

проведенный расчет подтверждает когерентное усиление процессов взаимодействия в кристаллической среде.

Автор выражает благодарность профессору В. Г. Барышевскому за полезное обсуждение и ценные замечания, сделанные в процессе выполнения работы, а также старшему научному сотруднику А. В. Тетереву за большую помощь в расчетах на ЭВМ.

ЛИТЕРАТУРА

1. Барышевский В. Г. Канализование, излучение и реакции в кристаллах при высоких энергиях.— Минск, 1982.
2. Дюмин А. Н., Коренблит И. Я., Рубан В. А., Токарев Т. В.— Письма ЖЭТФ, 1980, т. 31, № 7, с. 413.
3. Тер-Микаэлян М. А. Влияние среды на электромагнитные процессы при высоких энергиях.— Ереван, 1969.

УДК 534.26

А. З. АБДУЛИН, А. А. ГУМЕН
Н. Р. ПОСЛЕДОВИЧ, В. М. ТКАЧЕНКО

МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИФРАКЦИИ СВЕТА НА МНОГОМЕРНЫХ СТРУКТУРАХ С ПОМОЩЬЮ ЖИДКИХ КРИСТАЛЛОВ

Исследование дифракции света в лабораториях физического практикума проводится обычно на одномерной системе щелей (дифракционной решетке) [2]. Однако современное состояние прикладных задач оптики (голография, дифракция на объемных структурах) требует постановки новых экспериментальных задач. Одной из таких задач может быть исследование дифракции света на стоячих ультразвуковых волнах, теория которой достаточно развита, проста и подробно описана в литературе [3, 4]. Недостатком с точки зрения постановки в физическом практикуме подобных лабораторных работ является относительная сложность отдельных узлов и установки в целом. Поэтому особый интерес представляет применение в качестве объекта, на котором происходит дифракция, вещества, моделирующего стоячую ультразвуковую волну. Таким объектом может служить холестерический жидкий кристалл, ориентированный гомеотропно, т. е. ось спирали расположена в плоскости подложек.

В 1921 г. Бриллюэн предсказал, что при освещении жидкости, в которой существуют упругие стоячие волны небольшой длины, видимым светом возникает дифракция света на стоячих ультразвуковых волнах. Наличие стоячей ультразвуковой волны длины Λ создает в среде слоистую периодическую структуру, при этом расстояние между последовательными плоскостями максимальной плотности равно Λ .

Пусть вдоль оси X (рис. 1) распространяется плоская упругая волна, закон распространения которой описывается уравнением

$$\rho = \rho_0 + \Delta\rho_0 \cdot \sin\left(\omega t - \frac{2\pi}{2\Lambda} x\right), \quad (1)$$

где ρ — мгновенное значение плотности; ρ_0 — значение плотности среды при отсутствии упругих волн; $\Delta\rho_0$ — амплитуда изменения плотности в упругой волне; ω — циклическая частота упругих колебаний; 2Λ — длина упругой волны. Отраженная от плоской преграды волна интерферирует с падающей, при этом возникает стоячая волна длины Λ .

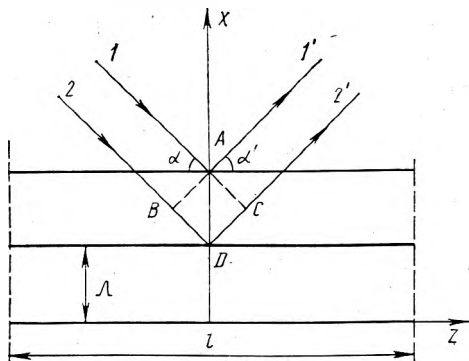


Рис. 1. Рассеяние световых волн на периодической структуре

Световые волны, падающие на вещество, вызывают в нем электрическую поляризацию, которую можно количественно охарактеризовать дипольным моментом единицы объема $\vec{P} = \frac{\epsilon-1}{4\pi} \cdot \vec{E}$, где \vec{E} — электрическое поле падающей световой волны.

Из теории излучения электромагнитных волн следует, что изменение во времени дипольного момента приводит к излучению электромагнитных волн. Вследствие периодичности структуры ультразвукового поля (при возникновении стоячей волны длины Λ) рассеяние световых волн будет аналогично дифракции на объемной решетке, где $\alpha + \alpha' = \Theta$ — угол дифракции. Как и в случае дифракции Рентгена, разность хода двух соседних интерферирующих лучей (1 и 2): $\Delta = BD + DC$. Как видно из рис. 1, $\Delta = 2\Lambda \sin \alpha$; если учесть, что $\alpha = \alpha'$, то $\Delta = 2\Lambda \sin \frac{\Theta}{2}$.

Условие максимума интерференционной картины имеет вид $2\Lambda \sin \frac{\Theta}{2} = m\lambda$ или $2\Lambda \sin \alpha = m\lambda$, где λ — длина световой волны.

В случае малых амплитуд ультразвуковых колебаний для амплитуды дифрагировавшего света E_d^0 выражение запишется в виде $E_d^0 = E_1^0 + E_2^0$, где

$$E_1^0 = E_{01} \cdot \frac{\sin\left(k_1 \cdot \frac{a}{2}\right)}{k_1 \cdot \frac{a}{2}} \cdot \frac{\sin\left(k_2 \cdot \frac{b}{2}\right)}{k_2 \cdot \frac{b}{2}} \cdot \frac{\sin\left(k_3 \cdot \frac{l}{2}\right)}{k_3 \cdot \frac{l}{2}},$$

$$E_2^0 = E_{02} \cdot \frac{\sin\left(k'_1 \cdot \frac{a}{2}\right)}{k'_1 \cdot \frac{a}{2}} \cdot \frac{\sin\left(k'_2 \cdot \frac{b}{2}\right)}{k'_2 \cdot \frac{b}{2}} \cdot \frac{\sin\left(k'_3 \cdot \frac{l}{2}\right)}{k'_3 \cdot \frac{l}{2}}.$$

Здесь l — ширина волнового фронта вдоль Z , a — вдоль X , b — вдоль Y , а

$$k_1 = 2\pi \left[\frac{\sin \alpha - \sin \alpha'}{\lambda} - \frac{1}{\Lambda} \right], \quad k'_1 = 2\pi \left[\frac{\sin \alpha - \sin \alpha''}{\lambda} - \frac{1}{\Lambda} \right],$$

$$k_2 = k'_2 = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \sin \beta, \quad k_3 = k'_3 = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot [\cos \alpha - \cos \alpha'],$$

где β — угол дифракции в плоскости YOZ , $\alpha + \alpha'$ — угол дифракции в направлении, отличном от направления на нулевой максимум. Поля E_1^0 и E_2^0 определяют спектр первого порядка.

Наиболее важными уравнениями, определяющими соотношения интенсивностей в спектре дифрагировавшего света, являются соотношения для k_1 и k'_1 , так как они определяют угловые зависимости в расположении дифракционных максимумов в плоскости наблюдения. Условия максимумов могут быть записаны в виде

$$\frac{\sin \alpha - \sin \alpha'}{\lambda} - \frac{1}{\Lambda} = 0 \quad \text{и} \quad \frac{\sin \alpha - \sin \alpha''}{\lambda} - \frac{1}{\Lambda} = 0.$$

В случае, когда падающие световые лучи параллельны волновым фронтам ($\alpha = 0$), условия максимумов имеют вид (рис. 2). Второе условие максимумов запишется в форме $\frac{2\pi}{\Lambda} \sin \beta = 0$, а третье $\frac{2\pi}{\lambda} (\cos \alpha - \cos \alpha') = 0$.

Обычно в случае дифракции на ультразвуковых волнах α и α' близки к нулю. Тогда условие $\alpha = -\alpha'$ выражает тот факт, что дифрагировавший луч распространяется в направлении, симметричном падающему лучу относительно плоскости волнового фронта ультразвука (см. рис. 1). Тогда, учитывая это, в равенстве $\frac{\sin \alpha - \sin \alpha'}{\lambda} - \frac{1}{\Lambda} = 0$ получим Брэгговское условие дифракции первого порядка на объемной решетке с постоянной Λ : $2\Lambda \sin \alpha' = \lambda$.

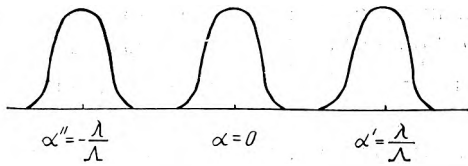


Рис. 2. Распределение интенсивностей по максимумам дифракционной картины

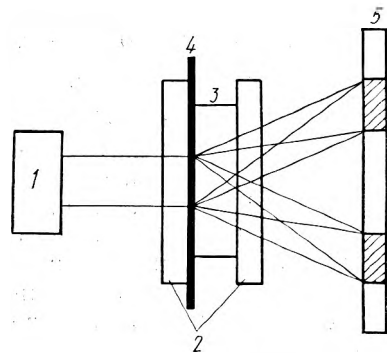


Рис. 3. Оптическая схема экспериментальной установки

В данной работе в качестве объемной решетки для изучения дифракции света берется тонкий слой холестерического жидкого кристалла с периодичностью, равной шагу спирали [1].

Оптическая схема экспериментальной установки показана на рис. 3. Свет, посылаемый оптическим квантовым генератором (1), падает на ячейку, состоящую из стеклянных пластин (2), на одну из которых нанесен прозрачный нагреватель (4), и холестерического кристалла, помещенного между ними (3). Свет, дифрагировавший на периодической структуре холестерического жидкого кристалла с периодом $\Lambda = P$ (где P — шаг спирали холестерика), в виде колец наблюдается на экране (5).

С помощью описанной экспериментальной установки можно определить периодичность изучаемой структуры, зависимость угла дифракции от длины волны (при использовании источника сплошного спектра). Определив предварительно периодичность структуры, по углу дифракции можно вычислить длину волны источника, предлагаемого для изучения.

Изучение подобных периодических структур наряду со стоячими ультразвуковыми волнами в жидкостях существенно расширяют представления студентов о дифракции на периодических структурах и методах их изучения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Де Жен П. Физика жидких кристаллов.— М., 1977.
2. Физический практикум: Электричество и оптика / Под ред. В. И. Ивероной.— М., 1968.
3. Королев Ф. А. Курс общей физики.— М., 1974.
4. Борн М., Вольф Э. Основы оптики.— М., 1973.