкости. Если в такую жидкость ввести небольшое количество постороннего вещества, то совершается быстрый переход определенной части жидкости из жидкого состояния в газообразное по всему объему, сопровождающийся бурным кипением жидкости.

Подведем некоторые итоги. Итак, при температуре $T=T_к$ система находится в критическом состоянии, характеризуемом критическимизначениями параметров $V_к$ и $p_к$. Соответствующая изотерма имеет горизонтальное направление, следовательно, $(\frac{dp}{dV})_T = 0$ и плотность не зависит от объема. Это означает, что если в некоторой области плотность частиц увеличилась, то не возникает сил давления, которые стремились бы эту плотность уменьшить, и, наоборот, уменьшение плотности (давления) не приводит к возникновению факторов, которые бы стремились восстановить прежнее равновесное состояние. В результате этого в критическом состоянии флуктуации плотности становятся очень большими. Это приводит к явлению критической опалесценции, заключающемуся в том, что при наблюдении прохождения света через сосуд с веществом, находящимся в двухфазном состоянии, при $T=T_к$ исчезает не граница между фазами, как того следовало бы ожидать, а весь объем сосуда становится непрозрачным для света. В дальнейшем при $T>T_к$ прозрачность восстанавливается, но граница исчезает – вещество находится в газообразном состоянии! Это явление объясняется рассеиванием и поглощением света на больших флуктуациях плотности, которые имеют место для вещества, находящегося в критическом состоянии.

Вопросы для самоконтрол

1. При каких термодинамических условиях газ не подчиняется уравнению состояния идеального газа? Что такое реальный газ?
2. Чем модель реального газа отличается от модели идеального газа?
3. Как в уравнении Ван-дер-Ваальса учитывается наличие сил притяжения и отталкивания между молекулами?
4. Запишите уравнение Ван-дер-Ваальса. Какой смысл имеют константы Ван-дер-Ваальса, входящие в это уравнение?
5. Какое состояние называется метастабильным? Критическим? Какая температура называется критической?
6. Чем отличаются изотермы идеального газа от изотерм Ван-дер-Ваальса? В чем отличие между изотермами Ван-дер-Ваальса и изотермами Эндрюса?
7. Как объясняется наличие плато на изотермах Эндрюса?
8. Какие состояния называются 4перегретой жидкостью4 и 4пересыщенным паром4? Какие участки на изотермах Ван-дер-Ваальса им соответствуют?

Лекция 23. Реальный газ

План

1.Приведенное уравнение Ван дер Ваальса.
2.Закон подобных состояний.
3. Внутренная энергия реального газа. Эсперементальные изотермы.
4.Фазавые переходы. Теплота фазовых переходов.
5.Уравнение Клапейрона-Клаузиуса .
6.Эффект Джоуля — Томсона. Сжижение газов

Приведенное уравнение Ван дер Ваальса.

Уравнение Ван-дер-Ваальса перепишем в следующем виде:

$$V^3 - (RT\frac{1}{p} + b)V^2 + \frac{a}{p}V - ab\frac{1}{p} = 0 \qquad (1)$$

При $T>T_к$ это уравнение всегда имеет лишь один вещественный корень, а при $T<T_к$ для некоторой области значений p оно имеет три ещественных корня.

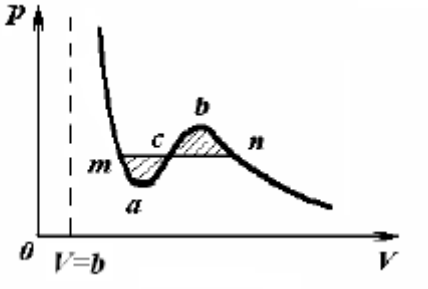


Рис.1.

Очевидно (рис.1), что при повышении температуры значения этих трех вещественных корней сближаются и при критической температуре $T_к$ все три корня становятся равными. Следовательно, для критического состояния уравнение (1) принимает вид:

$$(V - V_k)^3 = 0 \qquad (2)$$

Разложив многочлен (2) по степеням

$$V^3 - 3V_kV^2 + 3V_k^2V - V_k^3 = 0 \qquad (3)$$

и приравнивая коэффициенты при одинаковых степенях V в уравнениях (1) и (3), получим:

$$3V_k = b + RT_k\frac{1}{p_k}$$

$$3V_k^2 = \frac{a}{p_k}$$

$$V_k^3 = \frac{ab}{p_k} \qquad (4)$$

Равенства (4) являются системой трех уравнений с тремя неизвестными: $V_к$, $p_к$ и $T_к$. Решение системы приводит к следующему результату

$$V_k = 3b \quad p_k = \frac{a}{27b^2} \quad T_k = \frac{8a}{27Rb} \qquad (5)$$

Тем самым параметры критического состояния вещества выражены через постоянные a и b уравнения Ван-дер-Ваальса. Третьей постоянной в уравнения (5) входит R – универсальная газовая постоянная. Но поскольку значения критических параметров : $V_к$, $p_к$ и $T_к$ для каждого вещества имеют свои определенные значения, значения постоянной R должны быть для каждой системы разные. Из (5) можно получить:

$$a = 3p_kV_k^2 \quad b = \frac{V_k}{3} \quad R = 8\frac{p_kV_k}{3T_k} \qquad (6)$$

Поэтому для каждого реального газа следует вычислять его индивидуальную газовую постоянную R , которая оказывается меньше молярной. Поскольку газовая постоянная пропорциональна числу молекул в моле, заключаем, что в критическом состоянии происходит уменьшение структурных единиц, образующих газовую постоянную, то есть молекулы объединяются в ком- плексы. При удалении от критического состояния эти комплексы распада- ются, и индивидуальная газовая постоянная становится равной молярной. Поэтому достаточно далеко от критического состояния в качестве постоянной R следует брать молярную газовую постоянную, а при анализе явлений вблизи критического состояния необходимо пользоваться значением индивидуальной газовой постоянной. Значения критических параметров для некоторых веществ приводятся в таблице

Газ	T_k, K	p_k, $10^5 Па$	V_k, $10^{-3} м^3/кг$
Водород	33,2	13,29	32,26
Азот	126,0	33,93	3,22
Кислород	164,3	50,34	2,32
Хлор	417,1	77,08	1,75
Водяной пар	647,25	220,53	2,50

Закон соответственных состояний.

Уравнение Ван-дер-Ваальса удобно представить в безразмерном виде. Приняв в качестве единицы объема, давления и температуры их критические значения (5), можно записать:

$$\pi = \frac{p}{p_k}, \quad \omega = \frac{V}{V_k}, \quad \tau = \frac{T}{T_k}, \qquad (7)$$

где π,ω,τ – безразмерные параметры, которыми измеряются объем, давление и температура рассматриваемого вещества. Они называются параметрами. Подставляя (7) в Ван-дер-Ваальса и принимая во внимание (6), находим

$$\left(\pi + \frac{3}{\omega^2}\right)(3\omega - 1) = 8\tau \qquad (8)$$

Таким образом, при выборе в качестве единиц критических параметров вещества уравнение его состояния принимает вид (8), одинаковый для всех веществ. Отсюда можно заключить, что и поведение различных веществ одинаково. Это обстоятельство в свое время сыграло в науке большую роль, поскольку по известному поведению одних веществ позволяло предсказать поведение других веществ. На этом основании можно достаточно точно рассчитать изотермы какого-либо газа, если известны его критические параметры и измерены изотермы какого-либо другого газа. В частности, поэтому не только возникла уверенность, что например, водород может быть переведен из газообразного в жидкое состояние, но и были оценены температура и давление, при которых это возможно. Утверждение об одинаковости поведения всех систем жидкость-газ называется законом соответственных состояний. Количественная формулировка этого утверждения гласит: если два приведенных параметра вещества одинаковы, то и третий параметр одинаков.

Следовательно, закон соответственных состояний не является просто словесным выражением особенностей уравнения Ван-дер-Ваальса (8) в безразмерном виде, а имеет общее значение, независимое от уравнения Ван-дер-Ваальса, поскольку приведенные параметры определяются независимо от уравнения состояния вещества. Однако здесь же надо отметить, что закон соответственных состояний не соблюдается точно для реальных газов и жидкостей.

Мы уже говорили о том, что уравнение Ван-дер-Ваальса является полуэмпирическим уравнением. В то же время оно очень удачно, просто и наглядно учитывает основные особенности вещества в жидком и газообразном состояниях. Именно поэтому уравнение Ван-дер-Ваальса сыграло в течение нескольких десятилетий после своего появления (1873г.) большую роль в работах по сжижению газов, причем не только в том смысле, что позволило оценить значение температур и давлений, при которых жижение возможно, но, главное, в том смысле, что создало твердую уверенность в возможности сжижения вообще. Однако в количественном отношении предсказания поведения системы на основе уравнения Ван-дер-Ваальса отклоняются от данных эксперимента. Главные отклонения состоят в следующем:

1. Для данного вещества постоянные a и b в уравнении Ван-дер-Ваальса должны быть независимыми от температуры. В действительности же для изотерм, соответствующих различным температурам, приходится подбирать различные постоянные a и b , то есть они зависят от температуры

2. Из (2) следует, что величина

$$\frac{p_k V_k}{RT_k} = \frac{3}{8} = 0{,}375$$

должна быть универсальной постоянной для всех веществ. В действи - тельности же она изменяется. Например, для воды она равна 0,23, а для гелия 0,31. Вообще для легких газов согласие с предсказанием уравнения Ван-дер-Ваальса лучше, чем для тяжелых.

3. Соотношение V_K=3b не соблюдается. Более точным соотношением является $V_K \approx 2b$.

4. В области двухфазных состояний уравнение Ван-дер-Ваальса не обосновано теоретически и дает расхождение с экспериментом. Отсюда можно заключить, что для описания реального вещества уравнение Ван-дер-Ваальса является приближенным уравнением состояния.

Внутренняя энергия реального газа

Эта энергия кроме кинетической энергии включает потенциальную энергию взаимодействия молекул газа. Работа, совершаемая при расширении газа против сил взаимного притяжения молекул друг к другу, равна приращению энергии взаимодействия. Ван-дер-Ваальса поправка к давлению a/V^2 . Тогда работа ,A = P,V = $a/V^2_м$,$V_м$, отсюда потенциальная энергия взаимодействия молекул

$$E_P = \int a/V^2_м, V = -a/V_M + const. \quad (9)$$

При $V_M \to \infty$ реальный газ стремится к идеальному, и тогда $E_P = 0$:

$$const = 0 .$$

Ранее для внутренней энергии моля идеального газа было получено:

$$U_M = C_V^M T \quad (10)$$

Внутренняя энергия реального газа, учитывающая и кинетическую, и потенциальную энергии молекул:

$$\boxed{U = E_{кин} + E_р = C_V^М T - a / V_М} \quad (11)$$

Фазавые переходы. Теплота фазовых переходов.

Фазой называется макроскопическая **физически однородная часть вещества**, отделённая от остальных частей системы поверхностью раздела. **Фазовое равновесие** – одновременное существование фаз в многофазной системе (без изменения одной фазы за счет другой). Разные фазы одного и того же вещества могут находиться в равновесии, соприкасаясь друг с другом. Такое равновесие наблюдается лишь в ограниченном интервале температур, причём каждому значению температуры T соответствует своё значение давления P , при котором возможно равновесие. Совокупность состояний равновесия двух фаз изображается на диаграмме P −T линией P = . (T) **Три фазы** одного и того же вещества (твёрдая, жидкая и газообразная или жидкая и две твёрдых, или три твёрдых) могут находиться **в равновесии**

только при единственных значениях температуры и давления, которым на диаграмме **P − T соответствует точка, называемая тройной.** В термодинамике доказывается, **что равновесие более чем трех фаз одного и того же вещества невозможно** (и это подтверждено экспериментально).

Диаграмма состояния представлена на рисунке. 1 – 2 – 3 переход кристалл→ жидкость→ газ; 4 – 5 переход кристалл →газ; 6 – 7 переход из жидкости в газ без расслоения на фазы.

Рис.2.

Определение**. Сублимация (возгонка)** – непосредственный (без плавления) переход **из кристаллического состояния в газообразное.**

Из диаграммы (см. рисунок) следует, что жидкая фаза может находиться в равновесии при давлениях не меньше, чем давление P_{TP} в тройной точке. Например, в случае углекислоты (CO_2) P_{TP}= 5,11 атм, поэтому при атмосферном давлении (1 атм) углекислота может существовать только в твёрдом и газообразном состояниях. Твёрдая углекислота (называемая сухим льдом) на воздухе сублимирует, а не тает (переход 4 – 5). Для большинства же обычных веществ $P_{тр}$ значительно меньше атмосферного давления (например для H_2O P_{TP} = 4,58 мм рт. ст.), поэтому переход из кристаллического состояния в газообразное осуществляется через жидкую фазу. Кривая испарения заканчивается в критической точке К. Поэтому возможен процесс в обход критической точки К. В этом случае переход из жидкого состояния в газообразное совершается непрерывно (процесс 6−7) без расслаивания на две фазы. При температурах выше критической вещество не может быть сжижено никаким сжатием. Фазовые переходы с поглощением или выделением скрытой теплоты перехода называются фазовыми переходами первого рода, например процессы плавления или кристаллизации. Фазовые переходы, не связанные со скрытой теплотой перехода, называются фазовыми переходами второго рода. Например, переход парамагнетик – ферромагнетик.

Уравнение Клапейрона – Клаузиуса (без вывода)

$$\frac{dP}{dT} = \frac{q_{12}}{T(\upsilon_2 - \upsilon_1)} \quad (11)$$

где q_{12}– теплота фазового перехода; T – температура; υ_1 и υ_2 – объёмы обеих фаз (q_{12} и υ_1, υ_2 относятся к одному и тому же количеству вещества, например к 1 молю или 1 кг, т.е. являются удельными). ,P/,Tопределяет наклон фазовой кривой фазового равновесия P(T).

Уравнение Клапейрона – Клаузиуса даёт изменение температуры фазового перехода при изменении давления. Пример. Для воды (льда) теплота плавления q =3,35 ·10 ^{5}Дж/кг. Разница удельных объёмов льда и воды при 0 °C $\upsilon_2 - \upsilon_2 \approx 9{,}1\cdot10^{-5}$ м ^{3}/кг (легко найти из соответствующих плотностей). Подставляем в уравнение (*)

$$\frac{dP}{dT} = -\frac{3{,}35\cdot10^5}{273\cdot9{,}1\cdot10^{-5}} = -134\cdot10^5\,\text{Па/град} = -134\ \text{атм/град}, \qquad (12)$$

т.е. с увеличением давления на одну атмосферу точка плавления льда понижается примерно на 0,0075 град.

Опыт. Если на брусок льда, лежащий своими концами на неподвижных опорах, накинуть проволочную петлю и к ней подвесить тяжёлый груз, то лёд под проволокой плавится. Вода выдавливается из-под проволоки и замерзает над ней. Проволока постепенно проходит через брусок,однако брусок остаётся неразрезанным.

Эффект Джоуля - Томсона

Эффект Джоуля – Томсона заключается в изменении температуры газа в результате адиабатического дросселирования – медленного протекания газа под действием постоянного перепада давления через дроссельное препят ствие (например пористую перегородку Др – дроссель на рис.). Определение 4адиабатическое4 означает, что дросселирование происходит без теплообмена с окружа ющей средой. Адиабатичность может быть осуществлена, например, с помощью теплоизолирующей оболочки вокруг канала.

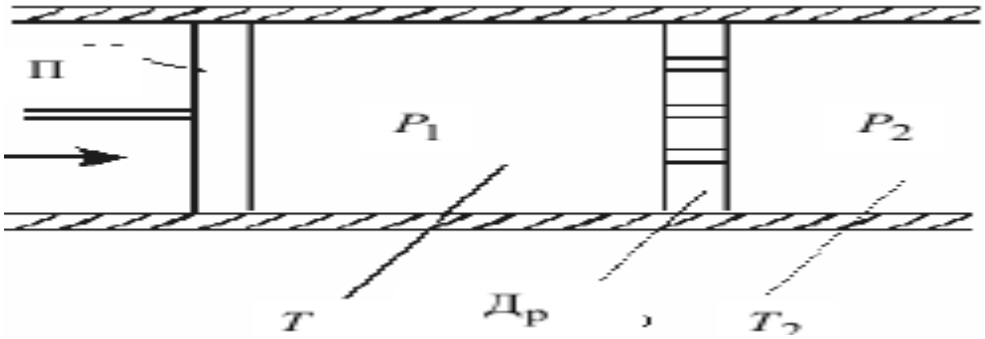


Рис.3.

При перемещении поршня П образуется постоянный перепад давлений $P_1 - P_2$ ($P_1 > P_2$). Различают: **а) положительный эффект** для T, когда температура реального газа понижается $T_2 < T_1$, и б) **отрицательный эффект**, когда $T_2 > T_1$ (для идеального газа T == const). Практический интерес представляет положительный эффект. Положительный эффект наблюдается в области давлений, где преобладают силы притяжения между молекулами. При расширении газа молекулы совершают работу

против сил притяжения, и температура уменьшается. При этом кинетическая энергия теплового движения молекул газа расходуется на работу против сил молекулярного притяжения. Изменение температуры может быть значительным. Например, воздух, расширяясь при комнатной температуре от давления 200 атм до давления 1 атм, охлаждается примерно на 40 ˚С. Процесс используется в технике для сжижения газов. На эффекте Джоуля – Томсона основана работа машины Линде.

Сжижение газов и получение низких температур

Газ может быть превращён в жидкое состояние, если его температура ниже критической и ниже температуры кипения при данном давлении.

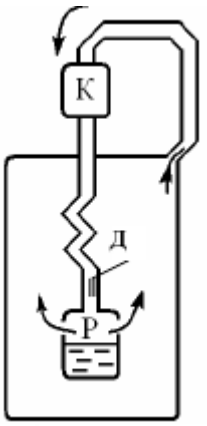


Рис.4.

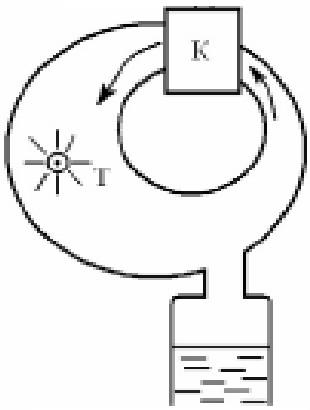


Рис.5.

Машина Линде (немецкий учёный) (рис.5). Атмосферный воздух сжимается компрессором К до давления 220 атм. Сжатый воздух проходит по трубопроводу и охлаждается проточной водой до температуры 10 – 15 °С.

Далее воздух поступает во внутренний канал змеевика, откуда через дроссель Д в резервуар Р, где давление 20 атм. При этом воздух охлаждается на 50 °С. (Расширение происходит в области положительного эффекта Джоуля – Томсона). Охлаждённый воздух по наружному каналу змеевика отводится к компрессору, охлаждая следующие порции воздуха, идущие по внутреннему каналу, и т.д. При температуре 180 °С и давлении 20 атм начинается конденсация воздуха. Жидкий воздух стекает в резервуар.

Турбодетандер Капицы (русский учёный, лауреат Нобелевской премии, 1894 – 1984) (рис. 5.). Газ, сжатый компрессором К до давления 6 – 7 атм, поступает в турбину Т, расширяется до давления 1,3 атм, совершает работу. Так как работа совершается за счетвнутренней энергии, газ охлаждается, далее снова циркулирует и, наконец, конденсируется. Таким методом можно получить жидкие азот, кислород, водо род, гелий. (Отметим, что температура кипения жид кого кислорода 90, азота 78, водорода 20, гелия 4,2 К). Применяются жидкие газы в металлургии, медицине, авиации.

Вопросы для самоконтроля

1. Что называется фазой?
2. Нарисуйте фазовую диаграмму состояния в Р-Т-координатах. Укажите на ней тройную точку. Каков ее смысл?

3. Приведите примеры фазовых переходов и укажите их на диаграмме состояния.
4. Запишите уравнение Клапейрона – Клаузиуса. Какие величины оно связывает? Приведите пример использования этого уравнения.
5 Объясните положительный эффект Джоуля – Томсона
6. Какова суть эффекта Джоуля–Томсона? Когда он положителен? отрицателен?
7. Объясните положительный эффект Джоуля – Томсона.
Какими методами можно получить жидкие газы? Где они п

Лекция **-24. Свойство жидкостей.**

План

1.Поверхностные явления в жидкостях. Свободная поверхностная энергия. Поверхностное натяжение.

2. Сфера молекулярного действия (СМД), поверхностное натяжение.
3. Коэффициент поверхностного натяжения.
4. Смачивание и не смачивание жидкостью твердых тел. Краевой угол.
5. Кривизна поверхности жидкости. Давление Лапласа.
6. Капиллярные явления. Формула Борелли-Жюрена.

Поверхностные явления в жидкостях. Поверхностное натяжение

Если молекулы внутри жидкости более или менее равномерно окружены соседними молекулами, то молекула у поверхности жидкости сильно взаимодействует с молекулами внутри жидкости и гораздо слабее (котя бы из-за меньшей плотности пара) – с молекулами пара, находящимися вовне. Поэтому возникает сила, стремящаяся втянуть молекулу внутрь жидкости. Так как молекула находится в тепловом движении, происходит непрерывное перемещение одних молекул внутрь и выход других, более энергичных молекул, наружу. Молекулы поверхностного слоя (так как молекулярные силы проявляются на малых расстояниях, то речь идет о слое толщиной в одну-две молекулы) обладают, таким образом, избыточной (свободной) потенциальной энергией. Так как равновесное состояние системы характеризуется, как известно, минимумом потенциальной энергии (с точки зрения термодинамики - свободной энергии), то поверхность стремится сократиться - этим и объясняется шарообразная форма капель в отсутствие других сил,

Свободная поверхностная энергия.

Жидкое состояние возникает тогда, когда потенциальная энергия притяжения молекул превосходит по абсолютному значению их

кинетическую энергию. Силы притяжения между молекулами в жидкости значительны и обеспечивают удержание молекул в объеме жидкости. Таким образом, у жидкости образуется поверхность, которая ограничивает ее объем. Поверхность, ограничивающая данный объем, зависит от формы. Из геометрии известно, что при заданном объеме минимальной поверхностью обладает шар.

На частицы, находящиеся в тонком слое вблизи поверхности жидкости, действуют со стороны других молекул жидкости силы, авнодействующая которых направлена внутрь жидкости, нормально к поверхности (рис. 1).

Рис .1.

При увеличении поверхности жидкости некоторое число молекул из объема жидкости должно быть поднято в поверхностный слой. Для этого необходимо затратить работу, причем если процесс образования поверхности происходит изотермически, то потенциальная поверхно стная энергия равна с обратным знаком энергии, затраченной на ее образование. С другой стороны , при изотермических роцессах роль потенциальной энергии играет свободная энергия , для которой справедливо соотношение

$$d F = — dA, \quad (1)$$

где dA — работа, связанная с возникновением свободной энергии ,..

В результате однородности поверхности очевидно, что свободная поверхностная энергия пропорциональна площади поверхности. Поэтому на основании сказанного выше с учетом (1) можно написать

$$F = \sigma S, \quad (2)$$

где σ — удельная плотность свободной энергии поверхности.

Поверхностное натяжение.

Так же как в механике система стремится достигнуть состояния с наименьшей потенциальной энергией и только состояние с наименьшей потенциальной энергией является устойчивым, в термодинамике система в изотермических условиях стремится достигнуть состояния с наименьшей свободной энергией. Поэтому поверхность жидкости стремится сократиться. Благодаря этому вдоль поверхности жидкости действуют силы, называемые силами поверхностного натяжения. В этом отношении жидкость уподобляется тонкой резиновой пленке, растянутой изотропно по всем направлениям в плоскости поверхности. Наличие поверхностного натяжения очень эффектно демонстируется с помощью мыльных пленок. Например, на вынутой из мыльного раствора проволочной рамке образуется мыльная пленка (рис. 2).

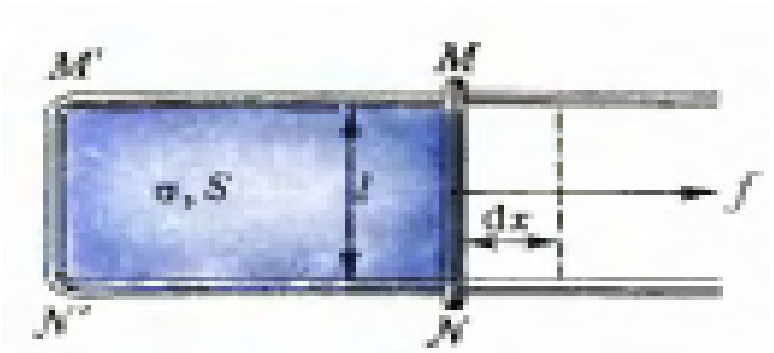


Рис.2.

Если одна из проволок MN рамки без сильного трения может скользить вдоль проволок MM' и NN', то силы поверхностного натяжения увлекают ее по направлению к M'N' и площадь пленки сокращается. И, наоборот, для

того чтобы увеличить площадь мыльной пленки, необходимо к проволоке MN приложить силу .. При смещении проволоки на ,x совершается работа $dA = fdx$, а площадь мыльной пленки при этом изменяется на $dS = \ell dx$. Поэтому (2) с учетом (1) принимает вид

$$dF = 2\sigma dS = -fd\,x = -f\,dS/\ell, \quad (3)$$

где множитель 2 учитывает, что у пленки две поверхности;

— $f/(2\ell)$ — сила, отнесенная к длине MN каждой из поверхностей пленки и действующая в направлении мыльной пленки. Численно эта сила равна плотности поверхностной свободной энергии, поскольку $1 Дж/м^2 = 1 Н/м$. Поэтому σ называется поверхностным натяжением. Оно зависит от свой -ств жидкости и варьируется в широких пределах. У большинства жидкос тей поверхностное натяжение имеет при 20°C порядок от 10^{-2} до 10^{-1} Н/м. Например, у эфира, ацетона, бензола, глицерина и воды оно равно соответственно $1{,}71 \cdot 10^{-2}$; $2{,}33 \cdot 10^{-2}$; $2{,}89 \cdot 10^{-2}$; $6{,}57 \cdot 10^{-2}$ и $7{,}27 \cdot 10^{-2}$ Н/м. Однако у ртути $\sigma = 0{,}465$ Н/м.

Механизм возникновения поверхностного натяжения.

Свободная энергия, характеризуемая σ, сосредоточена в небольшом поверхностном слое жидкости, поэтому и силы оверхностного натяжения действуют только в тонком поверхностном слое. В этом отношении тонкий поверхностный слой действует наподобие резиновой оболочки, которой окружен объем жидкости. Разница с резиновой оболочкой состоит лишь в том, что она имеет постоянное натяжение независимо от того, как изменяется поверхность жидкости в результате изменения формы занимаемого ею объема.

На первый взгляд (см. рис. 1) не ясно, как возникают силы поверхностного натяжения, действующие вдоль поверхности. Чтобы это понять, необходимо принять во внимание, что кроме сил притяжения на молекулы поверхностного слоя действуют также и другие силы, которые не позволяют этим молекулам переместиться внутрь жидкости.

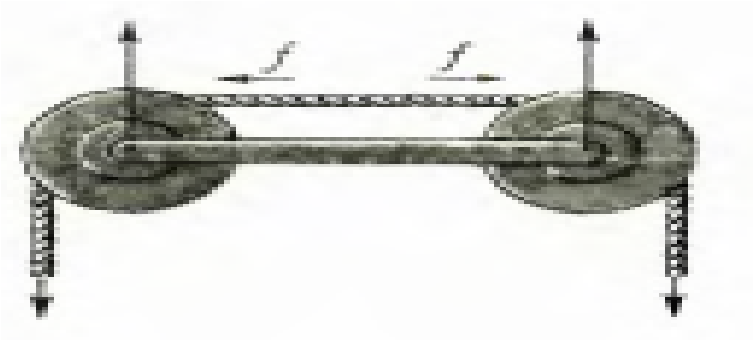


Рис.3.

Равнодействующая этих сил и обеспечивает возникновение поверхност ного натяжения (рис. 3; через закрепленные блоки перекинута нить, на которую в вертикальном направлении действуют силы f , а в гори - зонтальном направлении в нити действует сила натяжения f).

Поверхностное зависит от свойств вещества, с которым соприкасается поверхность жидкости. Это особенно очевидно из интерпретации σ как плотности свободной энергии, поскольку вещество у поверхности жидкости также воздействует на молекулы поверхностного слоя жидкости и, следовательно, изменяет силы, втягивающие их внутрь жидкости. Это означает, что поверхностное натяжение σ изменяется. Поэтому, когда идет разговор о поверхностном натяжении, надо указывать не только жидкость, которая имеется в виду, но и вещество, с которым поверхность жидкости соприкасается, т. е. σ должна быть снабжена двумя индексами, указывающими две граничащие между собой среды, например σ_{12}, σ_{23} и т.д. Ясно,что поверхностное натяжение на поверхности раздела двух жидкостей должно быть меньше, чем на свободной поверхности. Например, на поверхности раздела вода — эфир оно равно 0,0122 Н/м, вода — бензол — 0,0336 Н/м.

На поверхности раздела твердого тела с жидкостью поверхностное атяжение также уменьшается. Например, а на свободной поверхности ртути равно 0,465 Н/м, на поверхности раздела с водой — 0,427 Н/м, а со спиртом — 0,399 Н/м.Значения указанных величин даны при комнатной температуре.

Сфера молекулярного действия (смд), поверхностное натяжение

На границах раздела фаз (жидких, твердых, газообразных) наблюдаются явления, которые называются поверхностными явлениями. К ним относятся: поверхностное натяжение, капиллярные явления, адсорбция, адгезия и др. Причины их возникновения связаны с тем, что состояние молекул внутри фазы и на границе раздела фаз различно. Ограничимся рассмотрением только свободной поверхности жидкости, т.е. границы раздела между жидкостью и разряженным газом.

Силы межмолекулярного взаимодействия являются короткодействующими, они очень быстро убывают с расстоянием, т.к. молекулы в целом нейтральны. Поэтому молекула взаимодействует только с теми молекулами, которые находятся от нее достаточно близко, на расстояниях, не превышающих 3 - 4 диаметра молекулы. Это расстояние называется радиусом сферы молекулярного действия $R_{смд}$, а сферическая поверхность с радиусом, равным $R_{смд}$, описанная вокруг данной молекулы, называется сферой молекулярного действия (СМД) этой молекулы. При этом наиболее интенсивное взаимодействие наблюдается с ближайшими молекулами, находящимися в пределах первой координационной сферы.

Для молекул внутри жидкости СМД заполнена практически однородно. Поэтому результирующая сила межмолекулярного взаимодействия F_{Σ} , действующая на эти молекулы, в среднем равна нулю. Для молекул, находящихся на поверхности жидкости, СМД заполнена неоднородно: со стороны жидкости она заполнена, а со стороны газа – практически пуста. Это приводит к тому, что на каждую молекулу поверхностного слоя жидкости действует результирующая сила межмолекулярного взаимодействия, направленная внутрь жидкости перпендикулярно поверхности. В результате этого поверхностный мономолекулярный слой жидкости находится в напряженном состоянии. Такое напряженное состояние поверхностного слоя жидкости, обусловленное действием

межмолекулярных (Ван-дер-Ваальсовых) сил, называется поверхностным натяжением.

То, что на каждую молекулу поверхностного мономолекулярного слоя жидкости действует результирующая сила межмолекулярного взаимодействия, направленная внутрь жидкости, приводит к тому, что вдоль поверхности жидкости действуют макроскопические силы, которые называются силами поверхностного натяжения. Таким образом, тонкий поверхностный слой жидкости 4работает4 как упругая пленка, стремящаяся сократить свободную поверхность жидкости. По этой причине свободная капля в невесомости принимает форму шара, т.к. у шара площадь поверхности наименьшая по сравнению с телами того же объема, но другой формы.

Коэффициент поверхностного натяжения.

Коэффициент поверхностного натяжения (к.п.н.) является характеристикой границы раздела фаз, но в случае свободной поверхности жидкости к.п.н. определяется, преимущественно, свойствами этой жидкости.

Можно дать три определения коэффициента поверхностного натяжения.

$$\sigma = \frac{dF_{\text{п.н}}}{d\ell} \qquad (4)$$

Коэффициент поверхностного натяжения численно равен силе поверхностного натяжения, действующей на единицу длины контура, ограничивающего свободную поверхность жидкости. Единица измерения к.п.н. $[\sigma] = \text{Н / м}$.

Рассмотрим это определение на примере. В стакан налита вода, поверхность жидкости в стакане – это свободная поверхность, линия соприкосновения поверхности жидкости со стенками стакана – контур, ограничивающий эту свободную поверхность. В этом случае силы поверхностного натяжения действуют на стенки стакана, которые и образуют контур, причем на каждый маленький отрезок этого контура ,ℓ сила

поверхностного натяжения $_{п.н}$ действует в направлении перпендикулярном этому отрезку контура и вдоль поверхности жидкости.

Силы поверхностного натяжения могут совершать работу по уменьшению свободной поверхности жидкости, из этого следует второе определение к.п.н.

$$\sigma = \frac{\Delta A_{п.н}}{\Delta S} \qquad (5)$$

Коэффициент поверхностного натяжения численно равен работе сил поверхностного натяжения по изотермическому сокращению свободной поверхности жидкости на 1 м^2.

Согласно закону сохранения энергии работа сил поверхностного натяжения по уменьшению поверхности жидкости совершается за счет потенциальной энергии межмолекулярного взаимодействия поверхност ного мономолекулярного слоя жидкости, поэтому $\Delta A_{пн} = \Delta E_{пммв.}$ Отсюда следует третье определение к.п.н.

$$\sigma = \frac{\Delta E_{пммв}}{\Delta S} \qquad (6)$$

Коэффициент поверхностного натяжения численно равен изменению потенциальной энергии межмолекулярного взаимодействия поверхностного мономолекулярного слоя жидкости при изменении свободной поверхности жидкости на 1 м^2 при изотермических условиях.

Согласно (5) и (6) единица измерения к.п.н. $[\sigma]$ = Дж/ м^2 = Н / м.

Наличие примесей существенно влияет на к.п.н. Примеси, которые уменьшают σ жидкости, называются поверхностно активными веществами (ПАВ). Для воды такими примесями являются нефтепродукты, спирты, эфир, мыло, синтетические моющие средства и др.

Смачивание и не смачивание жидкостью поверхности твердого тела.

При контакте жидкости с поверхностью твердого тела возможны два случая: когда жидкость стремится растечься по поверхности твердого тела, увеличить площадь контакта с ним, - в этом случае говорят о **смачивании**, и

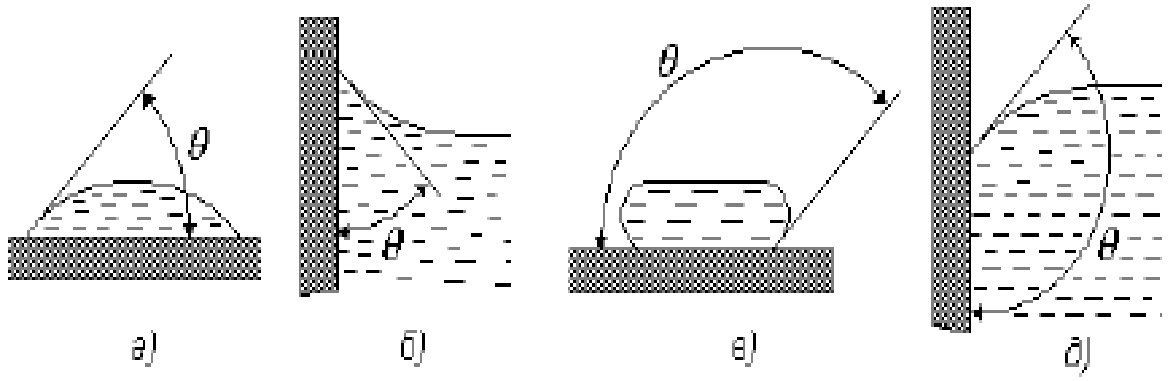


Рис.4.

когда жидкость **не растекается**, стремится уменьшить площадь соприкосновения с твердым телом, - в этом случае говорят о **не смачивании**. Количественно степень смачивания или не смачивания жидкостью твердого тела принято характеризовать краевым углом θ, - это угол между касательными к поверхности жидкости и к поверхности твердого тела, проведенными через точку касания свободной поверхности жидкости с твердым телом, при этом жидкость должна находиться внутри краевого угла. На рис.4а) и 4в) показаны форма капли и краевой угол при нахождении капли на смачиваемой (а) и не смачиваемой (в) поверхности, а на рис.4.б) и 4г) поверхность жидкости у стенки сосуда при смачивании (б) и не смачивании (г). При смачивании угол $\theta < 90^0$ (рис. 4а, б), и чем меньше угол θ, тем лучше смачивание, при полном смачивании $\theta = 0^0$ 0 . При не смачивании $\theta < 90^0$ (рис. 4 в, г), а при полном не смачивании $\theta = 180^0$.

Смачивание или не смачивание жидкостью твердого тела зависит, преимущественно, от соотношения между силами межмолекулярного взаимодействия. Если силы взаимодействия между молекулами жидкости и молекулами твердого тела больше, чем силы взаимодействия между молекулами самой жидкости, то жидкость смачивает это тело, и краевой угол θ <90. При не смачивании наоборот, силы взаимодействия между молекулами жидкости преобладают над силами взаимодействия молекул жидкости с молекулами твердого тела, что приводит к краевому углу $\theta > 90^0$

Дополнительное давление Лапласа. Кривизна поверхности.

Если поверхность жидкости не плоская, а искривленная, то под действием сил поверхностного натяжения под такой поверхностью возникает дополнительное давление ΔP. При равновесных условиях для плоской поверхности (рис. 5а) давление по обе ее стороны одинаково (например, равно атмосферному давлению P_0), для выпуклой поверхности давление

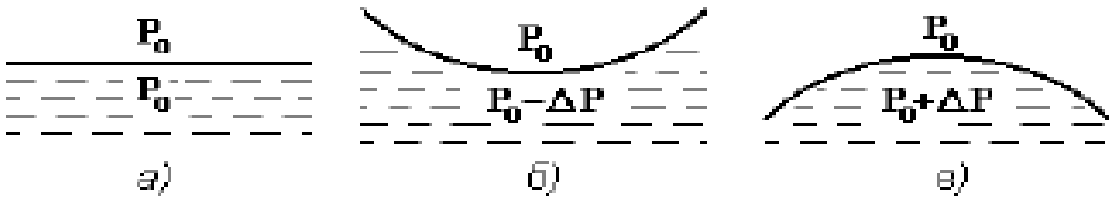


Рис.5.

внутри жидкости оказывается больше P_0 на величину ΔP (рис. 5.б), а для вогнутой поверхности, наоборот, меньше на Δ P (рис. 5в). Величина дополнительного давления, создаваемого искривленной поверхностью жидкости, зависит от природы жидкости (от величины σ), и от того, насколько искривлена поверхность жидкости, т.е. ее кривизны. Средняя кривизна поверхности К в некоторой ее точке находится следующим образом (рис. 6):

· Выбирают маленькую площадку ,S , принадлежащую поверхности, чтобы выбранная точка находилась внутри нее, а площадка была настолько маленькой, чтобы ее можно было считать плоской;

· К площадке dS через выбранную точку проводят нормаль $\vec{n}$;

· Через нормаль проводят две взаимно перпендикулярные секущие плоскости (плоскости А и В), причем линия их пересечения должна совпадать с нормалью $\vec{n}$;

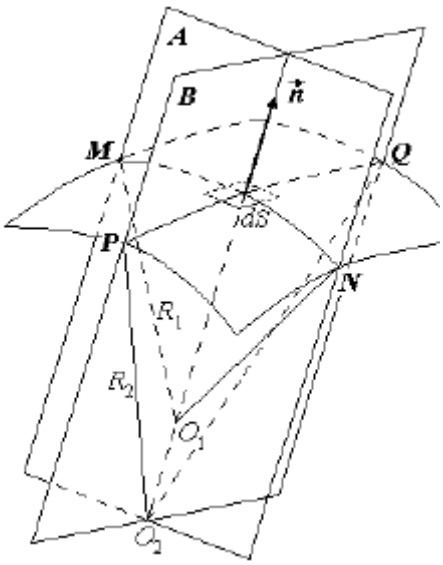


Рис.6.

· При пересечении поверхности плоскостями А и В получаются две линии (сечения) MN и PQ, для каждой из которых находят радиус кривизны R_1 и R_2 , соответственно;

· Средняя кривизна поверхности К находится по формуле

$$K = \frac{1}{2}\left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2}\right) \quad (7)$$

Единица измерения кривизны $[K]$ =1/ м.

Если известна кривизна поверхности К, то легко найти дополнительное давление под этой поверхностью. Для этого используется формула Лапласа

$$\Delta P = 2\sigma \cdot K = \sigma\left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2}\right), \quad (8)$$

,

где σ - коэффициент поверхностного натяжения жидкости, К - кривизна поверхности в данной точке, а R_1 и R_2 - радиусы кривизны двух взаимно перпендикулярных и нормальных по отношению к поверхности жидкости сечений.

Радиусы R_1 и R_2 являются алгебраическими величинами: если центр кривизны нормального сечения находится внутри жидкости под данной поверхностью, то соответствующий радиус кривизны - положителен, а если центр кривизны лежит над поверхностью жидкости, то этот радиус

считается отрицательным. Для плоской поверхности (рис.5а) R1= R_2 =∞, для сферической вогнутой поверхности (рис. 5 б)) R_1= R_2 < 0, а для сферической выпуклой поверхности (рис 5 в)) R_1 = R_2> 0. Если поверхность имеет форму седла (рис. 7), то может оказаться, что для неплоской поверхности дополнительное давление равно нулю. Это будет в том случае, когда радиусы кривизны R_1 и R_2 одинаковы по величине, но противоположны по знаку.

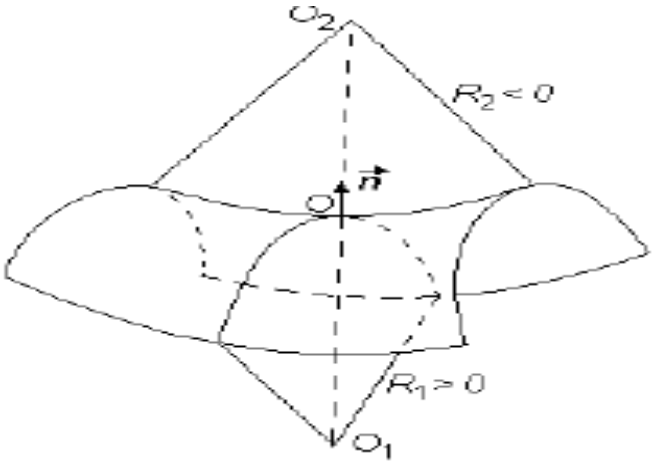


Рис.7.

Для сферических и цилиндрических поверхностей формула (8) упрощается. Для сферы R_1= R_2 = R , и дополнительное давление

$$\Delta P_{сф} = \frac{2\sigma}{R} \quad (9)$$

Для цилиндрической поверхности R_1= R , R_2=∞ , поэтому

$$\Delta P_{цил} = \frac{\sigma}{R} \quad (10)$$

.

Капилляры, высота поднятия жидкости в капиллярах.

Капилляры – это настолько тонкие трубки, щели, поры, в которых из-за смачивания (или не смачивания) свободная поверхность жидкости олностью искривлена, т.е. во всех точках имеет кривизну, отличную от нуля. Такая искривленная поверхность жидкости в капилляре называется мениском. Чем тоньше капилляр, тем больше кривизна мениска в нем,

тем больше абсолютная величина дополнительного давления ΔP, возникающего под таким мениском. Но если в разных точках жидкости давление разное, то это приводит к движению жидкости, - она начинает течь из области более высокого давления в область более низкого. Таким образом, силы поверхностного натяжения приводят к движению жидкости в капиллярах, т.е. к капиллярным явлениям. Рассмотрим их проявление на простейшем примере.

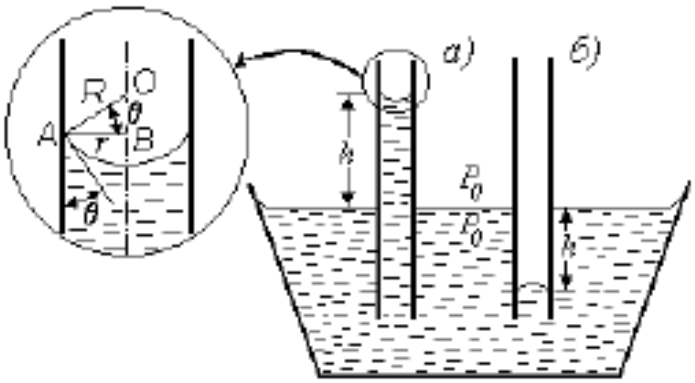


Рис.8.

Пусть один конец цилиндрического капилляра находится в сосуде с водой, поверхность жидкости в котором плоская (рис. 8). При смачивании стенок капилляра жидкостью мениск будет вогнутым и представляет собой часть сферы (рис. 8 а), а при не смачивании – выпуклой сферической поверхностью (рис. 8б). Но под вогнутым мениском возникает отрицательное допол-нительное давление Лапласа ($\Delta P = \frac{2\sigma}{R} < 0$),

а под выпуклым мениском – положительное (($\Delta P = \frac{2\sigma}{R} > 0$)

Наличие этих давлений приводит к тому, что в смачиваемом капилляре жидкость поднимается, а в не смачиваемом – опускается на некоторую высоту h . Поднимание или опускание жидкости в капилляре происходит на такую высоту, при которой давление столба жидкости (гидростатическое давление) ρgh уравновешивает дополнительное давление Лапласа, т.е.

$$\frac{2\sigma}{|R|} = \rho g h \quad (11)$$

где ρ - плотность жидкости, g - ускорение свободного падения.

На вставке к рис. 8. в увеличенном виде изображен мениск в смачиваемом капилляре, показаны радиус кривизны сечения мениска R, радиус капилляра r и краевой угол θ. Из прямоугольного треугольника АОВ следует, что

$$|R| = \frac{r}{cos\theta} \qquad (12)$$

После подстановки (11) в формулу (12) можно выразить h - высоту поднятия (опускания) жидкости в капиллярах по сравнению с уровнем жидкости в некапиллярном сосуде формулой Борели – Жюрена

$$h = \frac{2\sigma \cdot cos\theta}{\rho g r} \qquad (13)$$

. Капиллярные явления играют важную роль в природе, например, за счет них в значительной степени происходит движение воды в почве, в растениях. Водоплавающие птицы, смазывая перья жиром, используют капиллярные явления для того, чтобы вода не проникала к их телу. Эти явления широко используются в технике, в быту. Например, на нем основано действие фитилей, полотенец, фломастеров капиллярных ручек, и др.

Основные соотношения и законы

Коэффициент поверхностного натяжения	$\sigma = \frac{dF_{п.н.}}{dl}$, $\sigma = \frac{\Delta A_{п.н.}}{\Delta S}$, $\sigma = \frac{\Delta E_{п\ мол.}}{\Delta S}$
Средняя кривизна поверхности	$K = \frac{1}{2}\left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2}\right)$
Дополнительное давление под искривленной поверхностью жидкости (формула Лапласа)	$\Delta P = 2\sigma \cdot K = \sigma\left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2}\right)$
Дополнительное давление для сферической поверхности	$\Delta P_{сф} = \frac{2\sigma}{R}$
Дополнительное давление для цилиндрической поверхности	$\Delta P_{цил} = \frac{\sigma}{R}$
Высота поднятия (опускания) жидкости в капиллярах (формула Борели – Жюрена)	$h = \frac{2\sigma \cdot \cos\theta}{\rho\, g r}$

Вопросы для самоконтролья

1. Чем состояние молекулы внутри жидкости отличается от ее состояния на поверхности жидкости и почему?

2. Приведите примеры проявления поверхностного натяжения.

3. Как определяется коэффициент поверхностного натяжения? Что он характеризует?

4. Что понимают под поверхностно активными веществами?

5. Как определяется краевой угол? От чего он зависит?

6. У какой поверхности кривизна положительная, у какой – отрицательная? Приведите примеры выпукло-вогнутой поверхности.

7. Чему равно дополнительное давление Лапласа в капельке тумана, радиус которой равен 1 мкм, а коэффициент поверхностного натяжения воды равен 0,073 Н/м?

8. С какой силой прижимаются друг к другу две стеклянные пластинки, площади которых по 100 см^2, между которыми находится слой воды толщиной 10 мкм ? Смачивание пластин считать полным, а к.п.н. воды – 0,073 Н/м.

9. Почему капелька дождя попав на оконное стекло не стекает по нему вниз, пока ее размер е станет достаточно большим?

10. Приведите примеры проявления капиллярных явлений в технике, быту.

Объясните, почему полотенца не делают из шерстяных тканей, а используют хлопчатобумажные, льняные ткани, т.е. ткани на основе растительных волокон?

Лекция -25 **Свойство жидкостей.**

План

1.Сжимаемость жидкостей.
2.Тепловое расширение жидкостей.
3.Теплоемкость жидкостей.

Сжимаемость житкостей.

Сжимаемостью χ называется коэффициент пропорциональности между относительным изменением объема $\Delta V/V$ и изменением давления Δp:

$$\Delta V/V = -\chi \Delta p, \quad (1)$$

откуда

$$\chi = -\frac{1}{V}\left(\frac{\partial V}{\partial P}\right)_T \quad (2)$$

Для идеального газа $(\partial V/\partial p)_T = -V/p$ и, следовательно, $\chi = 1/p$. Эксперимент показывает, что при малом давлении сжимаемость реального газа больше, чем идеального, а при большом — меньше. У жидкостей сжимаемость очень мала, поскольку в ней- молекулы упакованы достаточно плотно.

Это сразу видно из кривой уравнения Ван-дер-Ваальса (рис. 1),

Рис.1

на которой жидкому состоянию соответствует участок АВ. Крутизна этого участка свидетельствует о том, что ,V производная -г-, а значит, и сжимаемость, очень мала: для незначительного изменения объема требуется очень большое изменение давления.

Поэтому требуются очень большие давления, чтобы незначительно изменить объем жидкости. Например, сжимаемость воды $0{,}47\text{-}10^{-9}$ Па$^{-1}$; бензина $0{,}82 \cdot 10^{-9}$ Па$^{-1}$ глицерина $0{,}22 \cdot 10^{-9}$Па$^{-1}$, ацетона $1{,}27 \cdot 10^{-9}$ Па$^{-1}$ т. е. сжима - емость жидкостей в тысячи раз меньше, чем газов ртути $3{,}95\text{-}10^{-9}$ Па$^{-1}$

Коэффициент сжимаемости зависит от давления, уменьшаясь с ростом последнего. Это вполне естественно, так как по мере того, как жидкость сжимается, уменьшаются расстояния между ее частицами и увеличиваются силы отталкивания между ними, что, разумеется, затрудняет дальнейшее сближение частиц. Следует отметить, что если при обычных давлениях сжимаемости различных жидкостей могут сильно отличаться друг от друга, то при очень высоких давлениях коэффициенты сжимаемости всех жидкостей оказываются почти одинаковыми .

Коэффициент сжимаемости жидкости зависит от температуры.

Ведь при нагревании вследствие теплового расширения объем жидкости увеличивается и расстояния между молекулами возрастают.

Из-за этого силы отталкивания между частицами уменьшаются и сжатие жидкости облегчается. Поэтому коэффициент сжимаемости с повышением температуры возрастает. Повышение температуры производит, таким образом, действие, обратное действию повыше- повышения давления (это, впрочем, относится не только к жидкостям и не только к свойству сжимаемости).

Только что описанные особенности явления сжимаемости могут быть получены непосредственно из уравнения Ван-дер-Ваальса. Поскольку это уравнение связывает давление, объем и температуру, из него, разумеется, можно вычислить величину $\frac{1}{V}\frac{dV}{dp}$, определяю- определяющую коэффициент сжимаемости [см. формулу (2). При расчете необходимо только учитывать, что постоянные a и b, входящие в уравнение состояния, на самом деле не являются постоянными, а зависят от температуры (постоянная b зависит, кроме того, от

удельного объема вещества), причем вид этой зависимости можно определить только из опыта. Совокупность опытных данных позво-позволила получить следующую эмпирическую формулу для коэффициента сжимаемости жидкости:

$$\chi = \frac{A}{V(p + p_T)}, \qquad (3)$$

где А — некоторая функция, возрастающая с температурой, р — внешнее давление и p_T — давление, связанное с силами Ван-дер- Ваальса (a/V^2) при температуре Т.Формула (3) показывает, что коэффициент сжимаемости в самом деле растет с повышением температуры и уменьшается с ростом давления. Формула (3) является, конечно, приприближенной формулой, пригодной для сравнительно граниченной области давлений.

Опытное определение сжимаемости жидкости. Приборы и установки, служащие для измерения сжимаемости, называются пьезометрами.

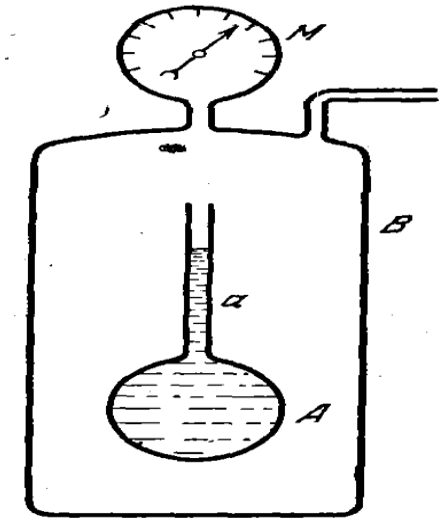


Рис.2.

Один из простейших пьезометров, пригодный для измерения коэффициента сжимаемости жидкости при не очень больших давлениях, схематически

представлен на рис. 2. Исследуемая жидкость заполняет сосуд **А** так, что она входит и в тонкую трубку (капилляр) а. Последний в свою очередь помещает ся в камеру В, в которой может, быть создано повышенное давление, измеряемое манометром М.

Так как на стенки сосуда **А** с жидкостью снаружи и изнутри действует одинаковое давление, то объем сосуда от приложенного внешнего давления не изменяется (об этом необходимо заботиться при измерениях сжимаемости).

Под действием приложенного давления объем жидкости в сосуде **А** несколько уменьшается и это уменьшение становится заметным по понижению уровня в капилляре а. Ввиду малости коэффициента сжимаемости жидкости заметить изменение объема в сосуде без капилляра нельзя было бы.

Если площадь сечения капилляра равна S, а уровень жидкости в нем понизился на величину Δh, то изменение объема равно $S\,\Delta h$.Зная начальный объем жидкости и отсчитав по манометру измене-изменение давления, можно вычислить коэффициент, сжимаемости по формуле (1)

Тепловое расширение жидкостей.

Тепловое расширение вещества характеризуется, как известно, kоэффициентом объемного расширения

$$\alpha = \frac{1}{V}\frac{dV}{dT}, \qquad (4)$$

т. е. относительным изменением объема V при изменении температуры T на 1 К. было показано, что для идеальных газов $\alpha = 1/T$. При температуре таяния льда (T = 273К), следовательно, $\alpha = 1/273$ ($3{,}66*10^{-3}$ $К^{-1}$). У жидкостей коэффициент объемного расширения значительно меньше по своему численному значению и несколько слабее зависит от температуры.

В табл. 1 приведены значения а для некоторых жидкостей при комнатной температуре.

Таблица -1

Коэффициент объемного расширения некоторых жидкостей при комнатной температуре

Вещество	α, K^{-1}	Вещество	α, K^{-1}
Спирт этиловый	$1,1 \cdot 10^{-1}$	Оливковое масло	$7,2 \cdot 10^{-4}$
Эфир	$1,63 \cdot 10^{-3}$	Вода (при 15°С)	$1,5 \cdot 10^{-4}$
Глицерин	$5,3 \cdot 10^{-4}$	Вода (при 90°С)	$7,0 \cdot 10^{-4}$
Ртуть	$1,8 \cdot 10^{-4}$		

Из сказанного выше о действии давления и температуры следует,что коэффициент объемного теплового расширения должен уменьшаться с повышением давления (которое, конечно, препятствует расширению) и расти с повышением температуры.

Явление теплового расширения, так же как и сжимаемости, может быть рассмотрено на основе уравнения состояния Ван-дер- Ваальса, из которого можно получить значение величины определяющей коэффициент а

Заметим здесь, что из закона соответственных состояний следует, что для всех жидкостей при одинаковых приведенных температурах коэффициент теплового расширения должен быть одним и тем же.

То же относится и к коэффициенту сжимаемости. Опыт очень хорошо (лучше, чем другие следствия уравнения Ван-дер-Ваальса) подтверждает этот вывод.

Соотношение между коэффициентами сжимаемости и объемного теплового расширения.

Из самых общих соображений, даже не зная вида уравнения состояния вещества, можно установить соотношения между следующими величинами:

1) $\left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_p$ — изменение объема тела, приходящееся на единицу изменения тем -пературы при постоянном давлении (тепловое расширение);

2) $\left(\frac{\partial V}{\partial p}\right)_T$— изменение объема тела, приходящееся на единицу изменения давления, испытываемого телом при постоянной температуре (сжимаемость);

3) $\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_V$ — изменение давления, приходящееся на единицу изменения температуры при постоянном объеме тела (тепловое напряжение).

Что между этими величинами должна существовать связь, ясно из следующих соображений. Если тело, подвергнутое нагреванию, расширяется, т. е. увеличивает свои объем V, то, увеличив внешнее давление p, можно сжать его до первоначального объема. Значит, одновременным повышением температуры и давления можно сохранить объем постоянным. Легко понять, что увеличение давления, приходящееся на единицу увеличения $\frac{\partial p}{\partial T}$ температуры, ~ потребное для компенсации увеличения объема, вызванного этим изменением температуры, тем больше, чем больше тепловое расширение $\frac{\partial V}{\partial T}$ и чем меньше сжимаемость тела $\frac{\partial V}{\partial p}$. Этим условием и определяется связь между указанными тремя величинами. опытаемся установить эту связь количественно. Соотношение между давлением, объемом и температурой определяется уравнением состояния

$$p = f(V, T). \qquad (4)$$

Каков бы ни был вид зависимости (4), можно утверждать, что если перевести тело из состояния, определяемого значениями V и T, в бесконечно близкое состояние со значениями объема и температуры V + dV и T + dT, то обусловленное этим изменение давления dp не зависит от того, каким путем было достигнуто это изменение состояния. Это означает, что

$$dp = \left(\frac{\partial p}{\partial V}\right)_T dV + \left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_V dT \qquad (5)$$

есть полный дифференциал, т. е. полное изменение давление равно сумме изменений давления, вызванных отдельно изменением объема и изменением температуры.

Напомним еще раз, что при постоянной температуре (dT = 0) изменение давления противоположно по знаку изменению объема.

Если же объем сохраняется постоянным (dV = 0), то знак изменения давления совпадает со знаком изменения температуры.

Если подобрать отношение изменения объема ,V к изменению температуры ,T таким, чтобы давление осталось постоянным, т. е. чтобы ,p = 0, то это отношение, согласно определению частной производной, должно быть записано в виде: $\left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_p$. Тогда из уравнения (5) тождественно следует (при ,p = 0):

$$\left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_p = -\frac{\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_V}{\left(\frac{\partial p}{\partial V}\right)_T}, \qquad (6)$$

или, приняв во внимание, что

$$\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_V = \frac{1}{\left(\frac{\partial T}{\partial p}\right)_V},$$

получаем следующее симметричное тождество:

$$\left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_p \left(\frac{\partial p}{\partial V}\right)_T \left(\frac{\partial T}{\partial p}\right)_V = -1, \qquad (7)$$

которое и является количественным выражением связи между интересую - щими нас величинами.

Это соотношение справедливо, разумеется, для всех тел.

Перепишем равенство (7) так, чтобы в него входили измеряемые на опыте коэффициент объемного расширения а и коэффициент сжимаемости (изотермический) χ

$$\alpha = \frac{1}{V}\left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_p, \quad \chi = \frac{1}{V}\left(\frac{\partial V}{\partial p}\right)_T.$$

Получаем: $\alpha V \frac{1}{\chi V}\left(\frac{\partial T}{\partial p}\right)_V = -1$ или

$$\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_V = -\frac{\alpha}{\chi}. \qquad (8)$$

Уравнение (8) показывает, что если изменять температуру жидкости (в равной мере это относится к любому веществу) при неизменном объеме, то

изменение давления, вызванное изменением температуры на один градус, равно отношению коэффициентов объемного теплового расширения и сжимаемости.

Теплоемкость жидкостей

Те простые закономерности, которые были получены для теплоемкостей идеальных газов из уравнений кинетической теории, не могут быть справедливы для жидкостей (как и для реальных газов), так как их внутренняя энергия определяется не только кинетической энергией тепловых движений частиц, но и их потенциальной энерэнергией взаимодействия. Опыт показывает, что теплоемкость жидкостей зависит от температуры, причем вид зависимости у разных жидкостей различный.

У одних (и таких большинство) жидкостей теплоемкость с повышением температуры увеличивается, у других, наоборот, уменьшается (ртуть). У некоторых жидкостей теплоемкость с повышением температуры сначала падает, а затем, пройдя через минимум, начинает расти, Такой именно ход теплоемкости наблюдается у воды (это еще одна из ее многочисленных аномалий).

Как и в газах, у жидкостей следует различать теплоемкость при постоянном объеме и при постоянном давлении. Разность молярных теплоемкостей C_p—C_v равна, конечно, работе расширения p,V (p — молекулярное давление) моля жидкости при его нагревании на один градус, поэтому численное значение этой разности зависит от значения коэффициента объемного теплового расширения жидкости. В отличие от идеальных газов значение C_p—C_v у жидкостей не равно универсальной постоянной R, а может быть и больше и меньше в зависимости от значения а и от величины внутренних сил взаимодействия частиц жидкости, против которых и совершается работа расширения (давление p в выражении p ,V связано именно с этими силами). Так, например, у жидкого аргона при 110 К теплоемкость C_p = 15,4 кал/моль-К, а C_v = 4,65 кал /моль -К и, следовательно, разность теплоемкостей C_p — C_v

= 10,75 кал/моль-К. У воды же при температуре около 0°С теплоемкость C_p = 18,1, а C_v — = 18,09 кал/моль -К, так что C_p — C_v = 0,01 кал/моль -К. Таким образом, теплоемкость жидкостей не может быть выражена такими простыми формулами, как теплоемкость идеальных газов. Численные значения теплоемкостей могут быть самыми разнообразными. Исключение составляют жидкие металлы, у которых молярная теплоемкость обычно близка к значению 3R ≈ 6 кал/моль -К.

Вопросы для самоконтролья

1.Что такое сжимаемость?

2.Какова зависимость коэффициент сжимаемость от давление и от температуры?

3.Как и какими способами измерияеться коэффициент сжимаемости?

4.Что такое тепловое расширение жидкостей?

5.Как различаеться теплоемкость жидкостей от теплоемкость газа и твердого тела?

6.Какие характерные черти есть теплоемкости жидкостей?

7.Чем отличаеться тепловые расширение от сжимаемости и тепловое напряение?

Лекция-26 **Свойство жидкостей.**

План

1.Диграммы состояния растворов.

2.Осмотическое давление.

3.Закон Вант-Гоффа Химический потенциал.

Диаграммы состояния раствора.

Обычно нас интересует поведение раствора при атмосферном давлении. Независимыми параметрами при этом являются относительная концен трация компонент и температура. Поэтому состояние бинарной смеси может быть охарактеризовано точкой на плоскости в прямоугольной системе координат, по оси абсцисс которой отложена концентрация компонент, по оси ординат — температура.

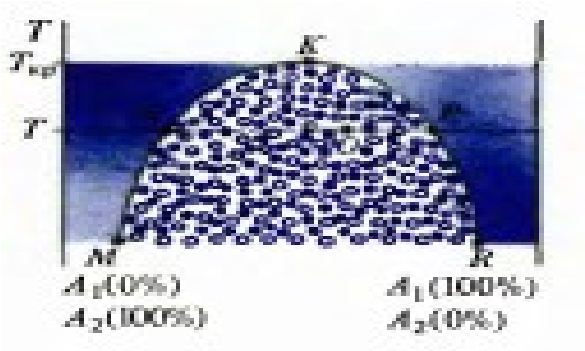


Рис.1.

На рис. 1 изображена диаграмма состояния жидкостей A_1 и A_2, которые смешиваются в произвольных количествах лишь при достаточно высокой температуре. При более низкой температуре эти жидкости не в состоянии смешиваться в произвольных пропорциях. Линия MNK характеризует насыщенный раствор жидкости A_1 в жидкости A_2, а точки левее ее соответствуют ненасыщенному раствору жидкости A_1 в жидкости A_2. Линия RPK характеризует насыщенный раствор жидкости A_2 в жидкости A_1 а точки правее ее соответствуют ненасыщенному раствору жидкости A_2 в жидкости A_1. Область ниже кривой MNKPR

описывает состояние двухфазной системы, состоящей из насыщенного раствора жидкости A_1 в жидкости A_2 и насыщенного раствора жидкости A_1 в A_1. Эти насыщенные растворы имеют различную плотность, благодаря чему более тяжелая компонента занимает нижнюю часть сосуда. Между компонентами имеется разделяющая их граница, которая и позволяет говорить о наличии двухфазной системы.

Выше критической температуры $T_{кр}$ жидкости A_1 и A_2 смешиваются в любых пропорциях.

Для характеристики состояний двухфазной системы действует правило рычага, аналогичное сказанному ранеев . Например, в состоянии, характеризуемом точкой O (рис. 1), массы m_{12} и m_{21} насыщенных растворов обратно пропорциональны длинам отрезков OP и ON:

$m_{12}/m_{21} = |OP|/|ON|$. (1)

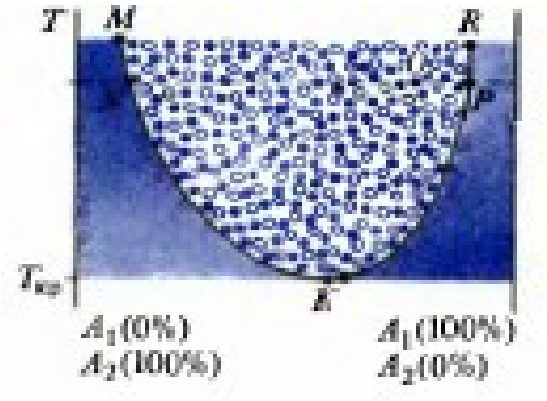


Рис.2.

Рекомендуется вывести это правило в качестве упражнения.На рис. 2 изображена диаграмма состояния жидко

стей A_1 и A_2, которые смешиваются в произвольном количестве лишь при достаточно низкой температуре. При более высокой температуре эти жидкости не в состоянии смешиваться в произвольных пропорциях. Это аналогично предыдущему случаю, с той лишь разницей, что область неограниченного смешения лежит ниже температуры $T_{кр}$, которая называется **нижней критической температурой смешения..**

.Диаграмма состояния бинарной смеси с нижней критической температурой смешения Диаграмма состояний бинарной смеси с двумя критическими температурами смешения

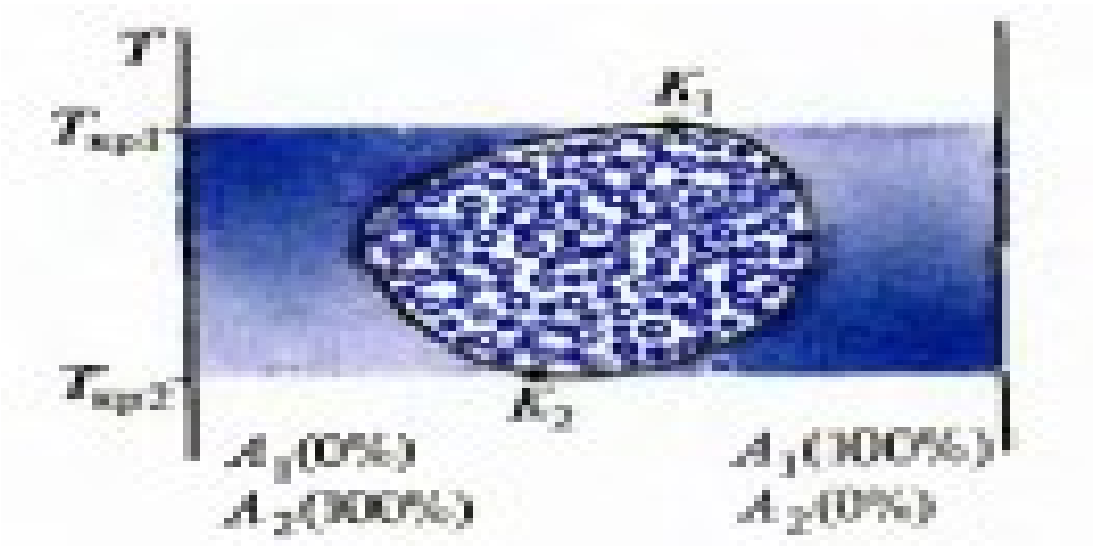


Рис.3.

Наконец, возможен случай, когда имеются две критические температуры смешения — верхняя и нижняя. Характерная диаграмма состояний для этого случая изображена на рис. 3. Область внутри замкнутой кривой соответствует состоянию двухфазной системы. Различные области на этой диаграмме имеют смысл, аналогичный смыслу соответствующих областей на рис. 1 и 2.

Однако в реальных условиях при атмосферном давлении критическая температура достигается редко: верхняя — из-за кипения раствора при более низкой температуре, нижняя — из-за замерзания раствора при более высокой температуре.

-Испарение жидкости происходит с ее поверхности, поэтому изменение свойств поверхностного слоя должно изменять условие равновесия между жидкостью и паром над ней. В частности на условие равновесия и, следовательно, на давление насыщенного пара должна влиять кривизна поверхности жидкости.

При горизонтальной поверхности равновесие жидкости и насыщенного

пара определяется только давлением насыщенного пара. Равновесие определяется силами, действующими на молекулу пара со стороны молекул жидкости. Величина этих сил зависит только от расстояния между молекулой пара и поверхностью жидкости (рис.1):

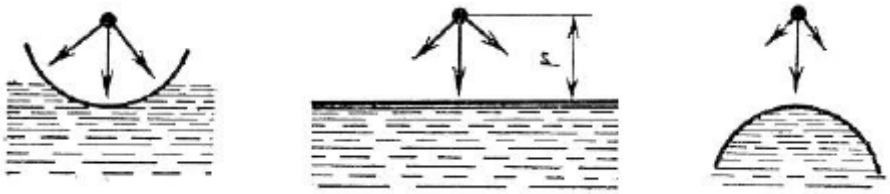


Рис.1. Силы, действующие на молекулу пара

Если поверхность жидкости вогнутая, то на молекулу, находящуюся на том же расстоянии над жидкостью будет действовать другая сила притяжения, потому что боковые поверхности жидкости находятся ближе к молекуле, чем в случае плоской поверхности. Равнодействующая молекулярных сил будет больше и она сильнее затягивает молекулу в жидкость, чем в случае плоской поверхности. Поэтому состояние динамического равновесия будет наблюдаться при меньшем давлении насыщенного пара, чем в случае пло-ской поверхности.

Если поверхность выпуклая, то силы, действующие на молекулу меньше, чем в случае плоской и вогнутой поверхности. Боковые части жидкости находятся на большем расстоянии от молекулы и действуют на нее слабее. Поэтому динамическое равновесие будет наблюдаться при большем давлении насыщенного пара, чем в случае плоской и вогнутой поверхностей.

Определим давление насыщенного пара над искривленной поверхностью жидкости. Пусть в закрытом сосуде с жидкостью находится капилляр, погруженный в жидкость. Жидкость смачивает капилляр (рис.2):

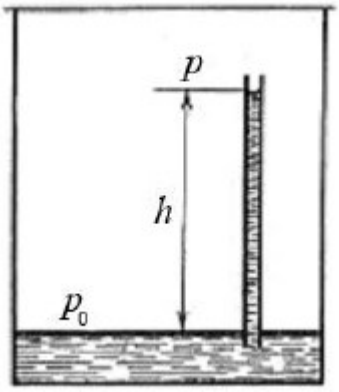


Рис.2. К выводу зависимости давления насыщенного пара от кривизны поверхности жидкости

С течением времени установится динамическое равновесие. Насыщенный пар будет находиться как над плоской поверхностью жидкости в сосуде, так и над вогнутой поверхностью жидкости в капилляре. Однако давление насыщенного пара изменяется с высотой согласно барометрической формуле:

$$p = p_0 e^{-\frac{\mu g h}{RT}} \qquad (1)$$

Согласно (1) давление насыщенного пара p на высоте h над вогнутой поверхностью жидкости в капилляре будет меньше, чем давление p0 над плоской поверхностью жидкости в сосуде. Если жидкость не смачивает капилляр, то она опускается ниже уровня жидкости в сосуде на высоту h и давление над выпуклой поверхностью жидкости в капилляре будет больше чем p0. Определим изменение давления. Из рис.2 и формулы (1):

$$\Delta p = p_0 - p = p_0 - p_0 e^{-\frac{\mu g h}{RT}} \qquad (2)$$

Или

$$\Delta p = p_0\left(1 - e^{-\frac{\mu gh}{RT}}\right) \qquad (3)$$

Разложим экспоненту в ряд, ограничившись двумя первыми членами:

$$e^x = 1 + \frac{x}{1!} + \frac{x^2}{2!} + \cdots$$

$$e^{-\frac{\mu gh}{RT}} = 1 + \left(-\frac{\mu gh}{RT}\right) = 1 - \frac{\mu gh}{RT} \qquad (4)$$

С учетом (4) перепишем (3) в виде:

$$\Delta p = p_0\left(1 - 1 + \frac{\mu gh}{RT}\right) = \frac{p_0}{RT}\mu gh$$

Из уравнения Клапейрона-Менделеева:

$$p_0 V = \frac{m}{\mu}RT \Rightarrow \frac{p_0}{RT} = \frac{1}{\mu}\frac{m}{V} = \frac{\rho_i}{\mu} \qquad (5)$$

где m/V = ρn – плотность насыщенного пара.

Учитывая (6) из (5) получим:

$$\mathrm{D}p = \frac{r_n}{m}mgh = r_n gh \qquad (6)$$

где m/V = ρn – плотность насыщенного пара.

Учитывая (6) из (5) получим:

$$\mathrm{D}p = \frac{r_n}{m}mgh = r_n gh \qquad (7)$$

Известно, что высота поднятия жидкости в капилляре определяется формулой:

$$h = \frac{2\sigma}{\rho_{ж} gR} \qquad (8)$$

где R – радиус мениска, $\rho_ж$ – плотность жидкости. С учетом (8) из (7) получим:

$$\mathrm{D}p = \frac{2s}{R}\frac{r_n}{r_{ж}} \qquad (9)$$

Определим давление p из (2) и (9):

$$p_0 - p = \frac{2s}{R}\frac{r_п}{r_{ж}}$$

Или:

$$p = p_0 - \frac{2s}{R}\frac{r_п}{r_{ж}} \qquad (10)$$

При несмачивании, когда поверхность жидкости выпуклая:

$$p = p_0 + \frac{2s}{R}\frac{r_п}{r_{ж}} \qquad (11)$$

Из (10) и (11) следует, что давление насыщенного пара над вогнутой поверхностью жидкости меньше, а над выпуклой поверхностью больше, чем давление насыщенного пара над плоской поверхностью жидкости. Величина давления при T = const, а, значит и плотность насыщенного пара над искривленной поверхностью жидкости зависит только от радиуса кривизны поверхности. Уравнения (10) и (11) справедливы для любой искривленной поверхности, как для капель жидкости – выпуклая поверхность,

так и для пузырьков газа в жидкости – вогнутая поверхность.

Согласно (11) капли с разными радиусами не могут существовать в равновесии. Маленькие капли будут интенсивно испаряться (давление насыщенного пара больше), а на больших каплях жидкость будет конденсироваться (давление насыщенного пара меньше). Этот процесс будет продолжаться до тех пор, пока маленькие капли не исчезнут. Аналогичные процессы происходят в облаках, где увеличение капель на центрах конденсации приводит к выпадению осадков.

Растворами называются физически однородные (гомогенные) смеси двух или нескольких веществ. Физическая однородность достигается равномерным перемешиванием молекул. Если одного вещества в растворе больше чем других оно называется растворителем. Подобно смеси газов раствор является однофазной системой.

В данной массе растворителя, при данной температуре может раствориться только определенное количество некоторого вещества. Полученный при этом раствор называется насыщенным, а максимальное количество растворенного вещества в единице объема растворителя называется растворимостью. Обычно растворимость увеличивается с повышением температуры, однако для некоторых веществ растворимость уменьшается с ростом температуры. Растворимость также зависит от свойств растворителя. Вода очень хороший растворитель, потому что молекулы воды полярные.Растворы бывают слабые (разбавленные) – если число молекул растворенного вещества мало по сравнению с числом молекул растворителя. Растворы бывают крепкими. Очень крепкие растворы называются концентрированными. Самые простые растворы - бинарные – состоят из двух веществ: растворителя и растворенного вещества. Относительное количество растворенного вещества характеризуется концентрацией раствора. Различают весовую, молярную и объемную концентрации.

Растворение обычно происходит с выделением или поглощением теплоты. В результате растворения молекулы растворенного вещества разделяются и сближаются с молекулами растворителя. Разделение молекул требует затрат энергии, а при сближении молекул энергия выделяется. Только в случае, когда энергия, необходимая для разделения молекул, равна энергии, выделившейся при сближении молекул тепловой эффект при растворении равен нулю.

Растворы с нулевым тепловым эффектом называются идеальными.

Количество теплоты, выделяющейся или поглощающейся при растворении 1 моля вещества, называется теплотой растворения.

Если теплота выделяется, то тепловой эффект положительный, если поглощается – отрицательный.

Например: нашатырь (NH_4Cl) - -16,5 кДж/моль, едкий калий (KOH) - +54,2 кДж/моль. При смешивании поваренной соли со снегом или со льдом можно получить температуру до -21^0 С.

В единице объема раствора находится меньше молекул растворителя, чем в чистом растворителе. Следовательно, давление насыщенного пара над раствором должно быть меньше, чем над чистым растворителем. Рауль показал, что для слабых растворов справедливо соотношение:

$$\frac{p_0 - p}{p_0} = \frac{\Delta p}{p_0} = \frac{n}{n+N} \qquad (12)$$

где p_0 – давление насыщенного пара чистого растворителя, p - давление насыщенного пара раствора, n – число молекул (молей) растворенного вещества, N – число молекул (молей) растворителя.

Для слабых растворов n << N, тогда (12) можно переписать в виде:

$$\frac{\Delta p}{p_0} = \frac{n}{N} \qquad (13)$$

Относительное понижение давления насыщенного пара над раствором пропорционально концентрации раствора (n/N).

Если над раствором давление насыщенного пара уменьшается, то должна увеличиваться температура кипения раствора.

Согласно второму закону Рауля повышение температуры кипения раствора пропорционально концентрации растворенного вещества:

$$\Delta T = \frac{RT^2}{\lambda}\frac{n}{N} \quad . \qquad (14)$$

где ΔT – увеличение температуры кипения, λ – молярная теплота парообразования при температуре T, n/N – молярная концентрация раствора.

Рассмотрим слабые растворы. В таких растворах молекулы растворенного вещества находятся далеко друг от друга и слабо взаимодействуют между собой. В таких условиях молекулы растворенного вещества ведут себя подобно молекулам идеального газа.

Если привести в контакт чистый растворитель и раствор, то молекулы растворенного вещества будут переходить из раствора в растворитель. Этот процесс диффузии закончится только тогда, когда растворенное вещество равномерно распределится по всему объему растворителя. Таким же образом ведет себя и идеальный газ: расширяясь, он, занимает весь доступный ему объем. Подобно тому, как газ оказывает давление на стенки сосуда, молекулы растворенного вещества также должны оказывать давление на стенки сосуда. Они будут создавать парциальное давление в растворе. Существуют вещества, тонкие слои которых пропускают сквозь себя растворитель, не пропуская при этом молекулы растворенного вещества. Такие пленки (мембраны) называются полупроницаемыми. К ним относятся оболочки из разных растительных и животных тканей. Подобные мембраны получают и искусственно, например, железосинеродистая медь – Cu_2 .e$(CN)_6$.

Если раствор отделить от растворителя такой мембраной, то молекулы растворителя будут переходить через мембрану в раствор, уменьшая его концентрацию.

Это явление называется осмосом. Осмос будет также наблюдаться, если мембрана разделяет два раствора разной концентрации. В результате осмоса возникает разность давлений между раствором и чистым растворителем. Когда разность давлений достигает определенной величины, осмос прекращается.

Концентрация молекул в чистом растворителе больше их концентрации в растворе на величину концентрации растворенного вещества. Поэтому сначала через мембрану диффундирует больше молекул растворителя в раствор, чем в обратном направлении. Состояние равновесия достигается, когда число молекул растворителя проходящих через мембрану в одном направлении будет равно числу молекул, проходящих через мембрану в противоположном направлении. Это значит, что концентрации растворителя по обе стороны от мембраны станут равными. В результате, при равновесии давление молекул

растворителя на мембрану с разных сторон компенсируется. Однако столкновения молекул растворенного вещества о мембрану с одной стороны не компенсировано.

Если сосуд А с раствором, дно которого затянуто полупроницаемой перегородкой, поместить в сосуд В с чистым растворителем то уровень раствора в тонкой трубке С сосуда А будет повышаться в результате осмоса (рис.3).

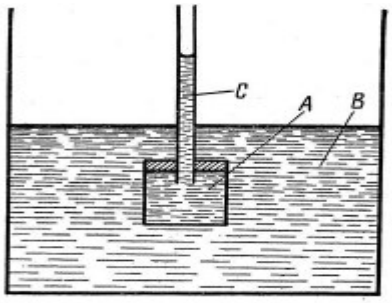


Рис.3. Установка для наблюдения осмоса

Когда уровень раствора в трубке С достигнет некоторой высоты, осмос прекращается. Очевидно, что гидростатическое давление этого столба раствора уравновешивает осмотическое или парциальное давление растворенного вещества (равно ему).

В слабых растворах молекулы растворенного вещества ведут себя подобно молекулам идеального газа. Поэтому осмотическое давление должно подчиняться уравнению Клапейрона-Менделеева:

$$pV = \frac{m}{\mu}RT = \nu RT \qquad (15)$$

Из (15):

$$p = \frac{\nu}{V}RT \qquad (16)$$

где m – масса растворенного вещества, μ – его молярная масса, V – объем раствора, ν – число молей растворенного вещества.

Однако:

где С – молярная концентрация раствора (число молей растворенного веще-

ства в единице объема раствора).

С учетом (17) из (16) получим величину осмотического давления:

$$C = \frac{\nu}{V} \quad (17)$$

где С – молярная концентрация раствора (число молей растворенного вещества в единице объема раствора).

С учетом (17) из (16) получим величину осмотического давления:

$$p = CRT \quad (18)$$

Этот закон установлен Вант-Гоффом в 1887 году и носит его имя.

Из закона Вант-Гоффа следует:

1. Для данного растворенного вещества осмотическое давление при T = const пропорционально концентрации раствора;

2. Для данного растворенного вещества при постоянной концентрации осмотическое давление пропорционально абсолютной температуре раствора;

3. Для разных растворенных веществ при одинаковой температуре и весовой концентрации (m/V) раствора осмотическое давление обратно порционально молярной массе растворенного вещества.

Для большого числа слабых растворов закон Вант-Гоффа хорошо выполняется. Однако для ряда веществ (неорганические соли, кислоты, щелочи) осмотическое давление получается значительно больше вычисленного по формуле Вант-Гоффа. Это объясняется диссоциацией (распадом) молекул этих веществ на ионы при растворении. В результате этого число частиц в единице объема раствора возрастает, что приводит к увеличению осмотического давления.

Осмотическое давление играет важную роль в жизнедеятельности организмов и растений. Обмен веществ в них осуществляется с помощью крови, соков – растворов, которые омывают мембраны клеток.

Распределение воды и растворенных в ней веществ в значительной степени определяется осмотическим давлением.

Вопросы для самоконтролья

Лекция- 27. **Свойство жидкостей.**

План

1.Кипение и испарение жидкостей.

2.Зависимость искривления поверхности жидкости от давления насыщенного пара.

3.Жидкие растворы. Идеальные растворы. Закон Рауля. Закон Генри.

Кипение

Кипение — это фазовый переход 4жидкость — пар4, происходящий с образованием пузырьков пара в объеме жидкости. Кипение является фазовым переходом первого рода. Температура, при которой происходит кипение жидкости, находящейся при постоянном давлении, называется температурой кипения.

Кипение когда при нагревании жидкости достигается температура, при которой давление насыщенных паров равно внешнему давлению, устанавливается равновесие между жидкостью и ее насыщенным паром. При сообщении жидкости дополнительного количества теплоты происходит немедленное превращение соответствующей массы жидкости в пар. Наименьшее давление в жидкости теоретически приходится на ее верхние слои, и это превращение жидкости в пар должно в первую

очередь происходить в верхних слоях. Но в действительности разность в давлениях между различными слоями жидкости незначительна по сравнению с самим давлением, поскольку 10^5Па соответствуют давлению примерно 10-метрового слоя воды.

Кроме того, жидкость обычно подогревается снизу. Оба эти обстоятельства приводят к тому, что интенсивное превращение жидкости в пар происходит по всему объему жидкости. Этот процесс называется кипением. Температурой кипения является та температура, при которой давление насыщенных паров становится равным внешнему давлению. При увеличении давления температура кипения увеличивается, а при

уменьшении давления — уменьшается. Воду в герметически закрытом сосуде можно нагреть до температуры, значительно большей 100°С, без того, чтобы она закипела.

Этот прием используется, например, в обыденной жизни для ускорения варки продуктов в герметически закрытом сосуде. С другой стороны, понизив достаточно давление над поверхностью воды, например путем откачки воздуха из такого сосуда, в котором находится жидкость, можно вызвать кипение жидкости при комнатной температуре.

Ион становится зародышем конденсации благодаря тому, что энергия его электрического поля уменьшается при образовании и увеличении капли воды вокруг него.

Зависимость плотности и давления насыщенных паров от температуры и зависимость температуры кипения от давления обусловливаются физической сущностью динамического равновесия.

При повышении температуры оно обеспечивается возрастанием давления насыщенных паров, а при увеличении давления — повышением температуры.

Таким образом, кипение на различных уровнях в жидкости происходит, строго говоря, при различной температуре, и нет какой-то одной определенной температуры кипения жидкости. Определенную температуру имеет насыщенный пар над поверхностью кипящей жидкости. Его температура не зависит от того, как происходит кипение жидкости на различной глубине, и определяется только внешним давлением.

Именно температура насыщенного пара над поверхностью кипящей жидкости имеется в виду, когда говорят о температуре кипения.

Зависимость температуры кипения от давления. Процесс кипения может начинаться при тех значениях температуры и давления, когда возможно сосуществование жидкой и парообразной фаз, т. е. давление насыщенного пара (образующегося внутри жидкости) равно давлению во

внешней среде. При этом давление и температура связаны уравнением Клапейрона-Клаузиуса:

$$P(T) = P_0 \exp\left(\frac{q_м}{RT_0} - \frac{q_м}{RT}\right), \quad (1)$$

где дм — молярная теплота парообразования. Решая это уравнение отно-относительно Т, найдем

$$T = \frac{T_0}{1 - \frac{RT_0}{q_м} \ln\left(\frac{P}{P_0}\right)}. \quad (2)$$

Для воды температура кипения при атмосферном давлении P_0— 1 атм составляет То = 373 К. Молярная теплота парообразования для воды при 100 °С составляет $\chi_м$ = 40,683 кДж/моль. Тогда согласно полученной формуле при уменьшении давления до Р = 0,8 атм температура кипения воды понижается приблизительно на Т = 6,2 К.

Испарение. В поверхностном слое и вблизи поверхности жидкости действуют силы, которые обеспечивают существование поверхности и не позволяют молекулам покидать объем жидкости. Благодаря тепловому движению некоторая часть молекул имеет достаточно большие скорости, чтобы преодолеть силы, удерживающие молекулы в жидкости, и покинуть жидкость. Это явление называется испарением. Оно наблюдается при любой температуре, но его интенсивность возрастает с увеличением температуры.

Динамическое равновесие. Система пар — жидкость. Если покинувшие жидкость молекулы удаляются из пространства вблизи поверхности жидкости, то в конце концов вся жидкость испарится. Если же молекулы, покинувшие жидкость, не удаляются, а удерживаются в замкнутом объеме около поверхности жидкости, то дальнейший процесс развивается по-другому. Покинувшие жидкость молекулы образуют пар. Молекулы пара, попавшие в область вблизи поверхности жидкости, силами притяжения втягиваются в жидкость. Таким образом, скорость испарения уменьшается. При дальнейшем увеличении плотности пара достигается такая ситуация, когда число молекул,покидающих жидкость

за некоторое время, равно числу молекул, возвращающихся в жидкость за то же время.

Таблица 3

Давление насыщенных паров некоторых веществ при 20°С

Вещество	P, кПа
Ацетон	24,0
Бензол	10,0
Вода	2,34
Метиловый спирт	12,9
Ртуть	$1{,}63 \cdot 10^{-4}$
Толуол	2,93
Хлороформ	21,3
Этиловый спирт	5,87

Наступает состояние динамического равновесия. Пар в состоянии динамического равновесия с жидкостью называется насыщенным.

Из этой картины совершенно очевидно, что с повышением температуры плотность, а следовательно, и давление насыщенного пара увеличиваются (табл. 3 и 4), как это и было показано при рассмотрении изотерм реального газа. С увеличением плотности насыщенных паров поверхностное натяжение жидкости уменьшается, поскольку силы, направленные внутрь жидкости, уменьшаются ввиду роста противоположно направленных сил со стороны насыщенного пара.

Таблица 4

Зависимость давления насыщенных паров воды от температуры

t, °С	−5	−3	−1	0	1	3	5	9	15	20	25
p, кПа	0,401	0,463	0,563	0,611	0,656	0,757	0,872	1,148	1,704	2,337	3,168

Отсюда же следует, что скрытая теплота парообразования с повышением температуры уменьшается. При критической температуре плотность насыщенных паров становится равной плотности жидкости и различие между ними исчезает. Это означает, что и поверхность исчезает, и, следовательно, поверхностное натяжение и скрытая теплота парообразования при критической температуре обращаются в нуль.

Пар не является газом в строгом смысле этого слова. Газ — это агрегатное состояние вещества при данных температуре и давлении. Пар же не является агрегатным состоянием вещества, потому что агрегатным состоянием вещества при данных температуре и давлении является жидкое состояние. В связи с этим поведение пара отличается от поведения газа. В частности, у идеальных газов давление точно обратно пропорционально объему, а у реальных газов — с достаточно большой точностью. У паров же, близких к насыщению, давление незначительно изменяется с объемом, а у насыщенных паров совсем не изменяется. В грубом приближении газовые законы могут быть применены к ненасыщенным парам.

Если же пары очень далеки от насыщения, то газовые законы для их описания являются хорошим приближением. Давление насыщенных паров вблизи искривленной поверхности жидкости. Вблизи искривленной поверхности жидкости давление насыщенных паров отличается от

их давления вблизи плоской поверхности. Чтобы выяснить характер этой зависимости, необходимо рассмотреть условия динамического равновесия пара и жидкости.

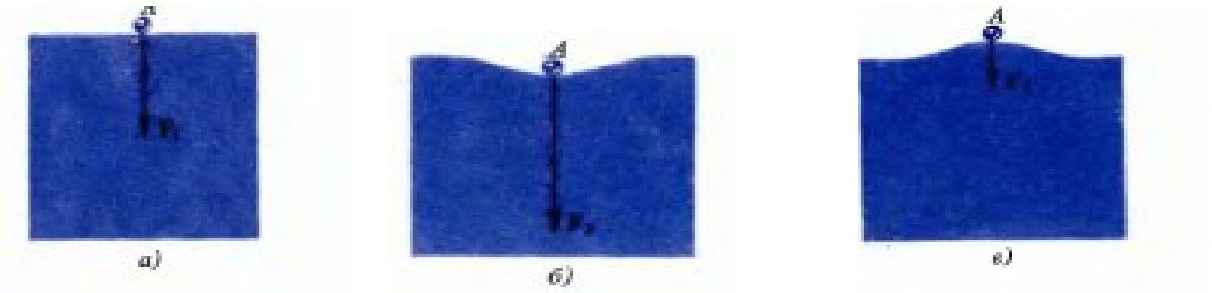


Рис.1.

Условия динамического равновесия вблизи искривленной поверхности по своему физическому содержанию одинаковы с условиями у плоской поверхности, т. е. состоят в том, что интенсивности перехода молекул из жидкости в газ и обратно одинаковы. Однако в случае искривленной поверхности интенсивность обмена молекулами зависит от кривизны

поверхности. Учет этой зависимости позволяет определить давление насыщенных паров вблизи искривленной поверхности. На рис. 1 изображены различные искривления поверхности жидкости (буквой А обозначена молекула вблизи поверхности жидкости, которую притягивают молекулы жидкости). Очевидно, что в случае б сила больше, чем в а, а в случае в меньше,чем в а. Поэтому в случае б, с одной стороны, молекулам труднее покинуть жидкость, а с другой стороны, молекулы пара более энергично втягиваются в жидкость,

чем в случае а. Это означает, что давление насыщенных паров в случае вогнутой поверхности жидкости меньше, чем в случае плоской. В случае в выпуклой поверхности жидкости давление насыщенных паров увеличивается, как это сразу следует из аналогичных рассуждений. Имеется еще одна причина, усиливающая это изменение давления насыщенных паров из-за кривизны поверхности. В случае б давление за счет поверхностного натяжения направлено наружу жидкости, благодаря чему давление внутри жидкости вблизи ее поверхности уменьшается, столкновения между частицами становятся реже, а это еще больше уменьшает число частиц, покидающих жидкость, т. е. еще сильнее снижает давление насыщенных паров вблизи вогнутой поверхности жидкости. В случае в аналогичные причины действуют в противопо - ложном направлении и увеличивают давление насыщенных паров вблизи выпуклой поверхности жидкости.

Чтобы найти выражение для изменения давления Δp насыщенных паров из-за искривления поверхности жидкости, обратимся к рис. 2.

Если жидкость и трубка помещены в замкнутый сосуд, в пространстве над жидкостью будет находиться насыщенный пар. Высота h столба жидкости в капилляре и радиус R кривизны поверхности жидкости в капиллярной трубке зависят от оверхностного натяжения, плотности жидкости и насыщенного пара. Давление на уровне поверх ности жидкости одинаково как внутри капилляра, так и вне капилляра

Давление насыщенных паров на высоте h во всем сосуде также одинаково.

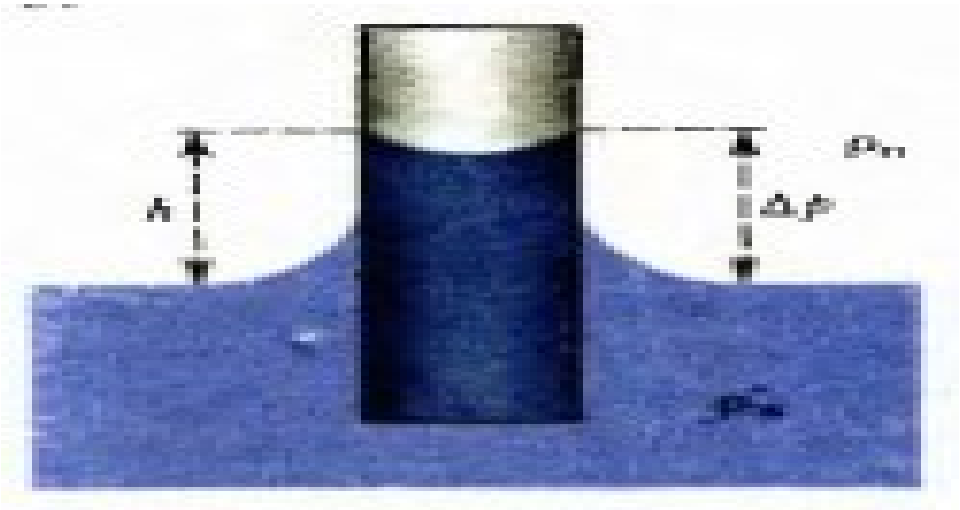


Рис.2 .

Если бы это было не так, то возникали бы горизонтальные потоки насыщенного пара. Чтобы при этом процесс был стационарным, должны были бы возникнуть соответствующие потоки в жидкости, которые замыкали бы линии циркуляции вещества. Поэтому следовало бы допустить, что при одной и той же температуре в разных частях плоской поверхности жидкости характер динамического равновесия пар — жидкость совершенно различен. А это противоречит смыслу той 2 к вычислению давления на- картины динамического равновесия, которая была описыщенных паров над искрив- сана. Обозначая p_h давление насыщенных паров на высоте h имеем:

$$p_0 = p_h + \rho_{ж} g h \qquad (3.a)$$

$$p_0 = p_h - 2\sigma/R + \rho_{ж} g h, \qquad (36)$$

где $\rho_ж$ и ρ_h — плотности жидкости и насыщенного пара.

Равенство (3.а) выражает изменение давления между

рассматриваемыми уровнями в паре, а (3.6) — в жидкости. Член — 2g/R учитывая разницу давлений по разные стороны искривленной поверхности жидкости. Приравнивая между собой величины p_0 из (3.а) и (3.6), находим

$$gh = 2\sigma/[R(\rho_ж - \rho_п)]. \quad (4)$$

Из уравнения (3.а) имеем

$$\Delta p = p_0 - p_h = \rho_п gh = 2\sigma\rho_п/[R(\rho_ж - \rho_п)]. \quad (5)$$

Это выражение называется формулой Томсона. В формуле (3.а) принимается, что плотность насыщенных паров не изменяется с высотой. Это в большинстве случаев достаточно хорошо выполняется. При необходимости можно учесть эффект изменения плотности насыщенных паров с высотой с помощью барометрической формулы .

Определение. Жидкими растворами называется молекулярная смесь двух или нескольких веществ, находящихся в жидком состоянии. Если одно из веществ присутствует в растворе в значительно большем количестве, чем другие, то оно называется растворителем, а другие — растворенными веществами. Растворы, состоящие из двух веществ, называются бинарными.

Количественные характеристики. Относительную концентрацию веществ в растворе удобно характеризовать молярной концентрацией, определяемой как отношение числа молей одного из веществ в растворе к общему числу молей:

$$q_1 = \nu_1/(\nu_1 + \nu_2),\ q_2 = \nu_2/(\nu_1 + \nu_2),\ q_1 + q_2 = 1. \quad (6)$$

Удобство такой характеристики состоит в том, что она дает долю числа молекул (или атомов) каждого из веществ относительно полного числа молекул в растворе. В самом деле, по определению для чисел атомов имеет $N_2 = N_A\nu_2$

где Na — постоянная Авогадро. Поэтому выражение (6) может быть записано в виде

$$q_1 = N_1/(N_1 + N_2),\ q_2 = N_2/(N_1 + N_2),\ q_1 + q_2 = 1, \quad (7)$$

Концентрация часто характеризуется относительной величиной масс компонент, входящих в раствор. Тогда вместо (7) концентрации q_1 и q'_2 определяются формулами

$$q'_1 = m_1/(m_1 + m_2),\ \ q'_2 = m_2/(m_1 + m_2),\ \ q'_1 + q'_2 = 1, \quad (8)$$

где m_1 и m_2 — массы компонент, входящих в раствор.

Растворимость.

Раствор может быть образован как в результате растворения в жидкости твердых веществ, так и смешением жидкостей. При этом возможны различные случаи.

Бывают ситуации, когда в растворе может присутствовать любое количество компонент. В некоторых ситуациях существует предел концентрации одного из веществ. При дальнейшем добавлении этого вещества в раствор оно уже не растворяется. Например, нельзя растворить в данном количестве воды сколь угодно большое количество сахара. В этом случае максимальная равновесная концентрация называется растворимостью. Она зависит от давления и температуры. Твердые вещества всегда имеют предел концентрации при растворении в жидкости. Жидкости в большинстве случаев (например, спирт и вода) смешиваются в любых пропорциях.

Теплота растворения.

Механизм растворения сводится к разрыву связей между молекулами каждого из исходных веществ и образованию новых связей между молекулами веществ, находящихся в растворе. Во многих случаях при растворении молекулы вещества распадаются на свои составные части — ионы (у солей, щелочей и т. д.).

Обычно на разъединение молекул при растворении вещества затрачивается определенная энергия. Благодаря этому при растворении происходит охлаждение.

Энергия, затраченная на растворение, называется теплотой растворения.

После разъединения молекул растворяемого вещества силы притяжения между молекулами растворенного вещества и растворителя могут быть столь значительными, что приводят к образованию комплексов молекул. При этом за счет работы сил притяжения внутренняя энергия увеличивается и происходит нагревание. Если это нагревание больше, чем охлаждение при разъединении молекул растворяемого вещества, то чистый итог процесса растворения сводится к нагреванию при растворении. Выделяющаяся при этом теплота также называется теплотой растворения.

К таким случаям относится, например, растворение кислот в воде. Взаимодействие между молекулами в газах очень слабое. Поэтому растворение газов в большинстве случаев сопровождается выделением теплоты.

Идеальные растворы. Это такие растворы, у которых теплота растворения равна нулю. Ясно, что в этих растворах характер взаимо действия между молекулами растворенного вещества и растворителя такой же, как и между молекулами растворителя. Это означает, что взаимодействие между молекулами в растворе не меняется,если заменить некоторое число молекул растворенного вещества на такое же число молекул растворителя, и наоборот.

Закон Рауля. Из условия динамического равновесия на границе между насыщенным паром и раствором следует, что давление насыщенных паров растворителя должно быть меньше их давления над чистым растворителем во столько же раз, во сколько плотность молекул растворителя меньше, чем когда он является чистым, без растворенного

в нем вещества. Иначе говоря, давление насыщенных паров уменьшается во столько раз, во сколько уменьшается концентрация растворителя:

$$P_i = v_1 P_1^{(0)} /(v_1 + v_2). \quad (9)$$

где p_1 — давление насыщенных паров над раствором, $p_1^{(0)}$ — давление насыщенных паров над чистым растворителем. Аналогично для давления p_2 насыщенных паров растворенного вещества получаем

$$p_2 = v_2 p_2^{(0)}/(v_1+v_2) \quad (10)$$

Формулы (9) и (10) выражают закон Рауля для идеальных растворов. Однако он достаточно хорошо выполняется также для всех слабых растворов (не обязательно идеальных), если речь идет о насыщенных парах растворителя. Это

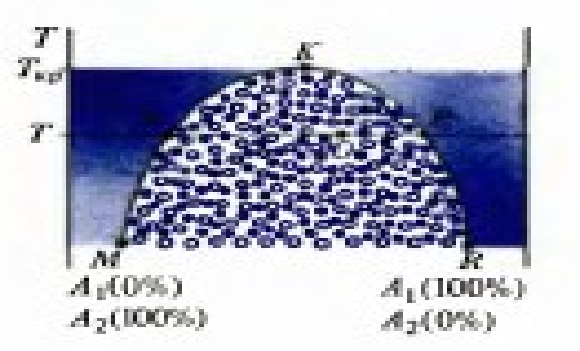


Рис. . Диаграмма состояния бинарной смеси с верхней крити ческой температурой смещения

обусловлено незначительностью концентрации растворенного вещества, которая не способна сколько-нибудь заметно изменить в целом взаимодействие между молекулами растворителя.

У неидеальных растворов давление насыщенных паров меняется не только за счет изменения плотности молекул у поверхности, но и за счет изменения сил взаимодействия между молекулами растворителя и растворенного вещества в растворе. Это может вызвать отклонение от предсказаний по закону Рауля в любую сторону. Столь рке простого закона, как закон Рауля, для неидеальных растворов не существует.

Закон Генри. Закон Рауля (10) можно прочитать справа налево. Тогда он характеризует концентрацию вещества в растворе, если над раствором поддерживается давление p_2 насыщенных паров этого вещества:

$$q_2 = \alpha\, p_2 \;, \quad (11)$$

где $\alpha = 1 / p_2^{(0)}$.

$P_i = p_i^{(0)} v_i / (v_1 + v_2)$

Концентрация газа, растворенного в жидкости, пропорциональна давлению газа над поверхностью жидкости.

Поэтому, в частности, для получения газированной воды углекислый газ к ней подводится под большим давлением.

Зависимость растворимости от температуры. Эту зависимость можно предсказать на основе принципа Jle Шателье — Брауна .Она определяется знаком теплоты растворения.

Если при растворении вещества происходит нагревание, то при достижении насыщения попытка дальнейшего нагревания путем добавления растворяемого вещества приводит к его выпаданию в виде осадка (раствор уже насыщен!). Отсюда по принципу Jle Шателье — Брауна

следует, что при повышении температуры растворимость веществ с положительной теплотой растворения убывает.

Если при растворении вещества происходит охлаждение, то при достижении насыщения попытка дальнейшего охлаждения при добавлении растворяемого вещества

приводит к его выпаданию в виде осадка. Отсюда следует, что при понижении температуры растворимость веществ с отрицательной теплотой растворения убывает, а с повышением температуры возрастает. В частности, как было уже сказано, у газов в большинстве случаев теплота растворения отрицательна. Это означает, что растворимость газов в жидкости в большинстве случаев возрастает с увеличением температуры.

При повышении температуры растворимость веществ с положитель - ной теплотой растворения убывает, а с отрицательной — возрастает.

Вопросы для самоконтролья

1.Что такой кипения ?

2.Что такой испарения?

3. За счет каких физических факторов теплота растворения может быть как положительной, так и отрицательной?

4. Почему законы Рауля и Генри выполняются только для идеальных растворов?

ЛЕКЦИЯ -28 Твердые тело

План

1.Моно- и поликристаллы.
2.Симметрия твердых тел
3.Кристаллические решетки. Решетки Браве. Миллеровские индексы.
4.Дефекты в кристаллах.

При рассмотрении явлений в газах, где среднее расстояние между молекулами значительно больше, чем размеры молекул и расстояние между ними в жидкостях и твердых телах, мы в большинстве случаев пренебрегали действием молекулярных сил. В самом деле, действие молекулярных сил, имеющих электромагнитную природу, проявляется только в том случае, когда расстояние между молекулами порядка размеров самих молекул. При увеличении расстояния между ними в несколько раз силы становятся практически равными нулю. При этом существует определенное расстояние между молекулами, когда система близко расположенных молекул находится в состоянии устойчивого равновесия. При удалении молекул друг от друга возникают силы притяжения, при сближении – силы отталкивания. Если величина сил межмолекулярного взаимодействия достаточно велика, вещество имеет постоянный объем и форму. В этом случае вещество находится в виде твердого тела, к изучению которого мы переходим в данном разделе.
Сначала мы рассмотрим особенности строения твердых тел и связанные со строением тепловые свойства твердых тел. Далее рассмотрим электрические свойства твердых тел и элементы квантовомеханической зонной теории твердых тел, позволяющей объяснить деление твердых тел на металлы, полупроводники и диэлектрики. В конце раздела мы разберем устройство и принцип работы некоторых полупроводниковых приборов.

Термином **твердое тело** принято пользоваться для обозначения тел кристаллического строения. Аморфные тела (стекло, смола и т. п.) рассматриваются как переохлажденная жидкость, поскольку их свойства сходны со свойствами жидкости. Свойства аморфных тел, также как жидкостей и газов, не зависят от направления (одинаковы во всех направлениях). Такие тела называются **изоропными** . Характерная черта кристаллического состояния, отличающая его от жидкого и газообразного состояний, заключается в наличии **а н и з о т р о п и и** , то есть зависимости

физических свойств (механических, тепловых, электрических, оптических) от направления.

Почти все минералы и все металлы в твердом состоянии являются кристаллами. Все кристаллические тела могут находиться в двух формах. **Монокристаллы** –относительно большие отдельные кристаллы; **поликристаллы** – множество беспорядоченно ориентированных друг относительно друга мелких кристалликов (кристаллитов), образующих единое тело. В поликристаллах анизотропия наблюдается только в пределах отдельно взятого кристаллита поликристалла, тело же в целом изотропно. Мы не будем рассматривать поликристаллические состояния твердых тел и кристаллом будем называть только монокристаллические тела.

Анизотропность кристаллов проявляется во внешней форме. Атомы и молекулы, из которых они построены, располагаются в пространстве строго упорядоченно, периодично, это и проявляется в правильной внешней огранке кристаллов.

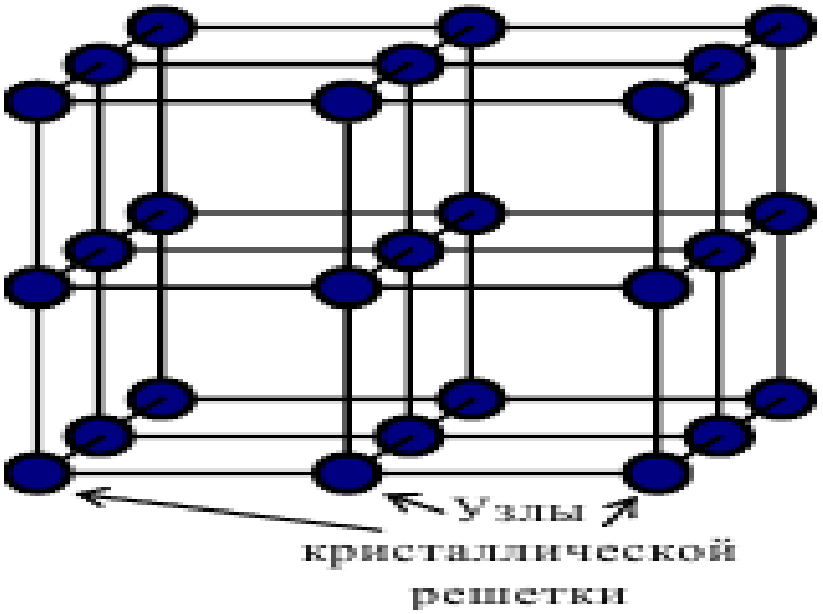


Рис .1.

Упорядоченность расположения атомов кристалла заключается в том, что атомы или молекулы размещаются в узлах геометрически правильной пространственной решетки, называемой кристаллической решеткой.

Говорят, что твердое тело имеет дальний порядок. В аморфных телах и жидкостях упорядоченное расположение частиц может распространяться только на соседние атомы, эти материалы имеют ближний порядок. Регулярное расположение элементов кристаллической решетки повторяется в пределах сотен тысяч и десятков тысяч атомных слоев, поскольку расстояние между атомами 10^{-9} -10^{-10} м , а даже поликристалл состоит из кристаллитов размером 10^{-7} -10^{-6} м.

Весь кристалл может быть получен путем многократного повторения в трех различных направлениях одного и того же структурного элемента, называемого **криста ллической ячейкой** . Наименьшая кристаллическая ячейка называется **элементарной ячейкой** . Элементарная кристалли - ческая ячейка представляет собой параллелепипед, построенный на трех векторах $\vec{a}$, $\vec{b}$, $\vec{c}$, с углами между ними α, β, γ Эти величины называются **параметрами элементарной ячейки**.

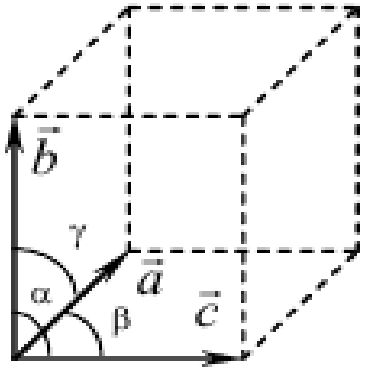


Рис.2.

Впервые гипотеза об упорядоченном расположении частиц в кристалле была высказана в 1848 году Огюстом Браве (A. Bravais, 1811–1863). В строгую систему кристаллография была приведена к 1881 году Е. С. Федоровым (1853–1919). Его система была полностью подтверждена в экспериментах по рентгеноструктурному анализу после открытия Максом Лауэ (M. Laue, 1879–1960) в 1912 году дифракции рентгеновских лучей. Систематизация кристаллов, выполненная Федоровым, была основана на **симметричности кристаллической решетки** – способности

совмещаться с собой при определенных преобразованиях, называемых преобразованиями симметрии. Внутреннее строение кристалла подчиняется строгим законам симметрии.

Перечислим основные преобразования симметрии.

1. **Т р ан с ля ц и он н а я с и м м ет р и я** – параллельный перенос всех ттела на определенное расстояние, характеризуется элементом симметрии – **вектором трансляции** $\vec{T}$

. Произвольный вектор трансляции может быть разложен по базису

$\vec{T} = n\vec{a} + m\vec{b} + k\vec{c}$,

где $\vec{a}, \vec{b}, \vec{c}$, – базисные вектора трансляции, совпадающие с ребрами элементарной ячейки; n, m, k – целые числа.

2. П о в о р о т . Решетка совпадает сама с собой при повороте вокруг оси симметрии. Элементом симметрии является **поворотная ось** симметрии, которая обозначается C_n, где $n = \frac{2\pi}{\omega}$ – порядок оси, который для реальных кристаллов может принимать значения n = 2, 3, 4, 6, а φ – угол поворота вокруг оси для совмещения кристаллической решетки с самой собой.

3. О т р а же н и е в п л о ск о ст и . Элемент симметрии – плоскость, при зеркальном отражении в которой решетка совпадает сама с собой, называемая **плоскостью симметрии и обозначаемая** σ .

4**. О т р а же н и е в т о ч к е (и н в ер си я)** . Элементом симметрии является точка, которая называется **центром инверсии и** обозначается I .

Три последних преобразования относятся к группе **точечной симметрии**. Это связано с тем, что при данных преобразованиях существует хотя бы одна неподвижная точка, которая совмещается сама с собой.

По совокупности элементов точечной симметрии все кристаллы можно разделить на **семь кристаллографических систем (сингоний),** определяемых по форме элементарной ячейки, которая обладает той же точечной симметрией, что и весь кристалл.

С и н г о н и и (в порядке уменьшения симметрии):

- кубическая a = b = c, $\alpha = \beta = \gamma = 90^0$,
- тетрагональная a = b ≠ c, $\alpha = \beta = \gamma = 90^0$,
- ромбическая a ≠ b ≠ c, $\alpha = \beta = \gamma = 90^0$,
- ромбоэдрическая a =b=c, $\alpha = \beta = \gamma \neq 90^0$,
- гексагональная a = b ≠ c, $\alpha = \beta = 90$, $\gamma = 60^0$,
- моноклинная a≠ b ≠c, $\alpha = \beta = 90^0$, $\gamma \neq 90^0$,
- триклинная a≠ b ≠c , $\alpha \neq \beta \neq \gamma$.

Самая симметричная из них, имеющая больше всего элементов симметрии, – кубическая сингония, ее элементарная ячейка имеет форму куба. У нее все ребра одинаковые и все углы прямые. Кристаллическая решетка кубической системы имеет 13 поворотных осей симметрии: 6 осей второго порядка, 4 оси третьего порядка и 3 оси четвертого порядка.

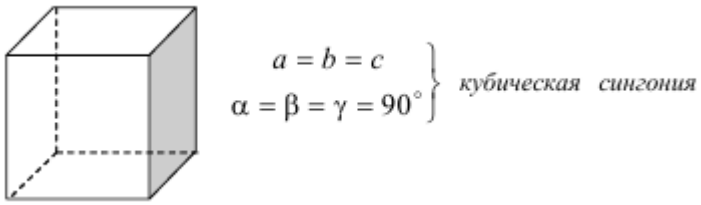


Рис.3.

Совокупность всех элементов симметрии тела называют его **г р у п п ой симметрии** или **п р о стр а н ст в ен н о й г р у п п о й** . Как в 1890 году показал Федоров на основе геометрических соображений, всего существует **230 пространственных групп**, объединяемых в **32 кристаллографических класса**. По-видимому, не все пространственные группы реализуются в природе, в настоящее время для 53-х федоровских групп не найдено ни одного кристалла.

Кроме деления по кристаллографическим свойствам, в зависимости от физикохимической природы частиц, находящихся в узлах кристаллической решетки и характера сил взаимодействия между ними (химических связей) различают кристаллы:

- ионные (гетерополярные),
- атомные (гомеополярные),

- металлические,
- молекулярные.

В узлах кристаллической решетки ионных кристаллов расположены правильно чередующиеся положительные и отрицательные ионы. Поэтому кристалл в целом можно рассматривать как одну гигантскую молекулу. Силы взаимодействия между ними являются кулоновскими.

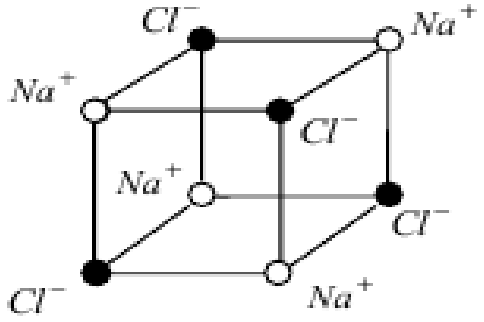


Рис .4.

Типичным примером ионного кристалла может служить кристалл поваренной соли NaCl .

В узлах кристаллической решетки **атомных кристаллов** находятся нейтральные атомы. Связь, их объединяющая, называется **гомеополярной (ковалентной),** силы взаимодействия имеют квантовую природу. Типичным примером атомных кристаллов может служить алмаз.

Металлические кристаллы – в узлах кристаллической решетки находятся положительные ионы металлов, образовавшиеся после отщепления от атомов внешних (валентных) электронов, образующих электронный газ металла. Электроны играют роль 4цемента4, удерживая вместе положительные ионы, в противном случае решетка распалась бы под действием сил отталкивания между положительными ионами метал-ла. Вместе с тем, и электроны удерживаются ионами.

В узлах **молекулярных кристаллов** находятся молекулы. Силы, которые удерживают молекулы в кристалле, имеют ван-дер-ваальсовую природу, это те самые силы,которые обеспечивают притяжение нейтральных молекул в газе. Примером молекулярного кристалла может служить обычный лед.

В некоторых твердых телах может осуществляться одновременно несколько видов связи. Например, в графите атомы одного слоя связаны между собой ковалентной и металлической связью, а между слоями действуют молекулярные силы.

Решетка Браве. Рассмотренные в предыдущем параграфе элеэлементы симметрии и классификация их относились к кристаллическим телам. Эти элементы симметрии характеризуют симметрию кристаллического тела как целого; это так называемая макроскопимакроскопическая симметрия.

Вернемся снова к строению кристаллической решетки.

Выше было установлено, что решетка может быть совмещена сама с собою (т. е. приведена в положение, не отличимое от исходного) путем трансляции, т. е. параллельного переноса на определенные расстояния в определенных направлениях. Для кристаллической решетки трансляция является основным элементом симметрии.

Всякая кристаллическая решетка, как было указано, может быть редставлена в виде правильно уложенных параллелепипедов — элементарных ячеек. Все элементарные ячейки, составляющие решетку, очевидно, одинаковы по форме и по объему и в каждой из них находится одинаковое число атомов. Во всех вершинах элементарных ячеек находятся одинаковые атомы или группы атомов; все эти вершины поэтому эквивалентны друг другу и явля-являются узлами решетки.

Каждый из этих узлов, т. е. вершин элементарных ячеек, может быть совмещен с любым другим путем параллельного переноса на один из периодов решетки. Однако эти узлы не являются единственными в решетке. В решетке могут быть точки, которые совмещаются друг с другом при помощи элементов симметрии, присущих кристаллу как целому, т. е. путем поворотов и отражений.

Другими словами, в кристаллической решетке параллельные переносы могут комбинироваться с макроскопическими элементами симметрии. Если, например, кристалл обладает какой-либо осью симметрии или плоскостью'

симметрии, то путем параллельного переноса (трансляции) их на период решетки возникает бесконечное множество таких параллельных между собой осей и соответственно плоскостей симметрии.

Кроме того, сочетание трансляции и поворота около оси, совпадающей с направлением этой трансляции, приводит к новому элементу симметрии, который называется винтовой осью.

Аналогично, если точка решетки может быть совмещена с другой путем сочетания трансляции этой точки и отражения ее от плоскости, параллельной направлению трансляции, то возникает соответствующий элемент симметрии, называемый плоскостью зеркального скольжения. Совокупность эквивалентных узлов решетки, которые могут быть совмещены друг с другом только путем параллельного переноса (трансляции), образует так на-называемую трансляционную решетку, или решетку Браве кристалла.

Решетка Браве, следовательно, представляет собой параллелепипед, построенный путем параллельного переноса какого-нибудь из узлов решетки по трем направлениям. В качестве таких направлений (координатных осей) выбирают направления, параллельные осям симметрии кристалла или перпендикулярные к его плоскостям симметрии. В кристаллографии эти направления выбирают обычно в качестве кристаллографических осей. В таким образом построенных параллелепипедах эквивалентные узлы (атомы) могут располагаться не только в вершинах, но и в центре граней, и в центре диагональной плоскости.

В первом случае решетка Браве называется гранецентрированной, во втором — объемноцентрированной.

Соотношение длин ребер a, b, c решетки Браве и углы между ними могут быть различными. При этом возникает вопрос: сколько различных типов решеток Браве могут существовать?

Можно показать, что всего существует 14 различных типов решеток Браве. Так как в качестве координатных осей, на которых строятся эти элементарные параллелепипеды, выбраны кристаллографические оси

кристалла, то каждая из решеток Браве может быть отнесена к одной из семи кристаллических систем, указанных выше. На рис. 5. представлены все 14 элементарных параллелепипедов решеток Браве в порядке возрастания их симметрии. На первом месте поставлена наименее симметричная триклинная решетка 1, в которой узлы расположены в вершинах параллелепипеда с про-произвольными длинами ребер а $\neq b \neq c$ и углами между ними $\alpha \neq \beta \neq \gamma \neq$ 90°. Далее следуют: простая моноклинная 2, гранецентрированная моноклинная 3, простая ромбическая 4, ромбическая с центрированными основаниями 5, ромбическая объемноцентрированная 6, ромбическая гранецентрированная 7.

В гексагональной решетке 8 узлы расположены в вершинах праправильных шестигранных призм и в центрах их шестиугольных оснований. Далее следуют: ромбоэдрическая решетка Браве 9, элементарный параллелепипед которой представляет собой куб, растянутый или сжатый вдоль пространственной диагонали (ромбоэдр); тетрагональная простая 10, тетрагональная объемноцентрированная 11.

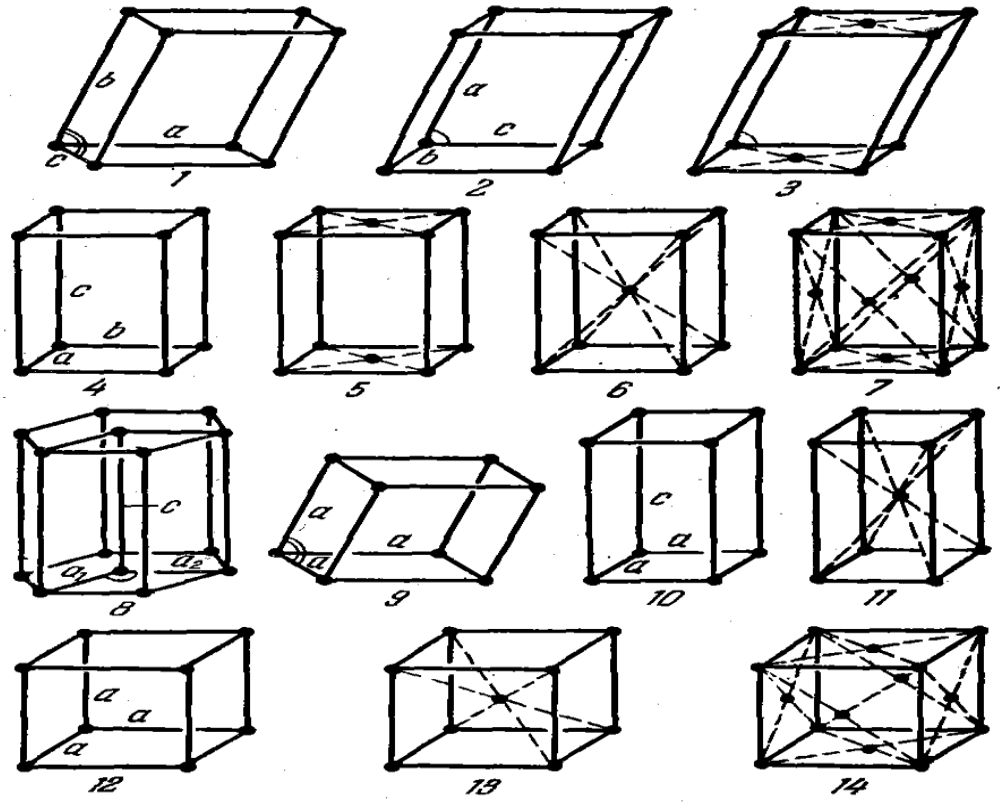


Рис 5

К системе, обладающей максимальной симметрией — кубической, относятся три типа решеток Браве: простая кубическая 12, объемноцентрий рованная 13 и гранецентрированная 14.

Решетка Браве, как было указано, строится для вполне определенного узла кристаллической решетки путем параллельного переноса его по трем кристаллографическим осям. Если выбрать в качестве исходного другой какой-нибудь узел (атом), мы получим другую решетку Браве. Отсюда следует, что могут быть кристаллические решетки, представляющие собой систему нескольких решеток Браве, смещенных относительно друг друга.

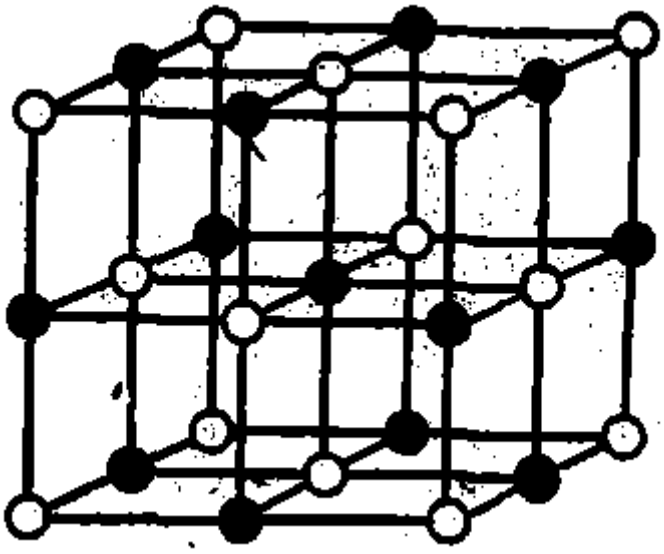


Рис.6.

Так, например, Рис. 4. кристаллическая решетка поваренной соли NaCl состоит из двух решеток Браве (рис. 6) соответственно тому, что ионы Na (черные кружки) и ионы C1 (белые кружки) каждый по отдельности образуют кубическую гранецентрированную решетку Браве.

Обе эти решетки смещены относительно другдруга на половину ребра куба.

Символические обозначения плоскостей и направлений в кристалле.

Анизотропия кристалла делает необходимым выделять и определенным образом обозначать различные плоскости (грани) и направления (например, ребра) в кристалле. Для этого пользуются специальной системой координат, связанной с кристаллом так, что координатные оси обычно проводятся

параллельно осям симметрии или перпендикулярно к плоскостям симметрии, а начало координат совпадает с одним из узлов решетки. Координаты в такой системе измеряются в единицах, равных межатомным расстояниям в данном направлении (эти расстояния называются постоянными решетки или параметрами решетки). Положение какой-либо плоскости однозначно определяется координатами любых трех точек этой плоскости, например тех, в которых она пересекается тремя осями координат.

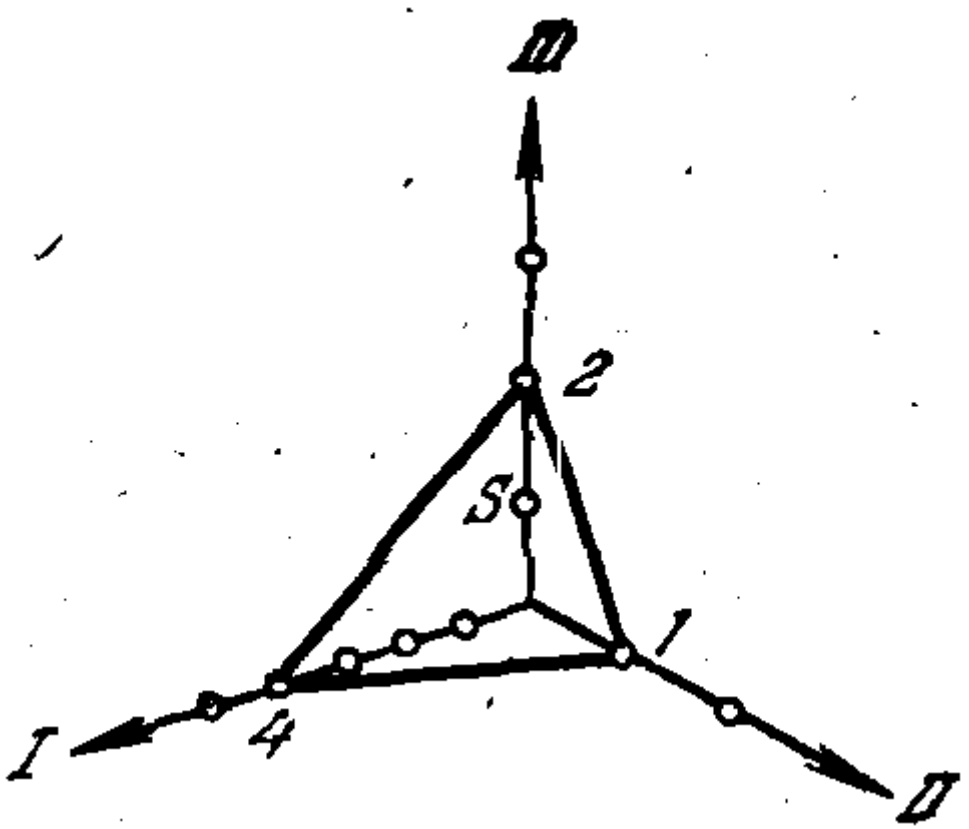


Рис.7.

Пусть оси 1, II и III являются координатными осями и нужно определить плоскость S (рис. 7). Если, например, плоскость пересекает ось / в точке на расстоянии в 4 единицы (т. е. в четыре межатомных расстояния в а направлении оси1), ось II на расстоянии в 1 единицу и ось III на расстоянии в две единицы, то положение плоскости задается тройкой чисел: 4, 1 и 2. Однако принято пользоваться для обозначения плоскостей в кристалле не этими числами, а особыми индексами Миллера, которые определяются так: находим координаты трех точек пересечения плоскости с координатными

осями (в единицах постоянных решетки). Обратные значения полученных чисел приводим к одному знаменателю и знаменатель отбрасываем. Числители дробей и дают индексы Миллера. Так, например, для только что рассмотренной плоскости, пересекающей оси координат в точках 4,1 и 2, обратные величины координат будут соответственно 1/4 , l и 1/2, общий знаменатель этих дробей* равен 4 и индексы Миллера окажутся, таким образом, равными 1, 4 и 2. Эти-числа заключаются в круглые скобки, так что интересующая нас плоскость символически обозначается**(142**) (читается не 4сто сорок два4, а 4один, четыре, два4).

Данный набор индексов определяет, очевидно, не одну плоскость, а все семейство параллельных плоскостей. Буквами индексы Миллера обозначаются через h, k, I. Если плоскость параллельна одной из осей координат, т. е. пересекает ее в бесконечности, то соответствующий индекс равен нулю.

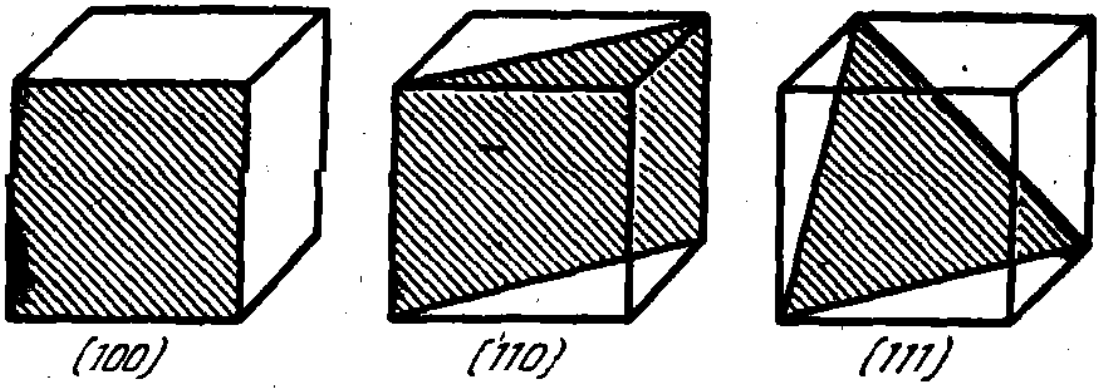


Рис.8.

На рис. 8 указаны индексы некоторых наиболее важных плоскостей кубического кристалла. Направления в кристалле также задаются индексами, которые определяются следующим образом: вдоль определяемого направления выбирают 4некоторый вектор 4произвольной длины и определяют величины составляющих этого вектора по осям координат в единицах постоянной решетки. Тогда индексами этого направления будут три наименьших целых числа, отношения которых между собой равны отношениям составляющих вектора. Например, если компоненты вектора

равны соответственно 6, 4 и 8 единицам, то индексами соответствующего этому вектору направления будут 3, 2 и 4l Эти числа заключаются в квадратные скобки — [321]

Буквами индексы направлений обозначаются через u, υ и w. Направление, определяемое данным на,бором индексов [u υ, ; w], иногда (а для кубического кристалла всегда) оказывается перпендикулярным к плоскости с таким же набором индексов (h, k,t).

Дефекты в кристталах

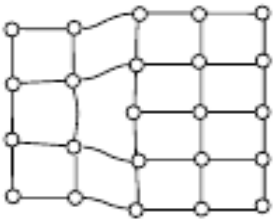
До сих пор мы рассматривали идеальные кристаллы. В отличие от них, реальные кристаллы имеют отклонения от строгой периодичности, которые называются **дефектами кристаллической решетки** – нарушение дальнего порядка.

Все дефекты кристаллической структуры можно разделить на два типа:

1) макроскопические (макродефекты),
2) микроскопические (микродефекты).

К макродефектам относятся трещины, поры и т. п. Макродефектами, в частности, являются границы кристаллитов в поликристалле.

Микродефекты делятся на протяженные **(линейные)** дефекты (нарушения дальнего порядка) и **точечные** дефекты (нарушения ближнего порядка).



Краевая дислокация

Винтовая дислокация

Рис.9.

Основным типом протяженных дефектов являются **дислокации.** Простейшими видами дислокаций являются **краевая** и **винтовая дислокации.**

К точечным дефектам относятся:

1) **вакансия** (V) – отсутствие атома в узле решетки.

2) **междоузлие** (I) – атом (собственный (из узла) или инородный (примесь))в межузельном пространстве.

3) **примесный атом** – чужеродный атом, замещающий атом основного типа в узле кристаллической решетки.

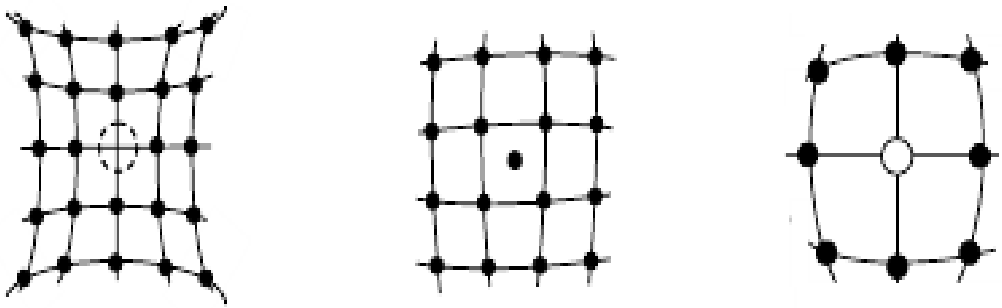


Рис .10.

Кроме того, возможны конгломераты точечных дефектов – связанная комбинация разных точечных дефектов, например, пара – вакансия и междоузелие, называемая парой Френкеля.

Дефекты сильно влияют на физические (механические, магнитные, электрические и другие) свойства твердых тел. Прочность материалов увеличивается в результате подавления процессов зарождения макродефектов, прежде всего, трещин, а также в результате создания препятствий для их распространения в твердом теле. Поэтому для увеличения прочности тел используют два противоположных способа. Один способ состоит в изготовлении бездефектных кристаллов. Второй способ заключается в максимальном хаотическом искажении правильной структуры кристалла, что затрудняет распространение трещин и пластических деформаций. В технологии получения сверхпрочных материалов используется только второй способ (легирование – внесение в решетку чужеродных атомов, наклеп – сильные пластические деформации при холодной обработке, закалка – 4замораживание4 точечных дефектов, образованных при высокой температуре, в результате быстрого охлаждения).

Мы знаем, что температура есть мера теплового движения атомов или молекул. Рассмотренная статическая модель кристалла с неподвижными элементами в узлах не описывает тепловые свойства кристалла, поскольку в ней отсутствует механизм изменения температуры кристалла. Реальные кристаллы могут находиться при разных температурах, их можно нагревать и охлаждать, следовательно, для описания их тепловых свойств нужно использовать более сложные модели.

Вопросы:

1. Монокристаллические и поликристаллические твердые тела.
2. Симметрия кристаллов. Кристаллическая решетка.
3. Что такой решетка Браве?
4. В твердых телах на что характеризует Индексы Мюллера?
5. Дефекты кристаллической решетки.

Лекция -29.Твердые тело

Тема:Механические свойства твёрдых тел. Деформации

План

1.Упругая деформация

2. Деформация растяжения и сжатия. Сдвиг

3. Всестороннее растяжение и сжатие

4. Деформация сдвига

5. Связь между модулями упругости

6. Упругая деформация и тепловое расширение

7.Пластическая деформация. Предел прочности

Механическими свойствами называются те свойства твердых тел, которыми определяется их способность изменять свою форму (деформироваться) под действием внешних механических сил и противостоять разрушению этими силами.

Деформация твердого тела является результатом изменения под действием внешней силы взаимного расположения частиц, из которых тело состоит, и расстояний между ними. **Деформация** называется упругой, если она исчезает после прекращения действия вызвавшей ее силы, и пластической, если она сохраняется и после прекращения нагрузки. Все твердые тела могут быть деформированы и упруго, и пластически, в зависимости от величины приложенных сил. При достаточно малых силах твертвердые тела деформируются упруго. Очевидно, что в деталях различразличного рода технических сооружений, машин и т. д., предназначенных для длительной работы, допускаются только упругие деформации.

Упругая деформация. Когда к твердому телу приложены внешние силы и силы эти таковы, что различные части тела совершают различные движения, то частицы в кристалле смещаются одни относительно других. В этом и состоит явление деформации тел. Так как при этом изменяются взаимное расположение частиц и их взаимные расстояния, то это приводит к зменению

формы тела или его объема, или того и другого. Впрочем, деформация, связанная с изменением объема, возможна не только у твердых, но и у жидких и газообразных тел: расширение и сжатие и есть деформации с изменением объема.

Изменения взаимного расположения частиц и их взаимных расстояний вызывают появление сил упругости, направленных так, что они как бы стремятся восстановить первоначальную форму и объем, а значит и первоначальную конфигурацию частиц. Силы эти действуют как внутри деформируемого тела, между его частями, так и на другие тела, соприкасающиеся с ними. Направлены эти силы против внешних сил, вызвавших движение частиц, и если тело в целом, несмотря на действие внешней силы, не получает при этом ускорения, то силы упругости уравновешивают внешние силы, называемые нагрузкой. В этом случае деформации называются статическими. Сегодня мы будем изучать.
Соотношение между величиной деформации и силами, которые из-за нее возникают (или, что то же, внешними силами, которым они по абсолютному значению равны), определяется **законом Гука**, который кратко может быть выражен так: **сила пропорциональна деформации**. Чтобы выразить этот закон в количественной форме, нужно условиться о том, какими величинами характеризуются деформации и силы.
Опыт показывает, что если в деформированном теле выделить некоторую произвольную поверхность, то деформация определяет не силу, действующую на эту поверхность, а отношение этой силы к площади поверхности. Это отношение **P**, равное **.F/S,** где F —сила, **S** — площадь поверхности, называется напряжением. Измеряется оно в таких же единицах, как и давление. Под словом 4сила4 в законе Гука мы и будем понимать напряжение. Следует отметить, что мы здесь ограничимся рассмотрением деформаций изотропных тел.

Если обозначить величину, характеризующую деформацию, буквой е (для различных видов деформаций это будут различные величины), то закон Гука может быть записан в виде:

$$\frac{P}{\varepsilon} = \mathbf{const} \quad (1)$$

Константа, равная отношению напряжения к величине деформации, называется **модулем** соответствующего вида упругой деформации (термин этот был введен Юнгом, придавшим закону Гука математическую форму).

Деформации, которые может испытывать твердое тело под действием приложенной нагрузки, сводятся к двум основным видам, соответственно тому, что всякая сила, приложенная к поверхности тела, может быть разложена на две составляющие: одну—перпендикулярную к поверхности и другую — параллельную ей.

Первая из них вызывает деформацию, называемую **растяжением** или **сжатием.** Этот вид деформации характеризуется тем, что изменяется объем, но не изменяется форма тела. Вторая составляющая (параллельная поверх - ности) создает деформацию **сдвига.** При деформации сдвига изменяется форма тела, но не изменяется его объем.

Если составляющая напряжения, параллельная поверхности, равна нулю, то будет происходить деформация чистого растяжения или сжатия. Если равна нулю нормальная составляющая напряжения, то деформация будет чистым сдвигом.

Кроме рассмотренных основных видов деформаций часто встречаются и играют большую роль еще два вида деформаций: кручение и изгиб. Первая из них сводится к деформации сдвига, а вторая — к деформации растяжения и сжатия.

Деформация растяжения и сжатия. Сдвиг Одностороннее растяжение и сжатие. Пусть цилиндрический стержень, имеющий длину ℓ и площадь поперечного сечения S, подвергается действию силы направленной

параллельно его оси,

Рис.1.

как показано на рис. 1. Под действием этой силы длина стержня увеличивается на некоторую величину $\Delta\ell$(если изменить направление сил на обратное, то длина не увеличивается, а уменьшается).

Но это удлинение $\Delta\ell$ не может быть принято за характеристику деформации. Ведь сила действует на каждую единицу длины стержня, поэтому общее удлинение будет зависеть от длины ℓ и, таким образом, будет определяться не только действующим напряжением, но и первоначальной длиной образца. В качестве величины деформации в данном случае необходимо избрать отношение удлинения к длине $\Delta\ell$, к длине ℓ которое уже от ℓ не зависит. Это отношение называется относительным удлинением стержня. Пользуясь такой характеристикой деформации одностороннего, растяжения (сжатие означает только изменение знака деформации при изменении направления силы), мы можем записать закон Гука в виде: $\frac{P}{\Delta\ell/\ell} = E$, или

$$\frac{\Delta\ell}{\ell} = \frac{P}{E} \qquad (2)$$

Величина **E** называется модулем Юнга или модулем упругости и является одной из основных характеристик упругих свойств твердого тела. Его размерность совпадает с размерностью давления. Иногда модуль Юнга определяют как величину напряжения, удваивающего длину растягиваемого образца. Это следует из того, что если положить в (2) $\frac{\Delta\ell}{\ell} = 1$(это и означает, что длина образца удваивается), то P = E.

Такое определение модуля Юнга носит отвлеченный характер, ибо в действительности линейная зависимость между деформацией и напряжением, выражаемая уравнением (2), наблюдается только при малых

деформациях ($\frac{\Delta\ell}{\ell} \ll 1$). Не может быть и речи об удвоении длины образца твердого тела, ибо задолго до достижения такой деформации образец разрушится! Больше того, задолго до разрушения образца деформация его перестает линейно меняться с напряжением и, следовательно, само понятие модуля Юнга теряет смысл.

Уравнение (2) может быть записано и в другом виде:

$$\frac{\Delta\ell}{\ell} = \text{КР или К} = \frac{1}{\text{E}} \quad (3)$$

Коэффициент К, равный обратной величине модуля Юнга,называется коэффициентом упругости (иногда его еще называют коэффициентом одностороннего растяжения). Из формулы (3.) видно, что он численно равен относительному удлинению стержня, которое создается напряжением, равным единице. При одностороннем растяжении или сжатии изменяется не только длина стержня, но и его поперечные размеры, т. е. его радиус: при сжатии радиус увеличивается, при растяжении уменьшается. Если и эту деформацию характеризовать относительным изменением радиуса $\frac{\Delta r}{r}$, то можно написать:

$$\frac{P}{\Delta r/r} = \text{M}'$$

где M' — коэффициент пропорциональности, который можно назвать модулем поперечного сжатия при продольном растяжении.

Ясно, что между $\frac{\Delta\ell}{\ell}$ или $\frac{\Delta r}{r}$ должна быть простая связь. Она выражается в том, что их отношение есть величина, постоянная для данного вещества:

$$\frac{\Delta\ell}{\ell} / \frac{\Delta r}{r} = \mu$$

Постоянная μ, равная отношению поперечного и продольного удлинений, называется коэффициентом Пуассона. Значением коэффициента Пуассона, очевидно, определяется изменение объема деформируемого образца.

Если бы объем тела не менялся при деформации, т. е. если бы изменение длины $\Delta\ell$ образца компенсировалось соответствующим изменением радиуса (для цилиндрического образца), то выполнялось бы равенство

$$\mu = \frac{1}{2}$$

Действительно, объем образца V =$\pi\, r^2\ell$, где r — радиус цилиндра, ℓ — его длина. Изменение объема

$$\Delta V = \pi(2\ell\Delta r + r^2\Delta\ell)$$

Для того чтобы AV = 0, необходимо, чтобы было

$$2\ell r\Delta r = -r^2\Delta\ell,$$

Откуда

$$\frac{\Delta r}{r} = -\frac{1}{2}\frac{\Delta\ell}{\ell} \text{ т. е. } |\mu| = \frac{\Delta r}{r} / \frac{\Delta\ell}{\ell} = \frac{1}{2}$$

В действительности для всех веществ коэффициент Пуассона меньше 1/2 и близок к 0,30, т. е. объем тела при линейной деформации увеличивается (у пробки коэффициент Пуассона равен нулю).

Всестороннее растяжение и сжатие. Этот вид деформации, по характеру своему не отличающийся от только что рассмотренного, возникает, когда сила, действующая на тело, распределена по всей его поверхности (рис. 2).

По тем же соображениям, которые были приведены раньше, в качестве величины деформации в данном случае нужно принять относительное изменение объема тела, т. е. величину $\frac{\Delta V}{V}$ По закону

Гука мы можем поэтому написать:

$$\frac{P}{\Delta V/V} = M \quad (4)$$

Постоянная M представляет собой модуль всестороннего сжатия (или растяжения). Подобно модулю Юнга, он численно равен напряжению, изменяющему объем тела вдвое (иногда модуль M называют еще модулем объемной деформации).

Напишем формулу (4) в виде:

$$\frac{\Delta V}{V} = \chi p$$

Коэффициент %, равный обратной величине модуля всестороннего сжатия, называется коэффициентом всестороннего сжатия. Ясно, что этот коэффициент для твердых тел очень мал (порядка 10^{-6} 6 атм).

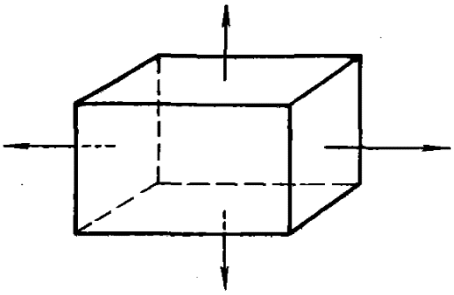


Рис.2.

Всестороннее растяжение или сжатие можно, очевидно рассматривать как результат сложения трех деформаций одностороннего растяжения или сжатия (если они малы). Поэтому модули М и Е простым образом связаны между собой. Легко убедиться в том, что если коэффициент Пуассона равен нулю, то Е = 3М. Оба модуля равны друг другу при μ = 1/3.

Деформация сдвига. Этот вид деформации возникает под дейст-действием сил, приложенных к двум диагонально противоположным граням тела (рис. 3).

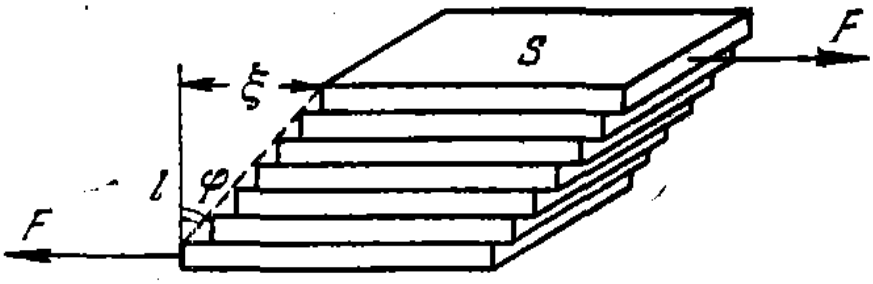


Рис.3.

Такая система сил вызывает смещение плоских слоев, параллельных направлению сил, друг относительно друга. Из рисунка видно, что при этом крайние грани смещаются на некоторое расстояние ξ. Если первоначальная длина образца равнаℓ, то величина деформации может характеризоваться отношением ξ/ℓ. Так как это отношение при малом ξ равно φ, где φ—угол сдвига плоскостей, то мерой деформации принимается именно этот угол. Закон Гука может быть поэтому написан в виде:

$$\frac{P}{\varphi} = G, \qquad (5)$$

где p — напряжение. Постоянная G называется модулем сдвига. Измеряется он, так же как и другие модули упругих деформаций, в единицах давления. Постоянная, обратная модулю сдвига, называется коэффициентом сдвига. Он численно равен углу сдвига, вызываемому напряжением, равным единице, в то время как модуль сдвига равен напряжению, вызывающему сдвиг на угол, равный одному радиану. Как уже отмечалось, деформация сдвига не сопровождается изменением объема деформируемого тела.

Связь между модулями упругости

Модули упругости и сдвига, естественно, связаны друг с другом, поскольку они являются характеристиками в сущности одного процесса — перестройки атомов в решетке под действием внешней нагрузки. Мы найдем соотношения, связывающие упругие модули, если рассмотрим общий случай действия произвольных сил на тело.

Пусть, например, к телу, имеющему форму куба, приложены произвольные силы. Каждую из них мы можем разложить на составляющие по трем осям координат. Напряжения, направленные по осям X, Y и Z, обозначим через p_x, p_y и p_z. Каждое из них вызывает соответствующие относительные удлинения:

$$\left.\begin{array}{lll} \left(\frac{\Delta l}{l}\right)_x = \lambda_x, & \left(\frac{\Delta l}{l}\right)_y = \lambda_y, & \left(\frac{\Delta l}{l}\right)_z = \lambda_z; \\ \lambda_x = \frac{p_x}{E}, & \lambda_y = \frac{p_y}{E}, & \lambda_z = \frac{p_z}{E}. \end{array}\right\} \quad (6)$$

Необходимо, однако, принять во внимание, что каждое удлинение вдоль оси сопровождается поперечным сжатием вдоль двух других. Так, удлинение λ_x сопровождается сжатием по оси Y, равным $\mu\lambda_x$, и по'оси Z, также равным $\mu\lambda_x$. Точно так же напряжение p_y вызывает не только удлинение X_y, но и сжатия $\mu\lambda_y$ по осям X и Z, но по осям X и Y оно вызывает сжатия $\mu\lambda_z$.
Поэтому из выражений для удлинения X нужно вычесть сжатия по соответ - ствующим перпендикулярным осям. Тогда формулы для удлинений вдоль осей примут вид:

$$\left.\begin{aligned}\lambda_x &= \frac{p_x}{E} - \mu\lambda_z - \mu\lambda_y = \frac{p_x - \mu(p_z + p_y)}{E},\\ \lambda_y &= \frac{p_y}{E} - \mu\lambda_z - \mu\lambda_x = \frac{p_y - \mu(p_z + p_x)}{E},\\ \lambda_z &= \frac{p_z}{E} - \mu\lambda_x - \mu\lambda_y = \frac{p_z - \mu(p_x + p_y)}{E}.\end{aligned}\right\} \quad (7)$$

Эти выражения дают в общем виде величины деформаций по осям X, Y и Z. Предположим теперь, что $p_X = p_Y = p_г$ (всестороннее сжатие). тогда выражение для $(\frac{\Delta\ell}{\ell})_x$ примет вид:

$$\left(\frac{\Delta l}{l}\right)_x = \lambda_x = \frac{p - 2\mu p}{E} = (1 - 2\mu)\frac{p}{E}. \quad (8)$$

Аналогичный вид имеют выражения для λ_y и λ_z. Значит, при всестороннем сжатии относительное удлинение вдоль одной из осей равно $(1 - 2\mu)\frac{P}{E}$ в то время как при одностороннем сжатии оно равно p/E (вдоль направления напряжения).

Из формул (7) легко получить выражение для относительного изменения объема при любых деформациях и связь между модулем объемной деформа - ции и модулем Юнга.

Пусть деформации подвергается тело, имеющее форму прямоугольного параллелепипеда, у которого длины ребер равны ℓ_x, ℓ_y и ℓ_z.

Объем его равен, очевидно, $V = \ell_x . \ell_y \ell_z$ Под действием приложен- приложенных напряжений px, py и pг объем тела изменится на величину:

$$\Delta V = \Delta(l_x l_y l_z) = l_y l_z \Delta l_x + l_z l_x \Delta l_y + l_x l_y \Delta l_z.$$

Относительное изменение объема будет в таком случае равно

$$\frac{\Delta V}{V} = \frac{\Delta l_x}{l_x} + \frac{\Delta l_y}{l_y} + \frac{\Delta l_z}{l_z}.$$

Пользуясь формулой (8), мы получим, что при всесторон- всестороннем растяжении или сжатии, когда $p_x = p_y = p_z = p$, относитель- относительное изменение объема равно:

$$\frac{\Delta V}{V} = \frac{3(1 - 2\mu)p}{E}.$$

Но, как мы знаем,

$$\frac{p}{\Delta V/V} = M,$$

следовательно, модуль объемной деформации M связан с модулем Юнга E соотношением

$$M = \frac{E}{3(1-2\mu)}.$$

Деформация сдвига не сопровождается, как известно, изменением объема. Это значит, что

$$\frac{\Delta V}{V} = \lambda_x + \lambda_y + \lambda_z = 0.$$

Подставим в эту формулу вместо λ_x, λ_y, λ_z и 4кг их значения из фор-формул (7). Тогда

$$\frac{\Delta V}{V} = \frac{p_x(1-2\mu) + p_y(1-2\mu) + p_z(1-2\mu)}{E} = 0,$$

Или

$$p_x + p_y + p_z = 0.$$

Только при таком подборе напряжений возможна деформация сдвига. Из уравнения $p_x + p_y + p_z = 0$ следует, что

$$p_x = -(p_y + p_z).$$

Подставив в (8) это выражение для px, получим:

$$\lambda_x = \frac{p_x + \mu p_x}{E} = \frac{1+\mu}{E} p_x. \qquad (9)$$

$\lambda_x = (\frac{\Delta \ell}{\ell})_x$ представляет собой отношение смещения грани при сдвиге к длине этой грани. Оно, как легко видеть, равно половине угла сдвига (при малых смещениях) и характеризует деформацию сдвига, так что формулу (9) можно записать в виде:

$$\frac{\varphi}{2} = \frac{1+\mu}{E} p_x, \quad \text{или}$$

$$G = \frac{p_x}{\varphi} = \frac{E}{2(1+\mu)}$$

Эта формула и дает связь между модулем сдвига, модулем Юнга и коэффи - циентом Пуассона.

В табл.1приведены значения модулей упругости различных веществ Таблица1

Вещество	Модуль Юнга $E \cdot 10^{-10}$, Н/м²	Модуль сдвига $G \cdot 10^{-10}$, Н/м²	Коэффициент Пуассона	Вещество	Модуль Юнга $E \cdot 10^{-10}$, Н/м²	Модуль сдвига $G \cdot 10^{-10}$, Н/м²	Коэффициент Пуассона
Алюминий	7,4	2,5	0,34	Никель	21	7,8	0,30
Медь	12	4,4	0,34	Сталь	22	8,0	0,28
Свинец	1,6	0,6	0,44	Бронза	12	4,4	0,38
Платина	17	6,3	0,39	Кварц	5,4	3,0	—
Вольфрам	39	15,0	—				

.

Упругая деформация и тепловое расширение

Упругие свойства твердого тела должны быть связаны с тепловым расши - рением, так как тепловое расширение по характеру своему тоже является де формацией, хотя и вызванной не механической нагрузкой . Ведь изменение размеров и объема тела в результате теплового расширения или действия внешнего напряжения в равной мере определяется в конце концов межатом - ными силами взаимодействия.Связь между упругими свойствами и тепловы м расширением основана на том, что изменение объема при растя жении и сжатии под действием нагрузки требует совершения работы, равной, как известно, произведению давления (напряжения) на изменение объема.Работа же эта равна разности теплоемкостей при постоянном давлении и постоян - ном объеме. Именно эта величина и может быть выражена через коэффициент теплового расширения и модуль Юнга. Термодинамические соображения приводят к следующей формуле, связывающей эти величины

$$C_p - C_V = TE\beta^2 V \quad (10)$$

Здесь Т — температура, Е — модуль Юнга, р — коэффициент объемного теплового расширения, V — молярный объем вещества. Так как β для изотропных тел равен 3α, где α— коэффициент линейного расширения, то формула (10) может быть написана и в таком виде:

$$C_p - C_V = 9\alpha^2 TEV \quad (11)$$

Модуль или коэффициент сдвига в формулу не входят, поскольку деформа - ция сдвига не сопровождается изменением объема. Формулы (10) и (11) могут служить для вычисления значения C_v, если известна теплоемкость C_p,

которая только и может быть определена из опыта. Заметим, что разность C_p—C_v в случае твердых тел, так же как и жидких и газообразных, равна работе, совершающейся при расширении 1 моля вещества (если, конечно, C_p и C_v— молярные теплоемкости) в результате нагревания на один градус. Но для твердых тел она, разумеется, не равна R (как для идеальных газов), потому что для твердых тел работа при их тепловом расширении определяется в основном молекулярными силами, а не внешним давлением.

Пластическая деформация.

После устранения деформирующих напряжений размеры и форма тела полностью восстанавливаются, хотя, возможно, и с некоторым за позданием (время релаксации). Таким образом, деформация является обратимой. Деформация связана с напряжением линейной зависимостью (рис. 4; участок О А).

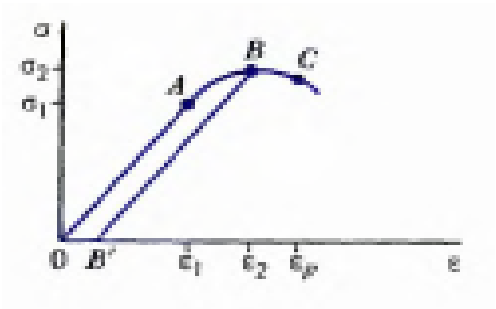


Рис.4 . Связь деформаций и напряжений.Области упругой деформации (О, ε_1), пластической ($\varepsilon 1, \varepsilon_2$ и текучести ($\varepsilon > \varepsilon_2$) В последней об ласти происходит разрушение материала

Такие деформации называются упругими. Максимальное напряжение а ь при котором деформации сохраняют упругий характер, называется пределом упругости.

При дальнейшем увеличении напряжения деформация растет более быстро, чем напряжение (участок АВ). После устранения напряжения тело не восстанавливает прежнюю форму и размеры, у него наблюдается остаточная деформация (участок О А). Таким образом, после упругой деформации имеется участок необратимой деформации. Такая деформация называется пластической.

Текучесть. На границе участка пластической деформации (точка В) может наступить такая ситуация, что деформация растет при постоянном напряжении (участок ВС).

Эта область называется областью текучести, а напряжение, при котором материал 4течет4,— пределом текучести. Область текучести может и не существовать. За областью текучести после точки С или если нет области текучести, то после точки В поведение кривой ст = ст (е) может быть самым разнообразным. Однако во всех случаях при определенном напряжении наступает предел, после которого материал разрушается.

Предел прочности.

Напряжение, при котором наступает разрушение, называется пределом прочности. Вещества, у которых пределы упругости и прочности близки друг к другу и область текучести практически отсутствует, называются хрупкими. У них разрушение наступает практически сразу же после предела упругости (например, у чугуна и закаленной стали).Если материал, испытавший пластическую деформацию, снова подвергнуть деформации, то его деформация является упругой, причем предел упругости обычно выше, чем в предшествующей деформации (участок АВ). Пределом упругости может быть даже <52, т. е. верхний предел прежней области пластической деформации. Можно сказать, что пластическая деформация сделала материал более прочным. Существуют и другие способы упрочнения материала, в частности температурная закалка и упрочнение с помощью посторонних примесей, т. е. создание сплавов. Закалка состоит в быстром охлаждении нагретого до высокой температуры металла при погружении в воду или масло.

Молекулярный механизм прочности.

Ясно, что деформации вызывают изменение взаимного расположения атомов решетки и расстояний между ними. Возникающие при этом напряжения по своей физической природе являются проявлением сил межмолекулярного взаимодействия. Как показывают экспериментальные

исследования и теоретические расчеты, предел упругости реальных кристаллов значительно ниже, чем идеальных. Отсюда делается вывод о чрезвычайно большой роли дефектов кристаллической решетки в вопросах ее прочности. Решающая роль при этом принадлежит дислокациям. При деформациях дислокации движутся и прочность материала обусловливается в основном степенью легкости, с какой могут двигаться дислокации. Факторы, затрудняющие движение дислокации, делают материал более прочным. В частности, упрочнение материала в результате пластической деформации объясняется тем, что при этом увеличивается число дислокаций, в результате чего их подвижность уменьшается, а это приводит к упрочнению материала.

Примеси также обычно затрудняют движение дислокаций, т. е. приводят к упрочнению материала. Однако прочность материала может быть во много раз повышена, если ликвидировать дефекты кристаллической решетки. В этом случае, в частности, в кристаллической решетке не будет и дислокаций и нечему будет двигаться. Такое повышение прочности материалов с идеальной кристаллической решеткой доказано экспериментально. Однако производство материалов с бездефектной кристаллической решеткой является очень трудоемким.

Вопросы для самоконтролья

1.Что такой деформация?
2.Чем отличается эластический деформация от пластический деформации?
3.Что такой упругой деформация?
4.Как возникает деформация сдвиг?
5.Как гласить закон Гука?
6.Чем характеризует модул Юнга?
7.Какой значение имеет коэффициент Пуассона?
8.Что такой тепловой расширение?
9.Как связано упругая деформация с тепловым расширением?
10.Что такой предел прочность?
11.Что такой дислокация?

ЛЕКЦИЯ- 30 Тепловые свойства твёрдых тел.

План

1.Тепловые свойства кристаллов. Тепловое расширение.
2.Теплоемкость кристаллов.
3.Закон Дюлонга и Пти.
4.Трудности классической физики в объяснении температурной зависимости теплоемкости твердых тел.
5.Диграммы состояния в фазавых переходах.
6.Тройная точка.
7.Полимеры

Тепловое движение частичек в кристаллах существенно отличается от теплового движения молекул в газах и жидкостях. Частички в кристаллах совершают колебания возле положений равновесия – узлов кристаллической решетки. При отклонении частички от положения равновесия возникает сила, которая стремиться вернуть ее в положение равновесия. При малых отклонениях эти силы квазиупругие и колебания частичек гармонические. При комнатных температурах амплитуда колебаний ~ 0,1 межатомного расстояния, это значит 1 – 2 нм.

Тепловые колебания частичек не имеют определенной ориентации. Это сложные колебания, которые определяются связями с соседними частичками. Энергия колебательного движения частичек зависит от температуры и определяет внутреннюю энергию кристалла. При понижении температуры внутренняя энергия уменьшается. Однако при $T \to 0$ внутренняя энергия стремится не к нулю, а, согласно квантовой теории, к некоторому значению U_0, которое называется нулевой энергией. Нулевая энергия обычно значительно меньше энергии взаимодействия частичек.

При нагревании твердые тела расширяются. При увеличении температуры увеличивается амплитуда колебаний и энергия частичек. Однако увеличение амплитуды колебаний не может объяснить тепловое расширение твердых тел, потому что с ростом амплитуды положение равновесия частичек изменяться не должно.

Тепловое расширение вызывается увеличением энергии колеблющихся частичек. Колебания становятся ангармоническим (не гармони ческими).

Рассмотрим кривую зависимости потенциальной энергии частичек от расстояния между ними (рис.1):

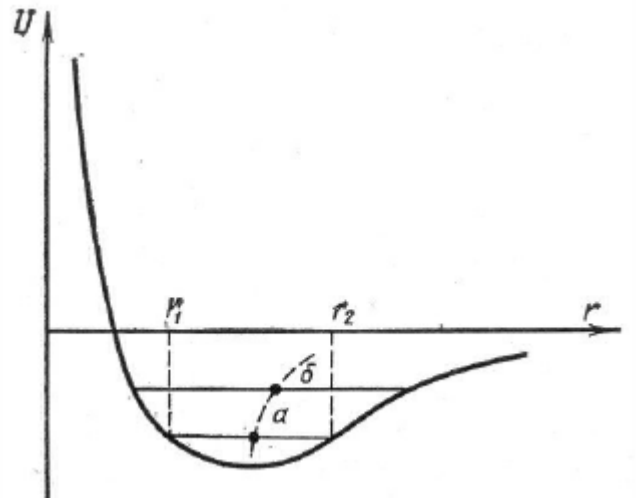


Рис.1. Тепловое расширение кристаллов

Пусть горизонтальная прямая, а показывает уровень энергии атома в кристаллической решетке при комнатной температуре. Точки пересечения прямой с кривой энергии определяют крайние положения атома r_1 и r_2, которые он занимает при колебаниях. Середина прямой определяет положение равновесия атома при данной температуре. При повышении температуры атом переходит на более высокий энергетический уровень, который определяется прямой б. Из-за разной зависимости сил притяжения и отталкивания от расстояния между атомами, кривая потенциальной энергии асимметрична в верхней части.

Вследствие асимметричности кривой зависимости U(r), центр прямой б смещен относительно центра прямой а вправо, что означает смещение положения равновесия атома, т.е. увеличение межатомного расстояния. Следовательно, причиной теплового расширения твердых тел при нагревании является не увеличение амплитуды колебания атомов, а увеличение межатомных расстояний, которые характеризуют новое положение равновесия.

Пусть при температуре T_1 длина тела ℓ, а при температуре T_2 - ℓ_1

Опыты показали:

$$\frac{\ell_1 - \ell}{\ell} = \alpha(\text{т}_2 - \text{т}_1) \text{ или } \frac{\Delta\ell}{\ell} = \alpha\text{T} \quad (1)$$

где коэффициент пропорциональности α – коэффициент линейного расширения, $\Delta\ell/\ell$– относительное удлинение.

Из (1):

$$\alpha = \frac{\Delta\ell}{\ell}\frac{1}{\Delta\text{T}} \quad (2)$$

Коэффициент линейного расширения численно равен относительному удлинению при повышении температуры на 1K.

Для большинства твердых тел $\alpha \approx 10^{-5} – 10^{-6}$ K^{-1}. Величина α несколько уменьшается с понижением температуры.

Из-за анизотропии кристаллов, коэффициент линейного расширения разный для разных направлений. Поэтому, если в кристалле провести произвольную прямую, то при повышении температуры она не будет оставаться прямой.

Однако в любом кристалле существуют такие направления, вдоль которых прямая будет оставаться прямой и при тепловом расширении кристалла. Такие направления называются **кристаллографическими осями.**

Значения коэффициента линейного расширения вдоль этих осей называются **главными.** В зависимости от типа решетки, кристаллы могут иметь одну (одноосные), две (двухосные), три (трехосные) кристаллографические оси и, соответственно, один, два, три главных коэффициента линейного расширения. При нагревании возрастает, и объем твердого тела. Установлено, что относительное-изменение объема тела пропорционально изменению температуры:

$$\frac{\Delta V}{V} = \beta\Delta T \quad (3)$$

где $\Delta V/V$ – относительное изменение объема тела при изменении

температуры на ΔT. Коэффициент пропорциональности β называется коэффициентом объемного расширения:

$$\beta = \frac{\Delta V}{V}\frac{1}{\Delta T} \quad (4)$$

Коэффициент объемного расширения численно равен относительному изменению объема при изменении температуры на 1K.

Если α_1, α_2, α_3 – главные коэффициенты линейного расшире ния кристалла, то коэффициент его объемного расширения опреде ляется - выражением:

$$\beta = \alpha + \alpha + \alpha \quad (5)$$

Для кристаллов с кубической решеткой и для всех изотропных тел:

$$\alpha_1 = \alpha_2 = \alpha_3 = \alpha \quad (6)$$

Для этих тел:

$$\beta = 3\alpha \quad (7)$$

Если при нагревании твердое тело не имеет возможности свободно - расширяться, то возникают очень большие напряжения, которые надо учитывать на практике.

При нагревании твердого тела теплота идет на увеличение энергии колебаний атомов. Энергия колебательного движения складывается из кинетической и потенциальной энергии. Каждое колебание можно разложить на три составляющих по осям координат.

Поэтому каждая частица обладает тремя колебательными степенями свободы

$i_k=3$

При гармонических колебаниях кинетическая энергия колебательного движения равна потенциальной. Согласно закону равномерного распределения энергии по степеням свободы на каждую колебательную степень свободы приходится 1/2kT в виде кинетической энергии и 1/2kT в виде потенциальной. Следовательно, полная энергия колеблющейся частицы будет равна:

$$U_0 = i_k 2\frac{1}{2}kT = i_k Kt = 3kT \quad (8)$$

Внутренняя энергия 1 моля твердого тела:

$$U = U_0 N \quad (9)$$

где N – число частиц в одном моле твердого тела.

Для химически простых веществ число частиц в 1 моле равно числу Авогадро $N = N_A$. Тогда из (8) и (9):

$$U = U_0 N_A = 3kTN_A = 3RT \quad (10)$$

Коэффициент объемного расширения твердых тел очень мал, поэтому $C_p \approx C_v = C$. Следовательно, вся теплота, подведенная к твердому телу, идет на увеличение его внутренней энергии. Тогда молярная теплоемкость твердого тела:

$$C = \frac{dU}{dT} = \frac{3RT}{dT} = 3R = 2{,}51\,\frac{дж\ моль}{К} \quad (11)$$

Согласно (11) молярная теплоемкость химически простых твердых тел равна 3R и не зависит от температуры. Это закон **Дюлонга и Пти** (1818г.). Закон Дюлонга и Пти хорошо выполняется для многих веществ при комнатных температурах.

При определении молярной теплоемкости химически сложных веществ необходимо учитывать общее число частиц в 1 моле данного вещества. У химически сложных веществ общее число частиц в 1 моле равно числу Авогадро умноженному на число атомов, изкоторых складывается молекула данного вещества. Например, KCl– в одном моле Na атомов калия и N_A атомов хлора – всего $2N_A$ частиц. Молярная теплоемкость такого кристалла 2*3R = 6R. В случае трехатомных молекул молярная теплоемкость 9R, четырех атомных- 12R.

Эти рассуждения совпадают с эмпирически установленным законом Неймана-Коппа:

Молярная теплоемкость твердых соединений равна сумме атомных теплоемкостей элементов, которые входят в это соединение:

$$C = 3Rn \qquad (12)$$

где n – число атомов, входящих в молекулу данного соединения.

Этот закон, также как и закон Дюлонга и Пти выполняется при довольно высоких температурах, при которых колебания частиц можно считать независимыми.

Некоторые вещества не подчиняются закону Дюлонга и Пти.

Молярная теплоемкость алмаза при комнатных температурах, много меньше 3R, и только при температурах больших, чем 1000^0C она приближается к значению 3R.

Это не единственное отклонение от закона Дюлонга и Пти.

При низких температурах теплоемкость кристаллических веществ быстро уменьшается и стремится к нулю при абсолютном нуле температуры (рис.2).

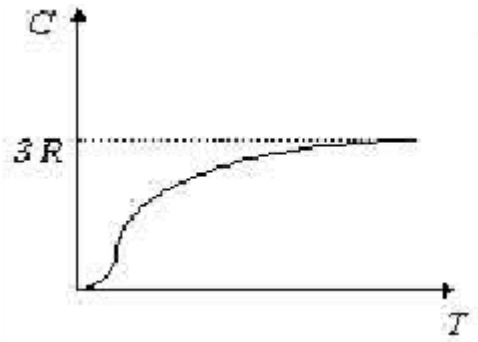


Рис.2. Зависимость теплоемкости от температуры

Вблизи абсолютного нуля теплоемкость всех кристаллов пропорциональна T^3, и только при достаточно высокой температуре, характерной для каждого вещества, начинают выполняться законы Дюлонга и Пти (11) и Неймана-Коппа (12).

Эти законы являются следствием закона о равномерном распределении энергии по степеням свободы. Тот факт, что твердые тела не подчиняются этим законам, свидетельствует о том, что закон о равномерном распределении энергии по степеням свободы является приблизительным, и не применим при низких температурах.

Точная, квантовая теория теплоемкости кристаллов была создана Эйнштейном и Дебаем. Квантовая теория теплоемкости учитывает:

1. Квантование энергии колебательного движения – энергия колебательного движения может принимать только некоторые, **дискретные значения;**

2. Колебания частиц в кристаллической решетке не являются независимыми.

Из теории Дебая следует, что при температурах близких к абсолютному нулю, внутренняя энергия твердого тела пропорциональна четвертой степени температуры:

$$U = aT^4 \qquad (13)$$

где а – постоянная, зависящая от частоты колебаний частиц.

Следовательно, теплоемкость кристаллов:

$$C = \frac{dU}{dT} = 4a\,T^3 \qquad (14)$$

(14) – закон кубов Дебая. Из теории Дебая следует, что, начиная с некоторой температуры разной для разных веществ (**характеристическая температура Дебая**) теплоемкость начинает быстро уменьшаться с понижением температуры.

Температура Дебая считается границей между низкими и высокими температурами (и не только для теплоемкости). Температура Дебая для серебра – 210^0 С, алюминия – 400^0 С, алмаза – 2000^0 С.

Для кристаллов, не подчиняющихся закону Дюлонга и Пти при комнатных температурах (алмаз, бор, кремний), характеристические температуры больше 1000^0 С, и поэтому комнатные температуры являются для них низкими.

Как показали опыты, для некоторых веществ теплоемкость пропорциональна T^2, а для некоторых ~ Т. Это связано с особенностями строения кристаллической решетки. Если частицы связаны с соседними частицами одинаково сильно во всех трех направлениях – выполняется закон кубов Дебая. Если вещество имеет слоистую структуру (графит, слюда), то связь частиц в двух направлениях (в одной плоскости) сильнее, чем в третьем направлении (между слоями). Для этих веществ теплоемкость ~ T^2. Если

вещество складывается из частиц с цепочной связью и цепи связаны между собой слабо, то теплоемкость ~ T (H., BiO_3, плавленый кварц).

Плавление и кристаллизация**.**

Если нагревать твердое тело, то при некоторой температуре оно плавится, т.е. переходит в жидкое состояние. При увеличении температуры увеличивается амплитуда колебаний частичек и при достижении некоторой температуры начинается разрушение кристаллической решетки.

При достижении твердым телом температуры плавления дальнейший подвод теплоты не приводит к повышению его температуры, так как вся подводимая теплота идет на разрушение кристаллической решетки. И только после того как все тело перешло в жидкое состояние ее температура начинает повышаться (рис.1):

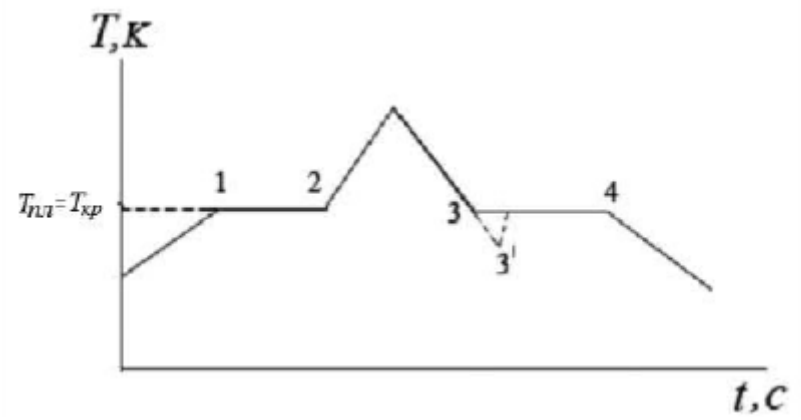


Рис.1. Плавление и кристаллизация твердого тела

Плавление твердого тела протекает изотермично. Горизонтальный участок графика 1 – 2 свидетельствует о том, что теплота, переданная телу, идет на разрушение кристаллической решетки.

Количество теплоты, необходимое для изотермического плавления единицы массы кристаллического вещества называется удельной теплотой плавления.

После окончания процесса плавления (точка 2) образуется жидкая фаза, и ее температура начинает повышаться. При охлаждении жидкости при температуре $T_{пл} = T_{кр}$ начинается процесс кристаллизации 3 – 4. При этом выделяется теплота кристаллизации равная теплоте плавления. Рост кристал-

лов происходит вокруг центров кристаллизации(частички, пылинки в жидкости). Если жидкость очистить от таких частичек, то она может быть охлаждена до температуры ниже температуры кристаллизации 3 - 3′. Это состояние переохлажденной жидкости неустойчивое. При достаточном переохлаждении начинается самопроизвольное образование зародышей кристаллов, и расплав быстро кристаллизуется. При этом его температура повышается до $T_{кр}$.

В обычных условиях в расплаве находится много центров кристаллизации. Поэтому в результате кристаллизации образуется множество мелких кристалликов, которые срастаются. При этом образуется поликристаллическое вещество.

Переход твердое тело – жидкость, также как и обратный переход – фазовые переходы I рода. Устойчивое динамическое равновесие двух фаз вещества возможно только в некотором интервале температур и давлений. Равновесию этих фаз соответствует кривая плавления p = .(T). Каждая точка этой кривой соответствует равновесию твердой и жидкой фаз вещества при соответствующих давлениях и температурах.

Зависимость температуры фазового перехода от давления определяется уравнением Клапейрона-Клаузиуса, справедливого для всех фазовых переходов I рода:

$$\frac{dp}{dT} = \frac{\lambda}{T(\upsilon_2 - \upsilon_1)} \qquad (1)$$

В случае плавления υ_2 – удельный объем жидкой фазы, υ_1 – удельный объем твердой фазы, λ – удельная теплота плавления. Для большинства веществ удельный объем жидкой фазы больше чем удельный объем твердой фазы ($\upsilon_2 > \upsilon_1$), поэтому ,p/,T > 0, касательная к кривой плавления составляет острый угол с осью T (рис.2):

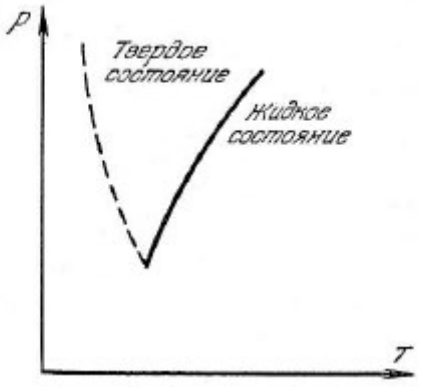


Рис.2. Кривая плавления

Эта кривая делит плоскость на две части, соответствующие твердой и жидкой фазам вещества. Повышение давления приводит к увеличению температуры плавления и наоборот. Для некоторых веществ (лед, чугун, висмут) $\upsilon_2 < \upsilon_1$. Для этих веществ ,p/,T < 0, кривая плавления – пунктирная линия (рис.2).

Повышение давления приводит к уменьшению температуры плавления и наоборот.

Твердое тело может образовываться конденсацией пара в кристалл, минуя жидкую фазу. При этом также выделяется теплота конденсации. Обратный процесс испарения называется сублимацией или возгонкой. Благодаря сублимации ощущается запах нафталина, камфары, белье сохнет на морозе также благодаря сублимации.

При определенных значениях давления и температуры твердое тело и пар могут существовать в равновесии. Такой пар также называется насыщенным. Зависимость давления насыщенного пара от температуры подчиняется уравнению Клапейрона-Клаузиуса (1).

Удельный объем, пара всегда больше удельного объема твердого тела, поэтому ,p/,T > 0, касательная к кривой сублимации составляет острый угол с осью T (рис.3):

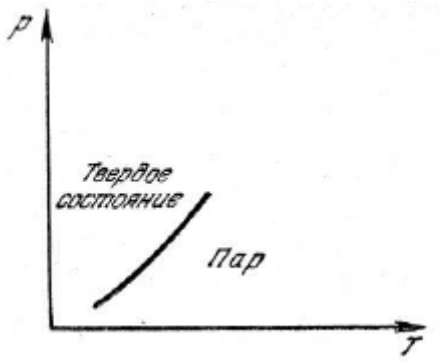


Рис.3. Кривая сублимации

Сублимация, как и плавление, связана с разрушением кристаллической решетки. Для этого необходима энергия, которая называется теплотой сублимации. Количество теплоты необходимое для испарения единицы массы твердого тела при постоянной температуре называется удельной теплотой сублимации. Очевидно, что теплота сублимации равна сумме теплоты плавления и теплоты парообразования.

Диаграмма равновесия твердой, жидкой и газообразной фаз. Тройная точка.

Как было показано ранее равновесие жидкости и пара возможно при определенных значениях давления и температуры. Кривая кипения p(T) заканчивается в критической точке и также описывается уравнением Клапейрона-Клаузиуса. Согласно уравнению Клапейрона-Клаузиуса все три кривые:

сублимации-кристаллизации, парообразования-конденсации, плавления-кристаллизации должны иметь разный наклон к оси температуры, так как удельная теплота фазового перехода λ в уравнении Клапейрона-Клаузиуса (1) разная для всех этих фазовых переходов.

Следовательно, все эти три кривые должны пересекаться в одной точке. Эта точка называется тройной точкой (рис4):

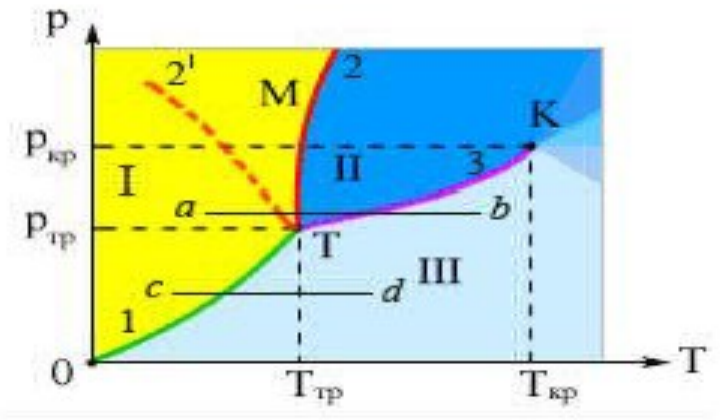


Рис.4. Типичная фазовая диаграмма вещества. K – критическая точка, T – тройная точка. Область I – твердое тело, область II –жидкость, область III – газообразное вещество

1 – кривая сублимации, 2 – кривая плавления (dp/dT > 0), 2′ -кривая плавления (dp/dT < 0), 3 – кривая кипения.

При температуре и давлении соответствующих тройной точке вещество существует одновременно в трех фазах: твердой, жидкой и газообразной. Все три фазы вещества в этой точке будут находиться в динамическом равно - весии. Для разных веществ давление тройной точки и температура тройной точки разные.

Три кривые разбивают координатную плоскость на три области: твердой жидкой и газообразной фаз вещества. Любая точка в одной из этих областей соответствует однофазному состоянию вещества. Точка, лежащая на одной из трех кривых, соответствует двухфазному равновесному состоянию. В тройной точке наблюдается равновесие трех фаз.

Совокупность трех кривых называется диаграммой состояния данного вещества или фазовой диаграммой. С помощью диаграммы можно определить, какие фазовые переходы будут наблюдаться у данного вещества при тех или иных процессах, в каком состоянии будет находиться вещество при том или ином сочетании температур и давлений.

Из диаграммы следует, что твердое тело при нагревании переходит в жидкое состояние. Если нагревать тело при давлении меньшем чем $p_{тр}$, линия

с – ,, то оно плавиться не будет, а сразу будет переходить в газообразное состояние (сублимация).

Плавление твердого тела возможно только при давлениях больших, чем $P_{тр}$: линия a – b. В точке пересечения прямой с кривой 2 (или 2′) наблюдается плавление твердого тела, в точке пересечения с кривой 3 наблюдается кипение образовавшейся жидкости.

Температура соответствующая тройной точке воды ($0{,}01^0$ С или 273,16 К) выбрана одной из реперных точек при определении единицы измерения температуры в системе СI – Кельвина.

Кельвин равен 1/273,16 части температурного интервала от абсолютного нуля температуры до температуры тройной точки воды.

Некоторые кристаллические тела имеют несколько кристаллических модификаций. Это явление называется полиморфизмом. В этих случаях диаграмма состояния более сложная.

Для любого вещества в динамическом равновесии не может существовать более трех фаз (правило фаз). Поэтому, если вещество может существовать более чем в трех фазах, то и тройных точек будет больше одной. В каждой тройной точке сходятся только три кривые, каждая из которых соответствует равновесию двух фаз данного вещества.

Например, сера может существовать в двух кристаллических модификациях – моноклинной и ромбической (рис.5):

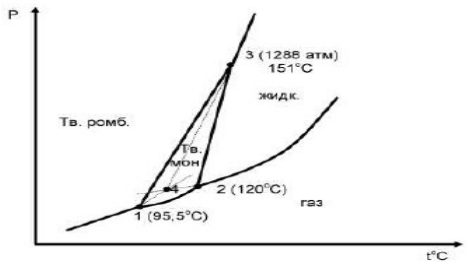


Рис.5. Фазовая диаграмма серы

На диаграмме состояния серы имеются три тройных точки.

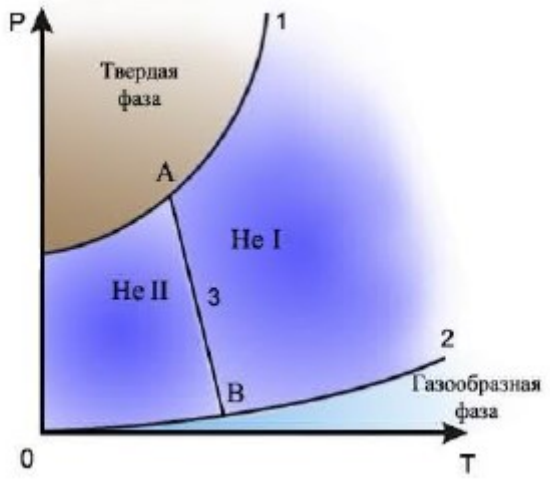


Рис.6. Фазовая диаграмма гелия. 1 - кривая плавления, 2 - кривая испарения, 3 - кривая раздела жидких фаз He I и He II, A и B- тройные точки

На диаграмме состояния гелия имеется две тройных точки.

Полимеры

Первичным структурным элементом в полимерах является макромолекула. Совокупность макромолекул образует более сложные структурные образования, называемые надмолекулярной структурой.

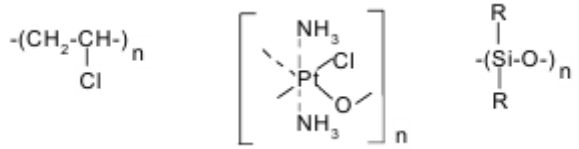
Рассмотрим вначале структуру макромолекулы, а затем ее более сложные структурные образования.

1. Структура макромолекулы

Под структурой макромолекулы понимают ее химическое строение, длину и распределение по длинам и молекулярным массам, пространственное расположение звеньев, форму макромолекулы.

Кстати, характеристикой химического строения макромолекулы является химическое строение ее повторяющегося звена. В свою очередь по химическому строению повторяющегося звена

полимеры делятся на органические, неорганические и элементоорганические:



Несмотря на различную природу атомов в повторяющихся звеньях, их объединяет следующее: связи между атомами и между звеньями являются химическими или координационными (неорганические полимеры). Они имеют длину 0,1–0,2 нм и высокую энергию.

Энергия связи – это энергия, выделяющаяся при образовании данной связи, или энергия, необходимая для диссоциации данной связи.

От природы атомов в звеньях зависит не только энергия связей, но и их полярность. Эти показатели определяют ряд эксплуатационных свойств полимеров, а именно: стойкость к действию высоких температур и агрессивных сред, электрические свойства и др.

В зависимости от полярности связей полимеры классифицируют на неполярные и полярные. При этом степень полярности оценивается дипольным моментом μ , равным произведению заряда q на расстояние между зарядами r. Ниже приведены значения дипольного момента μ (К·мм) некоторых полимеров при 293–238 К:

полиизопрен – 0,934;

полиэтиленоксид – 3,636;

полиметилметакрилат – 4,509;

поливинилхлорид – 5,37–5,60;

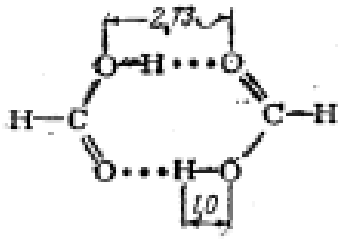
поливинилацетат – 6,104.

Как видно из приведенных данных, неполярный мономер (полиизопрен) имеет низкое значение дипольного момента, а полярные полимеры (остальные) имеют высокие значения дипольного момента.

Известно, что каждая структурная единица цепи содержит электроны и положительно заряженные ядра, и поэтому она обладает локальным электрическим полем, оказывающим влияние на соседние структурные элементы. В результате этого между химически несвязанными атомами, принадлежащими одной макромолекуле или разным, возникает взаимодействие, проявляющееся в притяжении или отталкивании. Такое взаимодействие называют физическим. Так, при достаточном сближении проявляются силы отталкивания. В результате атомы располагаются на некотором расстоянии, характеризующемся минимальной потенциальной энергией.

В зависимости от строения макромолекул между ними могут

проявляться дисперсионное, ориентационное и индукционное взаимодействия. Кроме того, образуется водородная связь между электроноотрицательными атомами (F, O,N) и атомами водорода.



Дисперсионные связи обусловлены возникновением мгновенных диполей в атомах и молекулах при вращении электронов вокруг ядер. При взаимодействии полярных молекул (диполей) с неполярными последние могут поляризоваться в поле диполей с возникновением ориентационного взаимодействия. Между постоянным и наведенным диполями возникают силы, называемые индукционными.

Общая энергия межмолекулярного физического взаимодействия может достигать существенных значений и превосходить в некоторых полимерах энергию химических связей его. Интенсивность межмолекулярного взаимодействия оценивают плотностью энергии когезии (ПЭК):

$$\text{ПЭК} = -N_A E_0 / V,$$

где E_0 – потенциальная энергия одной молекулы, N_A – число Авогадро, V – мольный объем.

Иногда для оценки энергии когезии используют параметр растворимости δ_p (Дж/м3):

$$\delta_p = \sqrt{E / V},$$

где E – мольная потенциальная энергия вещества.

Для полимеров за параметр растворимости принимают δ_p жидкости, которая является наилучшим растворителем этого полимера. При этом лучшим считается такой растворитель, в котором степень набухания максимальна при условии отсутствия теплового эффекта смешения и изменения объема системы.

Промышленные полимеры полидисперсны, т.е. представляют собой смесь полимергомологов – макромолекул одного химического строения, но разной молекулярной массы. Молекулярная масса полимеров может меняться в широких пределах, и знание полидисперсности реальных

полимеров очень важно. Таким образом, полимеры характеризуются значительной неоднородностью по длинам и молекулярной массе макромолекул. Такая неоднородность оказывает значительное влияние на основные свойства полимеров. Низкомолекулярные фракции ухудшают механические, но улучшают технологические свойства полимеров, а высокомолекулярные фракции оказывают обратное влияниеобеспечивают высокий уровень прочности, твердости, но затрудняют переработку.

Полидисперсность является следствием случайного характера реакций образования полимера, а в некоторых случаях и следствием разрушения или соединения макромолекул.

Мерой полидисперсности полимеров является величина , M_w / M_n, где M_w M_n – среднемассовая и среднечисловая молекулярная масса, причем $M_w > M_n$.

Среднечисловую молекулярную массу рассчитывают по формуле:

$$M_n = \frac{\sum_{i=1}^{\infty} n_i M_i}{\sum_{i=1}^{\infty} n_i},$$

где n_i – число молекул с молекулярной массой M_i.

Среднемассовую молекулярную массу рассчитывают по формул

$$M_w = \frac{\sum_{i=1}^{\infty} n_i M_i^2}{\sum_{i=1}^{\infty} n_i M_i}.$$

На рис. 4 показано распределение полимеров по массе.

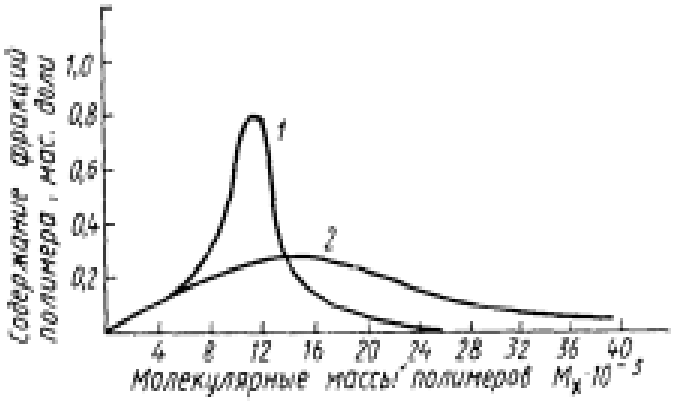


Рис. 4. Распределение полимеров по массе: 1 – узкое ММР, 2 - широкое ММР

Для определения M_n используют криоскопический, эбулиоскопический, осмометрический методы, а также метод определения концевых групп, а

для определения M_w применяют метод светорассеивания и другие. Кривые распределения могут иметь один максимум (унимодальные), две (бимодальные) или несколько (полимодальные). При одинаковом значении средней молекулярной массы полимеры могут иметь различное молекулярно-массовое распределение (ММР) – широкое и узкое.

Для определения ММР необходимо провести фракционирование полимера на узкие фракции, определить молекулярную массу каждой фракции, ее мольную и массовую доли.

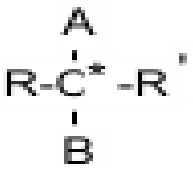
Ко нфигурация макромолекул

Под конфигурацией понимают определенное пространственное расположение атомов, составляющих молекулу и не изменяющееся при тепловом движении. При этом переход из одной конформации в другую невозможен без разрыва химических связей.

Конфигурация цепи отражает химическую структуру макромолекулы. Так, для полимеров, полученных из углеводородов с сопряженными связями, характерно существование звеньев цепи в двух изомерных конфигурациях, цис- (I) и транс- (II):

I II

В этом случае стереоизомерным центром таких звеньев является двойная связь. Другим распространенным типом конфигурационной изомерии является l, d – изомерия звеньев строения:



Для виниловых полимеров, содержащих асимметричный атом углерода, характерно существование звеньев в виде правых или левых стереоизомеров. При соединении однотипных стереоизомеров (l и d) образуются изотактические структуры ближнего порядка, а при последовательном их чередовании – синдиотактические. Они обеспечивают высокую степень кристалличности материала, высокую температуру плавления, прочность, стойкость к растворителям.

На рис. 5 представлены различные конфигурации полимеров типа
Для виниловых полимеров, содержащих асимметричный атом углерода, характерно существование звеньев в виде правых или левых стереоизомеров.

При соединении однотипных стереоизомеров (l и d) образуются изотактические структуры ближнего порядка, а при последовательном их чередовании – синдиотактические. Они обеспечивают высокую степень кристалличности материала, высокую температуру плавления, прочность, стойкость к растворителям. На рис. 5 представлены различные конфигурации полимеров типа

$\sim CHR-CH_2\sim$:

Рис. 5. Различные конфигурации полимеров: изотактическая (а), синдиотактическая (б), атактическая (в).

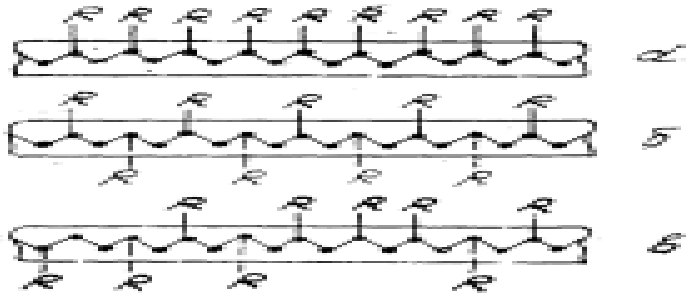


Рис. 5. Различные конфигурации полимеров: изотактическая (а), синиотактическая (б), атактическая (в).

Атактический полимер – аморфный продукт с низкой температурой плавления. Например, атактический полипропилен – каучукоподобная масса или высоковязкая жидкость, не кристаллизующаяся при охлаждении. Конфигурация повторяющегося участка цепи определяется также ориентацией мономерных звеньев вдоль цепи. В частности, различие в способах ориентации мономерных звеньев в полимерной цепи проявляется, например, при полимеризации алкенов. При этом возможна следующая взаимная ориентация мономерных звеньев в цепи полимера:

$-\overset{x}{C}H_2-\overset{r}{C}HR-\overset{x}{C}H_2-\overset{r}{C}HR-$ голова к хвосту;

$-\overset{x}{C}H_2-\overset{r}{C}HR-\overset{r}{C}HR-\overset{x}{C}H_2-$ голова к голове;

$-\overset{r}{C}HR-\overset{x}{C}H_2-\overset{x}{C}H_2-\overset{r}{C}HR-$ хвост к хвосту.

При полимеризации в большинстве случаев присоединение мономеров протекает по типу 4голова к хвосту4.

Как стереорегулярность цепи, так и цис-, транс -изомерия повторяющихся звеньев макромолекул оказывает существенное влияние на комплекс свойств полимеров. Полимеры со стереорегулярными макромолекулами часто являются кристаллическими, тогда как полимеры со стереорегулярными макромолекулами, как правило, аморфны. Яркий пример влияния стереоизомерии звеньев на свойства может быть продемонстрирован на

полиизопрене: цис-изомер этого полимера является каучуком, транс-изомер, известный как гуттаперча, по свойствам напоминает пластик.

Конформация макромолекул

Вследствие микроброуновского движения макромолекулы принимают различные постоянно меняющиеся формы, или конформации.

Конформация макромолекулы (цепи) – это размеры и конкретные формы, которые она принимает в результате суммарного влияния теплового движения и внешних сил. При этом одна конформация переходит в другую путем простого вращения вокруг связей основной цепи, поэтому макромолекула может реализовать последовательно множество конформаций. В зависимости от интенсивности теплового движения могут реализовываться различные конформации: **статистический клубок, спираль, глобула, струна, складчатая структура, 4коленчатый вал4.**

Следует заметить, что конформация макромолекулы может изменяться в зависимости от внешних факторов – **температуры, механического напряжения и др.**

Форму статистического клубка обычно принимают макромолекулы полимеров, для которых интенсивность внутреннего теплового движения превалирует над внешними воздействиями (полиэтилен, полибутадиен и другие). Конформация спирали характерна для белков и нуклеиновых кислот. Конформацию глобулы имеет политетрафторэтилен. Конформация стержня обнаружена для некоторых алкилполиизоцианатов, а складчатая конформация характерна для кристаллических полимеров. Таким образом, структура полимеров достаточно сложная, и для ее оценки недостаточно знаний химического строения макромолекул: необходимо определить молекулярную массу, конфигурацию и конформацию макромолекул. Конформации и размеры реальных макромолекул определяются совокупностью сил ближнего и дальнего порядка, интенсивностью внутреннего теплового движения. Они зависят от химического строения, молекулярной массы, конфигурации макромолекулы.

Влпросы для самоконтроля

1.При нагревание твердые тела что происходит?

2.Что токой коэффициенты линейные и обьемный расширение?

3.Как они взаимно связано?

4.Что такой кристаллографический ось?

5.Как формулируеться молярная теплоемкость?

6.Как гласить закон Дюлонг и Пти ?

7.Какие кристалли при комнатных температуры не подчиняеться закону Дюлонг и Пти?

8.Обьясните квантовая теория теплоемкости ?

9.Что характеризует температура Дебая?

10.Что такой явление плавления , кристаллизация и сублимация?

11.Как понимайте динамической равновесии?

12.Обьясните физический смысл тройной точки.

13.Что такое полимеры и какие бывает структуры полимеры?

14.Какие бываает конформации молекулы?

ГЛОССАРИЙ ПО МОЛЕКУЛЯРНАЯ ФИЗИКА И ТЕРМОДИНАМИКА

Абсолютная флуктуация -величина, равная квадратному корню из средней величины квадрата разности истинного и среднего значения этой величины
Адиабатический процесс - процесс идеальных газов, протекающий без теплообмена с внешней средой
Аморфные тела- тела, сохраняющие свою форму вследствие повышения вязкости сильно переохлажденной жидкости
Второе начало термодинамики -положение, устанавливающее направление течения и характер процессов, происходящих в природе - невозможен самопроизвольный переход тепла от тела менее нагретого к телу более нагретому
Длина свободного пробега средняя λ – среднее расстояние, пробегаемое молекулой газа между двумя последовательными столкновениями, определяется формулой:

$$\lambda = \frac{1}{\sqrt{2} \cdot \sigma \cdot n},$$

где σ- площадь эффективного поперечного сечения соударения молекул, n- концентрация молекул
Закон Бойля-Мариотта (изотермический процесс) процесс, протекающий без изменения температуры термодинамической системы.
Закон Гей-Люссака (изобарический процесс) процесс, протекающий без изменения давления в термодинамической системе
Закон Шарля (изохорический процесс) процесс, протекающий без изменения объема термодинамической системы
Закон БольцманаЗакон о равнораспределении энергии по степеням свободы, согласно которому, на каждую поступательную и вращательную степени свободы приходится в среднем кинетическая энергия, равная S kT, а на колебательную степень свободы kT
Закон внутреннего трения закон, согласно которому плотность потока импульса прямо пропорционален градиенту скорости и направлена в сторону его убывания
Закон возрастания энтропии (неравенство Клаузиуса) энтропия изолированной системы может либо возрастать (в случае необратимых процессов), либо оставаться постоянной (в случае обратимых процессов)
Закон Дюлонга и Пти закон постоянства теплоемкости кристаллов, отсутствие зависимости теплоемкости кристаллов от температуры
Закон Фурье Закон диффузии, согласно которому тепловой поток прямо пропорционален градиенту температуры и направлен в сторону его убывания
Идеальный газ Идеализированная физическая модель, согласно которой собственный объем молекул газа пренебрежимо мал по сравнению с объемом сосуда, между молекулами отсутствуют силы взаимодействия и столкновения молекул газа между собой и стенкой сосуда абсолютно упругие

Изопроцессы процессы идеальных газов в которых хотя бы один из термодинамических параметров в состоянии системы не изменяется со временем, масса газа остается постоянной

Изотропные тела тела, свойства которых одинаковы по всем направлениям

Капиллярность явление изменения высоты уровня жидкости в капиллярах, которое возникает из-за искривления поверхности жидкости в капиллярах, вызванного смачиванием жидкостью стенок капилляра

Концентрация число частиц в единице объема- n, связана с плотностью, молярной массой и числом Авогадро соотношением:

$$n = \frac{\rho \cdot N_A}{\mu}.$$

Количество тепла количество энергии, переданное системой (системе) в процессе теплообмена, называют количеством теплоты, или теплотой Q

Коэффициент полезного действия (термический) термический коэффициент полезного действия любой тепловой машины, работающей в интервале температур T_1 и T_2 $\eta = \frac{A}{Q_1} = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} < \frac{T_1 - T_2}{T_1},$ не может быть больше КПД машины, работающей по циклу Карно в том же интервале температур.

Коэффициент полезного действия цикла Карно кпд идеального цикла Карно зависит только от температуры нагревателя и холодильника и является верхним пределом для КПД тепловых машин, работающих в заданном интервале температур, не зависит от рабочего тела и от конструкции двигателя

Кристаллическая решетка структура, для которой характерно регулярное расположение частиц с периодической повторяемостью во всех трех измерениях

Критическая температура температура, зависящая от параметров реального газа, при которой уравнение Ван-дер-Ваальса имеет одно действительное решение, что свидетельствует о том, что реальный газ близок к идеальному

Метод статистической физики состоит в изучении свойств макроскопических тел, исходя из свойств частиц (молекул, атомов), составляющих тела, и из взаимодействий этих частиц.

Молекулярная физика раздел физики, изучающий строение и свойства вещества, содержащего огромное количество находящихся в непрерывном хаотическом движении атомов и молекул

Молекулярное давление жидкости давление, которое оказывают на жидкость поверхностного слоя силы притяжения между молекулами этой жидкости

Молекулярно-кинетическая теория раздел молекулярной физики, основанной на статистическом методе исследования систем

Моль количество вещества, содержащее такое количество молекул, что и 0,012 кг изотопа углерода C^{12}

Монокристаллы твердые тела, частицы которых образуют единую кристаллическую решетку тело, температура которого больше, чем температура рабочего тела

Неравновесное состояние Состояние системы, при котором хотя бы один из термодинамических параметров не имеет определенного значения

Обратимые процессы процессы, которые могут быть проведены в обратном направлении таким образом, что система будет проходить через те же промежуточные состояния, что и при прямом ходе

Основное уравнение молекулярно-кинетической теории уравнение, выражающее прямопропорциональную зависимость давления газа от концентрации молекул, массы молекул и квадрата среднеквадратичной скорости молекул

Относительная молекулярная масса отношение массы молекулы вещества к 1/12 массы изотопа углерода C^{12}

Относительная флуктуация величина, равная отношению абсолютной флуктуации к среднему значению физической величины

Параметры состояния термодинамической системы внутренние величины,

характеризующие свойства самой системы – например, давление P и температура T.

Параметры состояния термодинамической системы внешние в отсутствие внешних полей газ имеет единственный внешний параметр – объем V

Первое начало термодинамики количество теплоты, сообщенное системе, идет на изменение внутренней энергии и совершение системой работы над внешними телами

Поверхностная энергия энергия, которой обладают молекулы поверхностного слоя жидкости

Поверхностное натяжение физическая величина, определяемая как плотность поверхностной энергии

Полное несмачивание явление, когда жидкость стягивается в каплю, имеет одну точку соприкосновения с по поверхностью твердого тела

Полное смачивание явление, когда жидкость растекается по поверхности твердого тела

Поперечное сечение соударения молекул эффективное $\sigma = \pi^{2}$, , где , – удвоенный радиус молекулы

Процесс термодинамический переход термодинамической системы из одного состояния в другое, сопровождающийся изменением хотя бы одного из параметров системы

Равновесное состояние Состояние системы, при котором все термодинамические параметры имеют определенные значения, в котором система может оставаться сколь угодно долго при неизменных внешних условиях

Распределение Максвелла распределение молекул по скоростям, не зависящее от времени

Статистическая физика раздел теоретической физики, изучающий свойства систем, остоящих из очень большого числа частиц с помощью статистического метода

Состояние равновесное если все параметры макроскопической системы имеют определенные значения, остающиеся при неизменных внешних условиях постоянными сколь угодно долго, то такое состояние системы называется равновесным, или статическим

Состояние неравновесное состояние термодинамической системы называется неравновесным, если с течением времени параметры термодинамической системы изменяются

Сублимация или возгонка процесс преодоления молекулами твердого тела сил молекулярного притяжения, сопровождающийся переходом этих молекул в окружающее пространство

Теорема Клаузиуса сумма приведенных теплот при переходе идеального газа из одного состояния в другое не зависти от пути перехода

Теплоемкость физическая величина, равная количеству теплоты, затрачиваемой на изменение температуры на один градус Кельвина

Теплопередача процесс передачи тепла термодинамической системе без совершения работы над системой

Термодинамика раздел физики, изучающий свойства микроскопических систем, не рассматривая протекающих в них микропроцессов, а используя феноменологический подход

Тройная точка точка, в которой пересекаются кривые фазового равновесия, определяющая условия одновременного равновесного сосуществования трех фаз вещества

Уравнение Ван-дер-Ваальса уравнение состояния реального газа, учитывающее с помощью поправок собственный объем молекул газа и силы межмолекулярного взаимодействия

Уравнение Клапейрона- Клаузиуса уравнение, позволяющее рассчитать кривые равновесия двух фаз одного и того же вещества

Уравнение состояния идеального газа (уравнение Менделеева-Клапейрона) уравнение вида . (P,V,T)= const

Фаза термодинамически равновесное состояние вещества, отличающееся по физическим свойствам от других возможных равновесных состояний того же вещества

Фазовый переход I рода фазовый переход, сопровождающийся поглощением или выделением теплоты

Фазовый переход II рода фазовый переход, не связанный с поглощением или выделением теплоты, сопровождающийся скачкообразным изменением теплоемкости

Фазовый переход переход вещества из одной фазы в другую

Флуктуации физических величин отклонения физических величин от их средних значений

Цикл круговым процессом или циклом, называют такой процесс, в результате которого термодинамическая система возвращается в исходное состояние

Цикл Карно обратимый циклический процесс, состоящий из двух изотерм и двух адиабат

Энергия внутренняя идеального газа внутренняя энергия идеального газа равна суммарной кинетической энергии движения молекул

Энтропия функция состояния системы, дифференциалом которой является отношение количества теплоты, сообщаемого телу на бесконечно малом участке процесса к температуре теплоотдающегоению тела

МИНИСТЕРСТВО ВЫСШЕГО И СРЕДНЕГО СПЕЦИАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ РЕСПУБЛИКИ УЗБЕКИСТАН
НАМАНГАНСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
КАФЕДРА ФИЗИКА

Зарегистрировано: № BD-60530900-1.13
2021 год __ _____

«УТВЕРЖДАЮ»
Проректора по учебной работе
_____Д.Холматов
«_____» _____2021 год

Рабочая учебная программа дисциплины
(Силлабус)

«МОЛЕКУЛЯРНАЯ ФИЗИКА»
для 1-курс

Область знаний: 500000 –Гуманитарная
Облаасть обучения: 530000 – Естественные науки
Направления обучения: 60530900 - Физика

Наманган -2021

Дисциплена/код MOLB108		Академичес-кий год 2021-2022	Семестр 2	EKTS- Кредиты 12
	Название	**Аудиторние часы (soat)**	**Самооброзавание (часы)**	**Всего (часы)**
	Молекулярная физика	(60+60+90)=210	150	360

Целью предмета является изучение раскрытие объективных законов природы, которые можно применять на пользу человечества и применять результатов экспериментов в практике и в технике. Изучение законов физики приводит к развитию науки и техники. Не зная основных законов и явлений физики, нельзя изучать практические и специальные курсы. Целью обучения в качестве предмета “Молекулярной физики”, одного из разделов общей физики, является создание первичных понятий у будущих кадров физик-технологов о физической теории на основе обобщения наблюдений, практических проверок и экспериментов, создание для них основ обеспечения для получения занний по выбранным узким специальностям.
Задачи предмета. Молекулярная физика изучает явления связанные взаимодействия и коллективные движения большого числа частиц входящих в состав макроскопических систем в различных агрегатных состояниях. Освоение данного предмета будет одним из первых шагов в изучении строения вещества. Раскрытие методов научного познания физических явлений в представлении студентов в рамках сферы изучения основ термодинамики и молекулярной физики является актуальным Достижениями молекулярной физики можно пользоваться в различных сферах науки и техники, например, при объяснении и изучении явлений происходящих в атмосфере, при описании процессов связанных с разрядом в газах, в областях связанных с вакуумной и криогенной техникой, в биологии при изучении процессов связанных явлениями осмос и капиллярностью в живых организмах, при получении смесей и сплавов с различными параметрами, а также в термодинамике, в химии (законы газов) и при анализе процессов имеющих статистический характер.
Данный предмет включает лекцию, практические (решение задач по разделам предмета) и лабораторные занятия. Также, актуальные задачи предмета будут даваться студентам в виде самостоятельных работ.
II. Распределение занятий по предмету «Молекулярная физика» по темам и часам
Тема 1. Введение Молекулярной физике. Развитие кинетические представление о веществах и классические и квантовые модели о строение веществ.
Тема 2.Динамический, статистический и термодинамический методы изучение свойства веществ.

Тема 3. Давленые идельного газа
Основное уравнение молекулярной-кинетической теории идеального газа.
Тема 4. Теплота и температура. Определение абсолютной температуры. Методы измерений температур и термометры. Состояние идеального газа.
Тема 5. Законы идеального газа.
Скорость молекул газа. Измерение скорости молекул газа . Опыт Штерна. Броуновское движение.
Тема 6. Барометрическая формула. Эксперименть Перрена. Закон Больцман.
Тема 7. Элементарные понятия теории вероятности. Случайные события и явления. Вероятность. Основные понятия теории вероятности.
Тема 8.Распределение функции. Распределение молекул по компонентам
Тема 9. Распределение молекул по скоростей. Распределение Максвелла-Больцмана.
Тема 10.Распределение Максвелла по относительной скорости. Средний арифметический и самый бодьшой вероятности скорости
Тема 11.Экспериментальный проверка законы распределений. Понятие о статистистике Ферми –Дирака и Возе –Эйнштейна.
Тема 12. Внутренная энергия идеального газа. Количество теплоты. I-закон термодинамики.
Тема 13. Теплоёмкость идеального газа. Теплоёмкость одно атомный газа.
Тема14.Теплоемкости газов.Теплоемкости газов и степени свободы молекулы.
Тема 15. Теплоемкости двух и многоатомных газов.Закон равномерные распределение
Тема 16. Работа при изменении объема.Адиабатический процесс. Работа при адиабатический процесса. Политропический процесс.
Тема17.Молекулярное движение и явления переноса. Площадь эффективного поперечного сечения. Средный длина пробега. Диффузия и переноса вешества.
Тема18.Ностатционарный и статционарный дуффузи .
Тема 19.Явление теплопроводности. Законы Фуре.Статционарный и нестатционарной теплопроводности.
Тема 20. Вязкость и перенос импульса.Связь между коэффициентов переноса.
Тема 21. Силы молекулярного взаимодействия. Сжижение газов.Эспериментальные изотермы.
Тема 22. Уравнение состояние реального газа. Изотермы Ван- дер- Ваальса.
Теплота фазовых переходов. Уравнение Клапейрона-Клаузиуса Эффект
Тема 23. Фазавые переходы.Фазавые диаграммы.
Тема 24. Критическое состояние и параметры.Сопоставление уравнение
Ван-дер –Ваальса свидением экспериментов.
Тема 25. Приведенное уравнение Ван дер Ваальса. Закон подобных состояний.

Тема 26. Обратимые и необратимые процессы. I-закон термодинамики.. Круговые циклические процессы. Цикл Карно.
27.Энтропия. Изменение энтропии в обратимых и необратимых процессах. II-закон термодинамики.
28. Энтропия и вероятность. Энтропия и беспорядочность. III-закон термодинамики. Отрицательные абсолютные температуры. Тема 29. Обьемный свойство жидкостей. Сыли в жидкостях. Явление на границах жидкостях. Поверхностное натяжение.
Тема 30. Кристаллические решетки и их виды. Решетки Браве. Полиморфизм. Анизотропия в кристаллах. Механизм диффузии в кристалах.Теплоемкость металлов.

II.2. Распределение занятий темам и часам

	Название темы	**Часов**
1	**Введение.** Молекулярной физике. Развитие кинетические представление о веществах и классические и квантовые модели о строение веществ.	**2**
2	Динамический, статистический и термодинамический методы изучение свойства веществ.	2
3	Давленые идельного газа Основное уравнение молекулярной-кинетической теории идеального газа.	2
4	Теплота и температура. Определение абсолютной температуры. Методы измерений температур и термометры. Состояние идеального газа.	2
5	Законы идеального газа.Скорость молекул газа. Измерение скорости молекул газа Опыт Штерна. Броуновское движение.	2
6	Барометрическая формула. Эксперименть Перрена. Закон Больцман.	2
7	Элементарные понятия теории вероятности. Случайные события и явления. Вероятность. Основные понятия теории вероятности.	2
8	Распределение функции. Распределение молекул по компонентам	2

9	Распределение молекул по скоростей. Распределение Максвелла-Больцмана	2
10	Распределение Максвелла по относительной скорости. Средний арифметический и самый бодьшой вероятности скорости	2
11	Экспериментальный проверка законы распределений. Понятие о статистистике Ферми –Дирака и Возе – Эйнштейна	2
12	Внутренная энергия идеального газа. Количество теплоты. I-закон термодинамики	2
13	Теплоёмкость идеального газа. Теплоёмкость одно атомный газа.	2
14	Теплоемкости газов.Теплоемкости газов и степени свободы молекулы.	2
15	Теплоемкости двух и многоатомных газов.Закон равномерные распределение	2
16	Работа при изменении объема.Адиабатический процесс. Работа при адиабатический процесса. Политропический процесс.	2
17	Молекулярное движение и явления переноса. Площадь эффективного поперечного сечения. Средный длина пробега. Диффузия и переноса вешества.	2
18	Ностатционарный и статционарный дуффузи	2
19	Явление теплопроводности. Законы Фуре.Статционарный и нестатционарной теплопроводности.	2
20	. Вязкость и перенос импульса.Связь между коэффициентов переноса.	2
21	Силы молекулярного взаимодействия. Сжижение газов.Эсперимeнтальные изотермы.	2
22	Уравнение состояние реального газа. Изотермы Ван- дер-Ваальса. Теплота фазовых переходов. Уравнение Клапейрона-Клаузиуса Эффект	2
23	Фазавые переходы.Фазавые диаграммы..	2
24	Критическое состояние и параметры.Сопоставление уравнение Ван-дер–Ваальса свидением экспериментов	2
25	Приведенное уравнение Ван дер Ваальса. Закон подобных состояний.	2

26	Обратимые и необратимые процессы. I-закон термодинамики.. Круговые циклические процессы. Цикл Карно.	2
27	Энтропия. Изменение энтропии в обратимых и необратимых процессах. II-закон термодинамики	2
28	. Энтропия и вероятность. Энтропия и беспорядочность. III-закон термодинамики. Отрицательные абсолютные температуры.	2
29	Обьемный свойство жидкостей. Сыли в жидкостях. Явление на границах жидкостях. Поверхностное натяжение.	2
30	Кристаллические решетки и их виды. Решетки Браве. Полиморфизм. Анизотропия в кристаллах. Механизм диффузии в кристалах.Теплоемкость металлов.	2
Всего		60

III. Содержание практических занятий и распределение часов

Тема 1. Вычисление количества вещества, молярной и относительной молекулярной массы, концентрации и число молекул.

Статистический метод

Тема 2. Решение задач на вычисление вероятности проишествия, среднего значения и флюктуации случайных событий.

Кинетическая теория идеального газа

Тема 3. Давление идеального газа. Решение задач на взаимосвязь между средней кинетической энергией молекул газа и абсолютной температуры газа. Определение параметров состояния газа при помощи законов идеального газа. Решение задач на применение уравнение состояния идеального газаю Вычисление молярной массы и параметров состояния газовой смеси.

Тема 4. Определение параметров состояния газа при помощи законов идеального газа. Решение задач на применение уравнение состояния идеального газаю Вычисление молярной массы и параметров состояния газовой смеси.

Тема 5. Распределение молекул по скоростям и по кинетической энергии.

Вычислени характеристической скорости молекул.

Элементарная кинетическая теория процессов переноса

Тема 6. Средняя длина свободного пробега и число столкновение частиц. Вычисление потока диффузии и коэффициента диффузии.

Тема 7. Вычисление потока импульса и коэффициента вязкости. Решение задач на взаимосвязь между тепловым потоком и коэффициентом теплопроводности.

Кинетическая теория теплоты и элементы термодинамики

Тема 8. Решение задач на вычисление внутренней энергии идеального газа и на распределение энергии по степеням свободы. Решение задач на взаимосвязь между количеством теплоты переданный газу, работой газа и изменению внутренней энергии.

Тема 9. Вычисление работы при изменении объёма газа. Решение задач на взаимосвязь между количеством теплоты переданный газу, работой газа и изменению внутренней энергии.

Тема 10. Вычисление работы при изменении объёма газа.Вычисление теплоёмкости идеального газа.

Тема 11. Вычисление КПД тепловой машины и изменение энтропии в процессах идеального газа.

Свойства реальных газов и жидкостей.

Тема 12. Вычисление параметров состояния и внутренней энергии реальных газов.

Тема 13. Решение задач на поверхностное натяжение жидкостей и капиллярные явления.

Твердые тела

Тема 14. Решение задач на вычисление параметров решетки и теплоёмкости твёрдых тел.

Тема 15. Решение задач на вычисление параметров решетки и теплоёмкости твёрдых тел.

III.2. Содержание практических занятий и распределение часов		
№	**Тема практических занятий**	**Часы**
1	Вычисление количества вещества, молярной и относительной молекулярной массы, концентрации и число молекул.	**4**
2	**Статистический метод** Решение задач на вычисление вероятности проишествия, среднего значения и флюктуации случайных событий.	**4**
3	**Кинетическая теория идеального газа** Давление идеального газа. Решение задач на взаимосвязь между средней кинетической энергией молекул газа и абсолютной температуры газа. Определение параметров состояния газа при помощи законов идеального газа. Решение задач на применение уравнение состояния идеального газаю Вычисление молярной массы и параметров состояния газовой смеси.	**4**
4	Определение параметров состояния газа при помощи законов идеального газа. Решение задач на применение уравнение состояния идеального газаю Вычисление молярной массы и параметров состояния газовой смеси.	**4**
5	Распределение молекул по скоростям и по кинетической энергии. Вычислени характеристической скорости молекул.	**4**
6	**Элементарная кинетическая теория процессов переноса** Средняя длина свободного пробега и число столкновение частиц. Вычисление потока диффузии и коэффициента диффузии.	**4**
7	Вычисление потока импульса и коэффициента вязкости.	**4**

	Решение задач на взаимосвязь между тепловым потоком и коэффициентом теплопроводности.	
8	**Кинетическая теория теплоты и элементы термодинамики** Решение задач на вычисление внутренней энергии идеального газа и на распределение энергии по степеням свободы. Решение задач на взаимосвязь между количеством теплоты переданный газу, работой газа и изменению внутренней энергии.	**4**
9	Вычисление работы при изменении объёма газа. Решение задач на взаимосвязь между количеством теплоты переданный газу, работой газа и изменению внутренней энергии.	**4**
10	Вычисление работы при изменении объёма газа.Вычисление теплоёмкости идеального газа.	**4**
11	Вычисление КПД тепловой машины и изменение энтропии в процессах идеального газа.	**4**
12	**Свойства реальных газов и жидкостей.** Вычисление параметров состояния и внутренней энергии реальных газов.	**4**
13	Решение задач на поверхностное натяжение жидкостей и капиллярные явления.	**4**
14	**Твердые тела** Решение задач на вычисление параметров решетки и теплоёмкости твёрдых тел.	**4**
15	Решение задач на вычисление параметров решетки и теплоёмкости твёрдых тел.	**4**
	Всего	**60часов**
Темы лабораторные работ и объем занятий в часах		

1.Лабораторная работа Зависимость давления от объема газа при постоянной температуре (закон Бойля-Мариотта)

2.Лабораторная работа Температурная зависимость объема газа при постоянном давлении (закон Гей - Люсакка)

3.Лабораторная работа Зависимость давления газа от температуры при постоянном объёме (закон Шарля) (закон Amonton)

4.Лабораторная работа Определение показателя адиабаты C_p/C для воздуха по методу Ричарда

5.Лабораторная работа Определение коэффициента объемного расширения жидкостей

6.Лабораторная работа Определение температуры смеси воды

7. Лабораторная работа Определение скрытой теплоты парообразования воды

8. Лабораторная работа Наблюдение фазового перехода жидкость-газ в критической точке

9.Лабораторная работа Измерение поверхностного натяжения методом отрыва кольцо

10.Лабораторная работа Определение вязкости жидкости методом Стокса.

11.Лабораторная работа Измерение температурной зависимости коэффициента линейного расширения твёрдых тел

12.Лабораторная работа Определение удельной теплоёмкости твердых тел

13.Лабораторная работа Определение теплопроводности методом одиночной пластины

14.Лабораторная работа Определение эффективности работы солнечного коллектора в зависимость от теплоизоляции

15.Лабораторная работа Определение эффективности работа солнечного коллектора в зависимости от объема нагреваемой воды

Темы лабораторные работ и объем занятий в часах	

№	**2-семестр**	***часов***
1	Лабораторная работа Зависимость давления от объема газа при постоянной температуре (закон Бойля-Мариотта)	**6**
2	Лабораторная работа Температурная зависимость объема газа при постоянном давлении (закон Гей - Люсакка)	***6***
3	Лабораторная работа Зависимость давления газа от температуры при постоянном объёме (закон Шарля) (закон Amonton)	***6***
4	Лабораторная работа Определение показателя адиабаты C_p/C для воздуха по методу Ричарда	***6***
5	Лабораторная работа Определение коэффициента объемного расширения жидкостей	***6***
6	Лабораторная работа Определение температуры смеси воды	***6***
7	Лабораторная работа Определение скрытой теплоты парообразования воды	***6***
8	Лабораторная работа Наблюдение фазового перехода жидкость-газ в критической точке	***6***
9	Лабораторная работа Измерение поверхностного натяжения методом отрыва кольцо	***6***
10	Лабораторная работа Определение вязкости жидкости методом Стокса.	***6***

11	Лабораторная работа Измерение температурной зависимости коэффициента линейного расширения твёрдых тел	***6***
12	Лабораторная работа Определение удельной теплоёмкости твердых тел	***6***
13	Лабораторная работа Определение теплопроводности методом одиночной пластины	***6***
14	Лабораторная работа Определение эффективности работы солнечного коллектора в зависимость от теплоизоляции	***6***
15	Лабораторная работа Определение эффективности работа солнечного коллектора в зависимости от объема нагреваемой воды	***6***
	всего	***90***

Темы самостоятельных работ и объем занятий в часах

1. Среднее значение. Флюктуации.
2. Процессы. Процессы. Равновесные и неравновесные процессы. Обратимые и необратимые процессы.
3. Определение скорости молекул газов. Броуновское движение. Опыт Перрена.
4. Средне арифметическая, средне квадратичная и самая вероятная скорости молекул газа.
5. Проверка распределение Максвелла в эксперименте.
6. Стационарное и нестационарное теплопроводность. Взаимосвязь между коэффициентами переноса.
7. Вычисление изменение энтропии в процессах идеального газа.

8. Термодинамическая шкала температур.
9. III-закон термодинамики
10. Приведенное уравнение Ван дер Ваальса. Внутренная энергия реального газа.
11. Переход из гахового сосотояние в жидкое. Методы сжижение газов.
12. Объемные свойства жидкостей.
13. Теплоёмкость жидкостей и явление переноса в жидкостях. Испарение и кипение.
14. Симмтерия кристаллов и элементы симметрии.
15. Дефекты кристаллов.
16. Плавление и сублимация кристаллов.

IV. 1. Темы самостоятельных работ и объем занятий в часах

2-семестр

№	Темы самообразования	Часы
1	Среднее значение. Флюктуации. Процессы. Процессы. Равновесные и неравновесные процессы. Обратимые и необратимые процессы.	10
2	Определение скорости молекул газов. Броуновское движение. Опыт Перрена.	10
3	Средне арифметическая, средне квадратичная и самая вероятная скорости молекул газа.	10
4	Проверка распределение Максвелла в эксперименте.	10
5	Стационарное и нестационарное теплопроводность. Взаимосвязь между коэффициентами переноса.	10
6	Вычисление изменение энтропии в процессах идеального газа.	12
7	Термодинамическая шкала температур.	10
8	III-закон термодинамики	10
9	Приведенное уравнение Ван дер Ваальса. Внутренная	12

	энергия реального газа.	
10	Переход из гахового сосотояние в жидкое. Методы сжижение газов.	12
11	Объемные свойства жидкостей.Теплоёмкость жидкостей и явление переноса в жидкостях. Испарение и кипение.	12
12	Симмтерия кристаллов и элементы симметрии.	10
13	Дефекты кристаллов.	12
14	Плавление и сублимация кристаллов.	10
	Всего	**150**

- уметь вычислять долю или число молекул движущих в определенном интервале скорости газа; знать причину возникновения силы поверхностного натяжения на поверхности жидкости и капиллярного явления; знать причину возникновения различий в идеальных и реальных газах, на основе полученных знаний уметь вычислять параметры состояния реальных газов;
- хорошо освоить основные законы термодинамики, принцип работы тепловых машин и получения их максимального коэффициента полезного действия; уметь объяснить причину анизотропии в кристаллах, вычислять параметры элементарных ячеек кристаллов, знать обозначения плоскостей, иметь понятие о квантовой теории теплоёмкости твёрдого тела;

уметь правильно пользоваться измерительными приборами, самостоятельно выполнять лабораторные работы, вычислять результаты и анализировать полученные результаты.

VI. Современные информационные и педагогические технологии при обучении предмета

Для освоения студентами предмета имеет важное значение использование

передовых и современных методов обучения, применение новых педагогических технологий. При освоении предмета используются учебники, учебно-методические комплексы, учебные и методические пособия, раздаточные материалы, демонстрационные эскпериментальные видеофильмы, Интернет ресурсы, наглядные материалы. Также, рекомендуется использование современных педагогических технологий в лекциях, в практических и в лабораторных занятиях.

При обучении предмета темы, предусмотренные в программе проводятся в форме лекций, практических и лабораторных занятий, и в основном рассматриваются материалы для самостоятельного освоения. Можно использовать учебные видеофильмы о современных достижениях предмета, симуляционные программы, возможности мультимедии, Интераглядные материалы, а также передовые педагогические технологии. В том числе, существует возможность пользования электронной базой литературы ИРЦ НамГУ.

Состояния, связанные с учебным процессом, определяющие качество обучения следующие: преподавание урока на высоком научно-педагогическом уровне, организация интересная урока в виде вопросов-ответов, использование передовых педагогических технологий и средств мультимедиа, постановка притягивающих и озадачивающих проблем для слушателей, требовательность и индивидуальная работа со слушателями, привлечение к научным исследованиям.

При проектировании предмета «Молекулярная физика» используются следующие основные концептуальные подходы:

VII. Студенты получают кредиты

Полное владение теоретико-методологическими концепциями науки, умение точно отражать результаты анализа, самостоятельное наблюдение за изучаемыми процессами и выполнение задач и поручений в текущей, промежуточной формах контроля, записанных на итоговом контрольном задании работы.

Список основной литературы:

1.Кикоин А.К., Кикоин И.К.. Молекулярная физика М Наука.1998г.

2.Сивухин Д.В. Курс общей физики. Термодинамика и молекулярная физика .М.Физ-мат.лит.2003г. 575стр.

3.Савелев А.В. Курс общей физики.Молекулярная физика и термодинамика.АСЕУЛЬ 2002Г208 стр

4Матвеев АН. Молекулярная физика.М.Высшая школа,1987г.360стр

5.Телеснен Р.В.Молекулярная физика М.Высщая школа.1985г.248стр

6.Волькенштейн В.С. Сборник задач по общему курсу физики. М.Наука 1985г

7Чертов А., Воробьев А. Сборник задач по общей физики М.Выс.шк.

6. Paul A. Tipler, Gene Mosca, Physics for Scientists and Engineers. 6th edition. 2008.

Список дополнительной литературы:

Мирзиёев Ш.М. Эркин ва фаровон, демократик Ўзбекистон давлатини биргаликда барпо этамиз. Тошкент. “Ўзбекистон” – 2016. 56 бет.

8. Мирзиёев Ш.М. Буюк келажагимизни мард ва олижаноб ҳалқимиз билан бирга қурамиз. Тошкент. “Ўзбекистон” – 2017. 488 бет.

9. Мирзиёев Ш.М. Қонун устуворлиги ва инсон манфаатларини таъминлаш – юрт тараққиёти ва халқ фаровонлигининг гарови. Тошкент, “Ўзбекистон” – 2017. 48 бет.

10. Мирзиёев Ш.М. Танқидий таҳлил қатъий тартиб интизом ва шахсий жавобгарлик – ҳар бир раҳбар фаолиятини кундалик қоидаси бўлиши керак. Тошкент, “Ўзбекистон” – 2017. 104 бет.

11. Рейф Ф. Статистическая физика. М., Наука 1977, 351 бет.

12. Ахмаджонов О. Механика ва молекуляр физика. Ўқитувчи. Т.-1985. 287 бет.

Источники информации

1. Animatsion rolik (http:www.upscale.utorouto.ca. ва html,http:tical ua.es).

2. Fizika “Physicon”. .

3. Fizikadan o’quv kinofilmlari.

4. Ko’rgazmali rangli rasmlar (http:www.hord Wareandlysis com.).

5. Phusics onlien”.

6. www.cultinfo./fulltext/l/008/077/561/htm

7. www.en/edu.ru. Portal

Наманганский государственный университет физический факультет
тесты по молекулярной физики для 1го курса

Понятие энтропии можно дать из формулы:

= = = =

#. $dS = \frac{\delta Q}{T}$

= = = =

$S = k \ln W$

= = = =

$\Delta S \geq 0$

= = = =

$\Delta S = S_2 - S_1$

= = = =

$\Delta S < 0$

+ + + +
Давление смеси азота и углерода равно 20 кПа, причем давление азота 12 кПа. Чему равно парциальное давление углерода?
= = = =
#. 8 кПа
= = = =
16 кПа
= = = =
32 кПа
= = = =
0,24 Мпа
= = = =
0,32 Мпа
+ + + +

Газ считается идеальным, если ...
= = = =
Собственный объем молекул не учитывается.
Между молекулами отсутствуют силы взаимодействия на расстоянии
Столкновения между молекулами абсолютно упругие
= = = =
Собственный объем молекул не учитывается.
Между молекулами отсутствуют силы взаимодействия на расстоянии
Учитывается собственный объем молекул.
= = = =
Существуют силы межмолекулярного притяжения и отталкивания.
Столкновения между молекулами абсолютно упругие
= = = =
Собственный объем молекул не учитывается.
Столкновения между молекулами абсолютно упругие.
Между молекулами отсутствуют силы взаимодействия на расстоянии
= = = =
Учитывается собственный объем молекул.
Собственный объем молекул не учитывается.
Столкновения между молекулами абсолютно упругие
+ + + +

Как изменилось давление идеального газа, если в данном объеме скорость каждой молекулы газа удвоилась, а концентрация молекул осталась без изменений?
= = = =
#.Увеличилось в 4 раза
= = = =
Уменьшилось в 4 раза

= = = =
Увеличилось в 2 раза
= = = =
Уменьшилось в 2 раза
= = = =
Увеличилось в √2 раз
+ + + +
Из сосуда выпустили половину находящегося в нем газа. Как необходимо изменить абсолютную температуру оставшегося в сосуде газа, чтобы давление его увеличилось в 3 раза?
#. Увеличить в 6 раза
= = = =
Уменьшить в 1,5 раза
= = = =
Увеличить в 3 раз
= = = =
Уменьшить в 6 раз
= = = =
Увеличить в 1,5 раза
+ + + +

Связь энтропии с термодинамической вероятностью состояния системы выражается формулой:
= = = =
#. $S = k \ln W$
= = = =
$\Delta S = S_2 - S_1$
= = = =
$\Delta S \geq 0$
= = = =
$dS = \frac{\delta Q}{T}$
= = = =
$\Delta S < 0$
++++

Выбрать формулу, не соответствующую изотермическому процессу
= = = =
#. $A = P(V_2 - V_1)$
= = = =
$A = \frac{m}{\mu} RT \ln \frac{P_1}{P_2}$
= = = =
$Q = A$

====

$PV = const$

====

$P_1V_1 = P_2V_2$

++++

Указать формулу первого начала термодинамики для изохорического процесса.

====

#. $Q = \Delta U$

====

$Q = \Delta U + A$

====

$Q = A$

====

$A = -\Delta U$

====

$Q = 0$

++++

В случае изохорического процесса:

====

#. вся подводимая к системе энергия идет только на увеличение внутренней энергии системы

====

вся подводимая к системе энергия идет только на совершение работы системой против внешних сил

====

нет теплообмена с внешней средой

====

вся подводимая к системе энергия идет на увеличение внутренней энергии системы и на совершение работы системой против внешних сил

====

только часть подводимой к системе энергия идет на увеличение внутренней энергии системы и на совершение работы системой против внешних сил

++++

Сколько степеней свободы имеет молекула... O_2

====

#.5

====

3

====

6

====

2

= = = =
7
+ + + +

Чему равен КПД идеальной тепловой машины, работающей по циклу Карно?

$T_1 - температура\ нагревателя$

$T_2 - холодильника$

= = = =

#. $\eta = \frac{T_1 - T_2}{T_1}$

= = = =

$\eta = \frac{T_1 + T_2}{T_1}$

= = = =

$\eta = \frac{T_1}{T_1 + T_2}$

= = = =

$\eta = \frac{T_1 - T_2}{T_2}$

= = = =

$\eta = T_1 + T_2$

+ + + +

Какое уравнение выражает внутреннюю энергию любой массы многоатомного идеального газа?

= = = =

#. $U = \frac{m}{\mu}\frac{i}{2}RT$

= = = =

$U = \frac{i}{2}kT$

= = = =

$U = \frac{i}{2}RT$

= = = =

$U = \frac{m}{\mu}\frac{3}{2}RT$

= = = =

$U = \frac{3}{2}kT$

+ + + +

Каким выражением определяется средняя кинетическая энергия поступательного движения одной молекулы идеального газа?

= = = =

#. $\frac{3}{2}kT$

= = = =

$\frac{1}{2}nmv$

= = = =

$\frac{3}{2}nE$

= = = =

nkT

= = = =

$\frac{5}{2}kT$

++++

При изохорном процессе азоту передано 70 Дж теплоты. Сколько теплоты пошло на увеличение внутренней энергии азота?

= = = =

#.70 Дж

= = = =

50 Дж

= = = =

20 Дж

= = = =

35 Дж

= = = =

7 Дж

+ + + +

К.п.д.цикла Карно для идеальной машины определяется по формуле:

= = = =

#. $\eta = \frac{T_1 - T_2}{T_1}$

= = = =

$dS = \frac{\delta Q}{T}$

= = = =

$\eta < \frac{T_1 - T_2}{T_1}$

= = = =

$\eta > \frac{T_1 - T_2}{T_1}$

= = = =

$\frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} < \frac{T_1 - T_2}{T_1}$

+ + + +

Как меняется эффективный диаметр молекулы газа при увеличении его температуры

= = = =

#. остается неизменным

= = = =

увеличивается

= = = =

уменьшается

= = =

увеличивается в 2 раза

= = = =

уменьшается в 2 раза

+ + + +

Какое количество ртути, имеющей ... содержится в воздухе объемом ... зараженного ртутью помещения при температуре ..., если давление насыщенного пара ртути при этой температуре равно 0,1466Па?

$\mu = 200*10^{-3} кг/моль$

$1м^3$

$20^0 C$

= = = =

#.12мг

= = = =

1мг

= = = =

6мг

= = = =

8мг

= = = =

24мг

+ + + +

Чему равно число степеней свободы молекулы гелия?

= = = =

3

= = = =

7

= = = =

5

= = = =

6

= = = =

1

+ + + +

Над телом совершена работа А внешними силами, и телу передано количество теплоты. Чему равно изменение внутренней энергии ...тела ΔU

= = = =
$\Delta U = Q - A$
= = = =
$\Delta U = A$
= = = =
$\Delta U = Q$
= = = =
$\Delta U = Q + A$
= = = =
$\Delta U = A - Q$
+ + + +
Какие из приведенных ниже формулировок относятся первому началу термодинамики?
= = = =
#.Периодически действующий двигатель, который совершал бы большую работу
= = = =
Периодически действующий двигатель, который совершал бы большую работу.
Энтропия всех тел в состоянии
= = = =
Энтропия всех тел в состоянии
= = = =
В процессах, происходящих в замкнутой системе, энтропия убывать не может.
Невозможен круговой процесс, единственным результатом которого является превращение теплоты, полученной от нагревателя, в эквивалентную ей работу
= = =
Невозможен круговой процесс, единственным результатом которого является превращение теплоты, полученной от нагревателя, в эквивалентную ей работу
+ + + +

При температуре 27С давление газа в закрытом сосуде было 75кПа. Каким будет давление при температуре -13С?
= = = =
#. 65кПа
= = = =
10кПа
= = = =
35кПа
= = = =
45кПа
= = = =

25кПа
+ + + +
В результате адиабатного расширения объем увеличился в два раза. Как изменилось при этом его давление?
= = = =
#. уменьшилось в 2 раза
= = = =
увеличилось в 2 раза
= = = =
увеличилось менее чем в 2 раза
= = = =
увеличилось более чем в 2 раза
= = = =
уменьшилось более чем в 2 раза
++++
. Газ расширяется при нагревании под поршнем при атмосферном давлении. Какой из указанных процессов имеет место?
= = = =
#.Изобарный
= = = =
Адиабатный
= = = =
Изотермический
= = = =
Изохорный
= = = =
Произвольный
+ + + +
При изобарном нагревании идеального газа от температуры 280К плотность его уменьшилась вдвое. На сколько увеличилась температура газа?
= = = =
#. 280К
= = = =
200К
= = = =
180К
= = = =
300К
= = = =
380К
+ + + +
Определите факторы, от которых зависит величина внутренней энергии идеального газа:
= = = =

#. от температуры
= = = =
от давления
= = = =
от длины свободного пробега
= = = =
от занимаемого газом объема
= = = =
от эффективного диеметра молекул
+ + + +
Найти коэффициент диффузии Д водорода при нормальных условиях, если средняя длина свободного пробега ... $l = 0{,}16*10^{-6} м$
= = = =
#. $9{,}4*10^{-5} м^2/с$
= = = =
$9{,}7*10^{-4} м^2/с$
= = = =
$9{,}8*10^{-4} м^2/с$
= = = =
$8*10^{-3} м^2/с$
= = = =
$500 м^2/с$
+ + ++
Температура воздуха в комнате объемом 70 м3 была 280К. После того, как протопили печь, температура поднялась до 296К. Найдите работу воздуха при расширении, если давление постоянно и равно 100кПа:
= = = =
#. 400кДж
= = = = =
4кДж
= = = =
40кДж
= = = =
0,4кДж
= = ==
0,04кДж
+ + + +
Имеются два баллона одинакового объема. В одном из них находится 1 кг газообразного молекулярного азота, в другом 1кг газообразного молекулярного водорода. Температуры газов одинаковы. Давление водорода .....Каково давление азота? $10^5 Па$
= = = =
#. $7*10^3 Па$
= = = =

10^5 *Па*
= = = =
$28*10^5$ *Па*
= = = =
$14*10^5$ *Па*
= = = =
$3,6*10^3$ *Па*
+ + + +
Чем отличается работа дизельного двигателя от карбюраторного?
= = = =
#. самовоспламенением смеси
= = = =
высокое октановое число для топлива
= = = =
малой степенью сжатия
= = = =
более высокой температурой вспышки
= = = =
большей экологической чистотой
+ + + +
На сколько увеличится внутренняя энергия трех молей идеального двухатомного газа при изохорном нагревании его от 19 до 21 градусов Цельсия?
= = = =
#. 124,5 Дж
= = = =
100 Дж
= = = =
187 Дж
= = = =
360 Дж
= = = =
200 Дж
++++
Идеальному газу передано количество теплоты 5 Дж, и внешние силы совершили над ним работу 8 Дж. Как изменилась внутренняя энергия газа:
= = = =
#. уменьшилась на 3 Дж
= = = =
увеличилась на 3 Дж
= = = =
увеличилась на 13 Дж
= = = =
уменьшилась на 13 Дж
= = = =

не изменилась
+ + + +
Какое условие обязательно выполняется при адиабатном процессе изменения состояния газа?
= = = =
#. нет теплообмена с окружающей средой
= = = =
объем не изменяется
= = = =
давление не изменяется
= = = =
внутренняя энергия газа не изменяется
= = = =
работа не совершается
+ + + +
Чему равен импульс фотона?
= = = =
#. $p = \frac{h}{\lambda}$
= = = =
$\varepsilon = h\nu$
= = = =
$p = mc$
= = = =
$m = p / v$
= = = =
$p = h / c$
+ + + +
Определить внутреннюю энергию 5кг аммиака NH3 при температуре 340 К:
= = = =
#. $24{,}93*10^5$ *Дж*
= = = =
$2{,}5*10^7$ *Дж*
= = = =
$28{,}51*10^5$ *Дж*
= = = =
$4*10^5$ *Дж*
= = = =
$5*10^5$ *Дж*
+ + + +

Какой процесс называется адиабатным?
= = = =

#.Без теплообмена с окружающей средой
= = = =
При постоянном давлении и постоянной температуре
= = = =
Без совершения работы
= = = =
При постоянной температуре
= = = =
При постоянном давлении
+ + + +
Что называют удельной теплотой парообразования?
= = = =
#. Количество теплоты, необходимое для превращения 1 кг вещества в пар при постоянной температуре
= = = =
Количества теплоты затраченное на испарение 1 кг вещества, взятого при температуре 273 К
= = = =
Внутренняя энергия 1 кг пара
= = = =
Количество теплоты, необходимое для превращения в пар вещества любой массы
= = = =
Количество теплоты, необходимое для превращения в твердое тело вещества любой массы
+ + + +
Водяной пар конденсируется. Поглощается или выделяется при этом энергия?
= = = =
#. Выделяется
= = = =
Поглощается
= = = =
Не поглощается и не выделяется
= = = =
Может поглощаться, а может выделяться
= = = =
Вначале выделяется, а затем поглощается
+ + + +
Если средний квадрат скорости поступательного движения молекул азота, находящегося под давлением ..., равен ... то концентрация молекул азота при этих условиях равна (молярная масса азота...)

$10^5\ Па$

$2{,}0\cdot10^6\ м^2/с^2$

$\mu = 0{,}028 кг/моль$

= = = =

#. $3{,}2\cdot10^{24}\ м^{-3}$

= = = =

$8{,}0\cdot10^{23}\ м^{-3}$

= = = =

$1{,}6\cdot10^{24}\ м^{-3}$

= = = =

$6{,}4\cdot10^{24}\ м^{-3}$

= = = =

$2{,}4\cdot10^{24}\ м^{-3}$

+ + + +

Укажите основное уравнение, описывающее процесс теплопроводности.

= = = =

#. $Q = -\lambda \dfrac{dT}{dz} S\tau$

= = = =

$m = -D\dfrac{dn}{dz} S\tau$

= = = =

$F = \eta\left|\dfrac{dV}{dz}\right| S$

= = = =

$P = -\eta\dfrac{dV}{dz} S\tau$

= = = =

$U = \dfrac{m}{M} C_v T$

+ + + +

Внутренняя энергия моля Ван-дер-Ваальского газа определяется выражением… U_m

= = = =

#. $C_V T - \dfrac{a}{V_m}$

= = = =

$C_V T + \dfrac{a}{V_m}$

= = = =

$T + aV_m$

= = = =

$C_V T - aV_m$
= = = =
$C_V T + \frac{V_m}{a}$
+ + + +
При адиабатическом сжатии четырех граммов гелия, молярная масса которого ..., совершена работа, равная 600 Дж. Изменение температуры гелия в этом процессе равно $\mu = 0{,}004 кг/моль$
+ + + +
#. 48 К
= = = =
-72 К
= = = =
-24 К
= = = =
0 К
= = = =
96 К
+ + + +
Плотность некоторого идеального газа при температуре ...и давлении...равна... При этом молярная масса этого газа равна
$10^0 C$
$10^5 Па$
$2 кг/м^3$
= = = =
#. 0,047 кг/моль
= = = =
0,120 кг/моль
= = = =
0,060 кг/моль
= = = =
0,200 кг/моль
= = = =
0,094 кг/моль
+ + + +
Какому из перечисленных условий должен удовлетворять обратимый процесс, происходящий в изолированной термодинамической системе?
= = = =
#.Энтропия системы увеличивается или остается постоянной
= = = =
Энтропия системы остается неизменной
= = = =
Энтропия системы постоянно уменьшается
= = = =

Энтропия системы равна нулю
= = = =
Энтропия системы постоянно возрастает
+ + + +
Получив от нагревателя 5 кДж теплоты, газ при расширении совершил работу величиной 2 кДж. Определить изменение внутренней энергии газа.
= = = =
#. Увеличилась на 3 кДж
= = = =
Уменьшилась на 3 кДж
= = = =
Уменьшилась на 7 кДж
= = = =
Увеличилась на 7 кДж
= = = =
$\Delta U = 0$
+ + + +

В сосуде объемом 30 литров находится кислород массой 16 г при температуре... Молярная масса кислорода...При этом давление кислорода в сосуде равно $27^0 C$
$\mu = 0{,}032 кг/моль$
= = = =
#. 42 кПа
= = = =
5 кПа
= = =
25 кПа
= = = =
100 кПа
= = = =
150 кПа
+ + + +
Что называется КПД тепловой машины?
= = = =
#. Отношение выполненной за один цикл работы к полученному от нагревателя количеству теплоты
= = = =
Отношение полученной газом теплоты к выполненной в полном цикле работы
= = = =
Отношение выполненной за один цикл работы к переданному холодильнику количеству теплоты
= = = =

Отношение разности температур нагревателя и холодильника к температуре нагревателя
= = = =
Отношение переданного холодильнику количества теплоты к выполненной за один цикл работе
+ + + +
Кусок льда, находившийся при температуре -10°С, нагрели до 0°С и превратили в воду той же температуры. Как изменялась энтропия системы лед-вода?
= = = =
#. Все время возрастала
Сначала возрастала, затем оставалась постоянной до полного превращения льда в воду
= = = =
Не изменялась
= = = =
Все время уменьшалась
= = = =
Сначала уменьшалась, затем оставалась постоянной
+ + + +
Какие из приведенных ниже формулировок относятся к второму началу термодинамики?
= = = =
#. В процессах, происходящих в замкнутой системе, энтропия убывать не может.
Невозможен круговой процесс, единственным результатом которого является превращение теплоты, полученной от нагревателя, в эквивалентную ей работу
= = = =
Периодически действующий двигатель, который совершал бы большую работу, чем сообщенная ему извне энергия, невозможен.
Энтропия всех тел в состоянии равновесия стремится к нулю по мере приближения температуры к нулю Кельвина
= = = =
Энтропия всех тел в состоянии равновесия стремится к нулю по мере приближения температуры к нулю Кельвина
= = = =
Периодически действующий двигатель, который совершал бы большую работу, чем сообщенная ему извне энергия, невозможен.
В процессах, происходящих в замкнутой системе, энтропия убывать не может
= = = =
Периодически действующий двигатель, который совершал бы большую работу, чем сообщенная ему извне энергия, невозможен
+ + + +

Идеальный газ совершает цикл Карно. Температура ... нагревателя в 3 раза выше температуры ... охладителя. Нагреватель передал газу количество теплоты... Какую работу совершил газ?

T_1

T_2

$Q_1 = 42 кДж$

= = = =

#. 28 кДж

= = = =

42 кДж

= = = =

7 кДж

= = = =

21 кДж

= = = =

14 кДж

+ + + +

Определите концентрацию молекул водорода, находящегося под давлением ...если средний квадрат скорости поступательного движения молекул при этих условиях равен...(молярная масса водорода...)

$2{,}67 \cdot 10^4 Па$

$4{,}0 \cdot 10^6 м^2 / с^2$

$\mu = 0{,}002 кг / моль$

= = = =

#. $6{,}0 \cdot 10^{24} м^{-3}$

= = = =

$3{,}0 \cdot 10^{24} м^{-3}$

= = = =

$24{,}0 \cdot 10^{24} м^{-3}$

= = = =

$12{,}0 \cdot 10^{24} м^{-3}$

= = = =

$36{,}0 \cdot 10^{24} м^{-3}$

+ + + +

Распределение частиц во внешнем потенциальном поле описывается ... .

= = = =

#. распределением Больцмана

= = = =

основным уравнением молекулярно- кинетической теории

= = = =

распределением Максвелла

= = = =

барометрической формулой

= = = =

распределением Максвелла,
барометрической формулой
+ + + +
Чему равно отношение средней квадратичной скорости молекул газа к наиболее вероятной скорости.?
= = = =
#. $\sqrt{1,5}$
= = = =
$\sqrt{\frac{3\pi}{8}}$
= = = =
$\sqrt{\frac{4}{\pi}}$
= = = =
$\sqrt{\frac{3\pi}{2}}$
= = = =
$\sqrt{2}$
+ + + +
Какую долю средней кинетической энергии молекулы гелия составляет средняя энергия ее вращательного движения?
= = = =
#. ноль
= = = =
2/5
= = = =
1/2
= = = =
1
= = = =
2/3
+ + + +

Какой смысл имеет величина W в формуле... для случая распределения молекул в силовом поле Земли? $n = n_0 \exp(-W/кxp$
= = = =
#. Потенциальная энергия одной молекулы
= = = =
Кинетическая энергия одной молекулы
= = = =
Средняя энергия теплового движения одной молекулы
= = = =
Средняя кинетическая энергия молекул
= = = =

Полная энергия системы
+ + + +

Полная площадь под кривой функции распределения молекул газа по скоростям Максвелла ... .
= = = =
#. остается постоянной
= = = =
зависит от температуры газа,
рода газа
= = = =
зависит от числа молекул газа,
рода газа
= = = =
зависит от рода газа
= = = =
зависит от числа молекул газа,
температуры газа
+ + + +
Укажите формулу для расчета длины свободного пробега молекул.
= = = =
#. $\frac{1}{\sqrt{2}\pi d^2 n}$
= = = =
Vt
= = = =
cT
= = = =
$\frac{V}{Z}$
= = = =
$\int V dt$
+ + + +
Что является причиной, вызывающей процесс внутреннего трения (вязкости)?
= = = =
#. Градиент скорости упорядоченного движения молекул
= = = =
Градиент температуры
= = = =
Градиент концентрации молекул
= = = =
Градиент скорости хаотического движения молекул
= = = =

Градиент плотности
+ + + +
Как изменится плотность теплового потока при увеличении градиента температуры в три раза?
= = = =
Увеличится в три раза
= = = =
Не изменится
= = = =
Уменьшится в три раза
= = = =
Увеличится
в $\sqrt{3}$ раз
= = = =
Уменьшится в $\sqrt{3}$ раз
+ + + +
Конкретный вид функции распределения молекул идеального газа по скоростям Максвелла зависит от:
= = = =
#. Рода газа (от массы молекул).
Параметра состояния (температуры)
= = = =
Параметра состояния (температуры).
Действующих на газ силовых полей
= = = =
Объема газа.
Действующих на газ силовых полей.
= = = =
Рода газа (от массы молекул).
Действующих на газ силовых полей
= = = =
Рода газа (от массы молекул).
Объема газа
+ + + +
Теплоемкостью тела называется физическая величина, численно равная количеству теплоты, сообщаемому в рассматриваемом термодинамическом процессе.
= = = =
#. Телу для изменения его температуры на 1 К
= = = =
Молю вещества для изменения его температуры на 1 К
= = = =
Единице массы вещества для изменения его температуры на 1 К
= = = =

Телу для изменения его температуры на dT
= = = =
Телу для изменения его температуры
+ + + +
Внутренняя энергия идеального газа зависит от … .
= = = =
#. температуры
= = = =
давления
= = = =
объема
= = = =
процесса, который привел к данному состоянию
= = = =
массы газа
+ + + +
В каком случае КПД тепловой машины будет наибольшим? T1 - температура нагревателя, температура холодильника T2.
= = = =
#. Чем больше T1 и меньше T2
= = = =
T1= T2
= = = =
Чем меньше T1 и больше T2
= = = =
Чем меньше T1 и меньше T2
= = = =
T1<T2
+ + + +
Какие физические параметры у двух тел обязательно должны быть разными для того, чтобы эти тела не находились в тепловом равновесии?
= = = =
#. Температура
= = = =
Давление
= = = =
Средняя квадратичная скорость молекул
= = = =
Объемы тел
= = = =
Масса тел
+ + + +
Внутренняя энергия одноатомного газа обусловлена...
= = = =

#. кинетической энергией поступательного движения молекул
= = = =
кинетической энергией вращательного движения молекул
= = = =
кинетической энергией поступательного и вращательного движений молекул
= = = =
суммой кинетической и потенциальной энергий молекул
= = = =
суммой кинетической энергий поступательного движения и кинетической энергий вращательного движения
+ + + +
Как изменяется скорость испарения жидкости при повышении температуры?
= = = =
#.Увеличивается
= = = =
Уменьшается
= = = =
Остается неизменной
= = = =
Может увеличиваться, а может уменьшаться
= = = =
Вначале увеличивается, а затем уменьшается
+ + + +
Плотность идеального газа в некотором состоянии может быть выражена через параметры состояния следующим образом (R - универсальная газовая постоянная)…
= = = =
#. $\rho = \frac{PM}{RT}$
= = = =
$\rho = \frac{RT}{PM}$
= = = =
$\rho = \frac{RT}{V}$
= = = =
$\rho = \nu RT$
= = = =
$\rho = \frac{PVm}{R}$
+ + + +

Газ при температуреТ=309К и давлении р=0,7МПа имеет плотность... $\rho = 12 кг/м^3$
Определить относительную молекулярную массу ...газа. M_r

= = = =
#. 44
= = = =
45
= = = =
43
= = = =
42
= = = =
41
+ + + +
Какой объем V занимает идеальный газ, содержащий количество вещества... при давлении р=1МПа и температуре Т=400К? $\nu = 1 кмоль$
= = = =
#. $3.32 м^3$
= = = =
$2.32 м^3$
= = = =
$4.32 м^3$
= = = =
$5.32 м^3$
= = = =
$1.32 м^3$
+ + + +
Средняя арифметическая скорость молекул водорода равна 200 м/с. Чему равна средняя арифметическая скорость молекул кислорода при этой же температуре?
= = = =
#. 50 м/с
= = = =
400 м/с
= = = =
200 м/с
= = = =
100 м/с
= = = =
25 м/с
+ + + +
В идеальной тепловой машине за счет каждого килоджоуля энергии получаемой от нагревателя, совершается работа 300Дж. Определите КПД машины и температуру нагревателя, если температура холодильника 280Дж:

= = = =
#. 30%,400К
= = = =
10%,100К
= = = =
20%,200К
= = = =
30%,300К
= = = =
40%,500К
= = = =
При постолянном давлении ... объем воздуха, находившегося в квартире, увеличился на 20 куб. дм. Какую работу совершил газ? $p = 10^5$
= = = =
#. $2*10^3$ *Дж*
= = = =
$2*10^4$ *Дж*
= = = =
$2*10^5$ *Дж*
= = = =
$2*10^6$ *Дж*
= = = =
$5*10^6$ *Дж*
+ + + +
Газ получил количество теплоты 300 Дж, его внутренняя энергия увеличилась на 200 Дж. Чему равна работа, совершенная газом?
= = = =
#.100 Дж
= = = =
0
= = = =
200 Дж
= = = =
500 Дж
= = ==
300 Дж
+ + + +
Какой закон лежит в основе первого закона термодинамики?
= = = =
#. Закон сохранения энергии
= = = =
Закон сохранения импульса
= = = =

Второй закон Ньютона
= = = =
Закон взаимосвязи массы и энергии
= = = =
Первый закон Ньютона
+ + + +

2 кг кислорода при температуре 300 К обратимо сообщили 300 Дж теплоты. Чему равно изменение энтропии газа?
= = = =
#. 0
= = = =
$60\frac{Дж}{К}$
= = = =
$1\frac{Дж}{К}$
= = = =
$2\frac{Дж}{К}$
= = = =
Д) $0.5\frac{Дж}{К}$
+ + + +

Имеются два сосуда объемом V и 2V соответственно. В первом сосуде находится 1 кмоль газа, во втором - 6 кмолей этого же газа. Давление в сосудах одинаковое. Укажите соотношение между температурами в сосудах.
= = = =
#. $T_1 = 3T_2$
= = = =
$T_1 = 6T_2$
= = = =
$T_1 = \frac{1}{3}T_2$
= = = =
$T_1 = 12T_2$
= = = =
$T_1 = \frac{1}{6}T_2$
+ + + +
Как изменится давление идеального газа, если при неизменной концентрации средняя квадратичная скорость молекул увеличится в 3 раза?

= = = =
#. Увеличится в 3 раза
= = = =
Увеличится в 9 раз
= = = =
Уменьшится в 3 раза
= = = =
Не изменится
= = = =
Уменьшится в 9 раз
+ + + +
Укажите физический смысл универсальной газовой постоянной R…
= = = =
#. R равна работе, совершаемой одним молем газа при нагревании его на 1 К при постоянном давлении
= = = =
R численно равна отношению количества теплоты, сообщаемого газу, к изменению его температуры
= = = =
R равна количеству теплоты, сообщаемому газу массой 1 кг для нагревания его на 1 К)
= = = =
R равна числу молекул, содержащихся в 1 моле вещества
= = = =
R численно равна массе одного моля вещества при нормальных условиях
+ + + +
Что называется КПД цикла Карно?
= = = =
#. Отношение выполненной за один цикл работы к полученному от нагревателя количеству теплоты
= = = =
Отношение полученного газом количества теплоты к выполненной в полном цикле работе
= = = =
Отношение переданного холодильнику количества теплоты к количеству теплоты, полученному от нагревателя
= = = =
Отношение выполненной за один цикл работы к переданному холодильнику количеству теплоты
= = = =
Отношение выполненной за два цикла работы к переданному холодильнику количеству теплоты

+ + + +

Как будет менятся температура кипения воды, если сосуд с водой опускать в глубокую шахту?

+ + + +

#.Повысится

= = = =

Не изменится

= = = =

Нет определенности

= = = =

Уменьшится

= = = =

Вначале уменьшается, затем увеличивается

+ + + +

Какой параметр X идеального газа можно определить по данной формуле, где p - давление газа, k - постоянная Больцмана, T - абсолютная температура идеального газа $X = \frac{p}{kT}$

= = = =

#. концентрацию n

= = = =

объем V

= = = =

универсальную газовую постоянную R

= = = =

количество вещества ν

= = = =

молярную массу M

+ + + +

Температура газа была 300К и возросла на 8%. Какой стала температура газа?

= = = =

#. 324К

= = = =

308К

= = = =

318К

= = = =

330К
= = = =
328К
+ + + +

Какой объем V занимает смесь газов - азота массой... и гелия массой...-при нормальных условиях? $m_1 = 1кг$ $m_2 = 1кг$

= = = =
#. $6.4м^3$
= = = =
$5.4м^3$
= = = =
$4.4м^3$
= = = =
$3.4м^3$
= = = =
$7.4м^3$
+ + + +

Газ в количестве 1 моль совершает цикл, состоящий из двух изохор и двух изобар. Наименьший объем газов 10л, наибольший 20л. Наименьшее давление 2,5 атмосферы, наибольшее-5 атмосфер. Найдите работу за цикл:

= = = =
#. 2,5кДж
= = = =
5кДж
= = = =
10кДж
= = = =
20кДж
= = = =
30кДж
+ + + +

Найти среднюю кинетическую энергию вращательного движения одной молекулы кислорода при температуре 350 К.

= = = =
$4{,}83 \times 10^{-21} Дж$
= = = =

$2{,}107\times10^{-20}\ Дж$

= = = =

$2{,}9\times10^{-21}\ Дж$

= = = =

$3{,}5\times10^{-21}\ Дж$

= = = =

$5{,}1\times10^{-21}\ Дж$

+ + +

Имеются 2 сосуда с объемами V и 2V.В первом находится 1кмоль, а во втором - 4 кмоль газа. Если давление в обоих сосудах одинаковое, то каково соотношение температур этих газов?

= = = =

#. $\frac{T_1}{T_2}=2$

= = = =

$\frac{T_1}{T_2}=\frac{1}{2}$

= = = =

$\frac{T_2}{T_1}=\frac{1}{4}$

= = = =

$T_1\cdot T_2=\frac{1}{2}$

= = = =

$\frac{T_1}{T_2}=\frac{2}{3}$

+ + + +

Газ расширился от объема V1 до V2 один раз изотермически, а другой раз - изобарно. В каком случае работа газа больше?

= = = =

#. в случае изотермического расширения

= = = =

в случае изобарного расширения

= = = =

работа изотермического расширения равна работе изобарного расширения

= = = =

работа вообще совершаться не будет

= = = =

работа является функцией состояния и от процесса перехода системы из одного состояния в другое не меняется

+ + + +

Из сосуда выпустили половину находящегося в нем газа. Как необходимо изменить абсолютную температуру оставшегося в сосуде газа, чтобы давление его увеличилось в 3 раза?

= = = =

#. Увеличить в 6 раз

= = = =

Увеличить в 3 раза

= = = =

Увеличить в 9 раз

= = = =

Увеличить в 5 раз

= = = =

Увеличить в 2 раза

+ + + +

По какой из формул можно подсчитать общее количество молекул газа в сосуде?

= = = =

N=p/Kt

= = = =

#.$N=m/MN_A$

= = = =

N=nm/M

= = = =

N=m/M

+ + + +

Какими эффектами в газе нужно пренебречь,чтобы газ считать идеальным?

= = = =

#.Размерами молекул.

= = = =

Взаимодействием молекул при столкновении.

= = = =

#. Взаимодействием молекул на расстоянии.

= = = =

Столкновениями молекул.

= = = =

Массами молекул.

+ + + +

Какие величины являются параметрами состояния макросистемы?

= = = =

#.Температура.

====

#.Давление.

= = = =

Число степеней свободы молекулы

= = = =

Энтропия

++++

Какая из приведенных формул представляет собой уравнение состояия идельного газа?

= = = =

$p = p_0 e^{-m_0 gh/Kt}$

= = = =

#.p =m/M *RT/V

= = = =

$p= 1/3\ nmv_{kv}^2$

= = = =

p = 2/3n(ε)

+ + + +

Какая из приведенных формул выражает основное уравнение кинетической теории газов(уравнение Клаузиуса)?

====

P=nkT

= = = =

p =m/M *RT/V

= = = =

#.$p= 1/3\ nmv_{kv}^2$

= = = =

p = 2/3n(ε)

+ + ++

Какая из приведенных формул описывает распределение молекул газа по модулю скоростей?

= = = =

$P = p_0 e^{-m_0 gh/kT}$

= = = =

#. $f(v) = Ae^{-m_0 v^2/2kT}$ v^2

= = = =

$n = n_0 e^{-U(z)/kT}$

= = = =

$W_k = m_2 v^2/2$

+ + + +

Температура газа повысилась в 4 раза. Как изменяется величина наиболее вероятной скорости молекул?

= = = =

Уменьшится в 2 раза

= = = =

Останется неизменной

= = = =

#.Увеличится в 2 раза

= = = =

Увеличится в 4 раза

+ + + +

Какие из формул виражают зависимость давление газа по высоте в поле тяготения Земли? (m_0-масса молекулы,M- молярная масса ,ρ – плотность газа)

= = = =

$p=p_0e^{-\rho_0 gh}/kT$

= = = =

$p=p_0e^{Mgh}/RT$

= = = =

#.$p = p_0e^{-m_0 gh}/kT$

= = = =

#.$p = p_0e^{-Mgh}/RT$

+ + + +

Какие из приведенных формул описывают распределение молекул газа по высоте в поле тяготения Земли?

= = = =

#.$p = p_0e^{-m_0 gh}/Kt$

= = = =

$f(v) = Ae^{-m_0 v2}/2kT\ v^2$

= = = =

W =mgh

= = = =

#.$n = n_0e^{-m_0 gh}/Kt$

+ + + +

Какой смысл имеет величина U(z) в формуле $n = n_0e^{-U(z)}/kT$ для случая распределения молекул в силовом поле?

= = = =

#.Потенциальная энергия одной молекулы.

= = = =

Средняя кинетическая энергия хаотического движения одной молекулы.

= = = =

Потенциальная энергия всех молекул в единице обьема.

= = = =

Потенциальная энергия взаимодействия молекул между собой.

+ + + +

Что называется температурой тела?

= = = =

#.Степень нагретости тела.

= = = =

#.Мера средней кинетической молекул.

= = = =

Характеристика агрегатного состояния вещества.

= = = =

Мера число столкновение молекул

= = = =

Мера внутренней энергии вещества.

+ + + +

Какие из перечиленных видов энергии входят в состав внутренней энергии системы?

= = = =

Кинетическая энеогия движения системы как целого.

= = = =

#.Потенциальная энергия взаимодействия молекул и атомов системы.

= = = =

#. Потенциальная энергия системы во внешних полях.

= = = =

Кинетическая энергия хаотического движения молекул и атомов системы.

+ + + +

Газ нагревают при постоянном давлении.Как изменяется плотность газа с изменением температуры?

= = = =

Пропорционально $T^{1/2}$

= = = =

Обратно пропорционально T

= = = =

#.Пропорционально T

= = = =

Не изменяется

++++

Укажите формулу для вычисления внутренней энергии идеального газа?

= = = =

U = m i/2 RT

= = = =

U = m/M * i/2*RT

= = = =

#.U = m/M*i/2*N_AT

= = = =

U = m/M *N_A Kt

+ + + +

Как зависит внутренняя энергия идеального газа.

= = = =

U~ T

= = = =

#.U ~ $T^{1/2}$

= = = =

U ~ T^2

= = = =

U~ 1/T

+ + + +

Какие из перечисленных величин являются функцией состояний системы?

====

Совершенная работа.

= = = =

#.Внутренняя энергия.

= = = =

#.Энтропия

= = = =

Количество тепла

= = = =

Давления

+ + + +

Что называется количеством тепла?

= = = =

#.Мера энергии, переданное телу при теплопередаче.

= = = =

Энергия тела за вычетом кинетической энергии тела как целого и потенциальной энергии тела во внещнем силовом поле.

= = = =

Степень нагретости тела.

= = = =

Количество энергии ,переданное одним телом другому.

+ + + +

Какое из приведенных утверждений является одной из формулировок первого начала термодинамики?

= = = =

Энтропия замкнутой системы не может убывать

= = = =

Невозможен вечный двигатель второго рода, т.е. такое периодически действующий двигатель, который получал бы тепло от одного резервуара и превращал это тепло полностью в работу.

= = =

Невозможен процесс, единственным конечным результатом которого была бы совершенная работа за счет получения количества тепла.

= = = =

#.Количество тепла ,сообщеннное системе, идет на изменение внутренней энергии системы и на совершение системой работы над внешними телами.

++++

Для какого из процессов при m=const выполняется равенство $p_1/T_1=p_2/T_2$?

= = = =

Изобарного

====

Адиабатного

= = = =

Изотермического

= = = =

#.Изохорного

+ + + +

Для какого из процессов при m=const выполняется равенство $V_1/T_1=V_2/T_2$?

= = = =

Изотермического

= = = =

Адиабатного

= = = =

Изохорного

= = = =

#.Изобарного

++++

Для какого из процессов при m=const выполняется $p_1V_1=p_2 V_2$?

= = = =

#.Изотермического

= = = =

Адиабатного

= = = =

Изохорного

====

Изобарного

++++

Какой процесс называют адиабатным?

= = = =

Процесс, происходящий при постоянном обьеме.

= = = =

Процесс, происходящий при постоянном давлении.

====

Процесс, происходящий при постоянном температуре.

= = = =

#.Процесс, происходящий без теплообмена с окружающей средой.

= = = =

Процесс, в результате которого система возвращается в исходное состояние.

+ + + +

Что является траекторией движения молекулы воздуха?
= = = =

Прямая

= = = =

#. Ломанная

= ===

Дуга окружности

= = = =

Не прямая

++++

Почему скорость диффузии с повышением температуры возрастает?
= = = =

#. При нагревании вещества увеличивается расстояние между молекулами, и молекулам другого вещества проще проникнуть в эти промежутки.+
= = = =

При нагревании вещества скорость молекул уменьшается, и молекулы другого вещества легче проникают в промежутки между ними.
= = = =

При нагревании вещества его молекулы легче соединяются с молекулами другого, и быстрее образуется смесь веществ.

++++

В одном из опытов стали закачивать воздух в стеклянный сосуд, одновременно охлаждая его. При этом температура воздуха в сосуде понизилась в 2 раза, а его давление возросло в 3 раза. Во сколько раз увеличилась масса воздуха в сосуде:
= = = =

в 3 раза
= = = =

в 1,5 раза

= = = =

#. в 6 раз

+ + + +

Частицы газа находятся в среднем на таких расстояниях друг от друга, при которых силы притяжения между ними незначительны. Это объясняет:
= = = =

#. способность газов к неограниченному расширению +
= = = =

значение скорости звука в газе
= = = =

большую скорость частиц газа

+ + + +

Хаотичность теплового движения молекул газа приводит к тому, что:
= = = =

газ гораздо легче сжать, чем жидкость
= = = =

при одновременном охлаждении и сжатии газ превращается в жидкость
= = = =

#. плотность газа одинакова во всех местах занимаемого им сосуда +

+ + + +

При нагревании идеального газа его абсолютная температура увеличилась в 2 раза. Как изменилась при этом средняя кинетическая энергия теплового движения молекул газа:
= = = =

увеличилась в 4 раза
= = = =

#. увеличилась в 2 раза +
= = = =

в) увеличилась в 16 раз

+ + + +

Явление диффузии в жидкостях объясняется тем, что молекулы жидкостей:
= = = =

притягиваются друг к другу
= = = =

отталкиваются друг от друга
= = = =

#. могут хаотично перемещаться по объёму +

+ + + +

Какова температура кипения воды при нормальном атмосферном давлении по абсолютной шкале температур:
= = = =

#. 373 К +
= = = =

173 К
= = = =

273 К

+ + + +

Укажите пару веществ, скорость диффузии которых наименьшая при прочих равных условиях:
= = = =

пары эфира и воздух
= = = =

раствор медного купороса и вода
= = = =

#. свинцовая и медная пластины +

+ + + +

Укажите, в каком из ответов наиболее полно представлены основные положения молекулярно-кинетической теории строения вещества:
= = = =

вещество состоит из элементарных частиц и они взаимно превращаются друг в друга
= = = =

#. вещество состоит из маленьких частей и они заполняют пространство
= = = =

вещество состоит из мельчайших частиц и между ними действуют силы

+ + + +

Определите отношение числа молекул в 36 г воды к числу молекул в 2 г водорода:
= = = =

#. 2
= = = =

1
= = = =

в) 3

+ + + +

Оцените, во сколько примерно раз среднее расстояние между молекулами в газах при нормальных условиях больше размеров самих молекул газа:
= = = =

800-1000
= = = =

#. 8-10
= = = =

80-100

+ + + +

Средняя кинетическая энергия теплового движения молекул:
= = = =

зависит от агрегатного состояния вещества
= = = =

не зависит от температуры
= = = =

#. зависит от температуры +

+ + + +

14. Средняя кинетическая энергия теплового движения молекул:
= = = =

зависит от агрегатного состояния вещества
= = = =

не зависит от температуры
= = = =

#. не зависит от массы молекул

+ + + +

Во сколько раз увеличится среднеквадратическая скорость молекул идеального газа при повышении абсолютной температуры в 2 раза:
= = = =

#. $\sqrt{2}$

= = = =
$2\sqrt{2}$
= = = =

4

+ + + +

Какое количество вещества (ноль) содержится в 144 г воды? ?(H)=1 а.е.м., ?(O)=16 а.е.м.:
= = = =

а) 6
= = = =

#. 8
= = = =

4

+ + + +

При какой температуре (К) среднеквадратическая скорость атомов гелия будет такой же, как и среднеквадратическая скорость молекул водорода при температуре 300 К:
= = = =

100
= = = =

400
= = = =

#. 600

+ + + +

Какое количество вещества (моль) содержится в 98 г серной кислоты H2SO4? Относительные атомные массы водорода, серы и кислорода равны соответственно 1,32 и 16 а.е.м.:
= = = =

2
= = = =

#.1
= = = =

3,5

+ + + +

От какой из приведенных ниже величин, характеризующих молекулы, зависит давление идеального газа:
= = = =

силы притяжения между молекулами
= = = =

силы отталкивания между молекулами
= = = =

#. кинетической энергии молекул

+ + + +

При использовании газа, находящегося в металлическом баллоне его давление уменьшилось на 75%. Во сколько раз уменьшилась масса газа? Считать, что T = const:
= = = =

1,5
= = = =

#. 4
= = = =

14

+ + + +

При нормальных условиях газ занимает объем 10 л. Какой объем (л) займет этот газ, если давление увеличить в 5 раз? Температура постоянна:
= = = =

#. 2
= = = =

3
= = = =

4

+ + + +

Во сколько раз увеличится давление идеального газа, находящегося в закрытом сосуде при температуре 27°С, если его нагреть до 627°С:
= = = =

4
= = = =

#. 3
= = = =

2

+ + + +

В каких единицах измеряется абсолютная влажность воздуха в системе СИ:
= = = =

К
= = = =

%
+ + + +

#. кг/м3

+ + + +

Как изменится средняя кинетическая энергия теплового движения молекул идеального газа в некотором процессе, если концентрацию молекул уменьшить в 10 раз, а температуру увеличить в 2 раза:
= = = =

уменьшится в 5 раз
= = = =

#.увеличится в 2 раза

= = = =
увеличится в 5 раз

+ + + +

Как изменяется температура газа при его адиабатическом сжатии:
= = = =

не изменяется
= = = =

понижается
= = = =

#. повышается

+ + + +

Какое из приведенных выражений является уравнением изобарного процесса:
= = = =

P=2/3nEk
= = = =

#.V1/T1=V2/T2

= = = =
P=3/2nEk

+ + + +

Одинаковые воздушные шары заполнены до одинаковых давлений первый – водородом, второй – азотом, третий – гелием. Какой из них имеет наименьшую подъемную силу? Наполненный:
= = = =

#. азотом
= = = =

гелием
= = = =

водородом

+ + + +

Сосуд заполнен смесью водорода, азота и углекислого газа и герметично закрыт. У какого газа средняя квадратическая скорость молекул наибольшая:
= = = =

азота
= = ==

углекислого газа
= = = =

#.водорода

+ + + +

Определите относительную влажность воздуха φ(%) при температуре 24°С, если точка росы равна 9°С. Давления

насыщенных паров при точке росы и данной температуре соответственно равны 1,14 кПа и 2,96 кПа.:
= = = =

#. 41
= = = =

43
= = = =

48

+ + + +

На сколько градусов надо поднять температуру газа, находящегося в баллоне, чтобы его давление увеличилось в 2 раза? Начальная температура газа 127°С:
= = = =

240
= = = =

#. 400

= = = =
380

+ + + +

Как изменится давление газа, если его объем уменьшится в 2 раза, а среднеквадратическая скорость его молекул уменьшится в √2 раз:
= = = =

уменьшится в 8 раз
= = = =

#. не изменится

= = = =
уменьшится в 4 раз

+ + + +

Раздел физики, который изучает физические свойства тел на основе рассмотрения их молекулярного строения:
= = = =

#. молекулярная физика

= = = =
кинетическая физика
= = = =

Астрофизика

+ + + +

Правильно ли утверждение, что броуновское движение есть результат столкновения частиц, взвешенных в жидкости?

= = = =

утверждение верно

= = = =

#. утверждение не верно

= = = =

не знаю.

+ + + +

Относительная молекулярная масса гелия равна 4. Выразите в кг/моль молярную массу гелия.

= = = =

#. 0,004 кг/моль

= = = =

4 кг/моль

= = = =

4 · 10 -4 кг/моль.

+ + + +

Чему равен абсолютный нуль температуры, выраженный по шкале Цельсия?

= = = =

273 0 С

= = = =

-173 0 С

= = = =

#. -273 0 С.

+ + + +

Как изменится давление идеального газа, если при постоянной температуре его объём

= = = =

уменьшиться в 4 раза?

= = = =

#. увеличится в 4 раза;

= = =

не изменится

= = = =

уменьшится в 4 раза.

+ + + +

Чему равно отношение числа молекул в одном моле кислорода к числу молекул в одном моле азота?

= = = =

28 ,32;

= = = =

32,28;

= = = =

14,16

= = = =

#. 1; Д) 2.

+ + + +

Найдите, во сколько раз среднеквадратичная скорость молекул водорода больше среднеквадратичной скорости молекул кислорода. Газы находятся при одинаковой температуре.

= = = =

16

= = = =

8

= = = =

#.4

= = = =

2.

+ + + +

При постоянном давлении p объём газа увеличится на ΔV. Какая физическая величина равна произведению p|ΔV| в этом случае?

= = = =

#. работа, совершаемая газом

= = = =

работа, совершаемая над газом внешними силами;

= = = =

количество теплоты, полученное газом; Г) внутренняя энергия газа.

+ + + +

Над телом совершена работа А внешними силами, и телу передано количество теплоты Q. Чему равно изменение внутренней энергии ΔU тела?

= = = =

ΔU=A

= = = =

ΔU=Q

= = = =

#. ΔU=A+Q

= = = =

ΔU=A-Q

= = = =

$\Delta U=Q-A$.

+ + + +

Какая физическая величина вычисляется по формуле RT

= = = =

количество теплоты в идеальном газе

= = = =

давление идеального газа;

= = = =

#. внутренняя энергия одноатомного идеального газа;

= = = =

внутренняя энергия одного моля идеального газа.

+ + + +

Какой процесс произошел в идеальном газе, если изменение его внутренней энергии равно количеству подведённой теплоты.

= = = =

изобарный

= = = =

изотермический

= = = =

#. изохорный

= = = =

адиабатный.

+ + + +

15. Чему равно изменение внутренней энергии одного моля идеального одноатомного газа, если T 1 =T,а T 2 =2T?

= = = =

RT

= = = =

2RT

= = = =

3RT

= = = =

#. 1,5RT.

+ + + +

Какую работу совершает газ, расширяясь изобарно при давлении 2 · 10 5 Па от объёма V 1 =0,1 м 3 до объёма V 2 =0,2 м 3 ?

= = = =

2 · 10 6 Дж

= = = =

200 кДж

= = = =

#. 0,2 · 10 5 Дж.

+ + + +

17. В камере, в результате сгорания топлива выделилась энергия, равная 600 Дж, а холодильник получил энергию, равную 400 Дж. Какую работу совершил двигатель?

= = = =

1000 Дж

= = = =

600 Дж

= = = =

400 Дж

= = = =

#. 200 Дж.

+ + + +

18. Каков максимальный КПД тепловой машины, которая использует нагреватель с температурой 427ºС и холодильник с температурой 27ºС?

= = = =

40%

= = = =

6%

= = = =

93%

= = = =

#. 57%.

+ + + +

В цилиндре под поршнем находится воздух, массой 29 кг. Какую работу совершит воздух при изобарном расширении, если температура его увеличилась на 100 К. Массу поршня не учитывать.

= = = =

831 Дж

= = = =

8,31 кДж

= = = =

#. 0,83 МДж.

+ + + +

Газ совершает цикл Карно. Абсолютная температура нагревателя в 3 раза больше абсолютной температуры холодильника. Определите долю теплоты, отдаваемую холодильнику.

= = = =

1/2

= = = =

#.1/3

= = = =

1/5

= = = =

2/3.

+ + + +

Газ совершает цикл Карно. 70% полученной теплоты от нагревателя отдаёт холодильнику.Температура нагревателя 430 К. Определите температуру холодильника.

= = = =

3 К

= = = =

#. 301 К

= = = =

614 К.

+ + + +

Кто является автором МКТ строения вещества

= = = =

#. М.Ломоносов

= = = =

И. Ньютон

= = = =

О. Штерн

= = = =

Р.Поль

= = = =

Р.Броун.

+ + + +

Постоянная Авогадро показывает:

= = = =

число молекул в веществе

= = = =

число молекул в углероде

= = = =

в одном моле любого вещества содержится разное количество молекул;

= = = =

#.в одном моле любого вещества содержится одинаковое количество молекул;

= = = =

нет ответа.

+ + + +

Масса вещества, в количестве одного моля, называется…

= = = =

молекулярная

= = = =

#. молярная

= = = =

атомная

= = = =

ядерная

= = = =

нет ответа.

+ + + +

Температура тела А равна 100 К, температура тела Б равна 100 °С. Какое из тел имеет более высокую температуру?
= = = =
тело А

= = = =

#. тело Б

= = = =

тела А и Б имеют одинаковую температуру
= = = =

сравнивать значения температуры нельзя, так как они даны в разных единицах

+ + + +

В электрическом чайнике нагревание воды происходит в основном за счёт
= = = =
излучения и конвекции
= = = =

конвекции и теплопроводности
= = = =

#. теплопроводности
= = = =

конвекции

+ + + +
Внутренняя энергия тела не зависит от
= = = =

#. скорости его движения как целого
= = = =

взаимодействия его молекул
= = = =

скорости движения его молекул
= = = =

его температуры

+ + + +

Как изменяется внутренняя энергия пара в процессе конденсации при температуре конденсации?
= = = =
кинетическая энергия молекул пара увеличивается, потенциальная — уменьшается

= = = =
кинетическая энергия молекул пара не изменяется, потенциальная — увеличивается

= = = =
#. кинетическая энергия молекул пара уменьшается, потенциальная — не изменяется

= = = =
кинетическая энергия молекул пара не изменяется, потенциальная — уменьшается

+ + + +

6. Удельная теплота конденсации пара рассчитывается по формуле

= = = =

Q/mt
= = = =
#. Q/m
= = = =
Qm
= = = =
QmT
+ + + +
Чему равно изменение внутренней энергии газа, если над ним совершена работа 300 Дж и газу передано количество теплоты 100 Дж?
= = = =

100 Дж
= = = =

200 Дж
= = = =

300 Дж
= = = =

#. 400 Дж

+ + + +

Температура тела А равна 273 К, температура тела Б равна 273 °С. Сравните температуры тел.
= = = =

температура тела А равна температуре тела Б
= = = =

температура тела А выше температуры тела Б
= = = =

#. температура тела А меньше температуры тела Б
= = = =

сравнивать значения температуры нельзя, так как они даны в разных единицах

+ + + +
Нагревание воды в водоёме в солнечный день происходит в основном за счёт
= = = =

излучения и конвекции
= = = =

излучения и теплопроводности
= = = =

#. излучения
= = = =

Конвекции

+ + + +

Внутренняя энергия тела зависит от
= = = =

скорости его движения как целого
= = = =

его положения относительно поверхности земли
= = = =

#. взаимодействия и скорости движения его молекул
= = = =

действия на него внешних сил

+ + + +

4. Как изменяется внутренняя энергия льда в процессе плавления при температуре плавления?
= = = =

кинетическая энергия молекул льда увеличивается, потенциальная — уменьшается
= = = =

#. кинетическая энергия молекул льда не изменяется, потенциальная — увеличивается
= = = =

кинетическая энергия молекул льда уменьшается, потенциальная — не изменяется
= = = =

4) кинетическая энергия молекул льда не изменяется, потенциальная — увеличивается

+ + + +

Удельная теплота плавления рассчитывается по формуле
= = = =
Q/mt
= = = =
Q/m
= = = =
#. Qm
= = = =
QmT
+ + + +
Какая работа была совершена над газом, если газу было передано количество теплоты 100 Дж и его внутренняя энергия увеличилась на 400 Дж?
= = = =

100 Дж
= = = =

#. 300 Дж
= = = =

400 Дж
= = = =

500 Дж

+ + + +