Министерство науки и высшего образования Российской Федерации

САНКТ-ПЕТЕРБУРГСКИЙ
ПОЛИТЕХНИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ ПЕТРА ВЕЛИКОГО

Д. В. Свистунов

ОБЩИЕ ПОДХОДЫ К РЕШЕНИЮ ЗАДАЧ ПО ФИЗИКЕ: ОПТИКА

Учебное пособие

Санкт-Петербург
2024

УДК 53 (075.8)

Свистунов Д. В. **Общие подходы к решению задач по физике: оптика :** учебное пособие/ Д. В. Свистунов. – СПб., 2024. – 23 с.

Пособие предназначено для помощи студентам в получении первичного навыка решения типовых задач по разным разделам оптики. Рассмотренные в пособии вопросы входят в обязательную часть программы второго или третьего семестров обучения общей физике, в зависимости от конкретной рабочей программы дисциплины. Представленные в тексте пособия методические рекомендации по решению задач дополняют собой материалы задачников по физике, в том числе задачников с примерами решения некоторых типовых задач.

Пособие предназначено для студентов СПбПУ всех направлений подготовки бакалавров и специалистов.

Библиогр.: 5 назв.

СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение

Данное учебное пособие является очередным в серии пособий, излагающих основные общие подходы к решению задач по курсу общей физики. Это пособие является дополнительным материалом, содержание которого служит пояснением к материалам задачников по курсу общей физики. Некоторые задачники содержат примеры решения отдельных задач, но в них отсутствуют общие методические рекомендации к решению типовых задач рассматриваемых разделов. В то же время, использование общих подходов к решению задач и знание определенных обстоятельств, на которые следует обратить внимание, позволяет упростить решение и зачастую избежать ошибок.

Обычно в каждом разделе задачников приводится сводный перечень основных законов и формул, связанных с решением задач по теме этого раздела. Поскольку данное дополнительное пособие предназначено для совместного использования с задачниками, здесь подобный перечень не приводится.

В этом пособии рассматриваются вопросы, входящие в обязательную часть базовой программы по курсу общей физики. Содержанием пособия являются методические рекомендации к решению задач по оптике. В зависимости от рабочей программы дисциплины, эта тематика изучается во втором или в третьем семестре курса физики.

В раздел «Оптика» обычно включают вопросы, относящиеся к описанию физических явлений, связанных с генерацией, распространением и взаимодействием с веществом электромагнитных волн с частотами в диапазоне видимого света, а также инфракрасного, ультрафиолетового и части рентгеновского диапазонов шкалы длин волн. При этом учитывают принятую условную концепцию корпускулярно-волнового дуализма природы света, и рассмотрение разных эффектов проводят раздельно согласно одному из этих подходов к природе света: в низкочастотной оптической области спектра применяют волновой подход, а в высокочастотной области – корпускулярный.

2. Волновая оптика

К этому разделу относят вопросы, связанные с явлениями, которые хорошо описываются с позиций волновой теории природы света: интерференция, дифракция, поляризация и дисперсия световых волн. Волновой подход позволяет получить для этих явлений достаточно простые соотношения, удобные для проведения вычислений.

2.1. Интерференция

Явление интерференции возникает при наложении друг на друга двух и более волн. Тогда в этой области пространства, называемой областью интерференции, происходит пространственное перераспределение интенсивности волн с увеличением в одних точках и соответствующим уменьшением в других. При этом, средняя по области интерференции интенсивность света равна сумме интенсивностей наложенных волн.

Заметим, что наблюдение полученной интерференционной картины светлых и темных интерференционных полос возможно только в случае когерентных волн одной частоты с неизменной во времени разностью начальных фаз. В ином случае мы увидим в области перекрытия волн простое сложение интенсивностей без специфического пространственного перераспределения, так как появляющиеся картины полос будут менять положение на экране и сменять друг друга во времени с частотой, не позволяющей зафиксировать их никакими имеющимися средствами. Для наилучшего контраста картины также важно, чтобы интерферирующие световые пучки имели одинаковую поляризацию.

Можно выделить прямые и обратные задачи этого раздела волновой оптики. В одних определяются параметры сформированной интерференционной картины (период, ширина полос), а в других – параметры световой волны и среды распространения.

При решении задач используют общие условия получения максимумов и минимумов интенсивности. Эти условия могут применяться в форме фазовых соотношений, когда для получения максимума интенсивности в некоторой точке требуется, чтобы разность фаз интерферирующих волн была кратна 2π, а для минимума интенсивности необходима кратность нечетному числу π. Часто полезно использовать геометрооптическую форму этих условий, где максимум интенсивности получается при оптической разности хода волн, кратной целому числу длин волн света в вакууме (или, что то же, четному числу полуволн), а минимум – при оптической разности хода, кратной нечетному числу полуволн. Здесь следует помнить, что оптическая длина пути участка ветви интерференционной оптической схемы является произведением геометрической длины этого участка на абсолютный показатель преломления среды, в которой свет идет на этом участке. Если рассматриваемая ветвь оптической схемы состоит из нескольких участков с разными средами, надо определить оптическую длину пути на каждом участке и затем суммировать. При этом, в большинстве задач абсолютный показатель преломления воздуха принимается равным 1 (за исключением задач, где сравнительным интерферометрическим способом определяются показатели преломления других газов).

Обычно произвольные независимые источники света не являются когерентными. Поэтому конструктивная интерференция наблюдается тогда, когда исходно имеется один источник, и его излучение разделяется на две (или более) части некоторой оптической системой или в процессе переотражений на поверхностях раздела некоей структуры, оптические свойства которой рассматриваются в задаче. Соответственно, выделяют две группы задач.

2.1.1. Интерференция волн от двух источников

При решении задач, в которых рассматривается интерференция при наложении двух световых волн с плоскими волновыми фронтами (когда каждую можно изобразить как пучок параллельных лучей), стоит учесть, что образуются равномерные интерференционные полосы с постоянными значениями периода и ширины полос во всей области интерференции, и период однозначно определяется углом схождения пучков, длиной волны, показателем преломления среды и положением плоскости экрана относительно биссектрисы угла схождения волн.

В большинстве случаев, в задачах рассматриваются интерферирующие пучки с цилиндрическим или сферическим волновым фронтом. Для решения таких задач полезно использовать описание опыта Юнга, где выведено простое выражение для ширины и периода интерференционной полосы в зависимости от длины волны, расстояния между источниками и положения экрана. Это выражение можно использовать и в случаях других оптических схем, в которых производится разделение исходного единого пучка и последующее сведение полученных пучков. Один из интерферирующих пучков рассматривается как излученный реальным источником света, а второй – как излученный другим, мнимым источником. Положение мнимого источника определяют построением хода лучей второго пучка, продлив граничные лучи этого пучка в обратном его ходу направлении до точки их пересечения, и эта точка будет изображать мнимый источник света. Определив положение мнимого источника, получают требуемое для расчета картины интерференции расстояние между источниками. Теперь можно применить формулу опыта Юнга.

Подобным образом можно рассматривать оптические схемы, аналогичные опытам с зеркалами и бипризмой Френеля, зеркалом Ллойда и другим. Здесь стоит напомнить, что формула из опыта Юнга, которая выводилась с использованием некоторых приближений (например, значительного удаления экрана) хорошо описывает центральную часть интерференционной картины, но вносит определенные ошибки при применении к периферической области картины, и в такой удаленной области картины надо проводить описание с использованием общих условий минимумов и максимумов интерференции.

2.1.2. Интерференция света в тонких пленках

В этих задачах рассматривается результат наложения волн, полученных при отражении падающего светового пучка от передней и задней поверхностей тонкой прозрачной пластинки или пленки.

Здесь следует обратить внимание на показатели преломления сред над и под пленкой в сравнении с показателем преломления самой пленки. Обычно в сводке формул в задачниках по этому разделу приведены формулы для случая одинаковых сред по обе стороны от пленки. В этих формулах оптической разности хода интерферирующих лучей, геометрооптическая разность хода дополнена слагаемым (или вычитаемым), равным полуволне света. Это дополнение – директивное, оно отражает то обстоятельство, что один из пучков при одинаковых окружающих средах претерпевает отражение от оптически более плотной среды (т. е. среды с более высоким абсолютным показателем преломления), чем материал пленки. В этом случае, как следует из формул Френеля, отраженный пучок получает скачок фазы $\pi/2$. Это скачкообразное изменение фазы (значение которого можно считать как положительной, так и отрицательную величиной) соответствует изменению оптической длины пути на полволны. Если пленка окружена средами с разными показателями преломления, то надо проверить, не возникнет ли ситуация, когда оба отраженных пучка при своих отражениях получат такой сдвиг фазы. В таком случае добавленные полуволны компенсируют друг друга при записи разности оптических длин путей волн, и общая формула оптической разности хода будет включать только геометрооптическую разность хода, без добавок полуволн.

Для определения того, будет ли по данному направлению отраженный пучок иметь максимальную интенсивность, используется обычное общее условие максимумов и минимумов интерференции: для соблюдения условий (толщин пленки, длины волны, угла падения пучка) наблюдения максимума в отраженном пучке, оптическая разность хода должна быть кратна целому числу длин волн. При этом, если в случае одинаковых прилегающих сред в формуле использована положительная директивная полуволновая добавка, то отсчет коэффициента кратности длинам волн начинают с 1, а если использована отрицательная директивная добавка, то отсчет кратности начинают с 0.

Эти же замечания касаются и интерференции на прослойке с малым показателем преломления (обычно воздушной), заключенной между двумя оптически более плотными поверхностями (например, линзой и стеклянной пластиной). Получающаяся интерференционная картина названа кольцами Ньютона. Поскольку воздушный промежуток может быть заполнен жидкой иммерсией, здесь тоже надо провести трассировку лучей и определить, надо ли директивно добавлять полволны.

Отметим, что и в случае колец Ньютона, и при интерференции на пленке по обе стороны от структуры возникают дополнительные интерференционные картины, т.е. когда в отраженном пучке для света определенной длины волны выполняется условие максимума, в прошедшем пучке эта волна демонстрирует минимум интенсивности.

2.2. Дифракция

Определяя явление дифракции, его часто описывают как заход света в область геометрической тени, хотя проявления дифракционных явлений более многообразны. Можно сказать, что дифракция связана с формированием определенного пространственного распределения интенсивности световой волны после преодоления ею некоторой ограниченной области неоднородности среды распространения. Эта неоднородность может быть как непрозрачным экраном с окнами (в том числе множественными) заданной формы, так и прозрачной областью с другим показателем преломления.

Прямой задачей является поиск распределения интенсивности волны при заданных размерах и форме неоднородности или экрана. Есть и обратные задачи, когда по заданной дифракционной картине надо определить характеристики дифрагирующей волны или параметры препятствия, на котором произошла дифракция. В общем случае, решение этих задач является очень сложным. В курсе общей физики обычно ограничиваются задачами, где рассматриваются препятствия простых форм, а среды распространения считаются однородными с постоянными показателями преломления.

Обычно в задачах рассматривают два модельных случая: дифракция Фраунгофера в параллельных лучах пучка на значительном расстоянии от препятствия и дифракцию Френеля на относительно небольшом удалении.

2.2.1. Дифракция Френеля

Поскольку в задачах курса в качестве препятствий обычно рассматривают самые простые (круглое отверстие или диск, длинную щель или полоску, полуплоскость), то в них удобно применять предложенный Френелем технический прием решения, названный методом зон Френеля. В этом методе волновой фронт в области препятствия разбивается на зоны по определенному правилу: расстояния от внешних границ соседних зон до точки наблюдения отличаются на половину длины волны. Это значит, что колебания от границ соседних зон приходят в точку наблюдения в противофазе, и их амплитуды вычитаются. При грубой оценке освещенности в точке наблюдения считают, что все участки волнового фронта в пределах одной зоны обеспечивают в точке наблюдения колебания в одной фазе. Тогда, если в каком-то отверстии укладывается четное число зон Френеля на волновом фронте, в точке наблюдения на экране будет минимум освещенности, а если открыто нечетное число зон Френеля, то в точке на экране будет дифракционный максимум. Надо не забывать, что при приближении или удалении экрана от отверстия будет меняться радиус границ зон, т.е. изменится число открытых препятствием зон, и максимум освещенности может смениться минимумом, и наоборот.

Для более детальной оценки освещенности в случае круглых отверстий или препятствий в виде дисков применяют так называемую спираль Френеля. Здесь используется графический метод сложения колебаний. Каждая зона Френеля разбивается на подзоны по тому же принципу, что и для целых зон: границы соседних подзон отстоят от точки наблюдения на одинаковое определенное малое расстояние, т.е. приходящие в точку наблюдения колебания от соседних подзон имеют между собой некоторый малый одинаковый сдвиг фазы. При графическом отображении колебаний, световые векторы колебаний от соседних зон оказываются наклоненными друг к другу на одинаковый угол и формируют спираль из ломаных линий (спираль – из-за постепенного уменьшения амплитуды колебаний с увеличением номера зоны, согласно принципу Гюйгенса-Френеля). При увеличении числа подзон, на которых делится каждая зона, спираль становится гладкой кривой. На ней можно для удобства отметить границы, по крайней мере, нескольких первых зон, и это будут точки в местах полуокружностей витков спирали.

Обычно в задачах надо оценить освещенность в заданной точке (пропорциональную интенсивности результирующего светового колебания в этой точке) при заданной интенсивности падающего на препятствие пучка. Тогда интенсивность света в точке за препятствием оценивают в долях от интенсивности падающего пучка. На спирали Френеля колебанию от всего волнового фронта без препятствия соответствует вектор, проведенный из начала спирали в ее центр.

Определив по формуле число зон, открытых круглым отверстием (а это может оказаться дробное число), на спирали откладывают вектор результирующего колебания, проведя его из начала спирали в точку на спирали, соответствующую числу зон. Используя приближение – замену витка спирали окружностью, можно из геометрических соображений определить отношение длины вектора результирующего колебания и радиуса окружности (т.е. длины вектора колебаний от всего открытого волнового фронта). Надо обязательно помнить, что спираль отображает векторы амплитуд колебаний. Тогда для получения искомого соотношения интенсивностей, найденное отношение длин векторов требуется возвести в квадрат. Если в задаче задано не отверстие, а препятствие – диск, то по формуле для радиуса зоны ищут число закрытых им зон, и начало вектора результирующего колебания помещают на спирали в точку, соответствующую первой открытой зоне, а конец вектора ставят в центр спирали. Дальнейшее – аналогично сказанному выше.

Если в круглом отверстии (или в открытом волновом фронте) дополнительным экраном зоны Френеля закрыты не радиально-симметрично (например, добавлен экран в форме полуплоскости по диаметру отверстия или сектора от центра отверстия), то здесь тоже можно использовать спираль Френеля. Согласно принципу Гюйгенса-Френеля, амплитуда колебания от участка волнового фронта пропорциональна площади этого участка. Тогда надо оценить, какую долю от площадей исходно открытых в отверстии (т.е. без дополнительного экрана) зон Френеля имеет закрытая добавленным экраном часть этих зон. На спирали откладывают векторы колебаний открытых зон и уменьшают длины этих векторов на долю, равную доле закрытой части зоны. После этого находят векторную сумму полученных световых векторов, и теперь длину вектора полученного результирующего колебания можно сравнивать с радиусом спирали – длиной светового вектора полностью открытого волнового фронта.

В задачах с такими препятствиями, как полуплоскость, длинная щель в экране или непрозрачная полоска используется спираль Корню. Она построена по тому же принципу, что и спираль Френеля, т.е. при разбиении волнового фронта на зоны, а каждую из них – на множество подзон. В отличие от спирали Френеля, на ветвях спирали Корню нанесены не границы зон, а некоторые определяемые по известной формуле значения, пропорциональные длинам дуг ветвей от центра спирали до этой точки. Принцип работы тот же – определение длины результирующего вектора колебаний и сравнение его с длиной светового вектора открытого волнового фронта, который на спирали Корню соответствует вектору, проведенному из центра одной ветви в центр другой. С учетом положения точки наблюдения относительно заданного препятствия и зон волнового фронта, открытых по одну и по другую сторону от нормали к экрану, проведенной в точке наблюдения, по известной формуле определяются значения точек на ветвях спирали Корню, в которых надо поместить начала и концы векторов, отображающих амплитуды колебаний, пришедших от упомянутых частей волнового фронта. После этого, проводится векторное суммирование этих векторов и производится геометрическим образом оценка соотношения его длины с расстоянием между центрами ветвей, отображающим амплитуду колебаний от полностью открытого волнового фронта (можно просто измерить длины нарисованных на картинке спирали Корню этих векторов). Найденное отношение возводится в квадрат для получения данных об интенсивности света в точке наблюдения в долях интенсивности открытого волнового пучка, падающего на рассматриваемое препятствие.

2.2.2. Дифракция Фраунгофера

В курсе общей физики обычно ограничиваются дифракцией Фраунгофера на одиночной щели и дифракционной решетке, реже рассматривают дифракцию на круглом отверстии. В этом же разделе затрагивают дифракцию рентгеновских лучей на объемной решетке атомов кристаллической структуры.

Для одиночной щели находят углы дифракции, задающие направления на точки наблюдения с минимумом освещенности. Волновой фронт падающего пучка разбивают в области щели на зоны, аналогичные зонам Френеля, и дифрагировавший пучок минимальной интенсивности идет в направлении, глядя из которого видим четное число зон в просвете щели. Это соответствует условию разности хода лучей от краев щели, кратной целому числу длин волн. Заметим, что применение составленной из подобного подхода формулы для максимумов дифракции (полагая разность хода от таких точек кратной нечетному числу полуволн) дает неточные, завышенные значения углов дифракции, особенно в области низких порядков дифракции. Угловая ширина дифракционных максимумов при дифракции на щели определяется разностью направлений на соседние минимумы вокруг максимума. Напомним, что при падении светового пучка по нормали к плоскости экрана со щелью, за щелью в том же направлении идет пучок нулевого порядка дифракции с максимальной интенсивностью.

В случае плоской дифракционной решетки, рассматривают углы дифракции главных максимумов как направлений, в которых разность хода от соответственных точек соседних щелей решетки кратна целому числу длин волн. Дифракционная картина представляет собой набор резких довольно узких максимумов, разделенных областями со слабыми дополнительными максимумами и минимумами. Бывают, однако, случаи (при определенных соотношениях периода решетки и ширины одной ее щели), когда для углов дифракции главных максимумов выполняется также условие минимумов для отдельной щели решетки. В этом случае максимум пропадает (действительно, в этом направлении никакая щель решетки ничего не излучает). При нормальном падении пучка на плоскую дифракционную решетку, за решеткой в этом направлении (с нулевым углом дифракции) всегда идет нулевой дифракционный максимум. Угловая ширина максимумов определяется как разность направлений на первые дополнительные минимумы по обе стороны от максимума. Заметим, что часто вместо периода решетки задают ее частоту, под которой понимают число ее штрихов на единицу длины, и период является обратной величиной (в соответствующих единицах измерения).

Отметим особенность определения главного максимума предельного порядка, который позволяет получить данная решетка при нормальном падении света на нее. В этой процедуре, в формулу для главных максимумов подставляют угол дифракции, равный $\pi/2$ и, зная длину волны света и период решетки, находят номер предельного порядка дифракции. Особенность состоит в следующем: если получено не целое значение, то применять обычные правила округления нельзя, т.к. тогда при обратной подстановке этого порядка в формулу можем получить синус угла больше 1. В случае дробного значения, в качестве предельного порядка дифракции берется просто целая часть полученного числа, не превышающая само число. Если в задаче требуется определить максимальный угол дифракции, то этот целый предельный порядок подставляется в формулу главных максимумов, откуда и получают искомый угол дифракции. Иногда спрашивают полное число главных дифракционных максимумов решетки. Здесь надо учесть, что решетка при нормальном падении света на нее дает равное число максимумов положительных и отрицательных порядков дифракции. Тогда надо удвоить номер предельного порядка и добавить один центральный нулевой порядок.

Поскольку дифракционная решетка часто используется для анализа спектров, в задачах затрагиваются и ее спектральные характеристики. Так, в некоторых задачах требуют найти условия наилучшего разрешения решеткой спектра в окрестности заданной длины волны. Наилучшее разрешение – способность разрешить в определенном порядке наименьшую разность длин волн. Этому соответствует наибольшая разрешающая способность, которая также определяется произведением порядка дифракции на число штрихов решетки. Тогда наилучшее разрешение спектра всей решеткой обеспечит предельный порядок дифракции, который можно для данной решетки и заданной длины волны определить так, как показано выше. Рассчитав разрешающую способность всей решетки для этого порядка, можно с ее использованием определить искомую минимальную разность длин волн в окрестности заданной, которую может обеспечить данная решетка. Если полученный результат не удовлетворяет, надо требовать замену решетки. В случае, когда требуют обеспечить разрешение в любом порядке, то рассмотрение надо проводить для наихудшего случая – для минимальной разрешающей способности решетки в первом порядке дифракции. Определив разрешающую способность решетки в этом порядке, находят разрешаемую разность длин волн. Если полученное значение признано недостаточным, надо определить, в каком порядке данная решетка сможет выполнить заданные условия, или подобрать параметры решетки, увеличив число штрихов за счет увеличения длины решетки или уменьшения ее периода.

2.3. Поляризация света

В этом разделе в курсе общей физики обычно рассматривают два типа задач. В одном проводят расчет прохождения световым пучком системы поляризаторов, во втором определяют параметры кристаллических двулучепреломляющих пластинок для заданного преобразования вида поляризации проходящего света.

При решении задач первого типа полезно запомнить, что при падении на идеальный (без учета поглощения и отражения) поляризатор естественного света, интенсивность полученного линейно поляризованного пучка равна половине интенсивности падающего естественного пучка. Это используется при расчете степени поляризации падающего частично поляризованного света. В формуле для степени поляризации, показывающей долю линейно поляризованного света в падающем пучке, минимальная интенсивность равна только половине интенсивности естественной составляющей. Максимальная интенсивность складывается из интенсивности поляризованной составляющей и половины естественной, т.к. для естественного света не важен угол поворота плоскости пропускания поляризатора вокруг оси пучка, и добавка от естественного света будет при любом положении поляризатора.

В некоторых задачах заданы неидеальные поляризаторы и анализаторы, когда интенсивность прошедшего их света меньше ожидаемой по закону Малюса. Тогда можно представить поляризатор составным устройством, где на входную грань идеального поляризатора нанесена пленка с некоторым коэффициентом поглощения, учитывающим все потери из-за неидеальности заданного поляризатора. Обычно в таких задачах оптическая схема содержит поляризатор и анализатор, оба неидеальные, и заданы два значения пропускания в разных точках схемы. Часто на вход подается пучок естественного света. Тогда можно найти коэффициент поглощения для поляризатора, учтя идеальный случай поляризации естественного света с получением пучка половинной интенсивности и заданное значение пропускания. Найденный коэффициент неидеального поглощения можно присвоить пленке анализатора и, уже с использованием закона Малюса, найти искомые величины (угол взаимного поворота осей пропускания устройств или интенсивность выходного пучка).

Второй тип задач чаще всего связан с поиском требуемой толщины полуволновых или четвертьволновых пластинок при заданном диапазоне желательных толщин и материала пластинки. Здесь, например, для четвертьволновой пластинки надо известное выражение разности фаз обыкновенного и необыкновенного лучей на выходе пластинки приравнять к $\pi/2$ с добавкой $2\pi k$, где k – целое число. Из полученного равенства выражают толщину пластинки (а часто эта формула приводится в сводках некоторых задачников) и подставляют в нее, помимо заданных длины волны и параметров материала, указанную в условии задачи примерную толщину. Находят значение коэффициента k, которое скорее всего окажется дробным, и округляют его до большего целого. Затем округленное значение подставляют в формулу и находят искомую толщину пластинки.

Иногда в этом же разделе решают задачи с использованием закона Брюстера, поскольку это явление также может использоваться (как в стопе Столетова) для получения линейно поляризованного светового пучка. В этих задачах надо помнить, что в формуле закона тангенс угла падения равен относительному показателю преломления двух контактирующих сред, определяемому отношением их абсолютных показателей преломления. Это обстоятельство особенно важно, когда оптический контакт твердого тела в задаче происходит не с воздухом или газом, а с жидкой средой или с другим твердым телом или пленочным покрытием.

3. Тепловое излучение

В написанных в разное время и переизданных задачниках и учебниках встречается «разноголосица» в терминологии величин, описывающих тепловое излучение, и это надо учитывать. Так, энергетическая светимость может быть названа интегральной мощностью излучения, интегральной светимостью или интегральной излучательной способностью. Приходящуюся на узкий диапазон частот (или длин волн) энергетическую светимость называют излучательной способностью, испускательной способностью, спектральной плотностью светимости.

Излучательная способность может быть записана как функция либо частоты теплового излучения, либо длины волны (и температуры, конечно). При этом, для одного и того же участка спектра можно перейти от одной формы функции к другой, но надо не только сделать замену переменной, но и домножить, например, функцию от частоты на множитель (c/λ^2), где c – скорость света, и только тогда получим правильную запись излучательной способности как функции длины волны (понятно, что при обратном переходе множитель «переворачивается»). Часто в формулах вместо излучательной способности (величины, характеризующей излучающее тело) используют спектральную объемную плотность излучения для того же диапазона частот (или длин волн), которая характеризует само тепловое излучение как электромагнитную волну. Понятно, что эти величины должны быть связаны между собой. Излучательная способность равна спектральной объемной плотности излучения, домноженной на $c/4$.

Иногда в задачах требуется найти полную тепловую энергию, излученную телом за какое-то время. Это делают с привлечением энергетической светимости. Напомним, что по определению энергетическая светимость равна потоку энергии (т.е. мощности излучения) с единицы поверхности тела по всем направлениям во всем спектральном диапазоне. Это значит, что для нахождения энергии в допущении равномерного излучения участками поверхности тела, надо найти энергетическую светимость и умножить на площадь и на время излучения (при обычном в задачах условии постоянной мощности излучения). Если мощность меняется со временем и по площади, надо интегрировать соответственно по этим переменным.

Заметим, что закон Стефана-Больцмана в классическом виде относится к энергетической светимости абсолютно черного тела. Для реальных тел вводится дополнительный коэффициент излучения α (иногда называемый коэффициентом черноты), который равен доли светимости реального тела от светимости абсолютно черного тела при данной температуре. При переходе к другой температуре надо учитывать, что ход спектральной зависимости α изменится, что вносит некоторую неопределенность в решение и требует указания в условии задачи численных значений этого коэффициента для рассматриваемых температур. Иногда привлекают модель серого тела и вставляют в формулу Стефана-Больцмана множитель, равный коэффициенту поглощения серого тела. Он тоже зависит от температуры, но одинаков во всем спектральном диапазоне.

Нелинейная связь излучательных способностей в координатах частоты или длины волны приводит к тому, что определяемые законом смещения Вина частота и длина волны максимумов излучательной способности в этих координатах не связаны между собой обычным образом как $\nu = c/\lambda$. Это – из-за упомянутой выше нелинейной связи излучательной способности при ее записи в разных координатах.

4. Корпускулярная оптика

В этом разделе решают задачи по темам, которые наилучшим образом (а иногда только таким образом) поясняются при рассмотрении света как потока частиц – фотонов. К таким темам относятся давление света, внешний фотоэффект, эффект Комптона.

Иногда в задачах требуется определить массу фотона. В таком вопросе нет никакого подвоха. Фотон считается безмассовой частицей особого рода, существующей только в движении со скоростью света. Однако, в этом перечне свойств подразумевается масса покоя. Это совершенно не мешает присвоить фотону релятивистскую массу, определяя ее из энергетических соображений, а именно – из записи полной энергии фотона как $W_ф = m_ф \cdot c^2$, где $m_ф$ – релятивистская масса. С другой стороны, энергию фотона можно записать в известной форме $W_ф = h\nu = hc/\lambda$. Приравняв, получаем возможность найти искомую массу.

В принципе, давление света можно описать как результат воздействия падающей электромагнитной волны на поверхность экрана. Однако, простой вывод выражения для величины светового давления получают при использовании корпускулярного подхода путем применения закона сохранения импульсов для падения частиц – фотонов на экран, в том числе с учетом коэффициента отражения. К тому же, здесь легко учитывается случай падения света на экран под некоторым углом. В этом случае, в формуле для величины давления добавляется множитель $cos^2\alpha$, где α – угол падения, отсчитанный обычным образом от нормали к поверхности.

Во внешнем фотоэффекте и эффекте Комптона мы имеем электроны, движущиеся в пространстве в результате воздействия света на вещество. При записи закона сохранения энергии (что требуется в обоих этих случаях) надо знать, считать электрон классической или релятивистской частицей, ибо от этого зависит форма записи его кинетической энергии. Здесь стоит запомнить, что принято считать электрон классической частицей, если его кинетическая энергия много меньше энергии покоя $W_0 = m_0 \cdot c^2 = 0{,}511$ МэВ. Тогда, для фотоэффекта можем сказать, что это неравенство обязательно выполняется при энергии фотонов $W_ф << W_0 = hc/\lambda$, откуда получаем: $\lambda >> h/(m_0 \cdot c^2)$, или $\lambda >> \lambda_c$, где λ_c – комптоновская длина волны для электрона. Если это неравенство не выполняется, электрон в фотоэффекте рассматривается как релятивистская частица с соответствующей записью его кинетической энергии. В этом случае, в формуле фотоэффекта пренебрегают работой выхода электрона из металла, поскольку типичные значения этой величины – несколько электрон-вольт, в то время как другие члены уравнения измеряются в МэВ. Процедура сравнения упрощается, когда мы учитываем, что для электрона $\lambda_c = 0{,}0242$ Ангстрем = 0,00242 нм, что соответствует пограничной области диапазонов коротковолнового рентгеновского и γ-излучений. Тогда, если в задаче для возбуждения фотоэффекта используется ультрафиолетовые волны или видимый свет, мы заведомо имеем электрон как классическую частицу.

Что касается эффекта Комптона, в задачах часто задается значение энергии электрона отдачи. Эти заданные величины тоже надо сравнить с W_0, и если они сравнимы со значением порядка 0,5 МэВ, то электрон отдачи надо рассматривать как релятивистскую частицу.

Напомним, что электрон-вольт – единица измерения энергии, и для перевода ее в основную единицу системы измерений СИ надо использовать следующее соотношение: $1\ эВ = 1{,}6 \cdot 10^{-19}$ Дж, соответственно $1\ МэВ = 1{,}6 \cdot 10^{-13}$ Дж.

5. Заключение

Оптика является одним из важнейших разделов физики и находит все более широкое практическое применение в самых разных прикладных науках и инженерной деятельности, а также активно используется в других фундаментальных науках в ходе экспериментальных исследований. Это обстоятельство заставляет обратить особое внимание на решение практических задач по оптике, моделирующих реальные явления и процессы. Рассмотренные в пособии вопросы, конечно, не охватывают всего разнообразия задач, решаемых в рамках раздела «Оптика», но представленные в пособии подходы к решению и основные типовые приемы позволяют успешно решать типичные задачи по главным подразделам оптики в рамках базового курса общей физики для студентов всех направлений подготовки бакалавров и специалистов.

6. Список литературы

1. Иродов И.Е. Волновые процессы. Основные законы : учебное пособие для физических специальностей вузов / И. Е. Иродов. 5-е изд., испр. М.: БИНОМ. Лаборатория знаний, 2010. – 263 с.
2. Савельев И.В. Курс общей физики. Кн.4. Волны. Оптика : учебное пособие для втузов / И. В. Савельев. М.: Астрель : АСТ, 2002. – 256 с.
3. Сивухин Д.В. Общий курс физики. Т. 4. Оптика : учебное пособие для физических специальностей вузов / Д. В. Сивухин. Изд. 3-е, стер. М.: Физматлит, 2002. – 791 с.
4. Иродов И.Е. Задачи по общей физике : учебное пособие для вузов по естественнонаучным, педагогическим и техническим направлениям и специальностям / И. Е. Иродов. Изд. 13-е, стер. СПб; М.; Краснодар : Лань, 2009. – 416 с.
5. Чертов А.Г., Воробьев А.А. Задачник по физике : учебное пособие для втузов / А. Г. Чертов, А. А. Воробьев. 7-е изд., перераб. и доп. М. : Физматлит, 2002. – 636 с.