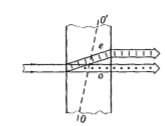
**Билет 16**

**1)** Помещаем в однородное магнитное поле (металлический) проводник выполненный в виде прямоугольного параллелепипеда так, чтобы силовые линии магнитного поля были направлены перпендикулярно одной из пар граней. Затем через вторую пару граней пропускаем электрический ток. Тогда между третьей парой граней появится напряжение. Это явление называется эффектом Холла или гальваномагнитным явлением. Напряжение Холла между гранями , где b-расстояние между гранями j- плотность тока. На электроны, движущиеся по параллелепипеду действует Fл, которая отклоняет их на одну из граней. Так образуется разность потенциалов. Когда перераспределение зарядов заканчивается, то . Отсюда => =>

**2)**



явление двойного лучепреломления заключается в том, что падающий на кристалл пучок света разделяется внутри кристалла на два пучка, распространяющиеся, вообще говоря, в разных направлениях и с разными скоростями. Существуют кристаллы одноосные и двуосные. У одноосных кристаллов один из преломленных пучков подчиняется обычному закону

преломления (). Его называют обыкновенным и обозначают буквой или индексом о. Другой пучок необыкновенный (е), он не подчиняется обычному закону преломления, и даже при нормальном падении светового пучка на поверхность кристалла необыкновенный пучок может отклоняться от нормали. И как правило, необыкновенный луч не лежит в плоскости падения.

У одноосных кристаллов имеется направление – оптическая ось ОО’, вдоль которого обыкновенная и необыкновенная волны распространяются, не разделяясь пространственно и с одинаковой скоростью. Оптическая ось ОО’ кристалла не является какой-то особой прямой линией. Она характеризует лишь избранное направление в кристалле и может быть проведена через произвольную точку кристалла.

Любую плоскость, проходящую через оптическую ось, называют главным сечением или главной плоскостью кристалла. Обыкновенным и необыкновенная волны линейно поляризованы. Колебания вектора Е в обыкновенной волне совершаются в направлении, перпендикулярном главному сечению кристалла для обыкновенного луча. Колебания же вектора Е в необыкновенной волне – в главном сечении кристалла для необыкновенного луча. Поляризации обеих волн взаимно ортогональны, это наблюдается практически при любой ориентации оптической оси, поскольку угол между обыкновенным и необыкновенным лучами достаточно мал.

3)

Билет 17

1) При протекании тока на поверхности проводника выступает избыточный заряд. Внутри проводника он всюду равен 0. Значит снаружи имеется тангенциальная и нормальная составляющие вектора Е. Сам вектор направлен под некоторым углом к нормали. Движущиеся заряды создают такое же кулоновское поле, как и неподвижные заряды той же конфигурации. Стало быть, электрическое поле стационарных токов – потенциальное. Поле Е у стационарных токов существует и внутри проводника с током.

Силы, действующие на заряженную частицу и отличные от кулоновских, называются сторонними. При перемещении заряда эти силы тоже совершают работу АСТОР. Отношение работы сторонних сил по перемещению электрического заряда между двумя точками поля к величине перенесенного заряда называется электродвижущей силой (ЭДС): [В];

- напряжение между точками поля.

Сторонние силы можно характеризовать работой, которую они совершают над перемещающимися по замкнутой цепи или ее участку зарядами.

Величина, равная работе сторонних сил по перемещению единичного положительного заряда в цепи, называется электродвижущей силой (ЭДС), действующей в цепи:

Стороннюю силу, действующую на заряд, можно представить в виде , где

-напряженность поля сторонних сил

Работа сторонних сил на участке 1-2

Тогда . Для замкнутой цепи:

Циркуляция вектора напряженности сторонних сил равна ЭДС, действующей в замкнутой цепи (алгебраической сумме ЭДС)

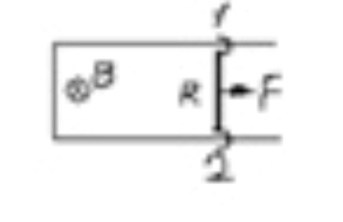
2) Рассмотрим положение первого минимума для дифракции на щели . В случае это выражение можно записать в виде .

Но при относительные интенсивности всех максимумов, кроме центрального, стремятся к нулю . Поэтому на экране будет видная резкая граница тени от краёв щели. Подобную картину можно получить применением законов геометрической оптики. Однако в данном случае будет наблюдаться небольшое различие относительных размеров изображения щели на экране. При построении методами геометрической оптики размеры щели и изображения на (параллельно расположенном) экране будут одинаковыми независимо от расстояния между экраном и перегородкой со щелью. Если строить изображение щели методом волновой оптики, то граница тени соответствует первому минимуму, положение которого определяется углом .. Поэтому относительный размер изображения равен

Следовательно, если величина , то результаты построения методами волновой и геометрической оптики практически совпадают. В обратном случае надо пользоваться методами волновой оптики. Но тогда следует различать ситуации, в которых либо , либо . Но дифракционные явления становятся заметными, когда размер щели (отверстия) или преграды соизмерим с длиной волны света . Тогда условие примет вид . А это означает, что расстояние от перегородки до экрана много больше размера отверстия (преграды). Следовательно, лучи, падающие на экран можно считать параллельными друг другу – это дифракция Фраунгофера. Применяя формулу для радиуса зон Френеля при дифракции Фраунгофера

, и учитывая, что , найдём число зон Френеля, которые видно из точки наблюдения. В этом случае , т.е. видно только малую часть первой зоны. Оставшийся случай ∼1 соответствует дифракции Френеля. Это можно пояснить, используя формулу для радиусов зон Френеля . Принимая оценку величины отверстия b∼rm, получаем , откуда из следует . Это выражение означает, что расстояния от источника света соизмеримо с расстоянием от перегородки до экрана. Поэтому волна является сферической и наблюдается дифракция Френеля, при которой из точки наблюдения видно небольшое число зон m.

3)

****

Помимо приложенной силы на перемычку действует сила Ампера:

Уравнение Кирхгоффа для цепи: ; ;; .

Второй закон Ньютона, записанный для перемычки: ; ; ; ; ; ; ;

.

Билет 18

1) Под действием внешнего электрического поля происходит поляризация диэлектрика. Если диэлектрик состоит из неполярных молекул, то в пределах каждой молекулы происходит смещение зарядов -положительных по полю, отрицательных против поля. Если же диэлектрик состоит и полярных молекул, то при отсутствии внешнего поля и дипольный момент ориентирован совершенно хаотически (из-за теплового движения). Под действием же внешнего поля дипольные моменты ориентируются преимущественно в направлении внешнего поля. В диэлектрических кристаллах типа NaCl при включении внешнего поля все положительны ионы смещаются по полю, отрицательные — против поля.

Поляризованность – векторная сумма дипольных моментов молекул в бесконечно малом объеме:

Рассмотрим в диэлектрике некоторый физически малый объем величиной V. Введем вектор поляризованности вещества . (Кл/м2). В однородном изотропном диэлектрике этот вектор направлен параллельно вектору напряженности, поэтому можно записать . Безразмерный параметр æ называется коэффициентом поляризуемости или диэлектрической восприимчивости вещества.

Рассмотрим тонкий косой цилиндр, ось которого параллельна вектору напряженности внешнего поля.

где q′ - величина связанного заряда. Обратите внимание: величина вектора не зависит от количества суммируемых диполей – она определяется только поверхностной плотностью связанного заряда.

Отсюда получаем для нормальной составляющей вектора Pn= cosα = σ′. Нормальная составляющая вектора поляризованности равна поверхностной плотности связанного заряда.

Теперь найдём поток вектора поляризованности через некоторую малую поверхность S.

cosα S=

Таким образом, поток вектора поляризованности через некоторую малую площадку равен величине связанного заряда, создающего этот вектор.

Рассмотрим поток этого вектора через некоторую замкнутую ориентированную поверхность внутри диэлектрика

Предположим, что вектор поляризованности направлен наружу, т.е. внутри поверхности суммарный связанный заряд отрицательный. Тогда, учитывая, что поток вектора положительный, а заряд отрицательный:

Это теорема Гаусса для вектора поляризованности в интегральном виде. Соответственно, в дифференциальном виде: div= −ρ’.

Запишем теорему Гаусса для электростатического поля внутри диэлектрика div. (здесь указано, что электрическое поле создается сторонними зарядами с объемной плотностью ρ и связанными зарядами с объемной плотностью ρ′).

div()==

div()=

2)

.

3)

Внутри цилиндрического провода имеется внешний ток плотности . Это дает магнитное поле НФ с

или

Из этого и Намагниченность.

Следовательно, объемный молекулярный ток,

Поверхностный ток получается с использованием эквивалентности плотности поверхностного тока к

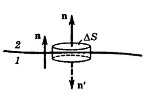
, это приводит к плотности поверхностного тока в z-направлении -

Поверхностный молекулярный ток

Оба тока имеют противоположные знаки

**Билет 19**

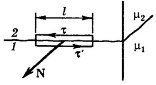
1) В магнитном отношении все вещества можно разделить на слабомагнитные (парамагнетики и диамагнетики) и сильномагнитные (ферромагнетики). Пара- и диамагнетики при отсутствии магнитного поля не намагничены и характеризуются однозначной зависимостью J=xH намагниченности J от Н.Ферромагнетиками называют вещества (твердые), которые могут обладать спонтанной намагниченностью, т. е. намагничены уже при отсутствии внешнего магнитного поля. Типичные представители ферромагнетиков — это железо, кобальт и многие их сплавы.



Условие для вектора В:

Взяв обе проекции вектора В на общую нормаль n, получим:

и предыдущее уравнение после сокращения на ΔS примет следующий вид:



Условия для вектора Н:

, где - проекция i на нормаль N к контуру. Взяв обе проекции вектора Н на общий орт касательнойτ (в среде 2), получим

, и после сокращения на I предыдущее уравнение примет вид:

Преломление линий вектора В. На границе раздела двух магнетиков линии вектора В испытывают преломление (рис.). Найдем отношение тангенсов углов α1 и α2:

=. Ограничимся случаем, когда на границе раздела тока проводимости нет:

, С учетом последних соотношений получим закон преломления линий В (а значит, и линий Н):=.

2) Импульс электромагнитного поля. Поскольку электромагнитная волна оказывает давление на вещество, последнее приобретает определенный импульс. Но в замкнутой системе, состоящей из вещества и электромагнитной волны, возникло бы нарушение закона сохранения импульса, если бы импульсом обладало только вещество. Импульс такой системы может сохраняться лишь при условии, что электромагнитное поле (волна) также обладает импульсом: вещество приобретает импульс за счет импульса, передаваемого ему электромагнитным полем. Введем понятие плотности импульса G электромагнитного поля как величину, численно равную импульсу поля в единице объема. G=П/с2, где П – вектор Пойнтинга. Для электромагнитной волны в вакууме , поэтому плотность энергии w и модуль П вектора Пойнтинга равны соответственно: w=

П=EH=E2. Отсюда следует, что П=, а так как =, то П=wc, тогда для эмв в вакууме G=w/c.

Если говорить об энергии электромагнитного поля, то его полная энергия в данном объеме будет изменяться как за счет вытекания ее из объема, так и за счет того, что поле передает свою энергию веществу (заряженным частицам), т. е. производит работу над веществом. Макроскопически это утверждение можно записать так:, где dS-элемент поверхности. Это уравнение выражает **теорему Пойнтинга**: убыль энергии за единицу времени в данном объеме равна потоку энергии сквозь поверхность, ограниченную этим объемом, плюс мощность Р, которую силы поля производят над зарядами вещества внутри данного объема.

Если среда не содержит сегнетоэлектриков и ферромагнетиков (т. е. нет явления гистерезиса), то плотность энергии электромагнитного поля w=.  
Плотность же потока энергии электромагнитного поля — вектор П, называемый **вектором Пойнтинга**, — определяется как П=[EH].

3) Сила взаимодействия токов которые текут по двум параллельным длинным проводникам на единицу длины проводов определяется по формуле:

F=(1).

μ0 = 4∙π∙10-7 Н/А2 – магнитная постоянная.   
Запишем формулу для определения работы по перемещению одного проводника с током в магнитном поле, создаваемого другим проводником с током:

A=,  I1=I2=I, R2=2⋅R1

A= ln2   (2).

А = 50,0∙10-7 Дж.   
Токи в проводниках текут в одну сторону, проводники притягиваются, работа отрицательная.

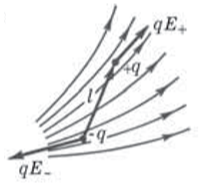
**Билет 20**

**1)** 1) Электрический диполь в электростатическом поле:

Электрический диполь – это система из двух одинаковых по модулю разноименных точечных зарядов и , находящихся на некотором расстоянии друг от друга.

Сила, действующая на диполь:

Сила, действующая на диполь. Поместим диполь во внешнее неоднородное электрическое поле. Пусть и – напряженности внешнего поля в точках, где расположены положительный и отрицательный заряды диполя. Тогда результирующая сила , действующая на диполь, равна (рисунок 20.1):

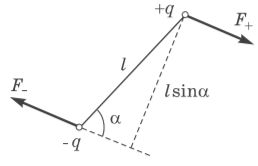


(Рисунок 20.1)

. Разность — это приращение вектора на отрезке, равном длине диполя , в направлении вектора . Вследствие малости этого отрезка можно записать:

После подстановки этого выражения в формулу для получим, что сила, действующая на диполь: , где – электрический момент диполя. Входящую в это выражение производную принято называть производной вектора по направлению. Знак частной производной подчеркивает, что эта производная берется по определенному направлению – направлению, совпадающему с вектором или .

Момент сил, действующих на диполь:

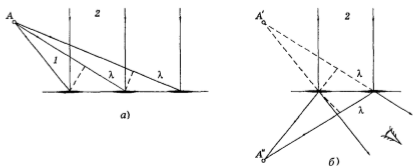


(Рисунок 20.2)

Рассмотрим, как ведет себя электрический диполь во внешнем электрическом поле . Как видно из рисунка 20.2 , силы, действующие на положительный и отрицательный заряды диполя, образуют пару и , плечо которой равно , т.е. зависит от ориентации диполя относительно поля . Модуль каждой из этих сил равен , и на диполь будет действовать механический момент , определяемый произведением на плечо пары, т.е. , где – электрический момент диполя. Полученную формулу можно представить в векторном виде как .

Этот момент сил стремится повернуть диполь так, чтобы его электрический момент установился по направлению внешнего поля . Такое положение диполя является устойчивым.

|  |
| --- |
|  |

****

Рассмотрим светящуюся нить А, которая испускает цилиндрическую волну. На рисунке показана стадия записи, нить перпендикулярна плоскости рисунка. Пусть плоская опорная волна 2 падает нормально на фотопластинку, а предметная волна 1, когерентная с 2, наклонно(а). Колебания опорной волны достигают пластинки все в одной фазе, а предметной – с разными. Вследствие интерференции в тех местах, куда колебаний придут в одной фазе с колебаниями опорной волны, возникнут максимумы интенсивности, следовательно, и максимумы почернения. После химической обработки голограмма имеет вид чередующихся светлых и темных прямых полос, представляющих зонную пластинку Френеля, только с другой формой зон.

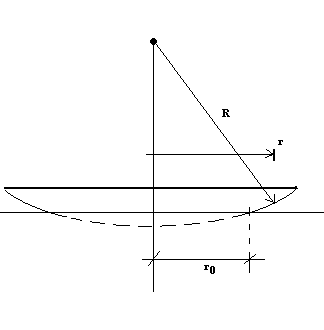
На стадии восстановления изображения голограмму освещают только опорной волной 2(б). В результате дифракции максимально усиливать друг друга будут только те колебания, разность хода между которыми от соседних зон равна длине волны λ. Есть 2 возможности выполнения этого условия: или в направлении продолжения лучей падавшей предметной волны, или симметрично относительно нормали. В первом случае будем наблюдать мнимое изображение А`, а во втором – действительное А``. Наибольший интерес для голографии играет волна, дающая мнимое изображение.

Наиболее широкое применение голография находит в науке и технике. Голографическими методами контролируют точность изготовления изделий сложной формы, исследуют их деформации и вибрации. Для этого деталь, подлежащую контролю, облучают светом лазера, и отраженный свет пропускают сквозь голограмму эталонного образца. При отклонении размеров от эталонных, искажении формы и появлении поверхностных напряжений возникают полосы интерференции, число и расположение которых характеризует степень отличия изделия от образца или величину деформаций. Аналогичным образом исследуют обтекание тел потоками жидкости и газа: голограммы позволяют не только увидеть в них вихри и области уплотнений, но и оценить их интенсивность.

Методами акустической голографии удается получать объемные изображения предметов в мутной воде, где обычная оптика бессильна.

Голограммы музейных редкостей уже сделались довольно обычной вещью: они не только экспонируются на выставках, но и продаются в сувенирных ларьках. Начинают появляться, объемные книжные иллюстрации.

**3)**



Воздушный зазор между линзой и стеклянной пластиной есть функция радиуса:

h=;

Наложим условие малой толщины зазора R>>r: h=; h(r)=;

Оптическая разность хода первоотраженного луча и луча, отраженного от стеклянной пластины: δ=2h; Радиус К-го светового кольца соответствует разности хода: δ=; 2 =;

rk=; r6=3.759\*10-3м

**Билет 21**

1) Если в магнитное поле, образованное токами в проводах, ввести то или иное вещество, поле изменится. Это объясняется тем, что всякое вещество является магнетиком, т. е. способно под действием магнитного поля намагничиваться — приобретать магнитный момент. Намагниченное вещество создает свое магнитное поле , которое вместе с первичным полем ,обусловленным токами проводимости, образует результирующее поле . Поле , как и поле токов проводимости, не имеет источников (магнитных зарядов), поэтому для результирующего поля В при наличии магнетика справедлива теорема Гауссa: .

При отсутствии внешнего магнитного поля магнитные моменты молекул ориентированы беспорядочно, поэтому обусловленное ими результирующее магнитное поле равно нулю, как и суммарный магнитный момент вещества. Последнее относится и к тем веществам, молекулы которых при отсутствии внешнего поля не имеют магнитных моментов.

Если же вещество поместить во внешнее магнитное поле, то магнитные моменты молекул приобретают преимущественную ориентацию в одном направлении, и вещество намагничивается. При этом магнитные поля отдельных молекул уже не компенсируют друг друга, в результате возникает поле. Внесение веществ, молекулы которых при отсутствии внешнего поля не имеют магнитных моментов, во внешнее поле индуцирует элементарные круговые токи в молекулах, и молекулы, а вместе с ними и все вещество приобретают магнитный момент, что также приводит к возникновению поля.

**Намагниченность**. Степень намагничения магнетика характеризуют магнитным моментом единицы объема. Эту величину называют намагниченностью и обозначают J. По определению , где - физически бесконечно малый объем в окрестности данной точки, - магнитный момент отдельной молекулы. Намагниченность можно представить как , где n - концентрация молекул; — средний магнитный момент одной молекулы. Видно, что вектор J сонаправлен со средним вектором

**Токи намагничивания** Намагничивание вещества, как уже было сказано, обусловлено преимущественной ориентацией или индуцированием магнитных моментов отдельных молекул в одном направлении. Это же можно сказать и об элементарных круговых токах, связанных с каждой молекулой, их называют **молекулярными токами**. Такое поведение молекулярных токов приводит к появлению макроскопических токов, называемых токами намагничивания. Обычные токи, текущие по проводникам, связаны с перемещением в веществе носителей тока, их называют токами проводимости I.

#### 2) Вихревое электрическое поле - это электрическое поле, которое порождается переменным магнитным полем и линии напряженности которого замкнуты. Вихревое электрическое поле

#### Переменное магнитное поле порождает инду­цированное электрическое поле. Если магнитное поле постоянно, то индуциро­ванного электрического поля не возникнет. Следовательно, индуцированное электрическое поле не связано с зарядами, как это имеет место в случае элект­ростатического поля; его силовые линии не начинаются и не заканчиваются на зарядах, а замкнуты сами на себя, подобно силовым линиям магнитного поля. Это означает, что индуцированное электрическое поле, подобно магнитному, является вихревым.

3) Решение:

;

**Билет 22**

1) **Энергия уединенного проводника**. Пусть проводник имеет заряд q и потенциал φ. Поскольку значение φ во всех точках, где имеется заряд, одинаково, φ можно вынести из-под знака интеграла в формуле полной энергии взаимодействия (1) тогда оставшийся интеграл есть не что иное, как заряд q на проводнике, и , где .

**Энергия конденсатора.** Пусть q и — заряд и потенциал положительно заряженной обкладки конденсатора. Согласно формуле (1) интеграл можно разбить на две части — для одной и другой обкладок. Тогда. Так как, то , где — заряд конденсатора, U — разность потенциалов на его обкладках. Приняв во внимание, что С =q/U, получим следующие выражения для энергии конденсатора:.

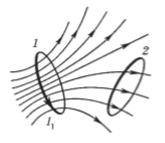
2) В 1831 г. Фарадеем было сделано одно из наиболее фундаментальных открытий в электродинамике — **явление электромагнитной индукции**. Оно заключается в том, что в замкнутом проводящем контуре при изменении магнитного потока (т. е. потока вектора В), охватываемого этим контуром, возникает электрический ток — его назвали индукционным. Появление индукционного тока означает, что при изменении магнитного потока в контуре возникает э.д.с. индукции .

**Закон электромагнитной индукции.** Согласно этому закону, какова бы ни была причина изменения магнитного потока, охватываемого замкнутым проводящим контуром, возникающая в контуре э.д.с. индукции определяется формулой

Направление индукционного тока (а значит, и знак э.д.с. индукции) определяется **правилом Ленца**: индукционный ток всегда направлен так, чтобы противодействовать причине, его вызывающей. Иначе говоря, индукционный ток создает магнитный поток, препятствующий изменению магнитного потока, вызывающего э.д.с. индукции.

Электромагнитная индукция возникает во всех случаях, когда изменяется магнитный поток сквозь контур. При этом совершенно не важно, чем вызывается это изменение потока. Если в некотором контуре течет изменяющийся во времени ток, то магнитное поле этого тока также будет изменяться. Это влечет за собой изменение магнитного потока через контур, а следовательно, и появление э.д.с. индукции. Таким образом, изменение тока в контуре ведет к возникновению э.д.с. индукции в этом же самом контуре. Данное явление называют **самоиндукцией**.

Если в пространстве, где находится контур стоком I, нет ферромагнетиков, поле В, а значит, и полный магнитный поток Ф через контур будут пропорциональны силе тока I, и можно написать Ф=LI, где L - коэффициент, называемый **индуктивностью контура**..



**Взаимная индуктивность.** Рассмотрим два неподвижных контура 1 и 2, расположенные достаточно близко друг к другу. Если в контуре 1 течет ток I1, он создает через контур 2 полный магнитный поток Ф2, пропорциональный току I1:

*Ф2=L21I1.* Совершенно так же, если в контуре 2 течет ток *I2*, он создает через контур I полный магнитный поток *Ф1=L12I2*. Коэффициенты пропорциональности L12 и L21 называют взаимной индуктивностью контуров.

Найдем индуктивность соленоида, пренебрегая краевыми эффектами. Пусть V – объем соленоида, n – число витков на единицу его длины, μ - магнитная проницаемость вещества внутри соленоида. *L=Ф/I*. При токе I магнитное поле в соленоида *B=μμ0nI*. Магнитный поток через один виток соленоида *Ф1=BS=μμ0nIS*, а полный магнитный поток, пронизывающий n витков: *Ф=NФ1=nlBS=μμ0n2VI* где *V=Sl*

Индуктивность соленоида *L=μμ0n2V*

3); ; ; .

*; .* .

**Билет 23**

1) Это физическая величина, численно равная отношению потенциальной энергии поля, заключенной в элементе объема, к этому объему. Для однородного поля объемная плотность энергии равна https://konspekta.net/infopediasu/baza8/24102966330.files/image059.gif. Для плоского конденсатора, объем которого Sd, где S - площадь пластин, d - расстояние между пластинами, имеем

https://konspekta.net/infopediasu/baza8/24102966330.files/image060.gif

С учетом, что https://konspekta.net/infopediasu/baza8/24102966330.files/image061.gif и https://konspekta.net/infopediasu/baza8/24102966330.files/image062.gif

|  |  |
| --- | --- |
| https://konspekta.net/infopediasu/baza8/24102966330.files/image063.gif |  |

или

|  |
| --- |
| https://konspekta.net/infopediasu/baza8/24102966330.files/image064.gif |

Энергию заряженного конденсатора можно выразить через величины, характеризующие электрическое поле в зазоре между обкладками. Сделаем это на примере плоского конденсатора. Подстановка выражения для емкости в формулу для энергии конденсатора дает

Wk =CU2/2=εε0SU2/2d=(εε0/2)(U/d)2Sd

Частное *U* / *d* равно напряженности поля в зазоре; произведение *S*·*d* представляет собой объем *V*, занимаемый полем. Следовательно,

 Wk=εε0E2V/2

Если поле однородно (что имеет место в плоском конденсаторе при расстоянии *d* много меньшем, чем линейные размеры обкладок), то заключенная в нем энергия распределяется в пространстве с постоянной плотностью *w*. Тогда *объемная плотность энергии* электрического поля равна

https://konspekta.net/infopediasu/baza8/24102966330.files/image067.jpg

C учетом соотношения https://konspekta.net/infopediasu/baza8/24102966330.files/image068.jpg можно записать

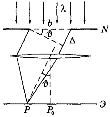
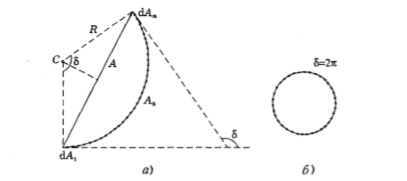
w=εε0E2/2=ED/2=D2/2εε0

В изотропном диэлектрике направления векторов **D** и **E** совпадают и https://konspekta.net/infopediasu/baza8/24102966330.files/image070.jpg   
Подставим выражение https://konspekta.net/infopediasu/baza8/24102966330.files/image071.jpg, получим

https://konspekta.net/infopediasu/baza8/24102966330.files/image072.jpg

Первое слагаемое в этом выражении совпадает с плотностью энергии поля в вакууме. Второе слагаемое представляет собой энергию, затрачиваемую на поляризацию диэлектрика.

2) Рассмотрим случай, когда на щель ширины b падает нормальная плоская световая волна. Разобьём щель на узкие одинаковые по ширине зоны-полоски, параллельные прямолинейным краям щели. Суммирование вторичных волн проведём с помощью векторной диаграммы.

Колебания, приходящие в точку Р от каждой зоны-полоски, имеют одинаковую амплитуду dA, поскольку распространяются параллельно друг другу перед линзой, значит dA не зависит от пройденного пути до Р. При этом разность фаз между колебаниями, приходящими в точку Р от соседних зон-полосок, будет одинакова. Отсюда следует, что при графическом изображении мы получим цепочку векторов dAi, одинаковых по модулю и повёрнутых на один и тот же угол относительно друг друга. Результирующая амплитуда изобразится вектором А – хордой дуги окружности с центром в точке С. Для точки Р0 цепочка образует прямую, что соответствует максимуму интенсивности.

Условие минимумов: если разность хода крайних лучей составляет Δ=λ, то их разность фаз δ=2π, цепочка оказывается замкнутой и амплитуда результирующего колебания обращается в нуль(б). Это первый минимум дифракционной картины, представляющей собой симметричную относительно середины систему чередующихся светлых и тёмных полос, параллельных щели. Результирующая амплитуда обращается в нуль и тогда, когда разности фаз от крайних элементов щели равна 2πm, где m=1,2,… Цепочка при этом замыкается после m оборотов, практически не меняя своей длины А0, поскольку угол дифракции ϑ обычно достаточно мал. Разность фаз δсвязана с разностью ходаΔ:δ=2πΔ/λ, где -λ длина волны света. Так как Δ=bsinϑ и в минимуме δ=2πm , то из трёх равенств следует условие минимумов: bsinϑm=mλ, m=1, 2, … (m0, т.к. при m=0 образуется максимум).

Распределение интенсивности: Найдём интенсивность световой волны в зависимости от угла дифракции ϑ. Из (Рис. (а)). Обозначив радиус цепочки-дуги через R, запишем: A=2Rsin(δ/2), A0=Rδ.

В итоге получаем:A=A0

А т.к. I , то искомая зависимость: I=I0=,

где α=δ/2=πΔ/λ=πbsinϑ/λ.

3) R==mN – разрешающая способность, где - минимальная разница в длинах волн соседних спектральных линий, при которой эти линии еще можно наблюдать раздельно, m – порядок спектра, N – число щелей.

dsinφ=±mλ, где d – период дифракционной решетки.

sinφ≤1 ⇨ ≤1 ⇨ m≤ тогда R≤ = ч.т.д.

**Билет 24**

1) Каждый носитель тока испытывает действие магнитной силы. Действие этой силы передается проводнику, по которому заряды движутся. В результате магнитное поле действует с определенной силой на сам проводник с током.

Пусть объемная плотность заряда, являющегося носителем тока, равна ρ. Выделим мысленно элемент объема dV проводника. В нем находится заряд — носитель тока, равный ρ dV. Тогда сила, действующая на элемент dV проводника:

dF =ρ[uB]dV , где u — скорость упорядоченного движения зарядов.

Так как j = ρu, то dF =[jB]dV.

Если ток течет по тонкому проводнику, то согласно j dV=Idl и

dF = I[dl, B], где dl — вектор, совпадающий по направлению с током и характеризующий элемент длины тонкого проводника. Полученные формулы выражают **закон Ампера**.

2) По теореме Гаусса поток вектора D сквозь замкнутую поверхность , откуда

С другой стороны, согласно уравнению непрерывности . Сложим отдельно левые и правые части уравнений: Это уравнение аналогично уравнению непрерывности для постоянного тока, где кроме плотности тока проводимости j имеется еще одно слагаемое , размерность которого равна размерности плотности тока. Максвелл назвал это слагаемое плотностью **тока смещения**: jсм =. Сумму же тока проводимости и тока смещения называют **полным током**, плотность которого равна jполн=j +.

3) P=ϰε0E; ε0=1+ ϰ; E==; E=

P==

q’=

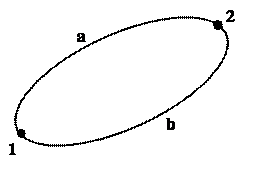
**Билет 25**

1) Если в качестве пробного заряда, переносимого из точки *1* заданного поля Е в точку *2,* взять единичный положительныйзаряд, то элементарная работа сил поля на перемещении dl равна Еdl, а вся работа сил поля на пути от точки *1* до точки *2* определяется как

Это утверждение и называют теоремой о циркуляции вектора Е.

Для доказательства этой теоремы разобьем произвольный замкнутый путь на две части *1а2* и *2b1* . Так как линейный интегралне зависит от пути между точками 1 и 2, то .

С другой стороны ясно, что . Поэтому (стр. 26)



В дифференциальной форме теорему о циркуляции записывают как:

2)Ограничимся случаем, когда система состоит из двух контуров с токами *I*1 и *I*2. Магнитная энергия такой системы может быть представлена в виде

*W* =(*I*1Ф1+*I*2Ф2)/2 (1)

где Ф1 и Ф2 — полные магнитные потоки, пронизывающие кон- туры *1* и *2* соответственно.

Согласно закону сохранения энергии работа δA\**,* которую совершают источники тока, включенные в контуры *1* и *2,* идет на теплоту δ*Q*, на приращение магнитной энергии системы d*W* и на механическую работу δ*A*мех

δ*A*\* δ*Q +*d*W+*δ*A*мех

Мы предположили, что емкость контуров пренебрежимо мала, и поэтому электрическую энергию учитывать не будем.

В дальнейшем нас будет интересовать не вся работа источника тока δ*A*\*, а только та ее часть, которая совершается *против* э.д.с. индукции и самоиндукции (в каждом контуре). Эта работа (мы назвали ее дополнительной). Учитывая, что для каждого контура

ε*i* +ε*s* =-dФ/d*t,* перепишем выражение для дополнительной работы в виде

Именно эта часть работы источников тока (работа против э.д.с. индукции и самоиндукции), связанная с изменением потоков Ф1 и Ф2, и идет на приращение магнитной энергии системы и на механическую работу:

*I*1 dФ1 +*I*2 dФ2 =d*W*+d*Амех*

Если потоки постоянны, Ф*k* = const, где *k* = 1 и 2, то δАмех=-dW|Ф (Ф подчеркивает, что приращение магнитной энергии системы должно быть вычислено при постоянных потоках через контуры)

Если токи постоянны, *Ik =*const, то δАмех=dW|I. Действительно, при *Ik* =const из (1) следует, что

d*W|I*=(*I*1dФ1 +*I*2dФ2)/2 . Необходимо подчеркнуть, что оба полученные нами выражения и определяют механическую работу одной и той же силы, т. е. можно написать: Fdl=-dW|Ф=dW|I

Магнитное давление на обмотку соленоида. Увеличим мысленно радиус сечения соленоида на d*r,* сохраняя при этом

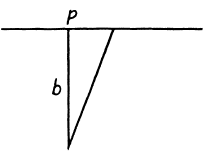
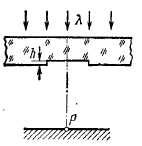
неизменным ток *I* через обмотку. Тогда силы Ампера совершат работу δ*A*мех = d*W*|*I .* В нашем случае

δ*A*мех =*pS*d*r*,  
где *р —* искомое давление, *S* — боковая поверхность соленоида,

Здесь учтено, что при *I* =const и *В =*const. Из равенства

двух этих выражений находим *p* =*B*2/2μ0.

Полученное выражение для давления можно обобщить на случай, когда по разные стороны от поверхности с током магнитное поле разное — B1 и В2. В этом случае, оказываетсямагнитное давление

3) 

Нам понадобится вклад в амплитуду волны в точке из половины зоны Френеля. Для этого мы исходим непосредственно из принципа Френеля - Гюйгенса. Комплексная амплитуда записывается как E=∫K(ϕ)e−ikrdS, где K ( ϕ ) - фактор, зависящий от угла ϕ между нормалью n⃗ до площади dS и направления от dS до точки P, а r - расстояние от элемента dS до P. Мы видим, что для первой зоны Френеля (r ≈ b+ (используя) ) E=2πρdρ(K(ϕ)≈1)

Для первой зоны Френеля r=b+λ/2, так что r2≈b2+bλ и ρ2=bλ. Таким образом E≈e−ikb2π∫dx=2πe−ikb =2πie−ikb(−2)=−ia0e−ikb≈A1

Для следующей половины зоны

E= e−ikb2π∫dx=2πie−ikb(e-3ikλ/4-e-ikλ/2) = 2πie−ikb(1+i)=−

Если вычислить вклад полной зоны Френеля, мы получим −A1, если мы учтем факторы K(ϕ) и 1/r, монотонно убывающих, мы ожидаем, что вклад изменится на −A2. Таким образом, мы запишем вклад полузоны во 2-й зоне Френеля как –, а также – .

Часть, лежащая в углублении, имеет дополнительную разность фаз, равную −δ=−(n−1)h. Таким образом полная амплитуда (заметим, что правильная форма e−ikr) (A1−(1+i))e+iδ−(1−i)+A3−A4+⋯≈( (1−i))e+iδ− (1−i)+≈( (1−i))e+iδ+i

( A2≈A3≈A1) и A3−A4+A5⋯=. Соответствующая интенсивность I=((1−i)e+iδ+)((1+i)e−iδ−i)=I0(3−2cosδ+2sinδ)=I0(3|2sin(δ−π/4))

(a) Для максимальной интенсивности sin(δ−π/4)=+1 или δ−π/4=2kπ+π/2,k=0,1,2,⋯ δ=2kπ+3π/4=(n−1)h, так h=(k+3/8).

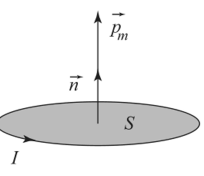
(б) Для минимальной интенсивности sin(δ−π/4)=-1 δ−π/4=2kπ+3π/2 или δ=2kπ+7π/4, так

h= (k+7π/8).

Билет 26

1)Сила, действующая на контур с током. Результирующая амперова сила, которая действует на контур с током в магнитном поле, определяется как , где интегрирование ведется по данному контуру с током I. Если магнитное поле однородно, то вектор В можно вынести из-под интеграла и задача сводится к вычислению векторного интеграла . Этот интеграл представляет собой замкнутую цепочку элементарных векторов dl, поэтому он равен нулю. Значит, и F = 0, т. е. результирующая амперова сила равна нулю в однородном магнитном поле.

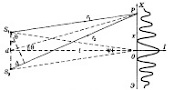
Для дальнейшего особый интерес представляет случай, когда контур с током плоский и его размеры достаточно малы. Такой контур с током называют элементарным. Поведение элементарного контура с током удобно описывать с помощью магнитного моментарm. По определению pm=ISn



Расчет с учетом малости контура приводит к следующему выражению для силы, действующей на элементарный контур в неоднородном магнитном поле .

Рассмотрим плоский контур с током *I* в однородноммагнитном поле В. Мы выяснили, что результирующая сила, которая действует на контур с током в однородном магнитном поле, равна нулю. А из механики известно, что если результирующая сил, действующих на любую систему, равна нулю, то суммарный момент этих сил не зависит от точки *О,* относительно которой определяют моменты этих сил. Раз так, можно просто говорить о результирующем моменте амперовых сил в нашем случае.

По определению, результирующий момент амперовых сил . Если провести расчет, то момент сил можно представить

2) Интерференция - взаимное увеличение или уменьшение результирующей амплитуды двух или нескольких когерентных волн при их наложении друг на друга.

Рассмотрим 2 волны, исходящие из когерентных источников. В зоне интерференции (области, где волны перекрываются - Э ) возникает система чередующихся максимумов и минимумов освещенности.

– разность хода. Если разность хода равна целому числу длин волн , m=0,+-1,+-2.. , где m- порядок интерференции, то колебания, возбуждаемые в т. Р обеими волнами, будут происходить в фазе (условие максимума). Если  **равно полуцелому числу длин волн, образуются минимумы. В случае, если волны распространяются в среде с показателем преломления n, то под следует понимать не геометрическую, а оптическую разность хода,** . Ширина полосы: угол и  **можно записать как => отсюда: . При переходе к соседнему максимуму m меняется на 1, поэтому ширина интерференции - или .**

3) .

Билет 27

1) Закон Ома: сила тока, протекающего по однородному проводнику, пропорциональна разности на его концах: , где R – электрическое сопротивление[Ом].

Закон Ома в локальной форме: – удельная электропроводимость среды [См/м]

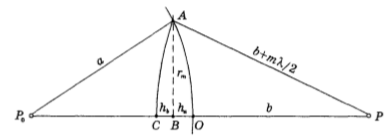
Обобщенный закон Ома:

-закон Джоуля-Ленца.

*;*

-удельная тепловая мощность. ; В локальной форме:

2) Чтобы определить амплитуду колебаний в точке P за круглым отверстием на его оси разобьем во



лновую поверхность S на кольцевые зоны с центром на оси отверстия. Эти зоны выбираем так, чтобы расстоянии от краев каждой зоны до точки P отличались друг от друга на половину длины волны - это есть зоны Френеля. Радиус m-ой зоны: **; => аналогично . Получаем Если падающая нормально на данное отверстие волна плоская () (Если сферическая, то в знаменателе а-b).**

**Фазы колебаний, возбуждаемых в точке P соседними зонами, отличаются на π, поэтому векторы-амплитуды нечётных зон противоположны по направлению с векторам-амплитудам от чётных зон. И результирующая амплитуда, а значит и интенсивность, зависит от того четное или нечетное число зон Френеля умещается в отверстии. Если число нечетное наблюдается максимум, если четное – минимум. Спираль Френеля представляет собой графический метод сложения амплитуд. Волновую поверхность мысленно разбивают на узкие кольцевые зоны, амплитуду колебаний создаваемую каждой из зон изображает вектором dA, отставание по фазе изображают поворотом каждого вектора dA против часовой стрелки на соответствующий угол и получают цепочку векторов, векторная сумма которых есть результирующая амплитуда колебаний в точке Р. Цепочка по мере увеличения числа узких кольцевых зон будет закручивается в спираль, и в результате амплитуда от действия всех зон будет равна .**



3) )

; ; ;

);

Билет 28

1) Пусть поле вблизи границы раздела в диэлектрике 1 равно , а в диэлектрике 2 равно Согласно теореме о циркуляции вектора Е около границы раздела циркуляция Е по замкнутому контуру длины L с пренебрежимо малой высотой равна , где – проекции вектора напряженности на контур с учетом направления обхода (направление по часовой, отсюда минус). => - тангенциальная составляющая не претерпевает скачка.

Рассмотрим малой высоты цилиндр на границе раздела. По теореме Гаусса для вектора D: , где поверхностная плотность стороннего заряда на границе раздела, проекции вектора D взяты на общую нормаль (в направление от диэлектрика 1 к диэлектрику 2). Получаем – нормальная составляющая вектора D претерпевает скачок на величину поверхностной плотности.

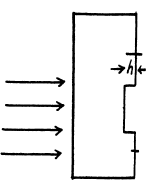
Если сторонних зарядов на границе раздела нет, то .

2)явление двойного лучепреломления заключается в том, что падающий на кристалл пучок света разделяется внутри кристалла на два пучка, распространяющиеся, вообще говоря, в разных направлениях и с разными скоростями. Существуют кристаллы одноосные и двуосные. У одноосных кристаллов один из преломленных пучков подчиняется обычному законму

преломления(). Его называют обыкновенным и обозначают буквой или индексом о. Другой пучок необыкновенный (е), он не подчиняется обычному закону преломления, и даже при нормальном падении светового пучка на поверхность кристалла необыкновенный пучок может отклоняться от нормали. И как правило, необыкновенный луч не лежит в плоскости падения.

Любую плоскость, проходящую через оптическую ось, называют главным сечением или главной плоскостью кристалла. Обыкновенным и необыкновенная волны линейно поляризованы. Колебания вектора Е в обыкновенной волне совершаются в направлении, перпендикулярном главному сечению кристалла для обыкновенного луча. Колебания же вектора Е в необыкновенной волне – в главном сечении кристалла для необыкновенного луча. Поляризации обеих волн взаимно ортогональны, это наблюдается практически при любой ориентации оптической оси, посклько угол между обыкновенным и необыкновенным лучами достаточно мал.

3)



Вклад в амплитуду волны внутренней полузоны равен

С фазовым множителем , где . Вклад оставшейся амплитуды

(так что сумма двух частей при равна А1)

Таким образом полная амплитуда

и интенсивность

-интенсивность падающего света. Тогда I является минимальной когда

Или . Итак и *Imax=0*

Билет 29

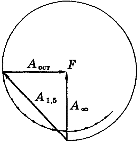
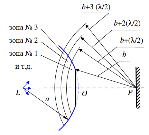
1) Электрический заряд – это физическая величина, характеризующая свойство частиц или тел вступать в электромагнитные силовые взаимодействия.

Закон Кулона: Два точечных неподвижных заряда, находящиеся на расстоянии R друг от друга взаимодействуют друг с другом с силой, величина которой пропорциональна произведению величин зарядов и обратно пропорциональна квадрату расстояние между ними:

Силовая характеристика электрическое поля – вектор напряженности, который определяется как отношение вектора силы, действующей на точечный заряд q, помещенный в данную точку поля к величине этого заряда:

Силовой линией электрического поля называется линия в пространстве, касательная к которой в каждой точке совпадает с направлением вектора Е. Таким образом силовые линии электрического поля направлены от положительного заряда к отрицательному. Уравнение в пространстве:

2) Рассмотрим схему опыта, в котором на пути световой волны расположен непрозрачный круглый диск, радиус которого соизмерим с радиусами первых зон Френеля. Для рассмотрения дифракционной картины помимо обычных зон построим дополнительные зоны от края диска.



Зоны Френеля от края диска будем строить по принципу – расстояния от границ двух соседних зон до точки наблюдения отличаются на половины длины волны. Амплитуда в точке наблюдения

с учётом оценки будет равна . Следовательно, в точке наблюдения, в центре геометрической тени всегда будет светлое пятно – максимум интенсивности. Это пятно называется пятном Пуассона.

3) 1) Рассмотрим сферу радиуса , тогда заряд, включенный в рассматриваемую сферу . Теперь, применив теорему Гаусса,

(где – проекция электрического поля вдоль радиальной линии) .

2) Если , то (т.к. за пределами шара нет заряда).

По теореме Гаусса , тогда .

Билет 30

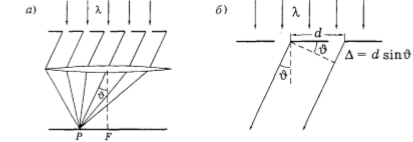
1) Поток вектора магнитной индукции через площадку dS называется скалярная физическая величина равная: ;

.

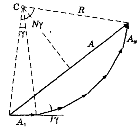
Теорема Гаусса для поля B: Поток вектора B сквозь любую замкнутую поверхность равна 0: , поток не зависит от формы поверхности.

2)

Дифракционная решётка предназначена для разложения света в спектр и измерения длин волн. Представляет собой стеклянную или металлическую пластинку, на которых нанесено много прямых равноотстоящих штрихов одинаковой конфигурации.



– это выражение представляет собой условие интерференционных минимумов ( при целочисленных значениях m’, кроме 0, N, 2N,..). Оно же содержит и условие для главных максимумов (при m’=0, N, 2N,..).

Интенсивность главных максимумов.

Из диаграммы видно, что результирующую амплитуду А при интерференции N волн можно записать: , где R – вспомогательный радиус дуги окружности, описанной вокруг данной цепочки векторов. Кроме того, амплитуда А1 колебаний от каждой щели, как видно из рисунка: , в итоге получаем:

, учитывая, что А1 определяется , и I:

, где δ=2πbsinϑ/λ, γ=2πdsinϑ/λ.

Основные характеристики спектрального прибора:

1.Угловая дисперсия D характеризует степень пространственного (углового) разделения волн с различными длинами λ. По определению D=dϑ/dλ. Дифференцируя формулу d\*sinϑm= при данном m находим для решётки dcosϑmdϑ=mdλ, откуда

. Видно, что для заданного порядка m спектра угловая дисперсия тем больше, чем меньше период d решётки, так же дисперсия растёт с увеличением порядка m спектра.

2. Разрешающая способность R. По определению, R=λ/δλ, где δλ – наименьшая разность длин волн спектральных линий, при которых эти линии воспринимаются ещё раздельно, т.е. разрешаются.

Согласно критерию Рэля, спектральные линии с разными длинами волн, но одинаковой интенсивности, считаются разрешёнными, если главный масимум одной спектральной линии совпадает с первым максимумом другой.

Итак, согласно критерию Рэлея и d\*sinϑ=, необходимо, чтобы максимум m-го порядка (m’=mN) линии с длиной волны λ+δλ совпадают по направлению с первым минимумом линии λ(m’=mN+1), т.е. Отсюда λ/δλ=mN – искомая формула для разрешающей способности.

3. Область дисперсии Δλ – это ширина спектрального интервала, при которой ещё нет перекрытия спектров соседних порядков. Если спектры соседних порядков перекрываются, то спектральный аппарат становится непригодным для исследования соответствующего участка спектра. Длинноволновый конец спектра m-го порядка совпадает с коротковолновым концом спектра (m+1)-го порядка, если m (λ+Δλ)=λ(m+1), откуда область дисперсии: Δλ=λ/m.

3) . , , , dmin соответствует m=1;

,