**1.Электромагнитное поле в ваккуме.Ур-ие Максвелла.**

**Электромагнитное поле**-это материальный объект,сущ.которого проявляется во взаимодействии с заряженными частицами с силой:

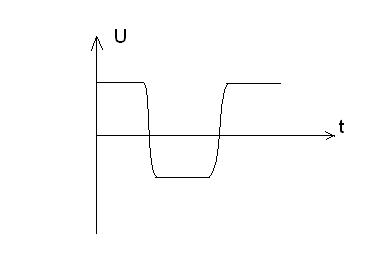
=q,

-напряженность электромагнитного поля(электрич.компонента), - напряженность элнктромагнитного поля, с-скорость света в ваккуме,v-скорость заряженной частицы.

Электромагнитное поле в пустоте определяется уравнениями Максвелла, в которых надо положить . Выпишем их еще раз:

Эти уравнения могут иметь отличные от нуля решения. Это значит, что электромагнитное поле может существовать даже при отсутствии каких бы то ни было зарядов. *Э*лектромагнитные поля,сущ.в пустоте при отсутствии зарядов, наз.**электромагнитными волными**.*Основные понятия и ур-ия классической электродинамии*. 1) div=4П, где = , div (плотность поля)= (пл-ть заряда),и вся эта ф-ла хар-ет плотность источника поля.Источником эл.поля явл.эоектрические заряды. 2)div= 0-магнитных зарядов не существует. 3) rot, rot Ротор описыв.закручен.векторных линий.Источником вихрей явл. Изменение во времени магнитного поля. 4)rot. Возмущение электромагнитного поля, распространяющееся в пространстве, называется электромагнитной волной (электромагнитными волнами). Любая электромагнитная волна распространяется в пустом пространстве (вакууме) с одинаковой скоростью -- скоростью света (свет также является электромагнитной волной). В зависимости от длины волны электромагнитное излучение подразделяется на радиоизлучение, свет (в том числе инфракрасный и ультрафиолет), рентгеновское излучение и гамма-излучение.

**2.3.Волновое уравнение**. **Волновое уравнение**-дифференциальное уравнение с частными производными, описывающее процесс распространения возмущений в некоторой среде. В случае малых возмущений и однородной изотропной среды В. у. имеет вид: где х, у, z — пространственные переменные, t — время, u = u (х, у, z) — искомая функция, характеризующая возмущение в точке (х, у, z) в момент t, а — скорость распространения возмущения.Если u зависит только от двух (одной) пространственных переменных, то В. у. упрощается и называется двумерным (одномерным). В. у. допускает решение в виде "расходящейся сферической волны": u = f (t - r/a)/r, где f — произвольная функция, a r= Особый интерес представляет так называемое элементарное решение (элементарная волна): u = δ (t - r/a)/r (где δ — дельта-функция), дающее процесс распространения возмущения, произведённого мгновенным точечным источником (действовавшим в начале координат при t = 0). Образно говоря, элементарная волна представляет собой "бесконечный всплеск" на окружности r = at, удаляющийся от начала координат со скоростью а с постепенным уменьшением интенсивности. При помощи наложения элементарных волн можно описать процесс распространения произвольного возмущения. Малые колебания струны описываются одномерным В. у.: = Ж. Д'Аламбер предложил (1747) метод решения этого В. у. в виде наложения прямой и обратной волн: u = f (x - at) + g (x + at), а Л. Эйлер (1748) установил, что функции f и g определяются заданием так называемых начальных условий**. Волна**-процесс ,в ходе которого хотя бы одна из величин изменяется по след.з-ну: А(х,у,z,t)=B(x,y,z,t)\*Ф(t- ) где В-совершенно произвольна ф-ия,наз.амплитудой волны,Ф-фазовый множитель. |Ф| 1, ||=1, . Если хотя бы одна величина изменяется по этому з-ну-это волна. Электромагнитные поля ,сущ.в пустоте при отсутствии заряда,наз.**электромагнитными волнами**. *Волновые ур-ия для Е и Н*:

**

Волна – это процесс, в ходе которого хотя бы одна из величин изменяется по следующему закону:

B – амплитуда, – фазовая частота, – единичный вектор, направленный в сторону распространения волны, – скорость,

**4.Скалярный потенциал.Векторный потенциал**. **Электромагнитное поле**-это материальный объект,сущ.которого проявляется во взаимодействии с заряженными частицами с силой: =q, -напряженность электромагнитного поля(электрич.компонента), - напряженность элнктромагнитного поля, с-скорость света в ваккуме,v-скорость заряженной частицы. **Потенциалы электромагнитного поля**, величины, характеризующие электромагнитное поле. В электростатике векторное электрическое поле можно характеризовать одной скалярной функцией — потенциалом электростатическим. В общем случае для описания произвольного электромагнитного поля вместо двух векторов — напряженности магнитного поля Н и напряжённости электрического поля Е можно ввести две др. величины: **векторный потенциал** А (х, у, z, t)- вектор-потенциал, магнитный потенциал — в электродинамике, векторный потенциал, ротор которого равен магнитной индукции Н=rotA= и скалярный потенциал (x, у, z, t) (где х, у, z — координаты, t — время**). Скалярный потенциал** векторного поля А(чаще просто потенциал векторного поля) — это скалярная функция такая, что во всех точках области определения поля А=grad ф ,при этом Н и Е однозначно выражаются через А и : Н = rot А, E = -grad

*,* т.е. магнитное поле бывает только вихревым и не бывает потенциальным.

– векторный потенциал электромагнитного поля

- скалярный потенциал электромагнитного поля

**5.6.Калибровки Кулона и Лоренца для электромагнитного поля**.

**Электромагнитное поле**-это материальный объект,сущ.которого проявляется во взаимодействии с заряженными частицами с силой: =q, -напряженность электромагнитного поля(электрич.компонента), - напряженность элнктромагнитного поля, с-скорость света в ваккуме,v-скорость заряженной частицы. **Калибровка векторного потенциала** — наложение дополнительных условий, позволяющих однозначно вычислить векторный потенциал электромагнитного поля для решения тех или иных физических задач.**Кулоновская калибровка** — выбор векторного потенциала магнитного поля в виде divA=0 .Эта калибровка применяется для рассмотрения нерелятивистских магнитостатических задач(Магнитостатика — раздел классической электродинамики, изучающий взаимодействие постоянных токов посредством создаваемого ими постоянного магнитного поля и способы расчета магнитного поля в этом случае.)**Калибровка Лоренца** — выбор векторного потенциала(вектор-потенциал, магнитный потенциал — в электродинамике, векторный потенциал, ротор которого равен магнитной индукции Н=rotA=) магнитного поля в виде divA+ =0 ,где ф-электростатический потенциал(Электростатический потенциал— скалярная энергетическая характеристика электростатического поля, характеризующая потенциальную энергию поля, которой обладает единичный заряд, помещённый в данную точку поля.)Эта калибровка применяется для рассмотрения динамических задач.

**7.Волновые ур-ия для скалярного и векторного потенциалов**.

**Волновое уравнение**-дифференциальное уравнение с частными производными, описывающее процесс распространения возмущений в некоторой среде. В случае малых возмущений и однородной изотропной среды В. у. имеет вид: где х, у, z — пространственные переменные, t — время, u = u (х, у, z) — искомая функция, характеризующая возмущение в точке (х, у, z) в момент t, а — скорость распространения возмущения. **Электромагнитное поле**-это материальный объект,сущ.которого проявляется во взаимодействии с заряженными частицами с силой: =q, -напряженность электромагнитного поля(электрич.компонента), - напряженность элнктромагнитного поля, с-скорость света в ваккуме,v-скорость заряженной частицы. . **Потенциалы электромагнитного поля**, величины, характеризующие электромагнитное поле. В электростатике векторное электрическое поле можно характеризовать одной скалярной функцией — потенциалом электростатическим. В общем случае для описания произвольного электромагнитного поля вместо двух векторов — напряженности магнитного поля Н и напряжённости электрического поля Е можно ввести две др. величины: **векторный потенциал** А (х, у, z, t)- вектор-потенциал, магнитный потенциал — в электродинамике, векторный потенциал, ротор которого равен магнитной индукции Н=rotA= и скалярный потенциал (x, у, z, t) (где х, у, z — координаты, t — время**). Скалярный потенциал** векторного поля А(чаще просто потенциал векторного поля) — это скалярная функция такая, что во всех точках области определения поля А=grad ф ,при этом Н и Е однозначно выражаются через А и : Н = rot А, E = -grad

, rot(rot,

Grad(div, Grad(div+=0,

div, div – условие Лоренца

=, ,

=, ,

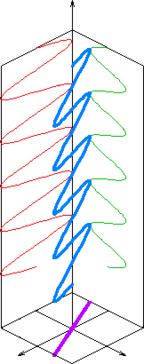
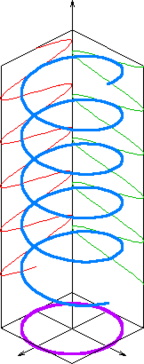
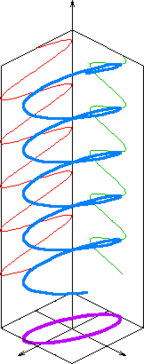
=, ,

**8.Поляризация электромагнитных волн**.

Электромагнитные поля ,сущ.в пустоте при отсутствии заряда,наз.**электромагнитными волнами.** Электромагнитное поле в пустоте определяется уравнениями Максвелла, в которых надо положить

. Выпишем их еще раз:

**Электромагнитное поле**-это материальный объект,сущ.которого проявляется во взаимодействии с заряженными частицами с силой: =q, -напряженность электромагнитного поля(электрич.компонента), - напряженность элнктромагнитного поля, с-скорость света в ваккуме,v-скорость заряженной частицы. Для **электромагнитных волн поляризация** — явление направленного колебания векторов напряженности электрического поля E или напряженности магнитного поля H.Поперечность световых волн (как и любых др. электромагнитных волн) выражается в том, что колеблющиеся в них векторы напряжённости электрического поля Е и напряжённости магнитного поля Н перпендикулярны к направлению распространения волны. Е и Н выделяют (отсюда указанное выше неравноправие) определённые направления в пространстве, занятом волной. Кроме того, Е и Н почти всегда взаимно перпендикулярны, поэтому для полного описания состояния поляризации света требуется знать поведение лишь одного из них. Обычно для этой цели выбирают вектор Е.Электромагнитная волна может быть разложена (как теоретически, так и практически) на две поляризованные составляющие, например, поляризованные вертикально и горизонтально. Возможны другие разложения, например, по иной паре взаимно перпендикулярных направлений, или же на две составляющие, имеющие левую и правую круговую поляризацию**.Когерентное (**Когерентность — скоррелированность (согласованность) нескольких колебательных или волновых процессов во времени, проявляющаяся при их сложении**.)электромагнитное излучение может иметь**:Линейную поляризацию — в направлении, перпендикулярном направлению распространения волны;Круговую поляризацию — правую либо левую, в зависимости от направления вращения вектора индукции;Эллиптическую поляризацию— случай, промежуточный между круговой и линейными поляризациями.

(линейная) (круговая)  (эллиптическая)

Т.к. , это значит, что

***9. Энергия и плотность энергии электромагнитных волн. Вектор Умова-Пойнтинга.***

Объёмная плотность энергии электромагнитного поля в линейной изотропной среде, как известно из электродинамики, даётся выражением (мы учли здесь также связь между векторами Е и Н в электромагнитной волне): 

Вектор плотности потока энергии электромагнитной волны (то, что в теории упругих волн называется вектором Умова) называется вектором Умова-Пойнтинга, или чаще просто вектором ПойнтингаР: .

Модуль среднего значения вектора Пойнтинга называется интенсивностью электромагнитной волны: .

В случае синусоидальной монохроматической плоской (когда плоскости колебаний векторов Е и Н не меняются со временем) электромагнитной волны, распространяющейся в направлении х: , , для интенсивности получается: .

Следует обратить внимание, что интенсивность электромагнитной волны зависит от амплитуды (либо электрического, либо магнитного поля; они связаны), но не зависит от частоты волны - в отличие от интенсивности упругих механических волн.

***10. Запаздывающие потенциалы.***

(в электродинамике) - потенциалы эл.-магн. поля, удовлетворяющие причинности принципу. Изменение значении потенциалов или полей в точке наблюдения rзапаздывает по отношению к изменению источников поля, расположенных в точке r' на время Dt=R/С=|r-r'|/C, необходимое для распространения возмущения из точки r' в r, С - скорость распространения возмущений. 3. п. впервые были введены при решении неоднородного волнового уравнения. Скалярный j и векторный A потенциалы электромагнитного поля в вакууме в случае калибровки Лоренца описываются однотипными ур-ниями:

где источниками являются объёмные плотности электрич. заряда r и электрич. тока j, а скорость распространения возмущений С совпадает со скоростью света ввакууме с. Две системы частных решений (1) отличаются знаком перед Dt=R/с:

Потенциалы (2) наз. запаздывающими, поскольку их изменение запаздывает по отношению к изменению источника. Потенциалы (3) наз. опережающими потенциалами. В задачах об излучении эл.-магн. поля заданными источниками опережающие потенциалы отбрасываются, как неудовлетворяющие принципу причинности. При заданном движении точечного заряда в вакууме обусловленные им 3. п. выражаются Льенара - Вихерта потенциалами. В случае полей, синусоидально зависящих от времени, при комплексной форме записи потенциалов [напр., j(r, t)=jw(r)ехр(-iwt), w- круговая частота] и источников, для исключения решений с опережающими аргументами обычно используют один из двух методов. Первый состоит в подчинении решений ур-ний типа (1) условиям излучения, напр. Зоммерфельда условиям излучения, к-рым должны удовлетворять потенциалы на больших расстояниях r от области источников, занимающих ограниченный объём:, где k2=(w/с)2. Выполнение условий типа (4) обеспечивает перенос энергии от источника к удалённым от него точкам пространства. Второй метод исключения решений, соответствующих опережающим потенциалам, состоит во введениибесконечно малого поглощения в среде (метод, или принцип предельного поглощения). В однородной среде без дисперсии, характеризующейся постоянными диэлектрической (e) и магнитной (m) проницаемостями, ур-ния (1) и решения (2), (3) для потенциалов получаются путём замены *r " r/e, j " mj*; к ним применимы все принципы отбора решений, соответствующих 3. п. В частности, принцип предельного поглощения сводится к замене e "e'+ie ", m "m'+im " (e "<<e';m "<<m').При наличии частотной дисперсии в среде [e=e(w), m=m(w)] волновоеур-ние не допускает записи типа (1). Что же касается отбора решений ур-ний для спектральных составляющих, то здесь введение малого поглощения в средах с аномальной дисперсией может иногда приводить к отбору решений соответствующих опережающим потенциалам. Такая ситуация имеет место в случае обратных волн, в к-рых фазовая и групповая скорости направлены в противоположные стороны. <В квантовой теории концепция 3. п. переносится па соответствующие операторы потенциалов.

***11. Потенциалы Лиенара-Вихерта.***

Потенциа́лыЛиена́ра - Ви́херта представляют собой простое лоренц-инвариантное выражение для потенциалов поля, создаваемого точечным электрическим зарядом, движущимся по заданной траектории. Они являются точным решением уравнений Максвелла в пустоте для случая одной частицы.

Выражения получены независимо друг от друга Альфредом-Мари Лиенаром (1898) и Эмилем Вихертом (1900).

Все величины в формулах для потенциалов Лиенара - Вихерта берутся в момент времени Т определяемый из уравнения



Потенциалы поля в начале координат даются выражениями

*φ(t)=(t/R-(vR/c))|t=T*, A(t)= (ev/c(R-*vR/c))|t=T*, где v - скорость частицы, R- её радиус-вектор, R=|R|, φ- скалярный потенциал, A- векторный потенциал магнитного поля.

Эти формулы можно объединить в одно лоренц-инвариантное выражение для 4-потенциала:

****

где uk - 4-скорость частицы, *Rk=[c(t-t’), r-r’].*

***12.Напряженность поля ускоренно движущегося заряда.***

**=0**

****

***13. Электростатика. Закон Кулона.***

Электростатика - раздел электродинамики, изучает покоящиеся электрически заряженные тела.

Элементарные частицы могут иметь эл. заряд, тогда они называются заряженными; взаимодействуют друг с другом с силами, которые зависят от расстояния между частицами, но превышают во много раз силы взаимного тяготения (это взаимодействие называется электромагнитным).

Эл. заряд - физич. величина, определяет интенсивность эл/магнитных взаимодействий.Существует 2 знака эл.зарядов: положительный и отрицательный. Частицы с одноименными зарядами отталкиваются, с разноименными - притягиваются. Протон имеет положительный заряд, электрон - отрицательный, нейтрон - электрически нейтрален.

Элементарный заряд - минимальный заряд, разделить который невозможно.

Чем объяснить наличие электромагнитных сил в природе? - в состав всех тел входят заряженные частицы.

В обычном состоянии тела эл. нейтральны (т.к. атом нейтрален), и эл/магн. силы не проявляются.

Тело заряжено, если имеет избыток зарядов какого-либо знака: отрицательно заряжено - если избыток электронов; положительно заряжено - если недостаток электронов.

Электризация тел - это один из способов получения заряженных тел, например, соприкосновением). При этом оба тела заряжаются , причем заряды противоположны по знаку, но равны по модулю.

Закон Кулона - основной закон электростатики.

Сила взаимодействия двух точечных неподвижных заряженных тел в вакууме прямо пропорциональна произведению модулей заряда и обратно пропорциональна квадрату расстояния между ними.

Когда тела считаются точечными? - если расстояние между ними во много раз больше размеров тел.

Если у двух тел есть электрические заряды, то они взаимодействуют по закону Кулона.

Единица электрического заряда: 1 Кл - заряд, проходящий за 1 секунду через поперечное сечение проводника при силе тока 1 А. 1 Кл - очень большой заряд.

Элементарный заряд:

Коэффициент пропорциональности:

Принято записывать коэффициент пропорциональности в законе Кулона в вакууме в виде

где электрическая постоянная . Закон Кулона для величины силы взаимодействия зарядов в произвольной среде (в СИ):

. Диэлектрическая проницаемость среды характеризует электрические свойства среды. В вакууме . Таким образом, сила Кулона зависит от свойств среды между заряженными телами.

***14. Дипольный момент системы статических зарядов.***

Электри́ческийди́польныймоме́нт — векторная физическая величина, характеризующая, наряду с суммарным зарядом (и реже используемыми высшими мультипольными моментами), электрические свойства системы заряженных частиц (распределения зарядов) в смысле создаваемого ею поля и действия на нее внешних полей. Главная после суммарного заряда и положения системы в целом (ее радиус-вектора) характеристика конфигурации зарядов системы при наблюдении ее издали.

Дипольный момент — первый мультипольный момент.

Простейшая система зарядов, имеющая определенный (не зависящий от выбора начала координат) ненулевой дипольный момент — это диполь (две точечные частицы с одинаковыми по величине разноимёнными зарядами). Электрический дипольный момент такой системы по модулю равен произведению величины положительного заряда на расстояние между зарядами и направлен от отрицательного заряда к положительному, или: p=ql — где q — величина положительного заряда, l — вектор с началом в отрицательном заряде и концом в положительном.

Для системы из N частиц электрический дипольный момент равен:, где qi — заряд частицы с номером i, а ri — её радиус-вектор; или, если суммировать отдельно по положительным и отрицательным зарядам:

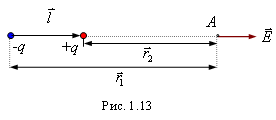
, где - число положительно/отрицательно заряженных частиц, -их заряды;

- суммарные заряды положительной и отрицательной подсистем и радиус-векторы их «центров тяжести».

Электрический дипольный момент нейтральной системы зарядов не зависит от выбора начала координат, а определяется относительным расположением (и величинами) зарядов в системе.

Из определения видно, что дипольный момент аддитивен (дипольный момент наложения нескольких систем зарядов равен просто векторной сумме их дипольных моментов), а в случае нейтральных систем это свойство приобретает еще более удобную форму в силу изложенного в абзаце выше.

***15. Электростатическое поле диполя.***

Рассмотрим поле простейшей системы точечных зарядов. Простейшей системой точечных зарядов является электрический диполь. Электрическим диполем называется совокупность равных по величине, но противоположных по знаку двух точечных зарядов –q и +q, сдвинутых друг относительно друга на некоторое расстояние. Пусть – радиус-вектор, проведенный от отрицательного заряда к положительному. Вектор -называется электрическим моментом диполя или дипольным моментом, а вектор – плечом диполя. Если длина пренебрежимо мала по сравнению с расстоянием от диполя до точки наблюдения, то диполь называется точечным.

Вычислим электрическое поле электрического точечного диполя. Поскольку диполь точечный, то безразлично в пределах точности расчета от какой точки диполя отсчитывается расстояние r до точки наблюдения. Пусть точка наблюдения А лежит на продолжении оси диполя (рис. 1.13). В соответствии с принципом суперпозиции для вектора напряженности, напряженность электрического поля в этой точке будет равна

,

при этом предполагалось, что

***16.Мультипольные моменты системы статических зарядов.*МУЛЬТИПОЛИ** -определённые конфигурации точечных источников ([зарядов](http://femto.com.ua/articles/part_1/1199.html)). Простейшими примерами M. служат: точечный заряд-M. нулевого порядка; два противоположных по знаку заряда, равных по абс. величине,- диполь, или M. 1-го порядка; 4 одинаковых по абс. величине заряда, размещённых в вершинах параллелограмма, так что каждая его сторона соединяет заряды противоположного знака, квадруполь, или M. 2-го порядка. Название M. включает обозначение числа зарядов, образующих M, напр. октуполь означает, что в состав этого M. входит 8 зарядов. Выделение таких конфигураций связано с описанием полей от сложных, ограниченных в пространстве систем источников. На больших расстояниях поле от таких систем устроено относительно просто и может быть описано как суперпозиция полей нек-рого числа M. Это гл. физ. основание для введения понятия M. Осн. характеристика M.- мультипольный момент, к-рый позволяет однозначно связать поля M. с полями сложных систем источников на больших расстояниях. Эта связь приводит к упрощениям широкого класса задач, т. к. поля M. относительно просты в силу повыш. [симметрии](http://femto.com.ua/articles/part_2/3633.html) относительно вращений и перестановок зарядов мультипольных конфигураций. Введение мультипольного момента основано на довольно простых соображениях, к-рые удобно проиллюстрировать на примере статич. электрич. полей, создаваемых системой точечных зарядов ei. B системе координат с центром, расположенным где-нибудь внутри системы зарядов, положения зарядов характеризуются радиус-векторами **r**i(i - номер заряда). Потенциал этой системы зарядов в точке **R** определяется суммой потенциалов всех частиц:

Если интересующая нас точка **R** значительно удалена от системы зарядов, т. е. |**r**i|/|**R**| << 1, то потенциал можно разложить в [Тейлора ряд](http://www.femto.com.ua/articles/part_2/3990.html) по степеням этого отношения:

где aj = 1, 2, 3 - нумеруют компоненты соответствующих векторов; по повторяющимсяaj производится суммирование. Такое разложение потенциала наз. разложением по M. или мультипольным разложением. В нулевом приближении , т. е. f(0) совпадает с потенциалом точечного заряда q, равного суммарному заряду системы. Величина   - мультипольный момент нулевого порядка - полностью определяет в этом приближении потенциал поля на больших расстояниях. Следующий член разложения . Здесь **n** - единичный вектор, направленный вдоль **R**. Величина  , определяющая (если q = 0) потенциал в 1-м порядке, наз. динольным моментом системы зарядов или мультипольным моментом 1-го порядка. T. о., характеризуя потенциал (или поле) в 1-м порядке, можно заменить систему зарядов точечным зарядом q и диполем с дипольным моментом **d**. След.член разложения f(2) после нек-рых преобразований записывается в виде

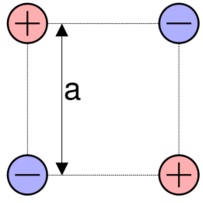
= (или Qab =Dab/6) наз. [квадрупольным моментом](http://www.femto.com.ua/articles/part_1/1524.html) системы зарядов (dab - Кронекера символ).

Общий член разложения потенциала определяется неприводимым тензором l-го ранга , к-рый наз. 2l-польным моментом системы зарядов, l - порядок M. Тензор 2l-польного момента симметричен по всем индексам и обращается в нуль при сво-рачивании по любой паре индексов. Общий член разложения потенциала имеет более компактную форму при разложении j(R)

по [сферическим функциям](http://www.femto.com.ua/articles/part_2/3968.html):

где Ylm, Y\*lm - сферич. ф-ции, q, f и qi, ji - полярный и азимутальный углы, образуемые векторами **R** и **r**i с осями координат. Приведённая форма разложения отличается от исходного ряда Тейлора только перегруппировкой слагаемых и введением сферич. ф-ций, поэтому совокупность 2l + 1 независимых величин Q(l)m также наз. 2l-польным моментом. Если все предыдущие моменты равны нулю, 2l-польный момент не зависит от выбора начала системы координат. Полученные соотношения позволяют дать более общее определение M. порядка l как системы зарядов, для к-роймультипольный момент порядка lотличен от нуля, а все остальные мультипольные моменты равны нулю. Потенциал статич. поля M. порядка l убывает на бесконечности как R-(l+1). Такой характер спадания математически объясняется тем, что потенциал раскладывается в ряд по обратным степеням R, а физически связан с[интерференцией](http://femto.com.ua/articles/part_1/1393.html) полей от отд. зарядов, входящих в M. Кроме этого, M. обладает специфич. угл. зависимостью, определяемой l-й сферич. ф-цией.

***17.Электростатическое поле квадруполя.***Электрический квадруполь -система заряженных частиц, полный [электрический заряд](http://ru.wikipedia.org/wiki/%D0%AD%D0%BB%D0%B5%D0%BA%D1%82%D1%80%D0%B8%D1%87%D0%B5%D1%81%D0%BA%D0%B8%D0%B9_%D0%B7%D0%B0%D1%80%D1%8F%D0%B4) и [электрический дипольный момент](http://ru.wikipedia.org/wiki/%D0%94%D0%B8%D0%BF%D0%BE%D0%BB%D1%8C%D0%BD%D1%8B%D0%B9_%D0%BC%D0%BE%D0%BC%D0%B5%D0%BD%D1%82) которой равны нулю. Квадруполь можно рассматривать как совокупность двух одинаковых [диполей](http://ru.wikipedia.org/wiki/%D0%94%D0%B8%D0%BF%D0%BE%D0%BB%D1%8C) с равными по величине и противоположными по направлению дипольными моментами, расположенных на некотором расстоянии друг от друга (см. рис.).

На больших расстояниях R от квадруполя [напряженность](http://ru.wikipedia.org/wiki/%D0%9D%D0%B0%D0%BF%D1%80%D1%8F%D0%B6%D1%91%D0%BD%D0%BD%D0%BE%D1%81%D1%82%D1%8C_%D1%8D%D0%BB%D0%B5%D0%BA%D1%82%D1%80%D0%B8%D1%87%D0%B5%D1%81%D0%BA%D0%BE%D0%B3%D0%BE_%D0%BF%D0%BE%D0%BB%D1%8F) его [электрического поля](http://ru.wikipedia.org/wiki/%D0%AD%D0%BB%D0%B5%D0%BA%D1%82%D1%80%D0%B8%D1%87%D0%B5%D1%81%D0%BA%D0%BE%D0%B5_%D0%BF%D0%BE%D0%BB%D0%B5) E убывает обратно пропорционально четвёртой степени   , а зависимость E от зарядов и их расположения описывается в общем случае набором из пяти независимых величин, которые, вместе составляют квадрупольный момент системы. Квадрупольный момент определяет также энергию квадруполя во внешнем электрическом поле. Квадруполь является [мультиполем](http://ru.wikipedia.org/wiki/%D0%9C%D1%83%D0%BB%D1%8C%D1%82%D0%B8%D0%BF%D0%BE%D0%BB%D1%8C" \o "Мультиполь) 2-го порядка. *Квадрупольный момент* (произвольной) системы зарядов является [тензором](http://ru.wikipedia.org/wiki/%D0%A2%D0%B5%D0%BD%D0%B7%D0%BE%D1%80) 2-го ранга в  . Он представляется интегралом по пространству

Где   —плотность зарядов в данной точке, R — модуль [радиус-вектора](http://ru.wikipedia.org/wiki/%D0%A0%D0%B0%D0%B4%D0%B8%D1%83%D1%81-%D0%B2%D0%B5%D0%BA%D1%82%D0%BE%D1%80), ,  —индексы, нумерующие координаты.Тензор квадрупольного момента симметричен: .

Его [след](http://ru.wikipedia.org/wiki/%D0%A1%D0%BB%D0%B5%D0%B4_%D0%BC%D0%B0%D1%82%D1%80%D0%B8%D1%86%D1%8B) равен нулю: Здесь и далее используется [соглашение Эйнштейна](http://ru.wikipedia.org/wiki/%D0%A1%D0%BE%D0%B3%D0%BB%D0%B0%D1%88%D0%B5%D0%BD%D0%B8%D0%B5_%D0%AD%D0%B9%D0%BD%D1%88%D1%82%D0%B5%D0%B9%D0%BD%D0%B0) о суммировании. Если полный заряд системы и её [дипольный момент](http://ru.wikipedia.org/wiki/%D0%94%D0%B8%D0%BF%D0%BE%D0%BB%D1%8C%D0%BD%D1%8B%D0%B9_%D0%BC%D0%BE%D0%BC%D0%B5%D0%BD%D1%82) равны 0, то квадрупольный момент не зависит от выбора начала координат. В противном случае необходимо также указывать центр квадруполя — начало координат при его вычислении. На больших расстояниях поле любой в целом нейтральной системы зарядов, дипольный момент которой равен нулю, выглядит как поле некоторого (возможно, изменяющегося со временем) квадруполя или более высокого мультиполя (октуполя и т.д.). Рассмотрение системы как некоторого квадруполя может иметь смысл и тогда, когда дипольный момент и/или заряд системы не равны нулю, если раскладывать создаваемый потенциал в ряд по [мультиполям](http://ru.wikipedia.org/wiki/%D0%9C%D1%83%D0%BB%D1%8C%D1%82%D0%B8%D0%BF%D0%BE%D0%BB%D1%8C" \o "Мультиполь). Квадрупольное излучение системы на

больших расстояниях равно (в [СГС](http://ru.wikipedia.org/wiki/%D0%A1%D0%93%D0%A1))

Здесь c —скорость света, I — полная мощность излучения. Во многих случаях достаточно считать, что излучение системы складывается из [дипольного](http://ru.wikipedia.org/wiki/%D0%94%D0%B8%D0%BF%D0%BE%D0%BB%D1%8C), квадрупольного и [магнитодипольного](http://ru.wikipedia.org/wiki/%D0%9C%D0%B0%D0%B3%D0%BD%D0%B8%D1%82%D0%BD%D1%8B%D0%B9_%D0%B4%D0%B8%D0%BF%D0%BE%D0%BB%D1%8C" \o "Магнитный диполь). Квадрупольный потенциал имеет вид

Здесь  — радиус-вектор точки, в которой берётся потенциал, относительно центра квадруполя.  является вторым членом разложения потенциала в ряд по расстоянию до начала координат.

***18.Электромагнитное дипольное излучение.***ДИПОЛЬНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ - [излучение](http://www.femto.com.ua/articles/part_1/1274.html), обусловленное изменением во времени [дипольного момента](http://www.femto.com.ua/articles/part_1/1028.html) системы. В случав эл--магн. Д. и., различают электрич. и магн. Д. и. в зависимости от того, вызывается ли оно изменением электрич. ***ре*** или магн.***р****m* дипольных моментов. **Классическая теория**. Произвольное распределение неподвижных или движущихся [зарядов](http://www.femto.com.ua/articles/part_1/1199.html) можно описать с помощью плотностей заряда ρ и тока ***j***, удовлетворяющих ур-нию непрерывности:

 . Поле, создаваемое такими источниками вне области их размещения, описывается как совокупность полей [мультиполей](http://www.femto.com.ua/articles/part_1/2370.html)*:* монополя (заряда), диполя, квадруполя и т. д. Однако такое описание продуктивно только тогда, когда размер *l* области, содержащей источники, мал по сравнению с длиной волны излучения .Это ограничивает скорости *и* движения зарядов нерелятивистскими значениями,. Д.и. из таких областей можно представить как излучение сосредоточенного (точечного) дипольного момента - электрического, соответствующего источникам  и магнитного, соответствующего токам . Здесь  - дельта-функция Дирака, а точка - знак дифференцирования по времени. Поле излучения создаётся только соленоидальными частями этих распределений, потенц. части ответственны лишь за квазистатич. поля. На больших расстояниях *R* от области источников, , т. е. в волновой зоне,электрическое *E* и магнитное *H* поля в [вакууме](http://www.femto.com.ua/articles/part_1/0404.html) выражают след. ф-лами

([Гаусса система единиц](http://www.femto.com.ua/articles/part_1/0689.html)*:*)

Здесь *n* - единичный вектор вдоль ***R***, запаздывающий аргумент *t-R/c* учитывает разницу между моментом возникновения волнового возмущения в точке источника и моментом прихода его в точку наблюдения. Поле магн. Д. и. получают отсюда при помощи [двойственности перестановочной принципа](http://www.femto.com.ua/articles/part_1/0924.html)(,.Эл--магн. поле (\*) представляет собой сферически расходящуюся волну с векторами *E* и *H*, перпендикулярными направлению её распространения, т. е. вдали от источников это квазиплоские волны типа *ТЕМ*. В случае гармонич. закона изменения дипольного момента,  , с частотой ω ср. [интенсивность излучения](http://www.femto.com.ua/articles/part_1/1380.html) в единицу времени (ср. мощность излучения) равна , а её угл. распределение (диаграмма направленности) имеет вид: ,где  - интенсивность, отнесённая к единице телесного угла, θ - угол между *п* и *р0*. Обычно магн. Д. и. меньше электрич. Д. и. и сопоставимо лишь с электрич. [квадрупольным излучением](http://www.femto.com.ua/articles/part_1/1522.html). Если [диполь электрический](http://www.femto.com.ua/articles/part_1/1025.html) представить как элемент тока *J* длины *l:* (элементарный вибратор, или диполь Герца), а [диполь магнитный](http://www.femto.com.ua/articles/part_1/1023.html) - как рамку с током *J* и площадью *S:* и считать токи одинаковыми, а размеры области источников соизмеримыми (S~*l*2), то. При движении гармонически колеблющегося диполя в пространстве частота его Д. и. зависит от направления излучения, а диаграмма направленности искажается, стягиваясь к направлению движения диполя.

***19.Электромагнитное квадрупольное и магнитно-дипольное излучение.***Рассмотрим излучение, обусловленное следующими членами разложения векторного потенциала по степеням отношения a/λ размеров системы к длине волны, по-прежнему предполагающегося малым. Разлагая подынтегральное выражение по степеням rn/c и сохраняя теперь два первых члена, находим:

Подставляя сюда j=ρν и переходя к точечным зарядам, получим:

Здесь мы для кратности опускаем индекс у всех величин в правой стороне равенства. Тогда для A выражение:

где d-дипольный момент системы, а - ее магнитный момент. К A можно прибавить, не изменяя поля, любой вектор, пропорциональный n, при этом E и H не изменяются. Поэтому .

Но стоящее под знаком выражение есть произведение, , вектора n на тензор квадрупольного момента . Вводя вектор D с компонентами

, находим окончательное выражение для векторного потенциала:

. Зная A можно теперь определить поля H и E :

Определим полное излучение, т.е. энергию, излучаемую системой в единицу времени по всем направлениям. Для этого усредним по всем направлениям n; полное излучение равно этому среднему, умноженому на 4π. При усреднении квадрата магнитного поля все взаимные произведения первого, второго и третьего членов в H исчезают, так что остаются только средние квадраты каждого из них:

Таким образом, полное излучение состоит из трех независимых частей; они называются соответственно дипольным, квадрупольным и магнитно-дипольным излучениями. Отметим, что магнитно-дипольное излучение фактически во многих случаях отсутствует. Так, оно отсутствует у системы, в которой отношение заряда к массе у всех движущихся частиц одинаково ( в этом случае отсутствует и дипольное излучение). Действительно, у такой системы магниный момент пропорционален механическому моменту импульса, и потому, в силу закона сохранения последнего, m=0. По той же причине магнитно-дипольное излучение отсутствует у всякой системы, состоящей из двух частиц.

***20.Торможение излучением. Радиационное трение для медленно движущихся зарядов.***Ускоренно движущаяся заряженная частица излучает электромагнитные волны, которые уносят энергию. Очевидно, что энергия частицы при этом убывает, т.е. происходит торможение частицы. Следовательно, на любой ускоренно движущийся заряженный объект должна действовать сила торможения. Очевидно, что эта сила действует на частицу со стороны электромагнитного поля, излученного самой частицей, т.е. в электродинамике возникает специфическое самодействие частицы. Найдем, опираясь на энергетические соображения, силу радиационного трения. Предположим, что заряд двигался ускоренно только в промежутке

времени t1 < t < t2: ν(t1) = ν(t2) = 0

Потеря энергии ∆ɛ зарядом может быть выражена как работа силы тормо-

женияfrad: . С другой стороны, ∆ɛ – это энергия, потраченная частицей на излучение. Считая скорость частицы много меньшей скорости света, v«c, воспользуемся формулой для интенсивности дипольного излучения и найдем энергию, излученную частицей на интервале времени от t1 до t2:

Сравнивая последние две формулы, видим, что закон сохранения энергии будет выполняться, если (1). Для учета реакции излучения необходимо добавить силу радиационного трения в правую часть уравнения движения частицы . (2) Вид силы радиационного торможения был установлен из нестрогих соображений. Применение более последовательных подходов либо тоже приводит к формуле (1), либо требует рассмотрения неизвестной и не описываемой классической электродинамикой внутренней структуры элементарной частицы. Лоренцева сила лучистого трения (1) описывает реакцию излучения не вполне удовлетворительным образом. Она повышает порядок уравнения движения, так как содержит третью производную от радиус-вектора. Это противоречит общей схеме классической механики, в которой предполагается, что уравнения движения должны иметь второй порядок по времени. Но в тех случаях, когда сила лучистого трения (2) входит в уравнение движения как малая добавка к внешним силам, она дает физически осмысленные результаты. Сформулируем условие малости frad по сравнениюс внешней электромагнитной силой . Из (2) в нулевом приближении по радиационной силе имеем . Таким образом, получаем приближенное выражение для радиационной силы:

, которое не содержит третьей производной по времени. Условие малости frad по сравнению с f приводит к неравенствам . (3) Если поле имеет частоту ω, то , поэтому первое неравенство в (3) дает . Вводя длину волны , перепишем его в виде:.

Таким образом, формула (1) для силы лучистого трения применима только в том случае, если длина падающей на заряд волны велика по сравнению с «радиусом» заряда r0. Второе неравенство в (2) приводит к условию: , т.е. необходимо также, чтобы само поле не было слишком велико.

***21.Естественная ширина линии излучения электромагнитных волн.***

Естественная ширина линии излучения:

– расстояние от частицы до начальной координаты.

*«-» -* поскольку энергия излучается.

Для оптического диапазона: уравнение движения:

Вместо подставим «-»:

– спектр:

к.с. – комплексно сопряженная величина.

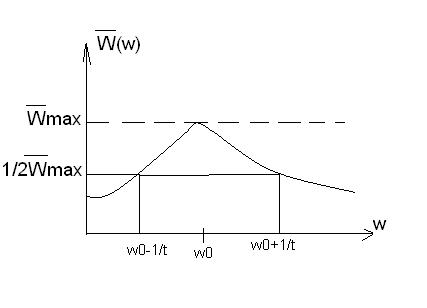
***22.23.Уширение линий излучения электромагнитных волн. Ударное уширение. Доплеровское уширение.***

Закон движения:

Где – среднее время между соударениями и в нормальных условиях:

– лоренцевский контур

Доплеровское уширение:



Полная энергия поступательного движения:

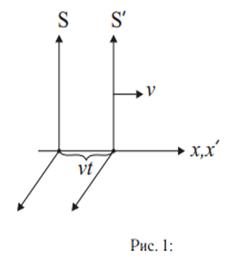
– распределение Гаусса

– ширина распределения Гаусса

**24.Принцип относительности Эйнштейна. Интервал**. Эйнштейном в 1905 году была сформулирована иная теория свойств пространства и времени, получившая название специальная теория относительности, которая основывается на двух постулатах: 1) При равных условиях все явления протекают одинаково в инерциальных системах отсчета -специальный принцип относительности.2) Во всех инерциальных системах отсчета скорость света имеет одно и то же значение равное c –принцип постоянства скорости света. Совокупность этих двух постулатов называется принципом относительности Эйнштейна. Из принципа относительности следует, очевидно, что скорость распространения взаимодействий одинакова во всех ИСО. Это значит, что в природе существует скорость, которая не изменяется при переходе от одной ИСО к другой. Отсюда можно заключить, что преобразования Галилея, которые приводят к классическому закону сложения скоростей ошибочны. Наряду с постулатами СТО принципиально важным для ее построения является введение релятивистской системы отсчета. В ньютоновской механике скорость распространения сигналов полагалась бесконечной, поэтому для построения системы отсчета было достаточно одних часов. В СТО учитывается конечность скорости распространения сигналов, поэтому одними часами в системе отсчета ограничиться нельзя. В СТО предполагают, что в любой точке, где определяется время наступления события, в принципе должны быть часы. В пределах одной ИСО устанавливается единое время с помощью синхронизации часов. Эйнштейном было предложено проводить синхронизацию часов с помощью световых сигналов. Из точки A в момент времени t1 испускается короткий световой сигнал. Установив на часах в точке B в момент прихода светового сигнала время t = t1+rAB=c (rAB — известное расстояние между A и B), синхронизируем часы в B с опорными часами в A. Эйнштейновская процедура синхронизации такова, что может быть проведена в любой ИСО. Итак, в релятивистскую систему отсчета входят система координат и набор закрепленных в этой системе синхронизированных часов. Принципы СТО требуют отказа от классических представлений об абсолютном характере времени. Их прямым следствием является относительность промежутков времени между событиями: утверждение, что между двумя данными событиями прошел определенный промежуток времени, приобретает смысл только тогда, когда указано, к какой системе отсчета это утверждение относится. В частности, события, одновременные в одной ИСО, будут не одновременными в другой системе. Для уяснения этого рассмотрим простой пример. Пусть поезд (система K0) движется равномерно и прямолинейно вдоль платформы (система K). В некоторый момент времени из середины поезда (точка A) в его начало (точка C) и конец (точка B) отправляются световые сигналы. Поскольку скорость распространения сигнала в системе K0, как и во всякой инерциальной системе, равна (в обоих направлениях) c, то сигналы достигнут равноудаленных от A точек B и C в один и тот же момент времени (в системе K0). Однако те же самые два события (приход сигнала в B и C) будут не одновременными для наблюдателя в системе K. Действительно, скорость сигналов относительно K согласно принципу относительности равна тому же c, и поскольку точка B движется (относительно системы K) навстречу посланному в нее сигналу, а точка C — по направлению от сигнала (посланного из A в C), то в системе K сигнал придет в точку B раньше, чем в точку C.

**25. Преобразования Лоренца.**

Из системы уравнений Максвелла вытекает, что электромагнитное поле распространяется со скоростью, которая получила название скорость света . Естественно возникает вопрос, в какой системе координат измеряется эта величина. Основываясь на принципах классической механики, в системе координат, которая движется относительно заданной системы с некоторой скоростью в направлении движения света, должен выполняться классический закон сложения скоростей и в этой движущейся системе скорость света должна быть . Однако проведенные экспериментальные исследования установили, что скорость света не зависит от скорости излучения источника. Кроме того на основе опыта и традиций классической механики необходимо было ответить на вопрос как, в какой среде передается электромагнитное излучение.

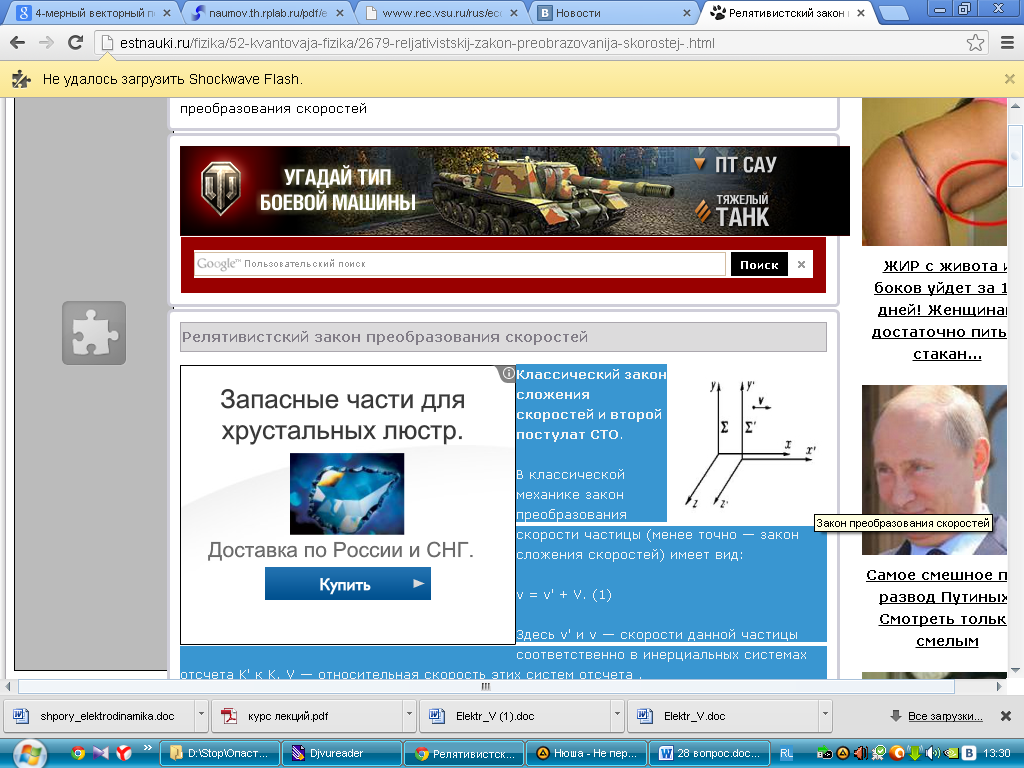
**Механическое толкование явлений, связанных с электромагнитным полем на первом этапе привело к понятию эфира, как механической среды и абсолютной, выделенной системы координат в которой распространяются поперечные электромагнитные волны. Исследования такой модели привели к необходимости приданию эфиру совершенно противоречивых свойств для объяснения различных физических явлений. Так, для объяснения явления абберации звезд, необходимо было считать, что эфир абсолютно не взаимодействует с обычным веществом и при движении вещества им не увлекается. Опыты Физо по измерению скорости света в движущейся жидкости показали, что если использовать понятие эфира, то при движении вещества (жидкости) эфир увлекается средой, но не полностью, а лишь частично, по определенному закону. Наконец, для объяснения опытов Майкельсона-Морли необходимо было предположить, что эфир полностью увлекается движущейся средой. В результате стало понятно, что понятие эфир не способно адекватно описывать наблюдаемые явления и требуется предложить иной подход рассмотрения явлений, связанных с электромагнитным полем, не основанный на первых принципах классической механики.

Принцип постоянства скорости света противоречит принципу относительности Галилея, и преобразования Галилея не могут обеспечить его выполнение. Отсюда возникает задача нахождения таких преобразований координат и времени двух инерциальных систем координат, движущихся с постоянной скоростью друг относительно друга, для которых выполняется второй постулат Эйнштейна. Такие преобразования были найдены Лоренцом и для простейшего случая, когда две системы координат расположены как указано на рисунке (1), движутся вдоль совпадающих осей x, x0 и в моменты времени t =0 = t0 начала отсчета этих систем координат совпадали, преобразования координат и времени имеют вид:

Соответственно обратные преобразования есть:

Как видно, в частном случае v << c, преобразования Лоренца переходят в преобразования Галилея. Кроме того эти преобразования указывают на неразрывную связь понятий, относящихся к геометрическим понятиям пространства и характеристик, определяющих последовательность смены явлений - времени.

**26. Преобразования скоростей врелятивисткой теории.**

В классической механике закон преобразования скорости частицы (менее точно — закон сложения скоростей) имеет вид:v = v' + V. (1)Здесь v' и v — скорости данной частицы соответственно в инерциальных системах отсчета K' к K, V — относительная скорость этих систем отсчета. Выражение (1) справедливо, если векторы v, v' и V имеют одинаковые направления (например, вдоль оси абсцисс). Постулат специальной теории относительности об абсолютной скорости требует, чтобы при v' = с было v = c (так как с — абсолютная для всех инерциальных систем отсчета величина). Но из соотношения (1) следует: если v' = с. то v = c + V c (при любом конечном значении V).Так как классический закон преобразования скорости противоречит второму постулату специальной теории относительности, то возникает задача нахождения нового закона преобразования скорости — релятивистского (от англ. relativity — относительность), т.е. согласующегося со специальной теорией относительности.Определим, каким может быть значение величины V — относительной скорости инерциальных систем от­счета. В реальном физическом мире наблюдаются различные скорости физических тел, с которыми можно связать инерциальные системы отсчета, причем в эксперименте не наблюдается движение тел со сверхсветовыми скоростями. Итак,V<c. (2) v' и v — скоростей частицы соответственно в инерциальных системах отсчета К' и К. В качестве гипотезы можно предположить, что для скорости частицы в какой-либо инерциальной системе отсчета, допустим в K, возможны три соотношения:v>c; v = c; v<c. Однако эксперименты и наблюдения подтверждают только соотношение v<c (движения атомов, молекул, тел со скоростями, меньшими световой) и равенство v = с (распространение электромагнитной волны, в частности света, в вакууме с абсолютной скоростью с). Частицы, которые двигались бы со сверхсветовой скоростью (т.е. случай v>c) современными экспериментами не обнаружены. Покажем: либо скорость частицы меньше абсолютной скорости во всех инерциальных системах отсчета, либо каждой из них равна ей. По второму постулату специальной теории относительности при v' = с в системе отсчета К' будет v = c: любой инерциальной системе отсчета К. Значит, если v'<с. то ни в какой иной системе отсчета К скорость частицы не станет равной абсолютной скорости с. А найдется ли система отсчета, где окажется v>c? Пусть в системе отсчета К' движутся две частицы в одном направлении: медленная частица, имеющая скорость v'<с, и быстрая частица с абсолютной скоростью с. Вторая частица догоняет первую и происходит событие — соударение частиц. Если допустить, что в системе отсчета К у первой частицы скорость v может оказаться больше скорости с, то соударение частиц произойти не может. А это означает, что событие зависит от выбора системы отсчета: оно происходило бы в одной инерциальной системе отсчета и не происходило бы в другой. Но это утверждение не согласуется с принципом относительности. Следовательно, не может быть v>c, если v'<с. Итак, класс частицы абсолютен:либо v<c при v'<с, (3)либо v = c при v' = c. (4) Соотношения (3) и (4), полученные как следствия постулатов специальной теории относительности, есть тe требования, которым должен удовлетворять искомый релятивистский закон преобразования скорости частицы.В левой части этого неравенства стоит величина с размерностью скорости, обладающая следующими свойствами: при v'<с ее значение согласно неравенству (5) также меньше с: при v' = с получим знак равенства. Наконец, при v'<<c и V<<c рассматриваемая величина превращается в классическое выражение v' + V, имеющее в соответствии с законом (1) смысл скорости v частицы в инерциальной системе отсчета К. Заметим, что формула (6) применима только в том случае, если все три вектора — v, v' и V— направлены по одной прямой. В общем случае этот закон имеет более сложный вид. Однако при любой форме записи закона (6) его сущность заключается в выражении идеи предельности постоянной с: при любых относительных скоростях инерциальных систем отсчета V<c нельзя путем перехода от одной из них к другой изменить скорость частицы так, чтобы изменилась ее принадлежность к соответствующему классу частиц.Данное теоретическое положение специальной теории относи­тельности подтверждается опытами. В реальном физическом мире к частицам первого класса, движущимся с абсолютной скоростью, относятся безмассовые частицы-фотоны и нейтрино; к частицам второго класса, скорость которых всегда меньше абсолютной, — элементарные массовые частицы (электроны, протоны, нейтроны и др.), атомы, молекулы, макроскопические тела.

**26. Релятивистский закон преобразования скоростей.**

Найдем формулы, связывающие скорости частицы в системах отсчета K и K0. Для этого запишем преобразования Лоренца в дифференциальном виде

Разделив первые три равенства га четвёртое и вводя обозначения для декартовых составляющих скоростей частицы в системе К

И в системе K’

Получим релятивистский закон преобразования скоростей

Легко убедиться в том, что сумма двух скоростей света, есть снова скорость, не большая скорости света. Так , а

Следует подчеркнуть , что при переходе в другую систему неизменной остаётся только величина скорости света, направление же её может изменяться. Результат (3) не означает, что в СТО никакие скорости не могут превышать скорости света. Скорость светового зайчика на экране, достаточно удаленном от источника, фазовая скорость волны, скорость разлета или сближения частиц в лабораторной системе и т.п. могут быть больше c. СТО утверждает лишь, что со сверхсветовыми скоростями невозможна передача информации и взаимодействий.

**27. Принцип наименьшего действия. Функция Лагранжа в релятивисткой теории.**

Механику, уравнения которой ковариантны относительно преобразований Лоренца, называют релятивистской. При ее построении прежде всего нужно описать движение свободной релятивистской частицы. При этом удобно исходить из принципа наименьшего действия. Согласно этому принципу любая механическая система характеризуется некоторой функцией от координат, скоростей и времени L(q; q; t \_ ), причем движение системы подчинено следующему условию. Пусть в моменты времени t1 и t2 система занимает определенные положения, характеризуемые набором координат q(1) и q(2).Тогда между этими положениями система движется таким образом, чтобы интеграл

имел наименьшее возможное значение. Функция называется функцией Лагранжа данной системы, а интеграл S — действием. Таким образом, действие стационарно на физических траекториях, из этого условия выводятся уравнения движения. Запишем действие релятивистской частицы как интеграл по траектории в четырехмерном пространстве, или, как говорят, интеграл по мировой линии (точки мировой линии определяют координаты частицы во все моменты времени):

В соответствии с принципом относительности потребуем, чтобы действие свободной релятивистской частицы не менялось при переходе от одной инерциальной системы отсчета к другой, т.е. чтобы S было инвариантной величиной. Для свободной частицы единственная инвариантная величина, характеризующая ее движение из точки a в точку b, — это интеграл

где α — инвариантная постоянная. Инвариантность бесконечно малого интервала

обсуждалась выше. Переписав выражение для интервала:

Следовательно:

Следовательно, функция Лагранжа:

Значение постоянной a определим из условия перехода (1) при в классическое выражение

При малых из (1) получаем:

Поскольку в классической функции Лагранжа постоянную (в данном случае ac) можно опустить, то:

И функция Лагранжа свободной релятивистской частицы есть

**28. Энергия и импульс в релятивистской теории.**

Из лагранжева метода в механике известно, что импульс частицы выражается через функцию Лагранжа по формуле:

Выполняя дифференцирование, находим:

Очевидно, что при малых скоростях υ << c из (1) получается нерелятивистское выражение для импульса: p = mv.Иногда формулу (1) записывают в виде, аналогичном нерелятивистскому: p = m’v, вводя массу движущегося тела:

в отличие от массы покоя m. Следует, однако, иметь в виду, что между силой, массой m’ и ускорением нет той связи, которая существует в классической механике. Действительно, сила, действующая на частицу, есть производная от импульса по времени. Пусть скорость частицы изменяется только по направлению, т.е. сила направлена перпендикулярно скорости. Учитывая, что |v |≡υ = const, нетрудно найти:

Если же скорость меняется только по величине: v/υ = const, т.е. сила направлена по скорости, то:

Мы видим, что в этих двух случаях отношение силы к ускорению различно.Энергией ε частицы называется величина

Подставляя сюда выражения для L и p, получим:

Эта важная формула показывает что в релятивистской механике энергия свободной частицы не обращается в ноль при υ = 0, а остается конечной величиной, равной

Энергию E0 называют энергией покоя, а формулу-формулой Эйнштейна.При малых скоростях (υ << c), разлагая (2) по степеням υ /c:

имеем, за вычетом энергии покоя, классическое выражение для кинетической энергии частицы. Напомним здесь, что в нерелятивистской механике энергия определена неоднозначно и постоянную mc2 в (4) можно опустить. Подчеркнем, что хотя выше говорилось о частице, ее элементарность нигде не использовалась. Поэтому полученные формулы применимы к сложному телу, состоящему из многих частиц, причем под m надо понимать полную массу тела, а под υ — скорость его движения как целого. В частности, формула (3) справедлива для любого покоящегося как целое тела.Энергия покоящегося тела содержит в себе помимо энергий покоя входящих в него частиц, также кинетическую энергию частиц и энергию их взаимодействия друг с другом:

Другими словами, энергия покоя тела не равна сумме энергий покоя его частей поэтому и масса тела не аддитивна

Таким образом, в релятивистской механике не имеет места закон сохранения массы: масса сложного тела не равна сумме масс его частей. Вместо этого имеет место только закон сохранения энергии, в которую включается также и энергия покоя частиц. Разность между массой связанной системы взаимодействующих частиц(тел) и суммой их масс в свободном состоянииназывается дефектом массы. Приведем примеры, иллюстрирующие величину изменения массы покоя при различных превращениях. Для импульса и энергии свободной частицы из

(1), (2) имеем:

Отсюда легко получить следующее релятивистское соотношение:

Поскольку энергия, выраженная через импульс, есть функция Гамильтона H, то:

При нерелятивистском движении υ << c и

т.е. за вычетом энергии покоя, получаем известное выражение нерелятивистской механики. Укажем еще одно соотношение между энергией и импульсом частицы, которое легко получить из (1), (2):

(6)Из (2) следует, что для частицы с ненулевой массой покоя, m ≠0, при стремлении скорости частицы к скорости света υ →c, энергия частицы возрастает до бесконечности E →к бесконечности. Очевидно, что такой результат показывает невозможность движения частицы с m ≠0 со скоростью света (частице нельзя сообщить бесконечную энергию). Если же частица имеет скорость υ = c,то ее масса равна нулю. Действительно, согласно (6) импульс и энергия такой частицы связаны соотношением :

и из (5) следует, что m = 0.

**29. 4-мерный векторный потенциал.**

**30.Энергия и импульс электромагнитного поля.** Рассмотрим систему одинаковых заряженных частиц, которые не взаимодействуют друг с другом. Энергия частиц в единичном объеме:

где  - концентрация частиц. Плотность потока энергии:

энергия, протекающая за единицу времени через единичную площадку, перпендикулярную вектору скорости в данной точке пространства в данный момент времени.Величины (1) и (2) подчиняются уравнению:

Уравнение непрерывности показывает, что энергия частиц в некотором определенном объеме  меняется за счет прихода частиц в данный объем или выхода из него. Пусть теперь данная система частиц находится в заданном электромагнитном поле. Кинетическая энергия частиц в этом случае меняется за счет действия на них электромагнитного поля (силы Лоренца). Уравн. непрерывности (3) в этом случае примет вид:

где в правой части стоит плотность мощности силы Лоренца. Уравн.(4) показывает, что механическая энергия частиц может переходить в энергию электромагнитного поля и, наоборот.

*Плотность энергии и плотность потока энергии электромагнитного поля*

Покажем, что из системы уравнений Максвелла можно получить аналог уравнения (4). Возьмем  и  из системы уравнений Максвелла и вычислим:

(5).Введем величины: (6)

 (7).В данных обозначениях уравнение (5) примет вид (8),аналогичный уравнению (4). Для выяснения физического смысла величин (6) и (7) сложим уравнения (4) и (8). В результате получим: .(9)

Данное уравнение отвечает закону сохранения некоторой физической величины, распределение которой в пространстве описывается функцией плотности . Поскольку  - плотность энергии частиц, то величину  следует трактовать как плотность энергии электромагнитного поля. Вектор , очевидно, представляет собой плотность потока энергии электромагнитного поля (вектор Пойнтинга). Уравнение непрерывности представляет собой закон сохранения энергии для системы частицы + поле.

Покажем это. Проинтегрируем уравнение (9) по всему пространству:

 .Движение частиц считаем финитным. Поэтому . Поля  убывают по модулю быстрее, чем . Следовательно, интеграл в правой части последнего уравнения равен нулю. Таким образом, . (10)-в левой части уравнения представляет собой полную энергию системы частицы + поле, которая, очевидно, сохраняется.

*Понятие об импульсе электромагнитного поля*

Рассмотрим релятивистскую частицу, которая обладает импульсом  и энергией . Связь между данными величинами определяется формулой

 (11)Для частиц в объеме : .Плотность импульса:

 . (12). Произведение  есть плотность потока энергии. В результате мы получаем: . (13)-является локальным уравнением (отнесенным к единице объема), которое связывает между собой импульс и энергию частиц.Данное уравнение может быть интерпретировано следующим образом: переносу энергии в пространстве отвечает некоторый импульс. Локальное соотношение между ними определяется формулой (13).Локальному соотношению удовлетворяет и электромагнитное поле. Плотность потока энергии электромагнитного поля есть вектор  (7). Следовательно, плотность импульса электромагнитного поля  .(14). Для системы частицы + поле справедлив закон сохранения импульса: полный импульс системы сохраняется:

. (15) На основе понятия об импульсе электромагнитного поля объясняется давление света (давление света будет рассмотрено при обсуждении электромагнитных волн).

***31.Уравнение движения заряженной релятивистской частицы в электромагнитном поле.***

Простейшим случаем движения релятивистских частиц является движение их в постоянных полях – электрическом и магнитном. Вместе с тем, движение заряженных частиц в электрическом и магнитном полях имеет очень большой практический интерес. Достаточно привести несколько примеров: изучение движения электронов в электрическом и магнитном полях позволило с большой точностью проверить релятивистское выражение для импульса; релятивистские формулы, определяющие закон движения частиц в электрическом и магнитном полях, представляют основу проектирования современных ускорителей ядерных частиц, позволяющих получать частицы релятивистских энергий. Изучение движения весьма быстрых частиц в камере Вильсона, помещенной в магнитное поле, служит для определения энергии (производимым, например, по создаваемой частицами ионизации) дает возможность определить массу частиц.

рассмотрим движение релятивистской частицы в постоянном во времени и однородном в пространстве электрическом поле **E**. Направление вектора **E** выберем за ось **x**. Уравнения движения имеют вид:

**dpx/dt = eEx,**

**dpy/dt = dpz/dt = 0,**

**dE/dt = eExvx= (eEx ) dx/dt.**

В качестве первого примера рассмотрим движение заряда в поперечном электрическом поле. Пусть в момент времени **t = 0** заряд находился в точке **x = 0**  и имел импульс **px = 0, py = p0, pz = 0**  и энергию:

**E0= .**

Это означает, что в начальный момент заряд двигался в направлении, перпендикулярном к полю. Интегрирование уравнений для компонент импульса в постоянном электрическом поле выполняется непосредственно и с учетом начальных условий дает:

***px =eExt, py = p0, pz = 0.***

Уравнение для энергии также интегрируется непосредственно:

***E = eExx + E0 .***

С другой стороны:

***E = = = .***Сравнивая два выражения для энергии, можем написать:

= ***eEx + E0 .***

Формулы для компонент импульса показывают, что движение является плоским и происходит в плоскости ***(xy)***. Для нахождения траектории можно составить отношение:

***px/py = mvx /***:***mvy / = vx /vy=dx/dy.*** Подставляя в это уравнение значение ***px/py*** получаем: ***dx/dy=eExt/p0 .*** Дальше исключим время, и получим: ***t = / ecEx .***

Подставляя это выражение в предыдущее, приходим к дифференциальному уравнению траектории:

***dx/dy= / cp0 .***

Интегрирование дает уравнение траектории***:***

***y/cp0 = = (1/eEx) arch(eExx/E0) ,***

***x = (E0/eEx)ch(eExy/cp0).***

Эта формула показывает, что в поперечном электрическом поле заряд движется по цепной линии. При ***v<<c*** можно написать :

***E0mc2; p0mv0*** и***x (mc2/eEx)ch(eExy/mv0c).***

***32.Преобразования Лоренца для векторов электромагнитного поля.***

Элементарным событием называется явление с нулевой пространственной протяженностью и нулевой длительностью. Каждое событие характеризуется тремя пространственными и одной временной координатой. В СТО элементарному событию сопоставляется 4- радиус-вектор . При переходе от одной ИСО к другой координаты 4-е вектора преобразуются в согласии с преобразованиями Лоренца: .

Пусть одна из систем движется относительно другой с постоянной скоростью  вдоль оси . В данном случае координаты события преобразуются в согласии с частными преобразованиями Лоренца:  , (6.1)

Или ** .** (6.2)

Из данных преобразований следует, что квадрат 4- радиус-вектора является инвариантом относительно данных преобразований, т.е.

 . (6.3)

Введем следующие определения.

4-е тензор нулевого ранга по определению содержит в себе одну компоненту, которая не меняется при преобразованиях Лоренцах:

,

т.е. является инвариантом преобразований Лоренца. Тензор нулевого ранга называется скаляром. Примеры: электрический заряд, масса частицы.

4-е тензор первого ранга по определению содержит 4-е компоненты, которые преобразуются согласно преобразованиям Лоренца (6.2). Тензор первого ранга называется 4-е вектором. Примеры 4-е векторов: 4-е радиус-вектор  ,

4-е скорость

 ,

4-е импульс

 .

4-е тензор второго ранга содержит 16 компонент. Его компоненты  преобразуются как последовательное преобразование соответствующих компонент 4-е вектора:

 . (6.4)

В дальнейшем мы будем иметь дело только с антисимметричным тензором электромагнитного поля. Его компоненты удовлетворяют условию

 . (6.5)

Таким образом, 4-е диагональные элемента тензора равны нулю, а остальные компоненты попарно связаны соотношением (6.5). Антисимметричный тензор имеет шесть независимых компонент. Рассмотрим их преобразование.

Так из закона преобразований (6.4) следует, что компонента  преобразуется по закону преобразования компоненты  4-е радиус-вектора:

 ,

т.е.  . (6.6)

Компонента . (6.7)

Это следует из того, что согласно формулам (6.2) первые две компоненты 4-е радиус-вектора не меняются. Преобразование компоненты  определяется формулой (6.6). Преобразование компонент  получаются аналогичным образом:

 ,  ,  . (6.8)

Рассмотрим преобразование компоненты :



.

***33.Тензор электромагнитного поля.***

Введем в рассмотрение 4-е тензор

 (7.14)

с компонентами

 . (7.15)

Здесь , , и  - компоненты 4-е вектора . Данный тензор является антисимметричным тензором:. Для его полного определения достаточно найти шесть независимых компонент. Вычислим компоненту :

 .

Аналогично находим: , .

Вычислим :

.

Аналогично находим: .

Объединяя полученные результаты и используя антисимметричность тензора, окончательно найдем:

 . (7.16)

Тензор (7.16) называется тензором электромагнитного поля.

***34. Уравнения Максвелла в 4-мерном виде.***

Уравнения Максвелла можно представить в релятивистски-ковариантной форме следующим образом:

 . (8.1)

Покажем это. Первая система уравнений содержит 4-е уравнения, отвечающие четырем значениям . Пусть :

 ,

 .

Таким образом, получаем первое уравнение системы (3.7). При данном выводе использованы формулы для 4-тока и элементов тензора электромагнитного поля.

Пусть теперь :

 .

Аналогично вычисляются выражения при значениях . Объединяя данные результаты, получаем четвертое уравнение системы (3.7):

 .

Рассмотрим систему (2) из (8.1). При этом следует рассматривать только случаи, когда . Все остальные случаи удовлетворяются тождественно в силу антисимметричности тензора поля. Пусть:

,

.

Получено третье уравнение системы (3.7).

Пусть теперь :

.

Аналогично получаем еще два выражения при значениях  и . Объединяя данные результаты, приходим ко второй формуле системы (3.7):

 .

Таким образом, система уравнений Максвелла (3.7) может быть представлена в релятивистски-ковариантной форме (8.1).

**35.Понятие сплошной среды в электродинамике. Микроскопические уравнения Максвелла.**

Сплошна́я среда́ — механическая система, обладающая бесконечным числом внутренних степеней свободы. Её движение в пространстве, в отличие от других механических систем, описывается не координатами и скоростями отдельных частиц, а скалярным полем плотности и векторным полем скоростей. В зависимости от задач, к этим полям могут добавляться поля других физических величин (концентрация, температура, поляризованность и др.)

Если плотность сплошной среды постулируется равной константе, то такая сплошная среда называется несжимаемой.

Сплошная среда — часто и успешно используемая в физике сплошных сред модель для более-менее однородных систем с очень большим числом частиц (то есть степеней свободы). Так, теория упругости, гидро- и аэродинамика, физика плазмы формулируются именно для сплошной среды.

Электромагнитные характеристики сплошной среды

Электрические и магнитные свойства сплошной среды описываются тензором диэлектрической проницаемости , тензором магнитной проницаемости и тензором удельной проводимости , среды, причём все эти величины могут зависеть от координат и от времени.

Для стационарных явлений, тензоры диэлектрической и магнитной проницаемости влияют на вид линий напряжённости электрического и магнитного полей в среде, а тензор удельной проводимости - на направление течения тока под действием внешних сил.

При рассмотрении нестационарных явлений полезно вместо ввести их фурье-образы . Именно эти характеристики среды будут «чувствоваться» плоской электромагнитной волной с частотой w, распространяющейся в среде.

Электро- и магнитооптические явления

Как правило, величины имеют несимметричный профиль в зависимости от времени. Это приводит к тому, что их фурье-образы становятся комплексными величинами. Физически это приводит к тому, что электромагнитная волна, распространяющаяся в среде, экспоненциально затухает.

Все описанные выше тензоры могут изменяться под действием внешних электрических и магнитных полей, что приводит к разнообразным электрооптическим и магнитооптическим эффектам.

Например, некоторые изотропные среды (ферромагнетики, плазма) при наложении внешнего магнитного поля ведут себя анизотропно - появляются недиагональные компоненты тензоров магнитной и диэлектрической проницаемости. При продольном распространении электромагнитной волны, когда направление распространения волны параллельно направлению магнитных силовых линий внешнего поля, наблюдается эффект Фарадея. Он заключается в том, что электромагнитные волны с правой и левой круговой поляризацией распространяются в среде с разной скоростью. Как результат, в случае линейно поляризованной распространяющейся волны, которая может быть представлена суперпозицией двух волн с круговой поляризацией противоположного направления вращения, плоскость поляризации волны вращается по мере распространения в среде.

Другой широко известный эффект, также связанный с появлением недиагональных элементов тензора, заключается в возникновении двойного лучепреломления среды при наложении постоянного электрического поля и носит название эффекта Керра.

**Микроскопические уравнения Максвелла**

ẽ (, t), ĥ (,t). divẽ=4, div ĥ=0, rotẽ=, rot ĥ=, , ĵ=

div(rot ĥ)=*,* 0=, 0=,

***36.Материальные уравнения. Уравнение непрерывности заряда.***

Материальные уравнения записываются в виде:

Отметим неоднозначность в определении вспомогательных векторов и . Они связаны следующим соотношением:

Отсюда видно, что преобразование:

не меняет индуцированные заряды и токи. Поэтому выбор вспомогательных векторов неоднозначен. Можно показать, что вспомогательный вектор есть дипольный момент единицы объема. Сложнее обстоит дело с вспомогательным вектором. При:

или при:

вектор имеет смысл магнитного момента единицы объема. Но, в общем, это не так. Эту неоднозначность можно использовать следующим образом (что чаще всего делают при рассмотрении высокочастотных явлений). Выберем:

При этом требуется единственное материальное уравнение:

Основным свойством среды является ее непрерывность. Количественно непрерывность определяется объемной плотностью среды:

под которой понимается отношение физической величины Q , к занимаемому ею объёму V. Неопределенность уравнения (24) заключается в том, что пока не определено, что следует понимать под величиной Q. Уравнение непрерывности. Классический вид уравнения непрерывности выглядит так:

v − скорость потока среды в данной точке. В общем случае невозможно понять, что скрывается под величиной Q в обобщенном уравнении (24) для объемной плотности среды. Q - "количество вещества". Уравнение непрерывности в электрической непроточной системе. Для уединенного проводника, как электрической непроточной системы, уравнение непрерывности записывается в виде уравнения:

где вектор плотности тока зарядки уединенного проводника j должен в соответствии с векторным анализом определяться уравнением:

в котором векторная величина i является электрическим током или потоком электрических зарядов через элементарную площадку dS контрольной поверхности уединенного проводника. Электрический ток i, в свою очередь, определяется уравнением:

в котором q − количество электрических зарядов, а n − орт направления упорядоченного движения электрических зарядов, перпендикулярный контрольной поверхности. Однако в современной физике, как показывается на странице, посвященной электрическому току, применяют другое определяющее уравнение:

в котором скалярная величина называется силой тока или количеством электрических зарядов, проходящих через элементарную площадку dS. Но физическая величина имеет иное физическое содержание, она является скоростью изменения количества зарядов в уединенном проводнике, и не отражает направленное движение потока электронов. В современной физике вместо того, чтобы признать электрический ток i реальной векторной величиной, в определяющие уравнения вводят абстрактный псевдовектор площадки dS = (dS n) и приходят к такому определяющему уравнению для силы тока:

В результате сила тока i становится потоком вектора плотности тока j.

Анализ размерностей уравнения (26) приводит к тому, что размерность (div j) соответствует размерности объёмной плотности электрического тока, а размерность ρ соответствует размерности объёмной плотности электрического заряда. Так что в уравнении (26) под величиной Q в уравнении (23) подразумевается количество электрических зарядов.

***37. Разложение плотности тока на мультиполи.***

Рассмотрим систему зарядом, сосредоточенную в некоторой области V, т. е. предположим, что только внутри V. Пусть область V конечна и может быть включена в некоторый шар радиуса а. Поместим начало координат О в центр этого шара и введем обозначения: r – радиус-вектор точки наблюдения, - радиус-вектор произвольного заряда. Очевидно, что потенциал данной системы зарядов может быть вычислен по формуле:

Нас интересует поле на больших расстояниях от системы, т. е. . Поскольку на таких расстояниях , потенциал удовлетворяет уравнению Лапласа и поэтому представляет собой убывающую часть общего решения:

Такое представление потенциала называется мультипольным разложением, коэффициенты и – мультипольными моментами порядка (l, m) данной системы зарялов, а число – мультипольностью.

Потенциал -поля имеет вид:

и убывает при как . В частности, при l=0 (n=0), получаем поле одиночного заряда (монополя), при l=1 (n=2) – поле диполя, при l=2 (n=4) – поле квадруполя. Коэффициенты мультипольного разложения (19.2) зависят от характера распределения заряда .

***38. Усреднение величин, описывающих электромагнитное поле в сплошной среде.***

**Уравнения Максвелла для сплошных сред**

Обобщая опыт предшественников, Максвелл постулировал для описания электромагнитных свойств сплошных сред следующие уравнения [2]:

div = 0 ; rot = -

div = 4π ; rot = + (1.1)

В отличие от уравнений теории поля для микроскопических частиц, в сплошных средах необходимо ввести 2 вектора для описания электрической компоненты поля и 2 — для магнитной. Наряду с напряженностями E и H в теорию входят также электрическая индукция D и магнитная индукция B. Причина появления двух новых векторов заключается в возможном упорядочении микроскопических электрических дипольных моментов и микроскопических магнитных моментов частиц вещества. Для описания такого упорядочения введём вектора электрической поляризации P и намагниченности М,

= , = .

Здесь условные скобки означают усреднение по бесконечно-малому физическому объему.

**Вывод макроскопических уравнений Максвелла из микроскопических.**

Мы знаем, что всякая сплошная среда как конденсированная система состоит из большого числа молекул и атомов, которые формируются из положительно заряженных ядер и отрицательно заряженных электронов. Эти микроскопические заряды, число которых для сплошной среды велико (порядка числа АвогардоNA), порождают микроскопические электрическое и магнитное поле. Мы знаем также, что микроскопические уравнения Максвелла могут быть получены из принципа наименьшего действия и имеют вид:

div = 0 ; rot = -

div = 4π ; rot = + (1.5)

Здесь и есть микроскопические плотности заряда и тока, созданные микроскопическими зарядами электронов и атомных ядер. Число слагаемых в и велико, порядка , соответственно микроскопические напряженности и зависят от совокупности координат всех микроскопических зарядов. Очевидно, что микроскопическое описание сплошной среды избыточно.

В результате усреднение микроскопических уравнений (1.5) сводится к замене микроскопических величин на их средние:

div = 0 ; rot = - (1.7)

Сопоставляя первую пару уравнений (1.7) с макроскопическим (1.1), мы видим, что они совпадают при условии:

= , = .

***39. Вектор смещения. Вектор магнитной индукции.***

*Вектор магнитной индукции.*

Вектор  магнитной индукции (В) – аналог напряженности электрического поля. Основной силовой характеристикой маг­нитного поля является вектор магнитной индукции.

Модуль вектора магнитной индукции

Магнитная индукция  В зависит от I и **r**, где **r** — расстояние от проводника с током  до исследуемой точки. Если расстояние от проводника много меньше его длины (т. е. рассматривать модель бесконечно длинного проводника), то

где k — коэффициент пропорциональности. Подставляя эту формулу в уравнение для силы взаимодействия двух проводников с током, получим

Отсюда:

Таким образом, модуль вектора магнитной индукции  есть отношение максималь­ной силы, действующей со стороны магнитного поля на участок проводника с током, к произведению силы тока на длину этого участка.

*Вектор электрического смещения*

Главная задача электростатики – расчет электрических полей, то есть  в различных электрических аппаратах, кабелях, конденсаторах, и т.д. Эти расчеты сами по себе не просты, да еще наличие разного сорта диэлектриков и проводников еще более усложняют задачу.

      Для упрощения расчетов была введена новая векторная величина – вектор электрического смещения (электрическая индукция):

|  |
| --- |
|  |

      Из предыдущих рассуждений:

Отсюда:

|  |
| --- |
|  |

Таким образом, вектор  остается неизменным при переходе из одной среды в другую (рис. 4.10, б), и это облегчает расчет  . Зная   и ε, легко рассчитывать:

отсюда можно записать:

Где  – вектор поляризации, – диэлектрическая восприимчивость среды, характеризующая поляризацию единичного объема среды.

      Таким образом, вектор – есть сумма (линейная комбинация) двух векторов различной природы:  – главной характеристики поля и  – поляризации среды.

      В СГС:  поэтому в вакууме  и размерность у  и  одинакова.

    Для точечного заряда в вакууме :

      Для  имеет место принцип суперпозиции, как и для , т.е.

***40. Диэлектрическая проницаемость среды.***

Линейная зависимость D (индукция) от E (напряжённость) имеет вид:

Коэффициент называется диэлектрической проницаемостью вещества и является функцией его термодинамического состояния. Вместе с индукцией пропорциональна полю также и поляризация:

Величина называется коэффициентом поляризуемости вещества (или его диэлектрической восприимчивостью). Диэлектрическая проницаемость всегда больше единицы; поляризуемость всегда положительна. Поляризуемость разреженной среды (газ) можно считать пропорциональной её плотности.

Граничные условия:

на поверхности раздела двух изотропных диэлектриков принимают вид:

Таким образом, нормальная составляющая напряженности поля испытывает скачок, меняясь обратно пропорционально диэлектрическим проницаемостям соответствующих сред.

В однородном диэлектрике , следовательно, объёмная плотность зарядов в таком теле отсутствует, а поверхностная плотность будет отлична от нуля. Если диэлектрик не однороден, то имеет отличную от нуля объёмную плотность.

Если ввести потенциал электрического поля согласно:

то мы получим:

Это уравнение переходит в обычное уравнение Лапласа лишь в однородной диэлектрической среде. В кусочно-однородной диэлектрической среде данное уравнение сводится в каждом участке к уравнению Лапласа , так что диэлектрические проницаемости входят в решение задачи только через посредство условий:

(условие непрерывности тангенциальных производных потенциала эквивалентно условию непрерывности самого ). Но эти условия содержат лишь отношение диэлектрических проницаемостей двух соприкасающихся сред. Поэтому, в частности, электростатические задачи для диэлектрического тела с проницаемостью , окруженного средой с проницаемостью , сводятся к такой же задаче как и для тела с проницаемостью , находящегося в пустоте.

***41.Волновое уравнение для электромагнитного поля в сплошной среде. Поглощение и усиление электромагнитных волн.***

Если возбудить с помощью колеблющихся зарядов переменное электромагнитное поле, то в окружающем заряды пространстве возникает последовательность взаимных превращений электрического и магнитного полей, распространяющихся от точки к точке. Этот процесс периодический во времени и пространстве-представляет собой волную. Покажем, что существование электромагнитных волн вытекает из уравнений Максвела. В случае однородной нейтральной**(**непроводящей **(j=0)** среды с постоянными проницаемостями

**B/t=0H/t,**

**B=0H, D/t= 0**

**E/t, D=0E.**

Поэтому можно записать:

**= - 0 H/t,**

**H=0, = 0**

**E/t, E=0.**

Возьмем ротор от обеих частей уравнения

**= - 0 H/t : = - 0**.

Символ означает дифференцирование по координатам. Изменение последовательности дифференцирования по координатам и времени приводит к равенству:

**=**  .

Произведя в предпоследнем уравнении такую замену и подставив в получившееся уравнение значение для ротора **H**, получим**:**

**00 2E/t2**.

Известно, что:

**.**

В силу того что **E=0** первый член этого выражения равен нулю. Поэтому левая часть полученной формулы представляет собой **-** . Таким образом, опустив слева и справа знак минус, приходим к уравнению**: = 00 2E/t2. Учтем что 00 = 1/c2**. Поэтому уравнению можно придать вид**: = (/c2)2E/t2**. Раскрыв оператор Лапласа получи**: 2E/2 + 2E/y2 + 2E/z2 = (/c2)2E/t2**. Взяв ротор от обеих частей уравнения  **= 0E/t** и произведя аналогичные преобразования, придем к уравнению:**2H/x2 + 2H/2 + 2H/2 = = (/c2)2H/t2.** Два последние уравнения неразрывно связаны друг с другом, так как они получены из уравнений, каждое из которых содержит и **E**, и **H**. Два последние уравнения представляют собой типичные волновые уравнения. Всякая функция, удовлетворяющая такому уравнению, описывает некоторую волну, причем корень квадратный из величины, обратной коэффициенту при производной по времени, дает фазовую скорость этой волны. Следовательно эти уравнения указывают на то, что электромагнитные поля могут существовать в виде электромагнитных волн, фазовая скорость которых равна**: .** В вакууме (т.е. при ) скорость электромагнитных волн совпадает со скоростью света в пустоте **c**.

***42. Диэлектрическая проницаемость газов***

Газообразные вещества характеризуются весьма малыми плотностями вследствие больших расстояний между молекулами. Благодаря этому поляризация всех газов незначительна и диэлектрическая проницаемость их близка к единице. Поляризация газа может быть чисто электронной или дипольной, если молекулы газа полярны, однако и в этом случае основное значение имеет электронная поляризация. Поляризация различных газов тем больше, чем больше радиус молекулы газа, и численно близка к квадрату коэффициента преломления для этого газа.

Зависимость газа от температуры и давления определяется числом молекул в единице объема газа, которое пропорционально давлению и обратно пропорционально абсолютной температуре.

У воздуха в нормальных условиях *e*=1,0006, а ее температурный коэффициент имеет значение около 2.10-6К-1.

Диэлектрическую проницаемость газов очень просто рассчитать по формуле e= 1+n(a+m2/3kT)/e0, где n- число молекул с поляризуемостью aи дипольным моментом m в единице объема. Обычно значение e близко к 1, отличие от единицы можно обнаружить в 3-4 знаке после запятой. Причина этого - малое число молекул в газовой фазе n.

Электропроводность газов обычно не хуже 10-13См/м, причем, как было показано во второй лекции, основным фактором вызывающим проводимость в не очень сильных полях, является ионизирующее излучение. Вольт-амперная характеристика имеет три характерные зоны - омическое поведение, насыщение, экспоненциальный рост. Диэлектрические потери незначительны и их стоит учитывать только в третьей области.

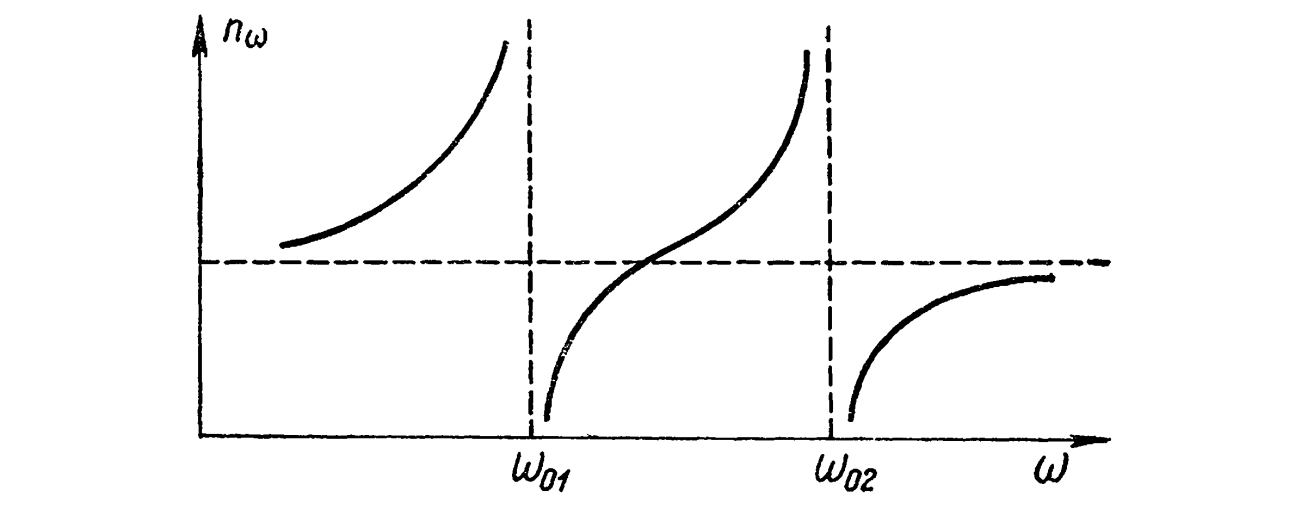
Электрическая прочность у газов, сравнительно с прочностью жидкостей и твердых диэлектриков, невелика и сильно зависит как от внешних условий, так и от природы газа. Обычно пробивные характеристики разных газов сопоставляют при нормальных условиях (н.у.). Эти условия - давление 1 атм, температура 20 °С, электроды, создающие однородное поле, площадью 1 см2, межэлектродный зазор 1 см. Воздух при н.у. имеет электрическую прочность 30 кВ/см. Коэффициент ***к***, показывающий отношение электрической прочности газа к электрической прочности воздуха составляет для некоторых газов, используемых в технике: водород - ***к*** = 0.5, гелий - ***к*** = 0.2, элегаз ***к*** = 2.9, фреон-12 - ***к***= 2.4, перфторированные углеводородные газы ***к***  = (4-10),.

***43.Нормальная дисперсия электромагнитных волн.***

Нормальная дисперсия в оптической области. В оптической области:

Поэтому можно считать . Тогда:

Она получена в предположении, что имеется N электронов в единице объёма с собственной частотой колебаний . Но не все электроны в атоме удерживаются в положении равновесия одинаковыми упругими силами и, следовательно, не все они имеют одинаковые частоты собственных колебаний. Обозначим число электронов в единице объёма, собственная частота колебания которых . Тогда формулу (56.14) можно обобщить.



На рисунке представленна дисперсионная кривая. Во всей прозрачной области показатель преломления растет с увеличением частоты. Для малых частот (формула (56.16) дает статистическое значение показателя преломления:

Для очень больших частот показатель преломления стремится к единице, оставаясь меньше, поскольку:

Если показатель преломления близко к единице, что имеет место для достаточно разреженных газов (, то из (56.15) находим:

Все члены в сумме (56.16) отрицательны. Это означает, что для очень коротковолнового излучения диэлектрик является оптически менее плотной средой, чем вакуум, так что может наблюдаться полное отражение. Оно наблюдается для рентгеновского излучения. Для жёсткого рентгеновского излучения ( формула (56.16) принимает вид:

Таким образом, в этом случае характер связи электронов в атоме не играет никакой роли, а показатель преломления определяется лишь общим числом электронов.

**44. Рассеяние электромагнитных волн. Рассеяние Рэлея. Рассеяние Томсона.Рассе́яниесве́та** — [рассеяние](http://ru.wikipedia.org/wiki/%D0%A0%D0%B0%D1%81%D1%81%D0%B5%D1%8F%D0%BD%D0%B8%D0%B5) [электромагнитных волн](http://ru.wikipedia.org/wiki/%D0%AD%D0%BB%D0%B5%D0%BA%D1%82%D1%80%D0%BE%D0%BC%D0%B0%D0%B3%D0%BD%D0%B8%D1%82%D0%BD%D0%BE%D0%B5_%D0%B8%D0%B7%D0%BB%D1%83%D1%87%D0%B5%D0%BD%D0%B8%D0%B5) видимого диапазона при их взаимодействии с веществом. При этом происходит изменение пространственного распределения, [частоты](http://ru.wikipedia.org/wiki/%D0%A7%D0%B0%D1%81%D1%82%D0%BE%D1%82%D0%B0), [поляризации](http://ru.wikipedia.org/wiki/%D0%9F%D0%BE%D0%BB%D1%8F%D1%80%D0%B8%D0%B7%D0%B0%D1%86%D0%B8%D1%8F_%D1%8D%D0%BB%D0%B5%D0%BA%D1%82%D1%80%D0%BE%D0%BC%D0%B0%D0%B3%D0%BD%D0%B8%D1%82%D0%BD%D1%8B%D1%85_%D0%B2%D0%BE%D0%BB%D0%BD) оптического излучения, хотя часто под рассеянием понимается только преобразование углового распределения светового потока.Пусть \omega и \omega^\prime — частоты падающего и рассеянного света. Тогда:если \omega = \omega^\prime — упругое рассеяние, если \omega\ne\omega^\prime — неупругое рассеяние, \omega >\omega^\prime — стоксово рассеяние, \omega <\omega^\prime — антистоксово рассеяние. Рассеиваемый свет даёт информацию о структуре и динамике материала.Виды рассеяния, свойственные для света:

[Рассеяние Рэлея](http://ru.wikipedia.org/wiki/%D0%A0%D0%B0%D1%81%D1%81%D0%B5%D1%8F%D0%BD%D0%B8%D0%B5_%D0%A0%D1%8D%D0%BB%D0%B5%D1%8F) — упругое рассеяние на малых частицах, размером много меньше длины волны.

[Рассеяние Ми](http://ru.wikipedia.org/wiki/%D0%A0%D0%B0%D1%81%D1%81%D0%B5%D1%8F%D0%BD%D0%B8%D0%B5_%D0%9C%D0%B8) — упругое рассеяние на крупных частицах.

[Рассеяние Мандельштама — Бриллюэна](http://ru.wikipedia.org/wiki/%D0%A0%D0%B0%D1%81%D1%81%D0%B5%D1%8F%D0%BD%D0%B8%D0%B5_%D0%9C%D0%B0%D0%BD%D0%B4%D0%B5%D0%BB%D1%8C%D1%88%D1%82%D0%B0%D0%BC%D0%B0_%E2%80%94_%D0%91%D1%80%D0%B8%D0%BB%D0%BB%D1%8E%D1%8D%D0%BD%D0%B0) — неупругое рассеяние на колебаниях решётки.

[Рассеяние Рамана](http://ru.wikipedia.org/wiki/%D0%A0%D0%B0%D1%81%D1%81%D0%B5%D1%8F%D0%BD%D0%B8%D0%B5_%D0%A0%D0%B0%D0%BC%D0%B0%D0%BD%D0%B0) — неупругое рассеяние на атомных колебаниях в молекуле.

[Рассеяние Тиндаля](http://ru.wikipedia.org/wiki/%D0%A0%D0%B0%D1%81%D1%81%D0%B5%D1%8F%D0%BD%D0%B8%D0%B5_%D0%A2%D0%B8%D0%BD%D0%B4%D0%B0%D0%BB%D1%8F) — упругое рассеяние света неоднородными средами.

**Томсоновское рассеяние** — упругое [(рэлеевское) рассеяние](http://ru.wikipedia.org/wiki/%D0%A0%D1%8D%D0%BB%D0%B5%D0%B5%D0%B2%D1%81%D0%BA%D0%BE%D0%B5_%D1%80%D0%B0%D1%81%D1%81%D0%B5%D1%8F%D0%BD%D0%B8%D0%B5) [электромагнитного излучения](http://ru.wikipedia.org/wiki/%D0%AD%D0%BB%D0%B5%D0%BA%D1%82%D1%80%D0%BE%D0%BC%D0%B0%D0%B3%D0%BD%D0%B8%D1%82%D0%BD%D0%BE%D0%B5_%D0%B8%D0%B7%D0%BB%D1%83%D1%87%D0%B5%D0%BD%D0%B8%D0%B5) на заряженных [частицах](http://ru.wikipedia.org/wiki/%D0%AD%D0%BB%D0%B5%D0%BC%D0%B5%D0%BD%D1%82%D0%B0%D1%80%D0%BD%D0%B0%D1%8F_%D1%87%D0%B0%D1%81%D1%82%D0%B8%D1%86%D0%B0). [Электрическое](http://ru.wikipedia.org/wiki/%D0%AD%D0%BB%D0%B5%D0%BA%D1%82%D1%80%D0%B8%D1%87%D0%B5%D1%81%D0%BA%D0%BE%D0%B5_%D0%BF%D0%BE%D0%BB%D0%B5) и [магнитное](http://ru.wikipedia.org/wiki/%D0%9C%D0%B0%D0%B3%D0%BD%D0%B8%D1%82%D0%BD%D0%BE%D0%B5_%D0%BF%D0%BE%D0%BB%D0%B5) поля падающей [волны](http://ru.wikipedia.org/wiki/%D0%92%D0%BE%D0%BB%D0%BD%D0%B0) ускоряют заряженную частицу. Ускоренно движущаяся заряженная частица излучает [электромагнитные волны](http://ru.wikipedia.org/wiki/%D0%AD%D0%BB%D0%B5%D0%BA%D1%82%D1%80%D0%BE%D0%BC%D0%B0%D0%B3%D0%BD%D0%B8%D1%82%D0%BD%D0%BE%D0%B5_%D0%B8%D0%B7%D0%BB%D1%83%D1%87%D0%B5%D0%BD%D0%B8%D0%B5). Таким образом [энергия](http://ru.wikipedia.org/wiki/%D0%AD%D0%BD%D0%B5%D1%80%D0%B3%D0%B8%D1%8F) падающей волны частично переходит в энергию рассеянной волны — происходит рассеяние. Данный тип рассеяния был объяснён английским физиком [Дж. Дж. Томсоном](http://ru.wikipedia.org/wiki/%D0%A2%D0%BE%D0%BC%D1%81%D0%BE%D0%BD,_%D0%94%D0%B6%D0%BE%D0%B7%D0%B5%D1%84_%D0%94%D0%B6%D0%BE%D0%BD). [Сечение](http://ru.wikipedia.org/wiki/%D0%AD%D1%84%D1%84%D0%B5%D0%BA%D1%82%D0%B8%D0%B2%D0%BD%D0%BE%D0%B5_%D0%BF%D0%BE%D0%BF%D0%B5%D1%80%D0%B5%D1%87%D0%BD%D0%BE%D0%B5_%D1%81%D0%B5%D1%87%D0%B5%D0%BD%D0%B8%D0%B5) рассеяния не зависит от [частоты](http://ru.wikipedia.org/wiki/%D0%A7%D0%B0%D1%81%D1%82%D0%BE%D1%82%D0%B0) электромагнитной волны и одинаково для рассеяния вперёд и назад. Частота рассеянного излучения равна частоте падающего излучения.

В [нерелятивистском](http://ru.wikipedia.org/wiki/%D0%A1%D0%BF%D0%B5%D1%86%D0%B8%D0%B0%D0%BB%D1%8C%D0%BD%D0%B0%D1%8F_%D1%82%D0%B5%D0%BE%D1%80%D0%B8%D1%8F_%D0%BE%D1%82%D0%BD%D0%BE%D1%81%D0%B8%D1%82%D0%B5%D0%BB%D1%8C%D0%BD%D0%BE%D1%81%D1%82%D0%B8) приближении (скорость частицы много меньше скорости света) на частицу действует в основном электрическое поле падающей волны. При этом частица начинает колебаться в направлении электрического поля, излучая [дипольное](http://ru.wikipedia.org/wiki/%D0%94%D0%B8%D0%BF%D0%BE%D0%BB%D1%8C_(%D1%8D%D0%BB%D0%B5%D0%BA%D1%82%D1%80%D0%BE%D0%B4%D0%B8%D0%BD%D0%B0%D0%BC%D0%B8%D0%BA%D0%B0)) электромагнитное излучение. Ускоренно движущаяся частица излучает преимущественно в направлении, перпендикулярном [ускорению](http://ru.wikipedia.org/wiki/%D0%A3%D1%81%D0%BA%D0%BE%D1%80%D0%B5%D0%BD%D0%B8%D0%B5), причём излучение является [поляризованным](http://ru.wikipedia.org/wiki/%D0%9F%D0%BE%D0%BB%D1%8F%D1%80%D0%B8%D0%B7%D0%B0%D1%86%D0%B8%D1%8F_%D1%8D%D0%BB%D0%B5%D0%BA%D1%82%D1%80%D0%BE%D0%BC%D0%B0%D0%B3%D0%BD%D0%B8%D1%82%D0%BD%D1%8B%D1%85_%D0%B2%D0%BE%D0%BB%D0%BD) параллельно ускорению.

Интенсивность (спектральная плотность мощности, рассеянной единицей объёма в единицу времени в единичный [телесный угол](http://ru.wikipedia.org/wiki/%D0%A2%D0%B5%D0%BB%D0%B5%D1%81%D0%BD%D1%8B%D0%B9_%D1%83%D0%B3%D0%BE%D0%BB)) рассеянной волны описывается следующим уравнением (в системе СИ):

где  — плотность заряженных частиц,  — заряд частицы,  — масса частицы,  — спектральная плотность мощности падающего излучения, \varphi — угол между падающей волной и направлением наблюдения, \varepsilon_0 — диэлектрическая проницаемость [вакуума](http://ru.wikipedia.org/wiki/%D0%92%D0%B0%D0%BA%D1%83%D1%83%D0%BC).

Величина

 называется дифференциальным сечением рассеяния.

Величина 

 называется полным сечением рассеяния. Как следует из формулы, сечение рассеяния на протоне пренебрежимо мало по сравнению с сечением рассеяния на электроне (обратно пропорционально квадрату массы).

Для [электрона](http://ru.wikipedia.org/wiki/%D0%AD%D0%BB%D0%B5%D0%BA%D1%82%D1%80%D0%BE%D0%BD) *томсоновское сечение рассеяния* равно σт = 6,652·10−29 м² = 0,6652 [барн](http://ru.wikipedia.org/wiki/%D0%91%D0%B0%D1%80%D0%BD" \o "Барн).

Величина \frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0 m_ec^2}=2,8\times\,10^{-15}  м называется [*классическим радиусом электрона*](http://ru.wikipedia.org/wiki/%D0%9A%D0%BB%D0%B0%D1%81%D1%81%D0%B8%D1%87%D0%B5%D1%81%D0%BA%D0%B8%D0%B9_%D1%80%D0%B0%D0%B4%D0%B8%D1%83%D1%81_%D1%8D%D0%BB%D0%B5%D0%BA%D1%82%D1%80%D0%BE%D0%BD%D0%B0).

Рассеяние на электронах высокоэнергетических (рентгеновских и гамма) фотонов характеризуется изменением длины волны рассеянного излучения вследствие квантовых эффектов, то есть перестаёт быть томсоновским. Такое рассеяние с изменением длины волны получило название [эффекта Комптона](http://ru.wikipedia.org/wiki/%D0%AD%D1%84%D1%84%D0%B5%D0%BA%D1%82_%D0%9A%D0%BE%D0%BC%D0%BF%D1%82%D0%BE%D0%BD%D0%B0). Комптоновское рассеяние отличается от томсоновского не только изменением энергии рассеянного фотона, но и другим угловым распределением (в частности, комптоновское рассеяние происходит в основном вперёд, по направлению движения падающего фотона, тогда как томсоновское рассеяние вперёд и назад симметрично — как видно из формулы, сечение не зависит от знака угла θ). Однако в пределе нулевых частот дифференциальное сечение комптоновского рассеяния переходит в томсоновское.

**Релеевское рассеяние света** - рассеяние света в любой диспергирующей (слабопоглощающей)среде, обусловленное процессом просветления этой среды и *свидетельствующее* о том, что просветление произошло. Не следует релеевское рассеяние считать упругим рассеянием, потому что спектр рассеянного излучения, как правило, обогащается появлением стоксовых и антистоксовых компонент, смещенных относительно частоты падающего излучения на различные, несовпадающие между собой частотные сдвиги. И.Фабелинский, исследуя экспериментально процесс рассеяния, обнаружил такие спектральные компоненты, причем для различных сред сдвиги стоксовой и антистоксовой компонент также не совпадали между собой. В любой диспергирующей среде, представляющей собой ансамбль разночастотных осцилляторов с квазинепрерывным спектром поглощения (непропускания), излучение на начальном этапе при попадании в среду изменяет ее оптические свойства, просветляет ее, что обеспечивает прохождение части излучения вглубь среды без существенного изменения своих характеристик, за вычетом той части излучения, которое просветляет среду за счет взаимодействия с осцилляторами, собственная частота которых равна частоте падающего излучения, так и с осцилляторами, частоты которых сдвинуты в стоксову и антистоксову области спектра относительно частоты падающего на среду излучения, теряя при этом часть переносимой излучением энергии. Так как свойства среды ( показатель преломления) при этом изменяются, то часть падающего на среду излучения также вовлекается в процесс рассеяния, чем можно объяснить присутствие в рассеянном излучении несмещенной спектральной компоненты.

     Для рассеивания на осцилляторе массы *m*, с зарядом *q* и собственной частотой ν0 сечение рассеянияσ*R* пропорционально четвёртой степени частоты рассеиваемого света ν:

     Зависимость вывел британский физик [Джон Рэлей](https://sites.google.com/site/kolloidnaahimia/opticeskie-svojstva-dispersnyh-sistem-a-znau-kak-organizovat-lazernoe-sou/dzon-uilam-relej) в 1871 г.

     Сечение σ*R* зависит от угла рассеяния θ между направлениями падающей и рассеянной волн:

рассеянная волна линейно поляризована вдоль направления, перпендикулярного плоскости, проходящей через направления распространения падающей и рассеянной волн. При рассеянии на сферических частицах (неоднородностях) степень поляризации p для неполяризованного падающего света равна:

для рассеяния на удлинённых частицах на степень поляризации влияет и их ориентация.[1]

     Закон рассеяния света Рэлея объясняет, почему небо голубое, а закат красный.  Поскольку более короткие длины волн (голубые) преимущественно рассеиваются мелкими частицами в атмосфере под большими углами, голубой цвет доминирует в рассеянном свете, падающем сверху. Свет же заходящего солнца, если смотреть прямо на него, теряет голубизну из-за бокового рассеяния, и в нем доминируют более длинные волны (красные).[2]

***45.Поглощение электромагнитных волн в газах.***

Im(Ɛ)=,

,

=0

,

,

,

,

,

,

,

),

w=,

,

,

W==

**46.Аномальная дисперсия.** Аномальная диспе́рсия — вид дисперсии света, при которой показатель преломления среды уменьшается с увеличением частоты световых колебаний.

, где  — показатель преломления среды, ω— частота волны.

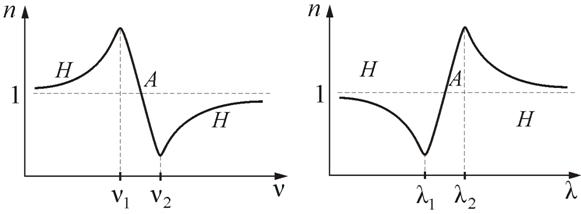
Согласно современным представлениям и нормальная, и аномальная дисперсии представляют собой явления единой природы. Эта точка зрения основывается на электромагнитной теории света, с одной стороны, и на электронной теории вещества, — с другой. Термин «аномальная дисперсия» сохраняет сегодня лишь исторический смысл, поскольку «нормальная дисперсия» — это дисперсия вдали от длин волн, при которых происходит поглощение света данным веществом, а «аномальная дисперсия» — это дисперсия в области полос поглощения света веществом. Аномальная дисперсия обусловлена взаимодействием света с заряженными частицами, входящими в состав вещества и совершающими вынужденные колебания в переменном электромагнитном поле волны. Для видимого света частота столь велика (ν~1015 Гц), что существенны лишь вынужденные колебания внешних (наиболее слабо связанных) электронов атомов, молекул или ионов. Эти электроны называют оптическими электронами. В процессе вынужденных колебаний оптических электронов в поле монохроматической волны с частотой ν периодически изменяются дипольные электрические моменты молекул и последние излучают вторичные электромагнитные волны той же частоты ν.

Итак, дисперсия света – это зависимость показателя преломления вещества от частоты световой волны . Эта зависимость не линейная и не монотонная. Области значения ν, в которых

dn/dν>0 или (dn/dλ<0)соответствуют нормальной дисперсии света (с ростом частоты ν показатель преломления n увеличивается).Нормальная дисперсия наблюдается у веществ, прозрачных для света. Например, обычное стекло прозрачно для видимого света, и в этой области частот наблюдается нормальная дисперсия света в стекле.

Дисперсия называется аномальной, если dn/dν<0 или (dn/dλ>0) т.е. с ростом частоты ν показатель преломления n уменьшается. Аномальная дисперсия наблюдается в областях частот, соответствующих полосам интенсивного поглощения света в данной среде. Например, у обычного стекла в инфракрасной и ультрафиолетовой частях спектра наблюдается аномальная дисперсия.

Зависимости nотν и λ показаны на рис



В зависимости от характера дисперсии групповая скорость u в веществе может быть как больше, так и меньше фазовой скорости υ (в недиспергирующей среде u=v).Групповая скорость u связана с циклической частотой ω и волновым числом k соотношением: u=dω/dk, ω=2∏ν, k=2∏/λ.

Таким образом, при нормальной дисперсии u<υ и dn/dν>0.

При аномальной дисперсии u > υ, и, в частности, если n+v (dn/dv)<1, то u > c.

В области частот, соответствующих аномальной дисперсии, групповая скорость не совпадает со скоростью сигнала, так как вследствие значительной дисперсии форма сигнала так быстро изменяется, что не имеет смысла говорить о групповой скорости.

**47.48.Диэлектрическая проницаемость металлов. Экранирование электростатического поля в металлах.**

ДИЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ ПРОНИЦАЕМОСТЬ - важнейшая эл--динамич. характеристика среды (газа, жидкости, твёрдого тела, нейтронного вещества), частицы к-рой обладают зарядом или магн. моментом; понятие Д. п. иногда распространяют и на непротяжённые системы (атом, ядро, нуклоны). Д. п. описывает как внутр. свойства среды (спектр возбуждений, взаимодействие частиц), так и результат воздействия на неё внеш. зарядов или токов (неупругое рассеяние заряж. частиц, прохождение эл--магн. волн).В простейшем статич. случае Д. п. (наз. также статич. Д. п.) показывает, во сколько раз уменьшится кулоновское взаимодействие зарядов, не испытывающих обратного влияния среды, при переносе их из вакуума в данную среду. Одновременно Д. п. связывает материальнымур-ниемэлектрич. индукцию D с напряжённостью E электрич. поля в среде. Проводниками называются вещества, по которым могут свободно перемещаться электрические заряды. Проводниками являются металлы, электролиты (растворы, проводящие ток) плазма. В металлах носителями зарядов являются свободные электроны, в электролитах – положительные и отрицательные ионы, в плазме – свободные электроны и ионы. У большинства металлов практически каждый атом теряет электрон и становится положительным ионом. Свободные электроны в металлах находятся в непрерывном беспорядочном движении. Не смотря на наличие внутри тела зарядов (свободных электронов и ионов), электрического поля внутри проводника нет. Отдельные заряженные частицы создают микроскопические поля.

**; ; ;**

( к.с. - комплексно сопряжённая величина)

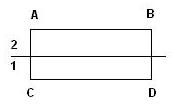
**=**

***; ; ;***

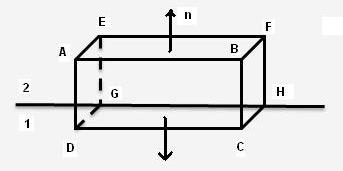
Экранирование электростатического поля в металлах. В технике проводной связи и радиотехнике важно уметь ограничить распространение в пространстве электрического и магнитного полей и, в особенности, защитить элементы электрических цепей, электронных устройств, электроизмерительных приборов и другого оборудования от помехонесущегополя.В этих и подобных им случаях область, в которую поле не должно проникать, экранируется при помощи металлической оболочки от области, где имеется поле. Если такой оболочкой окружить источник переменного электромагнитного поля, то можно исключить влияние его излучения на расположенные вне оболочки устройства. Подобные оболочки носят название электромагнитных экранов. Экранирующее действие экрана из немагнитного материала в переменном электромагнитном поле определяется наведенными в толще стенок экрана токами и возбужденным этими токами магнитным полем. Очевидно, экранирующее действие возрастает при увеличении частоты и толщины стенок экрана. При экранировании полей высокой частоты (радиочастоты) нет необходимости применять для экранов ферромагнитные материалы, которые нежелательны вследствие зависимости их магнитной проницаемости m от напряженности магнитного поля и явления гистерезиса. Обычно применяют экраны из хорошо проводящего материала, например, меди или алюминия.

**49.Граничные условия в электродинамике**

В качестве границы возьмем плоскость:

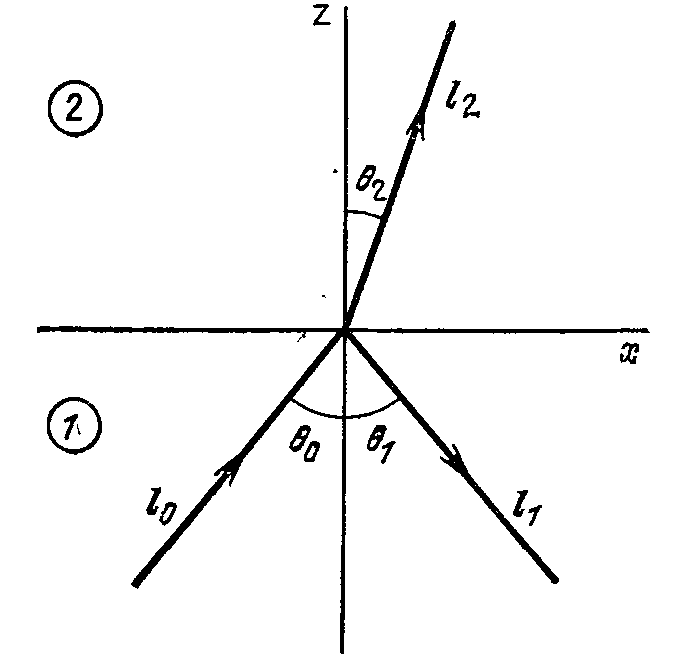


К левой части применим теорему Стокса:

**

**50.Отражение и преломление волн.**

Рассмотрим отражение, и преломление монохроматической плоской э/м волны на плоской границе раздела между однородными средами.



Если прозрачны обе среды,то законы отражения и преломления запишутся в виде:

Предположим, что Е0 перпендикулярно к плоскости падения ,то же будет относиться и к полям Е1 и Е2 в отраженной и преломленной волнах .Поле в среде 1 есть сумма полей падающей и отраженной волн ,мы получаем два уравнения:

Решение этих уравнений приводится в следующих формулах Френеля:

Если обе среды прозрачны,то с помощью (1) можно представить формулы в виде:

Когда Е лежит в плоскости падения;удобно производить вычисления для магнитного поля,перпендикулярного к плоскости падения,в результате получаются еще две формулы Френеля:

Если прозрачны обе среды,то можно представить в виде:

Коэффициент отражения R определяется как отношение среднего отраженного от поверхности потока энергии к падающему потоку:

При нормальном падении() коэффициент отражения записывается:

эта формула верна как для прозрачной, так и для отражающей среды.

Коэффициенты отражения при наклонном падении:

Индексы отмечают,когда поле Е перпендикулярно или параллельно плоскости падения.Если отражение происходит,от оптически более плотной среды,т.е ,то возрастание продолжается вплоть до (скользящее падение).Если отражающая среда оптически менее плотная,т.е. то оба коэффициента обращаются в 1 при угле падения, где определяется равенством:

И называется предельным углом полного отражения.При,угол преломления ,т.е. преломленная волна распространяется параллельно поверхности раздела.

Если

-явление полного отражения.

**51.Формулы Френеля для электромагнитной волны, поляризованной в плоскости**

**падения.**

Фо́рмулыФрене́ля определяют амплитуды и интенсивности преломлённой и отражённой электромагнитной волны при прохождении через плоскую границу раздела двух сред с разными показателями преломления. Названы в честь Огюста Френеля, французского физика, который их вывел. Отражение света, описываемое формулами Френеля, называется френелевским отражением.

Формулы Френеля справедливы в том случае, когда граница раздела двух сред гладкая, среды изотропны, угол отражения равняется углу падения, а угол преломления определяется законом Снеллиуса. В случае неровной поверхности, особенно когда характерные размеры неровностей одного порядка с длиной волны, большое значение имеет диффузное рассеяние света на поверхности.

При падении на плоскую границу различают две поляризации света. s-Поляризация — это поляризация света, для которой напряжённость электрического поля электромагнитной волны перпендикулярна плоскости падения (т.е. плоскости, в которой лежат и падающий, и отражённый луч). p-Поляризация — поляризация света, для которой вектор напряжённости электрического поля лежит в плоскости падения.

Формулы Френеля для s-поляризации и p-поляризации различаются. Поскольку свет с разными поляризациями по-разному отражается от поверхности, то отражённый свет всегда частично поляризован, даже если падающий свет неполяризован. Угол падения, при котором отражённый луч полностью поляризован, называется углом Брюстера; он зависит от отношения показателей преломления сред, образующих границу раздела.

p-Поляризация — поляризация света, для которой вектор напряжённости электрического поля лежит в плоскости падения.

где

— угол падения,

— угол преломления,

— магнитная проницаемость среды, из которой падает волна,

— — магнитная проницаемость среды, в которую волна проходит,

P— амплитуда волны, которая падает на границу раздела,

Q— амплитуда отражённой волны,

S— амплитуда преломлённой волны.

Коэффициент отражения:

Коэффициент пропускания:

**52.Формулы Френеля для электромагнитной волны, поляризованной перпендикулярно плоскости падения.**

Фо́рмулыФрене́ля определяют амплитуды и интенсивности преломлённой и отражённой электромагнитной волны при прохождении через плоскую границу раздела двух сред с разными показателями преломления. Названы в честь Огюста Френеля, французского физика, который их вывел. Отражение света, описываемое формулами Френеля, называется френелевским отражением.

Формулы Френеля справедливы в том случае, когда граница раздела двух сред гладкая, среды изотропны, угол отражения равняется углу падения, а угол преломления определяется законом Снеллиуса. В случае неровной поверхности, особенно когда характерные размеры неровностей одного порядка с длиной волны, большое значение имеет диффузное рассеяние света на поверхности.

При падении на плоскую границу различают две поляризации света. s-Поляризация — это поляризация света, для которой напряжённость электрического поля электромагнитной волны перпендикулярна плоскости падения (т.е. плоскости, в которой лежат и падающий, и отражённый луч). p-Поляризация — поляризация света, для которой вектор напряжённости электрического поля лежит в плоскости падения.

Формулы Френеля для s-поляризации и p-поляризации различаются. Поскольку свет с разными поляризациями по-разному отражается от поверхности, то отражённый свет всегда частично поляризован, даже если падающий свет неполяризован. Угол падения, при котором отражённый луч полностью поляризован, называется углом Брюстера; он зависит от отношения показателей преломления сред, образующих границу раздела.

**s-Поляризация** — это поляризация света, для которой вектор напряжённости электрического поля электромагнитной волны перпендикулярен плоскости падения (т.е. плоскости, в которой лежат и падающий, и отражённый луч).

— угол падения,

— угол преломления,

— магнитная проницаемость среды, из которой падает волна,

— — магнитная проницаемость среды, в которую волна проходит,

P— амплитуда волны, которая падает на границу раздела,

Q— амплитуда отражённой волны,

S— амплитуда преломлённой волны.

В оптическом диапазоне частот с хорошей точностью и выражения упрощаются до указанных после стрелок

Углы падения и преломления для связаны между собой законом Снеллиуса

Закон Снеллиуса (также Снелля или Снелла) описывает преломление света на границе двух прозрачных сред. Также применим и для описания преломления волн другой природы, например звуковых.

Отношение называется относительным показателем преломления двух сред.

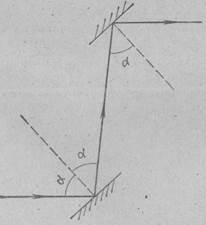
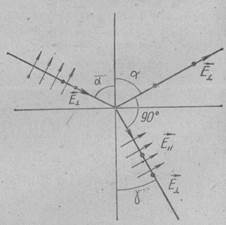
Коэффициент отражения:

Коэффициент пропускания:

Коэффициент пропускания не равен , так как волны одинаковой амплитуды в разных средах несут разную энергию.

**53.Явление Брюстера.**

Если отражать свет обычных источников от плоского диэлектрика, то отражение всегда имеет место. Но при двукратном отражении от двух пластин одинакового диэлектрика (рис. 7.3), причем углы падения на них должны быть одинаковыми, можно подобрать такой угол, что от первого диэлектрика свет отразится, а от второго, если плоскость падения на него перпендикулярна плоскости падения на первый диэлектрик, отражение полностью исчезнет. Это явление называют явлением Брюстера. Отражение света есть результат излучения молекулярных диполей диэлектрика, возбужденных световой электромагнитной волной. Допустим, что в падающей волне направление вектора беспорядочно и быстро меняется (это возможно, так как падающий свет есть совокупность последовательных беспорядочных актов излучения атомов светящегося тела). Тогда и диполи вещества приходят в беспорядочно ориентированные колебания, которые, однако, происходят обязательно перпендикулярно преломленному лучу, определяющему поведение молекул диэлектрика (рис. 7.4). Если угол α подобран так, что направление отраженного луча должно совпасть с нормалью к преломленному лучу, то отражение составляющей вектора , лежащей в плоскости падения, будет невозможно. В отраженном свете сохранится лишь составляющая вектора , нормальная плоскости падения, т. е. отраженный свет станет линейно (плоско)-поляризованным. Если теперь он попадает на второй такой же диэлектрик, причем его колебания лежат в плоскости падения, то отражение должно исчезнуть, что и наблюдается в действительности. При других положениях плоскости падения отражение существует (для наблюдения второй диэлектрик вращают вокруг луча, не меняя угла падения).

 7.3 7.4

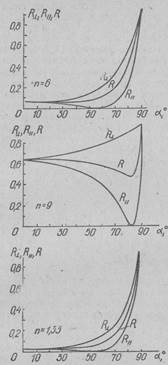
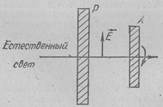
Необходимый для успеха опыта угол, называемый углом Брюстера, определяется из условия, что отраженный луч перпендикулярен преломленному. Из рисунка видно, что при этом^

и, следовательно, угол Брюстера удовлетворяет условию:

где — показатель преломления диэлектрика. Уже этого опыта достаточно для доказательства поперечности световых волн. Подчеркнем, что преломленный луч существует всегда. В главе 2 были введены формулы Френеля, определяющие коэффициенты отражения (по амплитуде) линейно-поляризованного света с электрическим вектором, параллельным () ИЛИ перпендикулярным () плоскости падения:

где — угол падения, — угол преломления.Коэффициенты отраженияпо энергиии равны квадратами .

Диэлектрик, позволяющий получить линейно-поляризованный свет, называется поляризатором. Тот же диэлектрик, использованный для анализа поляризации света, называется анализатором.

7.57.6

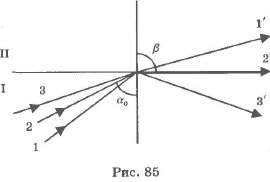
Опыт показывает, что интенсивность линейно-поляризованного света, получаемого при отражении, не зависит от пространственной ориентации плоскости падения. Поэтому приходится допустить, что среднее значение проекции вектора волны, излучаемой обычными источниками света, на два произвольных взаимно перпендикулярных направления одинаково. Очевидно, оно равно:

где — амплитуда вектора Е. Тогда интенсивность света для указанных направлений колебаний будет равна:

где — интенсивность падающего света. Это свойство следует рассматривать как определение полностью неполяризованного (естественного) света. Для такого света при произвольном угле падения коэффициент отражения по энергии равен:

На рисунке 7.5 изображены вычисленные (и превосходно подтверждаемые опытом) значения коэффициентов отражения и для двух сортов стекол в оптическом диапазоне (n= 1,33 и n=1,6) и для воды в сантиметровом диапазоне (n=9).

**54. Полное отражение.**

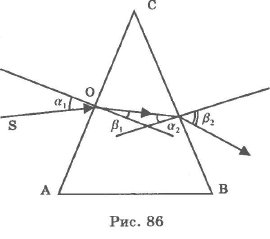
Рассмотрим прохождение света из среды оптически более плотной в среду менее плотную (рис. 85). При этом может наблюдаться явление, при котором луч, падающий на границу раздела двух сред, полностью отражается, не проникая во вторую среду. Это явление называется полным отражением.

Угол падения, при котором преломленный луч идет по границе раздела двух сред (угол преломления равен 90 °), называется предельным углом полного отражения:

Если второй средой является воздух, то

Ход лучей в призме.

Пусть на грань АС трехгранной призмы ABC падает луч SO. Так как этот луч переходит из среды оптически менее плотной в среду оптически более плотную, то угол преломления меньше угла падения, т. е. угол b1 < угла a1, поэтому луч приближается к перпендикуляру (рис. 86). При выходе из призмы луч света переходит из среды оптически более плотной в среду менее оптически плотную, следовательно, угол преломления угол b2 > угол a2. Поэтому луч света, проходя через трехграннуюпризму, отклоняется в сторону основания**.**

****