

Министерство образования РФ

Санкт-Петербургский государственный электротехнический
университет «ЛЭТИ»

Приложение №1 к методическим указаниям по выполнению Н.А. заданий
примата А.Р. Установка может быть выполнена в зависимости от имеющихся в наличии компонентов. Рекомендуется для выполнения заданий, как и отчета по лабораторным работам, использовать опубликованные на официальном сайте университета химического института труда (здесь же можно найти другие виды лабораторий – это химико-биологический, химико-минеральный, химико-технологический и т.д.).

Волновая оптика

При выполнении лабораторных работ по источникам и приемнику излучения, а также по определению параметров излучения, определяемого под углом к поверхности, стоящей перед источником излучения.

Методические указания к выполнению индивидуальных заданий по физике

При выполнении лабораторных работ по определению параметров излучения, определяемого под углом к поверхности, стоящей перед источником излучения.

При переходе к энергетическому выражению угла между нормалью к поверхности склонки склону на грани:

$$E = (E_1 + E_2) \cdot \cos \theta$$

При измерении углов склонки склону измерительным прибором регистрируется будет значение, предписанное за время, соответствующее нисходящему излучению в атмосфере. Иначе говоря, измерительной аппаратурой достаточно легкой, даже у современных измерителей, раз более изогнутых, чем человеческая спина, превышающей длину пояса, воспринимается в 0,1 градуса.

Санкт-Петербург
Издательство СПбГЭТУ «ЛЭТИ»
2000

УДК 537.83; 535.12

Волновая оптика: Методические указания к выполнению индивидуальных заданий по физике / Сост.: М. В. Павловская, В. М. Вяткин, В. Н. Попов; Под ред. А. И. Мамыкина. СПб.:Изд-во СПбГЭТУ «ЛЭТИ», 2000. 32 с.

Содержат описание основных явлений и законов по темам: интерференция, дифракция и поляризация света, – а также набор задач для индивидуального решения.

Предназначены для студентов 2-го курса всех факультетов.

Утверждено
редакционно-издательским советом университета
в качестве методических указаний

Издание содержит методические указания по темам: интерференция, дифракция и поляризация, – и набор задач для индивидуального решения. Индивидуализированные задачи по физике имеют общую редакцию задач, но различные исходные данные, которые студенты в соответствии с номенклатурой своей фамилии в списке группы выбирают из приводимых вариантов. Выполненные задания аккуратно оформляются на одной стороне бумаги формата А4. Решению каждой задачи должна предшествовать запись исходных данных. Решения должны быть подробными и снабжены необходимыми комментариями. Рисунки, графики выполняются карандашом. Задания, как и отчеты по лабораторным работам, снабжаются титульными листами, форма которых представлена в лаборатории. Сроки сдачи заданий сообщаются преподавателем.

Интерференция световых волн

При сложении электромагнитных волн, пришедших от источника к приемнику различными путями, может наблюдаться перераспределение потока электромагнитной энергии в пространстве - явление, называемое интерференцией.

Пусть в некоторой точке пространства существуют две электромагнитные волны. Напряженность результирующего поля определяется векторной суммой напряженностей исходных полей E_1 и E_2 :

$$E = E_1 + E_2.$$

Для перехода к энергетическому описанию умножим каждую часть равенства скалярно саму на себя:

$$E^2 = (E_1 + E_2)^2 = E_1^2 + E_2^2 + 2 E_1 E_2.$$

При измерении результирующего поля измерительным прибором регистрироваться будет значение, усредненное за время, соответствующее инерционности приемной аппаратуры. Инерционность измерительной аппаратуры достаточно велика, даже у современных приборов, в миллионы раз менее инерционных, чем человеческий глаз (инерционность зрительного восприятия порядка 0,1 с), она много больше периода световых колебаний (для видимой области порядка 10^{-15} с). Тогда среднее значение резуль-

тирующего поля: $\langle E^2 \rangle = \langle E_1^2 \rangle + \langle E_2^2 \rangle + 2 \langle E_1 E_2 \rangle$. Последнее слагаемое в этой формуле носит название интерференционного члена. Возможны два случая:

1. Если $\langle E_1 E_2 \rangle = 0$, то энергии колебаний просто складываются. Интенсивность, т. е. усреднённое по времени значение плотности потока электромагнитной энергии, будет равна сумме интенсивностей падающих волн $I = I_1 + I_2$. Данное условие выполняется при наложении монохроматических волн разных частот или при наложении плоских волн, поляризованных во взаимно перпендикулярных плоскостях.

2. Если $\langle E_1 E_2 \rangle \neq 0$, то $I \neq I_1 + I_2$. Отметим, что нарушение аддитивности энергетических характеристик связано не с нарушением закона сохранения энергии, а с перераспределением потока энергии в пространстве.

Рассмотрим простейший случай двух волн одинаковой частоты, возбуждающих в некоторой точке пространства колебания одинакового направления $E_1 = E_{10} \cos(\omega t + \alpha_1)$ и $E_2 = E_{20} \cos(\omega t + \alpha_2)$. Тогда

$$\langle E_1 E_2 \rangle = \langle E_1 E_2 \rangle; \quad \langle E^2 \rangle = \langle E_1^2 \rangle + \langle E_2^2 \rangle + 2 \langle E_1 E_2 \rangle.$$

Переходя к интенсивностям, получим

$$I = I_1 + I_2 + 2(I_1 + I_2)^{1/2} \cos \delta,$$

где $\delta = \alpha_1 - \alpha_2$ есть разность фаз колебаний. Она зависит от пространственных координат, так что в одних точках пространства интенсивность достигает максимума, в других – минимума. Интенсивность при этом принимает, соответственно, значения:

$$I_{\max} = I_1 + I_2 + 2(I_1 + I_2); \quad I_{\min} = I_1 + I_2 - 2(I_1 + I_2).$$

В случае, когда $I_1 = I_2$, $I = 2I_1(1 + \cos \delta) = 4I_1 \cos^2(\delta/2)$. В зависимости от разности фаз интенсивность меняется от $I_{\min} = 0$ до $I_{\max} = 4I_1$.

При наложении волн, которые являются не строго монохроматическими, условие существования интерференции можно сформулировать следующим образом: необходимо, чтобы разность фаз складываемых колебаний сохраняла свое значение за время усреднения. Колебания, для которых разность фаз за время наблюдения остается неизменной, называются *когерентными*. Примером являются две гармонические волны одной частоты.

Источники естественного света *некогерентны*. Это обусловлено тем, что излучение слагается из волн, испускаемых многими атомами. Отдельные атомы излучают цуги волн длительностью порядка 10^{-8} с и протяженностью порядка 3 м. Фаза нового цуга не связана с фазой предыдущего цуга. В испускаемой телом световой волне излучение одной группы атомов через время порядка 10^{-8} с сменяется излучением другой группы и фаза результирующей волны претерпевает случайные изменения.

В световых пучках от разных источников флуктуации независимы и пучки взаимно некогерентны. Если же два пучка испускаются одним источником, то возникающие в них флуктуации коррелированы и пучки когерентны (при частичной корреляции наблюдается частичная когерентность). Следовательно, когерентные волны можно получить и от источника естественного света, разделив волну, излучаемую источником, на две части.

Пусть разделение на две когерентные волны происходит в точке O (рис. 1). До точки P первая волна проходит в среде с показателем преломления n_1 путь s_1 , вторая волна проходит в среде с показателем преломления n_2 путь s_2 . Если в точке O фаза колебаний равна ωt , то первая волна возбудит в точке P колебание $A_1 \cos \omega(t - s_1/v_1)$, а вторая волна – колебание $A_2 \cos \omega(t - s_2/v_2)$, где v_1 и v_2 – фазовые скорости волн. Следовательно, разность фаз колебаний, возбуждаемых волнами в точке P , будет составлять

$$\delta = \omega(s_2/v_2 - s_1/v_1) = \omega/c(n_2 s_2 - n_1 s_1).$$

Отношение ω/c есть волновое число k , которое также равно $2\pi/\lambda_0$ (где λ_0 – длина волны в вакууме). Величина, равная разности оптических длин проходимых волнами путей, называется *оптической разностью хода*:

$$\Delta = (n_2 s_2 - n_1 s_1),$$

тогда разность фаз можно представить в виде $\delta = k \Delta$. Если оптическая разность хода равна целому числу длин волн в вакууме, то выполняется условие интерференционного максимума $\Delta = \pm m / \lambda_0$ ($m = 0, 1, 2, \dots$), при

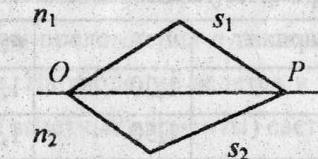


Рис. 1

этом разность фаз $\delta = \pm 2\pi m$. Если Δ равна полуцелому числу длин волн в вакууме, то выполняется условие интерференционного минимума: $\Delta = \pm (m + 1/2) / \lambda_0$ ($m = 0, 1, 2, \dots$), разность фаз $\delta = \pm 2\pi (m + 1/2)$.

Задача 1

Между двумя плоскими и параллельными слоями диэлектрика с показателями преломления n_1 и n_2 находится слой вещества (жидкости) малой толщины d с показателем преломления n . Плоская монохроматическая волна с заданной длиной волны λ падает на слой под углом α . Для каждого варианта составьте и запишите текст задачи, изобразите ход интерферирующих лучей, получите выражение для разности хода между ними.

Определите минимальную толщину слоя вещества, при которой свет заданной длины волны максимально усиливается (варианты 1–12) или ослабляется (варианты 13–25). Наблюдение ведется в отраженном (нечетные варианты) или в проходящем (четные варианты) свете.

Варианты условий к задаче.

Вариант	n_1	n_2	n	α, \dots°	$\lambda, \text{ нм}$
1	1,20	1,50	1,39	45	600
2	1,50	1,52	1,40	30	486
3	1,33	1,80	1,50	60	610
4	1,20	1,20	1,39	50	390
5	1,47	1,53	1,40	40	700
6	1,53	1,53	1,20	25	620
7	1,40	1,62	1,20	45	546
8	1,62	1,62	1,43	20	600
9	1,33	1,50	1,80	45	620
10	1,33	1,50	1,40	25	600
11	1,60	1,62	1,50	60	750
12	1,50	1,80	1,60	30	520
13	1,20	1,50	1,40	50	550

Вариант	n_1	n_2	n	α, \dots°	$\lambda, \text{ нм}$
14	1,20	1,80	1,50	60	456
15	1,80	1,80	1,50	35	700
16	1,50	1,20	1,40	30	600
17	1,60	1,20	1,40	60	550
18	1,62	1,00	1,40	50	486
19	1,50	1,50	1,60	15	456
20	1,52	1,60	1,63	25	600
21	1,50	1,40	1,43	35	610
22	1,20	1,52	1,33	30	700
23	1,20	1,50	1,40	20	650
24	1,33	1,50	1,20	45	550
25	1,20	1,00	1,80	10	645

Задача 2

Установка для наблюдения колец Ньютона освещается монохроматическим светом с длиной волны λ . Между линзой с показателем преломления n_1 и прозрачной пластинкой с показателем преломления n_2 находится слой вещества с показателем преломления n . Наблюдение ведется в отраженном (четные варианты) или проходящем (нечетные варианты) свете.

Радиус темного (варианты 1–12) или светлого (варианты 13–25) кольца r , номер кольца k , длина волны λ , показатели преломления приведены в таблице. Для каждого варианта составьте и запишите текст задачи, изобразите ход интерферирующих лучей, получите выражение для разности хода между ними. Определите радиус кривизны линзы R .

Варианты условий к задаче.

Вариант	n_1	n_2	n	$\lambda, \text{ нм}$	$r_k, \text{ мм}$	k
1	1,50	1,20	1,60	650	3,1	10
2	1,47	1,53	1,60	400	2,8	12
3	1,54	1,70	1,66	440	3,3	15

Вариант	n_1	n_2	n	$\lambda, \text{ нм}$	$r_k, \text{ мм}$	k
4	1,62	1,52	1,33	546	2,7	8
5	1,39	1,46	1,63	550	3,0	9
6	1,40	1,48	1,43	650	3,3	11
7	1,65	1,65	1,33	590	2,5	7
8	1,52	1,52	1,63	675	3,7	12
9	1,38	1,47	1,40	750	4,0	13
10	1,70	1,70	1,20	440	3,4	11
11	1,50	1,50	1,60	546	3,6	15
12	1,52	1,80	1,63	530	3,1	10
13	1,53	1,53	1,33	600	2,1	4
14	1,52	1,52	1,80	550	2,3	8
15	1,50	1,80	1,60	675	1,8	4
16	1,80	1,52	1,63	620	4,0	10
17	1,50	1,52	1,63	585	3,9	9
18	1,62	1,62	1,33	440	2,5	7
19	1,65	1,65	1,80	675	3,0	10
20	1,54	1,47	1,33	400	3,3	11
21	1,50	1,80	1,60	600	3,5	10
22	1,70	1,52	1,63	675	4,0	12
23	1,50	1,52	1,33	440	2,7	9
24	1,52	1,50	1,80	400	3,1	13
25	1,48	1,52	1,33	675	2,7	7

Дифракция световых волн

Дифракцией называется совокупность явлений, наблюдавшихся при распространении света в среде с резкими неоднородностями и связанных с отклонением от законов геометрической оптики. Дифракция, в частности, приводит к огибанию световыми волнами препятствий и проникновению света в область геометрической тени.

Между интерференцией и дифракцией нет существенного физиче-

ского различия. Оба явления заключаются в перераспределении светового потока в результате суперпозиции волн.

Различают два вида дифракции. Если источник света и точка наблюдения расположены от препятствия настолько далеко, что лучи, падающие на препятствие, и лучи, идущие в точку наблюдения, образуют практически параллельные пучки, говорят о *дифракции Фраунгофера* (дифракция в параллельных лучах), в противном случае говорят о *дифракции Френеля* (дифракция в сходящихся лучах). Индивидуальное задание содержит две задачи на дифракцию Фраунгофера, наблюдавшуюся на одной щели (A) и на дифракционной решётке (B).

A. Дифракция Фраунгофера от щели. Схема наблюдения дифракции Фраунгофера на щели представлена на рис. 2. Излучение точечного источника S превращается линзой $L1$ в плоскую волну, которая нормально падает на щель шириной b в непрозрачном экране $A1$. Линза $L2$ собирает на экране $A2$, установленном в её фокальной плоскости, лучи, прошедшие через отверстие. Волновая поверхность падающей волны, плоскость щели и экран $A2$ параллельны друг другу.

Интенсивность в определённой точке P экрана определяется, согласно принципу Гюйгенса–Френеля, интерференцией вторичных волн, которые исходят от всех элементарных участков щели и распространяются в точку P в одном и том же направлении ϕ .

Для расчёта дифракционной картины разобьём щель на узкие длинные полоски (элементарные зоны) шириной dx , параллельные краям щели. Для не слишком больших углов дифракции ϕ амплитуда колебания dE_ϕ , возбуждаемого зоной, будет зависеть только от площади зоны и, следовательно, будет пропорциональна ширине зоны dx : $dE_\phi = (E_0/b) dx$, где E_0 – амплитуда излучения, посыпанного всей щелью в направлении $\phi = 0$.

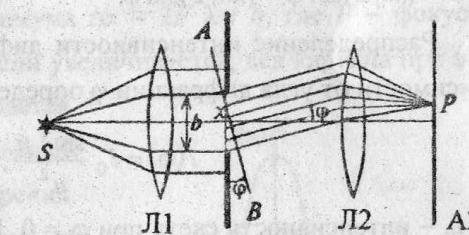


Рис. 2

Соотношение фаз вторичных волн в точке P будет таким же, как в любой плоскости, перпендикулярной направлению их распространения до линзы, например в плоскости AB (см. рис. 2). При параллельном падении света на щель фазы вторичных источников в плоскости щели одинаковы, поэтому волна, исходящая в направлении ϕ от полоски с координатой x (начало координат в центре щели), опережает по фазе волну того же направления из середины щели на $kx \sin \phi$, где $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число.

Амплитуда результирующего колебания в точке P , обусловленная вторичными волнами от всей щели шириной b ,

$$E(\phi) = \frac{E_0}{b} \int_{-b/2}^{b/2} \exp(ikx \sin \phi) dx = E_0 \frac{\sin u}{u}, \quad (1)$$

где $u = (kb/2) \sin \phi = (\pi b/2) \sin \phi$.

Распределение интенсивности дифрагированного света на экране в зависимости от угла дифракции ϕ определяется выражением

$$I(\phi) = I_0 \frac{\sin^2 u}{u^2}, \quad (2)$$

где I_0 – интенсивность света при $\phi = 0$. При $\phi = 0$, $u = (\pi b / \lambda) \sin \phi$ также обращается в нуль. Так как $\lim_{u \rightarrow 0} (\sin u / u) = 1$, то и $I(\phi = 0) = I_0$, т. е. интенсивность максимальна в центре дифракционной картины.

Интенсивность света $I(\phi)$, согласно формуле (2), обращается в нуль при углах дифракции, которые определяются из условия $\sin u = 0$ ($u \neq 0$). Следовательно, $u = (\pi b / \lambda) \sin \phi = m\pi$, что приводит к условию *дифракционных минимумов*:

$$b \sin \phi = \pm m\lambda, \quad m \geq 1. \quad (3)$$

Между минимумами расположены побочные максимумы освещённости, которые легко найти, взяв первую производную от функции $I(\phi)$ по u и приравняв её к нулю, что приводит к уравнению $\operatorname{tg} u = u$. Значения угла ϕ , получающиеся при решении этого трансцендентного уравнения, удовлетворяют соотношениям

$$\sin \phi_1 = \pm 1,43 \lambda / b; \sin \phi_2 = \pm 2,46 \lambda / b; \sin \phi_3 = \pm 3,47 \lambda / b; \dots \quad (4)$$

Видно, что с ростом m значение m -го корня стремится к $(m + 1/2)\pi$, откуда получаем условие углового положения *дифракционных максимумов*:

$$b \sin \phi = (m + 1/2)\lambda, \quad m = \pm 1, 2, K$$

В это условие не входит положение центрального максимума при угле $\phi = 0$. С увеличением угла дифракции быстро уменьшаются экстремальные значения функции $(\sin u / u)^2$. Если считать $I_0 = 1$ и обозначить интенсивность первого побочного максимума I_1 , второго I_2 , то получим следующее отношение: $I_0 : I_1 : I_2 = 1 : 0,047 : 0,017$. Значит, хотя основная часть светового потока сосредоточена в центральной дифракционной полосе между минимумами порядков $m = \pm 1$, некоторая его часть будет распространяться в направлении первых ($\approx 5\%$ энергии) и даже вторых ($\approx 2\%$ энергии) максимумов.

Ширина центрального максимума $\Delta x \approx 2F \lambda / b$, где F – фокусное расстояние линзы, при сужении щели увеличивается, вся картина при этом расширяется, а её яркость уменьшается.

Когда b приближается к λ , центральный максимум охватывает всё поле зрения: освещённость экрана уменьшается от центра к краям монотонно.

Распределение интенсивности при дифракции плоской волны от щели показано на рис. 3. На опыте легко заметить относительно слабые первые побочные максимумы. Эксперимент лучше всего проводить, используя излучение лазера, обеспечивающего коherентность освещения щели.

В. Дифракционная решётка. Дифракционной решёткой можно считать любое устройство, обеспечивающее пространственную периодическую модуляцию падающей световой волны по амплитуде или фазе.

Рассмотрим одномерную дифракционную решётку (рис. 4), представляющую собой систему N параллельных щелей равной ширины b , лежащих в одной плоскости и разделённых равными по ширине непрозрачными промежутками.

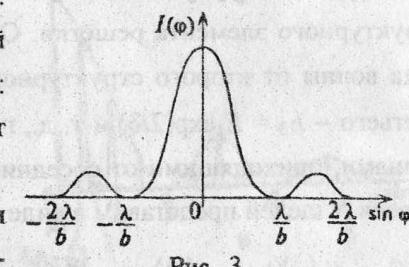


Рис. 3

Расстояние между серединами соседних щелей d называется *постоянной решётки*, или её *периодом*.

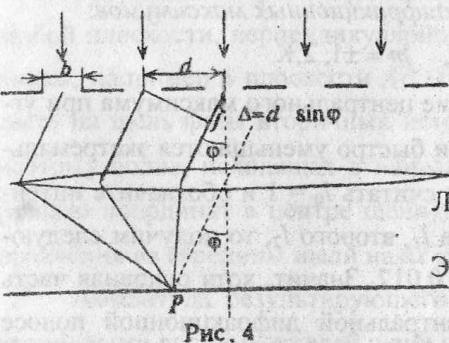


Рис. 4

Пусть на эту решётку нормально падает плоская монохроматическая волна, а дифракционная картина наблюдается на экране Э, установленном в фокальной плоскости линзы Л. Требуется найти интенсивность света $I(\phi)$, распространяющегося в направлении, составляющем угол ϕ с нормалью к плоскости, в которой лежат все N щелей.

Дифракционная картина от решётки представляет собой многолучевую интерференцию когерентных пучков света одинаковой интенсивности, идущих в точку наблюдения P от всех щелей. Для её расчета обозначим $E_1(\phi)$ амплитуду волны, пришедшей в точку наблюдения P от первого структурного элемента решётки. Она определяется формулой (1). Амплитуда волны от второго структурного элемента решётки $E_2 = E_1 \exp(i\delta)$, от третьего – $E_3 = E_1 \exp(2i\delta)$ и т. д., где $\delta = (2\pi d / \lambda) \sin\phi$ – сдвиг фаз между волнами, приходящими от соседних щелей. Полную амплитуду в точке P от всех N щелей представим в виде суммы геометрической прогрессии:

$$E_P = E_1(\phi) [1 + \exp(i\delta) + \exp(2i\delta) + \dots + \exp((N-1)i\delta)] = E_1(\phi) \frac{1 - \exp(Ni\delta)}{1 - \exp(i\delta)}$$

Интенсивность волны $I(\phi) = E_P E_P^*$, где E_P^* – комплексно-сопряжённая амплитуда волны. Получаем

$$I(\phi) = I_1(\phi) \left(\frac{\sin(N\delta/2)}{\sin(\delta/2)} \right)^2 = I_0 \left(\frac{\sin u}{u} \right)^2 \left(\frac{\sin(N\delta/2)}{\sin(\delta/2)} \right)^2, \quad (5)$$

где $u = (\pi b / \lambda) \sin \phi$, $N\delta/2 = (N\pi d / \lambda) \sin \phi$.

Распределение интенсивности на экране в дифракционной картине от N щелей (рис. 5, а) промодулировано функцией интенсивности одной щели $I_1(\phi)$ (рис. 5, б) и представлено на рис. 5, в. Видно, что в дифракционной картине имеются резкие максимумы, называемые *главными*, между

которыми расположены малоинтенсивные максимумы и минимумы, называемые *побочными*. Точки, в которых $I_1(\phi) = 0$, называются *главными минимумами*.

Главные максимумы наблюдаются в направлениях дифракции, при которых знаменатель в выражении (5) обращается в нуль. Но при этом и числитель в том же выражении оказывается нулём; раскрытие неопределённости $0/0$ приводит к конечному значению $I(\phi)$. Первый случай $u = 0$ соответствует $\phi = 0$ и характеризует положение центрального максимума огибающей дифракционного спектра $I_1(\phi)$; этот случай был рассмотрен ранее при исследовании дифракции света на одной щели.

Второй случай $\sin(\delta/2) = 0$ выполняется при $\delta/2 = \pi k$, что приводит к условию *главных максимумов*:

$$d \sin \phi = k\lambda, \quad k = 0, \pm 1, \pm 2, K, \quad (6)$$

где k – порядок главного максимума.

При выполнении условия (6) выражение (5) для $I(\phi)$ переходит в

$$(I(\phi))_{\max} = I_0 \left(\frac{\sin u}{u} \right)^2 N^2. \quad (7)$$

Таким образом, интенсивность света, дифрагированного на системе из N щелей, возрастает не в N раз по сравнению с интенсивностью света, прошедшего через каждую щель, а в N^2 раз.

Условие минимума интенсивности выполняется для точек экрана,

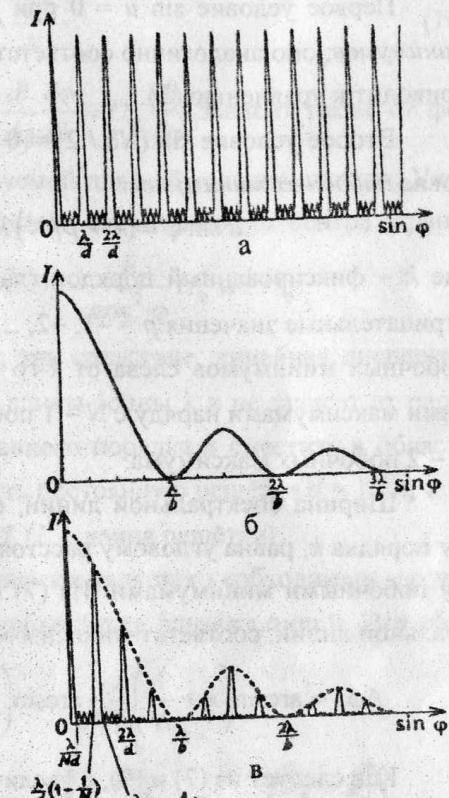


Рис. 5

для которых числитель в выражении (5) для $I(\phi)$ обращается в нуль, но знаменатель при этом нулю не равен. Это возможно при двух условиях.

Первое условие $\sin u = 0$ при $u \neq 0$, называемое условием *главных минимумов*; оно аналогично соответствующему условию для одной щели и приводит к уравнению (3).

Второе условие $\sin(N\delta/2) = 0$ при $\sin(\delta/2) \neq 0$, определяющее условие *побочных минимумов*:

$$d \sin \phi = (k + p/N)\lambda, \quad p = 1, 2, K, N - 1,$$

где k – фиксированный порядок главного максимума. Можно допустить отрицательные значения $p = -1, -2, \dots, -(N-1)$, которые дадут положения побочных минимумов слева от k -го максимума. Между главными соседними максимумами наряду с $N-1$ побочными минимумами располагаются $N-2$ побочных максимума.

Ширина спектральной линии, соответствующей главному максимуму порядка k , равна угловому расстоянию между двумя ближайшими к нему побочными минимумами. Из (7) получаем для угловой ширины спектральной линии, соответствующей k -му максимуму,

$$\Delta\phi_k = \arcsin\left(k + \frac{1}{N}\right)\frac{\lambda}{d} - \arcsin\left(k - \frac{1}{N}\right)\frac{\lambda}{d} \cong \frac{2\lambda}{Nd\sqrt{1-(k\lambda/d)^2}}. \quad (9)$$

Как следует из (7) и (9), с увеличением числа щелей N интенсивность главных максимумов возрастает, а их ширина уменьшается.

Любой спектральный прибор осуществляет разложение излучения на монохроматические составляющие путём их пространственного разделения с помощью диспергирующего элемента (призмы, дифракционной решётки и т. д.). Основными характеристиками всякого спектрального прибора являются его *угловая* и *линейная дисперсии* и *разрешающая способность*.

Дисперсия определяет угловое или линейное расстояние между двумя спектральными линиями, различающимися по длине волн на единицу (например, на 1 нм). Угловой дисперсией D_ϕ называется величина $D_\phi = d\phi/d\lambda$. Выражение для угловой дисперсии дифракционной решётки

получим дифференцированием обеих частей выражения (6) по λ :
 $d \cos \phi (d\phi/d\lambda) = k$, или

$$D_\phi = \frac{k}{d \cos \phi} = \frac{\operatorname{tg} \phi}{\lambda}. \quad (10)$$

Линейная дисперсия $D_l = \frac{dl}{d\lambda} = \frac{dl}{d\phi} \frac{d\phi}{d\lambda} = D_\phi \frac{dl}{d\phi}$ зависит также от фо-

кусного расстояния F линзы, используемой для наблюдения спектра. Учи-
тывая, что положение спектральной линии, отсчитанное от центра экрана,

$$l = F \operatorname{tg} \phi, \text{ получим } dl/d\phi = F/\cos^2 \phi \text{ и } D_l = \frac{F}{\cos^2 \phi} D_\phi \cong FD_\phi.$$

Из (10) следует, что угловая и, как следствие, линейная дисперсии зависят лишь от угла дифракции ϕ и длины волны λ и не зависят от па-
раметров решётки. Но чтобы спектр данного порядка k сместить в область больших углов, необходимо уменьшить постоянную решётки $d = 1/n$, т. е.
увеличить плотность штрихов $n = N/L$ (L – длина решётки).

Большое значение угловой дисперсии является необходимым, но не-
достаточным условием раздельного наблюдения близких линий. Это объ-
ясняется тем, что спектральные
линии имеют ширину (9), которая
не зависит от угловой дисперсии
 D_ϕ . Любой детектор излучения (в
том числе глаз) регистрирует оги-
бающую интенсивности близких
линий. Поэтому в зависимости от
их ширины две спектральные ли-
нии, имеющие одинаковое про-
странственное разрешение, могут восприниматься либо как одна (рис. 6, а),
либо как две линии (рис. 6, б).

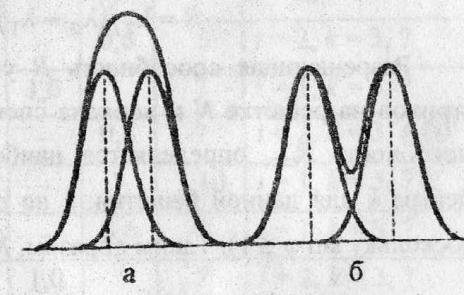


Рис. 6

В связи с этим вводится дополнительная характеристика спектраль-
ного прибора, характеризующая возможность раздельного наблюдения
спектральных линий. Она называется *разрешающей способностью (силой)*
прибора: $R = \lambda/\Delta\lambda$, где $\Delta\lambda = \lambda_2 - \lambda_1$ – минимальная разность длин волн

двух спектральных линий λ_2 и λ_1 , при которой эти две линии воспринимаются раздельно; $\lambda \cong \lambda_2 \cong \lambda_1$ – длина волны, около которой производится измерение.

Конкретное выражение для R зависит от типа спектрального прибора, и чтобы его получить, необходимо задаться критерием разрешения. Известно, что глаз воспринимает две линии раздельно, если глубина "провала" между линиями составляет не менее 20% от интенсивности в максимумах спектральных линий. Этому условию удовлетворяет критерий, предложенный Рэлеем: две линии одинаковой интенсивности можно наблюдать раздельно, если максимум одной из них совпадает с "краем" другой. За "края" линии можно принять положение ближайших к ней побочных минимумов.

Совпадение "края" одной из линий с максимумом другой эквивалентно однаковому угловому расположению φ максимума линии $\lambda_1 < \lambda_2$ и левого края линии λ_2 в дифракционном спектре. Записав уравнения (6) и (8) с одинаковыми левыми частями соответственно для λ_1 и λ_2 при $p = -1$ (либо для λ_2 и λ_1 при $p = 1$), получим $k\lambda_1 = (k - 1/N)\lambda_2$. Отсюда разрешающая способность дифракционной решётки по критерию Рэлея

$$R = \lambda_2 / (\lambda_2 - \lambda_1) = \lambda / \Delta\lambda = kN.$$

Разрешающая способность R увеличивается с увеличением числа штрихов на решётке N и порядка спектра k . Максимальная разрешающая способность R_{\max} определяется наибольшим порядком дифракционного спектра k для данной решётки: k не должно превышать отношения d/λ (поскольку $\sin \varphi \leq 1$). Таким образом, $R_{\max} = dN/\lambda = L/\lambda$.

Задача 3

На щель шириной b нормально падает пучок электромагнитного излучения с длиной волны λ . Дифракционная картина наблюдается на экране, отстоящем от щели на расстояние l , либо проецируется на экран с помощью линзы с фокусным расстоянием F . Дифракционные минимумы (нечётные варианты) или максимумы (чётные варианты) наблюдаются под углом φ_m , где m – порядок спектра; Δx – ширина центрального максимума:

Δx_{ik} – расстояние между минимумами (нечётные варианты) или максимумами (чётные варианты) i -го и k -го порядков. При расчёте углового положения максимумов следует использовать выражения (4). Искомые параметры помечены знаком вопроса. Для каждого варианта составьте и запишите текст задачи. Изобразите распределение интенсивности вдоль экрана.

Варианты условий к задаче.

Вариант	λ , нм	b , мкм	m	φ_m	l , м	F , м	Δx , см	Δx_{ik} , см
1	600	20	1	?	–	?	3,00	$i = 1, k = 2, ?$
2	546	10	1	?	–	0,4	?	$i = 1, k = 2, ?$
3	?	50	1	$0^{\circ}40'$	1,0	–	?	$i = 1, k = 2, ?$
4	410	?	1	?	–	0,5	4,10	$i = 1, k = 2, ?$
5	?	40	2	?	1,0	–	3,20	$i = 2, k = 3, ?$
6	400	20	2	?	–	?	1,60	$i = 1, k = 2, ?$
7	550	50	2	?	–	0,8	?	$i = 1, k = 2, ?$
8	577	?	2	?	1,0	–	5,77	$i = 2, k = 3, ?$
9	760	40	1	?	–	0,4	?	$i = 2, k = 3, ?$
10	?	10	1	$2^{\circ}50'$	–	0,6	?	$i = 2, k = 3, ?$
11	405	50	1	?	1,0	–	?	$i = 1, k = 3, ?$
12	490	?	2	3°	–	0,8	?	$i = 2, k = 3, 4, 0,0$
13	440	40	1	?	–	?	1,10	$i = 1, k = 3, ?$
14	?	10	1	$3^{\circ}15'$	–	0,6	?	$i = 1, k = 3, ?$
15	436	?	2	$1^{\circ}00'$	1,0	–	?	$i = 2, k = 3, ?$
16	670	?	2	$0^{\circ}46'$	–	0,8	?	$i = 1, k = 2, ?$
17	447	20	2	?	–	0,4	?	$i = 1, k = 2, ?$
18	630	?	2	?	–	0,5	2,10	$i = 1, k = 2, ?$
19	?	100	1	?	–	0,8	?	$i = 1, k = 2, 0,40$
20	404	?	2	$4^{\circ}38'$	–	?	4,85	$i = 1, k = 2, ?$

Вариант	λ , нм	b , мкм	m	Φ_m	l , м	F , м	Δx , см	Δx_{ik} , см
21	?	60	3	2°00'	-	?	?	$i = 2, k = 3, 0,58$
22	475	?	3	?	-	0,8	3,80	$i = 2, k = 3, ?$
23	?	40	3	?	1,5		?	$i = 1, k = 2, 1,80$
24	650	?	3	?	-	0,4	1,04	$i = 2, k = 3, ?$
25	582	?	3	1°00'	-	1,0	?	$i = 1, k = 2, ?$

Задача 4

На прозрачную дифракционную решётку нормально падает плоская монохроматическая волна (длина волны λ) или набор плоских волн (λ_1, λ_2). Изображение проецируется на экран линзой с фокусным расстоянием F . Измерение углов дифракции Φ , под которыми наблюдаются дифракционные максимумы, производится с помощью гониометра.

Параметры дифракционной решётки: постоянная d ; число штрихов на 1 мм n ; общее число штрихов N ; ширина решётки L ; порядок наблюдавшего спектра k ; общее число максимумов k_Σ ; угол отклонения последнего максимума Φ_{\max} ; угловая дисперсия D_Φ ; линейная дисперсия D_l ; разрешающая способность R ; разрешаемый интервал длин волн $\Delta\lambda$.

Во всех вариантах параметры $N, L, D_\Phi, D_l, R, \Delta\lambda$, если не оговорены другие условия, рассчитываются для спектра порядка k , заданного или исключенного в данном варианте. Искомые параметры помечены знаком вопроса. В вариантах 4, 7, 12, 19 линии λ_1 и λ_2 разрешены, начиная со спектра, порядок которого указан в варианте. Для всех других вариантов определите также общее число максимумов k_Σ . Составьте и запишите текст задачи, изобразите распределение интенсивности вдоль экрана.

Варианты условий к задаче.

№	λ , нм	k	Φ	d , мкм	n , мм^{-1}	D_Φ , рад/м	D_l , $\text{мм}/\text{нм}$	$\Delta\lambda$, нм	L , см	N	R	F , м
1	700,0	4	30°	?	?	?	?	?	?	10 ³	?	0,5
2	530,0	1	?	?	?	8,3·10 ⁴	?	?	?	?	500	0,7 $\Phi_{\max}=?$

№	λ , нм	k	Φ	d , мкм	n , мм^{-1}	D_Φ , рад/м	D_l , $\text{мм}/\text{нм}$	$\Delta\lambda$, нм	L , см	N	R	F , м
3	600,0	?	3°30'	?	100	?	-	?	1,0	?	?	-
4	$\lambda_1=589,0$	5	?	50	?	?	0,1	0,6	?	?	?	?
	$\lambda_2=589,6$	5	?									
5	434,0	1	10°	?	?	?	0,21	?	?	?	4000	?
6	644,0	2	31°	?	?	?	?	?	0,5	?	?	0,8
7	$\lambda_1=404,0$	1	?	10	?	?	?	0,7	?	?	?	1,0
	$\lambda_2=404,7$	1	?			1						
8	?	1	14°29'	?	600	?	0,4	?	1,0	?	?	?
9	550,0	?	?	?	200	$4,1 \cdot 10^3$	0,3	?	?	?	2000	?
10	?	2	7°24'	?	?	$2,2 \cdot 10^3$	-	?	?	10^3	?	-
11	?	2	17°42'	5,0	?	?	?	0,1	?	?	?	0,45
12	$\lambda_1=474,8$	1	?	?	500	?	?	0,4	?	?	?	0,75
	$\lambda_2=475,2$	1	?									
13	589,0	1	?	?	?	10^6	?	?	1,0	?	?	0,6
14	?	2	15°	?	?	$3,5 \cdot 10^3$	-	?	?	10^3	?	-
15	566,0	3	?	?	256	?	0,53	?	1,5	?	?	?
16	668,0	1	?	?	?	10^5	?	?	?	?	10^3	1,0
17	486,0	?	11°12'	?	100	?	?	?	0,8	?	?	0,5
18	500,0	?	30°	2,0	?	?	1,0	?	?	?	10^4	?

№	λ , нм	k	ϕ	d , мкм	n , мм^{-1}	D_ϕ , рад/м	D_1 , мм/нм	$\Delta\lambda$, нм	L , см	N	R	F , м
19	$\lambda_1 =$ 577,0	3	?	?	200	?	?	2,1	?	?	?	0,4
	$\lambda_2 =$ 579,1	3	?									
20	?	?	?	?	180	$8,3 \cdot 10^5$	1,0	0,7 для $k=1$?	?	10^3 для $k=1$?
21	?	7	71°	5,0	?	?	20,3	?	2,0	?	?	?
22	546,0	1	?	?	600	?	-	?	?	?	9000	-
			$\Phi_{\max} = ?$									
23	630,0	2	?	2,5	?	?	0,52	?	2,5	?	?	?
24	?	3	10°	?	100	?	?	0,29 для $k=1$?	?	?	0,6
25	447,0	?	$42^\circ 6'$	2	?	?	?	?	1,0	?	?	0,55

Поляризация волн

Электромагнитные волны являются поперечными. Их свойства зависят от ориентации векторов E и B , которая характеризуется понятием *поляризации*. Обычно все рассуждения ведутся относительно вектора напряженности E электрического поля, который называют *световым вектором*.

Свет, в котором направления колебаний светового вектора каким-либо образом упорядочены, называется поляризованным.

Плоскость поляризации определяется как плоскость, содержащая вектор E и вектор направления распространения волны. Если в процессе распространения волны направление вектора E остается неизменным, то волна называется линейно поляризованной. В пучке света некогерентного источника (естественный свет) направление вектора напряженности электрического поля хаотически меняется, оставаясь перпендикулярным направлению распространения света. Такой пучок называется неполяризованным.

Рассмотрим суперпозицию двух линейно поляризованных волн одной и той же частоты, распространяющихся в одном направлении. Для определенности будем считать, что колебания E первой волны лежат в плоскости xy , а второй – в плоскости yz . Тогда можно записать:

$$E_{1x}(z, t) = E_{10} \sin(\omega t - kz), E_{1y} = E_{1z} = 0; \quad (11)$$

$$E_{2x}(z, t) = E_{20} \sin(\omega t - kz + \delta), E_{2y} = E_{2z} = 0, \quad (12)$$

где δ – сдвиг фаз между колебаниями.

Исследуем напряженность $E = E_1 + E_2$ электрического поля суммарной волны в плоскости, перпендикулярной направлению распространения волны при фиксированном значении z . С течением времени конец вектора E описывает в плоскости xy некоторую замкнутую кривую. Исключив t из уравнений (11) и (12), находим уравнение траектории результирующей волны:

$$\frac{E_x^2}{E_{10}^2} + \frac{E_y^2}{E_{20}^2} - 2 \frac{E_x}{E_{10}} \frac{E_y}{E_{20}} \cos \delta = \sin^2 \delta. \quad (13)$$

Если $\cos \delta = 0$, $\sin \delta = \pm 1$, то уравнение (13) принимает вид

$$\frac{E_x^2}{E_{10}^2} + \frac{E_y^2}{E_{20}^2} = 1.$$

При $E_{10} \neq E_{20}$ это выражение является уравнением эллипса с центром в начале координат и осями, направленными вдоль осей координатной системы (рис. 7). Условие $\cos \delta = 0$ соблюдается при $\delta = \pi/2 + n\pi$, $n = (0; \pm 1; \pm 2; \dots)$.

Тогда уравнения (11) и (12) принимают следующий вид ($z = 0$):

$$E_x = E_{10} \sin \omega t;$$

$$E_y = E_{20} \sin(\omega t + \pi/2 + n\pi) = (-1)^{n+1} E_{20} \cos \omega t.$$

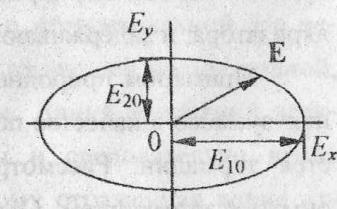


Рис. 7

Очевидно, что вектор E вращается по часовой стрелке при нечетном n и против часовой стрелки – при четном n . В первом случае говорят о *правой эллиптически поляризованной волне*, а во втором – о *левой эллиптически поляризованной волне*. Отметим, что наблюдение за вращением вектора E ведется

со стороны, в которую движется волна (ось Z на рис. 7 направлена к нам).

При $E_{10} = E_{20}$ эллипс становится окружностью. Соответствующая волна называется *поляризованной по кругу, или волной с циркулярной поляризацией*.

При $\cos \delta = \pm 1, \sin \delta = 0$ уравнение (13) принимает вид $\frac{E_x^2}{E_{10}^2} \pm \frac{E_y^2}{E_{20}^2} = 0$.

Конец суммарного вектора \mathbf{E} движется по прямой (рис. 8). Получается *линейно поляризованная волна*. Если рассмотреть суперпозицию волн с левой и правой круговыми поляризациями, то результирующая волна будет линейно поляризованной. Изложение показывает, что электромагнитная волна с любой поляризацией может быть представлена в виде суперпозиции двух линейно поляризованных волн, плоскости колебаний светового вектора которых взаимно перпендикулярны. Если имеется преимущественное (но не исключительное) направление колебаний светового вектора, то свет будет частично поляризованным.

Естественный свет можно преобразовать в линейно поляризованный, используя устройства, называемые *поляризаторами*. Поляризаторы пропускают колебания, параллельные плоскости, называемой плоскостью поляризатора, и задерживают колебания, перпендикулярные этой плоскости.

Примером природного кристалла, используемого в качестве поляризатора, является турмалин. Рассмотрим классические опыты с турмалином. Схема опыта показана на рис. 9.

Имеется источник естественного света и две одинаковые пластинки турмалина.

Пластинка T1, преобразующая естественный свет в линейно поляризованный, является поляризатором. Пластинка

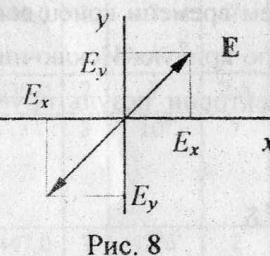


Рис. 8

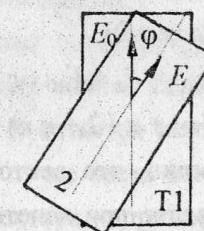


Рис. 9

T2, служащая для анализа степени поляризации света, называется анализатором. Заметим, что интенсивность света падающей волны пропорциональна квадрату амплитуды $J \sim E_0^2$. Тогда интенсивность линейно поляризованного света после первой пластины $J_0 = 1/2 J_{\text{ест}}$.

Вторая пластина турмалина, в зависимости от ее ориентации, пропускает большую или меньшую часть поляризованного света. Если обозначить угол между главными сечениями поляризатора и анализатора ϕ (см. рис. 9), то интенсивность света пропорциональна $(E_0 \cos \phi)^2$. Соотношение $J = J_0 \cos^2 \phi$ называется *законом Малиса*. Следовательно, интенсивность света, прошедшего через два поляризатора, $J = 1/2 J_{\text{ест}} \cos^2 \phi$.

Получение поляризованного света также возможно при использовании следующих физических явлений: отражения от границы двух диэлектрических сред (A), прохождения света через анизотропные среды (B).

A. Отражение от границы двух диэлектрических сред. Если естественный свет падает на границу двух диэлектриков, то часть его отражается, а часть преломляется и распространяется во второй среде. Степень поляризации световых волн зависит от угла падения лучей. Шотландский физик Д. Брюстер в 1815 г. установил, что при определенном угле падения отраженный луч является линейно поляризованным.

Явление обусловлено поперечностью электромагнитных волн. Под влиянием падающей волны электроны среды начинают колебаться и излучают вторичные волны, которые складываются с первоначальной. На некотором расстоянии происходит полная замена падающей волны волной, излучаемой колеблющимися электронами среды. Линия колебаний электронов параллельна вектору \mathbf{E} падающей волны, и, следовательно, вдоль этого направления электрон не излучает. Поэтому отраженная волна отсутствует.

Величины, относящиеся к падающей, отраженной и преломленной волнам, обозначим, соответственно, индексами «пд», «от», «пр». Угол Брюстера находится из условия, что $\theta_{\text{пд}} + \theta_{\text{пр}} = \pi/2$. Подставляя в закон отражения вместо $\theta_{\text{пр}}$ величину $\pi/2 - \theta_{\text{пд}}$, получим $\sin \theta_{\text{пд}} / \sin (\pi/2 - \theta_{\text{пд}}) = n_{21}$ или $\tan \theta_{\text{пд}} = n_{21}$. Таким образом, если неполяризованный свет падает под

углом Брюстера, то отраженный свет должен быть поляризован в плоскости, перпендикулярной плоскости падения.

В. Прохождение света через анизотропные среды. Оптической анизотропией называется зависимость диэлектрических и магнитных свойств среды от направления. Одна из особенностей распространения электромагнитных волн в анизотропных средах состоит в том, что скорость электромагнитных волн зависит от направления их распространения и поляризации.

При прохождении света через все прозрачные кристаллы, за исключением кристаллов, принадлежащих к кубической системе, наблюдается явление *двойного лучепреломления*. Это явление заключается в том, что падающий на кристалл луч разделяется внутри кристалла на два луча, которые имеют разные скорости и распространяются в разных направлениях.

У кристаллов, таких как исландский шпат, кварц, турмалин, один из преломленных лучей подчиняется обычному закону преломления. Этот луч называется *обыкновенным*, относящимся к нему величины обозначают индексом «о», его скорость v_o , показатель преломления $n_o = c / v_o$. Другой луч называется *необыкновенным*, относящимся к нему величины обозначают индексом «е», его скорость v_e , показатель преломления $n_e = c / v_e$.

Направление, вдоль которого обыкновенный и необыкновенный лучи распространяются, не разделяясь и с одинаковой скоростью, называется *оптической осью кристалла*. Любая плоскость, проходящая через оптическую ось кристалла, называется *главным сечением кристалла*.

Плоскость колебаний о-луча перпендикулярна к главному сечению кристалла. Поэтому при любом направлении луча вектор E образует с оптической осью кристалла прямой угол и скорость волны по разным направлениям будет одинакова. Построенная таким образом сфера будет волновой поверхностью о-лучей. В е-луче колебания светового вектора совершаются в плоскости, совпадающей с главным сечением. Волновая поверхность е-лучей представляет собой эллипсоид вращения. В местах пересечения с оптической осью кристалла этот эллипсоид и сфера, построенная для о-лучей, соприкасаются.

В зависимости от того, какая из скоростей, v_o или v_e , больше, различают положительные и отрицательные кристаллы. У положительных кристаллов $v_e < v_o$ ($n_e > n_o$). У отрицательных кристаллов $v_e > v_o$ ($n_e < n_o$). Двойное лучепреломление анализируется с помощью построения, предложенного Гюйгенсом. Рассмотрим случай, когда плоскость падения совпадает с главным сечением кристалла.

Построение Гюйгенса для положительного кристалла, ось которого направлена под произвольным углом к поверхности кристалла, изображено на рис. 10. Линия OB является поверхностью кристалла. Оптическая ось выделена жирным шрифтом. Значения радиуса окружности для о-луча и полуосей эллипса для е-луча задаются произвольно. После этого из точки B проводят касательные к окружности и эллипсу. Прямые, проведенные через точку O и точку касания, являются искомыми лучами: о-луч проходит через точку касания на окружности, а е-луч – на эллипсе. Пример построения для случая, когда оптическая ось перпендикулярна поверхности положительного кристалла, показан на рис. 11.

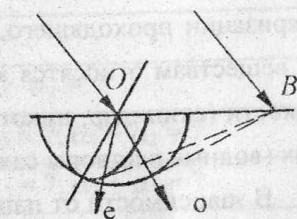


Рис. 10

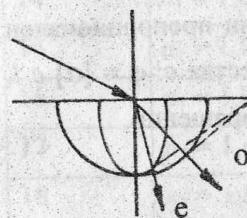


Рис. 11

Исследование обыкновенного и необыкновенного лучей показывает, что оба луча полностью поляризованы во взаимно перпендикулярных направлениях. Таким образом, двойное лучепреломление может быть использовано для получения поляризованных лучей. Для этого необходимо развести друг от друга обыкновенный и необыкновенный лучи либо ликвидировать один из них путем сильного поглощения.

Наиболее часто для получения поляризованного света применяются *призмы* и *полароиды*. Поляризационные призмы, например *призма Николя* (называемая николем), построены по принципу полного отражения одного из лучей. В других поляризаторах один из лучей поглощается в веществе.

Этот эффект называется *дихроизмом*. Например, в турмалине при толщине 1 мм обыкновенный луч поглощается почти полностью. Поляризаторы, имеющие большую площадь при незначительной толщине, называются *поляроидами*. Поляроиды представляют собой искусственные пленки, обладающие сильным дихроизмом.

Рассмотрим один из эффектов, связанных с поляризацией, а именно, *вращение плоскости поляризации*. Некоторые вещества, называемые *оптически активными*, обладают способностью вызывать вращение плоскости поляризации проходящего через них плоскополяризованного света. К таким веществам относятся кристаллические тела (кварц, киноварь), чистые жидкости (скипидар, никотин) и растворы веществ в некоторых растворителях (водные растворы сахара, винной кислоты).

В зависимости от направления вращения плоскости поляризации оптически активные вещества подразделяются на право- и левовращающие. Направление вращения не зависит от направления луча, а определяется кристаллическим (либо молекулярным) строением вещества.

Кристаллические вещества сильнее всего врашают плоскость поляризации в случае, когда свет распространяется вдоль оптической оси кристалла. Угол поворота ϕ пропорционален пути l , пройденному лучом в кристалле: $\phi = \alpha l$. Коэффициент α называется *постоянной вращения*.

В растворах угол поворота плоскости поляризации пропорционален пути света в растворе l и концентрации активного вещества c : $\phi = [\alpha] c l$, здесь $[\alpha]$ – величина, называемая *удельной постоянной вращения*.

Задача 5

Плоская неполяризованная световая волна (естественный свет), распространяющаяся в среде с показателем преломления n_1 , падает под углом α_1 на поверхность прозрачного вещества с показателем преломления n_2 . Световая волна, отраженная под углом α_2 , полностью поляризована. Угол преломления α_3 . Скорость распространения световой волны в среде – v_1 ; в прозрачном веществе – v_2 ; c – скорость света в вакууме. Параметры, отмеченные знаком вопроса, требуют определения. Составьте и запишите текст

задачи для своего варианта, сделайте чертеж, укажите поляризацию падающего, отраженного и преломленного лучей.

Варианты условий к задаче

Вариант	Условие задачи
1	$n_1 = ?; n_2 = 1,50; \alpha_3 = ?; \alpha_1 + \alpha_2 = 98^\circ; v_1 / v_2 = ?$
2	$n_1 = 1,00; v_1 = c; \alpha_1 = 54^\circ; \alpha_3 = ?; v_2 = ?$
3	$n_1 = 1,30; n_2 = 1,80; \alpha_3 = ?; v_1 / v_2 = ?$
4	$n_1 = 1,00; n_2 = ?; v_1 = c; \alpha_2 = 57^\circ; \alpha_3 = ?$
5	$n_1 = ?; n_2 = 1,55; \alpha_3 = 32^\circ; \alpha_1 = ?; v_1 / v_2 = ?$
6	$n_1 = 1,00; n_2 = 1,33; v_1 = c; v_2 = ?; \alpha_3 = ?; \alpha_1 + \alpha_2 = ?$
7	$n_1 = 1,00; n_2 = 1,54; v_1 = c; v_2 = ?; \alpha_3 = ?; \alpha_3 + \alpha_1 = ?$
8	$n_1 = 1,00; n_2 = 1,57; v_1 = c; v_2 = ?; \alpha_3 = ?; \alpha_2 = ?$
9	$n_1 = ?; n_2 = 1,5; v_1 = c; v_2 = ?; \alpha_3 = ?; \alpha_1 = ?$
10	$n_1 = 1,00; n_2 = ?; v_1 = c; v_2 = ?; \alpha_3 = 30^\circ; \alpha_1 = ?$
11	$n_1 = ?; n_2 = 1,5; v_2 / v_1 = ?; \alpha_3 = ?; \alpha_1 = 42^\circ$
12	$n_1 = 1,00; n_2 = 1,60; v_1 = c; v_2 = ?; \alpha_3 = ?; \alpha_2 = ?$
13	$n_1 = 1,00; n_2 = 1,57; \alpha_3 = ?; \alpha_1 + \alpha_2 = ?; v_1 / v_2 = ?$
14	$n_1 = 1,00; n_2 = ?; v_1 = c; v_2 = ?; \alpha_3 = 36^\circ; \alpha_1 = ?; v_1 / v_2 = ?$
15	$n_1 = 1,00; n_2 = 1,47; v_1 = c; v_2 = ?; \alpha_3 = ?; \alpha_2 = ?$
16	$n_1 = 1,00; n_2 = ?; v_1 = c; v_2 = ?; \alpha_3 = 56^\circ; \alpha_2 = ?$
17	$n_1 = 1,43; n_2 = 1,52; \alpha_3 = ?; \alpha_1 = ?; v_1 / v_2 = ?$
18	$n_1 = 1,00; n_2 = ?; v_1 = c; v_2 = 2 \cdot 10^8 \text{ м/с}; \alpha_3 = ?; \alpha_2 = ?$
19	$n_1 = 1,00; n_2 = ?; v_1 = c; v_2 = ?; \alpha_3 = ?; \alpha_1 = 57^\circ 10'$
20	$n_1 = 1,00; n_2 = ?; v_1 = c; v_2 = 1,95 \cdot 10^8 \text{ м/с}; \alpha_3 = ?; \alpha_2 = ?$
21	$n_1 = 1,00; n_2 = 1,78; v_1 = c; v_2 = ?; \alpha_3 = ?; \alpha_1 = ?$
22	$n_1 = 1,33; n_2 = ?; \alpha_3 = 35^\circ 50'; \alpha_1 = ?; v_2 / v_1 = ?$
23	$n_1 = 1,00; n_2 = ?; v_1 / v_2 = ?; \alpha_3 = ?; \alpha_1 + \alpha_2 = 114^\circ$
24	$n_1 = 1,63; n_2 = ?; v_1 = ?; v_2 = 2,75 \cdot 10^8 \text{ м/с}; \alpha_3 = ?$
25	$n_1 = 1,00; n_2 = ?; v_1 = c; v_2 = 2 \cdot 10^8 \text{ м/с}; \alpha_3 = ?; \alpha_2 = ?$

Задача 6

Естественный свет проходит систему из N поляризаторов, главные сечения которых последовательно составляют углы α_1, α_2 и т. д. друг относительно друга. Потери света за счет отражения и поглощения в каждом поляризаторе k , %. Интенсивность падающего света I_0 , интенсивность света, вышедшего из системы, I .

Знаком вопроса отмечены параметры, значения которых необходимо определить. Если в задаче рассматривается изменение положения системы поляризаторов, то начальные и последующие параметры системы отмечены, соответственно, буквами a и b .

Составьте и запишите текст задачи для своего варианта, нарисуйте оптическую схему и взаимное расположение главных плоскостей поляризаторов.

Варианты условий к задаче.

Вариант	N	$k, \%$	Условие задачи
1	2	0	$I / I_0 = 0,25; \alpha_1 = ?$
2	2	3	$I = 0,09 I_0; \alpha_1 = ?$
3	2	?	$I / I_0 = 0,5; \alpha_1 = 60^\circ$
4	2	0	$\alpha_a = 60^\circ; I_a / I_b = 2; \alpha_b = ?$
5	3	12	$\alpha_1 = 30^\circ; \alpha_2 = 45^\circ; I / I_0 = ?$
6	2	0	$\alpha_a = 30^\circ; \alpha_b = 60^\circ; I_a / I_b = ?$
7	2	0	$I / I_0 = 0,25; \alpha_1 = ?$
8	2	10	$\alpha_1 = 60^\circ; I / I_0 = ?$
9	2	10	$I = 0,3 I_0; \alpha_1 = ?$
10	2	?	$I / I_0 = 0,2; \alpha_1 = 45^\circ$
11	3	0	$\alpha_1 = 30^\circ; \alpha_2 = 60^\circ; I / I_0 = ?$
12	2	3	$\alpha_a = 45^\circ; \alpha_b = 60^\circ; I_a / I_b = ?$
13	2	20	$\alpha_1 = 30^\circ; I / I_0 = ?$
14	6	0	$\alpha_1 = \alpha_2 = \alpha_3 = \alpha_4 = \alpha_5 = 30^\circ; I / I_0 = ?$

Вариант	N	$k, \%$	Условие задачи
15	2	?	$I / I_0 = 0,5; \alpha_1 = 30^\circ$
16	2	5	$I / I_0 = 0,25; \alpha_1 = ?$
17	3	0	$\alpha_1 = 30^\circ; \alpha_2 = 45^\circ; I / I_0 = ?$
18	4	0	$\alpha_1 = \alpha_2 = \alpha_3 = 45^\circ; I / I_0 = ?$
19	3	18	$\alpha_1 = 60^\circ; \alpha_2 = 60^\circ; I / I_0 = ?$
20	2	0	$I / I_0 = 0,5; \alpha_1 = ?$
21	2	0	$\alpha_a = 30^\circ; I_a / I_b = 3; \alpha_b = ?$
22	2	?	$I / I_0 = 0,25; \alpha_1 = 45^\circ$
23	2	12	$I = 0,5 I_0; \alpha_1 = ?$
24	3	5	$\alpha_1 = 30^\circ; \alpha_2 = 60^\circ; I / I_0 = ?$
25	5	1	$\alpha_1 = \alpha_2 = \alpha_3 = \alpha_4 = 30^\circ; I / I_0 = ?$

Задача 7

Найти построением по Гюйгенсу направление и волновые фронты обыкновенного и необыкновенного лучей для случая, когда световая волна падает под углом α к поверхности одноосного кристалла. Угол между оптической осью и поверхностью кристалла β . Плоскость падения световой волны совпадает с положением оптической оси.

Значения углов α и β указаны в таблице. В нечетных вариантах рассматриваются положительные кристаллы, в четных вариантах – отрицательные.

Варианты условий к задаче

Вариант	α, \dots°	β, \dots°	Вариант	α, \dots°	β, \dots°
1	90	0	6	45	0
2	90	0	7	60	90
3	90	90	8	60	90
4	90	90	9	90	45
5	30	0	10	90	60

Вариант	α, \dots°	β, \dots°	Вариант	α, \dots°	β, \dots°
11	30	45	19	55	0
12	45	30	20	70	90
13	35	0	21	80	90
14	85	0	22	90	55
15	85	45	23	90	30
16	90	60	24	25	45
17	90	45	25	55	30
18	25	0			

Задача 8

Пластинку кварца толщиной d , вырезанную перпендикулярно оптической оси, поместили между параллельными николями, в результате чего плоскость поляризации света повернулась на угол ϕ . Определить: 1) толщину пластинки, при которой данный монохроматический свет не проходит через анализатор; 2) длину трубки с раствором сахара массовой концентрации c , которую надо поместить между николями для получения такого же эффекта.

Удельное вращение $[\alpha]$ раствора сахара равно $1,17 \cdot 10^{-2} \text{ рад} \cdot \text{м}^3 / (\text{м} \cdot \text{кг})$.

Варианты условий к задаче.

Вариант	$d, \text{мм}$	ϕ, \dots°	$c, \text{кг/л}$	Вариант	$d, \text{мм}$	ϕ, \dots°	$c, \text{кг/л}$
1	1,00	20	0,20	10	2,00	44	0,45
2	3,00	68	0,10	11	0,60	12	0,30
3	4,00	79	0,30	12	1,80	40	0,25
4	1,50	35	0,45	13	0,10	5	0,20
5	2,20	48	0,30	14	2,10	46	0,40
6	0,50	10	0,25	15	0,85	17	0,30
7	2,00	44	0,20	16	3,00	68	0,35
8	1,80	40	0,10	17	0,99	19	0,20
9	1,30	29	0,30	18	4,00	79	0,10

Вариант	$d, \text{мм}$	ϕ, \dots°	$c, \text{кг/л}$	Вариант	$d, \text{мм}$	ϕ, \dots°	$c, \text{кг/л}$
19	1,40	32	0,50	23	2,10	46	0,20
20	1,70	38	0,40	24	2,00	44	0,10
21	0,25	9	0,30	25	3,00	68	0,50
22	1,25	25	0,35				

Список литературы

1. Савельев И. В. Курс общей физики: В 3 т. – М.: Наука, 1982. – Т. 2.
2. Методические указания к лабораторным работам по физике. Фотометрия. Интерференция/ ЛЭТИ. – Л., 1988.
3. Методические указания к лабораторным работам по физике. Дифракция и поляризация/ ЛЭТИ. – Л., 1988.
4. Чертов А. Г., Воробьев А. А. Задачник по физике. – М.: Высш. шк., 1988.