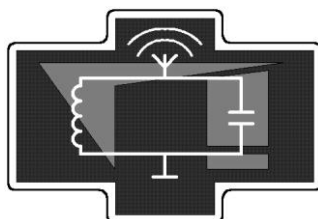


Московский государственный университет
имени М.В. Ломоносова
Физический факультет

В.И. Балакший, С.Н. Манцевич, В.Б. Волошинов

***АКУСТООПТИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ
И ЕГО ПРИМЕНЕНИЕ ДЛЯ УПРАВЛЕНИЯ
ОПТИЧЕСКИМ ИЗЛУЧЕНИЕМ***

Методическая разработка к задаче "Практикума колебаний"
кафедры физики колебаний



Москва, 2020 г.

УДК 535.241

Печатается по решению кафедры физики колебаний
физического факультета МГУ

В.И. Балакший, В.Б. Волошинов, С.Н. Манцевич

*Акустооптический эффект и его применение для управления
оптическим излучением.*

Методическая разработка к одноименной задаче "Практикума
колебаний" кафедры физики колебаний. – М., изд. физического
факультета МГУ, 2020, 27 с.

Методическая разработка предназначена для студентов 3-5 курсов отделения
радиофизики физического факультета МГУ, выполняющих задачи в
"Практикуме колебаний". В разработке изложены физические особенности
явления дифракции света на акустических волнах, принципы действия и
основные характеристики акустооптических модуляторов и дефлекторов света.
Описана экспериментальная установка, изложена методика измерений при
выполнении упражнений.

Объем 1.5 п.л.

Тираж 15 экз.

Заказ №

Отпечатано в отделе оперативной печати физического факультета

МГУ им. М.В.Ломоносова

1. Введение

В настоящее время термин **акустооптика** определяет большой раздел науки и техники, охватывающий как фундаментальные исследования явления дифракции света на акустических волнах (другими словами, эффекта акустооптического взаимодействия), так и разнообразные практические применения этого эффекта. Большой интерес к акустооптическому (АО) эффекту обусловлен тем, что на его основе можно менять любые параметры световой волны: амплитуду (интенсивность), частоту, фазу, поляризацию и направление распространения светового пучка. Известно более десяти типов АО приборов (модуляторов, дефлекторов, фильтров, анализаторов спектра радиосигналов, корреляторов, конвольверов и др.), которые находят широкое применение не только в физических исследованиях, но также в экологии, химии, медицине, оптической обработке информации, космической и военной технике. АО приборы отличаются высоким быстродействием, компактностью, малыми управляющими напряжениями, надежностью и простотой конструкции. Такие важные приборы, как модуляторы, дефлекторы и фильтры, выпускаются серийно многими отечественными и зарубежными фирмами.

Целью данной задачи является изучение особенностей АО эффекта в режиме анизотропной брэгговской дифракции света, а также принципов работы АО модуляторов и дефлекторов световых пучков.

2. Акустооптический эффект

Эффект дифракции света на акустических волнах был предсказан Бриллюэном в 1922 году, но экспериментально обнаружен лишь 10 лет спустя Дебаем и Сирсом и независимо от них Люка и Бикаром. В основе АО эффекта лежит более общий эффект **фотоупругости**, известный с начала 19-го столетия, который заключается в изменении показателей преломления среды под действием механических деформаций. В случае АО эффекта деформации создаются акустической волной, распространяющейся в прозрачной среде.

Такая среда для падающего света представляет собой **фазовую дифракционную решетку**, движущуюся со скоростью звука V . Проходящий через решетку свет рассеивается, создавая в дальней зоне характерную дифракционную картину [1,2].

Феноменологически АО эффект записывается как изменение коэффициентов **оптической индикатрисы** B под действием деформации a . В матричной форме записи это выглядит так [3]:

$$\Delta B_i = p_{ij} a_j, \quad i, j = 1, 2, \dots, 6, \quad (1)$$

где p_{ij} – коэффициенты фотоупругости. Здесь, как обычно, предполагается суммирование по повторяющимся индексам.

В случае плоской акустической волны, распространяющейся по оси z , деформацию можно записать в виде:

$$a(z, t) = a_0 \sin(\Omega t - Kz), \quad (2)$$

где a_0 – амплитуда деформации (для упрощения записи, матричные индексы опущены), $\Omega = 2\pi f$ и $K = \Omega/V = 2\pi/\Lambda$ – циклическая частота и волновое число акустической волны, Λ – длина волны ультразвука. Учитывая малость изменения показателей преломления Δn под действием ультразвука ($\Delta n/n \approx 10^{-5} \div 10^{-4}$), а также то, что коэффициенты B обратно пропорциональны квадрату показателей преломления, можно из (1)-(2) получить следующее выражение для показателя преломления возмущенной среды:

$$n(z, t) = n + \Delta n \sin(\Omega t - Kz), \quad (3)$$

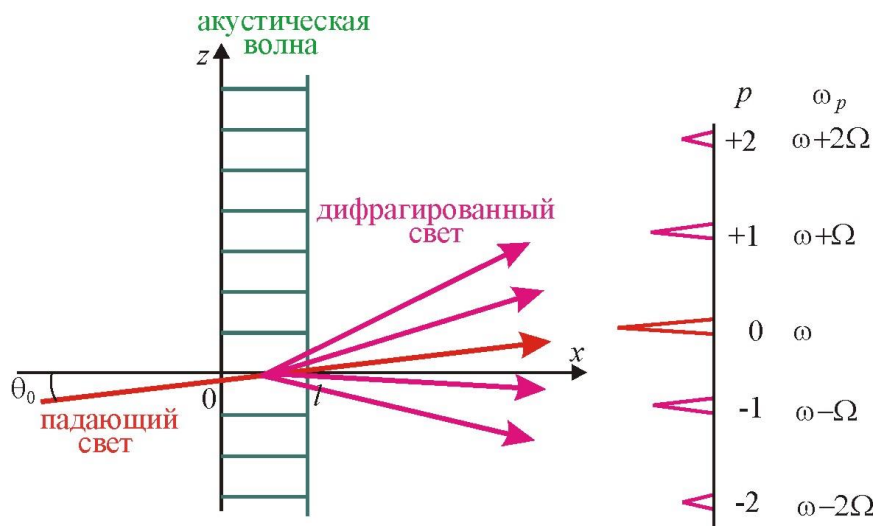
где n – статический показатель преломления (в отсутствие ультразвука), а амплитуда изменения показателя преломления Δn определяется выражением:

$$\Delta n = -\frac{1}{2} n^3 p a_0 \quad (4)$$

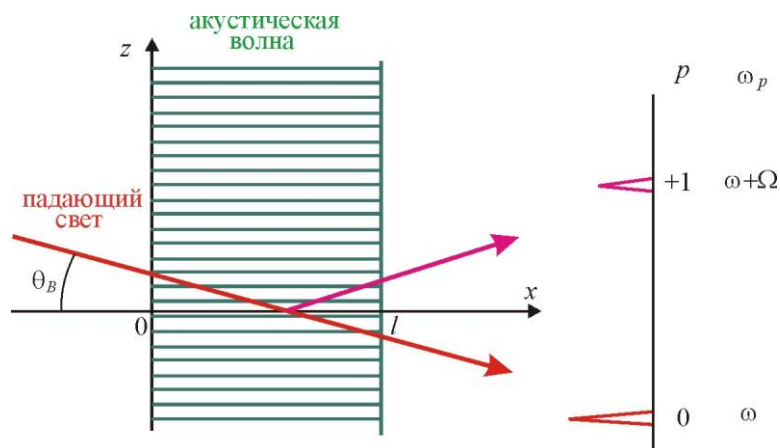
Таким образом, можно утверждать, что в прозрачной среде акустическая волна всегда сопровождается волной изменения показателя преломления.

При рассмотрении дифракции света на монохроматической акустической

волне выделяют два предельных режима: **раман–натовский** и **брэгговский**.



(а)



(б)

Рис.1. Дифракция Рамана–Ната (а) и Брэгга (б).

Режим Рамана–Ната наблюдается на относительно низких частотах ультразвука f и при малой длине АО взаимодействия l (как правило, $f < 10$ МГц и $l < 1$ см). Этот тип дифракции имеет место при произвольном угле падения света θ_0 , а дифракционная картина может содержать большое число дифракционных максимумов с симметричным распределением в них интенсивности света (рис. 1,а). В противоположность этому, режим дифракции Брэгга наблюдается на высоких частотах, обычно превышающих 100 МГц. Дифракционная картина, даже при большой акустической мощности P_a , содержит, как правило, только два максимума нулевого и первого порядка

(рис. 1,б). Тем не менее, даже эти максимумы появляются лишь при определенных углах падения света, близких к так называемому **углу Брэгга** θ_B . В этом случае боковой (брэгговский) максимум образуется как селективное отражение света от волновых фронтов ультразвука. Физическая причина различия этих двух режимов дифракции заключается в том, что в режиме Рамана–Ната дифракционная решетка, созданная акустической волной, может рассматриваться как плоская, тогда как в режиме Брэгга она является принципиально объемной, и необходимо учитывать фазовый сдвиг у парциальных дифрагированных волн, рождающихся на разной глубине акустического поля (вдоль направления x). При увеличении частоты ультразвука переход от раман–натовского режима к брэгговскому происходит постепенно: появляется угловая селективность рассеяния света и исчезают дифракционные максимумы высокого порядка.

Так как дифракция происходит на движущейся со скоростью звука решетке, то, вследствие эффекта Доплера, частота рассеиваемого света смещается на частоту ультразвука. Поэтому в p -м дифракционном порядке частота света равна

$$\omega_p = \omega + p\Omega, \quad (5)$$

где ω – частота падающего света. Поскольку $\Omega \ll \omega$, то часто можно пренебречь изменением частоты света. Однако в ряде устройств АО обработки сигналов, где происходит смешивание волн разных порядков, таким сдвигом частоты пренебрегать нельзя, т.к. он приводит к модуляции интенсивности света на разностной частоте $p\Omega$ [2].

В современных АО приборах в основном используется режим дифракции, близкий к брэгговскому. Это определяется, во-первых, тем, что в брэгговском режиме можно получить в рабочем (брэгговском) порядке эффективность дифракции, близкую к 100% (т.е. полную перекачку падающего света в рабочий порядок), тогда как в раман–натовском режиме эффективность дифракции не может превышать 33%. А во-вторых, быстродействие приборов определяется

полосой частот ультразвука Δf , и эта полоса в брэгговском режиме может достигать нескольких сотен мегагерц. Однако и брэгговский режим имеет существенный недостаток, обусловленный его угловой и частотной селективностью (см. ниже). Поэтому обычно выбирают такой частотный диапазон работы (называемый **промежуточным**), в котором практически отсутствуют паразитные дифракционные максимумы, но при этом селективность дифракции еще не слишком велика [1].

Для количественной оценки режима дифракции используется **волновой параметр**

$$Q = 2\pi \frac{\lambda l}{n\Lambda^2} = 2\pi \frac{\lambda l}{nV^2} f^2, \quad (6)$$

где λ – длина волны света в вакууме. В акустооптике эта величина часто называется **параметром Кляйна–Кука**. Раман–натовский режим дифракции соответствует условию $Q \ll 1$, а брэгговский – условию $Q \gg 1$.

3. Режимы акустооптической дифракции света

С квантово-механической точки зрения дифракция света на ультразвуке может рассматриваться как рассеяние квантов света (фотонов) на квантах акустического поля (фононах). Закон сохранения импульса при таком фотон-фононном взаимодействии дает векторное соотношение:

$$\mathbf{k}_d = \mathbf{k}_i \pm \mathbf{K}, \quad (7)$$

где \mathbf{k}_i и \mathbf{k}_d – волновые вектора падающего и дифрагированного света, \mathbf{K} – волновой вектор акустической волны. В этой формуле знак «+» соответствует рассеянию света в +1-й порядок дифракции, а знак «–» рассеянию в –1-й порядок.

Целый ряд важных закономерностей АО взаимодействия можно получить из анализа векторных диаграмм, вытекающих из выражения (7). В оптически анизотропной среде (кристалле) возможно два принципиально различных варианта [4]. Если в процессе рассеяния света сохраняется тип оптической моды, то такой вариант называется **изотропной дифракцией**. В одноосном

кристалле он реализуется, когда падающая и дифрагированная волна имеют либо обыкновенную поляризацию (*o*-волны), либо необыкновенную (*e*-волны). В первом случае показатели преломления для падающей (n_i) и дифрагированной (n_d) волн равны для любых направлений света в кристалле. Во втором случае с хорошей степенью точности также можно считать, что $n_i \approx n_d$. Отсюда следует, что вектора \mathbf{k}_i и \mathbf{k}_d имеют одинаковую длину и векторная диаграмма представляет собой равнобедренный треугольник (рис. 2,а). На рисунке показаны углы падения (θ_B) и дифракции (θ_1), которые, как это принято в акустооптике, отсчитываются от фронта акустической волны. Из векторного треугольника следует, что $\theta_B = \theta_1$ и угол падения определяется выражением:

$$\sin \theta_B = -\frac{K}{2k_i} = -\frac{\lambda}{2n_i V} f. \quad (8)$$

Похожая формула была получена Брэггом при изучении дифракции рентгеновских лучей на кристаллической решетке, поэтому угол θ_B носит название **угла Брэгга**.

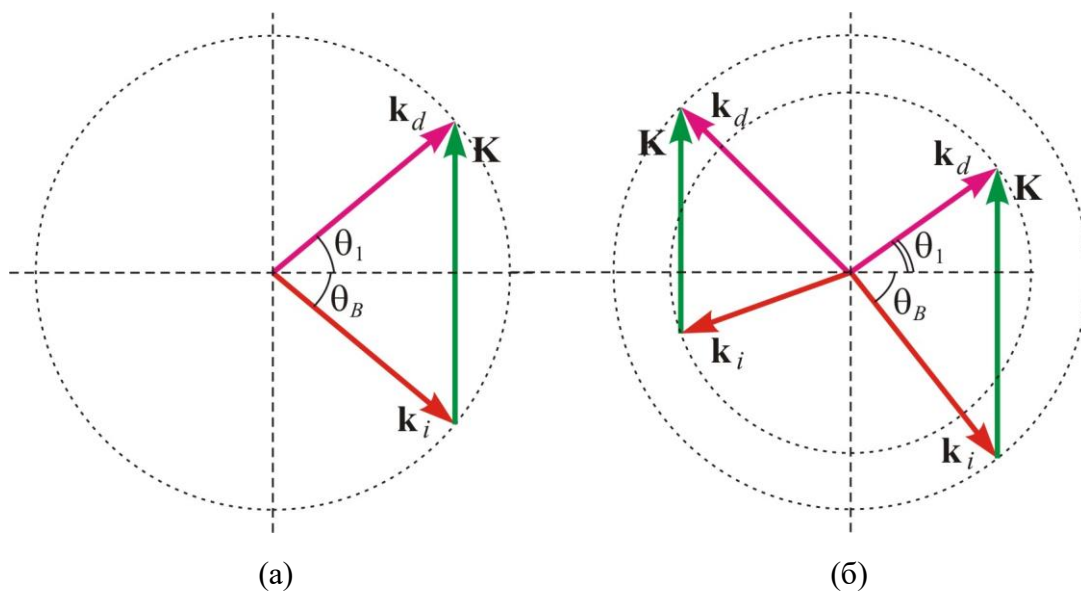


Рис. 2. Векторные диаграммы для изотропной (а) и анизотропной (б) дифракции.

Другой вариант рассеяния света реализуется, когда в процессе дифракции происходит изменение типа оптической моды (рассеяние вида $o \Rightarrow e$ или $e \Rightarrow o$). Этот вариант носит название **анизотропной дифракции**. На рис. 2,б показаны две векторных диаграммы для случая, когда **плоскость акустооптического взаимодействия** (т.е. плоскость векторов \mathbf{k}_i , \mathbf{k}_d и \mathbf{K}) ортогональна оптической оси одноосного кристалла [5]. Здесь пунктирные окружности имеют радиус $(2\pi/\lambda)n_e$ и $(2\pi/\lambda)n_o$, где n_e и n_o – главные показатели преломления. Если $n_e > n_o$, то правая диаграмма соответствует рассеянию $e \Rightarrow o$, а левая – рассеянию $o \Rightarrow e$. Из рисунка ясно, что в этом случае $\theta_B \neq \theta_1$. Для угла Брэгга получается выражение:

$$\sin \theta_B = -\frac{\lambda f}{2n_i V} \left[1 + \frac{V^2}{\lambda^2 f^2} (n_i^2 - n_d^2) \right], \quad (9)$$

которое при $n_i = n_d$ переходит в формулу (8).

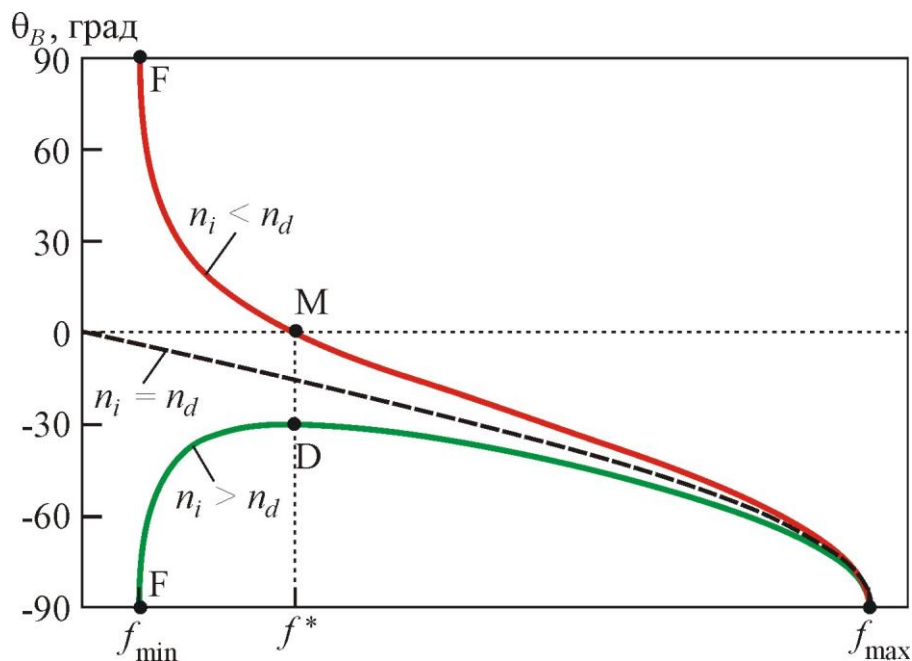


Рис. 3. Частотные зависимости углов Брэгга при изотропной (штриховая кривая) и анизотропной (сплошные кривые) дифракции.

Частотные зависимости углов Брэгга при изотропной и анизотропной дифракции показаны на рис. 3. Особые точки на оси абсцисс определяются

формулами:

$$f_{\max} = \frac{V}{\lambda}(n_i + n_d), \quad f_{\min} = \frac{V}{\lambda}|n_i - n_d|, \quad f^* = \frac{V}{\lambda} \sqrt{|n_i^2 - n_d^2|}. \quad (10)$$

Частота f_{\max} определяет верхнюю границу АО эффекта. Но каких-либо ограничений это не создает, поскольку величина f_{\max} лежит в диапазоне десятков гигагерц – слишком высоких для АО приборов. Частота f_{\min} существует только при анизотропной дифракции и может варьироваться в одноосных кристаллах от нуля до $f_{\min} = (V/\lambda)|n_o - n_e|$. Частотам f_{\min} и f_{\max} соответствует так называемая **коллинеарная дифракция** (соответственно низкочастотная и высокочастотная), т.к. в этом случае все волновые вектора параллельны друг другу. Наконец, еще одной особой точкой является частота f^* , на которой векторная диаграмма представляет собой прямоугольный треугольник.

Из рис. 3 видно, насколько сильно могут отличаться частотные зависимости углов Брэгга при изотропной и анизотропной дифракции. Именно сложный характер зависимости $\theta_B(f)$ при анизотропной дифракции определил ее широкое использование в АО приборах, поскольку в этом случае имеется возможность оптимального выбора частотного диапазона для каждого конкретного устройства [1]. Например, точка D является оптимальной для дефлекторов – устройств для отклонения световых пучков, точка M – для широкополосных модуляторов, а точка F – для коллинеарных фильтров, используемых для выделения из оптического излучения с широким спектром отдельной спектральной линии.

Строгий расчет эффекта АО взаимодействия проводится на основе уравнений Максвелла, в которые подставляется возмущенная диэлектрическая проницаемость в соответствии с формулой (3). Решение ищется в виде набора плоских световых волн с разными частотами и разными направлениями распространения:

$$E(x, z, t) = E_i \sum_{p=-\infty}^{\infty} C_p(x) \exp\{j[(\omega + p\Omega)t - k_p x \cos \theta_p - k_p z \sin \theta_p]\}, \quad (11)$$

где E_i – амплитуда падающей световой волны, C_p – нормированные амплитуды дифрагированных волн, θ_p – отсчитываемые от оси x углы дифракции, $k_p = (\omega + p\Omega)n/c$, c – скорость света в вакууме. В классической постановке задачи АО дифракции предполагается, что область взаимодействия ограничена только по оси x шириной акустического пучка l . Поэтому в соответствии с соотношением неопределенностей можно записать (см. рис. 2):

$$k_p \sin \theta_p = k_0 \sin \theta_0 + pK, \quad \eta_p = k_p \cos \theta_p - k_{p+1} \cos \theta_{p+1}. \quad (12)$$

Параметр η_p , характеризующий степень нарушения соотношения (7), носит название **фазовой расстройки**. Поэтому формулу (7) следует записывать в виде

$$\mathbf{k}_d = \mathbf{k}_i \pm \mathbf{K} + \boldsymbol{\eta} \quad (13)$$

и учитывать при построении векторных диаграмм, что вектор расстройки $\boldsymbol{\eta}$ направлен перпендикулярно границам области АО взаимодействия. Этот вектор позволяет объяснить появление высоких порядков дифракции в промежуточном и раман-натовском режимах дифракции (рис. 4).

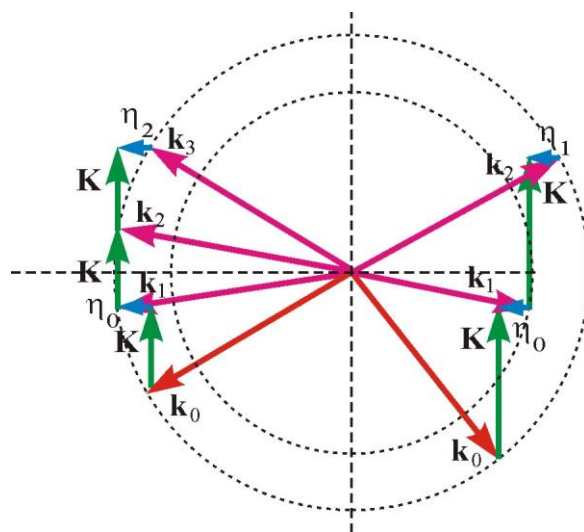


Рис. 4. Векторные диаграммы с учетом расстройки для вариантов изотропной (слева) и анизотропной (справа) дифракции.

Подстановка (11) в волновое уравнение приводит к системе уравнений [6]

$$\frac{dC_p}{dx} = \frac{q_p}{2} [C_{p+1} \exp(j\eta_p x) - C_{p-1} \exp(-j\eta_{p-1} x)], \quad p = -\infty, \dots, +\infty \quad (14)$$

которая обычно решается с граничными условиями: $C_0(0)=1$ и $C_p(0)=0$ при $p \neq 0$. Из (14) следует, что перекачка световой энергии в p -й максимум может происходить только из двух *соседних* максимумов. Эффективность перекачки определяется параметрами η_p и q_p . При **фазовом синхронизме** (7) расстройки обращаются в нуль и обеспечивается наиболее эффективный обмен энергией между соответствующими максимумами. Коэффициенты связи q_p в уравнениях связанных волн (14) определяются мощностью акустической волны P_a [1]:

$$q_p = \frac{k_p^2}{k_p \cos \theta_p} \Delta n \approx \frac{k}{n \cos \theta_0} \Delta n = \frac{\pi}{\lambda \cos \theta_0} \sqrt{\frac{2MP_a}{lb}}, \quad (15)$$

где θ_0 – угол падения света на акустический столб, b – его ширина по оси y (таким образом, **пьезопреобразователь**, возбуждающий акустический пучок, имеет размеры $l \times b$). Величина M , равная

$$M = \frac{p^2 n^6}{\rho V^3}, \quad (16)$$

где p – фотоупругий коэффициент, ρ – плотность среды, называется **акустооптическим качеством** среды. Это основная характеристика материала, определяющая его пригодность для использования в АО устройствах. Чем больше качество M среды, тем меньшая требуется акустическая мощность для получения заданной эффективности дифракции. Поскольку величины p , V и n имеют тензорный характер, то конкретные значения M существенно зависят от направления распространения и поляризаций взаимодействующих световых и акустических волн.

При изотропной дифракции в брэгговском режиме фазовый синхронизм можно обеспечить, выбирая соответствующий угол падения θ_0 , лишь для

одного из дифракционных переходов: из нулевого в +1-й порядок или из нулевого в -1-й порядок. В первом варианте в системе (14) надо оставить только два уравнения:

$$\begin{cases} \frac{dC_0}{dx} = \frac{q}{2} C_1 \exp(j\eta x) \\ \frac{dC_1}{dx} = -\frac{q}{2} C_0 \exp(j\eta x) \end{cases} \quad (17)$$

где $q \equiv q_0$, $\eta \equiv \eta_0$. Решение системы уравнений (17) на выходе из области взаимодействия $x = l$ имеет вид:

$$C_0 = \left[\cos\left(\frac{\sqrt{\Gamma^2 + R^2}}{2}\right) - j\frac{R}{2} \operatorname{sinc}\left(\frac{\sqrt{\Gamma^2 + R^2}}{2\pi}\right) \right] \exp\left(j\frac{R}{2}\right), \quad (18)$$

$$C_1 = -\frac{\Gamma}{2} \operatorname{sinc}\left(\frac{\sqrt{\Gamma^2 + R^2}}{2\pi}\right) \exp\left[-j\frac{R}{2}\right]. \quad (19)$$

Здесь введены безразмерные величины: $\Gamma = ql$ (**параметр Рамана–Ната**) и $R = \eta l$. Функция sinc определяется соотношением: $\operatorname{sinc}(x) = \sin \pi x / \pi x$. Из (19) для **эффективности дифракции** получается выражение:

$$\zeta = |C_1|^2 = \frac{\Gamma^2}{4} \operatorname{sinc}^2\left(\frac{\sqrt{\Gamma^2 + R^2}}{2\pi}\right). \quad (20)$$

На рис. 5 представлены зависимости эффективности дифракции ζ от параметра Рамана–Ната Γ (а) при трех значениях параметра расстройки R и от параметра расстройки (б) при двух значениях параметра Рамана–Ната. Расчет выполнен по формуле (20). При сопоставлении этих графиков с экспериментальными надо понимать, что параметр Γ пропорционален амплитуде акустической волны a_0 (формулы (4) и (15)) или корню квадратному из акустической мощности P_a (формула (15)). Поэтому в эксперименте зависимость $\zeta(\Gamma)$ можно получить, меняя амплитуду напряжения, прикладываемого к пьезопреобразователю. В параметр R входит две величины, которые легко варьируются в эксперименте: угол падения света θ_0 и частота

ультразвука f . Из формулы (12) при малых углах падения ($\theta_0 \leq 10^\circ$) получается следующее выражение:

$$R \approx \frac{2\pi l}{\lambda} (n_i - n_d) + Kl \left(\theta_0 + \frac{K}{2k} \right) = \frac{2\pi fl}{V} (\theta_0 - \theta_B), \quad (21)$$

где угол Брэгга определяется приближенной формулой

$$\theta_B = -\frac{\lambda f}{2nV} - \frac{V}{\lambda f} (n_i - n_d). \quad (22)$$

Здесь учтено также, что $|n_i - n_d| \ll n_i, n_d$.

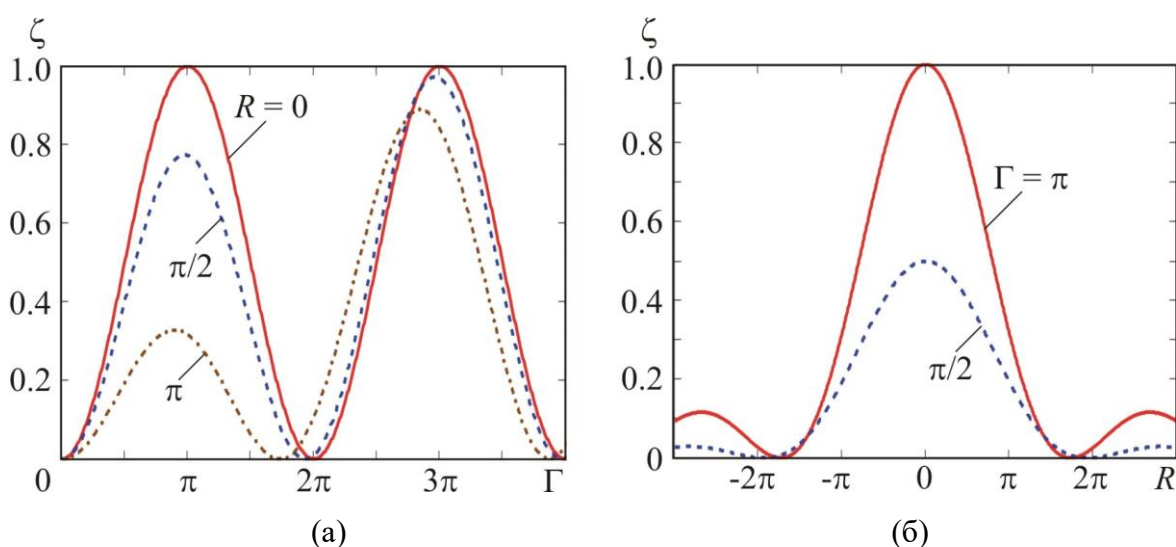


Рис. 5. Амплитудные (а) и расстроечные (б) характеристики брэгговской дифракции.

Графики на рис. 5,а показывают, что при увеличении амплитуды акустической волны (и, следовательно, параметра Γ) все большее количество света рассеивается в первый порядок дифракции. Наиболее эффективно этот процесс идет при падении света под углом Брэгга, т.е. когда $R = 0$. При $\Gamma = \pi$ весь свет оказывается в первом порядке. Дальнейшее увеличение Γ сопровождается обратной перекачкой излучения в нулевой порядок. При $\Gamma > 2\pi$ процесс повторяется.

Расстроечные характеристики на рис. 5,б определяют угловой ($\Delta\theta$) и частотный (Δf) диапазоны АО взаимодействия. Если границы диапазонов задать, как это принято, по спаду интенсивности до уровня 0.5, то из (20) и (21)

получим:

$$\Delta\theta \approx 0.9 \frac{V}{lf}, \quad \Delta f \approx 0.9 \frac{nV^2}{\lambda lf_0}, \quad (23)$$

где f_0 – частота фазового синхронизма. Однако эти формулы справедливы только в случае изотропной дифракции, когда $n_i = n_d$. При анизотропной дифракции в формуле (9) надо учитывать зависимости $n_i(\theta_B)$ и $n_d(\theta_1)$, что приводит к сложному виду кривых $\theta_B(f)$. Поэтому расчет $\Delta\theta$ и Δf оказывается возможным только численно для каждого конкретного среза кристалла.

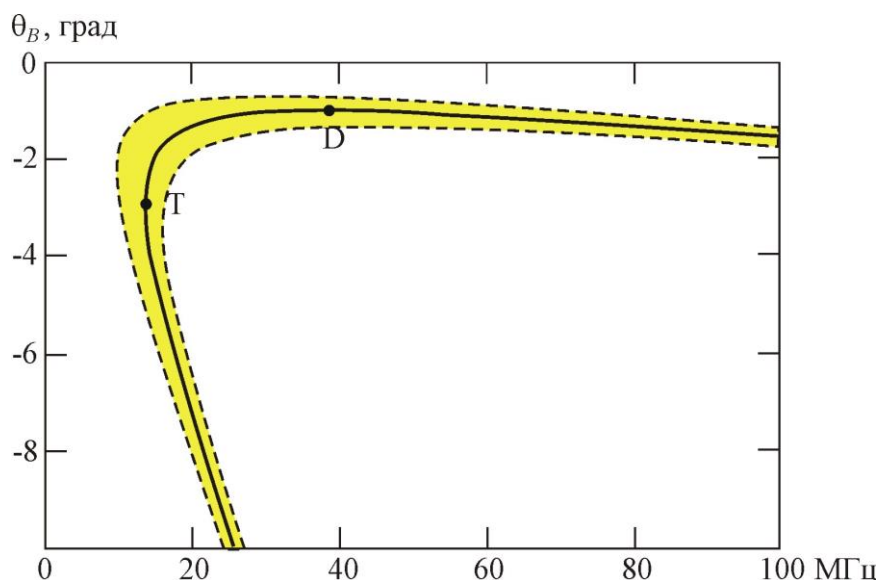


Рис. 6. Область АО взаимодействия в кристалле парателлуриита при e -поляризации падающего света.

Эту ситуацию иллюстрирует рис. 6, на котором сплошной кривой показана низкочастотная область зависимости $\theta_B(f)$ для кристалла **парателлуриита** (вариант нижней кривой на рис. 3). В настоящее время кристалл парателлуриита (двуокись теллура TeO_2) является основным материалом для изготовления АО приборов видимого и ближнего ИК диапазонов света [1]. Расчет здесь выполнен для среза кристалла, в котором сдвиговая акустическая волна распространяется в направлении $[110]$, а свет – в плоскости $(1\bar{1}0)$. Скорость ультразвука равна $V = 0.616 \cdot 10^3$ м/с. Падающий

свет с длиной волны $\lambda = 0.6328$ мкм имеет e -поляризацию, а дифрагированный – o -поляризацию. Каждая точка на сплошной кривой определяет угол падения света и частоту ультразвука, при которых выполняется условие фазового синхронизма (7) и эффективность дифракции достигает максимального значения. При отходе от этой кривой эффективность дифракции падает. Границы области АО взаимодействия показаны штриховой кривой. Задавая значения угла падения света θ_0 или частоты ультразвука f , можно, на основе рис. 6, найти диапазоны $\Delta\theta$ и Δf .

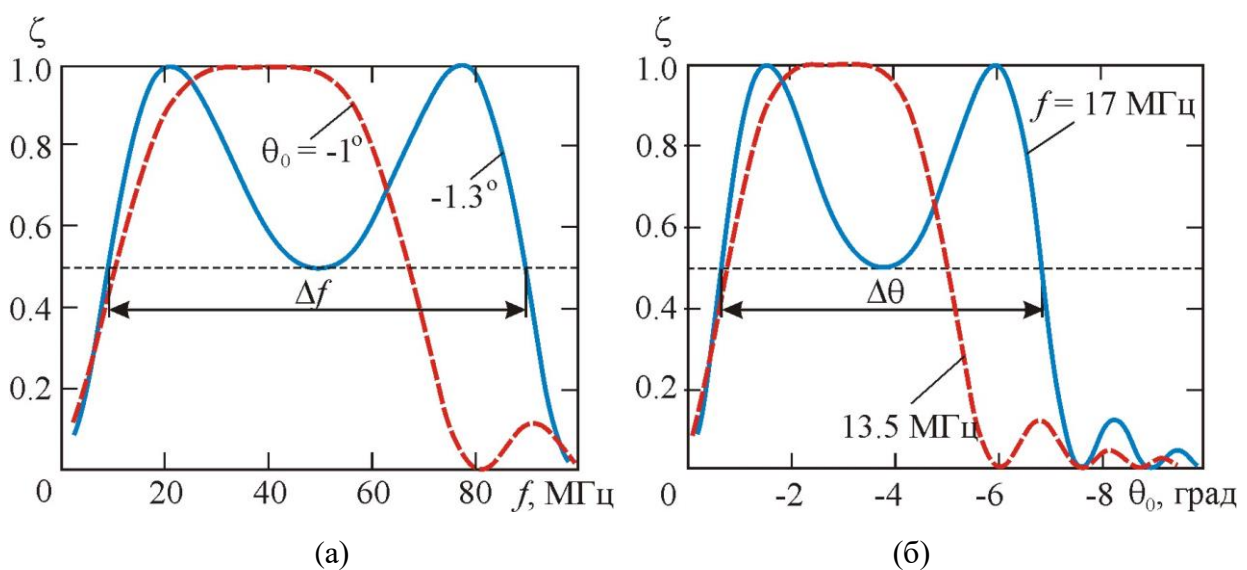


Рис. 7. Частотные (а) и угловые (б) характеристики в областях дефлекторной (D) и тангенциальной (Т) геометрий АО взаимодействия.

Конкретный вид частотных и угловых характеристик представлен на рис. 7 для дефлекторной (а) и тангенциальной (б) областей АО взаимодействия. При выборе угла падения света в экстремуме зависимости $\theta_B(f)$ на рис. 6 (в точке D) получается П-образная частотная характеристика с уплощенной вершиной (штриховая кривая на рис. 7,а). Частотный диапазон АО взаимодействия здесь равен $\Delta f = 56.8$ МГц. Но наиболее широкий диапазон получается при угле падения $\theta_0 = -1.3^\circ$; он составляет $\Delta f = 81$ МГц. Однако при этом характеристика становится неравномерной. Для сравнения, частотный диапазон при изотропной дифракции при тех же параметрах АО ячейки,

рассчитанный по формуле (23), равен всего лишь $\Delta f_{is} = 20$ МГц. Столь большой выигрыш по полосе частот при анизотропной дифракции получается благодаря тому, что рабочая точка выбирается вблизи экстремума кривой $\theta_B(f)$, где $d\theta_B/df = 0$ и **частотная селективность** брэгговской дифракции минимальна.

Аналогичная ситуация складывается вблизи тангенциальной точки Т на рис. 6, где $d\theta_B/df \rightarrow \infty$. Здесь образуется область с малой **угловой селективностью**, которая используется в широкоугольных АО фильтрах, применяемых для фильтрации оптических изображений [1]. Угловые характеристики для этого варианта показаны на рис. 7,б. Точке Т соответствует штриховая кривая, которая реализуется на частоте $f = 13.5$ МГц. Наиболее широкий угловой диапазон $\Delta\theta = 6.2^\circ$ получается на частоте $f = 17$ МГц. Изотропная дифракция дает всего лишь $\Delta\theta_{is} = 1.4^\circ$ (формула (23)).

4. Модуляторы и дефлекторы световых пучков

Среди АО приборов, предназначенных для управления световыми пучками, наибольшее распространение получили **модуляторы** интенсивности света, используемые для передачи информации, и устройства для управляемого отклонения пучков – **дефлекторы**, которые применяются, в частности, для записи и считывания информации, а также для обнаружения и слежения за движущимися объектами.

4.1. Акустооптические модуляторы

Принцип действия АО модулятора основан на зависимости эффективности дифракции ζ от амплитуды акустической волны a_0 (формулы (20), (15), (4), (2)). Схема устройства в варианте импульсной модуляции света показана на рис. 8,а. Возбуждение ультразвука в АО ячейке осуществляется тонкой пьезоэлектрической пластинкой с резонансной частотой f_0 . Поэтому модулирующий сигнал в форме прямоугольного импульса длительностью T должен быть предварительно наложен на высокочастотную несущую f_0 . Получившийся радиоимпульс подается на электроды пьезопреобразователя,

который возбуждает акустический импульс с той же несущей f_0 . С противоположной стороны ячейки располагается поглотитель, исключающий дифракцию света на отраженном импульсе. Падающий световой пучок шириной d проходит через ячейку под углом Брэгга θ_B . Из рисунка ясно, что дифракция появляется лишь после того, как акустический импульс начинает пересекать световой пучок. Однако эффективность дифракции ζ достигает максимального значения не сразу, а только когда весь пучок окажется заполненным ультразвуком (рис. 8,б). Таким образом, существует переходной процесс длительностью

$$\tau \approx \frac{d}{V \cos \theta_B}, \quad (24)$$

который ограничивает быстродействие модулятора. Аналогичная ситуация возникает и на срезе оптического импульса. Из формулы (24) следует, что для повышения быстродействия необходимо, во-первых, фокусировать световой пучок (т.е. уменьшать d), а во-вторых, выбирать срез кристалла с минимальным значением угла Брэгга. Наилучший результат дает анизотропная дифракция с углом Брэгга $\theta_B = 0$, как это было отмечено ранее (точка М на рис. 3).

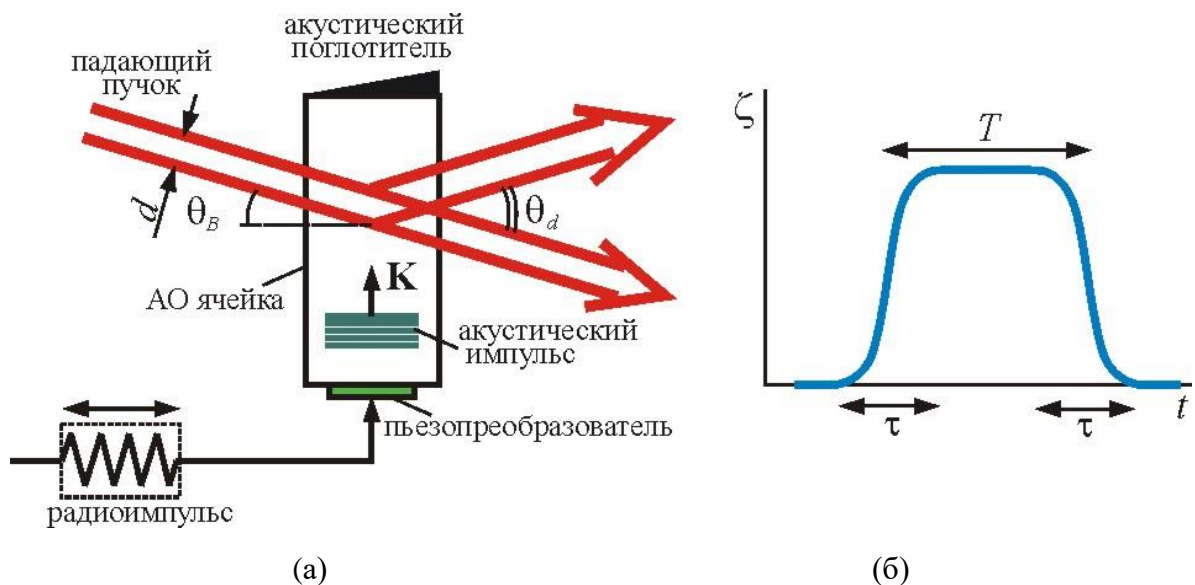


Рис. 8. Принципиальная схема АО модулятора (а) и отклик модулятора на входной радиоимпульс (б).

Предполагая именно такой вариант, можно оценить полосу модуляции как $\Delta f = V/d$. Для получения дифракционного эффекта необходимо выполнить условие: $d \geq \Lambda_0 = V/f_0$. Объединяя эти формулы, получаем для предельной полосы АО модуляции соотношение: $\Delta f \leq f_0$. Таким образом, чем выше частота f_0 , тем большую можно получить полосу модуляции. Для современной акустооптики $f_0 \leq 1$ ГГц.

4.2. Акустооптические deflectоры

Принцип действия АО deflectора основан на зависимости полного угла дифракции θ_d (рис. 8,а) от частоты ультразвука f . С учетом малости угла θ_d , можно записать на основе формулы дифракционной решетки: $\theta_d = \lambda/n\Lambda = \lambda f/nV$. Следовательно, при изменении частоты в диапазоне Δf направление на дифракционный максимум меняется на величину

$$\Delta\theta_d = \frac{\lambda}{nV} \Delta f. \quad (25)$$

Основной информационной характеристикой любого deflectора является число разрешимых положений N , которое определяется как отношение угла сканирования к угловой ширине сканирующего пучка. Предполагая дифракционную расходимость светового пучка $\phi = \lambda/nd$, для АО deflectора получаем:

$$N = \frac{\Delta\theta_d}{\phi} = \Delta f \frac{d}{V} = \Delta f \tau, \quad (26)$$

где $\tau = d/V$ – время пересечения светового пучка акустической волной. Как и в случае АО модулятора, величина τ определяет быстродействие устройства, поскольку нельзя перевести световой пучок в новое положение быстрее, чем за время τ . Формула (26) связывает две важнейшие характеристики АО deflectора: N и τ . Как следует из (26), они находятся в противоречивом соотношении: увеличение апертуры АО ячейки d ведет к увеличению числа разрешимых положений, но одновременно это сопровождается ухудшением быстродействия устройства.

Сравнивая два рассмотренных устройства – модулятор и дефлектор, можно отметить их существенные конструктивные различия. Модулятор является компактным прибором, поскольку работает с сильно сфокусированным световым пучком. В противоположность этому, дефлектор – это широкоапертурное устройство, которое требует широкого, хорошо сколлимированного пучка.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ РАБОТЫ

Упражнение 1. Изучение частотных зависимостей углов Брэгга для АО ячейки

В данном упражнении изучается зависимость частоты АО синхронизма от величины угла падения светового излучения на акустический столб. Измерения проводятся для одной поляризации светового излучения и рассеяния света либо в +1, либо в -1 порядок дифракции.

Для исследования данной зависимости следует собрать экспериментальную установку в соответствии с Рис. 9.

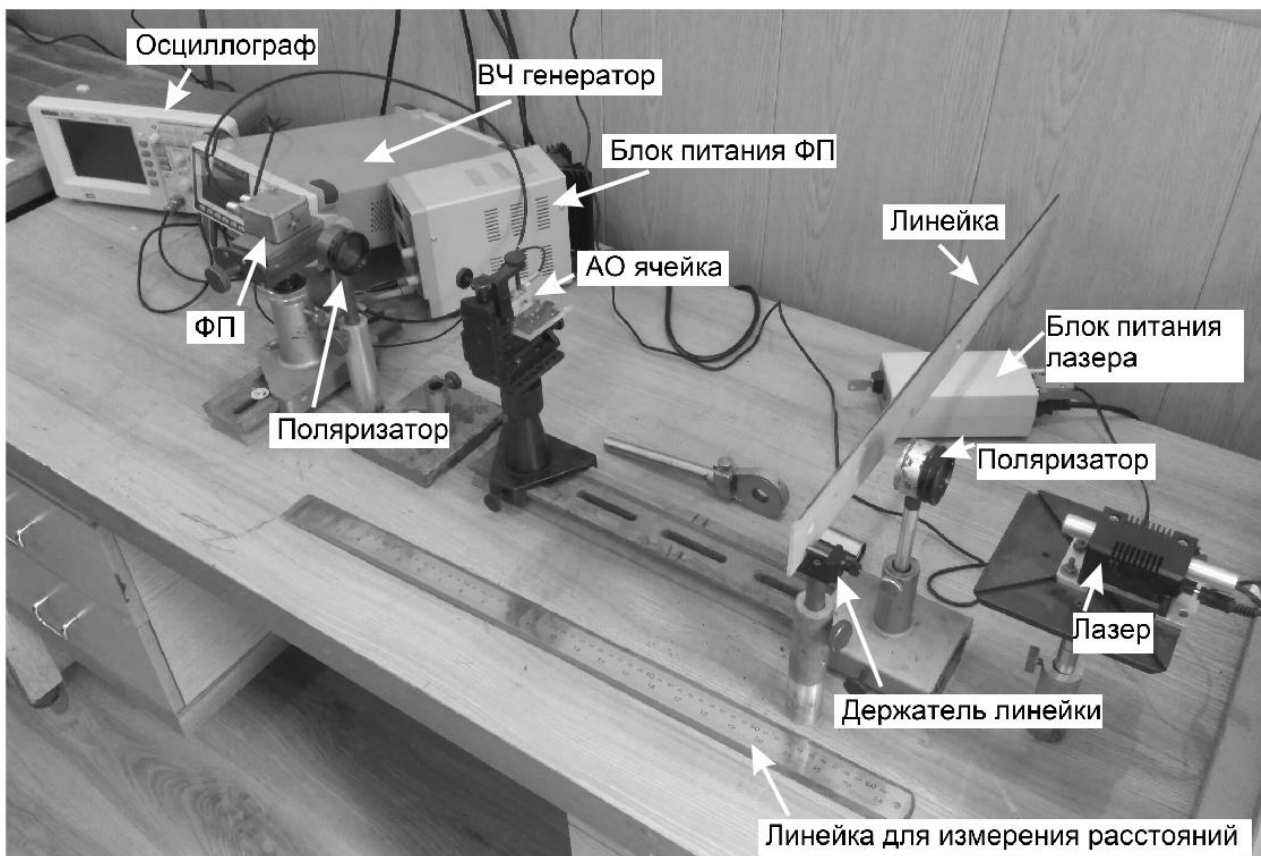


Рис. 9. Схема экспериментальной установки для Упражнений 1 - 3

Угол падения светового пучка определяется посредством регистрации положения светового луча, отраженного входной оптической гранью АО ячейки, на линейке.

Для вычисления значения угла падения следует измерить расстояние от входной оптической грани АО ячейки до линейки и учесть преломление света в АО кристалле (показатель преломления парателлурифта считать равным примерно 2.2).

ВЧ генератор должен работать в режиме амплитудной модуляции сигнала прямоугольными импульсами. Глубину модуляции установить равной 100%. Частоту ВЧ генератора перестраивать в диапазоне от 18 до 45 МГц.

Особенностью частотных зависимостей углов Брэгга для АО дифракции является то, что одной частоте ультразвука может соответствовать два угла падения – «большой» и «маленький»

Измерения выполнять в следующей последовательности:

1. Установить АО ячейку на расстоянии около 25см от линейки (расстояния измерять металлической линейкой). Повернуть АО ячейку таким образом, чтобы отраженный луч находился как можно ближе к началу шкалы линейки;
2. Постепенно увеличивая частоту генератора установить диапазон частот, в котором визуально наблюдается большая эффективность АО дифракции;
3. Включить фотоприемник (питание 5В) и настроить его положение таким образом, чтобы дифрагированный световой пучок попадал в отверстие фотоприемника оптимальным образом (по максимуму сигнала на экране осциллографа);
4. Перестраивать частоту ВЧ генератора, одновременно подстраивая положение фотоприемника, определить значение частоты, соответствующее максимальной эффективности дифракции.
5. Немного уменьшить угол падения света, повернув АО ячейку;
6. Снова перестраивать частоту ВЧ генератора, одновременно подстраивая положение фотоприемника, и определить новое значение частоты, соответствующее максимальной эффективности дифракции;
7. Повторять п. 5 и п.6 до такой ориентации АО ячейки, когда частота синхронизма уменьшится до 18-19МГц

При проведении измерений по пп. 4-7 стоит учитывать, что электрические характеристики используемой АО ячейки существенно меняются в указанном диапазоне частот ультразвука. Чем меньше частота, тем большая мощность требуется для достижения максимальной эффективности АО дифракции. Поэтому при проведении измерений следует постепенно увеличивать амплитуду сигнала ВЧ генератора. В начале измерений следует установить амплитуду порядка 1Вп-п.

Контроль амплитуды следует проводить следующим образом: после определения частоты синхронизма нужно перестраивать амплитуду сигнала генератора до достижения максимума величины сигнала на экране

осциллографа.

8. Отодвинуть АО ячейку на максимально возможное расстояние от линейки.

Сориентировать АО ячейку таким образом, чтобы угол падения света на акустический столб внутри кристалла составлял около 1 градуса.

9. Повторяя пп.4-7 снять угловую зависимость для «малых углов падения» в диапазоне от 18 до 45 МГц

Упражнение 2. Изучение работы акустооптического дефлектора.

П.9 упражнения 1 позволяет определить такую ориентацию АО ячейки, при которой она будет работать в режиме дефлектора. В этом случае угол отклонения дифрагированного светового луча будет определяться частотой акустической волны, возбуждаемой в АО ячейке. Целью данного упражнения является исследование зависимости угла отклонения светового пучка от частоты ультразвука.

Упражнение выполняется в следующей последовательности.

1. Используя результаты предыдущего упражнения, сориентировать АО ячейку таким образом, чтобы она функционировала в режиме дефлектора.
2. В плоскости фотоприемника установить экран.
3. Для различных значений частоты сигнала ВЧ генератора измерить угол отклонения дифрагированного светового луча.
4. Определить зависимость угла отклонения от частоты ультразвука.

Упражнение 3. Изучение амплитудных и расстройных характеристик брэгговской дифракции

1. Установить АО ячейку на расстоянии около 25см от линейки. Повернуть АО ячейку таким образом, чтобы отраженный луч находился как можно ближе к

началу шкалы линейки;

2. Амплитуду сигнала ВЧ генератора установить равной 500 мВ п-п.
3. Постепенно увеличивая частоту генератора установить диапазон частот, в котором визуально наблюдается большая эффективность АО дифракции;
4. Настроить положение ФП таким образом, чтобы дифрагированный световой пучок попадал в отверстие фотоприемника оптимальным образом (по максимуму сигнала на экране осциллографа);
5. Перестраивать частоту ВЧ генератора, одновременно подстраивая положение фотоприемника, определить значение частоты, соответствующее максимальной эффективности дифракции.
6. Изменяя величину сигнала ВЧ генератора, от минимальной, при которой на осциллографе виден сигнал, до максимально возможной, измерить изменение величины сигнала на экране осциллографа. Определить такую амплитуду, при которой наблюдается, максимальный сигнал. Сравнить полученную зависимость с теоретической (рис. 5а).
7. Для нескольких значений амплитуды ВЧ генератора (меньшей оптимальной, оптимальной и немного большей оптимальной) измерить полосу пропускания АО ячейки.

Для измерения полосы пропускания, при выбранном значении амплитуды ВЧ сигнала, следует перестраивать частоту генератора, добиваясь уменьшения амплитуды сигнала на экране осциллографа в 2 раза. Одновременно определяется частота, соответствующая максимуму функции пропускания.

9. Наблюдение функций пропускания на экране осциллографа.

Функции пропускания наблюдаются для нескольких значений амплитуды ВЧ генератора (меньшей оптимальной, оптимальной и немного большей оптимальной).

Для наблюдения функций пропускания на экране осциллографа следует перевести генератор из режима амплитудной модуляции в режим ЛЧМ. Диапазон частотной модуляции выбирается примерно в 5 раз большим, чем

полоса пропускания. Центральная частота диапазона перестройки должна соответствовать частоте, соответствующей максимуму пропускания при оптимальной амплитуде сигнала ВЧ генератора.

Функции пропускания, регистрируемые осциллографом, зарисовываются в тетрадь.

Упражнение 4. Изучение работы АО ячейки в режиме модулятора

1. Собрать установку в соответствии с рис.10. Для этого убрать линейку, крепежную стойку линейки переставить на рельс и расположить на ней объектив. Выбрать расстояние от объектива до входной оптической грани АО ячейки таким образом, чтобы уширенный оптический пучок засвечивал как можно большую часть линейной апертуры АО ячейки.
2. Линейкой измерить диаметр светового пучка на входе АО ячейки.
3. Включить ВЧ генератор в режиме амплитудной модуляции выходного сигнала прямоугольным импульсом. Установить амплитуду сигнала ВЧ генератора порядка 1В п-п.

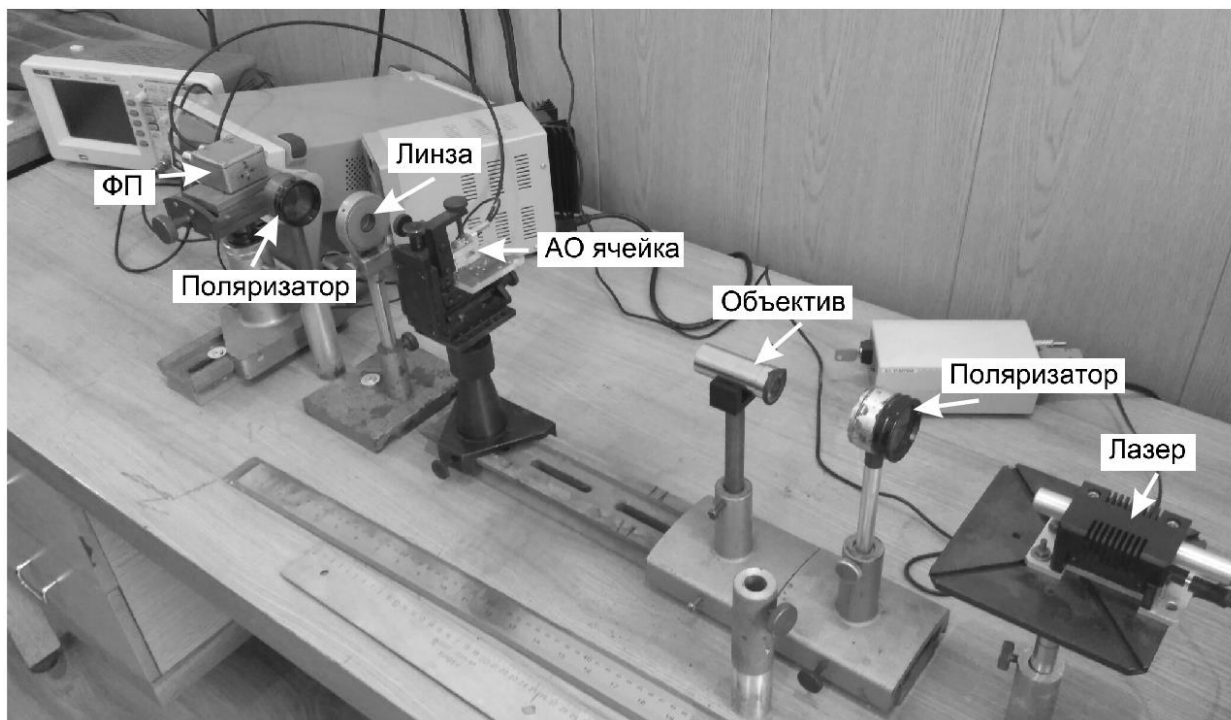


Рис. 10 Вид экспериментальной установки для выполнения Упражнения 4.

4. Сориентировать АО ячейку таким образом, чтобы максимум эффективности АО дифракции наблюдался в диапазоне 30-40 МГц при «малом» угле падения.
5. Подстраивая положение АО ячейки и частоту определить диапазон частот ультразвука, в котором наблюдается наибольшая эффективность АО дифракции
6. На выходе АО ячейки установить фокусирующую линзу. Настроить положение линзы таким образом, чтобы пучок фокусировался в плоскости фотоприемника.
7. Подстроить положение фотоприемника таким образом, чтобы сигнал на экране осциллографа имел максимальную величину.
8. Подстроить частоту ВЧ сигнала и положение фотоприемника для достижения максимальной эффективности АО взаимодействия
9. Наблюдать форму импульсов на экране осциллографа (см. рис.8б) и измерить длительность переходного процесса по уровню 0.7 от полного размаха сигнала.
10. Оценить время переходного процесса исходя из диаметра светового пучка во входной плоскости АО ячейки и скорости распространения акустической волны (порядка 612 м/с).
11. Сравнить времена переходных процессов, полученные экспериментально и теоретически.

Список литературы

- [1] Балакий В.И., Парыгин В.Н., Чирков Л.Е. Физические основы акустооптики. – М.: Радио и связь, 1985.
- [2] Парыгин В.Н., Балакий В.И. Оптическая обработка информации. М.: Изд. Моск. ун-та, 1987.
- [3] Най Дж. Физические свойства кристаллов. М.: Мир, 1967.
- [4] Dixon R.W. Acoustic diffraction of light in anisotropic media. // IEEE J. Quant. El., 1967, v. QE-3, № 2, pp. 85-93.
- [5] Ярич А., Юх П. Оптические волны в кристаллах. – М.: Мир, 1987.
- [6] Парыгин В.Н. Дифракция света на бегущих акустических волнах в изотропной среде. // Радиотехн. и электрон., 1974, т. 19, № 1, с. 38-44.