

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ
ФЕДЕРАЦИИ
Федеральное агентство по образованию
Государственное образовательное учреждение
высшего профессионального образования
МОСКОВСКИЙ ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ
(государственный университет)

Кафедра прикладной физики

**СПЕКТРОМЕТР БЛИЖНЕГО ИК-ДИАПАЗОНА НА
АКУСТООПТИЧЕСКОМ ПЕРЕСТРАИВАЕМОМ
ФИЛЬТРЕ (АОПФ)**

Лабораторная работа №9

УДК 530

Составители: Александр Владимирович Киселев

Спектрометр ближнего ИК диапазона на акустооптическом перестраиваемом фильтре(АОПФ): Лабораторная работа / Сост.: А.В. Киселев. – М.: МФТИ, 2007. –с.

В лабораторной работе изучаются принцип действия, конструкции и характеристики акустооптического фильтра на примере космического спектрометра-поляриметра ближнего ИК диапазона.

© Московский физико-технический институт
(государственный университет), 2007

Цель работы: изучение принципа действия ИК-спектрометра на акустооптическом перестраиваемом фильтре (АОПФ), определение дисперсии, разрешения и аппаратной функции.

1. ТЕОРИЯ АКУСТООПТИЧЕСКОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Теория акустооптического взаимодействия начинается с описания распространения света в конденсированной среде. Изменение скорости электромагнитной волны в среде v от скорости в вакууме c_0 , характеризуемое показателем преломления $n = c_0/v$, связано с тем, что распространение электромагнитной волны в среде сопровождается колебательным движением зарядов, входящих в состав атомов и молекул. Поле излучения в среде возникает как результат интерференции падающего, первичного, излучения с вторичным, создаваемым колеблющимися зарядами. Вторичное излучение определяется плотностью макроскопического дипольного момента – электрической поляризацией P , пропорциональной электрическому полю волны E : $P = \chi E$. Поляризуемость χ , описывающая реакцию среды на электромагнитное воздействие, равна поляризуемости χ_0 отдельной структурной единицы, молекулы или элементарной ячейки, помноженной на число таких единиц в единичном объеме N .

Началом исследования взаимодействия света и звука можно считать открытие в начале XIX века изменения показателя преломления при упругой деформации – упругооптического эффекта – Брюстером и Зеебеком.

Дифракция света на ультразвуковых волнах была впервые предсказана Бриллюэном [1] и независимо от него Мандельштамом [2] в 1921 г., а экспериментально обнаружена спустя несколько лет Дебаем и Сирсом [3] и Люка и Бикаром [4] в 1932 году. Этот эффект является частным случаем рассеяния Мандельштама-Бриллюэна. Качественно это явление можно объяснить следующим образом. Ультразвуковая волна, распространяясь в твердом теле или жидкости, создает локальные сжатия и разрежения среды. Вследствие эффекта фотоупругости

из-за механических напряжений возникают изменения диэлектрической проницаемости, а следовательно, изменения показателя преломления среды. Таким образом, в среде образуются периодические слои с отличающимся показателем преломления. Эти слои движутся со скоростью звука и следуют друг за другом на расстоянии половины длины звуковой волны. При прохождении света через такую слоистую структуру возникает дифракция (рис. 1.1а, б).

ДИФРАКЦИЯ РАМАНА-НАТА И ДИФРАКЦИЯ БРЭГГА

Различают два вида (режима) дифракции: Рамана-Ната и Брэгга. Дифракция Рамана-Ната наблюдается на низких звуковых частотах и при небольшой длине взаимодействия. При падении света параллельно волновому фронту звуковой волны дифракционный спектр Рамана-Ната представляет собой расположенные симметрично по обе стороны от прошедшего пучка равноотстоящие друг от друга дифракционные максимумы. Угловое направление дифракционных максимумов (рис. 1.1а) относительно нулевого (соответствующего прямо прошедшему свету) определяется формулой $\sin\theta_m = m\lambda/L$, $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$, где θ_m – угловое направление на дифракционный максимум m -го порядка; λ – длина световой волны в веществе; L – длина звуковой волны. В этом случае при малой длине взаимодействия направление распространения падающего света внутри области взаимодействия остается прямолинейным и оптическая неоднородность среды, связанная с изменением показателя преломления, влияет только на фазу света, прошедшего через акустический столб. Для света роль акустической волны в этом случае сводится к созданию движущейся со скоростью звука фазовой решетки с периодом, равным периоду звуковой волны. Такая дифракция света происходит по законам дифракции на обычной фазовой решетке.

При увеличении длины взаимодействия (что эквивалентно увеличению акустической частоты) возникшую периодическую

структуру нельзя считать только фазовой решеткой, и происходит постепенный переход от дифракции на фазовой решетке (дифракции Рамана-Ната) к рассеянию на объемной периодической структуре (дифракции Брэгга). В переходной области между режимами Рамана-Ната и Брэгга при падении света под углом Брэгга помимо первого максимума наблюдаются дифракционные максимумы высших порядков. Угловые направления этих максимумов относительно падающего света сохраняются такими же, как и при дифракции Рамана-Ната, но распределение интенсивностей становится асимметричным. Наибольшую интенсивность имеет брэгговский (первый) максимум.

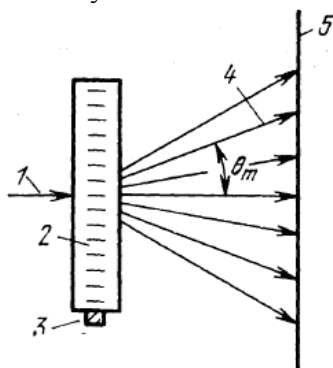


Рис. 1.1а. Ход лучей при дифракции Рамана-Ната:
 1 – падающий свет;
 2 – звуковая волна;
 3 – пьезопреобразователь;
 4 – дифракционный максимум m -го порядка;
 5 – экран

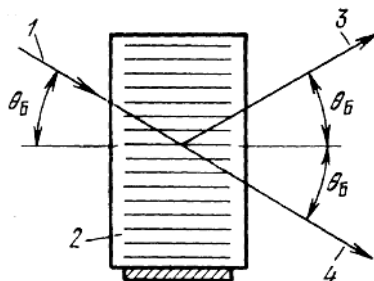


Рис. 1.1б. Ход лучей при дифракции Брэгга:
 1 – падающий свет;
 2 – звуковая волна;
 3 – дифрагированный свет;
 4 – прошедший свет

О дифракции Брэгга говорят в том случае, когда дифракционный спектр состоит из двух максимумов, соответствующих значениям $m = 0$ и $m = 1$ (рис. 1.1б). Дифракционные максимумы порядков -1 и выше отсутствуют. Интенсивность первого максимума будет наибольшей, если свет

падает под углом к волновому фронту акустической волны, удовлетворяющим условию Брэгга

$$\sin\theta_B = \lambda/2L. \quad (1.1)$$

Угол θ_B , определяемый выражением (1.1), называется углом Брэгга.

Дифракция света в режиме Брэгга аналогична явлению дифракции рентгеновских лучей на кристаллической решетке в твердом теле.

Принято, что вид дифракции зависит от величины безразмерного параметра $Q = 2\pi L\lambda/L^2$, где L – длина звукового столба [5]. При $Q \ll 1$ имеет место дифракция Рамана-Ната, при $Q \gg 1$ – дифракция Брэгга; значения $Q \sim 1$ соответствуют переходной области. Надо отметить, что эти условия являются достаточно сильными, практически дифракция Брэгга наблюдается при $Q \geq 4\pi$. Это означает, что падающий под углом Брэгга световой пучок пересекает не менее двух соседних плоскостей с максимальной (минимальной) плотностью.

Векторная диаграмма служит наглядной иллюстрацией угловых соотношений при брэгговской дифракции, в том числе и в анизотропных средах. Рассмотрим векторную диаграмму при брэгговской дифракции в изотропных средах. Акустическая волна описывается аналогично световой, если длина акустической волны много меньше поперечных размеров звукового столба. Наиболее простым является случай взаимодействия плоских монохроматических световой и акустической волн. В этом случае плоскую акустическую волну по аналогии с плоской световой будем характеризовать волновым вектором K ($K = 2\pi/\lambda$) и частотой Ω .

Процесс дифракции света на ультразвуковой волне можно представить как трехчастичное фотон–фононное рассеяние, сопровождающееся рождением (поглощением) фонона. К процессу рассеяния применимы законы сохранения энергии и импульса. Закон сохранения энергии определяет соотношение между частотами рассеянного фотона ω_1 , падающего фотона ω и фонона Ω : $\omega_1 = \omega \pm \Omega$, Знак плюс (минус) соответствует

поглощению (рождению) фонона. Закон сохранения импульса для этих двух процессов соответственно запишется в виде

$$k_1 = k \pm K, \quad (1.2)$$

где k и k_1 – волновые векторы, соответственно, падающего и рассеянного в среде фотонов.

Векторная диаграмма рассеяния света на звуке при поглощении фонона (знак плюс в выражении (1.2)) изображена на рис. 1.2а). Так как акустическая частота фонона пренебрежимо мала по сравнению с оптической: $\Omega \ll \omega$, то частота рассеянного фотона практически равна частоте падающего и $k_1 = k$. Последнее равенство означает, что при дифракции конец вектора k_1 всегда находится на окружности с радиусом, равным k_1 (рис. 1.2а). Угол, на который поворачивается в среде волновой вектор дифрагированного света, равен $2\theta_B$ и, как видно из рис. 1.2а, определяется соотношением

$$\sin\theta_B = K/2k = \lambda/2L. \quad (1.3)$$

Из (1.3) следует, что угол θ_B , под которым при рассеянии должна падать световая волна, есть угол Брэгга в среде. Из (1.2) и рис. 1.2 можно сделать вывод, что при изменении частоты акустической волны (изменяется K) рассеяние под прежним углом невозможно, так как в противном случае нарушается закон сохранения импульса (1.2). Равенство (1.2) сохранится, если рассеяние будет происходить под новым углом, определяемым для нового значения K , как и раньше, соотношением (1.3). Аналогичное явление имеет место при отклонении угла падения от брэгговского при неизменной акустической частоте; если угол падения отличается от Брэгговского, то рассеяние не произойдет. Подобная ситуация имеет место только при взаимодействии волн с идеально плоским фронтом, т. е. при взаимодействии бесконечно широких пучков. Последнее стоит отметить, так как этим иллюстрируется одно из наиболее общих свойств акустооптического взаимодействия, состоящее в том, что расходимость дифрагированного поля определяется наименьшей из расходимостей взаимодействующих светового и акустического полей.

При дифракции световой волны в анизотропных средах соотношение $k_1 \approx k$ может не иметь места, например, если поляризации падающей и дифрагированной волн различны. Вследствие естественного двулучепреломления среды $k_1 \neq k$ и волновые векторы падающей, дифрагированной и звуковой волн уже не образуют равнобедренного треугольника. Анизотропная дифракция позволяет иметь большее разнообразие вариантов расположения волновых векторов, при которых тем не менее выполняются соотношения (1.2). Пример векторной диаграммы, иллюстрирующей такой вид дифракции, показан на рис. 1.2б.

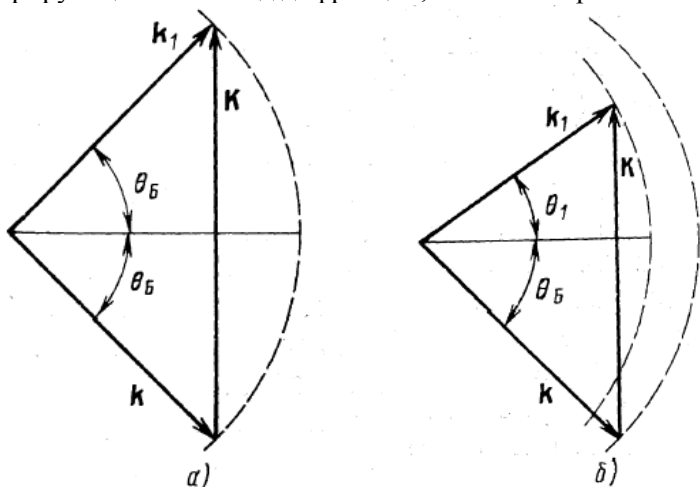


Рис. 1.2. Векторные диаграммы взаимодействия плоских монохроматических световой и акустической волн:

a – изотропная дифракция; *б* – анизотропная дифракция. Этой геометрии рассеяния соответствует знак “+” в выражении (1.2)

Обозначив через k и k_1 волновые векторы падающего и дифрагированного света, а через θ_B и θ_1 – углы падения и дифракции, из векторной диаграммы рис. 1.2б найдем

$$k \cos \theta_B = k_1 \cos \theta_1 \quad \text{и} \quad k \sin \theta_B = K - k_1 \sin \theta_1.$$

Возводя первое уравнение в квадрат и пользуясь тождеством $\cos^2\theta = 1 - \sin^2\theta$, получаем

$$\sin\theta_B = (K^2 + k^2 - k_1^2)/(2kK), \quad \sin\theta_1 = (K^2 + k_1^2 - k^2)/(2k_1K).$$

Учитывая, что $k = 2\pi n/\lambda_0$, $k_1 = 2\pi n_1/\lambda_0$, где n и n_1 – коэффициенты преломления падающего и дифрагированного света, углы падения и дифракции можно представить как функции акустической частоты:

$$\sin\theta_B = \lambda_0 f / 2nv [1 + v^2(n^2 - n_1^2)/f^2 \lambda_0^2] \quad (1.4a)$$

$$\sin\theta_1 = \lambda_0 f / 2n_1v [1 - v^2(n^2 - n_1^2)/f^2 \lambda_0^2] \quad (1.4b)$$

Коэффициенты преломления n и n_1 в общем случае являются функциями направления световой волны $n = n(\theta_B)$, $n_1 = n_1(\theta_1)$, поэтому в явном виде зависимость угла дифракции от частоты удастся представить лишь для некоторых частных случаев. Если среда оптически изотропна, то $n_1 = n$ и соотношение (1.4a) упрощается:

$$\sin\theta_B = -\lambda f / (2nv). \quad (1.5)$$

Кривая 1 на рис. 1.3 показывает зависимость $\theta_B(f)$ для этого случая.

В анизотропной среде возможно два варианта акустооптического взаимодействия. Если в процессе акустооптического взаимодействия не меняется тип оптической моды, то $n_i = n_d$ (рассеяние вида $o \rightarrow o$) или $n_i \approx n_d$ (рассеяние вида $e \rightarrow e$), и тогда угол Брэгга определяется выражением (1.5). Этот вариант акустооптического взаимодействия известен как изотропная дифракция. В другом варианте, известном как анизотропная дифракция, тип оптической моды трансформируется в процессе акустооптического взаимодействия (рассеяние вида $o \rightarrow e$ или $e \rightarrow o$). Поэтому $n_i \neq n_d$, и зависимость $\theta_B(f)$ становится намного сложнее. Кривые 2 и 3 на рис. 1.3 показывают эти зависимости для относительно простого случая, когда плоскость акустооптического взаимодействия перпендикулярна оптической оси одноосного кристалла. Вид дифракции в каждом конкретном случае зависит от типа звуковой волны и действующих фотоупругих констант.

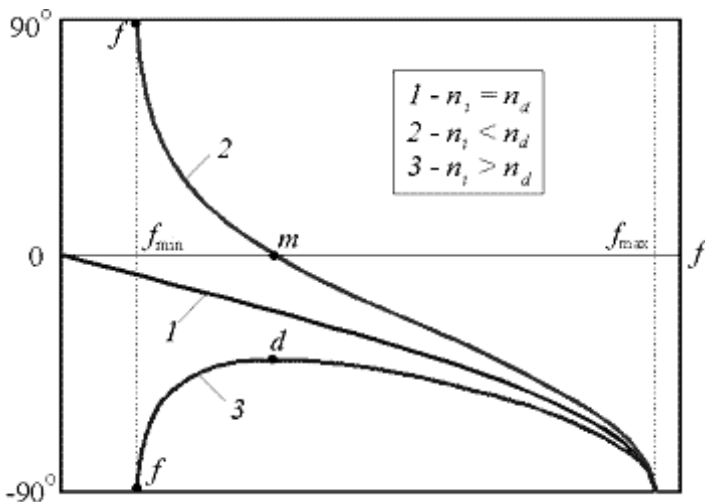


Рис 1.3. Зависимость угла падения и дифракции от частоты:

С точки зрения практического применения все достоинства анизотропной дифракции являются следствием более сложной зависимости угла Брэгга от частоты ультразвука.

Векторные диаграммы при всей своей наглядности дают лишь качественное описание основных соотношений при дифракции. Полный анализ дифрагированного поля может быть сделан только на основе решения уравнений Максвелла для поля в среде, диэлектрическая проницаемость которой зависит от координат и времени [6–8]. Аналитическое решение задачи акустооптического взаимодействия может быть получено только для предельных режимов раман-натовской и брэгговской дифракции.

Предположим, что в прозрачной изотропной среде вдоль оси X системы координат XYZ (рис. 1.4) распространяется бегущая акустическая волна, ограниченная размером L по оси Y . Акустическая волна вызывает периодическое изменение диэлектрической проницаемости среды ϵ по закону

$\varepsilon = \varepsilon_0 + \Delta\varepsilon \sin(\Omega t - KX)$, где t – время, ε_0 и $\Delta\varepsilon$ – диэлектрическая проницаемость среды и амплитуда ее изменения.

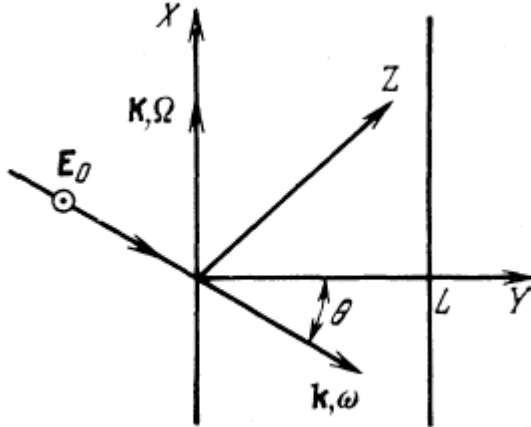


Рис. 1.4. Схема акустооптического взаимодействия

Световая волна падает перпендикулярно оси Z под углом θ к оси Y . При отсутствии токов и объемных зарядов уравнения Максвелла будут иметь вид

$$\text{rot } H = (1/c) \partial D / \partial t, \quad (1.6)$$

$$\text{rot } E = -(1/c) \partial H / \partial t, \quad (1.7)$$

$$\text{div } D = 0, \quad (1.8)$$

$$\text{div } H = 0, \quad (1.9)$$

$$D = \varepsilon E. \quad (1.10)$$

Продифференцируем уравнение (1.6) по времени и подставим в него выражение для D ; к уравнению (1.7) применим операцию rot . Исключая $\text{rot} H$ из преобразованных таким образом уравнений (1.6) и (1.7), получим

$$\text{rot rot } E + (1/c^2)(\partial^2 / \partial t^2)(\varepsilon E) = 0.$$

Используя тождество $\text{rot rot} = \text{grad div} - \nabla^2$, приведем

$$\nabla^2 E - \text{grad div } E = (1/c^2)(\partial^2 / \partial t^2)(\varepsilon E). \quad (1.11)$$

Применяя тождество $\text{div } ab = a \text{ div } b + b \text{ grad } a$ к уравнению (10), с учетом (8) получим

$$\varepsilon \text{div } E + E \text{ grad } \varepsilon = 0. \quad (1.12)$$

Примем для определенности, что вектор E перпендикулярен плоскости дифракции (что не принципиально), тогда: $E \text{ grad} \varepsilon = 0$ и с учетом (1.12) из (1.11) имеем

$$\partial^2 E / \partial X^2 + \partial^2 E / \partial Y^2 = (1/c^2) (\partial^2 / \partial t^2) (\varepsilon E). \quad (1.13)$$

Решение полученного волнового уравнения для среды с модулированной диэлектрической проницаемостью будем искать в виде совокупности плоских волн, распространяющихся в направлении дифракционных максимумов:

$$E = \sum E_m(Y) \exp\{i[(\omega + m\Omega)t + (k \sin\theta - mK)X - [kY \cos\theta]]\},$$

где $E_m(Y)$ – амплитуда дифракционного максимума m -го порядка с частотой $\omega + m\Omega$. Предположим, что амплитуды $E_m(Y)$ – медленно меняющиеся функции координаты, так что вторыми производными $\partial^2 E_m(Y) / \partial Y^2$ в (1.13) можно пренебречь. Учитывая, что $\omega \gg \Omega$, собираем в (1.13) коэффициенты при экспонентах, приравнявая их нулю, получаем систему уравнений:

$$\begin{aligned} \partial E_m(Y) / \partial Y - \zeta / 2 [E_{m+1}(Y) - E_{m-1}(Y)] = \\ -imk / (\cos\theta) (\sin\theta - m \sin\theta_B) E_m(Y), \end{aligned} \quad (1.14)$$

$$\zeta = k \Delta \varepsilon / 2 \varepsilon_0 \cos\theta,$$

в случае дифракции Брэгга $m = 0, 1$ и последнее преобразуется в систему:

$$\partial E_0(Y) / \partial Y = \zeta E_1(Y) / 2, \quad (15)$$

$$\partial E_1(Y) / \partial Y + i\beta E_1(Y) = -\zeta E_0(Y) / 2, \quad (16)$$

$$\beta = K(\sin\theta - \sin\theta_B) / \cos\theta.$$

Уравнения (15) и (16) называются уравнениями связанных волн. Физический смысл их заключается в том, что они определяют зависимость между амплитудами падающей и дифрагированной волн при их распространении в возмущенной среде. Уравнение (1.15) показывает, что изменение падающей волны определяется величиной дифрагированной волны. Из уравнения (1.16) следует, что изменение дифрагированного поля зависит как от амплитуды поля падающей волны, так и от амплитуды поля дифрагированной волны. Величина ζ зависит от изменения диэлектрической проницаемости $\Delta \varepsilon$ и определяет степень связи между волнами.

При условии малости отраженных волн граничные условия запишутся как $E_1(0) = 0$ и $E_0(Y) = E^0$, где E^0 – амплитуда

падающей волны. В результате для интенсивности дифрагированной волны имеем:

$$I_1 = I^0 W^2 \frac{\sin^2 \frac{\pi L}{\Lambda \cos \theta} \sqrt{W^2 + (\sin \theta_B - \sin \theta)^2}}{W^2 + (\sin \theta_B - \sin \theta)^2}, \quad (1.17)$$

$$\text{где } I^0 = E^0 \bar{E}^0 \text{ и } W = (A/2\lambda)(\Delta\varepsilon/\varepsilon). \quad (1.18)$$

При падении волны под углом Брэгга $\theta = \theta_B$

$$I_1 = I^0 \sin^2((\pi n L / 2\lambda \cos \theta_B)(\Delta\varepsilon/\varepsilon)), \quad (1.19)$$

где λ – длина световой волны в вакууме, n – показатель преломления. Интенсивность дифрагированного света I_1 возрастает по мере увеличения длины взаимодействия L , в то время как уменьшается интенсивность прошедшего света $I_0 = I^0 - I_1$. Наконец, при некоторой длине взаимодействия дифрагирует весь падающий свет. Начиная с этого момента, прошедшая и дифрагированная волны, по сути дела, меняются местами, и при дальнейшем увеличении L соотношения между их интенсивностями изменяются в обратном порядке. То же можно сказать в отношении интенсивности ультразвука. В этом смысле прошедшая и дифрагированная волны совершенно равноправны.

Теория фотоупругости [8] дает следующую зависимость $\Delta\varepsilon/\varepsilon$ от мощности акустической волны P_a :

$$\frac{\Delta\varepsilon}{\varepsilon} = -n^2 p \sqrt{\frac{2P_a}{\rho v^3 L H}}, \quad (1.20)$$

где ρ – плотность среды; v – скорость звука, p – действующая фотоупругая константа, H – ширина пьезопреобразователя. Подставляя (20) в (19), получаем:

$$I_1 = I^0 \sin^2 \left(\frac{\pi}{\lambda_0 \cos \theta_B} \sqrt{\frac{P_a L}{2H}} M_2 \right)$$

Величина $M_2 = n^6 p / \rho v^3$ называется коэффициентом акустооптического качества.

Из выражения (1.17) следует, что функция пропускания фильтра, работающего в режиме брэгговской дифракции, в случае приближения плоских волновых фронтов описывается функцией $\sin^2(x)/x^2$.

2. ИСПОЛЬЗОВАНИЕ АКУСТООПТИЧЕСКИХ ПЕРЕСТРАИВАЕМЫХ ФИЛЬТРОВ

Анизотропное акустооптическое взаимодействие было впервые реализовано экспериментально на кристаллическом кварце, затем – в ниобате лития и молибдате кальция [16, 17]. Коллинеарные акустооптические фильтры на этих материалах обладают простой геометрией, однако выбор материалов, в которых возможно такое взаимодействие, относительно невелик, так как необходимо наличие специфических констант взаимодействия. Рассмотрев обобщенную задачу, Chang [18] показал, что возможны другие конфигурации акустооптических фильтров, в которых звук и свет распространяются под углом друг к другу, как в дефлекторах лазерного излучения (неколлинеарный акустооптический фильтр). При этом удалось сильно расширить класс используемых для фильтрации материалов.

Основным условием акустооптического фильтра с широкой угловой апертурой считается равенство нулю производной $df/d\alpha = 0$, где f – частота ультразвука вблизи оптимального угла падения света при фиксированной длине волны падающего излучения. Физический смысл этого выражения – независимость параметров дифракции от угла в первом порядке малости. Надо отметить, что это условие выполняется и в коллинеарных фильтрах.

С точки зрения классической оптики широкоапертурный акустооптический фильтр представляет собой последовательность тонких (полуволновых) интерферометров Фабри-Перо. Такая последовательность обладает единственной полосой пропускания и большой допустимой угловой апертурой, так как в отличие от дифракционной решетки разность хода интерферирующих лучей зависит от угла падения только во втором порядке малости. В данном спектрометре (см. рис 2.1) использована конфигурация с еще более широкой угловой апертурой, в которой зависимость от угла появляется только в третьем порядке малости.

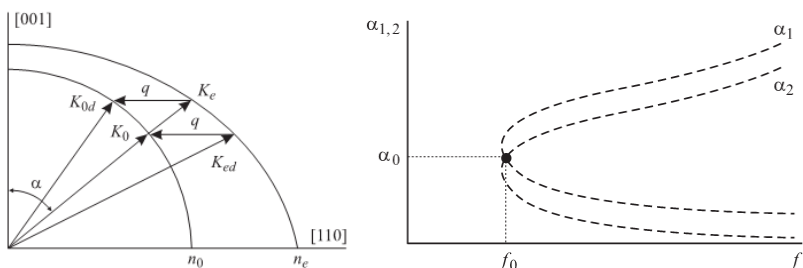
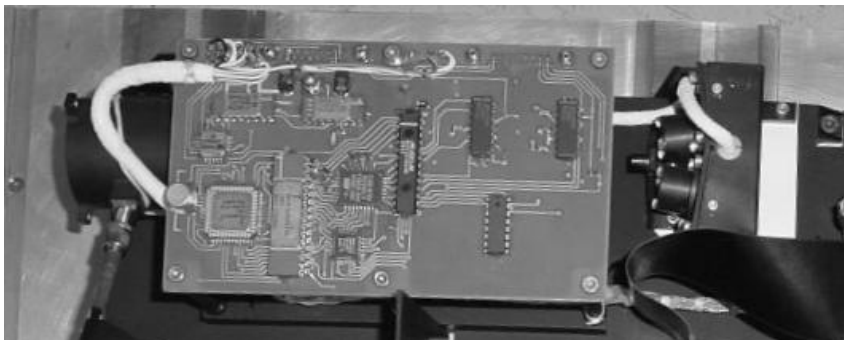
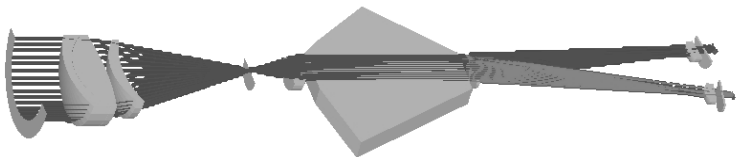


Рис. 2.1. Оптическая схема, внешний вид и схема дифракции света на ультразвуке спектрометра на АОПФ/СПИКАМ-ИК/

Приведем подборку формул, по которым можно оценить основные параметры в любой конструкции АОПФ: коэффициент передачи на резонансной длине волны η , полосу пропускания $\Delta\lambda$, и угловую апертуру $\Delta\Omega$:

$$\eta = \frac{M_2 L^2 P_{ac}}{S \lambda^2}, \quad (2.1)$$

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{bL}, \quad (2.2)$$

$$\Delta\Omega \approx \sqrt{\frac{\lambda L}{a}} \quad (2.3)$$

где M , a , b (*дисперсионная константа*) – параметры материала, L – длина взаимодействия света и звука, P_{ac} – мощность акустического потока, S – площадь входного светового пучка, λ – длина волны света.

Акустическая волна в кристалле возбуждается при помощи пьезоэлектрического преобразователя, на который подается перестраиваемый сигнал высокой частоты (порядка 10–200 МГц, при мощности, как правило, не превышающей нескольких ватт). Акустооптические фильтры применяются для анализа изображений и спектроскопии в научных исследованиях и системах промышленного контроля. Хотя производство широкоугольных фильтров сравнительно небольшое, их технологическая база очень развита, так как те же технологии используются при массовом производстве дефлекторов лазерного излучения и в узкоапертурных фильтрах для телекоммуникаций. В качестве материала фильтра часто используется монокристалл двуокиси теллура (парателлуриит, TeO_2). Это тетрагональный кристалл группы 422 белого цвета, прозрачный в диапазоне 0.35–5 мкм, отличается высокими акустооптическими характеристиками: рекордно низкой скоростью сдвиговой волны – 617 м/с, что дает очень высокий коэффициент оптического качества, в 600–800 раз больше, чем, например, у плавленого кварца. Это означает, что для 100% отклонения или модуляции падающего излучения достаточны мощности возбуждения, измеряемые милливаттами. Низкая скорость распространения ультразвука несколько уменьшает быстродействие акустооптических приборов на основе TeO_2 , однако этот недостаток окупается высокой эффективностью материала.

Применение акустооптических фильтров для спектроскопии дает возможность создания малогабаритных высоконадежных устройств с большим временем жизни при относительно высоком

спектральном разрешении и возможности фильтрации изображений. Поэтому применение таких устройств в космосе обещает большие преимущества по сравнению с классическими спектральными схемами. Ряд акустооптических устройств для анализа изображений был разработан в годдардовском космическом центре НАСА для астрономических наблюдений [11]. Работы по космическим применениям АОПФ велись и у нас в стране (в частности, изображающие акустооптические спектрометры применялись на спутниках серии *Океан*), и за рубежом, однако в литературных источниках сведений о результатах таких разработок мало [12]. О разработке спектрометров на основе акустооптических фильтров для НАСА сообщалось в работах [13–15]; в JPL при разработке аэрокосмического фильтра для анализа поверхности успешно провели испытания АОПФ на радиационную стойкость. Спектрометр для КА *Марс–Экспресс* является первым опытом использования АОПФ в космических исследованиях других планет. Его основные параметры приведены в табл. 2.1

В приборе использован акустооптический фильтр на основе кристалла парателлурита в особой неколлинеарной конфигурации [19], обеспечивающий высокую разрешающую силу в относительно широком угловом пучке. Для разделения падающего и дифрагировавшего излучения в данной конструкции использовано изменение направления распространения излучения при дифракции. Диафрагма поля ограничивает угловую апертуру света, и в падающем на акустооптическую ячейку пучке отсутствуют лучи с отклонением от оптической оси $> 2,5^\circ$. Угол дифракции составляет $7,5^\circ$ и слабо зависит от длины волны. Все излучение с длинами волн, отличными от резонансной, не дифрагирует и не меняет направления распространения. Две поляризации разводятся в разные стороны симметрично от направления падающего излучения. Такая кристаллографическая конфигурация, в которой одновременно формируются узкие полосы с практически совпадающей длиной волны пропускания, является единственной для TeO_2 . Расчетные параметры ячейки приведены в таблице 2.2.

Таблица 2.1

Основные характеристики ИК канала прибора СПИКАМ

Спектральный диапазон	1,0–1,7 мкм
Спектральное разрешение	0,5 нм на 1,0 мкм 1,2 нм на 1,7 мкм, или менее 4 см^{-1}
Поле зрения	$1,1^\circ$ круглое
Телескоп	Линзовый, Ø30 мм; фокусное расстояние 40 мм
АОПФ	TeO ₂ ; Апертура $4 \times 6 \text{ мм}^2$, $\pm 2,5^\circ$; Эффективность в поляризованном свете $\sim 70\%$
Диапазон частот и мощность возбуждения	85–150 МГц, 0,5–2,5 Вт
Детектор	Два фотодиода InGaAs (Hamamatsu G5832-11), Ø1 мм Охлаждение 1 каскад Пельтье (-15°C) $D^* \approx 3 \cdot 10^{13} \text{ Вт}^{-1} \text{ см Гц}^{-1/2}$
Пропускание оптики	20%
Пороговая чувствительность	$\sim 3 \cdot 10^{-5} \text{ Вт м}^{-2} \text{ ср}^{-1}$
Регулировка усиления	4 предустановленных значения усиления
Число измеряемых точек	2 спектра различных поляризаций; каждый длиной 330 точек
Динамический диапазон	2^{16} , округляемый до 2^{12}
Потребление	5 Вт (средн.)
Объем данных:	3,1 кбайт за измерение
Размеры	$220 \times 85 \times 65 \text{ мм}$
Масса ИК-канала	700 г

Таблица 2.2

Параметры ячейки АОПФ

Материал	λ , нм	$\Delta\lambda$, нм	$P_{\text{ас}}$, Вт	S, см ²	$\Delta\Omega$, град
Двуокись теллура TeO ₂	1100	0,5	0,4	0,24	5
	1700	1,2	1,4	0,24	5

Эффективная длина взаимодействия свет–звук 23 мм, а рабочий размер светового пучка в кристалле 4×6 мм. После акустооптической ячейки световые пучки расходятся в угле 5° (см. рис. 2.1). Линза, установленная после ячейки, формирует перетяжки, в которых сосредоточены потоки полихроматического и монохроматического отфильтрованного излучения. Полихроматическое (недифрагировавшее) излучение улавливается ловушкой. Если акустическая волна выключена, весь световой поток проходит через кристалл и попадает в ловушку. Когда включается сигнал высокой частоты, возникают два слабых полезных монохроматических пучка, собираемых на двух фотоприемниках при помощи дополнительных короткофокусных линз. Таким образом, если не подана мощность возбуждения, свет на фотоприемник не попадает, что используется в приборе для модуляции сигнала.

В качестве фотоприемников использованы *InGaAs* фотодиоды G5832-11 (фирмы *Hamamatsu*); диаметр чувствительной области 1 мм, охлаждаемые при помощи интегрированного однокаскадного охладителя Пельтье на $\Delta t \approx 25^\circ$. Детекторы с короткофокусными линзами и предусилители собраны в экранированный блок детекторов; на нем же укреплена ловушка «белого» света.

Калибровка ИК-спектрометра

Соответствие длины волны фильтрации и частоты возбуждения АОПФ определяется при помощи источников линейчатого спектра: HgAg лампа и HeNe лазер. Лампа ртуть–аргон низкого давления (Oriel Instruments) имеет несколько сильных линий достаточно удачно расположенных в спектральном диапазоне ИК–спектрометра: 1128,3, 1356,7, 1367,1 и 1529,3 нм. Дисперсия кристалла АОПФ и скорость ультразвука заметно зависят от температуры, и калибровка прибора на основе АОПФ по длине волны будет меняться при изменении температуры кристалла из-за прогрева в процессе работы или при изменении внешних условий (относительное изменение длины

волны $\sim 10^{-5}$ град $^{-1}$). В связи с этим измерения с использованием лампы HgAr проводятся в климатической камере в температурном диапазоне $-20\dots+40$ °С (акустооптическая ячейка снабжена температурным датчиком). Дисперсионная кривая АОПФ в общем случае с учетом температурного дрейфа описывается функцией:

$$\lambda = a/b + b, \quad (2.4)$$

где a и b зависят от температуры. Эта зависимость аппроксимируется полиномами, коэффициенты которых для каждого канала находятся отдельно. Ниже приведены полиномы $a(t)$ и $b(t)$ для второго канала:

$$a(t) = -3,6228649 t^2 + 2464,6217 t + 13690971$$

$$b(t) = -5,4920304 \cdot 10^{-6} t^2 + 0,0044824233 t + 71,220396,$$

Точность такой калибровки получилась не хуже $\pm 0,1-0,15$ нм в диапазоне 1100–1600 нм.

Аппаратная функция прибора также определяется с использованием линий лампы HgAr, которые можно считать узкими. Теоретически аппаратная функция АОПФ описывается функцией $(\sin x/x)^2$, а спектральное разрешение, выраженное в обратных сантиметрах в первом приближении, постоянно в пределах спектрального диапазона. Истинная аппаратная функция несколько асимметрична (рис. 2.2); зависимость спектрального разрешения (точнее полуширины или ширины на половине высоты) от длины волны приведена в табл. 2.3. Таким образом, разрешающая сила АОПФ спектрометра в важном для измерения водяного пара диапазоне 1,38 мкм составляет $\lambda/\Delta\lambda \approx 1800$, а в диапазоне около 1 мкм разрешающая сила превышает 2300.

Таблица 2.3

Зависимость полуширины аппаратной функции от длины волны для двух каналов СПИКАМ-ИК (температура -20 °С)

Длина волны, нм	1529	1367,	1128,6
	,4	27	2
Канал 1, полуширина	0,77	0,588	0,455
	7		

Канал 2, полуширина	0,83	0,628	0,506
	7		

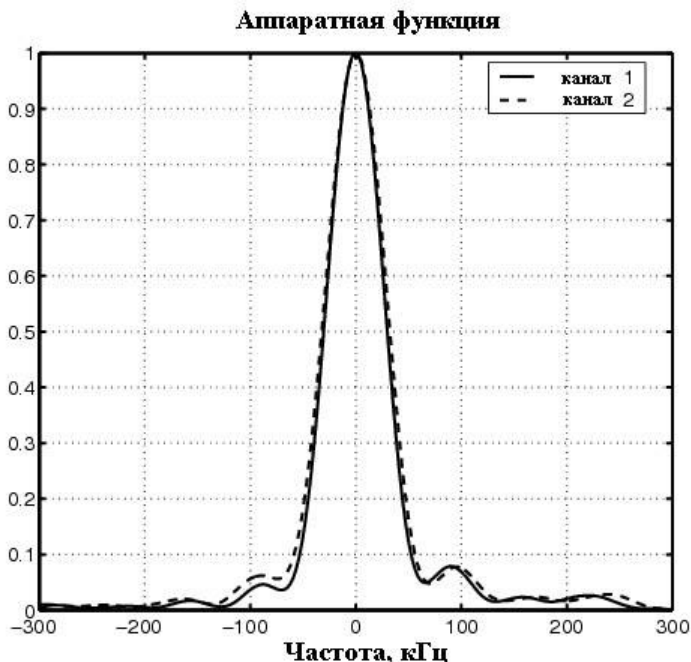


Рис. 2.2. Измеренная форма аппаратной функции прибора для двух каналов. Теоретическая аппаратная функция прибора описывается как $(\sin x/x)^2$. Сплошная линия – первый канал, пунктир – второй канал ИК-спектрометра

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Brillouin L. Diffusion de la lumiere et des rayons X par u.n corps transparent nomogene // Annal. de Phys. 1922. Ser. 9. V. 17. P. 88–122.
2. Мандельштам Л.И. К вопросу о рассеянии света неоднородной средой // Полное собрание трудов. Т. I. М., АН СССР, 1948.

3. *Debye P., Sears F.W.* On the scattering of light by supersonic waves // Proc. Nat. Acad. Sci. USA. 1932. V. 18. P. 409–414.
4. *Lucas R., Bigaud P.* Nouvelles proprietes optiques des liquides soumis a des ondes ultrasonores // C. R. Acad. Sci. 1932. V. 194. P. 2132–2134.
5. *Klein W. R., Cook A. D.* Unified approach to ultrasonic light diffraction // IEEE Trans. 1967. V. SU-14. JvB 3. P. 123–134.
6. *Балакиши В.И., Парыгин В.Н., Чирков Л.И.* Физические основы акустооптики. М.:Радио и связь, 1985.
7. *Борн М., Вольф Э.* Основы оптики. Пер. с англ. Гл. 12.1. М., 1970.
8. *Магнич Л.Н., Молчанов В.Я.* Акустооптические устройства и их применение. М.: Сов. радио, 1978. 112 с.
9. Физическая акустика. Т. 7. Под ред. У. Мэзона и Р. Терстона. Пер. с англ. М, 1974.
10. *Левин В.М., Маев Р.Г., Проклов В.В.* Свет и звук взаимодействие в среде. М.: Знание, 1981.
11. *Glenar D.A., Hillman J.J., Saiff B., Bergstralh J.* Acousto-optic imaging spectropolarimetry for remote sensing // Appl. Opt. 1994. V. 33. P. 7412-7424.
12. *Gupta N., Fell Jr N.F.* A compact collinear AOTF Raman spectrometer // Talanta. 1997. V. 45. P. 279-284.
13. *Zhang H.; Wang X.L.; Soos J.I.; Crisp J.A.* Design of a miniature solid state NIR spectrometer // Proc. SPIE. 1995. V. 2475. P. 376-383.
14. *Lambert J., Chao T., Yu J., Cheng L.* Acousto-optic tunable filter (AOTF) for imaging spectrometer for NASA applications: breadboard demonstration // Proc. SPIE 1990. V. 1347. P. 655-664.
15. *Yu J., Chao T., Cheng L.* Acousto-optic tunable filter (AOTF) for imaging spectrometer for NASA applications: system issues // Proc. SPIE. 1990. V. 1347. P. 644-654.
16. *Dixon R.W.* Acoustic diffraction of light in anisotropic media // IEEE J. Quant. Electr. 1967. V. 3. P. 85-93.
17. *Harris S.E., Wallace R.W.* Acousto-optic tunable filter // J. Opt. Soc. Am. 1969. V. 59. P. 744-747.

18. *Chang I.C.* Noncollinear acousto-optic filter with large angular aperture // *Appl. Phys. Lett.* 1974. V.25. N.7. P.370-372.

19. *Епихин В.М., Визен Ф.Л., Пустовойт В.И.* Акустооптический фильтр // Авторское свидетельство. Бюлл. Открытия, изобретения и открытия. 1984. 22.X. №1247816.

3. ПОРЯДОК ПОДГОТОВКИ К ВЫПОЛНЕНИЮ РАБОТЫ

1. Ознакомиться с разделами описания.

2. По списку литературы выбрать источник и по нему изучить физические основы акустооптического взаимодействия (рекомендуется [10], [7], [8] или [6])

3. Ответить на контрольные вопросы.

4. Ознакомится с методами работы в системе MathCad (для последующей обработки результатов измерений)

Контрольные вопросы

1) В рамках какой теории описываются явления распространения видимого, УФ и ИК-излучения в веществе, в том числе и явление акустооптической дифракции?

2) Какой физической модели соответствует векторная диаграмма? Что она выражает?

3) Какой физический смысл критерия, определяющего тип акустооптической дифракции?

4) Чем отличается дифракция, описываемая уравнениями связанных волн (15)(16) от других типов дифракции (например дифракции Фраунгофера)?

5) Как зависит эффективность дифракции от длины взаимодействия L , мощности ультразвука P ? Как зависит эффективность дифракции от λ при неизменных L и P .

6) От чего зависят оптические свойства среды?

- 7) Почему различается разрешающая сила прибора для двух поляризаций?
- 8) Как изменяется разрешающая сила прибора по диапазону длин волн? Почему?
- 9) Какими свойствами должен обладать источник излучения для калибровки прибора?

ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

1. Ознакомиться с инструкцией по эксплуатации лабораторного стенда акустооптического спектрометра (приложение 1).
2. Проверить правильность соединений коммуникационных кабелей и кабелей питания согласно рис. 3.2 и маркировки на кабелях и разъемах.
3. Включить стенд.
4. Запустить программу Project1.exe.
5. Установить в первом окне начальную частоту 85'000 kHz , шаг по частоте 1 (т.е. 16kHz) и число точек 3652. Установить значения остальных полей ввода согласно рис. 3.1.
6. Снять измерения при выключенном источнике.
7. Сохранить результат в файл dd-mm-yy-1730-dark1.txt.
8. Включить источник ИК–излучения, снять и сохранить измерения при включенном источнике в файле dd-mm-yy-1730.txt.
9. Выключить источник ИК–излучения, повторно снять и сохранить измерения темного сигнала (dd-mm-yy-1730-dark2.txt).
10. Повторить пп. 6–9 при значениях DAC = 1000, 3500, 500 и сохранить результаты соответственно в файлах с именем dd-mm-yy-xxxx.txt.(где xxxx – значение DAC).
11. Выключить стенд.

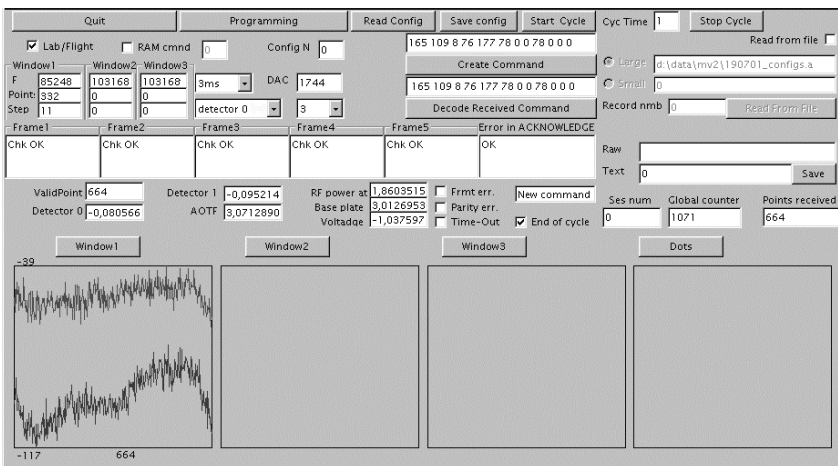


Рис.3.1 Меню программы управления

ОБРАБОТКА РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗМЕРЕНИЙ

1. Найти уровень темного сигнала на момент записи спектра. Для этого поточечно усредняется темновой сигнал по данным dd-mm-yy-1730-dark1.txt и dd-mm-yy-1730-dark2.txt. Этой операцией учитывается возможный дрейф уровня темного сигнала (“0”-уровня), возникающего из-за прогрева и т.п. Поточечное усреднение темного сигнала необходимо, поскольку в общем случае он не является константой и может быть разным для разных длин волн (частот ультразвука).

2. Вычесть поточечно темновой сигнал из данных регистрации эталонного источника.

3. По полученным данным определить частоты ультразвука, соответствующие центрам трех самых ярких спектральных линий Hg (1128.3, 1367.1 и 1529.3 нм.), используя их, найти коэффициенты для дисперсионной формулы (2.4) (т.е. зависимости длины волны на выходе АОПФ монохроматора от поданной частоты ультразвука). Построить дисперсионную кривую АОПФ. Наиболее точно частота, соответствующая центру спектральной линии, находится аппроксимацией участков спектра, отстоящих от центра линий на ± 300 kHz стандартной

функцией Гаусса. Соответствующий параметр аппроксимации будет определять ее положение. Надо заметить, что параметр, определяющий полуширину функции Гаусса, будет определять полуширину аппаратной функции. Несмотря на то, что аппаратная функция имеет боковые лепестки и описывается функцией $\sin^2(x)/x^2$, приведенный метод дает достаточную точность. Последнюю можно повысить, проведя повторно аппроксимацию после исключения из исходных данных участков, соответствующих первым и вторым боковым максимумам. Диапазон данных, соответствующих им, легко определяется по полученному параметру полуширины аппаратной функции.

4. Определение аппаратной функции и спектрального разрешения прибора для длин волн, соответствующих трем линиям Hg. **(Вычисления этого пункта проводятся для разных значений ДАС).**

4.1. Участки спектра, отстоящие от центра линий на ± 300 kHz, копируются в отдельные файлы/массивы, независимо нормируются на 1, сглаживаются, а затем сводятся на один график (см. рис. 2.4, только не для двух поляризаций, а для трех длин волн). Какие выводы можно сделать из этих графиков?

4.2. Произвести замену переменной для трех профилей аппаратной функции, полученных в п. 4.1, с частоты ультразвука на длину волны излучения, используя дисперсионную формулу, полученную в п. 3, и затем также свести на один график. Оценить полуширину аппаратной функции, построить график зависимости спектрального разрешения от длины волны.

ИНСТРУКЦИЯ ПО ЭКСПЛУАТАЦИИ лабораторного стенда акустооптического спектрометра

Введение

Лабораторный стенд на основе акустооптического спектрометра является высокоточным оптическим прибором и требует бережного отношения. Особое внимание необходимо уделять оптическим поверхностям, предохранять их от загрязнения и механического воздействия.

Порядок включения стенда

Перед включением стенда необходимо:

- 1) Провести проверку электрических соединений в соответствии с рис. 3.2.
- 2) Проверить заземление всех блоков стенда.

Приведение стенда в готовность для записи ИК–спектра:

- 1) Включить ПК тип IBM PC и, следуя указаниям системы, загрузить ОС.
 - 2) Включить блок питания +5;+15;-15 и +12 Вольт. При подаче напряжения питания на блок электроники в течение 5 с проходит внутренний автотест.
 - 3) Запустить на ПК программу управления \PC_Soft\Project1.exe из соответствующей директории.
 - 4) Следуя указаниям прикладной программы, проверить функционирование канала связи RS-422 и микропроцессора блока электроники.
 - 5) Включить источник линейчатого спектра (ртутную лампу).
- Стенд готов к регистрации ИК–спектра.

Порядок выключения стенда

Выключение стенда производится в обратном порядке.

Особое внимание надо уделить последовательности завершения работы с программой управления и выключением питания блока электроники. При выключении питания до завершения работы с программой возможно «зависание» ПК.

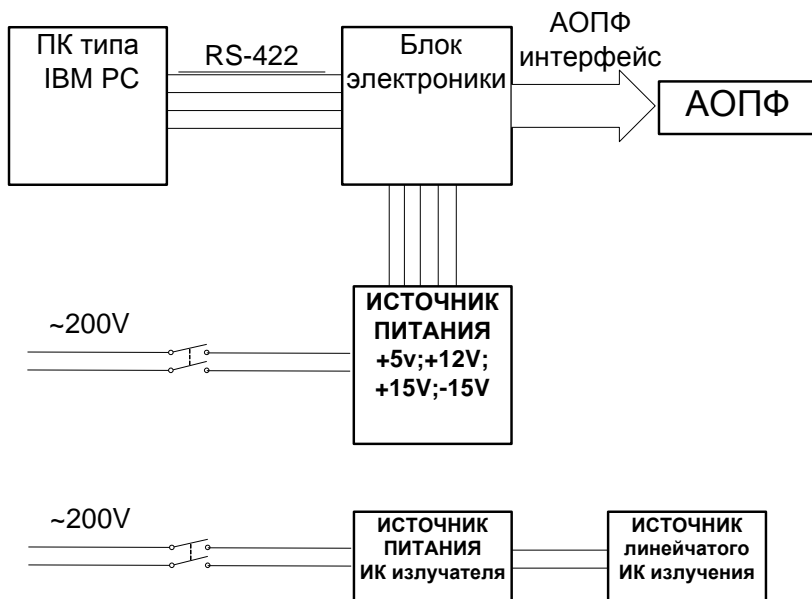


Рис.3.2 Блок-схема лабораторного стенда

**ТЕХНИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ
стенда акустооптического спектрометра**

БЛОК-СХЕМА ПРИБОРА

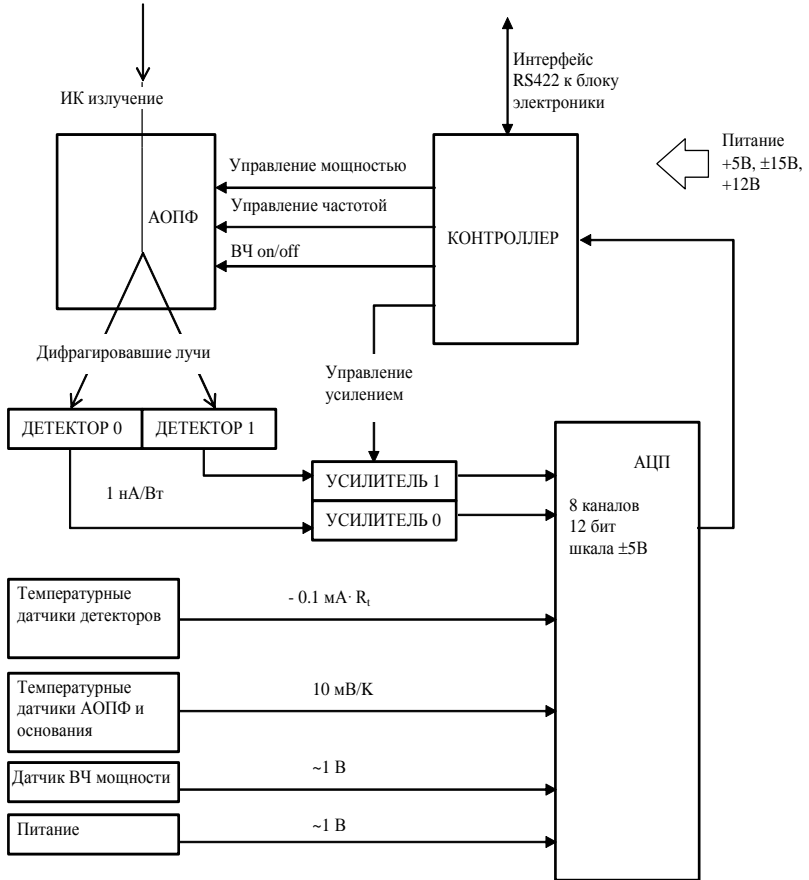


Рис 3.3. Блок-схема электроники ИК-спектрометра

Измерительная система АОПФ спектрометра

Блок-схема измерительной системы ИК-спектрометра СПИКАМ приведена на рис. 3.3. Цифровой синтезатор частоты и усилитель мощности с системой согласования импеданса размещены в экранированном блоке АОПФ в непосредственной близости от акустического преобразователя. Синтезатор состоит из широкополосного генератора, управляемого напряжением, стабилизированного через фазовую обратную связь. Генератор перестраивается в диапазоне 860–1450 МГц; затем частота делится на 10. Усилитель мощности позволяет изменять мощность, приложенную к акустическому преобразователю. Таким образом, управляемыми параметрами являются частота и мощность ВЧ, а также статус ON/OFF ВЧ. Номинальный диапазон частот синтезатора от 87 до 140 МГц определяет длину волны настройки АОПФ. Когда статус ON/OFF = 1, к кристаллу прикладывается акустическая мощность и возникает дифракция. Когда ON/OFF = 0, мощность выключена и эффективность дифракции равна нулю. В это время можно менять частоту АОПФ. Во время измерения АОПФ включен 50% времени и выключен в течение других 50%. Измерительная схема не пропускает постоянный ток, в результате детектирующая система регистрирует только полезный (модулированный) сигнал и нечувствительна к посторонним засветкам. Период модуляции АОПФ (или время измерения одной спектральной точки) может быть 1,4, 2,8, 5,6 и 11,2 мс.

Предусилители фотоприемников расположены в экранированном блоке детекторов. Каждый из фотоприемников снабжен преобразователем ток–напряжение (фототок 1 нА дает 10 мВ на выходе). Далее сигнал усиливается программируемым усилителем с относительными значениями усиления 1, 3, 8,25 и 26. В результате полный коэффициент передачи усилителей изменяется от $2,1 \cdot 10^9$ до $5,46 \cdot 10^{10}$ В/А, а полоса пропускания по уровню -3дВ составляет 1,6–560 Гц. Такая полоса является компромиссной с точки зрения уменьшения шума с одной стороны, и искажения сигнала – с другой. Программируемый

усилитель, АЦП и контроллер прибора размещены на общей плате контроллера. Обработка модулированного сигнала (синхронное детектирование) производится в цифровой форме. В течение каждого полупериода производится 16 равномерно распределенных измерений. Результаты суммируются, и из суммы 16 измерений в течение активного полупериода вычитается сумма 16 измерений в течение неактивного полупериода. Результат округляется, и 12 старших бит считаются измеренной точкой спектра. Таким образом, в приборе реализована классическая схема синхронной модуляции, хотя синхронный детектор в обычном понимании отсутствует. «Мертвое время» спектрометра составляет около 120 мкс в течение каждого полупериода, что составляет <4% для 2,8 мс и еще меньше для периода 5,6 или 12 мс. Задержка необходима для исключения переходных процессов после включения или выключения акустической волны в АОПФ. Частота возбуждения АОПФ может быть изменена при каждом измерении, и, следовательно, элементарное измерение (одна точка спектра) состоит из одного периода модуляции. Новое измерение начинается с установки новой частоты возбуждения во время неактивного полупериода предыдущего измерения, так что все переходные процессы заканчиваются к началу активного полупериода.

Обработка сигналов и общее управление работой прибора и синхронизация процессов измерения проводится с помощью микроконтроллера, который получает команды и пересылает измеренные данные в ПК IBM PC. Помимо сигналов с двух фотодетекторов передается информация от нескольких дополнительных источников, индикатора ВЧ мощности, датчиков температуры и т.д.

Основные элементы блока электроники

УПРАВЛЕНИЕ АОПФ. АОПФ управляется через последовательный цифровой интерфейс. Контролируются следующие параметры: частота радиочастотного сигнала,

мощность радиочастотного сигнала, подаваемого на АОПФ, и состояние АОПФ (вкл/выкл). Значение частоты, как правило, находится в пределах 80–140 МГц и определяет длину волны ИК излучения, на которую настраивается АОПФ. Параметр мощности РЧ (DAS) – 12-битное значение, которое может варьироваться от 0 до 4095 и которая определяет эффективность дифракции АОПФ в состоянии «включено». Если АОПФ находится в состоянии «выключено», эффективность дифракции равна нулю. АОПФ переключается между состояниями «ВКЛ» и «ВЫКЛ» при помощи подаваемого по соответствующему каналу меандра, так что половину периода он находится в состоянии «ВКЛ» а половину – в состоянии «ВЫКЛ». Период прерывания может быть установлен в 1,4, 2,8, 5,6 и 11,2 мс.

ФОТОДИОДЫ. Интенсивность дифрагированного пучка ИК-излучения на выходе АОПФ регистрируется с помощью двух диодов *Hamamatsu* G5832-11. Типичная чувствительность фотодиодов 1А/Вт. Когда АОПФ находится в состоянии «ВЫКЛ», фотодиоды генерируют темновой ток, в состоянии «ВКЛ» ток фотодиодов представляет собой сумму темнового тока и фототока, пропорционального интенсивности входящего пучка. Таким образом, переключение АОПФ между состояниями «ВКЛ» и «ВЫКЛ» вызывает изменение тока фотодиодов, которое и представляет собой полезный сигнал прибора.

УСИЛИТЕЛИ. Каждый фотодиод подключен к предусилителю, преобразующему ток в напряжение, с внутренним импедансом 10 МОм (фототок в 1 нА дает напряжение на выходе 10 мВ). Постоянная времени предусилителя составляет 270 мс, что соответствует частоте обрезания 590 Гц. Выходное напряжение усиливается трехкаскадным переменным усилителем мощности. Значения полного коэффициента усиления составляют 210, 630, 1730 и 5460 (относительный коэффициент усиления равен 1, 3, 8,25 и 26 при частоте обрезания 1,3 кГц). Во избежание постоянного сдвига напряжения индивидуальные каскады усилителя связаны. Постоянная времени связывающей цепи составляет 0,1 с, что соответствует низкочастотному обрезанию на уровне 1,6 МГц. В

результате полный импеданс усилителей варьируется от $2,1 \cdot 10^9$ до $5,46 \cdot 10^{10}$ В/А, а полоса пропускания по уровню -3dB составляет 1,6–560 Hz. Приведенные значения постоянной времени являются результатом компромисса между искажениями сигнала и уменьшением уровня шума.

АЦП. Выходные напряжения усилителей и все другие аналоговые сигналы в системе измеряются 8-канальным 12-разрядным АЦП, работающем в диапазоне ± 5 В. В этом интервале реализуется полномасштабный биполярный режим.

ТЕРМОДАТЧИКИ ФОТОДИОДОВ. Фотодиоды *Hamamatsu* оснащены терморезисторами, которые используются для измерения температуры детекторов. Специальный электронный преобразователь обеспечивает линейное преобразование сопротивления терморезистора в напряжение: $V_{\text{OUT}} = R_t \cdot 0,1$ мА. Типовые калибровки зависимости сопротивления от температуры приводятся в спецификации детекторов.

ТЕРМОДАТЧИКИ ОПТИЧЕСКОЙ ПЛИТЫ И АОПФ. Температура оптической плиты и АОПФ измеряется с помощью термодатчиков *AD590 IC* фирмы *Analog Devices*. Электронный преобразователь обеспечивает линейное выходное напряжение в зависимости от абсолютной температуры согласно уравнению $V_{\text{OUT}} = T \cdot 10$ мВ/К.

ДАТЧИК МОЩНОСТИ РАДИОЧАСТОТНОГО СИГНАЛА. Электронный блок АОПФ включает диодный преобразователь? Измеряющий мощность подаваемого на АОПФ радиочастотного сигнала. Типовое напряжение на выходе преобразователя около 1В.

ДАТЧИК НАПРЯЖЕНИЯ ПИТАНИЯ. Напряжения питания: +5В, +15В и –15В суммируются с определенными заданными весами, и результирующее напряжение порядка –1 В измеряется для контроля источника питания.

ЭЛЕМЕНТЫ ПЕЛЬТЬЕ ФОТОДИОДОВ. Фотодиоды *Hamamatsu* могут охлаждаться с помощью встроенных в сборку последовательно соединенных элементов Пельтье. Ток потребления микрохолодильников Пельтье 0.4 А,

поддерживаемая температура на 25 К ниже температуры окружающей среды.

КОНТРОЛЛЕР. Управление АОПФ, усилителями, АЦП, сбор и первичная обработка данных осуществляется контроллером типа *MCU 80с32* с тактовой частотой 30 МГц, программной ROM емкостью 32 кбайт и оперативной памятью 32 кбайт. Связь с управляющим ПК обеспечивает последовательный интерфейс RS422 со скоростью передачи данных 937,5 кбод.

НАПРЯЖЕНИЕ ПИТАНИЯ. Блок электроники потребляет напряжения +5В, ±15В и +12В.

Считывание и обработка сигналов фотодиодов

Процесс измерения происходит в соответствии со следующим алгоритмом. Сначала устанавливается частота на АОПФ. Информация по частоте посылается на АОПФ в самом начале временного интервала “ВЫКЛ”, с тем, чтобы избежать влияния переходных процессов на измерение.

Во время интервала “ВЫКЛ” производится последовательность измерений фототока на каждом фотодетекторе. Измерения равномерно распределены по этому интервалу, каждое измерение занимает приблизительно 25 мс. Количество измерений зависит от длительности периода модуляции и меняется в пределах от 8 до 64. Результат измерений суммируется отдельно для каждого детектора. Результат представляет собой средний темновой ток детекторов. Аналогичным образом измерения производятся в состоянии АОПФ “ВКЛ”. Результатом является сумма среднего фототока и темнового тока. Данные нормируются пропорционально разрядности АЦП, исходя их требований коммуникационного формата (12 бит). Указанная процедура повторяется для каждого значения частоты АОПФ.

Кроме приведенного выше алгоритма, контроллер допускает три другие конфигурации измерений. В режиме одиночного канала задействуется только один фотодетектор. В режиме калибровки детектор 0 используется для спектральных

измерений, в то время как второй канал АЦП используется для измерения мощности РЧ-сигнала. Процесс приема и обработки данных идентичен приведенному выше.

ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ В ТЕКСТЕ СОКРАЩЕНИЯ

АОПФ – акустооптический перестраиваемый фильтр

АЦП – аналого-цифровой преобразователь

ИК – инфракрасный

ПК – персональный компьютер

РЧ – радиочастота

ROM – постоянная память, открытая только на чтение (Read Only Memory)

RMS – среднеквадратичный (Root Mean Square)

Лабораторная работа

**СПЕКТРОМЕТР БЛИЖНЕГО ИК-ДИАПАЗОНА НА
АКУСТООПТИЧЕСКОМ ПЕРЕСТРАИВАЕМОМ
ФИЛЬТРЕ (АОПФ)**

Составители: *КИСЕЛЕВ Александр Владимирович*

Редактор *В.А. Дружинина*. Корректор *И.А. Волкова*

**Подписано в печать 11.05.2007. Формат 60 × 84 ¹/₁₆. Бумага офсетная.
Печать офсетная. Усл. печ л. 3,0. Уч.- изд. л. 2,8. Тираж 50 экз.**

Заказ № ф-.

Государственное образовательное учреждение
высшего профессионального образования
Московский физико-технический институт (государственный университет)
Отдел автоматизированных издательских систем. “ФИЗТЕХ-ПОЛИГРАФ”
141700, Московская обл., г. Долгопрудный, Институтский пер., 9