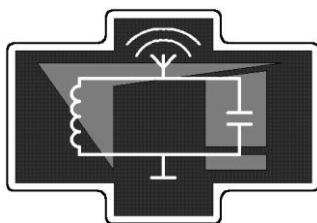


Московский государственный университет
имени М.В. Ломоносова
Физический факультет

С.Н. Манцевич, В.И. Балакший

***АКУСТООПТИЧЕСКАЯ СПЕКТРАЛЬНАЯ
ФИЛЬТРАЦИЯ***

Методическая разработка к задаче "Практикума колебаний"
кафедры физики колебаний



Москва, 2026 г.

УДК 535.241

Печатается по решению кафедры физики колебаний
физического факультета МГУ

С.Н. Манцевич, В.И. Балакший

Акустооптическая спектральная фильтрация.

Методическая разработка к одноименной задаче "Практикума колебаний" кафедры физики колебаний. – М., изд. физического факультета МГУ, 2026, 28 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 перестраиваемых фильтров. Описана экспериментальная установка, изложена методика измерений при выполнении упражнений.

Объем 1.75 п.л.

Тираж 10 экз.

Заказ №

Отпечатано в отделе оперативной печати физического факультета
МГУ им. М.В.Ломоносова

1. Введение

Акустооптическое взаимодействие – это явление дифракции светового излучения на ультразвуковых волнах, реализуемое в оптически прозрачной среде. Большой интерес к акустооптическому (АО) эффекту обусловлен как разнообразием его проявлений в различных средах и при разных условиях эксперимента, так и чрезвычайно важными практическими применениями. АО эффект позволяет управлять любыми параметрами светового излучения: амплитудой (интенсивностью), частотным спектром, частотой, фазой, поляризацией, направление распространения световых пучков и их пространственным спектром. К настоящему времени предложено и исследовано большое количество типов АО приборов (модуляторы, дефлекторы, фильтры, дисперсионные линии задержки, сдвигатели частоты, корреляторы, конвольверов и др.), которые находят широкое применение в современных оптоэлектронных устройствах, применяемых не только в чисто научных целях, но и при решении задач экомониторинга, сельского хозяйства, космической и военной технике. По сравнению с другими приборами, предназначенными для управления параметрами светового излучения, АО приборы отличаются достаточно высоким быстродействием, компактностью, малыми управляющими напряжениями и надежностью. Такие важные АО приборы, как модуляторы, дефлекторы и фильтры, выпускаются серийно в большом количестве.

Целью данной задачи является изучение особенностей АО эффекта в режиме анизотропной брэгговской дифракции света, а также принципов работы АО перестраиваемых фильтров – исследовании дисперсионной кривой, функций пропускания и их зависимости от длины волны светового излучения, угловой апертуры и модельной реализации АО спектральной фильтрации светового излучения с широким спектром.

2. Акустооптический эффект

Эффект дифракции света на акустических волнах был предсказан Бриллюэном в 1922 году, и экспериментально обнаружен 10 лет спустя Дебаем и Сирсом в США и независимо от них Люка и Бикаром во Франции. В основе АО эффекта лежит более общий эффект **фотоупругости**, известный с начала 19-го столетия, заключающийся в изменении показателей преломления среды под действием механических деформаций. В случае АО эффекта деформации создаются акустической волной. При этом оптически прозрачная 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 ($\Delta n/n \approx 10^{-5} \div 10^{-4}$), и 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**.

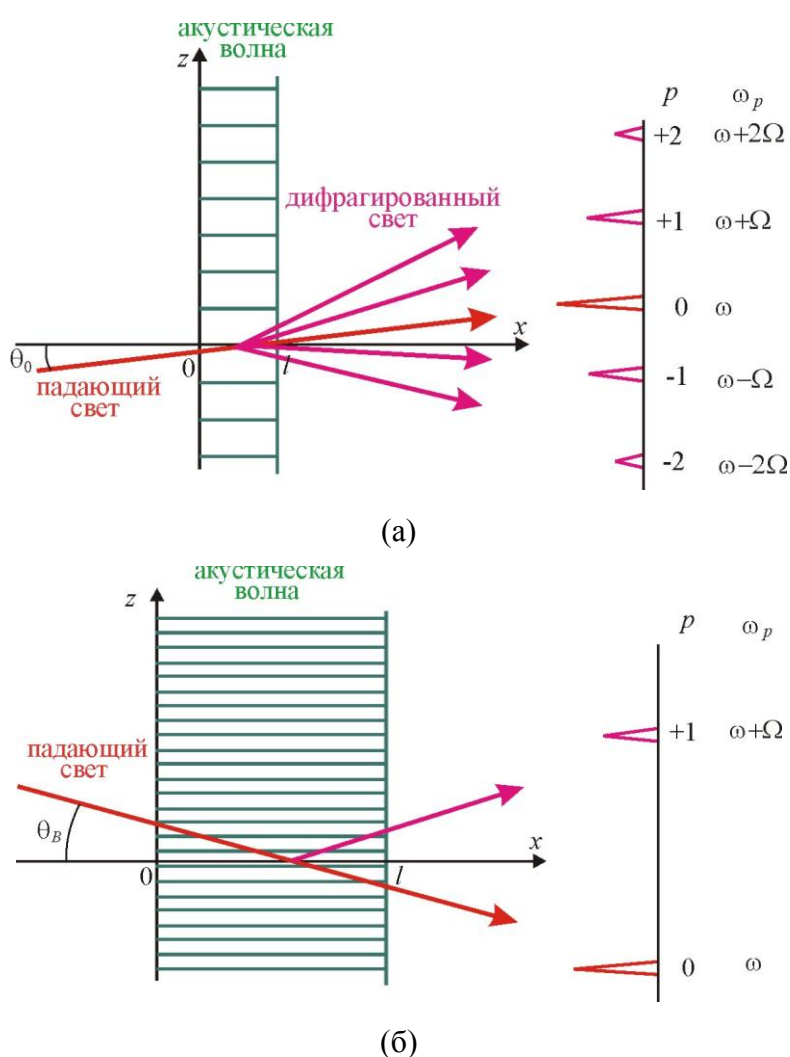


Рис.1. Дифракция Рамана–Ната (а) и Брэгга (б).

Режим Рамана–Ната наблюдается на относительно низких частотах ультразвука f и при малой длине АО взаимодействия l (как правило, $f < 10$ MHz 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 составляющих не менее нескольких десятков МГц. Дифракционная картина, даже при большой акустической мощности P_a , содержит, как правило, только два максимума нулевого и первого порядка (рис. 1,б). Эти максимумы появляются лишь при определенных углах падения света, близких к так называемому **углу Брэгга** θ_B (углу между волновым фронтом акустической волны и волновым вектором световой волны). 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 нередко 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**.

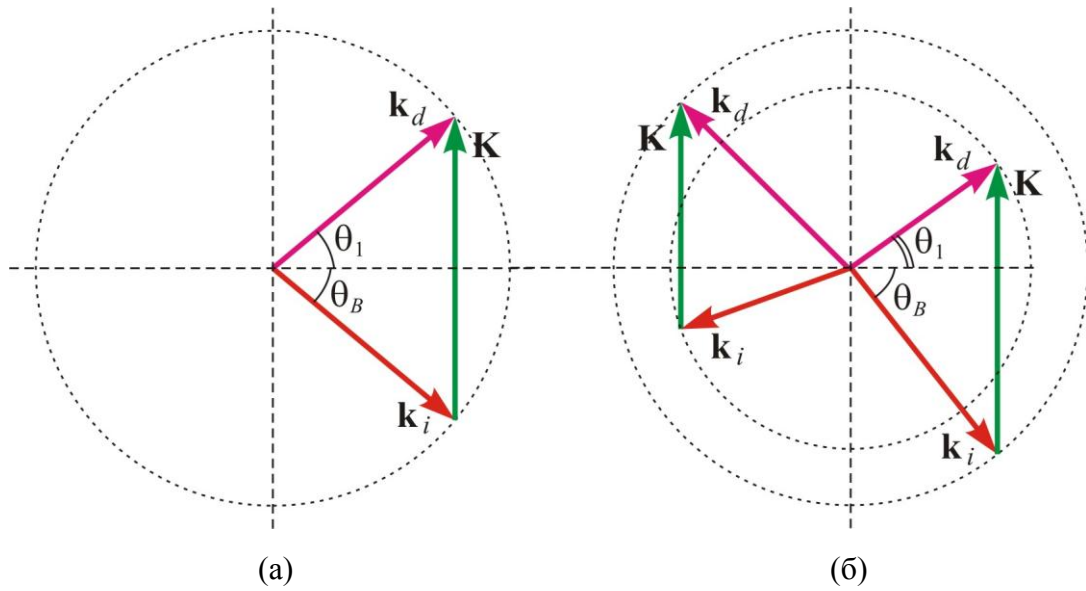


Рис. 2. Векторные диаграммы для изотропной (а) и анизотропной (б) дифракции.

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).

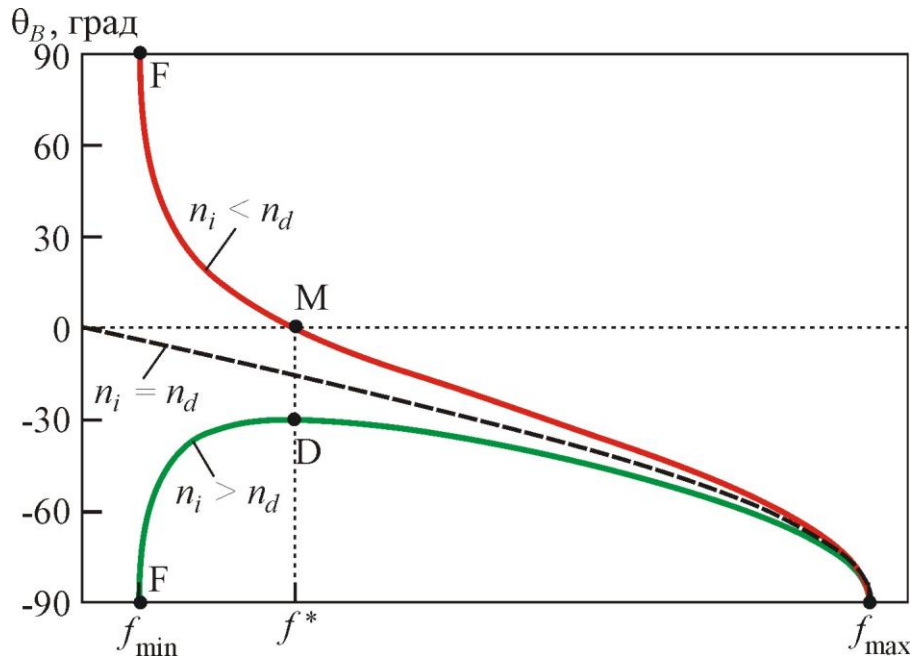


Рис. 3. Частотные зависимости углов Брэгга при изотропной (штриховая кривая) и анизотропной (сплошные кривые) дифракции.

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).

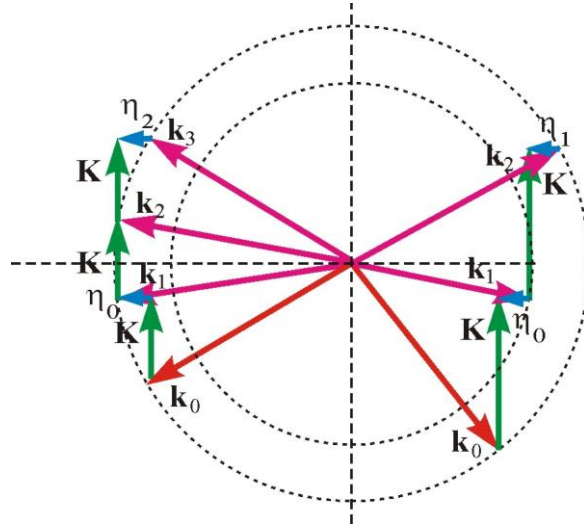


Рис. 4. Векторные диаграммы с учетом расстройки для вариантов изотропной (слева) и анизотропной (справа) дифракции.

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:

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

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 $|n_i - n_d| \ll n_i, n_d$.

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.

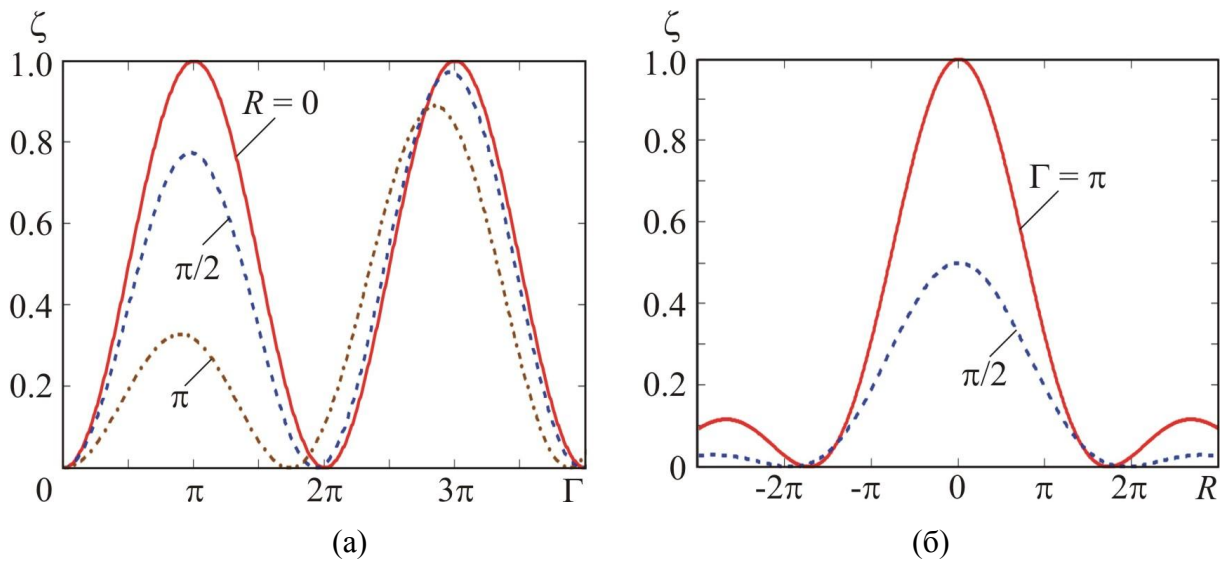


Рис. 5. Амплитудные (а) и расстройные (б) характеристики брэгговской дифракции.

Расстройные 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.

Эту ситуацию иллюстрирует рис. 6, на котором сплошной кривой показана низкочастотная область зависимости $\theta_B(f)$ для кристалла **парателлурита** (вариант нижней кривой на рис. 3). В настоящее время кристалл парателлурита (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.

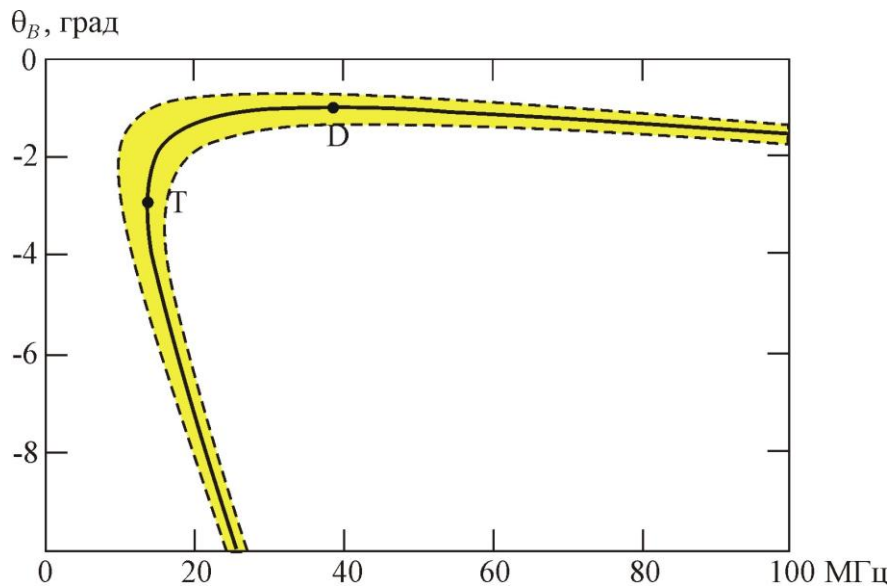


Рис. 6. Область АО взаимодействия в кристалле парателлурита при e -поляризации падающего света.

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 штриховыми кривыми. Задавая значения угла падения света θ_0 или частоты ультразвука f , можно, на основе рис. 6, найти диапазоны $\Delta\theta$ и Δf .

Конкретный вид частотных (штриховая линия) и угловых (сплошная линия) характеристик тангенциальной (широкоугольной) геометрии АО взаимодействия представлен на рис. 7.

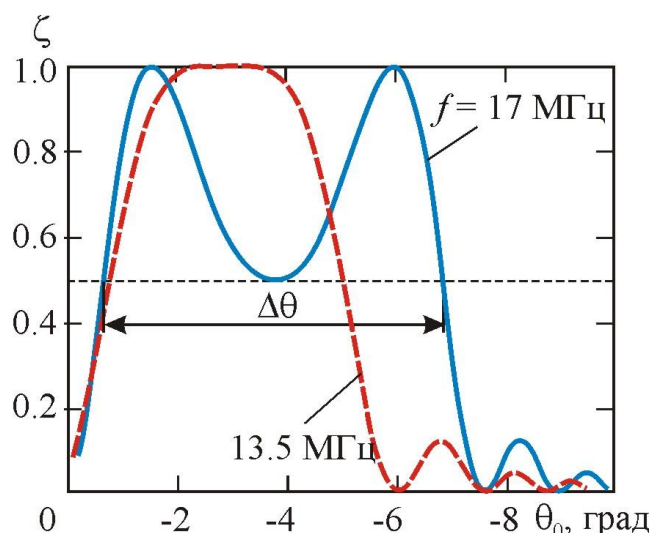


Рис. 7. Частотные и угловые характеристики в тангенциальной (широкоугольной) геометрии АО взаимодействия.

При тангенциальной геометрии АО дифракции (точка Т на рис. 6) $d\theta_B/df \rightarrow \infty$. Это условие означает, что около точки Т значительное изменение угла Брэгга не приводит к существенному изменению частоты АО синхронизма, т.е. 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. Точке Т соответствует штриховая кривая, которая реализуется на частоте $f = 13.5$ МГц. Наиболее широкий угловой диапазон $\Delta\theta = 6.2^\circ$ (по уровню 3 дб) получается на частоте $f = 17$ МГц. Для сравнения, применение изотропной дифракции обеспечивает угловой диапазон всего лишь $\Delta\theta_{is} = 1.4^\circ$ (формула (23)).

4. Акустооптические перестраиваемые фильтры

Акустооптические перестраиваемые фильтры (АОПФ) предназначены для выделения узкого спектрального диапазона из оптического излучения с широким спектром. Ширина этого диапазона определяется полосой пропускания фильтра. Положение центральной длины волны пропускания АОПФ для фиксированной геометрии АО взаимодействия зависит от частоты ультразвука и может перестраиваться с ее изменением. В зависимости от

геометрии АО взаимодействия можно выделить несколько разновидностей АОПФ: коллинерные, квазиколлинеарные и широкоугольные.

В коллинеарных АОПФ [7] волновые вектора падающего и дифрагированного света, а также ультразвуковой волны коллинеарны, что позволяет обеспечить большую длину АО взаимодействия и, следовательно, высокое спектральное разрешение. Однако коллинеарность падающего и дифрагированного световых пучков означает, что они не разделяются в пространстве, что существенно ограничивает возможности практического применения АОПФ такого типа.

В случае квазиколлинеарной геометрии АО взаимодействия [8,9] условие коллинеарности выполняется только для групповой скорости акустической волны и волнового вектора падающего светового излучения, что позволяет реализовать большую длину АО взаимодействия. При этом падающий и дифрагированный световые пучки не коллинеарны, и, следовательно, разделяются в пространстве. Квазиколлинеарная геометрия, как и коллинеарная, позволяет получить высокое спектральное разрешение. Одним из интересных применений квазиколлинеарной геометрии является реализация на ее основе акустооптических дисперсионных линий задержки (АОДЛЗ) в которых световое излучение с широким спектром дифрагирует на широкополосном ультразвуковом сигнале. Такие устройства нашли важное применение в системах генерации коротких и сверхкоротких лазерных импульсов [10].

Широкоугольные АОПФ [11,12] получили свое название в связи с использованием широкоугольной (тангенциальной) геометрии АО дифракции, описанной выше. Их отличительной чертой является достаточно большая угловая апертура, позволяющая реализовывать спектральную фильтрацию не только коллимированных, но и сходящихся световых пучков. Такие АОПФ используются для создания оптических спектрометров и оптической фильтрации изображений.

Принципиальным условием реализации АОПФ является использование

анизотропной АО дифракции. Впервые АОПФ был реализован на основе кристалла ниобата лития (LiNbO_3) [13]. В этом устройстве световой пучок, проходя через АО ячейку, отражался от зеркала, которое одновременно являлось земляным электродом пьезопреобразователя. Далее пучок распространялся в обратном направлении и выходил из кристалла через входную грань. Дифракция происходила на стоячей акустической волне. Падающий и дифрагированный световые пучки, имевшие различную поляризацию (анизотропная АО дифракция), разделялись при помощи поляризационного кубика. Полоса пропускания фильтра в видимом диапазоне составила 0.2 нм, эффективность дифракции на стоячей акустической волне достигала 50%.

Коллинеарный фильтр на бегущей акустической волне был предложен в работе [7]. Он был изготовлен на основе кристалла молибдата кальция (CaMoO_4) в форме призмы. Ультразвуковая волна возбуждалась в ячейке ортогонально световому пучку. Затем, после отражения от входной оптической грани, она распространялась коллинеарно свету и выводилась из светового пучка при отражении от выходной грани. Полоса пропускания фильтра была около 0.8 нм. Эффективность дифракции достигала 95%.

Точный расчет спектральных характеристик АОПФ (вида и ширины функции пропускания и эффективности АО взаимодействия) в общем случае требует расчета пространственных передаточных функций АО дифракции в выбранной геометрии АО взаимодействия. Эти зависимости определяют то, каким образом, и с какой эффективностью АОПФ пропускает компоненты пространственного спектра падающего светового пучка. Топология передаточных функций определяется формой поверхностей показателей преломления кристалла АО ячейки вблизи направлений, соответствующих ориентации осевых компонент пространственного спектра падающего и дифрагированного световых пучков.

Общие закономерности, определяющие характеристики АОПФ, можно рассмотреть на примере самого простого варианта – коллинеарной дифракции

плоских световой и ультразвуковой волн, описываемой системой уравнений (17), с учетом того, что расстройка η определяется следующим образом:

$$\eta = k_i + K - k_d = \frac{2\pi}{\lambda} \left(n_i - n_d + \frac{\lambda f}{V} \right) = \frac{2\pi}{V} (f - f_c) \quad (24)$$

где частота коллинеарного АО синхронизма f_c соответствует f_{min} из выражений (10).

Эффективность дифракции по-прежнему описывается формулой (20) с учетом расстройки (24). В эксперименте расстройка меняется посредством изменения частоты ультразвука при фиксированной длине волны света или изменением λ при заданном значении частоты f .

Ширина функции пропускания (аппаратной функции) по уровню 3 дБ определяет частотный (Δf) или спектральный ($\Delta \lambda$) диапазоны АО взаимодействия – полосу пропускания АОПФ и его спектральное разрешение.

Для коллинеарной геометрии АО дифракции в плосковолновом приближении величину Δf можно оценить с помощью следующего соотношения:

$$\Delta f = 5.1 \frac{V}{2\pi d} = 0.81 \frac{\lambda_{c1}}{(n_i - n_d) \cdot l} \quad (25)$$

Таким образом, чем больше длина АО взаимодействия, тем больше его селективность и, следовательно, спектральное разрешение АОПФ.

Величину $\Delta \lambda$ можно определить исходя из соотношений $\lambda f = \text{const}$ и $\Delta \lambda / \lambda_0 = \Delta f / f_c$, где λ_0 – длина волны света, соответствующая частоте f_c :

$$\Delta \lambda = \frac{0.81 \lambda_0^2}{(n_i - n_d) \cdot l} \quad (26)$$

Спектральное разрешение на заданной длине волны λ_0 определяется как отношение:

$$N = \frac{\lambda_0}{\Delta \lambda} \quad (27)$$

Подставив (26) в (27) получим:

$$N = 1.2 \frac{(n_i - n_d)}{\lambda_0} l = 1.2 \frac{f_c}{V} l = 1.2 \frac{l}{\Lambda_c} \quad (28)$$

где $\Lambda_c = f_c/V$ – длина волны ультразвука.

Таким образом, как и в других спектральных приборах на основе дифракционных решеток, разрешение АОПФ определяется числом периодов решетки. Из (26) и (28) следует, что полоса пропускания фильтра зависит от длины волны света λ_0 по квадратичному закону, а разрешение – обратно пропорционально. Поэтому при изменении λ_0 в сторону более коротких длин волн полоса пропускания фильтра сужается быстрее, чем растет его разрешающая способность.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ РАБОТЫ

Упражнение 1. Изучение частотного диапазона работы АОПФ

В данном упражнении изучается электрическая характеристика АОПФ – зависимость коэффициента стоячей волны (КСВ) от частоты электрического сигнала, подаваемого на пьезопреобразователь АО ячейки с генератора высокочастотного (ВЧ) электрического сигнала.

Ультразвуковые волны в АО ячейках возбуждаются пьезоэлектрическими преобразователями, обычно изготавливаемыми из пластинок кристалла ниобата лития. С радиофизической точки зрения АО ячейку можно представить как длинную линию с нагрузкой, которая требует согласования с выходным сопротивлением генератора. Это согласование обеспечивается электрической LC цепью, расположенной между выходом ВЧ генератора и пьезопреобразователем, осуществляющей эффективную передачу энергии от генератора в АО кристалл для определенной полосы частот. Данная полоса, в соответствии с условием АО синхронизма, определяет спектральный диапазон эффективной работы АОПФ, и, как правило, не превышает одной октавы (верхняя и нижняя частота диапазона различаются в 2 раза).

Эффективность электрического согласования по мощности сигнала определяется посредством, так называемого, коэффициента стоячей волны (КСВ) γ по следующей формуле:

$$\frac{P}{P_a} = \frac{4\gamma}{(\gamma + 1)^2} \quad (29)$$

где P – электрическая мощность, P_a – акустическая мощность. Величина $\gamma = 6$, соответствует случаю, когда половина электрической мощности преобразуется в акустическую и определяет границы частотного диапазона эффективной работы АО ячейки.

В экспериментах векторный анализатор цепей может измерять КСВ не напрямую, а через входной коэффициент отражения S_{11} в матрице потерь. Связь между КСВ и S_{11} устанавливается через соотношение:

$$S_{11} \text{ (дБ)} = 20 \log_{10} \left(\frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} \right) \quad (30)$$

Значение $|S_{11}| = -3$ дБ означает, что половина входной электрической мощности проходит в АО ячейку.

Выполнение упражнения

1. Для измерения S_{11} , подключите векторный анализатор электрических цепей к ВЧ разъему АОПФ с помощью коаксиального кабеля.
2. Определите диапазон частот, в котором S_{11} меньше -3 дБ, запишите граничные частоты.
3. Запишите минимальные значения S_{11} и частоты им соответствующие.
4. Пересчитайте значения S_{11} из п.3 в КСВ.

Упражнение 2. Измерение дисперсионной кривой АОПФ

Для известной геометрии АО дифракции связь между частотой ультразвука и соответствующей длиной волны дифрагированного светового излучения определяется из условия АО фазового синхронизма и может быть рассчитана теоретически с помощью выражения (9). Однако для реальных

АОПФ данную зависимость всегда измеряют экспериментально с использованием нескольких монохроматических источников света, длина волны излучения которых лежит внутри спектрального диапазона работы АОПФ.

Данное упражнение посвящено измерению дисперсионной кривой.

Выполнение упражнения

1. Соберите установку в соответствии с рис. 8. Для этого соедините выход ВЧ генератора со входом усилителя. Выход усилителя соедините с ВЧ разъемом АОПФ. Выберите лазер с наибольшей длиной волны из имеющихся. Установите лазер на оптическом рельсе таким образом, чтобы его луч был ортогонален входной оптической грани АОПФ. Поляризация лазерного излучения должна быть перпендикулярна плоскости оптического стола – задайте поляризацию с помощью поляризатора.

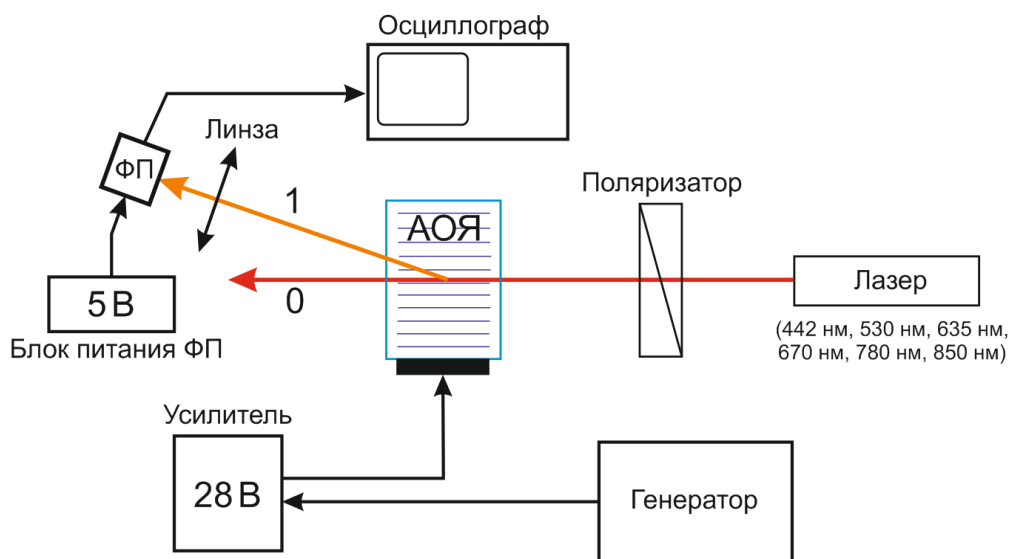


Рис. 8. Схема экспериментальной установки для Упражнений 2 – 4.

2. После этого включите питание усилителя (28 В, 3А). Включите ВЧ генератор, задайте рабочую частоту, соответствующую нижней границе частотного диапазона, определенного в Упражнении 1. Амплитуду выходного сигнала генератора выберите равной 50 мВ.
3. Перестраивая частоту генератора вверх, найдите частоту, для которой на

выбранной длине волны наблюдается дифракция.

4. Установите фотоприемник таким образом, чтобы он регистрировал световое излучение в дифракционном максимуме. Подключите фотоприемник к осциллографу.
5. Переведите ВЧ генератор в режим работы, с амплитудной модуляцией прямоугольными импульсами.
6. Пронаблюдайте соответствующие световые импульсы с помощью сигнала фотоприемника на экране осциллографа.
7. Плавно перестраивая частоту ВЧ генератора, добейтесь максимальной амплитуды импульсов на экране осциллографа.
8. Запишите получившееся значение частоты ультразвука.
9. Выключите ВЧ генератор и питание усилителя.
10. Повторите пп.1-9 для лазеров с другими длинами волн излучения.
11. Постройте зависимость длины волны от частоты для измеренных значений. Аппроксимируйте получившиеся значения гиперболой.

Упражнение 3. Измерение аппаратных функций АОПФ

В данном упражнении проводится исследование аппаратных функций АОПФ, определяющих его полосу пропускания и спектральное разрешение. Измерения проводятся для трех длин волн, соответствующих краям и середине его рабочего спектрального диапазона.

Выполнение упражнения

1. Повторите пп.1-7 из Упражнения 1 для лазера с наименьшей длиной волны излучения, и найдите частоту АО синхронизма.
2. Перестраивая частоту ВЧ генератора вблизи частоты АО синхронизма измерьте зависимость амплитуды сигнала на экране осциллографа от частоты ультразвука. Диапазон изменения частоты должен включать как минимум два первых боковых максимума функции пропускания АОПФ.
3. Выключите усилитель и ВЧ генератор.

4. Установите механический амплитудный модулятор (вертушку) между АОПФ и лазером. Настройте фотоприемник таким образом, чтобы он регистрировал излучение, прошедшее через АОПФ. Запишите амплитуду сигнала на фотоприемнике.
5. Постройте зависимость амплитуды сигнала фотоприемника от частоты ультразвука, нормированную на значение, полученное в п.4.
6. Повторите п.п. 1-4 для двух лазеров с длинами волн, соответствующими длинноволновому краю спектрального диапазона работы АОПФ и его середине.
7. Полученные аппаратные функции сравните между собой, объясните различия.

Упражнение 4. Измерение угловой апертуры АОПФ

Выполнение упражнения

1. Установите линейку между поляризатором и входной оптической гранью АОПФ, таким образом, чтобы расстояние между ними составляло не менее 50 см.
2. Повторите пп.1-7 из Упражнения 1 для лазера с наименьшей длиной волны излучения и найдите частоту АО синхронизма.
3. Поворачивая АОПФ и подстраивая положение фотоприемника для получения максимальной величины сигнала на экране осциллографа, определите значение угла поворота, соответствующее снижению интенсивности дифрагированного света в 2 раза по сравнению со случаем, когда свет падает ортогонально входной оптической грани АОПФ.
4. С помощью линейки определите угол поворота. Считая, что показатель преломления парателлурита равен примерно 2, определите угловую апертуру АОПФ.
5. Повторите измерения для лазера с наибольшей длиной волны.

Упражнение 5. Реализация спектральной фильтрации светового излучения с помощью АОПФ

Выполнение упражнения

1. Соберите установку в соответствии с рис.9. Для этого уберите линейку и лазер. Закрепите оптоволоконный выход источника белого света на держателе. Установите коллимирующий объектив таким образом, чтобы диаметр светового пучка на оптическом входе АОПФ был меньше линейной апертуры АОПФ, а его расходимость меньше величины угловой апертуры, определенной в Упражнении 4.
2. После этого включите питание усилителя (28 В, 3А). Включите ВЧ генератор, задайте рабочую частоту, соответствующую середине частотного диапазона, определенного в Упражнении 1. Амплитуду выходного сигнала генератора выберите равной 50 мВ.

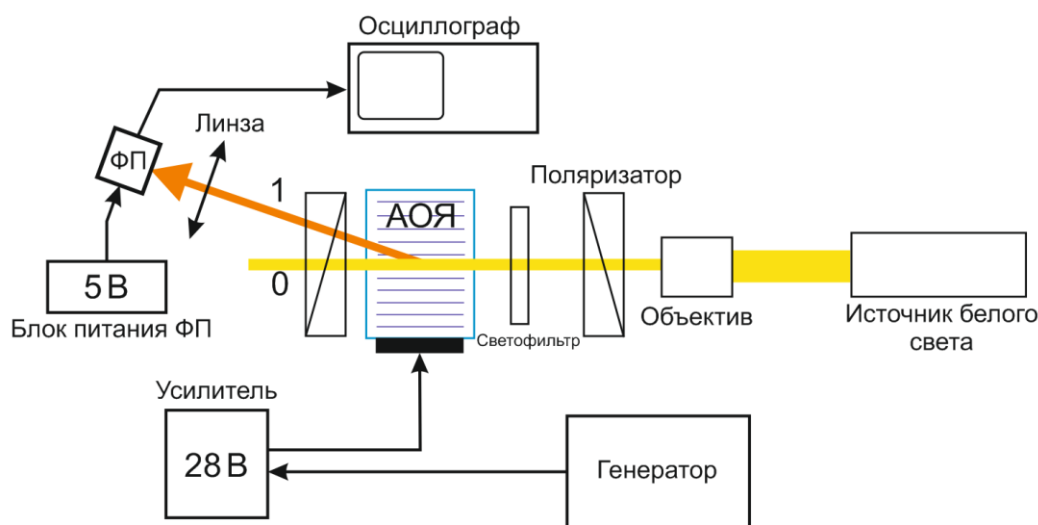


Рис. 9 Вид экспериментальной установки для выполнения Упражнения 5.

3. Установите фокусирующую линзу между оптическим выходом АОПФ и фотоприемником таким образом, чтобы плоскость фотоприемника соответствовала минимальному диаметру светового пучка. Подстройте положение фотоприемника для получения максимального сигнала на экране осциллографа.
4. Переведите ВЧ генератор в режим свипирования частоты с диапазоном перестройки от минимальной до максимальной частоты рабочего

диапазона АОПФ.

5. Время развертки осциллографа выберите таким образом, чтобы оно превышало время перестройки частоты ВЧ генератора. Пронаблюдайте сигнал на экране осциллографа, сделайте его скриншот и скопируйте результаты измерений.
6. Установите между коллимирующим объективом и оптическим входом АОПФ светофильтр Thorlabs NF633-25.
7. Не меняя времени развертки и параметров измерений осциллографа по сравнению с п.5, наблюдайте на экране осциллографа изменение сигнала фотоприемника.
8. Сделайте скриншот экрана и скопируйте результаты измерений.
9. Выключите ВЧ генератор и питание усилителя.
10. Используя данные измерений п.5 и 8, а также зависимость длины волны дифрагированного светового излучения от частоты АО синхронизма (упражнение 2), постройте зависимости интенсивности дифрагированного света от длины волны. Определите длины волн для характерных полос поглощения светофильтра.
11. Объясните причины отличия полученных зависимостей от спектра источника белого света и от паспортных данных светофильтра.

Список литературы

- [1] Балакиший В.И., Парыгин В.Н., Чирков Л.Е. Физические основы акустооптики. – М.: Радио и связь, 1985.
- [2] Парыгин В.Н., Балакиший 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] Яриш 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.
- [7] Harris S.E., Nieh S.T.K., Feigelson R.S. CaMoO₄ electronically tunable optical filter. // Appl. Phys. Letts., 1970, v. 17, № 5, pp. 223-225.
- [8] Kusters J., Wilson D., Hammond D. Optimum crystal orientation for acoustically tuned optic filters. // J. Opt. Soc. Am., 1974, v. 64, № 4, pp. 434–440.
- [9] Voloshinov V.B., Mishin D.D, Molchanov V.Ya., Parygin V.N., Toupitza V.S. Anisotropic diffraction in paratellurite with long interaction lengths. // Sov. Tech. Phys. Lett., 1992, v. 18, № 2, pp. 33–37.
- [10] Tournois P. Acousto-optic programmable dispersive filter for adaptive compensation of group delay time dispersion in laser systems // Optics Communications, 1997, v. 140, № 4-6, pp. 245-249.
- [11] Chang I.C. Noncollinear acousto-optic filter with large angular aperture. // Appl. Phys. Lett., 1974, v. 25, № 7, pp. 370–372.
- [12] Voloshinov V.B. Anisotropic light diffraction on ultrasound in a tellurium dioxide single crystal. // Ultrasonics, 1993, v. 31, № 5, pp. 333–338.
- [13] Harris S.E., Wallace R.W. Acoustooptic tunable filter. // J. Opt. Soc. Am., 1969, v. 59, №6, pp.744-747.