МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ
РЕСПУБЛИКИ КАЗАХСТАН

ЮЖНО-КАЗАХСТАНСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ
УНИВЕРСИТЕТ ИМ. М.АУЭЗОВА

Кафедра «Физика для технических специальностей»

Пономаренко Е.В.

Сборник тезисов лекций по дисциплине «Физика 1» для студентов специальностей 5В070800 – Нефтегазовое дело, 5В071200 – Машиностроение, 5В072400 – Технологические машины и оборудование (по отраслям), 5В073100 - Безопасность жизнедеятельности и защита окружающей среды, 5В073200 - Стандартизация, сертификация и метрология (по отраслям)

Шымкент - 2015 г.

УДК 378.6:530.1

Составитель: Пономаренко Е.В. Сборник тезисов лекций по дисциплине «Физика 1» для студентов специальностей 5В073100 - Безопасность жизнедеятельности и защита окружающей среды, 5В070800 - Нефтегазовое дело, 5В071200 - Машиностроение, 5В072400 - Технологические машины и оборудование (по отраслям), 5В073200 - Стандартизация, сертификация и метрология (по отраслям). – Шымкент: Южно-Казахстанский государственный университет им. М.Ауэзова, 2015. – 80 с.

Сборник тезисов лекций составлен в соответствии с требованиями учебного плана, программой дисциплины и включает все необходимые сведения по изучению тем лекционных занятий курса.

Сборник тезисов лекций составлен в соответствии типовой, рабочей программе дисциплины, силлабусу, календарно-тематическому плану лекций. Сборник содержит: введение; тезисы лекций по модулям (тему и план лекции, краткое изложение ключевых моментов темы в виде тезисов, основные понятия, иллюстративный материал, задания для практического применения знаний, контрольные вопросы); заключение; список литературы.

Сборник тезисов лекций предназначен для студентов специальностей 5В073100 - Безопасность жизнедеятельности и защита окружающей среды, 5В070800 - Нефтегазовое дело, 5В071200 - Машиностроение, 5В072400 - Технологические машины и оборудование (по отраслям), 5В073200 - Стандартизация, сертификация и метрология (по отраслям).

Рецензенты: Сайдуллаева Н.С. – к.ф.-м.н., доцент, зав. кафедрой «Физика для ТС» ЮКГУ им. М.Ауэзова,
Спабекова Р.С. – к.х.н., доцент, доцент кафедры «Физика для ТС» ЮКГУ им. М.Ауэзова

Рассмотрено и рекомендовано к печати заседанием кафедры «Физика для ТС» (протокол № ____ от «_____»_____2015 г.)
и методической комиссией факультета «Строительство и транспорт»
(протокол № ____ от «_____»_____2015 г.)

Рекомендовано к изданию Учебно-методическим советом ЮКГУ им. М.Ауэзова, протокол № ____ от «____»_____2015 г.

© Южно-Казахстанский государственный университет им. М.Ауэзова, 2015 г.

Ответственный за выпуск: Пономаренко Е.В.

СОДЕРЖАНИЕ

ВВЕДЕНИЕ 4
МОДУЛЬ 1. МЕХАНИКА 5
Лекция 1 Введение 5
Лекция 2 Кинематика 8
Лекция 3 Динамика материальной точки 13
Лекция 4 Динамика твердого тела 17
Лекция 5 Законы сохранения 21
Лекция 6 Элементы механики сплошных сред 27
Лекция 7 Колебания и волны 31
МОДУЛЬ 2. МОЛЕКУЛЯРНАЯ ФИЗИКА И ТЕРМОДИНАМИКА. . 36
ЭЛЕКТРИЧЕСТВО И МАГНЕТИЗМ 36
Лекция 8 Молекулярная физика 36
Лекция 9 Основы термодинамики 40
Лекция 10 Явления переноса. Реальные газы. 44
Лекция 11 Электростатика 48
Лекция 12 Электроемкость 51
Лекция 13 Постоянный электрический ток 55
Лекция 14 Магнитное поле в вакууме 59
Лекция 15 Магнитное поле в веществе 62
ЗАКЛЮЧЕНИЕ 70
ЛИТЕРАТУРА 71

ВВЕДЕНИЕ

Изучение курса физики, как основы теоретической подготовки инженеров, позволит: ориентироваться в огромном потоке современной научно-технической информации; грамотно и эффективно использовать научно-технические достижения в своей практической деятельности; получить фундаментальную подготовку в области физики, служащей основой теоретической подготовки инженеров, необходимой для освоения специальных дисциплин, таких как общая теплотехника, гидравлика, электротехника, основы промышленной электроники и др.; выработать приемы и навыки проведения экспериментальных исследований физических явлений, помогающих в дальнейшем решать конкретные инженерные задачи; развить интеллектуальные, творческие способности, и т.д.

При изучении дисциплины «Физика 1» решаются следующие задачи: приобретение знаний физических явлений, законов и теорий, а также границ их применимости; формирование навыков решения обобщенных типовых задач; практическое применение теоретических и экспериментальных методов физического исследования; развитие творческого и критического мышления, навыков самостоятельной познавательной деятельности, в том числе с использованием компьютера; выработка умений и навыков проведения экспериментальных исследований и обработки их результатов; формирование умения выделить конкретное физическое содержание в прикладных задачах будущей специальности, и т.д.

Лекционный комплекс по дисциплине «Физика 1» включает следующие компоненты: тему лекции; план лекции; краткое изложение основных, ключевых моментов по каждой теме дисциплины в виде тезисов; основные понятия; иллюстративный материал; задания для практического применения знаний по каждой теме лекции; контрольные вопросы; заключение; список литературы. Использование данного методического пособия поможет студентам в успешном изучении дисциплины.

МОДУЛЬ 1. МЕХАНИКА

Лекция 1 Введение

План лекции

1 Физика как наука о простейших формах движения материи.
2 Методы физического исследования. Структура и задачи курса физики.

Тезисы

1. Все существующее вокруг нас и обнаруживаемое нами посредством ощущений представляет собой материю. Неотъемлемым свойством материи и формой ее существования является движение. Движение в широком смысле слова - это всевозможные изменения материи - от простого перемещения до сложнейших процессов мышления.

Разнообразные формы движения материи изучаются различными науками, в том числе и физикой. Предмет физики, как, впрочем, и любой науки, может быть раскрыт только по мере его детального изложения. Дать строгое определение предмета физики сложно, потому что границы между физикой и рядом смежных дисциплин условны. А.Ф.Иоффе определил физику как науку, изучающую общие свойства и законы движения вещества и поля.

В настоящее время общепризнанно, что все взаимодействия осуществляются посредством полей, - гравитационных, электромагнитных, ядерных. Поле наряду с веществом является одной из форм существования материи. Неразрывная связь поля и вещества, а также различие в их свойствах будут рассмотрены по мере изучения курса.

Физика - наука о наиболее простых и вместе с тем наиболее общих формах движения материи и их взаимных превращениях. Изучаемые физикой формы движения материи (механическая, тепловая и др.) присутствуют во всех высших и более сложных формах движения материи (химических, биологических и др.). Поэтому они, будучи наиболее простыми, являются в то же время наиболее общими формами движения материи. Высшие и более сложные формы движения материи - предмет изучения других наук (химии, биологии).

Физика тесно связана с естественными науками. Это привело к тому, что физика глубочайшими корнями вросла в астрономию, геологию, химию, биологию и другие естественные науки. В результате образовался ряд новых смежных дисциплин, таких, как астрофизика, геофизика, физическая химия, биофизика и др.

Физика тесно связана и с техникой, причем эта связь носит двусторонний характер. Физика выросла из потребностей техники (развитие механики у древних греков, например, было вызвано запросами строительной и военной техники того времени), и техника, в свою очередь, определяет направление физических исследований (например, в свое время задача создания наиболее экономичных тепловых двигателей вызвала бурное развитие термодинамики). С другой стороны, от развития физики зависит технический уровень производства. Физика - база для создания новых отраслей техники (электронная техника, ядерная техника и др.).

Физика тесно связана и с философией. Такие крупные открытия в области физики, как закон сохранения и превращения энергии, соотношение неопределенностей в атомной физике и др., являлись и являются ареной острой борьбы между материализмом и идеализмом.

Бурный темп развития физики, растущие связи ее с техникой указывают на двоякую роль курса физики: с одной стороны, это фундаментальная база для теоретической подготовки инженера, без которой его успешная деятельность невозможна, с другой - это формирование мировоззрения.

2.Основным методом исследования в физике является опыт - основанное на практике чувственно-эмпирическое познание объективной действительности, т. е. наблюдение исследуемых явлений в точно учитываемых условиях, позволяющих следить за ходом явлений и многократно воспроизводить его при повторении этих условий.

Для объяснения экспериментальных фактов выдвигаются гипотезы. Гипотеза - это научное предположение, выдвигаемое для объяснения какого-либо явления и требующее проверки на опыте и теоретического обоснования для того, чтобы стать достоверной научной теорией.

В результате обобщения экспериментальных фактов, а также результатов деятельности людей устанавливаются физические законы - устойчивые повторяющиеся объективные закономерности, существующие в природе. Наиболее важные законы устанавливают связь между физическими величинами, для чего необходимо эти величины измерять.

Измерение физической величины есть действие, выполняемое с помощью средств измерений для нахождения значения физической величины в принятых единицах. Единицы физических величин можно выбрать произвольно, но тогда возникнут трудности при их сравнении. Поэтому целесообразно ввести систему единиц, охватывающую единицы всех физических величин и позволяющую оперировать с ними.

Для построения системы единиц произвольно выбирают единицы для нескольких не зависящих друг от друга физических величин. Эти

единицы называются основными. Остальные же величины и их единицы выводятся из законов, связывающих эти величины с основными. Они называются производными.

Обязательна к применению Система Интернациональная (СИ), которая строится на семи основных единицах — метр, килограмм, секунда, ампер, кельвин, моль, кандела — и двух дополнительных — радиан и стерадиан.

Метр (м) - длина пути, проходимого светом в вакууме за 1/299 792 458 с.

Килограмм (кг) - масса, равная массе международного прототипа килограмма (платиноиридиевого цилиндра, хранящегося в Международном бюро мер и весов в Севре, близ Парижа).

Секунда (с) - время, равное 9 192 631 770 периодам излучения, соответствующего переходу между двумя сверхтонкими уровнями основного состояния атома цезия-133.

Ампер (А) - сила неизменяющегося тока, который при прохождении по двум параллельным прямолинейным проводникам бесконечной длины и ничтожно малого поперечного сечения, расположенным в вакууме на расстоянии 1 м один от другого, создает между этими проводниками силу, равную $2 \cdot 10^{-7}$Н на каждый метр длины.

Кельвин (К) - 1/273,16 часть термодинамической температуры тройной точки воды.

Моль (моль) - количество вещества системы, содержащей столько же структурных элементов, сколько атомов содержится в нуклиде ^{12}C массой 0,012 кг.

Кандела (кд) - сила света в заданном направлении источника, испускающего монохроматическое излучение частотой $540 \cdot 10^{12}$ Гц, энергетическая сила света которого в этом направлении составляет 1/683Вт/ср.

Радиан (рад) - угол между двумя радиусами окружности, длина дуги между которыми равна радиусу.

Стерадиан (ср) - телесный угол с вершиной в центре сферы, вырезающий на поверхности сферы площадь, равную площади квадрата со стороной, равной радиусу сферы.

Для установления производных единиц используют физические законы, связывающие их с основными единицами. Например, из формулы равномерного прямолинейного движения $v = s/t$ (s - пройденный путь, t - время) производная единица скорости получается равной 1 м/с.

Размерность физической величины есть ее выражение в основных единицах. Исходя, например, из второго закона Ньютона, получим, что размерность силы $\dim F = MLT^{-2}$, где M - размерность массы; L - размерность длины; T - размерность времени.

Размерности обеих частей физических равенств должны быть одинаковыми, так как физические законы не могут зависеть от выбора

единиц физических величин. Исходя из этого, можно проверять правильность полученных физических формул (например, при решении задач), а также устанавливать размерности физических величин.

Лекция 2 Кинематика

План лекции

1 Кинематическое описание движения материальной точки. Закон движения. Уравнение траектории. Скорость и ускорение как производные радиус-вектора по времени.

2 Элементы кинематики вращательного движения. Скорость и ускорение при криволинейном движении. Угловая скорость и угловое ускорение.

Тезисы

1.Механика - часть физики, которая изучает закономерности механического движения и причины, вызывающие или изменяющие это движение. Механическое движение - это изменение с течением времени взаимного расположения тел или их частей.

Развитие механики как науки начинается с III в. до н. э., когда древнегреческий ученый Архимед сформулировал закон равновесия рычага и законы равновесия плавающих тел. Основные законы механики установлены итальянским физиком и астрономом Галилем и окончательно сформулированы английским ученым Ньютоном.

Механика Галилея-Ньютона называется классической механикой. В ней изучаются законы движения макроскопических тел, скорости которых малы по сравнению со скоростью света в вакууме. Законы движения макроскопических тел со скоростями, сравнимыми со скоростью *c,* изучаются релятивистской механикой, основанной на специальной теории относительности, сформулированной А.Эйнштейном. Для описания движения микроскопических тел (атомы и частицы) законы классической механики неприменимы - они заменяются законами квантовой механики.

В классической механике общепринята концепция пространства и времени, разработанная Ньютоном и господствовавшая в естествознании на протяжении XVII-XIX вв. Механика Галилея-Ньютона рассматривает пространство и время как объективные формы существования материи, но в отрыве друг от друга и от движения материальных тел, что соответствовало уровню знаний того времени.

Так как механическое описание наглядно и привычно и с его помощью можно объяснить многие физические явления, в XIX в. некоторые физики стали сводить все явления к механическим. Дальнейшее развитие физики показало, что многие физические явления не могут быть сведены к простейшему виду движения -

механическому. Механистический материализм должен был уступить место материализму диалектическому, рассматривающему более общие виды движения материи и учитывающему все разнообразие реального мира.

Механика делится на три раздела: 1) кинематику; 2) динамику; 3) статику. Кинематика изучает движение тел, не рассматривая причины, которые это движение обусловливают. Динамика изучает законы движения тел и причины, которые вызывают или изменяют это движение. Статика изучает законы равновесия системы тел. Если известны законы движения тел, то из них можно установить и законы равновесия. Поэтому законы статики отдельно от законов динамики физика не рассматривает.

Положение материальной точки определяется по отношению к какому-либо другому, произвольно выбранному телу, называемому **телом отсчета.** С ним связывается **система отсчета** - совокупность системы координат и часов, связанных с телом отсчета. В декартовой системе координат, используемой наиболее часто, положение точки *A* в данный момент времени по отношению к этой системе характеризуется тремя координатами *x, y* и *z* или радиусом-вектором **r,** проведенным из начала системы координат в данную точку. Число независимых координат, полностью определяющих положение точки в пространстве, называется **числом степеней свободы.** Если материальная точка свободно движется в пространстве, то она обладает тремя степенями свободы (*x, y* и *z*); если она движется по плоскости, то - двумя степенями свободы, если движется вдоль некоторой линии, то - одной степенью свободы.

При движении материальной точки ее координаты с течением времени изменяются. В общем случае ее движение определяется скалярными уравнениями $\begin{cases} x = x(t) \\ y = y(t) \\ z = z(t) \end{cases}$, эквивалентными векторному уравнению $\boxed{\vec{r} = \vec{r}(t)}$. Это - кинематические уравнения движения материальной точки. Траектория движения материальной точки — линия, описываемая этой точкой в пространстве относительно выбранной системы отсчета. Вид траектории зависит от характера движения материальной точки и от системы отсчета.

Длина участка траектории, пройденного материальной точкой с момента начала отсчета времени, называется длиной пути s и является *скалярной* функцией времени: $\Delta s = \Delta s(t)$.

Вектор $\boxed{\Delta\vec{r} = \vec{r} - \vec{r}_0}$, проведенный из начального положения точки в положение ее в данный момент времени (или *приращение радиус-вектора точки за рассматриваемый промежуток времени*), называется перемещением. При прямолинейном движении $\boxed{|\Delta\vec{r}| = \Delta s}$

Поступательное движение — это движение, при котором любая прямая, жестко связанная с движущимся телом, остается параллельной своему первоначальному положению.

Вращательное движение - это движение, при котором все точки тела движутся по окружностям, центры которых лежат на одной и той же прямой, называемой осью вращения.

СКОРОСТЬ – векторная величина, которой определяется как *быстрота* движения, так и его *направление* в данный момент времени. Вектор средней скорости - отношение приращения радиуса-вектора точки к промежутку времени: $\boxed{\langle \vec{\upsilon} \rangle = \frac{\Delta \vec{r}}{\Delta t}}$. Направление вектора средней скорости совпадает с направлением Δr.

Мгновенная скорость - векторная величина, равная первой производной радиуса-вектора движущейся точки по времени. $\boxed{\vec{\upsilon} = \lim \frac{\Delta \vec{r}}{\Delta t} = \frac{d\vec{r}}{dt}}$ Вектор мгновенной скорости направлен по касательной к траектории в сторону движения. Модуль мгновенной скорости $\boxed{\upsilon = \frac{ds}{dt}}$ равен первой производной пути по времени.

Средняя скорость неравномерного движения $\boxed{\langle \upsilon \rangle = \frac{\Delta s}{\Delta t}}$ Единица скорости – 1 метр в секунду – скорость прямолинейно и равномерно движущейся точки, при которой эта точка за 1 с перемещается на расстояние 1 м.

Проекции вектора скорости $\boxed{\upsilon_x = \frac{dx}{dt}}$; $\boxed{\upsilon_y = \frac{dy}{dt}}$; $\boxed{\upsilon_z = \frac{dz}{dt}}$

Движение в одной плоскости описывается уравнениями: $\boxed{\vec{\upsilon} = \vec{\upsilon}_x + \vec{\upsilon}_y}$ $\boxed{\upsilon = \sqrt{\upsilon_x{}^2 + \upsilon_y{}^2}}$ $\boxed{\upsilon_x = \upsilon \cos\alpha}$ $\boxed{\upsilon_y = \upsilon \sin\alpha}$ $\boxed{tg\alpha = \frac{\upsilon_y}{\upsilon_x}}$, где υ_x, υ_y - проекции вектора скорости на оси координат.

Движение точки в пространстве

$\boxed{\vec{\upsilon} = \vec{\upsilon}_x + \vec{\upsilon}_y + \vec{\upsilon}_z}$ $\boxed{\upsilon = \sqrt{\upsilon_x{}^2 + \upsilon_y{}^2 + \upsilon_z{}^2}}$

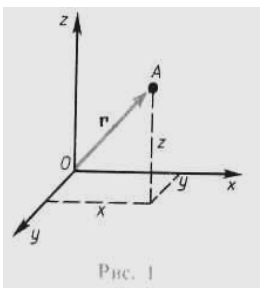


Рис. 1

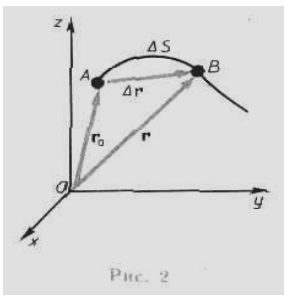


Рис. 2

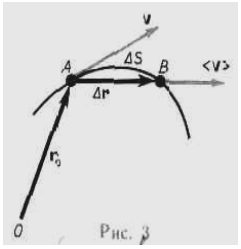


Рис. 3

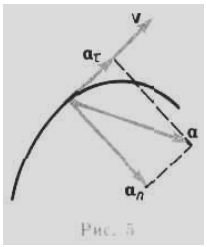


Рис. 5

УСКОРЕНИЕ - характеристика неравномерного движения, определяющая быстроту изменения скорости по модулю и направлению. Единица ускорения – метр на секунду в квадрате – ускорение прямолинейного ускоренного движения точки, при котором за 1 с скорость точки изменяется на 1м/с.

Среднее ускорение - векторная величина, равная отношению изменения скорости к интервалу времени $\boxed{\langle \vec{a} \rangle = \frac{\Delta \vec{\upsilon}}{\Delta t}}$

Мгновенное ускорение - векторная величина, равная первой производной скорости по времени $\boxed{\vec{a} = \lim \frac{\Delta \vec{\upsilon}}{\Delta t} = \frac{d\vec{\upsilon}}{dt}}$

Тангенциальная составляющая ускорения характеризует быстроту изменения скорости по модулю (направлена по касательной к траектории). Она равна первой производной по времени от модуля скорости, определяя тем самым быстроту изменения скорости по модулю $\boxed{a_\tau = \frac{d\upsilon}{dt}}$.

Нормальная составляющая ускорения характеризует быстроту изменения скорости по направлению (направлена по нормали к траектории, центру кривизны, поэтому называют центростремительным ускорением) $\boxed{a_n = \frac{\upsilon^2}{r}}$.

Полное ускорение - геометрическая сумма тангенциальной и нормальной: $\boxed{\vec{a} = \frac{d\vec{\upsilon}}{dt} = \vec{a}_\tau + a_n}$.

Модуль полного ускорения $\boxed{a = \sqrt{a_\tau + a_n}}$.

1. Путь, пройденный за промежуток времени от t_1 до t_2 $\boxed{s = \int_{t_1}^{t_2} \upsilon(t)dt}$
2. Путь, пройденный за время t при равномерном движении $\boxed{s = \int_0^t \upsilon dt = \upsilon \int_0^t dt = \upsilon t}$
3. Путь, пройденный за время t при равноускоренном движении $\boxed{s = \int_0^t \upsilon dt = \int_0^t (\upsilon_0 + at)dt = \upsilon_0 t + \frac{at^2}{2}}$

2.Угловая скорость - векторная величина, равная первой производной угла поворота тела по времени: $\boxed{\vec{\omega} = \frac{d\vec{\varphi}}{dt}}$. Вектор угловой скорости направлен вдоль оси вращения по правилу правого

винта, т. е. так же, как и вектор dφ. Единица измерения угловой скорости - радиан в секунду (рад/с).

Линейная скорость точки $\upsilon = R\omega$. Эту же формулу можно записать как векторное произведение: $\vec{\upsilon} = [\vec{\omega} R]$, при этом модуль вектора линейной скорости равен $\omega R \sin(\vec{\omega}\vec{R})$, а направление вектора линейной скорости совпадает с направлением поступательного движения правого винта при его вращении от ω к R.

Период - время, за которое точка поворачивается на угол 2π: $T = \frac{2\pi}{\omega}$ Частота вращения - число полных оборотов, совершаемых телом при равномерном его движении по окружности в единицу времени: $\nu = \frac{1}{T} = \frac{\omega}{2\pi}$

Угловое ускорение - векторная величина, равная первой производной угловой скорости по времени $\vec{\varepsilon} = \frac{d\vec{\omega}}{dt}$

Направление вектора углового ускорения: при ускоренном движении вектор углового ускорения сонаправлен вектору угловой скорости (рис.8), при замедленном - противонаправлен ему (рис.9).

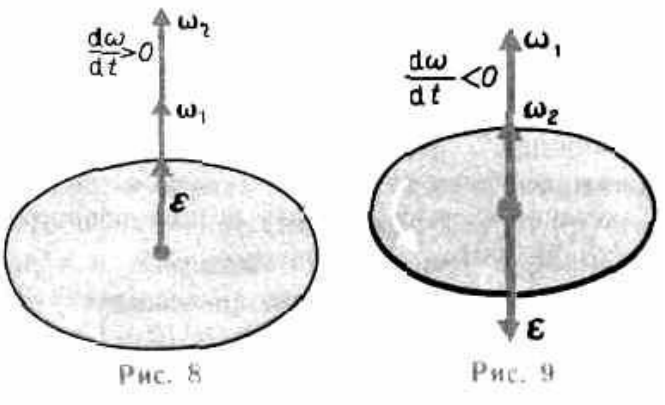


Рис. 8 Рис. 9

Тангенциальная составляющая ускорения $a_\tau = \frac{d\upsilon}{dt}$ или $a_\tau = R\varepsilon$

Нормальная составляющая ускорения $a_n = \frac{\upsilon^2}{R} = \omega^2 R$

Для равнопеременного движения точки по окружности

$\omega = \omega_0 + \varepsilon t$ и $\varphi = \omega_0 t + \frac{\varepsilon t^2}{2}$

Контрольные вопросы

1. Почему в механике вводят модель материальной точки?
2. Всегда ли модуль вектора перемещения равен пути?
3. Кинематические уравнения для поступательного и вращательного движения.
4. Что характеризует и как направлена тангенциальная составляющая ускорения? нормальная составляющая?
5. Чему равны и как направлены векторы угловой скорости и углового ускорения?

Лекция 3 Динамика материальной точки

План лекции

1 Масса. Сила. Законы Ньютона. Гравитационные силы. Закон Всемирного тяготения.

2 Силы упругости. Закон Гука. Силы трения.

Тезисы

1. Динамика является основным разделом механики, в ее основе лежат три закона Ньютона, сформулированные им в 1687 г. Законы Ньютона играют исключительную роль в механике и являются обобщением результатов огромного человеческого опыта. Их рассматривают как *систему взаимосвязанных законов* и опытной проверке подвергают не каждый отдельный закон, а всю систему в целом.

Первый закон Ньютона: всякая материальная точка (тело) сохраняет состояние покоя или равномерного прямолинейного движения до тех пор, пока воздействие со стороны других тел не заставит ее изменить это состояние.

Масса тела - физическая величина, являющаяся одной из основных характеристик материи, определяющая ее инерционные свойства. Масса обладает свойством аддитивности.

Сила - это векторная величина, являющаяся мерой механического воздействия на тело со стороны других тел или полей, в результате которого тело приобретает ускорение или изменяет свою форму и размеры. Сила характеризуется: точкой приложения, модулем и направлением. Единица силы в СИ - ньютон (Н): 1 Н есть сила, которая массе 1 кг сообщает ускорение 1 м/с^2 в направлении действия силы: 1 Н = 1 кг•м/с^2

Второй закон Ньютона: ускорение, приобретаемое материальной точкой (телом), пропорционально вызывающей его силе, совпадает с нею по направлению и обратно пропорционально массе материальной точки (тела).

$$\vec{a} = \frac{\vec{F}}{m}, \quad \vec{F} = m\vec{a} = m\frac{d\vec{\upsilon}}{dt} = \frac{d(m\vec{\upsilon})}{dt} = \frac{d\vec{p}}{dt}$$

Векторная величина $\vec{p} = m\vec{\upsilon}$, численно равная произведению массы материальной точки на ее скорость и имеющая направление скорости, называется импульсом этой материальной точки.

Второй закон Ньютона: скорость изменения импульса материальной точки равна действующей на нее силе $\boxed{\vec{F} = \frac{d\vec{p}}{dt}}$

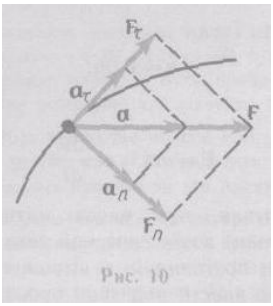


Рис. 10

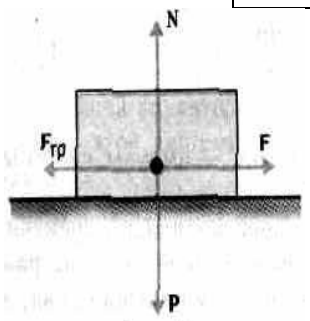


Рис. 11

Принцип независимости действия сил: если на материальную точку действует одновременно несколько сил, то каждая из этих сил сообщает материальной точке ускорение согласно второму закону Ньютона, как будто других сил не было. Согласно этому принципу, силы и ускорения можно разлагать на составляющие, использование которых приводит к существенному упрощению решения задач. Например, действующая сила **F** = m**a** разложена на два компонента: тангенциальную силу F_τ (направлена по касательной к траектории) и нормальную силу $\mathbf{F}_n$ (направлена по нормали к центру кривизны).

$$F_\tau = ma_\tau = m\frac{d\upsilon}{dt}, \quad F_n = ma_n = \frac{m\upsilon^2}{R} = m\omega^2 R$$

Третий закон Ньютона: силы, с которыми действуют друг на друга материальные точки, всегда равны по модулю, противоположно направлены и действуют вдоль прямой, соединяющей эти точки: $\vec{F}_{12} = -\vec{F}_{21}$, где F_{12} — сила, действующая на первую материальную точку со стороны второй; F_{21} — сила, действующая на вторую материальную точку со стороны первой. Эти силы приложены к *разным* материальным точкам (телам), всегда действуют *парами* и являются силами *одной природы.*

Птоломей, считая Землю расположенной в центре Вселенной, предположил, что каждая из планет движется по малому кругу, центр которого равномерно движется по большому кругу, в центре которого находится Земля. Эта концепция получила название птоломеевой геоцентрической системы мира.

В начале XVI в. польским астрономом Коперником обоснована гелиоцентрическая система, согласно которой движения небесных тел

объясняются движением Земли вокруг Солнца и суточным вращением Земли. Впоследствии Ньютон, изучая движение небесных тел, на основании законов Кеплера и основных законов динамики открыл всеобщий закон всемирного тяготения: между любыми двумя материальными точками действует сила взаимного притяжения, прямо пропорциональная произведению масс этих точек и обратно пропорциональная квадрату расстояния между ними: $F = G\frac{m_1 m_2}{r^2}$

Эта сила называется гравитационной (или силой всемирного тяготения). Силы тяготения всегда являются силами притяжения и направлены вдоль прямой, проходящей через взаимодействующие тела. Коэффициент пропорциональности G называется гравитационной постоянной, $G=6{,}67\cdot10^{-11}$ Н•м^2/кг^2.

Закон всемирного тяготения установлен для тел, принимаемых за материальные точки. Вес - сила, с которой тело вследствие тяготения к Земле действует на опору (или подвес). Вес тела проявляется только в том случае, если тело движется с ускорением, отличным от g, т. е. когда на тело, кроме силы тяжести, действуют другие силы. Состояние тела, при котором оно движется только под действием силы тяжести, называется состоянием **невесомости.**

Гравитационное взаимодействие между телами осуществляется с помощью поля тяготения, или гравитационного поля. Это поле порождается телами и является формой существования материи. Основное свойство поля тяготения заключается в том, что на всякое тело массой m, внесенное в это поле, действует сила тяготения, т. е. $\vec{F} = m\vec{g}$. Вектор g не зависит от m и называется напряженностью поля тяготения. Напряженность поля тяготения определяется силой, действующей со стороны поля на материальную точку единичной массы, и совпадает по направлению с действующей силой. Напряженность есть *силовая характеристика* поля тяготения.

Поле тяготения называется однородным, если его напряженность во всех точках одинакова, и центральным, если во всех точках поля векторы напряженности направлены вдоль прямых, которые пересекаются в одной точке, *неподвижной* по отношению к какой-либо инерциальной системе отсчета. Для графического изображения силового поля используются *силовые линии (линии напряженности).* Потенциал поля тяготения φ — скалярная величина, энергетическая характеристика поля тяготения, определяемая потенциальной энергией тела единичной массы в данной точке поля или работой по перемещению единичной массы из данной точки поля в бесконечность $\boxed{\varphi = \frac{П}{m}}$.

2.Силы упругости – силы, возникающие при деформации тел. **Закон Гука**: для малых деформаций относительное удлинение ε и

напряжение σ прямо пропорциональны друг другу $\boxed{\sigma = E\varepsilon}$, где коэффициент пропорциональности называется *модуль Юнга*, который определяется напряжением, вызывающим относительное удлинение, равное единице). $\boxed{\varepsilon = \frac{\Delta l}{l} = \frac{\sigma}{E} = \frac{F}{ES}}$ или $\boxed{F = \frac{ES}{l}\Delta l = k\Delta l}$, где k — коэффициент упругости.

Деформации твердых тел подчиняются закону Гука до известного предела. Связь между деформацией и напряжением представляется в виде диаграммы напряжений. Напряжение - сила, действующая на единицу площади поперечного сечения $\boxed{\sigma = \frac{F}{S}}$

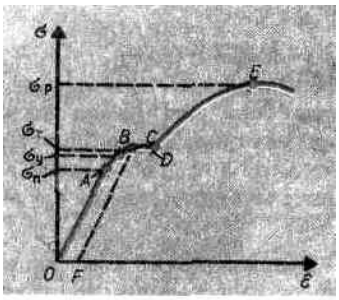


Рис. 35

Внешнее трение - трение, возникающее в плоскости касания двух соприкасающихся тел при их относительном перемещении. Внешнее трение обусловлено шероховатостью соприкасающихся поверхностей; в случае же очень гладких поверхностей трение обусловлено силами межмолекулярного притяжения. Если соприкасающиеся тела неподвижны друг относительно друга, говорят о трении покоя, если же происходит относительное перемещение этих тел, то в зависимости от характера их относительного движения говорят о трении скольжения или качения. Внутреннее трение - трение между частями одного и того же тела, например между различными слоями жидкости или газа, скорости которых меняются от слоя к слою. В отличие от внешнего трения здесь отсутствует трение покоя.

Сила трения скольжения $F_{тр}$ пропорциональна силе N нормального давления, с которой одно тело действует на другое $\boxed{F_{тр} = fN}$, где f — коэффициент трения скольжения, зависящий от свойств соприкасающихся поверхностей. Он равен тангенсу угла α_0, при котором начинается скольжение тела по наклонной плоскости. Закон трения скольжения $\boxed{F_{тр} = f_{ист}(N + Sp_0)}$, где p_0 — добавочное давление, обусловленное силами межмолекулярного притяжения, которые быстро уменьшаются с увеличением расстояния между частицами; S — площадь контакта между телами; $f_{ист}$ — истинный коэффициент трения скольжения. Сила трения качения определяется

по закону Кулона $\boxed{F_{тр} = f_k \frac{N}{r}}$, где r - радиус катящегося тела; f_k - коэффициент трения качения, измеряемый в метрах.

Контрольные вопросы

1. Какими тремя моментами характеризуется сила?
2. Какова особенность сил тяготения?
3. Как можно экспериментально определить коэффициент трения скольжения?
4. В чем сходство и в чем различие силы тяжести и веса тела?
5. Какова физическая сущность трения?

Лекция 4 Динамика твердого тела

План лекции:

1 Неинерциальные системы отсчета.

2 Понятие абсолютно твердого тела. Момент силы и момент инерции твердого тела. Момент импульса. Уравнение динамики вращательного движения твердого тела относительно неподвижной оси. Теорема Штейнера.

Тезисы

1. Неинерциальные системы отсчета – системы отсчета, движущиеся относительно инерциальной системы с ускорением. В неинерциальных системах законы Ньютона несправедливы. Если же учесть силы инерции, то второй закон Ньютона будет справедлив для любой системы отсчета. Силы инерции – силы, обусловленные ускоренным движением системы отсчета относительно измеряемой системы отсчета. Второй закон Ньютона в неинерциальных системах отсчета

Произведение массы тела на ускорение в рассматриваемой системе отсчета равно сумме всех сил, действующих на данное тело (включая и силы инерции) $\boxed{m\vec{a}' = m\vec{a} + \vec{F}_{ин}}$, где а – ускорение тела в инерциальной системе отсчета. Есть три возможных случая проявления сил инерции: силы инерции при ускоренном поступательном движении системы отсчета; силы инерции, действующие на тело, покоящееся во вращающейся системе отсчета; силы инерции, действующие на тело, движущееся во вращающейся системе отсчета.

1)Силы инерции при ускоренном поступательном движении системы отсчета (рис. 40).

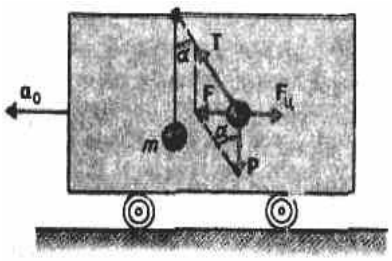


Рис. 40

Пусть на тележке к штативу подвешен на нити шарик массой *m*. Если тележку привести в поступательное движение с некоторым ускорением a_0, то нить начнет отклоняться от вертикали назад до такого угла α, пока результирующая сила $\vec{F} = \vec{P} + \vec{T}$ не обеспечит ускорение шарика, равное a_0. Таким образом, результирующая сила F направлена в сторону ускорения тележки a_0 и равна $F = mgtg\alpha = ma_0$, откуда $tg\alpha = \frac{a_0}{g}$ (чем больше ускорение тележки, тем больше угол отклонения нити). Таким образом, на шарик действует сила инерции $\boxed{\vec{F}_u = -m\vec{a}_0}$.

2)Силы инерции, действующие на тело, покоящееся во вращающейся системе отсчета (рис. 41) Пусть диск равномерно вращается с постоянной угловой скоростью ω вокруг вертикальной оси, проходящей через его центр. На диске, на разных расстояниях от оси вращения, установлены маятники, на нитях подвешены шарики массой *m.* При вращении маятников вместе с диском шарики отклоняются от вертикали на некоторый угол (рис. 41).

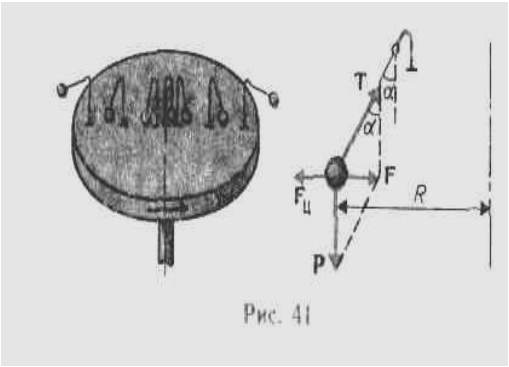


Рис. 41

В инерциальной системе отсчета, связанной, например, с помещением, где установлен диск, шарик равномерно вращается по окружности радиусом *R* (расстояние от точки крепления маятника к диску до оси вращения). Следовательно, на него действует сила $F = m\omega^2 R$, направленная перпендикулярно оси вращения диска. Она является равнодействующей силы тяжести **P** и силы натяжения нити **T:** $\vec{F} = \vec{P} + \vec{T}$**.** Когда движение шарика установится, то

$F = mgtg\alpha = m\omega^2 R$, откуда $tg\alpha = \frac{\omega^2 R}{g}$, т. е. углы отклонения нитей маятников будут тем больше, чем больше расстояние от шарика до оси вращения диска и чем больше угловая скорость вращения.

Относительно системы отсчета, связанной с вращающимся диском, шарик покоится, что возможно, если сила F уравновешивается равной и противоположно направленной ей силой $F_и$, которая является ничем иным, как силой инерции, так как на шарик никакие другие силы не действуют. Сила $F_ц$, называемая центробежной силой инерции, направлена по горизонтали от оси вращения диска и равна $F_ц = -m\omega^2 R$. Центробежная сила инерции, действующая на тела во вращающихся системах отсчета в направлении радиуса от оси вращения, зависит от угловой скорости вращения и системы отсчета и радиуса R, но не зависит от скорости тел относительно вращающихся систем отсчета.

3)Силы инерции, действующие на тело, движущееся во вращающейся системе отсчета (рис. 42)

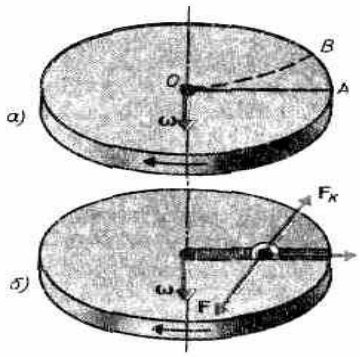


Рис. 42

Пусть шарик массой *m* движется с постоянной скоростью вдоль радиуса ОА равномерно вращающегося диска. Если диск не вращается, то шарик, направленный вдоль радиуса, движется по радиальной прямой и попадает в точку *A,* если же диск привести во вращение в направлении, указанном стрелкой, то шарик катится по кривой *0B* (рис. 42, а), причем его скорость относительно диска изменяет свое направление. Чтобы заставить шарик катиться по вращающемуся диску вдоль радиуса, используем жестко укрепленный вдоль радиуса диска стержень, на котором шарик движется без трения равномерно и прямолинейно со скоростью v' (рис. 42,б). При отклонении шарика стержень действует на него с некоторой силой F. Относительно диска шарик движется равномерно и прямолинейно, что можно объяснить тем, что сила F уравновешивается приложенной к шарику силой инерции F_K, перпендикулярной скорости v'. Эта сила называется кориолисовой силой инерции, или силой Кориолиса $\vec{F}_k = 2m\left[\vec{\upsilon}^{|}, \vec{\omega}\right]$. Вектор F_K перпендикулярен векторам скорости тела и

угловой скорости вращения ω системы отсчета в соответствии с правилом правого винта. Сила Кориолиса действует только на тела, движущиеся относительно вращающейся системы отсчета.

Основной закон динамики для неинерциальных систем отсчета $m\vec{a}' = \vec{F} + \vec{F}_u + \vec{F}_ц + \vec{F}_k$ В неинерциальных системах отсчета третий закон Ньютона, а также законы сохранения импульса, энергии и момента импульса не выполняются!!!

2.Абсолютно твердое тело – это тело, расстояние между двумя точками которого при любых условиях остается постоянным. Момент силы F относительно неподвижной точки *O* - физическая величина, определяемая векторным произведением радиуса-вектора r, проведенного из точки O в точку *A* приложения силы, на силу F (рис. 25): $\boxed{\vec{M} = [\vec{r}\vec{F}]}$. Здесь M — псевдовектор, его направление совпадает с направлением поступательного движения правого винта при его вращении от r к F. Модуль вектора момента силы $\boxed{M_z = Fr\sin\alpha = Fl}$, где α — угол между r и F; rsinα = *l* — кратчайшее расстояние между линией действия силы и точкой *O* - плечо силы. Момент силы относительно неподвижной оси *z* - *скалярная* величина M_z, равная проекции на эту ось вектора M момента силы, определенного относительно произвольной точки *O* данной оси Z (рис.26). Значение момента M_z не зависит от выбора положения точки *O* на оси. Если ось Z совпадает с направлением вектора **M**, то момент силы представляется в виде вектора, совпадающего с осью $\boxed{\vec{M}_z = [\vec{r}\vec{F}]_z}$

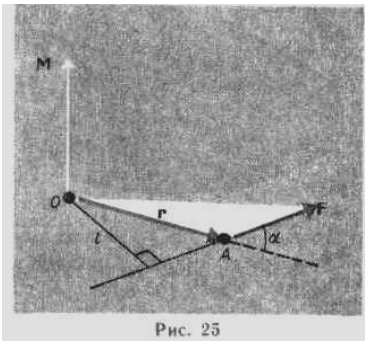


Рис. 25

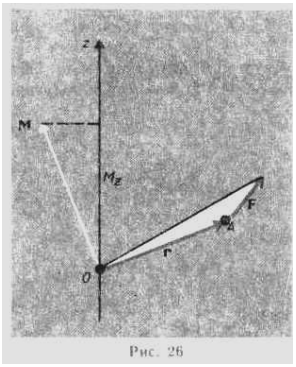


Рис. 26

Уравнение динамики вращательного движения твердого тела относительно неподвижной оси $\boxed{M_z = J_z\frac{d\omega}{dt} = J_z\varepsilon}$. Если ось вращения совпадает с главной осью инерции, проходящей через центр масс, то $\boxed{\vec{M} = J\vec{\varepsilon}}$, где *J* — главный момент инерции тела (момент инерции относительно главной оси).

Момент инерции тела относительно оси вращения - физическая величина, равная сумме произведений элементарных масс на квадраты их расстояний до рассматриваемой оси $\boxed{J = \sum_{i=1}^{n} m_i r_i^{\,2}}$

Момент инерции – величина аддитивная; момент инерции тела равен сумме моментов инерции его частей. В случае непрерывного распределения масс эта сумма сводится к интегралу $\boxed{J = \int r^2 dm = \int \rho r^2 dV}$, где интегрирование производится по всему объему тела.

Теорема Штейнера: момент инерции тела J относительно любой оси вращения равен моменту его инерции J_c относительно параллельной оси, проходящей через центр масс C тела, сложенному с произведением массы m тела на квадрат расстояния a между осями $\boxed{J = J_c + ma^2}$

Кинетическая энергия вращающегося твердого тела $\boxed{T_{вр} = \frac{J_z \omega^2}{2}}$, где J_z - момент инерции тела относительно оси Z.

Кинетическая энергия тела при его плоском движении складывается из энергии поступательного движения со скоростью, равной скорости центра масс, и энергии вращения вокруг оси, проходящей через центр масс тела $\boxed{T = \frac{m\upsilon_c^{\,2}}{2} + \frac{J_c \omega^2}{2}}$

Контрольные вопросы

1. Почему необходимо рассматривать силы инерции?
2. Какова роль момента инерции во вращательном движении?
3. Что позволяет определить теорема Штейнера?
4. Как направлен вектор момента силы?
5. Из чего складывается кинетическая энергия тела во время его плоского движения?

Лекция 5 Законы сохранения

План лекции

1 Центр масс (центр инерции) механической системы и закон его движения. Закон сохранения импульса как фундаментальный закон природы.

2 Работа силы и ее выражение через интеграл. Мощность. Закон сохранения энергии в механике. Закон сохранения момента импульса.

Тезисы

1. Центр масс (или центр инерции) системы материальных точек - воображаемая точка С, положение которой характеризует распределение массы этой системы. Радиус-вектор центра масс $\boxed{\vec{r}_c = \frac{\sum_{i=1}^{n} m_i \vec{r}_i}{m}}$, где m_i и r_i — соответственно масса и радиус-вектор i-й материальной точки; n — число материальных точек в системе. Скорость центра масс $\boxed{\vec{v}_c = \frac{\sum_{i=1}^{n} m_i \vec{v}_i}{m}}$. Импульс системы материальных точек $\boxed{\vec{p} = m\vec{v}_c}$, т. е. импульс системы равен произведению массы системы на скорость ее центра масс. Закон движения центра масс $\boxed{m\frac{d\vec{v}_c}{dt} = \vec{F}_1 + \vec{F}_2 + ... + \vec{F}_n}$, т. е. центр масс системы движется как материальная точка, в которой сосредоточена масса всей системы и на которую действует сила, равная геометрической сумме всех внешних сил, действующих на систему. Производная по времени от импульса механической системы равна геометрической сумме внешних сил, действующих на систему $\boxed{\frac{d\vec{p}}{dt} = \vec{F}_1 + \vec{F}_2 + ... + \vec{F}_n}$. В случае отсутствия внешних сил (замкнутая система) $\boxed{\frac{d\vec{p}}{dt} = 0}$ или $\boxed{\vec{p} = \sum_{i=1}^{n} m_i \vec{v}_i = 0}$

Закон сохранения импульса: импульс замкнутой системы сохраняется. Этот закон – фундаментальный закон природы (он универсален), следствие однородности пространства.

Однородность пространства заключается в том, что при параллельном переносе в пространстве замкнутой системы тел как целого ее физические свойства и законы движения не изменяются, иными словами, не зависят от выбора положения начала координат инерциальной системы отсчета.

Из закона сохранения импульса вытекает, что *центр масс замкнутой системы либо движется прямолинейно и равномерно, либо остается неподвижным.*

2. Работа силы – количественная характеристика процесса обмена энергией между взаимодействующими телами. Работа постоянной силы, составляющей угол с направлением прямолинейного движения тела $A = F_s s = Fs\cos\alpha$ равна произведению проекции силы F_s на направление перемещения, умноженной на перемещение точки приложения силы.

В общем случае сила может изменяться как по модулю, так и по направлению, поэтому вышеуказанной формулой пользоваться нельзя. Элементарная работа силы F на перемещении $d\vec{r}$ - скалярная

величина $\boxed{dA = \vec{F}d\vec{r} = Fs\cos\alpha ds = F_s ds}$, где α - угол между векторами F и d**r**; ds = |d**r**| — элементарный путь; F_s — проекция вектора **F** на вектор d**r** (рис. 13).

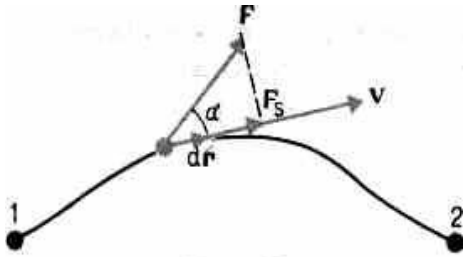


Рис. 13

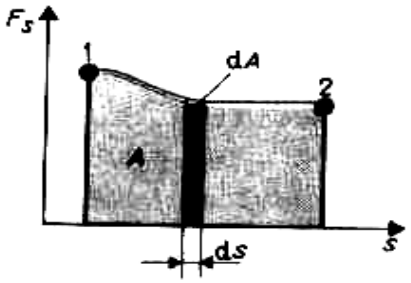


Рис. 14

Работа силы на участке траектории от точки *1* до точки *2* равна алгебраической сумме элементарных работ на отдельных бесконечно малых участках пути. Эта сумма приводится к интегралу $\boxed{A = \int_1^2 Fds\cos\alpha = \int_1^2 F_s ds}$ Для вычисления этого интеграла надо знать зависимость силы F_s от пути *s* вдоль траектории *1-2*. Если эта зависимость представлена графически (рис. 14), тогда искомая работа *A* определяется на графике площадью закрашенной фигуры.

При $\alpha<\pi/2$ работа силы положительна, в этом случае составляющая $\mathbf{F}_s$ совпадает по направлению с вектором скорости движения v (см. рис. 13). Если $\alpha>\pi/2$, то работа силы отрицательна. При $\alpha=\pi/2$ (сила направлена перпендикулярно перемещению) работа силы равна нулю. Единица работы — **джоуль** (Дж): 1 Дж — работа, совершаемая силой в 1 Н на пути в 1 м (1 Дж = 1 Н•м).

Мощность – скалярная физическая величина, характеризующая скорость совершения работы $\boxed{N = \frac{dA}{dt}}$ или $\boxed{N = \vec{F}\vec{v}}$. Единица мощности — ватт (Вт): 1 Вт — мощность, при которой за время 1 с совершается работа в 1 Дж (1 Вт = 1 Дж/с).

Кинетическая энергия механической системы — это энергия механического движения этой системы. Связь работы и кинетической энергии: работа силы на пути, который тело прошло за время возрастания скорости от 0 до v, идет на увеличение кинетической энергии тела, т. е. $\boxed{dT = dA}$.

Тело массой *m,* движущееся со скоростью *v,* обладает кинетической энергией $\boxed{T = \frac{mv^2}{2}}$.

Характерные свойства кинетической энергии: 1) всегда положительна; 2) неодинакова в разных системах отсчета; 3) является функцией состояния системы.

Работа силы при перемещении из точки 1 в точку 2

$$\boxed{A=\int_1^2 \vec{F}d\vec{r}=\int_{v_1}^{v_2} mvdv=m\int_{v_1}^{v_2} vdv=\frac{mv_2{}^2}{2}-\frac{mv_1{}^2}{2}} \text{ или } \boxed{A=T_2-T_1=\Delta T}$$

Теорема о кинетической энергии:

Приращение кинетической энергии материальной точки на некотором перемещении равно алгебраической сумме работ всех сил, действующих на точку на том же перемещении $\boxed{T_2-T_1=A_{12}}$

Потенциальное поле – поле, в котором работа, совершаемая силами при перемещении тела из одного положения в другое, не зависит от того, по какой траектории это перемещение произошло, а зависит только от начального и конечного положения. Работа консервативных сил по замкнутой траектории $A=0$

Потенциальная энергия - механическая энергия системы тел, определяемая их взаимным расположением и характером сил взаимодействия между ними.

Характерные особенности потенциальной энергии:

Потенциальную энергию тела в каком-то определенном положении считают равной нулю, а энергию тела в других положениях отсчитывают относительно нулевого уровня. Потенциальная энергия может быть определена по формуле $\boxed{\Pi=-\int \vec{F}d\vec{r}+C}$, где С - постоянная интегрирования, т. е. потенциальная энергия определяется с точностью до некоторой произвольной постоянной. Связь между консервативной силой и потенциальной энергией $\boxed{\vec{F}=-grad\Pi}$, где $\boxed{grad\Pi=\frac{\partial\Pi}{\partial x}\vec{i}+\frac{\partial\Pi}{\partial y}\vec{j}+\frac{\partial\Pi}{\partial z}\vec{k}}$ - градиент.

Конкретный вид функции П зависит от характера силового поля. Например, потенциальная энергия тела массой *m,* поднятого на высоту *h* над поверхностью Земли, равна $\boxed{\Pi=mgh}$, Потенциальная энергия упругодеформированного тела (пружины) $\boxed{\Pi=\frac{kx^2}{2}}$

Потенциальная энергия системы, подобно кинетической энергии, является функцией состояния системы. Она зависит только от конфигурации системы и ее положения по отношению к внешним телам.

Полная механическая энергия системы — энергия механического движения и взаимодействия, т. е. равна сумме кинетической и потенциальной энергий $\boxed{E=T+\Pi}$

Закон сохранения механической энергии:

в системе тел, между которыми действуют только консервативные силы, полная механическая энергия сохраняется, т. е. не изменяется со временем $T+\Pi=E=const$

Механические системы, на тела которых действуют только консервативные силы (внутренние и внешние), называются

консервативными системами. Закон сохранения механической энергии можно сформулировать так: в консервативных системах полная механическая энергия сохраняется.

Закон сохранения механической энергии – следствие *однородности времени,* т. е. физические законы инвариантны относительно выбора начала отсчета времени. Например, при свободном падении тела в поле сил тяжести его скорость и пройденный путь зависят лишь от начальной скорости и продолжительности свободного падения тела и не зависят от того, когда тело начало падать. В системе, в которой действуют также неконсервативные силы, например силы трения, полная механическая энергия системы не сохраняется.

Момент импульса материальной точки *A* относительно неподвижной точки O - физическая величина, определяемая векторным произведением $\boxed{\vec{L}_i = [\vec{r}_i \vec{p}_i] = [\vec{r}_i m_i \vec{\upsilon}_i]}$, где r — радиус-вектор, проведенный из точки *O* в точку *A;* p - импульс материальной точки (рис.28); L - псевдовектор, его направление совпадает с направлением поступательного движения правого винта при его вращении от r к p.

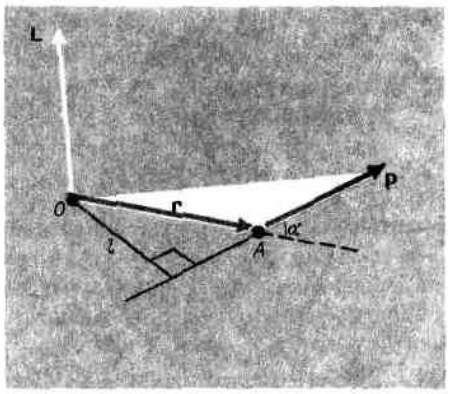


Рис. 28

Модуль вектора момента импульса $\boxed{L_i = r_i p_i \sin\alpha = m_i \upsilon_i r_i \sin\alpha = p_i l}$, где α — угол между векторами r и p, l — плечо вектора p относительно точки *O*.

Момент импульса относительно неподвижной оси z - скалярная величина L_z, равная проекции на эту ось вектора момента импульса, определенного относительно произвольной точки *O* данной оси. Значение момента импульса L_z не зависит от положения точки *O* на оси z.

Момент импульса отдельной частицы $\boxed{L_{i_z} = m_i \upsilon_i r_i}$ направлен по оси в сторону, определяемую правилом правого винта.

Момент импульса твердого тела относительно оси есть сумма моментов импульса отдельных частиц $\boxed{L_z = \sum_{i=1}^{n} m_i \upsilon_i r_i}$ или $\boxed{L_z = J_z \omega}$: момент импульса твердого тела относительно оси равен произведе-

нию момента инерции тела относительно той же оси на угловую скорость.

Если продифференцировать это уравнение по времени, то получим еще одну форму уравнения (или закона) динамики вращательного движения твердого тела относительно неподвижной оси $\boxed{M_z = \frac{dL_z}{dt}}$: производная момента импульса твердого тела относительно оси равна моменту сил относительно той же оси или производная вектора момента импульса твердого тела равна моменту (сумме моментов) внешних сил $\boxed{\vec{M} = \frac{d\vec{L}}{dt}}$

В замкнутой системе момент внешних сил равен нулю, поэтому $\boxed{\vec{L} = const}$. Это выражение - закон сохранения момента импульса: момент импульса замкнутой системы сохраняется, т. е. не изменяется с течением времени. Закон сохранения момента импульса — *фундаментальный закон природы,* он связан со свойством симметрии пространства - его *изотропностью,* т.е. с инвариантностью физических законов относительно выбора направления осей координат системы отсчета (относительно поворота замкнутой системы в пространстве на любой угол).

Продемонстрировать закон сохранения момента импульса можно с помощью скамьи Жуковского. Пусть человек, сидящий на скамье, которая без трения вращается вокруг вертикальной оси, и держащий в вытянутых руках гантели, приведен во вращение с угловой скоростью ω_1. Если человек прижмет гантели к себе, то момент инерции системы уменьшится. Поскольку момент внешних сил равен нулю, момент импульса системы сохраняется и угловая скорость вращения ω_2 возрастает.

Контрольные вопросы

1. Почему законы сохранения являются фундаментальными законами природы?
2. Почему изменение потенциальной энергии обусловлено только работой консервативных сил?
3. В каких системах выполняется закон сохранения импульса?
4. В чем различие между понятиями энергии и работы?
5. Назовите особенности кинетической и потенциальной энергии.

Лекция 6 Элементы механики сплошных сред

План лекции

1 Понятие сплошной среды. Общие свойства жидкостей и газов. Идеальная и вязкая жидкость. Уравнение Бернулли. Ламинарное и турбулентное течение жидкостей. Формула Стокса. Формула Пуазейля.

2 Упругие напряжения. Энергия упруго деформированного тела.

Тезисы

1. Объем газа определяется объемом того сосуда, который газ занимает. В жидкостях в отличие от газов среднее расстояние между молекулами остается практически постоянным, поэтому жидкость обладает практически неизменным объемом. В механике с большой степенью точности жидкости и газы рассматриваются как сплошные, непрерывно распределенные в занятой ими части пространства.

Плотность жидкости мало зависит от давления. Плотность же газов от давления зависит существенно. Из опыта известно, что сжимаемостью жидкости и газа во многих задачах можно пренебречь и пользоваться единым понятием несжимаемой жидкости, плотность которой всюду одинакова и не изменяется со временем.

Идеальная жидкость - *физическая абстракция,* т. е. воображаемая жидкость, в которой отсутствуют силы внутреннего трения. Идеальная жидкость - воображаемая жидкость, в которой отсутствуют силы внутреннего трения. Ей противоречит вязкая жидкость.

Физическая величина, определяемая нормальной силой, действующей со стороны жидкости на единицу площади, называется давлением *p* жидкости $p = \frac{\Delta F}{\Delta S}$. Единица давления - паскаль (Па): 1 Па равен давлению, создаваемому силой 1 Н, равномерно распределенной по нормальной к ней поверхности площадью 1 м^2 (1 Па=1 Н/м^2).

Давление при равновесии жидкостей (газов) подчиняется закону Паскаля: давление в любом месте покоящейся жидкости одинаково по всем направлениям, причем давление одинаково передается по всему объему, занятому покоящейся жидкостью.

Давление изменяется линейно с высотой. Давление $P=\rho gh$ называется гидростатическим.

Сила давления на нижние слои жидкости больше, чем на верхние, поэтому на тело, погруженное в жидкость, действует выталкивающая сила, определяемая законом Архимеда: на тело, погруженное в жидкость (газ), действует со стороны этой жидкости направленная вверх выталкивающая сила, равная весу вытесненной телом жидкости (газа) $F = \rho g V$, где ρ - плотность жидкости, *V* - объем погруженного в жидкость тела.

Движение жидкостей называется течением, а совокупность частиц движущейся жидкости - потоком. Графически движение жидкостей изображается с помощью линий тока, которые проводятся так, что касательные к ним совпадают по направлению с вектором скорости жидкости в соответствующих точках пространства (рис. 45). По картине линий тока можно судить о направлении и модуле скорости в разных точках пространства, т. е. можно определить состояние движения жидкости. Часть жидкости, ограниченную линиями тока, называют трубкой тока. Течение жидкости называется установившимся (или стационарным), если форма и расположение линий тока, а также значения скоростей в каждой ее точке со временем не изменяются.

Рассмотрим какую-либо трубку тока. Выберем два ее сечения S_1 и S_2, перпендикулярные направлению скорости (рис. 46).

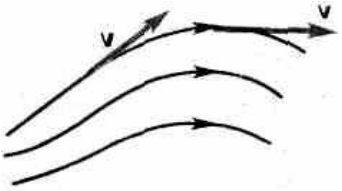


Рис. 45

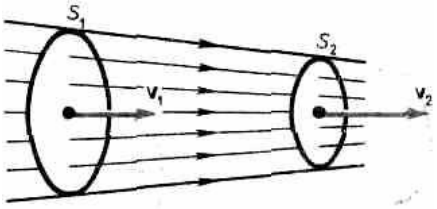


Рис. 46

Если жидкость несжимаема (ρ=const), то через сечение S_2 пройдет за 1 с такой же объем жидкости, как и через сечение S_1, т. е. $\boxed{S_1\upsilon_1 = S_2\upsilon_2 = const}$: произведение скорости течения несжимаемой жидкости на поперечное сечение трубки тока есть величина постоянная для данной трубки тока. Соотношение называется уравнением неразрывности для несжимаемой жидкости.

Уравнение Бернулли $\boxed{\frac{\rho\upsilon^2}{2} + \rho gh + p = const}$ есть выражение закона сохранения энергии применительно к установившемуся течению идеальной жидкости (в этой формуле p - статическое давление (давление жидкости на поверхность обтекаемого ею тела), $\boxed{\frac{\rho\upsilon^2}{2}}$ - динамическое давление, $\boxed{\rho gh}$ - гидростатическое давление) (рис.17).

Для горизонтальной трубки тока уравнение Бернулли записывается в виде $\boxed{\frac{\rho\upsilon^2}{2} + p = const}$, где *левая часть* называется полным давлением.

Формула Торричелли позволяет вычислить скорость истечения жидкости из отверстия в стенке сосуда $\boxed{v = \sqrt{2gh}}$ (рис.51).

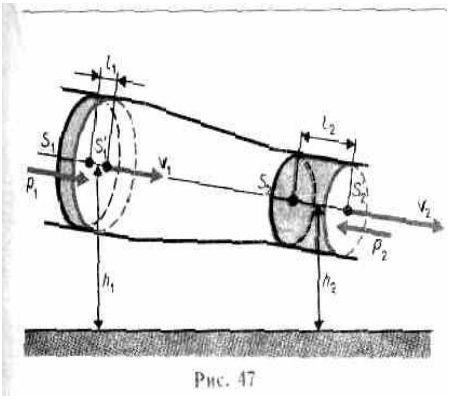


Рис. 47

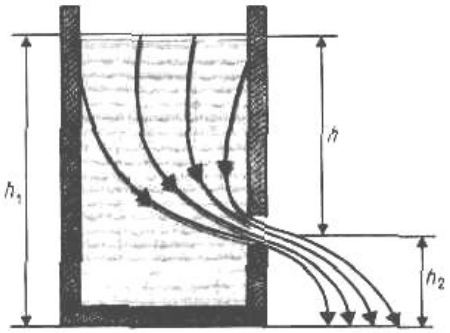


Рис. 51

Вязкость - это свойство реальных жидкостей оказывать сопротивление перемещению одной части жидкости относительно другой. При перемещении одних слоев реальной жидкости относительно других возникают силы внутреннего трения, направленные по касательной к поверхности слоев. Сила внутреннего трения F тем больше, чем больше рассматриваемая площадь поверхности слоя S, и зависит от того, насколько быстро меняется скорость течения жидкости при переходе от слоя к слою. Величина $\Delta v/\Delta x$ показывает, как быстро меняется скорость при переходе от слоя к слою в направлении *x,* перпендикулярном направлению движения слоев, и называется градиентом скорости. Таким образом, модуль силы внутреннего трения равен $\boxed{F = \eta \left|\frac{\Delta \upsilon}{\Delta x}\right| S}$, где коэффициент пропорциональности η, зависящий от природы жидкости, называется динамической вязкостью (или просто вязкостью). Единица вязкости — паскаль•секунда (Па•с) (1 Па•с=1 Н•с/м^2). Чем больше вязкость, тем сильнее жидкость отличается от идеальной, тем большие силы внутреннего трения в ней возникают. Вязкость зависит от температуры, причем характер этой зависимости для жидкостей и газов различен (для жидкостей с увеличением температуры уменьшается, у газов, наоборот, увеличивается), что указывает на различие в них механизмов внутреннего трения. Особенно сильно от температуры зависит вязкость масел. Методы определения вязкости:

1) формула Стокса $\upsilon = \frac{2(\rho - \rho^{|})gr^2}{9\eta}$;

2) формула Пуазейля $\eta = \frac{\pi R^4 \Delta p t}{8Vl}$

2. Деформация называется упругой, если после прекращения действия внешних сил тело принимает первоначальные размеры и форму. Деформации, которые сохраняются в теле после прекращения действия внешних сил, называются пластическими. Сила, действующая на единицу площади поперечного сечения, называется напряжением $\sigma = \frac{F}{S}$ и измеряется в паскалях. Количественной мерой, характеризующей степень деформации, испытываемой телом,

является его относительная деформация. Относительное изменение длины стержня (продольная деформация) $\varepsilon = \frac{\Delta \ell}{\ell}$, относительное поперечное растяжение (сжатие) $\varepsilon' = \frac{\Delta d}{d}$, где d — диаметр стержня. Деформации ε и ε′ всегда имеют разные знаки $\varepsilon' = -\mu\varepsilon$, где μ — положительный коэффициент, зависящий от свойств материала, называемый коэффициентом Пуассона.

Роберт Гук экспериментально установил, что для малых деформаций относительное удлинение ε и напряжение σ прямо пропорциональны друг другу: $\sigma = E\varepsilon$, где коэффициент пропорциональности E называется модулем Юнга.

Модуль Юнга определяется напряжением, вызывающим относительное удлинение, равное единице $E = \frac{\sigma}{\varepsilon}$. Тогда закон Гука можно записать так $F = \frac{ES}{\ell}\Delta\ell = k\Delta\ell$, где k - коэффициент упругости**:** удлинение стержня при упругой деформации пропорционально действующей на стержень силе. Потенциальная энергия упруго растянутого (сжатого) стержня $П = \frac{1}{2}\frac{ES}{l}(\Delta l)^2$ Деформации твердых тел подчиняются закону Гука только для упругих деформаций. Связь между деформацией и напряжением представляется в виде диаграммы напряжений (рис. 35, см. лекция 3).

Из рисунка видно, что линейная зависимость σ (ε), установленная Гуком, выполняется лишь в очень узких пределах до так называемого предела пропорциональности ($\sigma_п$). При дальнейшем увеличении напряжения деформация еще упругая (хотя зависимость σ (ε) уже не линейна) и до предела упругости ($\sigma_у$) остаточные деформации не возникают. За пределом упругости в теле возникают остаточные деформации и график, описывающий возвращение тела в первоначальное состояние после прекращения действия силы, изобразится не кривой *BO, a* параллельной ей - *CF*. Напряжение, при котором появляется заметная остаточная деформация (~=0,2 %), называется пределом текучести ($\sigma_т$) - точка *C* на кривой.

В области *CD* деформация возрастает без увеличения напряжения, т. е. тело как бы «течет». Эта область называется областью текучести (или областью пластических деформаций). Материалы, для которых область текучести значительна, называются вязкими, для которых же она практически отсутствует - хрупкими. При дальнейшем растяжении (за точку *D)* происходит разрушение тела.

Максимальное напряжение, возникающее в теле до разрушения, называется пределом прочности ($\sigma_р$).

Контрольные вопросы

1. Давление - величина векторная или скалярная?
2. Как измерить статическое, динамическое и полное давление?
3. Поясните практическое применение метода Стокса и Пуазейля.
4. Каковы границы применения закона Гука?
5. От чего зависит вид диаграммы напряжений?

Лекция 7 Колебания и волны

План лекции

1. Сложение колебаний. Векторная диаграмма. Коэффициент затухания. Логарифмический декремент затухания.
2. Вынужденные колебания под действием синусоидальной силы. Амплитуда и фаза вынужденных колебаний. Уравнение волны.

Тезисы

1. Метод векторных диаграмм

Из произвольной точки *O,* выбранной на оси *x,* под углом φ, равным начальной фазе колебания, откладывается вектор **A,** модуль которого равен амплитуде *A* рассматриваемого колебания (рис. 199). Если этот вектор привести во вращение с угловой скоростью ω_0, то проекция конца вектора будет перемещаться по оси *x* и принимать значения от -*A* до +*A,* а колеблющаяся величина будет изменяться со временем по закону $\boxed{s = A\cos(\omega_0 t + \varphi)}$

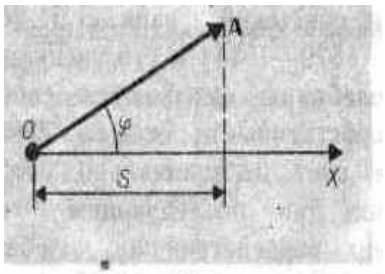
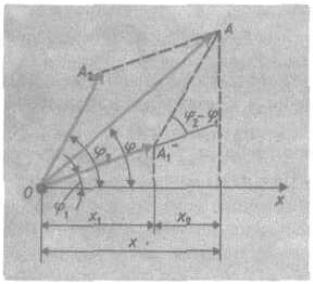


Рис. 199

Сложение гармонических колебаний

Сложение колебаний	$\begin{cases} x_1 = A_1 \cos(\omega_0 t + \varphi_1), \\ x_2 = A_2 \cos(\omega_0 t + \varphi_2), \end{cases}$	
Уравнение результирующего колебания	$x = x_1 + x_2 = A\cos(\omega_0 t + \varphi)$	Рис. 203

Амплитуда результирующего колебания $\varphi_2 - \varphi_1 = \pm 2m\pi$ (m = 0, 1, 2, …)	$A = A_1^{\,2} + A_2^{\,2} + 2A_1A_2\cos(\varphi_2 - \varphi_1)$	Так как векторы $\mathbf{A}_1$ и $\mathbf{A}_2$ вращаются с одинаковой угловой скоростью ω_0, то разность фаз между ними остается постоянной
$\varphi_2 - \varphi_1 = \pm(2m+1)\pi$ (m = 0, 1, 2, …)	$A = A_1 + A_2$	Амплитуда результирующего колебания равна сумме амплитуд складыв. колебаний
	$A = \lvert A_1 - A_2 \rvert$	Амплитуда результирующего колебания равна разности амплитуд складыв. колебаний
Начальная фаза	$tg\varphi = \dfrac{A_1\sin\varphi_1 + A_2\sin\varphi_2}{A_1\cos\varphi_1 + A_2\cos\varphi_2}$	
Вывод	Тело, участвуя в двух гармонических колебаниях одного направления и одинаковой частоты, совершает также гармоническое колебание в том же направлении и с той же частотой, что и складываемые колебания	

Сложение взаимно перпендикулярных колебаний

Вид колебаний	Уравнение траектории результирующего колебания	Условие получения	Вид траектории
Эллиптически поляризованные колебания	$\dfrac{x^2}{A^2} - \dfrac{2xy}{AB}\cos\varphi + \dfrac{y^2}{B^2} = \sin^2\varphi$ где φ - разность фаз складываемых колебаний	Складываются взаимно перпендикулярные колебания	Эллипс, ориентированный относительно координатных осей произвольно
Эллиптически поляризованные колебания	$\dfrac{x^2}{A^2} + \dfrac{y^2}{B^2} = 1$	$\varphi = (2m+1)\dfrac{\pi}{2}$ $m = 0,\pm1,\pm2,...$	Эллипс, оси которого совпадают с осями координат, а полуоси равны амплитудам
Циркулярно поляризованные колебания	$x^2 + y^2 = A^2$	1) $\varphi = (2m+1)\dfrac{\pi}{2}$	Окружность

Дифференциальное уравнение свободных затухающих колебаний *линейной системы* $\frac{d^2s}{dt^2}+2\delta\frac{ds}{dt}+\omega_0{}^2 s=0$, где s - колеблющаяся величина, описывающая тот или иной физический процесс, δ = const - коэффициент затухания, ω_0 – циклическая частота свободных незатухающих колебаний той же колебательной системы, т. е. при δ=0 (при отсутствии потерь энергии) называется собственной частотой колебательной системы.

Решение этого уравнения $x=A_0e^{-\delta t}\cos(\omega t+\varphi)$, где $A=A_0e^{-\delta t}$ - амплитуда затухающих колебаний с периодом $T=\frac{2\pi}{\omega}=\frac{2\pi}{\sqrt{\omega_0{}^2-\delta^2}}$.

Если *A(t)* и *A(t+T)* - амплитуды двух последовательных колебаний, соответствующих моментам времени, отличающимся на период, то $\frac{A(t)}{A(t+T)}=e^{\delta T}$ декремент затухания, а его логарифм логарифмическим декрементом затухания $\Theta=\ln\frac{A(t)}{A(t+T)}=\delta T=\frac{T}{\tau}=\frac{1}{N_e}$; здесь N_e - число колебаний, совершаемых за время уменьшения амплитуды в е раз.

Логарифмический декремент затухания — постоянная для данной колебательной системы величина.

Промежуток времени, в течение которого амплитуда затухающих колебаний уменьшается в е раз, называется временем релаксации $\tau=\frac{1}{\delta}$. Добротность колебательной системы при малых значениях логарифмического декремента равна $Q=\frac{\pi}{\delta T_0}=\frac{\omega_0}{2\delta}$. Добротность пропорциональна числу колебаний N_e, совершаемых системой за время релаксации. При увеличении коэффициента затухания δ колебательный процесс станет **апериодическим.**

Пружинный маятник колеблется по закону $x=A_0e^{-\delta t}\cos(\omega t+\varphi)$ с частотой $\omega=\sqrt{\omega_0{}^2-\delta^2}$. Добротность $Q=\frac{\sqrt{mk}}{r}$, где r – коэффициент сопротивления.

График затухающих колебаний представлен на рисунке 208.

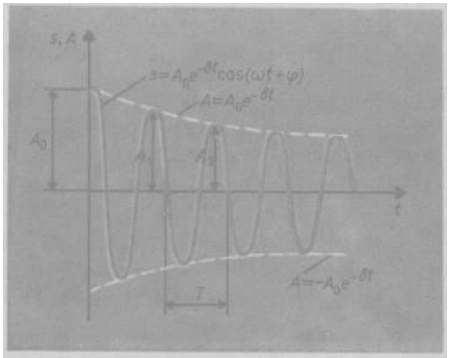


Рис. 208

Дифференциальное уравнение вынужденных колебаний $\boxed{\frac{d^2x}{dt^2}+2\delta\frac{dx}{dt}+\omega_0{}^2x=\frac{F_0}{m}\cos\omega t}$, его решение $\boxed{x=A\cos(\omega t-\varphi)}$, или $\boxed{\frac{d^2s}{dt^2}+2\delta\frac{ds}{dt}+\omega_0{}^2s=x_0\cos\omega t}$

Плоская волна: колебания носят гармонический характер, а ось x совпадает с направлением распространения волны. В данном случае волновые поверхности перпендикулярны оси *x,* смещение ξ будет зависеть только от *x* и *t*, т. е. $\xi = \xi(x, t)$.

Уравнение бегущей волны есть не только периодическая функция времени, но и периодическая функция координаты $\boxed{\xi(x,t)=A\cos\omega(t-\frac{x}{\upsilon})}$. Если плоская волна распространяется в противоположном направлении, то в формуле будет знак +.

В общем случае уравнение плоской волны, распространяющейся вдоль положительного направления оси *x* в среде, *не поглощающей* энергию, имеет вид $\boxed{\xi(x,t)=A\cos[\omega(t-\frac{x}{\upsilon})+\varphi_0]}$.

Для характеристики волн используется волновое число (число длин волн, укладываемых на отрезке длиной 2π). $\boxed{k=\frac{2\pi}{\lambda}=\frac{2\pi}{\upsilon T}=\frac{\omega}{\upsilon}}$.

Тогда уравнение плоской волны $\boxed{\xi(x,t)=A\cos(\omega t-kx+\varphi_0)}$. Для волны, распространяющейся вдоль отрицательного направления оси x, уравнение будет отличаться знаком *kx*.

Скорость волны есть *скорость перемещения фазы волны,* ее называют фазовой скоростью $\boxed{\upsilon=\frac{\omega}{k}}$. Уравнение сферической волны (волны, волновые поверхности которой имеют вид концентрических сфер) $\boxed{\xi(x,t)=\frac{A_0}{r}\cos(\omega t-kr+\varphi_0)}$, где *r*- расстояние от центра волны до рассматриваемой точки среды.

Распространение волн в однородной среде описывается волновым уравнением $\boxed{\Delta\xi = \frac{1}{\upsilon^2}\frac{\partial^2\xi}{\partial t^2}}$, где $\boxed{\Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}}$ - оператор Лапласа. Для плоской волны, распространяющейся вдоль оси *x*, $\boxed{\frac{\partial^2\xi}{\partial x^2} = \frac{1}{\upsilon^2}\frac{\partial^2\xi}{\partial t^2}}$.

Контрольные вопросы

1. В чем заключается метод вращающегося вектора амплитуды?
2. Как складывать колебания?
3. Как можно сравнить между собой массы тел с помощью пружин?
4. Назовите характеристики затухающих колебаний.
5. В чем различие продольной и поперечной волны?

МОДУЛЬ 2. МОЛЕКУЛЯРНАЯ ФИЗИКА И ТЕРМОДИНАМИКА. ЭЛЕКТРИЧЕСТВО И МАГНЕТИЗМ

Лекция 8 Молекулярная физика

План лекции

1. Средняя кинетическая энергия молекул идеального газа. Газовые законы, уравнение состояния идеального газа.
2. Распределение Максвелла. Скорости теплового движения частиц. Распределение Больцмана для частиц во внешнем потенциальном поле. Число степеней свободы.

Тезисы

1. Молекулярная физика и термодинамика - разделы физики, в которых изучаются макроскопические процессы в телах, связанные с огромным числом содержащихся в телах атомов и молекул. Для исследования этих процессов применяют два качественно различных и взаимно дополняющих друг друга метода: статистический (молекулярно-кинетический) и термодинамический. Первый лежит в основе молекулярной физики, второй - термодинамики.

Молекулярная физика - раздел физики, изучающий строение и свойства вещества исходя из молекулярно-кинетических представлений, основывающихся на том, что все тела состоят из молекул, находящихся в непрерывном хаотическом движении.

Молярная масса (масса 1 моль вещества) $\boxed{M = m_0 N_A}$

Молярный объем $\boxed{Vm = \frac{V}{\nu}}$

Количество вещества $\boxed{\nu = \frac{m}{M}}$

Концентрация (количество молекул в 1м^3) $\boxed{n = \frac{N}{V}}$, $\boxed{n = \frac{N_A}{V_m}}$

Постоянная Авогадро: $N_A = 6 \cdot 10^{23}$ моль$^{-1}$ (число молекул в 1 моле вещества)

Молярная газовая постоянная (универсальная):

$R = p_0V_0/T_0 = 8{,}31$ Дж / (моль•К)

Постоянная Больцмана (универсальная): $k = R / N_A = 1{,}38 \cdot 10^{-23}$ Дж / К

Число Лошмидта: $N_L = p_0 / (kT_0) = 2{,}68 \cdot 10^{25}$ м$^{-3}$ (число молекул, содержащихся в 1 м^3 газа при н.у.)

Законы, описывающие поведение идеальных газов (газовые законы)

1) Закон Бойля-Мариотта: для данной массы газа при постоянной температуре произведение давления газа на его объем есть величина постоянная: $pV = const$ при T = const, m = const

2) Закон Гей-Люссака для изобарного процесса: объем данной массы газа при постоянном давлении изменяется линейно с температурой: $V=V_0(1+\alpha t)$ при p = const, m = const или $V_1 / V_2 = T_1 / T_2$ при p = const, m = const, где V_0 – объем при 0^0C, $\alpha = \frac{1}{273{,}15} K^{-1}$

3) Закон Гей-Люссака для изохорного процесса: давление данной массы газа при постоянном объеме изменяется линейно с температурой: $p = p_0(1+\alpha t)$ при V = const, m = const или $p_1 / p_2 = T_1 / T_2$ при V = const, m = const , где p_0 – объем при 0^0C, $\alpha = \frac{1}{273{,}15} K^{-1}$

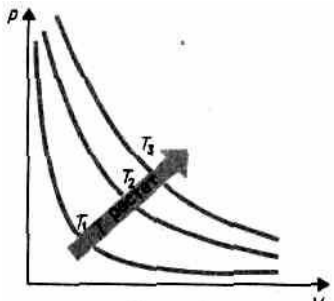


Рис. 60

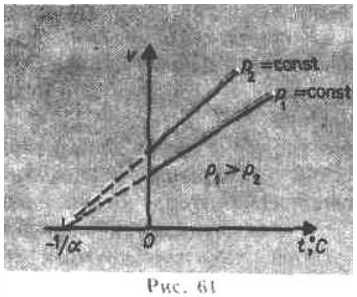


Рис. 61

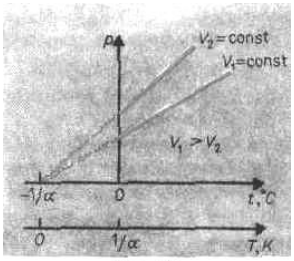


Рис. 62

4) Закон Авогадро: моли любых газов при одинаковых температуре и давлении занимают одинаковые объемы. При нормальных условиях (сокращенно: при н.у.) (p_0 = 10^5 Па, T_0 = 273 К) этот объем равен 22,41 • 10^{-3} $м^3$/моль.

5) Закон Дальтона: давление смеси идеальных газов равно сумме парциальных давлений входящих в нее газов: $p = p_1 + p_2 + ... + p_n$, где p_1,p_2, ..., p_n - парциальные давления - давления, которые оказывали бы газы смеси, если бы они одни занимали объем, равный объему смеси при той же температуре.

Уравнение Клапейрона (уравнение состояния идеального газа) $\boxed{\frac{pV}{T} = const}$ Уравнение Клапейрона-Менделеева

$\boxed{pV_m = RT}$, $\boxed{pV = \frac{m}{M}RT = \nu RT}$, $\boxed{p = \frac{\rho}{M}RT}$, $\boxed{p = nkT}$

Основное уравнение кинетической теории газов

Кинетическая теория газов основана на следующих общих положениях классической статистической физики: в системе выполняются законы сохранения импульса, момента импульса, энергии, электрического заряда; предполагается возможность отличать друг от друга тождественные частицы; все физические

процессы в системе протекают в пространстве и времени непрерывно; каждая частица системы может иметь произвольные значения координат и компонент скорости независимо от того, каковы значения этих характеристик у других.

Основное уравнение кинетической теории газов $\boxed{p = \frac{1}{3} nm\langle \upsilon^2 \rangle}$

Средняя кинетическая энергия поступательного движения одной молекулы $\boxed{\langle \varepsilon_0 \rangle = \frac{3}{2} kT}$

Число степеней свободы молекулы – это число независимых переменных, полностью определяющих положение системы в пространстве. Для одноатомного газа (гелий, водород): i = 3, двухатомного (кислород, азот): i = 5, многоатомного (углекислый газ, атмосферный воздух): i = 6.

На каждую степень свободы молекулы приходится одинаковая энергия, равная $\boxed{\langle \varepsilon \rangle = \frac{1}{2} kT}$

Закон Больцмана о равномерном распределении энергии по степеням свободы молекул: для статистической системы, находящейся в состоянии термодинамического равновесия, на каждую поступательную и вращательную степени свободы приходится в среднем кинетическая энергия, равная *kT/2, а* на каждую колебательную степень свободы — в среднем энергия, равная *kT.*

Колебательная степень «обладает» вдвое большей энергией потому, что на нее приходится не только кинетическая энергия (как в случае поступательного и вращательного движений), но и потенциальная, причем средние значения кинетической и потенциальной энергий одинаковы. Таким образом, средняя энергия молекулы $\boxed{\langle \varepsilon \rangle = \frac{i}{2} kT}$, где i - сумма числа поступательных, числа вращательных и удвоенного числа колебательных степеней свободы молекулы:

$i = i_{\text{пост}} + i_{\text{вращ}} + 2\, i_{\text{колеб}}$

Внутренняя энергия идеального газа

$\boxed{U_m = \frac{i}{2} kTN_A = \frac{i}{2} RT}$, $\boxed{U_m = \frac{m}{M} \frac{i}{2} RT = \nu \frac{i}{2} RT}$

Теплоемкость $\boxed{C = \frac{dQ}{dT}}$

Удельная теплоемкость $\boxed{c = \frac{dQ}{mdT}}$

Молярная теплоемкость $\boxed{C_m = \frac{dQ}{\nu dT}}$

Связь между удельной и молярной теплоемкостями $\boxed{C_m = cM}$

2. Законы поведения огромного числа молекул, являясь статистическими закономерностями, изучаются с помощью статистического метода. Этот метод основан на том, что свойства макроскопической системы в конечном счете определяются свойствами частиц системы, особенностями их движения и *усредненными* значениями динамических характеристик этих частиц (скорости, энергии и т.д.).

Например, температура тела определяется скоростью беспорядочного движения его молекул, но так как в любой момент времени разные молекулы имеют различные скорости, то она может быть выражена только через среднее значение скорости движения молекул.

Закон Максвелла о распределении молекул идеального газа по скоростям (распределение Максвелла) $\boxed{f(\upsilon) = 4\pi(\frac{m_0}{2\pi kT})^{\frac{3}{2}}\upsilon^2 e^{-m_0\upsilon^2/(2kT)}}$

Скорости, характеризующие состояние газа

1. Наиболее вероятная скорость $\boxed{\upsilon_в = \sqrt{\frac{2kT}{m_0}} = \sqrt{\frac{2RT}{M}}}$

2. Средняя скорость молекулы $\boxed{\langle\upsilon\rangle = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m_0}} = \sqrt{\frac{8RT}{\pi M}}}$

3. Средняя квадратичная скорость молекул $\boxed{\langle\upsilon\rangle = \sqrt{\frac{3RT}{M}} = \sqrt{\frac{3kT}{m_0}}}$

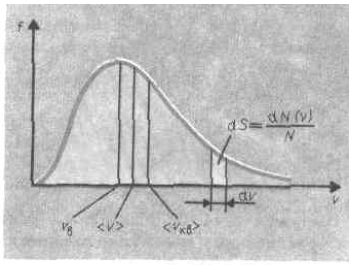


Рис. 65

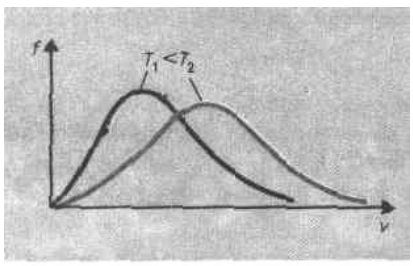


Рис. 66

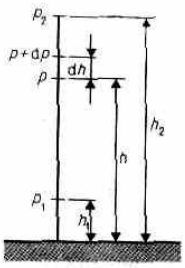


Рис. 67

Функция распределения молекул по энергиям теплового движения $\boxed{f(\varepsilon) = \frac{2}{\sqrt{\pi}}(kT)^{-\frac{3}{2}}\varepsilon^{\frac{1}{2}}e^{-\varepsilon/(kT)}}$ Барометрическая формула $\boxed{p_2 = p_1 e^{-Mg(h_2-h_1)/(RT)}}$, $\boxed{p = p_0 e^{-Mgh/(RT)}}$ Распределение Больцмана $\boxed{n = n_0 e^{-П/(kT)}}$ во внешнем потенциальном поле: при постоянной температуре плотность газа больше там, где меньше потенциальная энергия его молекул.

Контрольные вопросы

1. Почему термодинамический и статистический методы исследования макроскопических систем качественно различны и взаимно дополняют друг друга?
2. Как объяснить газовые законы с точки зрения молекулярно-кинетической теории?
3. В чем заключается молекулярно-кинетическое толкование давления газа? термодинамической температуры?
4. Как, зная функцию распределения молекул по скоростям, перейти к функции распределения по энергиям?
5. В чем суть распределения Больцмана?

Лекция 9 Основы термодинамики

План лекции

1. Первое начало термодинамики. Изопроцессы. Цикл Карно и его КПД.
2. Второе начало термодинамики и его физический смысл. Статистическое толкование второго начала термодинамики.

Тезисы

1. Работа A', совершаемая внешними телами над системой, численно равна и противоположна по знаку работе А, совершаемой самой системой над внешней средой: $A = -A'$

Полная работа, совершаемая газом при изменении его объема от V_1 до V_2 $\boxed{A = \int_{V_1}^{V_2} p \ d}$ определяется площадью, ограниченной осью абсцисс, кривой $p = f(V)$ и прямыми V_1 и V_2.

Первый закон термодинамики: теплота, сообщенная системе, идет на приращение внутренней энергии и совершение работы системой над внешними телами $\boxed{\delta Q = dU + \delta A}$, где dU - бесконечно малое изменение внутренней энергии системы, δA - элементарная работа, δQ - бесконечно малое количество теплоты. Первое начало термодинамики для 1 моль газа: $\boxed{C_m dT = dU_m + pdV_m}$

Молярная теплоемкость при постоянном объеме равна изменению внутренней энергии 1 моль газа при повышении его температуры на 1 К $\boxed{C_V = \frac{dU_m}{dT}}$ $\boxed{C_V = \frac{iR}{2}}$

Молярная теплоемкость при постоянном давлении $\boxed{C_P = \frac{dU_m}{dT} + \frac{pdV_m}{dT}}$

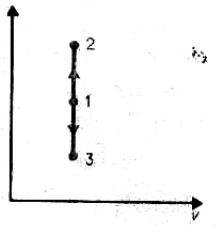


Рис. 81

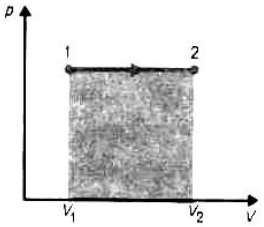


Рис. 82

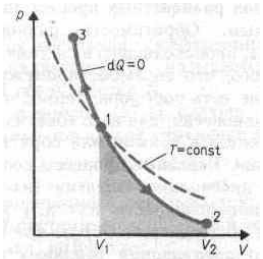


Рис. 83

Уравнение Майера $\boxed{C_P = C_V + R}$ или $\boxed{C_P = \frac{(i+2)R}{2}}$

Уравнение адиабаты (уравнение Пуассона) $\boxed{pV^{\gamma} = const}$

Показатель адиабаты, или коэффициент Пуассона $\boxed{\gamma = \frac{C_P}{C_V} = \frac{i+2}{i}}$

Уравнение политропы $\boxed{pV^{n} = const}$

Показатель политропы $\boxed{n = \frac{C - C_P}{C - C_V}}$ (при C = 0, $n = \gamma$ - уравнение адиабаты; при C = ∞, n = 1 - уравнение изотермы; при $C = C_P$, $n = 0$ - уравнение изобары; при $C = C_v$, $n = \pm\infty$ - уравнение изохоры).

Применение первого начала термодинамики к изопроцессам

Величина	Процесс			
	Изотермический T = const	Изобарный P = const	Изохорный V = const	Адиабатный $\delta Q = 0$
Работа	$A = \frac{mRT}{M}\ln\frac{V_2}{V_1}$ $A = \frac{mRT}{M}\ln\frac{p_1}{p_2}$	$A = p(V_2 - V_1)$ $A = \frac{mR(T_2 - T_1)}{M}$	A = 0	$A = \frac{m}{M}C_V(T_1 - T_2)$ Работа газа меньше, чем при изотермическом
Первое начало термодинамики	$\delta Q = \delta A$ Все количество теплоты, подводимое газу, расходуется на совершение работы против внешних сил	$\delta Q = dU + \delta A$	$\delta Q = dU$ Теплота, сообщаемая газу, идет на увеличение его внутренней энергии	$\delta A = -dU$ Работа совершается за счет изменения внутренней энергии системы
Теплота	$Q = A = \frac{mRT}{M}\ln\frac{V_2}{V_1} = \frac{mRT}{M}$	$\delta Q = dU + \delta A$	$\delta Q = dU$ $\delta Q = dU = \frac{mC_V}{M}dT$	$\delta Q = 0$
Изменение внутренней энергии	$dU = \frac{mC_V}{M}dT = 0$ Внутренняя энергия не меняется	$dU = \frac{mC_V}{M}dT$	$\delta Q = dU$ $\delta Q = dU = \frac{mC_V}{M}dT$	$dU = \frac{m}{M}C_V dT$

Термический коэффициент полезного действия для кругового процесса $\boxed{\eta = \frac{A}{Q_1} = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = 1 - \frac{Q_2}{Q_1}}$, где Q_1 - количество теплоты, полученное системой, Q_2 — количество теплоты, отданное системой.

2. Приведенное количество теплоты - отношение теплоты Q, полученной телом в изотермическом процессе, к температуре T теплоотдающего тела, $\delta Q / T$.

Приведенное количество теплоты, сообщаемое телу *в любом обратимом круговом процессе,* равно нулю: $\boxed{\oint \frac{dQ}{T} = 0}$ или $\boxed{\frac{dQ}{T} = dS}$

Функция состояния, дифференциалом которой является $\delta Q/T$, называется энтропией и обозначается S.

Неравенство Клаузиуса $\boxed{\Delta S \geq 0}$ Энтропия замкнутой системы может *либо возрастать* (в случае необратимых процессов), *либо оставаться постоянной* (в случае обратимых процессов).

Изменение энтропии $\Delta S_{1\to 2}$ идеального газа при переходе его из состояния 1 в состояние 2 не зависит от вида процесса перехода: $\boxed{\Delta S_{1\to 2} = \frac{m}{M}\left(C_V \ln\frac{T_2}{T_1} + R\ln\frac{V_2}{V_1}\right)}$ Адиабатический обратимый процесс протекает при постоянной энтропии. При изотермическом процессе $\boxed{\Delta S = \frac{m}{M} R \ln\frac{V_2}{V_1}}$, при изохорном $\boxed{\Delta S = \frac{m}{M} C_V \ln\frac{T_2}{T_1}}$

Термодинамическая вероятность W состояния системы — это *число способов,* которыми может быть реализовано данное состояние макроскопической системы.

Формула Больцмана $\boxed{S = k\ln W}$ (энтропия определяется логарифмом числа микросостояний, с помощью которых может быть реализовано данное макросостояние).

Статистическое толкование энтропии

Энтропия является мерой неупорядоченности системы. Процессы в замкнутой системе идут в направлении от менее вероятных состояний к более вероятным, до тех пор, пока вероятность состояния не станет максимальной.

Энтропия и термодинамическая вероятность состояний замкнутой системы могут либо возрастать (в случае необратимых процессов), либо оставаться постоянными (в случае обратимых процессов). Эти утверждения выполняются в системах, состоящих из очень большого числа частиц.

Энтропия пропорциональна вероятности пребывания системы в определенном состоянии. Наиболее вероятным состоянием системы, состоящей из большого числа частиц, будет состояние, когда все частицы равномерно распределены по всему объему системы, т.е. они

распределены хаотически. Поэтому возрастание энтропии означает, что любая система стремится в состояние с наибольшей вероятностью. Другими словами, наиболее вероятным состоянием системы является состояние полного хаоса.

Формулировки второго начала термодинамики

1. любой необратимый процесс в замкнутой системе происходит так, что энтропия системы при этом возрастает;
2. невозможен круговой процесс, единственным результатом которого является превращение теплоты, полученной от нагревателя, в эквивалентную ей работу;
3. невозможен круговой процесс, единственным результатом которого является передача теплоты от менее нагретого тела к более нагретому.

Третье начало термодинамики (теорема Нернста — Планка): энтропия всех тел в состоянии равновесия стремится к нулю по мере приближения температуры к абсолютному нулю: $\lim_{T \to 0} S = 0.$

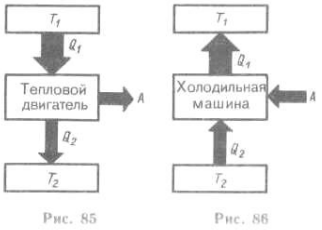


Рис. 85

Рис. 86

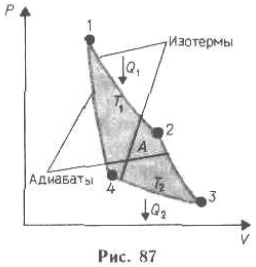


Рис. 87

Теорема Карно: из всех периодически действующих тепловых машин, имеющих одинаковые температуры нагревателей (T_1) и холодильников *(T_2),* наибольшим к. п. д. обладают обратимые машины; при этом КПД обратимых машин, работающих при одинаковых температурах нагревателей (T_1) и холодильников (T_2), равны друг другу и не зависят от природы рабочего тела (тела, совершающего круговой процесс и обменивающегося энергией с другими телами).

Цикл Карно – обратимый, наиболее экономичный цикл, состоящий из двух изотерм и двух адиабат. КПД цикла Карно $\boxed{\eta = \frac{T_1 - T_2}{T_1}}$

Контрольные вопросы

1. Когда может изменяться внутренняя энергия системы?
2. Чем отличаются обратимые и необратимые процессы?
3. Почему адиабата более крута, чем изотерма?
4. В каком направлении может изменяться энтропия?
5. Может ли теплота полностью преобразоваться в работу?

Лекция 10 Явления переноса. Реальные газы.

План лекции

1. Общая характеристика явлений переноса. Среднее число столкновений и средняя длина свободного пробега. Время релаксации. Молекулярно-кинетическая теория явлений переноса: теплопроводности, вязкого трения, диффузии. Коэффициенты переноса.
2. Эффективный диаметр молекул. Силы межмолекулярного взаимодействия. Уравнение Ван-дер-Ваальса. Изотермы Ван-дер-Ваальса.

Тезисы

1. Все явления переноса возникают в газах в результате нарушения полной хаотичности движения молекул. Эти нарушения вызваны направленным воздействием на газ, приводящим в случае диффузии к неоднородной плотности, в случае теплопроводности – к разной температуре в различных слоях объема газа.

Внутреннее трение связано с тем, что создается упорядоченное движение различных слоев газа с различными скоростями. Нарушение полной хаотичности движения молекул в явлениях переноса сопровождается отклонением от максвелловского закона распределения молекул по скоростям. Именно отклонениями от этого закона объясняется направленный перенос массы, импульса и внутренней энергии в газах.

Теплопроводность

Для простоты ограничимся одномерными явлениями переноса. Систему отсчета выберем так, чтобы ось X была ориентирована в направлении переноса. Если в одной области газа средняя кинетическая энергия молекул больше, чем в другой, то с течением времени вследствие постоянных столкновений молекул происходит выравнивание средних кинетических энергий молекул, т.е. выравнивание температур.

Закон Фурье $\boxed{j_E = -K\frac{dT}{dx}}$

Коэффициент теплопроводности $\boxed{K = \frac{1}{3}C_V \rho \langle \upsilon \rangle \langle l \rangle}$, где j_E - плотность теплового потока – величина, определяемая энергией, переносимой в форме теплоты в единицу времени через единичную площадку, перпендикулярную оси X, K – теплопроводность (коэффициент теплопроводности), dT/dx - градиент температуры, равный скорости изменения температура на единицу длины X в направлении нормали к этой площадке. Знак «минус» в формуле показывает, что при теплопроводности энергия переносится в направлении убывания

температуры. Теплопроводность К численно равна плотности теплового потока при градиенте температуры, равном единице.

Диффузия

Явление диффузии заключается в том, что происходит самопроизвольное проникновение и перемешивание частиц двух соприкасающихся тел; диффузия сводится к обмену масс этих частиц, возникает и продолжается, пока существует градиент плотности. Во время становления МКТ по вопросу диффузии возникали противоречия. Так как молекулы движутся с огромными скоростями, диффузия должна происходить очень быстро. Если же открыть в комнате сосуд с пахучим веществом, то запах распространится очень медленно. Однако противоречия здесь нет. Молекулы при атмосферном давлении обладают малой длиной свободного пробега и, сталкиваясь с другими молекулами, в основном «стоят» на месте.

Закон Фика $\boxed{j_m = -D\frac{d\rho}{dx}}$

Коэффициент диффузии $\boxed{D = \frac{1}{3}\langle\upsilon\rangle\langle l\rangle}$, где j_m – плотность потока массы – величина, определяемая массой вещества, диффундирующего в единицу времени через единичную площадку, перпендикулярную оси X, D - диффузия (коэффициент диффузии), dρ / dx - градиент плотности, равный скорости изменения плотности на единицу длины X в направлении нормали к этой площадке. Знак минус показывает, что перенос массы происходит в направлении убывания плотности. Диффузия D численно равна плотности потока массы при градиенте плотности, равном единице.

Механизм возникновения внутреннего трения между параллельными слоями газа (жидкости), движущимися с различными скоростями, заключается в том, что из-за хаотического теплового движения происходит обмен молекулами между слоями, в результате чего импульс слоя, движущегося быстрее, уменьшается, движущегося медленнее – увеличивается, что приводит к торможению слоя, движущегося быстрее, и ускорение слоя, движущегося медленнее.

Сила внутреннего трения между двумя слоями газа (жидкости) подчиняется закону Ньютона: $\boxed{j_p = -\eta\frac{d\upsilon}{dx}}$

Динамическая вязкость $\boxed{\eta = \frac{1}{3}\rho\langle\upsilon\rangle\langle l\rangle}$, где j_p – плотность потока импульса – величина, определяемая полным импульсом, переносимым в единицу времени в положительном направлении оси X через единичную площадку, перпендикулярную оси X, dv / dx - градиент скорости. Знак минус показывает, что импульс переносится в направлении убывания скорости. Динамическая вязкость численно равна плотности потока импульса при градиенте скорости, равном единице.

Между коэффициентами переноса существуют зависимости:

$\boxed{\eta = \rho D}$ и $\boxed{\eta C_V = K}$

2. Ван-дер-Ваальс первый создал новую модель реального газа:

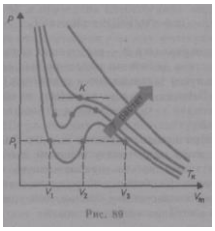
1) между молекулами действуют силы притяжения, которые по своей природе являются электрическими. Каждая молекула - шар диаметра d. Поэтому величину объема, входящего в уравнение Менделеева - Клапейрона, надо заменить на новую величину (V-b), где b рассматривается как некоторая поправка на истинный объем, доступный молекулам газа; 2) молекулы взаимодействуют не только друг с другом, но и с окружающими их стенками сосуда. Если силы взаимодействия между молекулами вдали от стенки в среднем компенсируют друг друга, то вблизи стенки на молекулу действует некоторая равнодействующая сила, направленная от стенки и стремящаяся уменьшить кинетическую энергию молекулы при ее ударе об стенку.

Уравнение Ван-дер-Ваальса (для 1 моль реального газа) $\boxed{\left(p + \frac{a}{V_0^{\,2}}\right)(V_0 - b) = RT}$, где а и в – постоянные для каждого газа величины, определяемые опытным путем. Для произвольного количества вещества) $\boxed{\left(p + \frac{\nu^2 a}{V^2}\right)\left(\frac{V}{\nu} - b\right) = RT}$

Для исследования поведения реального газа рассмотрим **изотермы Ван-дер-Ваальса** - кривые зависимости p от V_m при заданных T, определяемые уравнением Ван-дер-Ваальса для *моля* газа. Эти кривые (рассматриваются для четырех различных температур) имеют довольно своеобразный характер. При высоких температурах ($T>T_к$) изотерма реального газа отличается от изотермы идеального газа только некоторым искажением ее формы, оставаясь монотонно спадающей кривой.

При некоторой температуре $T_к$ на изотерме имеется лишь одна точка перегиба *К*. Эта изотерма называется критической, соответствующая ей температура $T_к$ — критической температурой. Критическая изотерма имеет лишь одну точку перегиба *К*, называемую критической точкой; в этой точке касательная к ней параллельна оси абсцисс.

Соответствующие этой точке объем $V_к$ и давление $p_к$ называются также критическими. Состояние с критическими параметрами ($p_к$, $V_к$, $T_к$) называется критическим состоянием. При низких температурах ($T<T_к$) изотермы имеют волнообразный участок, сначала монотонно опускаясь вниз, затем монотонно поднимаясь вверх и снова монотонно опускаясь.



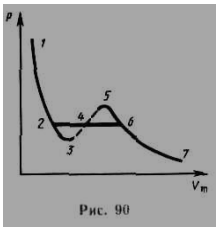


Рис. 90

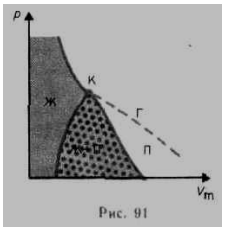


Рис. 91

Кривая, соответствующая уравнению Ван-Дер-Ваальса, пересекает горизонтальную прямую - изобару - в трех точках. Однако сразу становится ясным, что не все участки теоретической кривой могут быть реализованы. В частности, на участке 3-5 увеличение объема сопровождается увеличением давления, что противоречит здравому смыслу. Газ же при температуре выше критической не может быть превращен в жидкость ни при каком давлении.

Участок *2-6* соответствующий двухфазным состояниям вещества. Правда, при некоторых условиях могут быть реализованы состояния, изображаемые участками ван-дер-ваальсовой изотермы *5-6* и *2-3*. Эти неустойчивые состояния называются метастабильными. Участок *2—3* изображает перегретую жидкость, 5-*6* — пересыщенный пар. Обе фазы ограниченно устойчивы. При достаточно низких температурах изотерма пересекает ось V_m, переходя в область отрицательных давлений. Вещество под отрицательным давлением находится в состоянии растяжения. При некоторых условиях такие состояния также реализуются.

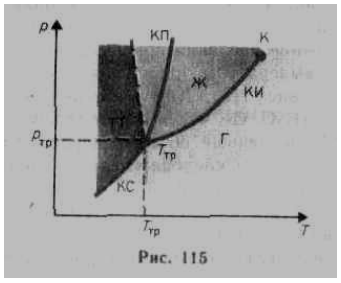


Рис. 115

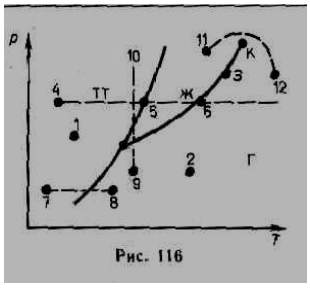


Рис. 116

Уравнение Клайперона – Клаузиуса: производная от равновесного давления по температуре $\boxed{\frac{dp}{dT}=\frac{L}{T(V_2-V_1)}}$, где L – теплота фазового перехода, Т - температура перехода (процесс изотермический). Уравнение позволяет определить наклоны кривых равновесия.

Контрольные вопросы

1. Почему все реальные процессы необратимы?
2. Зависит ли средняя длина свободного пробега от температуры?
3. В чем сущность явлений переноса? Когда они возникают?
4. Чем отличаются реальные газы от идеальных?

Лекция 11 Электростатика

План лекции

1. Напряженность электрического поля. Принцип суперпозиции.
2. Электрический диполь. Поток вектора. Теорема Гаусса. Потенциал.

Тезисы

1. Закон взаимодействия неподвижных точечных электрических зарядов установлен в 1785 г. Кулоном. Точечным называется заряд, сосредоточенный на теле, линейные размеры которого пренебрежимо малы по сравнению с расстоянием до других заряженных тел, с которыми он взаимодействует. Понятие точечного заряда, как и материальной точки, является физической абстракцией.

Взаимодействие электрических зарядов описывает закон Кулона: сила взаимодействия F между двумя неподвижными точечными зарядами, находящимися в вакууме, пропорциональна зарядам Q_1 и Q_2 и обратно пропорциональна квадрату расстояния r между ними $\boxed{F = k\frac{|Q_1||Q_2|}{r^2}}$; в этой формуле $\boxed{k = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}}$. Тогда $\boxed{\vec{F}_{12} = k\frac{Q_1 Q_2}{r^2}\frac{\vec{r}_{12}}{r}}$, где F_{12}— сила, действующая на заряд Q_1 со стороны заряда Q_2, r_{12} — радиус-вектор, соединяющий заряд Q_2 с зарядом Q_1, $r = |r_{12}|$, ε_0 - электрическая постоянная; она относится к числу фундаментальных физических постоянных и равна $8{,}85 \cdot 10^{-12}$ Кл^2/(Н•м^2), или Ф/м. Тогда $1/(4\pi\varepsilon_0) = k = 9 \cdot 10^9$ м/Ф.

Напряженность электростатического поля в данной точке есть физическая величина, определяемая силой, действующей на единичный положительный заряд, помещенный в эту точку поля: $\boxed{\vec{E} = \frac{\vec{F}}{Q_0}}$ Напряженность поля точечного заряда в вакууме $\boxed{\vec{E} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{Q}{r^2}\frac{\vec{r}}{r}}$ или $\boxed{E = k\frac{Q}{r^2}}$

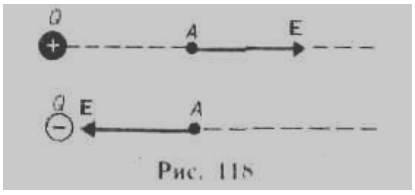


Рис. 118

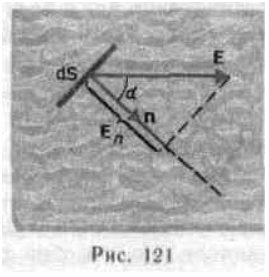


Рис. 121

Единица напряженности электростатического поля - ньютон на кулон (Н/Кл): 1 Н/Кл — напряженность такого поля, которое на точечный заряд 1 Кл действует с силой в 1 Н; 1 Н/Кл=1 В/м, где В (вольт) - единица потенциала электростатического поля. Линии напряженности — линии, касательные к которым в каждой точке

совпадают с направлением вектора Е. Принцип суперпозиции: напряженность результирующего поля, создаваемого системой зарядов, равна *геометрической сумме* напряженностей полей, создаваемых в данной точке каждым из зарядов в отдельности: $\vec{E} = \sum_{i=1}^{n} \vec{E}_i$

2. Величина $d\Phi_E = E_n dS = \vec{E} d\vec{S}$ называется потоком вектора напряженности через площадку dS. Здесь dS == dSn — вектор, модуль которого равен dS, а направление совпадает с направлением нормали n к площадке. Единица потока вектора напряженности электростатического поля— 1 В•м. Для произвольной замкнутой поверхности *S* поток вектора Е через эту поверхность $\Phi_E = \oint_S E_n dS = \oint_S \vec{E} d\vec{S}$

1. Напряженность поля на продолжении оси диполя в точке *A* $E = k\frac{2Ql}{r^3} = k\frac{2p}{r^3}$

2. Напряженность поля на перпендикуляре, восставленном к оси из его середины, в точке *B* $E = k\frac{p}{(r')^3}$, где *r'*— расстояние от точки *B* до середины плеча диполя.

Теорема Гаусса для электростатического поля в вакууме: поток вектора напряженности электростатического поля в вакууме сквозь произвольную замкнутую поверхность равен алгебраической сумме заключенных внутри этой поверхности зарядов, деленной на ε_0: $\Phi_E = \oint_S \vec{E} d\vec{S} = \oint_S E_n dS = \frac{1}{\varepsilon_0}\sum_{i=1}^{n} Q_i$ или $\oint_S \vec{E} d\vec{S} = \oint_S E_n dS = \frac{1}{\varepsilon_0}\int_V \rho dV$

Объемная плотность заряда $\rho = \frac{dQ}{dV}$, поверхностная плотность заряда $\sigma = \frac{dQ}{dS}$, линейная плотность заряда $\tau = \frac{dQ}{dl}$

Применение теоремы Гаусса к расчету некоторых электростатических полей в вакууме

1) Поле равномерно заряженной бесконечной плоскости $E = \frac{\sigma}{2\varepsilon\varepsilon_0}$

2) Поле двух бесконечных параллельных разноименно заряженных плоскостей $E = \frac{\sigma}{\varepsilon_0}$

3) Поле равномерно заряженной сферической поверхности $E = k\frac{Q}{r^2}$, где r ≥R

4) Поле объемно заряженного шара $\boxed{E = k\frac{Q}{R^3}r'}$, где $r' \le R$.

5) Поле равномерно заряженного бесконеч. цилиндра (нити) $\boxed{E = \frac{k\tau}{2r}}$, где $r \ge R$

3. Работа, совершаемая при перемещении электрического заряда во внешнем электростатическом поле по любому замкнутому пути L, равна нулю. Тогда $\boxed{\oint_L \vec{E}d\vec{l} = \oint_L E_l dl = 0}$, где интеграл $\boxed{\oint_L \vec{E}d\vec{l} = \oint_L E_l dl}$ - называется циркуляцией вектора напряженности. Циркуляция вектора напряженности электростатического поля вдоль любого замкнутого контура равна нулю.

Работа сил электростатического поля $\boxed{A_{12} = k\frac{QQ_0}{r_1} - k\frac{QQ_0}{r_2} = U_1 - U_2}$

Потенциальная энергия заряда Q_0, находящегося в поле заряда Q на расстоянии r от него $\boxed{U = k\frac{QQ_0}{r}}$

Потенциал в какой-либо точке электростатического поля есть физическая величина, определяемая потенциальной энергией единичного положительного заряда, помещенного в эту точку $\boxed{\varphi = \frac{U}{Q_0}}$

Потенциал поля точечного заряда $\boxed{\varphi = k\frac{Q}{r}}$

Работа, совершаемая силами электростатического поля при перемещении заряда Q_0 из точки 1 в точку 2 $\boxed{A_{12} = U_1 - U_2 = Q_0(\varphi_1 - \varphi_2)}$

Разность потенциалов в электростатическом поле определяется работой, совершаемой силами поля при перемещении единичного положительного заряда. Единица потенциала — вольт (В). Если поле создается несколькими зарядами, то потенциал поля системы зарядов равен алгебраической сумме потенциалов полей всех этих зарядов: $\boxed{\varphi = \sum_{i=1}^{n}\varphi_i = k\sum_{i=1}^{n}\frac{Q_i}{r_i}}$

Напряженность поля равна градиенту потенциала со знаком минус. Знак минус определяется тем, что вектор напряженности **E** поля направлен в *сторону убывания* потенциала $\boxed{E = -grad\varphi}$

Вычисление разности потенциалов по напряженности поля

1) Разность потенциалов между точками, лежащими на расстояниях x_1, и x_2 от плоскости $\boxed{\varphi_1 - \varphi_2 = \frac{\sigma}{2\varepsilon_0}(x_2 - x_1)}$

2) Разность потенциалов между плоскостями, расстояние между которыми равно d: $\boxed{\varphi_1 - \varphi_2 = \frac{\sigma}{\varepsilon_0}d}$

3) Разность потенциалов между двумя точками, лежащими на расстояниях r_1 *и* r_2 от центра сферы ($r_1>R$, $r_2>R$) $\boxed{\varphi_1 - \phi_2 = kQ\left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2}\right)}$

4) Внутри сферической поверхности потенциал всюду одинаков и равен $\boxed{\varphi = k\frac{Q}{R}}$

Для графического изображения распределения потенциала пользуются эквипотенциальными поверхностями — поверхностями, во всех точках которых потенциал φ имеет одно и то же значение. Линии напряженности *всегда нормальны* к эквипотенциальным поверхностям. Работа поля по перемещению заряда вдоль этой поверхности равна нулю.

Контрольные вопросы

1. Какие поля называются электростатическими?
2. В чем заключается закон сохранения заряда?
3. Каково направление вектора напряженности?
4. Что называется циркуляцией вектора напряженности?
5. Чему равна работа по перемещению заряда вдоль эквипотенциальной поверхности?

Лекция 12 Электроемкость

План лекции

1. Конденсаторы. Диэлектрики. Виды конденсаторов. Емкость конденсаторов.
2. Энергия заряженного конденсатора. Энергия, объемная плотность энергии в электростатике.

Тезисы

1)Из опыта следует, что разные проводники, будучи одинаково заряженными, имеют различные потенциалы. Поэтому для уединённого проводника величину $\boxed{C = \frac{|Q|}{\varphi}}$ называют электроёмкостью уединённого проводника.

Ёмкость проводника зависит от его размеров и формы, но не зависит от материала, агрегатного состояния, формы и размеров полостей внутри проводника. Это связано с тем, что избыточные заряды распределяются на внешней поверхности проводника.

Единица электроёмкости – фарад (Ф); 1Ф – ёмкость такого уединённого проводника, потенциал которого изменяется на 1В при сообщении ему заряда 1Кл.

Потенциал шара радиуса шара радиуса R, находящегося в однородной среде с диэлектрической проницаемостью ε, равен $\boxed{\varphi = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{Q}{\varepsilon R}}$, отсюда электроёмкость шара $\boxed{C = 4\pi\varepsilon_0\varepsilon R}$. Из формулы вытекает также, что единица электрической постоянной ε_0 – фарад на метр (Ф/м) .

На практике необходимы устройства, обладающие способностью при малых размерах и небольших относительно окружающих тел потенциалах накапливать значительные по величине заряды, иными словами, обладать большой ёмкостью. Эти устройства получили название **конденсаторов**. Если к заряженному проводнику приближать другие тела, то на них возникают индуцированные (на проводнике) или связанные (диэлектрике) заряды, причём ближайшими к наводящему заряду Q будут заряды противоположного знака. Эти заряды, ослабляют поле, понижают потенциал, повышают его электроёмкость.

Конденсатор состоит из двух проводников, разделённых диэлектриком. На емкость конденсатора не должны оказывать влияния окружающие тела, поэтому проводникам придают такую форму, чтобы поле, создаваемое накапливаемыми зарядами было сосредоточено в узком зазоре между обкладками конденсатора. Этому условию удовлетворяют: две плоские пластины; два коаксиальных цилиндра; две концентрические сферы. Поэтому в зависимости от формы обкладок конденсаторы делятся на плоские, цилиндрические и сферические.

Так как поле сосредоточено внутри конденсатора, то линии напряженности начинаются на одной обкладке и заканчиваются на другой, поэтому свободные заряды, возникающие на разных обкладках, являются равными по модулю разноимёнными зарядами.

Под емкостью конденсатора понимается физическая величина, равная отношению заряда Q, накопленного в конденсаторе, к разности потенциалов между его обкладками: $\boxed{C = Q/(\varphi_1 - \varphi_2)}$ Ёмкость плоского конденсатора, состоящего из двух параллельных металлических пластин площадью S каждая, расположенных на расстоянии d друг от друга и имеющих заряды +Q и –Q: $\boxed{C = \varepsilon_0\varepsilon S/d}$

Емкость конденсаторов различной геометрической конфигурации.

1)Электроёмкость цилиндрического конденсатора, состоящего из двух полых коаксиальных цилиндров с радиусами r_1 и r_2, вставленных один в другой: $\boxed{C = 2\pi\varepsilon_0\varepsilon l/\ln(r_2/r_1)}$

2)Электроёмкость сферического конденсатора, состоящего из двух концентрических обкладок, разделённых сферическим слоем диэлектрика: $\boxed{C = 4\pi\varepsilon_0\varepsilon\dfrac{r_1 r_2}{r_1 - r_2}}$

Вывод: ёмкость конденсаторов любой формы прямо пропорциональна диэлектрической проницаемости диэлектрика, заполняющего пространство между обкладками. Поэтому применение в качестве прослойки сегнетоэлектриков значительно увеличивает ёмкость конденсаторов.

Для увеличения ёмкости и варьирования её возможных значений конденсаторы соединяют в батареи, при этом используются их параллельное и последовательное соединения. У параллельно соединённых конденсаторов ёмкость батареи $\boxed{C = Q/(\varphi_A - \varphi_B) = (C_1 + C_2 + ... + C_n) = \sum_{i=1}^{n} C_i}$, т.е. при параллельном соединении конденсаторов она равна сумме емкостей отдельных конденсаторов.

При последовательном соединении конденсаторов заряды всех обкладок равны по модулю $\boxed{1/C = Q\sum_{j=1}^{n}(1/C_i)}$, т.е. при последовательном соединении конденсаторов суммируются величины, обратные ёмкостям.

Диэлектрики - тела, в которых практически отсутствуют свободные заряды. Так как положительный заряд всех ядер молекулы равен суммарному заряду электронов, то молекула в целом электрически нейтральна. Если заменить положительные заряды ядер молекул суммарным зарядом +Q, находящемся в центре «тяжести» положительных зарядов, а заряд всех электронов - суммарным отрицательным зарядом -*Q*, находящемся в центре «тяжести» отрицательных зарядов, то молекулу можно рассматривать как электрический диполь с электрическим моментом.

Внесение всех трех групп диэлектриков во внешнее электрическое поле приводит к возникновению отличного от нуля результирующего электрического момента диэлектрика, или, иными словами, к поляризации диэлектрика.

Поляризацией диэлектрика называется процесс ориентации диполей или появления под воздействием электрического поля ориентированных по полю диполей.

Соответственно трем группам диэлектриков различают три вида поляризации: электронная поляризация диэлектрика с неполярными молекулами, заключающаяся в возникновении у атомов индуцированного дипольного момента за счет деформации электронных орбит; ориентационная, или дипольная, поляризация диэлектрика с полярными молекулами, заключающаяся в ориентации

имеющихся дипольных моментов молекул по полю. Эта ориентация тем сильнее, чем больше напряженность электрического поля и ниже температура; ионная поляризация диэлектриков с ионными кристаллическими решетками, заключающаяся в смещении подрешетки положительных ионов вдоль поля, а отрицательных — против поля, приводящем к возникновению дипольных моментов.

Поляризованность - дипольный момент единицы объема диэлектрика $\boxed{\vec{p} = \frac{\vec{p}_V}{V} = \frac{\sum_i \vec{p}_i}{V}}$ Если диэлектрик изотропный и Е не слишком велико, то $\boxed{\vec{P} = \chi\varepsilon_0\vec{E}}$, где χ — диэлектрическая восприимчивость вещества, характеризующая свойства диэлектрика; χ — величина безразмерная; притом всегда $\chi>0$ и для большинства диэлектриков (твердых и жидких) составляет несколько единиц (хотя, например, для спирта $\chi\approx25$, для воды $\chi=80$). Результирующее поле внутри диэлектрика $\boxed{E = E_0 - E' = \frac{E_0}{1+\chi} = \frac{E_0}{\varepsilon}}$. Безразмерная величина $\varepsilon=1+\chi$ называется диэлектрической проницаемостью среды. Она показывает, во сколько раз поле ослабляется диэлектриком, характеризуя количественно свойство диэлектрика поляризоваться в электрическом поле.

Вектор электрического смещения $\boxed{\vec{D} = \varepsilon\varepsilon_0\vec{E}}$ или $\boxed{\vec{D} = \varepsilon_0\vec{E} + \vec{P}}$ Единица электрического смещения — кулон на метр в квадрате (Кл/м^2). Аналогично, как и поле Е, поле D изображается с помощью линий электрического смещения, направление и густота которых определяются точно так же, как и для линий напряженности. *Линии вектора* Е *могут начинаться и заканчиваться на любых зарядах — свободных и связанных, в то время как линии вектора* D *— только на свободных зарядах.* Через области поля, где находятся связанные заряды, линии вектора D проходят не прерываясь.

Теорема Гаусса для электростатического поля в диэлектрике: поток вектора смещения электростатического поля в диэлектрике сквозь произвольную замкнутую поверхность равен алгебраической сумме заключенных внутри этой поверхности *свободных* электрических зарядов: $\boxed{\oint_S \vec{D}d\vec{S} = \oint_S D_n dS = \sum_{i=1}^{n} Q_i}$

Электростатические силы взаимодействия консервативны, следовательно, система зарядов обладает потенциальной энергией. Потенциальная энергия системы двух неподвижных точечных зарядов Q_1 и Q_2, находящихся на расстоянии друг от друга: $\boxed{W = Q_1\varphi_{12} = Q_2\varphi_{21} = \frac{1}{2}\left(Q_1\varphi_{12} + Q_2\varphi_{21}\right)}$.

В случае n неподвижных зарядов энергия взаимодействия системы точечных зарядов равна $\boxed{W = \frac{1}{2}\sum_{i=1}^{n} Q_i \varphi_i}$, где φ_i - потенциал, создаваемый в той точке, где находится заряд Q_i, всеми зарядами, кроме i-го.

Энергия заряженного конденсатора $\boxed{W = C\varphi^2/2 = Q\varphi/2 = Q^2/(2C)}$

Энергия электростатического поля $\boxed{W = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon E^2}{2} Sd = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon E^2}{2} V}$

Объемная плотность энергии электростатического поля (энергия единицы объема) $\boxed{w = W/V = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon E^2}{2} = \frac{ED}{2}}$

Контрольные вопросы

1. В чем различие поляризации диэлектриков с полярными и неполярными молекулами?
2. Как определяется вектор электрического смещения?
3. Почему применение в качестве прослойки сегнетоэлектриков значительно увеличивает ёмкость конденсаторов?
4. На чем основана электростатическая защита?
5. Три одинаковых конденсатора один раз соединены последовательно, другой - параллельно. Когда и во сколько раз емкость батареи будет больше?

Лекция 13 Постоянный электрический ток

План лекции

1. Общие характеристики и условия существования электрического тока. Классическая электронная теория электропроводности металлов. Законы Ома и Джоуля-Ленца в дифференциальной форме.
2. Сторонние силы. ЭДС гальванического элемента. Обобщенный закон Ома для участка цепи с гальваническим элементом. Правила Кирхгофа.

Тезисы

1. Носителями тока в металлах являются свободные электроны, т.е. электроны, слабо связанные с ионами кристаллической решетки металла. Это представление о природе носителей тока в металлах основывается на электронной теории проводимости металлов, созданной П.Друде и Х.Лоренцем. Идея опытов принажлежат С.Л.Мандельштаму и Н.Д.Папалекси. По значению удельного заряда носителей тока и по определенному ранее Р.Милликеном элементарному заряду было окончательно доказано, что носителями электрического тока в металлах являются свободные электроны.

Существование свободных электронов в металлах можно объяснить: при образовании кристаллической решетки металла валентные электроны, сравнительно слабо связанные с атомными ядрами, отрываются от атомов металла, становятся «свободными» и могут перемещаться по всему объему. Так, в узлах кристаллической решетки располагаются ионы металла, а между ними хаотически движутся свободные электроны, образуя электронный газ.

Электроны проводимости при своем движении сталкиваются с ионами решетки, в результате чего устанавливается термодинамическое равновесие. По теории Друде - Лоренца, электроны обладают такой же энергией теплового движения, как и молекулы одноатомного газа. Поэтому можно найти среднюю скорость теплового движения электронов $\langle u \rangle = \sqrt{8kT/\pi m_e}$, которая для Т = 300 К равна $1{,}1 \cdot 10^5$ м/с. Тепловое движение электронов, являясь хаотическим, не может привести к возникновению тока.

При наложении внешнего электрического поля на металлический проводник, кроме теплового движения электронов, возникает их упорядоченное движение, т.е. возникает электрический ток. Среднюю скорость $\langle v \rangle$ упорядоченного движения электронов можно оценить: $\boxed{j = ne\langle v \rangle}$. Выбрав допустимую плотность тока, например для медных проводов 10^7 А/м², получим, что при концентрации носителей тока $n = 8 \cdot 10^{28} м^{-3}$ средняя скорость $\langle v \rangle$ упорядоченного движения равна $7{,}8 \cdot 10^{-4}$ м/с.

Закон Видемана-Франца: отношение теплопроводности (λ) к удельной проводимости (γ) для всех металлов при одной и той же температуре одинаково и увеличивается пропорционально термодинамической температуре $\boxed{\frac{\lambda}{\gamma} = \beta T}$, где β - постоянная, не зависящая от рода металла.

Элементарная классическая теория электропроводности металлов столкнулась еще с рядом трудностей при объяснении различных опытных данных:

1.Температурная зависимость сопротивления

2.Оценка средней длины свободного пробега электронов в металлах.

3.Теория металлов По закону Дюлонга-Пти теплоемкость одноатомного кристалла равна C = 3R.

Однако наличие электронов проводимости практически не сказывается на значении теплоемкости, что не объясняется классической электронной теорией.

Электрическим током называется любое упорядоченное (направленное) движение электрических зарядов. Сила тока – скалярная физическая величина, определяемая электрическим

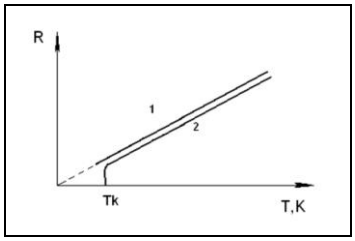
зарядом, проходящим через поперечное сечение проводника в единицу времени $\boxed{I = \frac{dQ}{dt}}$ Единица силы тока - ампер (А). Плотность тока - физическая величина, определяемая силой тока, проходящего через единицу площади поперечного сечения проводника, перпендикулярного направлению тока $\vec{j} = \frac{d\vec{I}}{dS}$

Единица плотности тока - ампер на метр в квадрате (А/м²). $\vec{j} = ne\langle\vec{v}\rangle$ или $\gamma = \boxed{\frac{ne^2\langle l\rangle}{2m\langle u\rangle}}$, где n – концентрация электронов, v – скорость их движения. Сила тока сквозь произвольную поверхность $\boxed{I = \int_S \vec{j}d\vec{S}}$, где $d\vec{S} = \vec{n}\,dS$.

Напряжение - физическая величина, определяемая работой, совершаемой суммарным полем электростатических (кулоновских) и сторонних сил при перемещении единичного положительного заряда на данном участке цепи. $\boxed{U_{12} = \varphi_1 - \varphi_2 + \xi_{12}}$ Напряжение на концах участка цепи равно разности потенциалов в том случае, если на этом участке не действует ЭДС, т.е. сторонние силы отсутствуют.

2. Закон Ома для однородного участка цепи (отсутствие источника тока): сила тока в проводнике прямо пропорциональна приложенному напряжению и обратно пропорциональна сопротивлению проводника $\boxed{I = \frac{U}{R}}$. Единица сопротивления – ом (Ом). Электрическая проводимость проводника $G = \frac{1}{R}$ Единица проводимости – сименс (См). Сопротивление проводников зависит от его размеров и формы, а также от материала, из которого проводник изготовлен. Для однородного линейного проводника $\boxed{R = \rho\frac{l}{S}}$, где ρ – удельное электрическое сопротивление. Единица удельного электрического сопротивления – ом*метр (Ом*м).

Закон Ома в дифференциальной форме (связывает плотность тока в любой точке внутри проводника с напряженностью электрического поля в этой же точке) $\boxed{\vec{j} = \gamma\vec{E}}$. Удельная электрическая проводимость $\gamma = \frac{1}{\rho}$, единица измерения - сименс на метр (См/м). Зависимость сопротивления от температуры $\boxed{\rho = \rho_0(1+\alpha t),\ R = R_0(1+\alpha t)}$



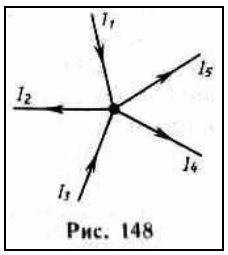


Рис. 148

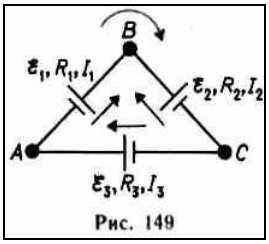


Рис. 149

Работа тока $\boxed{dA = Udq = IUdt}$ или $\boxed{dA = I^2 Rdt = \frac{U^2}{R}dt}$

Мощность тока $\boxed{P = \frac{dA}{dt} = UI = I^2 R = \frac{U^2}{R}}$

Закон Джоуля-Ленца $\boxed{dQ = dA = IUdt = I^2 Rdt = \frac{U^2}{R}dt}$ или

$\boxed{dQ = I^2 Rdt = \frac{\rho dl}{dS}(jdS)^2 dt = \rho j^2 dVdt}$

Удельная тепловая мощность тока - количество теплоты, выделяющее за единицу времени в единице объема. $\boxed{w = \frac{ne^2\langle l\rangle}{2m\langle u\rangle}E^2.}$

Закон Джоуля-Ленца в дифференциальной форме $\boxed{w = \rho j^2}$ или $\boxed{w = jE = \gamma E^2}$

Закон Ома для неоднородного участка цепи в интегральной форме (обобщенный закон Ома) $\boxed{I = \frac{\varphi_1 - \varphi_2 + \xi_{12}}{R}}$

Для замкнутой цепи $\varphi_1 = \varphi_2$; тогда $I = \xi / R$, или $I = \xi/(r+R).$, если r-внутреннее сопротивление источника тока, R - сопротивление внешней цепи.

Для разомкнутой цепи $\boxed{\xi_{12} = \varphi_2 - \varphi_1,}$

Чтобы найти ЭДС источника тока, надо измерить разность потенциалов на его клеммах при разомкнутой цепи.

Любая точка разветвления цепи, в которой сходится не менее трех проводников с током, называется узлом. Ток, входящий в узел, считается положительным, а ток, выходящий из узла - отрицательным.

Первое правило Кирхгофа: алгебраическая сумма токов, сходящихся в узле, равна нулю $\boxed{\sum_k I_k = 0}$ Например, для рис.: $I_1 - I_2 + I_3 - I_4 - I_5 = 0.$ Первое правило Кирхгофа вытекает из закона сохранения электрического заряда.

Второе правило Кирхгофа получается из обобщенного закона Ома для разветвленных цепей. Второе правило Кирхгофа: в любом замкнутом контуре, произвольно выбранном в разветвленной электрической цепи, алгебраическая сумма произведений сил токов I_i на сопротивления R_i соответствующих участков этого контура равна

алгебраической сумме ЭДС ξ_k, встречающихся в этом контуре

$$\boxed{\sum_i I_i R_i = \sum_k \xi_{k.}}$$

При расчете сложных цепей постоянного тока необходимо:

1. Выбрать *произвольное* направление токов на всех участках цепи; действительное направление токов определяется при решении задачи: если искомый ток получится положительным, то его направление было выбрано правильно, отрицательным — его истинное направление противоположно выбранному.

2. Выбрать *направление обхода контура* и строго его придерживаться; произведение *IR* положительно, если ток на данном участке совпадает с направлением обхода, и наоборот, ЭДС, действующие по выбранному направлению обхода, считаются положительными, против — отрицательными.

3. *Составить столько уравнений, чтобы их число было равно числу искомых величин* (в систему уравнений должны входить все сопротивления и ЭДС рассматриваемой цепи); каждый рассматриваемый контур должен содержать хотя бы один элемент, не содержащийся в предыдущих контурах, иначе получатся уравнения, являющиеся простой комбинацией уже составленных.

Работа, которую нужно затратить для удаления электрона из металла в вакуум, называется работой выхода $\Delta\varphi = A/e$ Работа выхода выражается в электрон-вольтах (эВ): 1 эВ=1,6*10^{-19} Дж.

Контрольные вопросы

1. Почему тепловое движение электронов не может привести к возникновению электрического тока?
2. Как классическая теория электропроводности металлов объясняет зависимость сопротивления от температуры?
3. В чем заключаются трудности элементарной классической теории электропроводности металлов?
4. В чем заключается физический смысл удельной тепловой мощности тока?

Лекция 14 Магнитное поле в вакууме

План лекции

1. Вектор магнитной индукции. Закон Био-Савара-Лапласа.
2. Сила Лоренца. Сила Ампера. Виток с током в магнитном поле.
3. Магнитный поток. Теорема Гаусса для магнитного поля.

Тезисы

1. Магнитное поле – это силовое поле в пространстве, окружающем токи и постоянные магниты. За направление магнитного поля

принимается направление, вдоль которого располагается положительная нормаль к рамке (рис. 161). Вращающий момент сил $\vec{M} = [\vec{p}_m \vec{B}]$, его модуль $M = p_m B \sin\alpha$, где B — вектор магнитной индукции $B = \frac{M_{\max}}{p_m}$, p_m — вектор магнитного момента рамки с током. Для плоского контура с током $\vec{p}_m = IS\vec{n}$. Линии магнитной индукции всегда *замкнуты* и охватывают проводники с током.

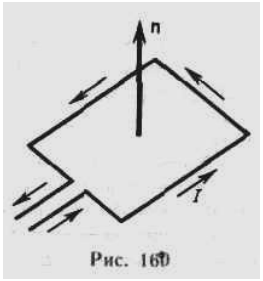


Рис. 160

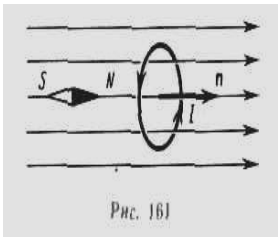


Рис. 161

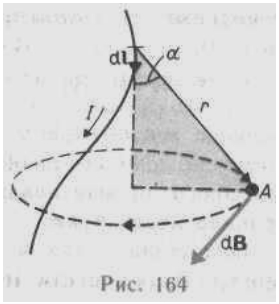


Рис. 164

Магнитное поле *макротоков* описывается вектором напряженности H. Для однородной изотропной среды $\vec{B} = \mu\mu_0\vec{H}$, где $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{H}{A^2}$ **Принцип суперпозиции:** магнитная индукция результирующего поля, создаваемого несколькими токами или движущимися зарядами, равна векторной сумме магнитных индукций складываемых полей, создаваемых каждым током или движущимся зарядом в отдельности $\vec{B} = \sum_{i=1}^{n} \vec{B}_i$. **Закон Био - Савара - Лапласа** для проводника с током *I*, элемент которого d*l* создает в некоторой точке *A* (рис. 164) индукцию поля d**B**, записывается в виде $d\vec{B} = \frac{\mu\mu_0}{4\pi} \frac{I[d\vec{l}, \vec{r}]}{r^3}$. Модуль вектора d**B** $dB = \frac{\mu\mu_0}{4\pi} \frac{Idl\sin\alpha}{r^2}$ Магнитная индукция поля прямого тока $B = \frac{\mu\mu_0}{4\pi} \frac{2I}{R}$, в центре кругового проводника с током $B = \mu\mu_0 \frac{I}{2R}$ Магнитная индукция поля внутри соленоида в вакууме $B = \mu_0 \frac{NI}{l}$ Магнитная индукция внутри тороида (в вакууме) $B = \mu_0 \frac{NI}{2\pi r}$ где *N* — число витков тороида.

Сила, с которой магнитное поле действует на элемент проводника d*l* с током, находящегося в магнитном поле, прямо пропорциональна силе тока *I* в проводнике и векторному произведению элемента длиной d**l** проводника на магнитную индукцию B и называется силой

Ампера: $\boxed{d\vec{F} = I\left[d\vec{l}, \vec{B}\right]}$. Направление - по **правилу левой руки.** Модуль силы $\boxed{dF = IBdl\sin\alpha}$.

Два параллельных тока одинакового направления притягиваются друг к другу с силой $\boxed{dF = \frac{\mu\mu_0}{4\pi}\frac{2I_1I_2}{R}dl}$.

Единица магнитной индукции - тесла (Тл): 1Тл=1Н/(А•м). $H = \frac{B}{\mu_0}$ Единица напряженности магнитного поля — ампер на метр (А/м): 1 А/м — напряженность такого поля, магнитная индукция которого в вакууме равна $4\pi\bullet10^{-7}$ Тл.

Модуль магнитной индукции $\boxed{B = \frac{\mu\mu_0}{4\pi}\frac{Q\upsilon}{r^2}\sin\alpha}$, где а - угол между векторами **v** и **r.**

Сила, действующая на электрический заряд *Q*, движущийся в магнитном поле со скоростью v, называется **силой Лоренца** $\boxed{\vec{F} = Q\left[\vec{\upsilon}\vec{B}\right]}$. Направление силы Лоренца определяется с помощью правила левой руки. Модуль силы Лоренца $\boxed{F = Q\upsilon B\sin\alpha}$, где α — угол между **v** и **B**. *Магнитное поле не действует на покоящийся электрический заряд*. Сила Лоренца работы не совершает.

Если на движущийся заряд действует и поле с напряженностью **E**, то результирующая сила **F**, приложенная к заряду $\boxed{\vec{F} = Q\vec{E} + Q\left[\vec{\upsilon}\vec{B}\right]}$ - **формула Лоренца.**

Циркуляция вектора B по замкнутому контуру $\boxed{\oint_L \vec{B}d\vec{l} = \oint_L B_l dl}$.

Закон полного тока для магнитного поля в вакууме (теорема о циркуляции вектора B): циркуляция вектора B по произвольному замкнутому контуру равна произведению магнитной постоянной μ_0 на алгебраическую сумму токов, охватываемых этим контуром $\boxed{\oint_L \vec{B}d\vec{l} = \oint_L B_l dl = \mu_0\sum_{k=1}^{n} I_k}$**,** где *k* - число проводников с токами, охватываемых контуром L произвольной формы. Циркуляция вектора **E** электростатического поля всегда равна нулю, т. е. электростатическое поле является *потенциальным.* Циркуляция вектора B магнитного поля не равна нулю. Такое поле называется *вихревым.*

Поток вектора магнитной индукции (магнитный поток) через площадку d*S* называется *скалярная* физическая величина, равная $\boxed{d\Phi_B = \vec{B}d\vec{S} = B_n dS}$. **Поток вектора магнитной индукции Φ_B через произвольную поверхность** $\boxed{\Phi_B = \int_S \vec{B}d\vec{S} = \int_S B_n dS}$**.** Для однородного

поля $\boxed{\Phi_B = BS}$. Отсюда единица магнитного потока **вебер:** 1 Вб = 1 Тл • м^2.

Теорема Гаусса для поля B: поток вектора магнитной индукции через любую замкнутую поверхность равен нулю $\boxed{\oint_S \vec{B}d\vec{S} = \oint_S B_n dS = 0}$

Контрольные вопросы

1. Как определяют направление вектора магнитной индукции?
2. Чем линии магнитной индукции отличаются от линий напряженности электростатического поля?
3. В чем сходство и различие векторов E и B?
4. Каков физический смысл теоремы Гаусса?
5. Когда действует сила Лоренца? сила Ампера?

Лекция 15 Магнитное поле в веществе

План лекции

1. Магнетики. Виды магнетиков. Диамагнетики. Парамагнетики.
2. Ферромагнетики. Магнитный гистерезис. Температура Кюри
3. Закон полного тока для магнитного поля в веществе.

Тезисы

1) Рассматривая действие магнитного поля на проводники с током и на движущиеся заряды, мы не интересовались процессами, происходящими в веществе. Свойства среды учитывались формально с помощью магнитной проницаемости μ. Для того чтобы разобраться в магнитных свойствах сред и их влиянии на магнитную индукцию, необходимо рассмотреть действие магнитного поля на атомы и молекулы вещества.

Опыт показывает, что все вещества, помещенные в магнитное поле, намагничиваются. Рассмотрим причину этого явления с точки зрения строения атомов и молекул, положив в основу гипотезу Ампера, согласно которой в любом теле существуют микроскопические токи, обусловленные движением электронов в атомах и молекулах.

Для качественного объяснения магнитных явлений с достаточным приближением можно считать, что электрон движется в атоме по круговым орбитам. Электрон, движущийся по одной из таких орбит, эквивалентен круговому току, поэтому он обладает **орбитальным магнитным моментом**

$$\boxed{\vec{p}_m = IS\vec{n}}$$

модуль которого

$$p_m = IS = e\nu S$$

где $I = e\nu$ — сила тока, ν — частота вращения электрона по орбите, S — площадь орбиты. Если электрон движется по часовой стрелке (рис. 187), то ток направлен против часовой стрелки и вектор $\mathbf{p}_m$ в соответствии с правилом правого винта направлен перпендикулярно плоскости орбиты электрона.

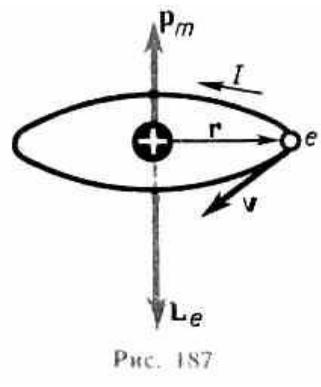


Рис. 187

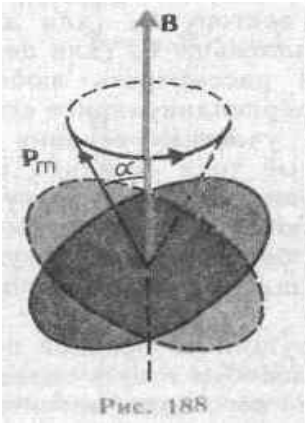


Рис. 188

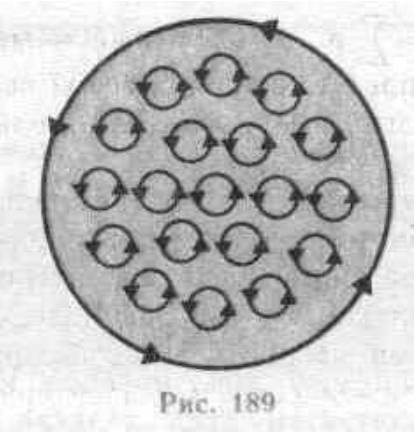


Рис. 189

С другой стороны, движущийся по орбите электрон обладает механическим моментом импульса. Вектор $\boldsymbol{L}_e$ (его направление также подчиняется правилу правого винта), называется **орбитальным механическим моментом электрона.**

$$L_l = m\upsilon r = 2m\nu S$$

Из рис. 187 следует, что направления $\mathbf{p}_m$ и $\boldsymbol{L}_e$ противоположны, поэтому $\vec{p}_m = -\frac{e}{2m}\vec{L}_l = g\vec{L}_l$, где величина $g = -\frac{e}{2m}$ - гиромагнитное отношение орбитальных моментов (принято писать со знаком « - », указывающим на то, что направления моментов противоположны).

Кроме орбитальных моментов электрон обладает **собственным механическим моментом импульса** $\mathbf{L}_{es}$, называемым **спином.** Считалось, что спин обусловлен вращением электрона вокруг своей оси, что привело к целому ряду противоречий. В настоящее время установлено, что спин является неотъемлемым свойством электрона, подобно его заряду и массе. Спину электрона $\boldsymbol{L}_{es}$ соответствует **собственный (спиновый) магнитный момент** $\mathbf{p}_{ms}$, пропорциональный $\mathbf{L}_{es}$ и направленный в противоположную сторону:

$$\vec{p}_{ms} = g_s\vec{L}_{ls}$$

Величина g_s называется **гиромагнитным отношением спиновых моментов.** Проекция собственного магнитного момента на направление вектора B может принимать только одно из следующих

двух значений $\boxed{p_{msB} = \pm\frac{e\hbar}{2m} = \pm\mu_B}$, где $\boxed{\hbar = \frac{h}{2\pi}}$ (*h* — постоянная Планка), $\mu_в$ — **магнетон Бора, являющийся единицей магнитного момента электрона.**

В общем случае магнитный момент электрона складывается из орбитального и спинового магнитных моментов. Магнитный момент атома, следовательно, складывается из магнитных моментов входящих в его состав электронов и магнитного момента ядра (обусловлен магнитными моментами входящих в ядро протонов и нейтронов). Однако магнитные моменты ядер в тысячи раз меньше магнитных моментов электронов, поэтому ими пренебрегают.

Общий магнитный момент атома (молекулы) равен векторной сумме магнитных моментов (орбитальных и спиновых) входящих в атом (молекулу) электронов

$$\boxed{\vec{p}_a = \sum \vec{p}_m + \sum \vec{p}_{ms}}$$

Всякое вещество, способное под действием магнитного поля приобретать магнитный момент (намагничиваться), т.е. является **магнетиком**. Для понимания механизма этого явления необходимо рассмотреть действие магнитного поля на движущиеся в атоме электроны.

Ради простоты предположим, что электрон в атоме движется по круговой орбите. Если орбита электрона ориентирована относительно вектора B произвольным образом, составляя с ним угол a (рис. 188), то можно доказать, что она приходит в такое движение вокруг B, при котором вектор магнитного момента $\mathbf{p}_m$, сохраняя постоянным угол a, вращается вокруг направления B с некоторой угловой скоростью. Такое движение в механике называется **прецессией.** Прецессию вокруг вертикальной оси, проходящей через точку опоры, совершает, например, диск волчка при замедлении движения.

Таким образом, электронные орбиты атома под действием внешнего магнитного поля совершают прецессионное движение, которое эквивалентно круговому току. Так как этот микроток индуцирован внешним магнитным полем, то, согласно правилу Ленца, у атома появляется составляющая магнитного поля, направленная противоположно внешнему полю. Наведенные составляющие магнитных полей атомов (молекул) складываются и образуют собственное магнитное поле вещества, ослабляющее внешнее магнитное поле. Этот эффект получил название **диамагнитного эффекта,** а вещества, намагничивающиеся во внешнем магнитном поле против направления поля, называются **диамагнетиками.**

В отсутствие внешнего магнитного поля диамагнетик немагнитен, поскольку в данном случае магнитные моменты электронов взаимно компенсируются, и суммарный магнитный момент

атома (он равен векторной сумме магнитных моментов (орбитальных и спиновых) составляющих атом электронов) равен нулю. К диамагнетикам относятся многие металлы (например, Bi, Ag, Au, Cu), большинство органических соединений, смолы, углерод и т. д.

Так как диамагнитный эффект обусловлен действием внешнего магнитного поля на электроны атомов вещества, то диамагнетизм свойствен всем веществам. Однако наряду с диамагнитными веществами существуют и **парамагнитные** — вещества, намагничивающиеся во внешнем магнитном поле по направлению поля.

У парамагнитных веществ при отсутствии внешнего магнитного поля магнитные моменты электронов не компенсируют друг друга, и атомы (молекулы) парамагнетиков всегда обладают магнитным моментом. Однако вследствие теплового движения молекул их магнитные моменты ориентированы беспорядочно, поэтому парамагнитные вещества магнитными свойствами не обладают. При внесении парамагнетика во внешнее магнитное поле устанавливается *преимущественная* ориентация магнитных моментов атомов *по полю* (полной ориентации препятствует тепловое движение атомов). Таким образом, парамагнетик намагничивается, создавая собственное магнитное поле, совпадающее по направлению с внешним полем и усиливающее его. Этот **эффект** называется **парамагнитным.** При ослаблении внешнего магнитного поля до нуля ориентация магнитных моментов вследствие теплового движения нарушается и парамагнетик размагничивается. К парамагнетикам относятся редкоземельные элементы, Pt, Al и т. д. Диамагнитный эффект наблюдается и в парамагнетиках, но он значительно слабее парамагнитного и поэтому остается незаметным.

Из рассмотрения явления парамагнетизма следует, что его объяснение совпадает с объяснением ориентационной (дипольной) поляризации диэлектриков с полярными молекулами, только электрический момент атомов в случае поляризации надо заменить магнитным моментом атомов в случае намагничения.

Подводя итог качественному рассмотрению диа- и парамагнетизма, еще раз отметим, что атомы всех веществ являются носителями диамагнитных свойств. Если магнитный момент атомов велик, то парамагнитные свойства преобладают над диамагнитными и вещество является парамагнетиком; если магнитный момент атомов мал, то преобладают диамагнитные свойства и вещество является диамагнетиком.

Для количественного описания намагничения магнетиков вводят векторную величину - **намагниченность,** определяемую магнитным моментом единицы объема магнетика: $\vec{J} = \frac{\vec{p}_m}{V} = \frac{\sum \vec{p}_a}{V}$, где

$\mathbf{p}_m=\Sigma\mathbf{p}_a$— магнитный момент магнетика. В несильных полях $\vec{J}=\chi\vec{H}$, где χ - безразмерная величина, называемая **магнитной восприимчивостью вещества.** Для диамагнетиков $\chi < 0$ (поле молекулярных токов противоположно внешнему), $10^{-9}<\chi < 10^{-4}$ Примеры: азот (газ) – $6{,}75*10^{-9,}$ для парамагнетиков $\chi > 0$ (поле молекулярных токов совпадает с внешним). $10^{-6}<\chi < 10^{-2}$ Примеры: O_2 (жидк.) - $3{,}6*10^{-3}$, O_2 (газ) – $1{,}5*10^{-6}$

Магнитное поле в веществе складывается их двух полей: внешнего поля, создаваемого током, и поля, создаваемого намагниченным веществом.

$\boxed{\vec{B}=\vec{B}_0+\vec{B}^{|}}$, $\boxed{\vec{B}_0=\mu_0\vec{H}}$ $\boxed{\vec{B}^{|}=\mu_0\vec{J}}$ $\boxed{\vec{B}=\mu_0(1+\chi)\vec{H}}$ $\boxed{\mu=1+\chi}$

Для диамагнетиков $\mu<1$, для парамагнетиков $\mu>1$.

Закон полного тока для магнитного поля в веществе (теорема о циркуляции вектора B) – циркуляция вектора магнитной индукции по произвольному замкнутому контуру равна алгебраической сумме токов проводимости и молекулярных токов, охватываемых этим контуром, умноженной на магнитную постоянную $\boxed{\oint_L \vec{B}d\vec{l}=\oint_L B_l dl=\mu_0(I+I^{|})}$, где I и I' — соответственно алгебраические суммы макротоков (токов проводимости) и микротоков (молекулярных токов), охватываемых произвольным замкнутым контуром L.

Теорема о циркуляции вектора J – циркуляция вектора намагниченности по произвольному замкнутому контуру равна алгебраической сумме молекулярных токов, охватываемых этим контуром. $\boxed{\oint_L \vec{J}d\vec{l}=I^{|}}$

Теорема о циркуляции вектора H – циркуляция вектора напряженности магнитного поля по произвольному замкнутому контуру равна алгебраической сумме токов проводимости, охватываемых этим контуром $\boxed{\oint_L \vec{H}d\vec{l}=I}$

Помимо рассмотренных двух классов веществ — диа- и парамагнетиков, называемых **слабомагнитными веществами,** существуют еще **сильномагнитные вещества — ферромагнетики — вещества, обладающие спонтанной намагниченностью, т. е. они намагничены даже при отсутствии внешнего магнитного поля.** К ферромагнетикам кроме основного их представителя — железа (от него и идет название «ферромагнетизм») — относятся, например, кобальт, никель, гадолиний, их сплавы и соединения.

Ферромагнетики помимо способности сильно намагничиваться, обладают еще и другими свойствами, существенно отличающими их от диа- и парамагнетиков.

Если для слабомагнитных веществ зависимость **J** от **H** линейна, то для ферромагнетиков эта зависимость является сложной. По мере возрастания *H* намагниченность *J* сначала растет быстро, затем медленнее и, наконец, достигается так называемое **магнитное насыщение** $J_{нас}$, уже не зависящее от напряженности поля. Подобный характер зависимости *J* от *H* можно объяснить тем, что по мере увеличения намагничивающего поля увеличивается степень ориентации молекулярных магнитных моментов по полю, однако этот процесс начнет замедляться, когда остается все меньше и меньше неориентированных моментов, и, наконец, когда все моменты будут ориентированы по полю, дальнейшее увеличение *J* прекращается и наступает магнитное насыщение.

Магнитная индукция $B=\mu_0(H+J)$ в слабых полях растет быстро с ростом *H* вследствие увеличения *J*, а в сильных полях, поскольку второе слагаемое постоянно ($J=J_{нас}$), *B* растет с увеличением *H* по линейному закону. Существенная особенность ферромагнетиков - не только большие значения μ (например, для железа - 5000, для сплава супермаллоя — 800 000!), но и зависимость μ от *H*. Вначале μ растет с увеличением *H,* затем, достигая максимума, начинает уменьшаться, стремясь в случае сильных полей к 1 ($\mu=B/(\mu_0 H)=1+J/H$, поэтому при $J=J_{нас}$=const с ростом *H* отношение *J/H->0, а* μ*.->*1).

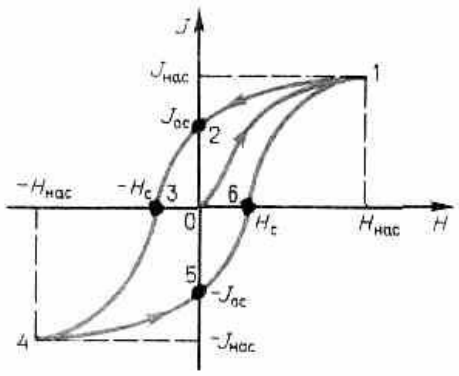


Рис. 195

Характерная особенность ферромагнетиков состоит также в том, что для них зависимость *J* от *H* определяется предысторией намагничения ферромагнетика. Это явление получило название **магнитного гистерезиса.** Если намагнитить ферромагнетик до насыщения (точка *1*, рис. 195), а затем начать уменьшать напряженность *H* намагничивающего поля, то, как показывает опыт, уменьшение *J* описывается кривой *1—2*, лежащей выше кривой *1*—0. При *H*=0 *J* отличается от нуля, т. е. в ферромагнетике наблюдается **остаточное намагничение** $J_{ос}$.

С наличием остаточного намагничения связано существование **постоянных магнитов.** Намагничение обращается в нуль под действием поля H_C, имеющего направление, противоположное полю,

вызвавшему намагничение. Напряженность H_C называется **коэрцитивной силой.**

При дальнейшем увеличении противоположного поля ферромагнетик перемагничивается (кривая *3—4),* и при $H=-H_{нас}$ достигается насыщение (точка *4).* Затем ферромагнетик можно опять размагнитить (кривая *4—5—6)* и вновь перемагнитить до насыщения (кривая 6-*1*).

Таким образом, при действии на ферромагнетик переменного магнитного поля намагниченность J изменяется в соответствии с кривой *1—2—3—4—5—6—1,* которая называется **петлей гистерезиса** (от греч. «запаздывание»). Гистерезис приводит к тому, что намагничение ферромагнетика не является однозначной функцией H, т. е. одному и тому же значению *H* соответствует несколько значений *J*.

Различные ферромагнетики дают разные гистерезисные петли. **Ферромагнетики** с малой (в пределах от нескольких тысячных до 1—2 А/см) коэрцитивной силой H_C (с узкой петлей гистерезиса) называются **мягкими,** с большой (от нескольких десятков до нескольких тысяч ампер на сантиметр) коэрцитивной силой (с широкой петлей гистерезиса) - **жесткими.** Величины H_C, $J_{ос}$ и μ_{max} определяют применимость ферромагнетиков для тех или иных практических целей. Так, жесткие ферромагнетики (например, углеродистые и вольфрамовые стали) применяются для изготовления постоянных магнитов, а мягкие (например, мягкое железо, сплав железа с никелем) - для изготовления сердечников трансформаторов.

Ферромагнетики обладают еще одной существенной особенностью: для каждого ферромагнетика имеется определенная температура, называемая **точкой Кюри,** при которой он теряет свои магнитные свойства. При нагревании образца выше точки Кюри ферромагнетик превращается в обычный парамагнетик. Переход вещества из ферромагнитного состояния в парамагнитное, происходящий в точке Кюри, не сопровождается поглощением или выделением теплоты, т. е. в точке Кюри происходит фазовый переход II рода.

Наконец, процесс намагничения ферромагнетиков сопровождается изменением его линейных размеров и объема. Это явление получило название **магнитострикции.** Величина и знак эффекта зависят от напряженности намагничивающего поля, от природы ферромагнетика и ориентации кристаллографических осей по отношению к полю.

Описательная теория ферромагнетизма была разработана французским физиком Вейссом. Последовательная количественная теория на основе квантовой механики развита советским физиком Френкелем и немецким физиком Гейзенбергом. Согласно представлениям Вейсса, ферромагнетики при температурах ниже

точки Кюри обладают спонтанной намагниченностью независимо от наличия внешнего намагничивающего поля. Спонтанное намагничение, однако, находится в кажущемся противоречии с тем, что многие ферромагнитные материалы даже при температурах ниже точки Кюри не намагничены. Для устранения этого противоречия Вейсс ввел гипотезу, согласно которой ферромагнетик ниже точки Кюри разбивается на большое число малых макроскопических областей - **доменов,** самопроизвольно намагниченных до насыщения.

Существование доменов в ферромагнетиках доказано экспериментально. Прямым экспериментальным методом их наблюдения является **метод порошковых фигур.** На тщательно отполированную поверхность ферромагнетика наносится водная суспензия мелкого ферромагнитного порошка (например, магнетита). Частицы оседают преимущественно в местах максимальной неоднородности магнитного поля, т. е. на границах между доменами. Поэтому осевший порошок очерчивает границы доменов и подобную картину можно сфотографировать под микроскопом. Линейные размеры доменов оказались равными 10^{-4}-10^{-2} см.

В последнее время большое значение приобрели полупроводниковые ферромагнетики - **ферриты,** химические соединения типа $MeO{\bullet}Fe_2O_3$, где Me - ион двухвалентного металла (Mn, Co, Ni, Cu, Mg, Zn, Cd, Fe). Они отличаются заметными ферромагнитными свойствами и большим удельным электрическим сопротивлением (в миллиарды раз большим, чем. у металлов). Ферриты применяются для изготовления постоянных магнитов, ферритовых антенн, сердечников радиочастотных контуров, элементов оперативной памяти в вычислительной технике, для покрытия пленок в магнитофонах и видеомагнитофонах и т. д.

Контрольные вопросы

1. Из чего складывается магнитный момент электрона в общем случае?
2. В чем различие магнитных свойств парамагнетиков, диамагнетиков и ферромагнетиков?
3. Почему диамагнетизм свойственен всем веществам?
4. В чем особенность точки Кюри?
5. От чего зависит величина и знак эффекта магнитострикции?

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Тезисы лекций разработаны в соответствии с действующей программой курса физики для будущих инженеров, специалистов технического профиля. Небольшой объем книги достигнут с помощью тщательного отбора и лаконичного изложения материала.

Систематическое изложение физических основ классической механики, основ молекулярной физики и термодинамики, электростатики, законов электростатики, постоянного электрического тока и магнетизма существенно облегчат самостоятельную подготовку студента к занятиям, выполнению заданий текущего, рубежного и итогового контроля.

В пособии нет громоздких выкладок, математический аппарат понятен и лаконичен. Приведены контрольные вопросы, которые помогут студенту уяснить уровень владения знаниями.

ЛИТЕРАТУРА

1. Савельев И.В. Курс общей физики: АСТ, 2005.
2. Детлаф А.А. Курс физики. – М.: ACADEMIA, 2008.
3. Трофимова Т.И. Курс физики. – М.: ACADEMIA, 2007.
4. Пономаренко Е.В. Физика: Уч. пособие. – Шымкент: ЮКГУ им. М.Ауэзова, 2012.
5. Трофимова Т.И. Краткий курс физики. – М. :Высшая школа, 2004.
6. Грабовский Р.И. Курс физики. – СПб.: Лань, 2004.
7. Демидченко В.И. Физика: учебник для вузов. – Ростов на Дону: ФЕНИКС, 2008.
8. Иродов И.Е. Механика. – М.: Бином, 2006.
9. Иродов И.Е. Электромагнетизм. – М.: Бином, 2006.
10. Пул Ч. Справочное руководство по физике: Фундаментальные концепции, уравнения и формулы. – М.: Мир, 2001.

ИНТЕРНЕТ-РЕСУРСЫ

1. Картина современной физики http://nrc.edu.ru/est/r2/index.html
2. Каталог ссылок на ресурсы по физике http://www.ivanovo.ac.ru/phys
3. Бесплатные обучающие программы по физике http://www.history.ru/freeph.htm
4. Анимации физических процессов http://physics.nad.ru/
5. Физика: коллекция опытов http://experiment.edu.ru

Елена Валерьевна Пономаренко

Сборник тезисов лекций по дисциплине «Физика 1»
для студентов специальностей 5В070800 – Нефтегазовое дело, 5В071200 – Машиностроение, 5В072400 – Технологические машины и оборудование (по отраслям), 5В073100 - Безопасность жизнедеятельности и защита окружающей среды, 5В073200 - Стандартизация, сертификация и метрология (по отраслям)

Подписано в печать _____

Формат бумаги $X^{x}Y$ 1/16

Бумага типографская. Печать офсетная. Объем 5 п.л.
Тираж 50 экз. Заказ №_____

© Издание Южно-Казахстанского государственного университета им. М.Ауэзова

Издательский центр ЮКГУ им. М.Ауэзова, г. Шымкент,
пр. Тауке хана, 5