

ПРИГЛАШЕННАЯ СТАТЬЯ

Новый метод модуляции в акустооптических спектрометрах

В.И.Пустовойт

Предложен новый метод модуляции излучения в коллинеарных акустооптических (АО) спектрометрах, основанный на последовательной дифракции падающего поляризованного оптического излучения на двух звуковых пакетах с одинаковыми частотами и начальными фазами. Построена теория дифракции оптического излучения на двух последовательных пакетах звуковых волн, распространяющихся в кристалле, и найдена инструментальная функция АО спектрометра. Установлено, что инструментальная функция такого спектрометра становится зависящей от времени, причем частота модуляции этой зависимости, в свою очередь, зависит от интенсивности звуковой волны и от отстройки от условий синхронизма. Получена в явном виде частотная зависимость измеряемого фототока для некоторого конечного числа звуковых пакетов и показано, что ее измерение позволяет определить спектральный состав падающего оптического излучения с большей точностью.

Ключевые слова: акустооптика, дифракция света на звуке, методы модуляции дифрагировавшего оптического излучения.

1. Введение

Современные акустооптические (АО) методы измерений спектра оптического излучения основаны на дифракции падающего светового излучения (часто поляризованного) на акустической волне, распространяющейся в кристалле, причем амплитуда и фаза этой волны могут иметь неоднородное пространственное и/или временное распределение [1–8]. Учет того, что характерное время пробега звуковой волны по кристаллу в АО ячейке составляет обычно несколько микросекунд, а также того, что существующие электронные приборы способны быстро изменять амплитуду и фазу высокочастотного электрического сигнала, возбуждающего звуковую волну, позволяют утверждать, что на основе АО спектрометров возможно создание новых методов измерений спектра оптического излучения, недоступных для спектрометров на обычных дифракционных решетках.

Измерения спектрального распределения характеристик оптического излучения с помощью АО спектрометров, в отличие от приборов на основе дифракционных решеток, осуществляются не параллельно, а последовательно, что требует большего времени на измерение. Однако этот недостаток компенсируется значительно большей светосилой, поскольку входной зрачок коллинеарного АО спектрометра определяется поперечным сечением звукового пучка, а не шириной входной щели, как в решеточном спектрометре, и, кроме того, АО спектрометры обладают еще электронным (программным) управлением формой и шириной полосы пропускания, а также обеспе-

чивают свободный выбор измеряемой длины волны излучения. Эти свойства АО спектрометров позволяют разрабатывать различные методы спектральных измерений, характеризующиеся большим отношением сигнал/шум и оптимальные для конкретной задачи измерений. Многие из указанных возможностей АО спектрометров были реализованы в виде программ управления процессом измерений, в частности при выборе длины волны излучения перестраиваемого лазера на основе красителя с АО фильтром внутри резонатора [9], в специальной системе «Кварц-4Т» контроля химического состава плазмы в процессе плазмохимического травления кремниевых пластин при производстве изделий микроэлектроники [10, 11].

Сегодня в АО спектрометрах используются различные методы модуляции звуковой волны: амплитудная [12], «резкая» фазовая [13], линейная частотная [14, 15] и двухчастотная [16]. Этими методами решаются разные задачи спектральных измерений: повышение отношения сигнал/шум, выделение слабого сигнала на фоне сильной засветки, изменение инструментальной функции (ИФ) АО спектрометра, например расширение спектрального окна пропускания АО спектрометра или создание сверхузкополосного оптического фильтра [17], сжатие (или растяжение) во времени светового импульса с линейной модуляцией частоты [18, 19] и др. Все эти методы модуляции приводят к изменению фототока при регистрации дифрагировавшего оптического излучения и имеют как преимущества, так и определенные недостатки.

Наиболее распространен метод амплитудной модуляции, когда в среде создаются два состояния: первое создается при наличии звуковой волны, когда измеряются фототок от дифрагировавшего излучения и сигнал паразитной засветки, а второе – в отсутствие звуковой волны, когда измеряется только фототок паразитной засветки. Затем для исключения влияния паразитной засветки проводят вычитание одного значения фототока из другого. Данный метод можно использовать только в условиях, когда уровень засветки паразитным излучением не меняется за время измерения, иначе он неприменим.

В.И.Пустовойт. Научно-технологический центр уникального приборостроения РАН, Россия, 117342 Москва, ул. Бутлерова, 15; ФГУП «Всероссийский научно-исследовательский институт физико-технических и радиотехнических измерений», Россия, Московская обл., 141570 Менделеево; e-mail: vladpustovoyt@gmail.com

Поступила в редакцию 14 сентября 2018 г., после доработки – 7 февраля 2019 г.

Использование метода модуляции, основанного на «резком» изменении фазы звуковой волны во время ее распространения по кристаллу, предложенного впервые в работе [13], приводит не только к изменению эффективной длины взаимодействия, но и к изменению амплитуды дифрагировавшего излучения, в частности к появлению у нее временной зависимости, что в конечном счете приводит к управляемому изменению самой ИФ АО спектрометра. Созданные с помощью этого метода модуляции специализированные спектрометры оказываются весьма удобными для измерения слабых сигналов при большой засветке.

Предложенная в [18] дифракция светового импульса с линейной модуляцией частоты на звуковой волне с линейной модуляцией частоты, позволяющая осуществить сжатие во времени этого импульса, сегодня широко используется в различных приложениях [19].

В настоящей работе рассмотрен еще один, по-видимому никем ранее не исследованный метод модуляции, основанный на явлении последовательной коллинеарной дифракции светового излучения на двух (или серии) звуковых пакетах с одной и той же частотой, разделенных небольшим промежутком пространства, в котором звуковая волна отсутствует. Поляризованное световое излучение последовательно проходит через первый участок, где происходит коллинеарная дифракция падающего излучения на звуковом пакете и появляется новая световая волна с ортогональной поляризацией, затем две световые волны с разными и взаимно ортогональными поляризациями, проходя через промежуток, в котором отсутствует звуковая волна, попадают во вторую область, где осуществляется также коллинеарная дифракция. На выходе АО ячейки находится поляризатор, который выделяет дифрагировавшую часть излучения. Существенно, что в промежутке световые волны приобретают некоторый фазовый сдвиг, который из-за оптической анизотропии среды оказывается разным для волн с разными поляризациями, и поэтому ясно, что последующая дифракция на втором звуковом пакете для обеих волн будет зависеть от фазового набега в промежутке. С математической точки зрения такая ситуация соответствует разным начальным условиям для уравнений, описывающих процесс дифракции. Поскольку эта промежуточная область перемещается по кристаллу со скоростью звуковой волны, амплитуды дифрагировавшей и недифрагировавшей световых волн будут зависеть от времени. Появление данной временной зависимости означает появление соответствующей временной зависимости ИФ АО фильтра и фактически представляет собой еще один тип модуляции дифрагировавшей части излучения. Проведенный в настоящей работе анализ показывает, что частота такой модуляции зависит от фазовой расстройки условий синхронизма и что для каждого значения этой расстройки частота модуляции оказывается другой, а это открывает новые возможности для более точных спектральных измерений.

2. Коллинеарная дифракция на пакетах звуковых волн

Принципиальная схема коллинеарного АО фильтра с указанным выше типом модуляции показана на рис.1. Поляризованный световой пучок падает на АО ячейку слева и дифрагирует на звуковой волне (первый звуковой пакет), при этом возникает новая световая волна с ор-

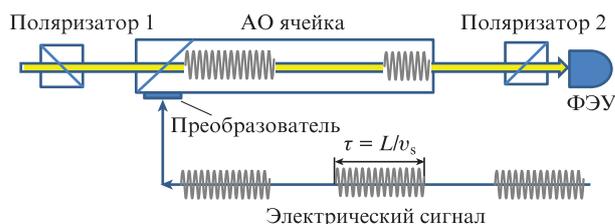


Рис.1. Принципиальная схема коллинеарного АО фильтра с рассматриваемым типом модуляции. Длительность звукового пакета $\tau = L/v_s$ и временной интервал между пакетами dv_s удовлетворяют соотношению $\tau > dv_s$.

тогональной поляризацией. Затем обе волны, падающая и дифрагировавшая, попадают в область кристалла, где звуковая волна отсутствует, и приобретают набег фазы. Далее эти волны, попадая в область кристалла со звуковой волной с той же частотой (второй звуковой пакет), вновь дифрагируют, а потом покидают кристалл. Поскольку частоты звуковых волн в двух пакетах одинаковы, то условия синхронизма в обеих частях кристалла также будут одинаковы, и поэтому при выполнении условия

$$k_{in} - k_d - q_s = \Delta k \quad (1)$$

возможна коллинеарная дифракция. Здесь $k_{in} = \omega n_o/c$ – волновое число падающей световой волны; $k_d = \omega n_e/c$ – волновое число дифрагировавшей световой волны; ω – частота световой волны; c – скорость света в вакууме; n_o и n_e – показатели преломления для падающей обыкновенной и дифрагировавшей необыкновенной волн; q_s – волновое число звуковой волны. Условие синхронизма (1) записано для одноосного отрицательного кристалла, когда $n_o > n_e$ и волновой вектор q_s направлен в ту же сторону, что и векторы k_{in} и k_d ; если же рассматривается дифракция в положительном одноосном кристалле ($n_o < n_e$), то волновой вектор звуковой волны q_s направлен вдоль направления k_{in} и в соотношении (1) знак перед q_s следует заменить на противоположный. Амплитуда дифрагировавшей волны в рассматриваемом нами случае будет максимальна, если значение волновой расстройки Δk близко к нулю.

Наличие звуковой волны в двух областях кристалла приводит к обмену энергией между световыми волнами, направления поляризаций которых взаимно ортогональны. Укороченные уравнения, описывающие такой процесс в приближении теории связанных мод, распространяющихся вдоль оси x , для каждой области имеют вид [20]

$$\frac{dE_c(x)}{dx} = -i\Gamma \exp(i\Delta k x) E_o(x), \quad (2)$$

$$\frac{dE_o(x)}{dx} = -i\Gamma^* \exp(-i\Delta k x) E_c(x),$$

где $E_o(x)$ и $E_c(x)$ – амплитуды обыкновенной и необыкновенной волн;

$$\Gamma = \frac{\omega n_o n_e^2}{4c} p S(x), \quad \Gamma^* = \frac{\omega n_o^2 n_e}{4c} p S^*(x) \quad (3)$$

– коэффициенты связи, которые выражаются через характеристики кристалла и амплитуду звуковой волны $S(x)$;

p – фотоупругая постоянная, соответствующая рассматриваемой геометрии взаимодействия. Коэффициенты Γ и Γ^* несколько отличаются друг от друга из-за различия показателей преломления n_o и n_e , но в окончательные формулы, как увидим ниже, всегда входит произведение $\Gamma\Gamma^*$, корень из которого будем обозначать просто $\Gamma \equiv \sqrt{\Gamma^*\Gamma}$, надеясь, что это не вызовет недоразумений.

Уравнения (2) строго описывают лишь коллинеарный тип дифракции, их применение для описания квазиколлинеарного случая возможно лишь при условии малости угла между волновыми векторами падающего и дифрагировавшего излучения и, кроме того, при специальном выборе системы координат, такой, чтобы зависимость от поперечных составляющих в уравнениях (2) исчезла [20]. Ниже будем считать, что эти требования выполнены, и тогда систему (2) можно применять также и для описания случая квазиколлинеарной дифракции. Уравнения (2) определяют взаимодействия между световыми волнами в каждой из областей кристалла, в которых присутствуют движущиеся пакеты звуковых волн, но граничные условия для каждой из областей будут разными:

$$E_o(x=0) = E_o(k_o), \quad E_e(x=0) = 0$$

и

$$E_o(tv_s, k_o) = \exp(i\phi_o)E_o^{(2)}(tv_s, k_o), \quad (4)$$

$$E_e(tv_s, k_e) = \exp(i\phi_e)E_e^{(2)}(tv_s, k_e)$$

– для левых границ первой и второй областей соответственно. В (4) считается, что на АО ячейку падает излучение с обыкновенной поляризацией, а дифрагировавшее световое излучение имеет необыкновенную поляризацию. Здесь t – время, отсчитываемое от момента входа пакета звуковых волн в АО ячейку; v_s – скорость звука; k_o и k_e – волновые числа обыкновенной и необыкновенной световых волн; $E_o^{(2)}(x)$ и $E_e^{(2)}(x)$ – амплитуды обыкновенной и необыкновенной световых волн во второй области; $\phi_o = k_o d$, $\phi_e = k_e d$ – фазовые набег; d – расстояние между пакетами звуковых волн. Считается также, что начальная фаза звуковой волны во второй области совпадает с начальной фазой звуковой волны в первой области. Если же это условие не выполняется, то к указанным выше набегам фазы следует добавить начальную фазу звуковой волны во второй области (подробнее см. в [13]).

Общее решение уравнений (2) хорошо известно, поэтому процедура получения решения для всей области взаимодействия волн состоит в следующем. Это решение для каждой из областей необходимо «сшить» на движущейся со скоростью звука границе, удовлетворяя граничным условиям (4). В результате решение для дифрагировавшей световой волны, описывающее последовательную дифракцию на выходе из кристалла, будет иметь вид

$$E_e(L) = \frac{E_o}{4\Gamma^2 + \Delta k^2} \exp\left[\frac{i(L\Delta k - \Delta\phi)}{2}\right] \left\{ 2\sqrt{4\Gamma^2 + \Delta k^2} \times \sin(\Delta\phi) \sin\left[\frac{1}{2}(L - 2tv_s)\sqrt{4\Gamma^2 + \Delta k^2}\right] - i\Delta k(4\Gamma^2 + \Delta k^2) \times \sin(\Gamma L\xi) - 2i \cos\left(\frac{\Delta\phi}{2}\right) \sin\left(\frac{1}{2}L\sqrt{4\Gamma^2 + \Delta k^2}\right) - 2i\Delta k \sin\left(\frac{\Delta\phi}{2}\right) \times \left[\sin(tv_s\sqrt{4\Gamma^2 + \Delta k^2}) - \cos\left(\frac{1}{2}L\sqrt{4\Gamma^2 + \Delta k^2}\right)\right] \right\}, \quad (5)$$

где $\Delta\phi = \phi_o - \phi_e$ – разность фаз оптического излучения, падающая в промежутке между пакетами звуковых волн; L – длина взаимодействия; $\xi \equiv \sqrt{1 + \Delta k^2/(4\Gamma^2)}$. Важно отметить, что полученное решение системы уравнений (2) с граничными условиями (4) относится к интервалу времени $0 \leq t \leq L/v_s$, причем считается, что условие $L \gg d$ выполняется с большим запасом. Не испытывая дифракции часть излучения может быть описана как

$$E_o(L) = \frac{E_o}{\xi^6} \exp\left(\frac{iL\Delta k}{2}\right) \left\{ \exp(i\phi_o) \{ 2\Gamma\xi(2\Gamma^2 + \Delta k^2) \cos(\Gamma L\xi) + 4\Gamma^3\xi \cos[(L - 2tv_s)\Gamma\xi] - i\Delta k(4\Gamma^2 + \Delta k^2) \sin(\Gamma L\xi) \} + 8 \exp(i\phi_e) \Gamma^3\xi \sin(tv_s\Gamma\xi) \sin[(tv_s - L)\Gamma\xi] \right\}. \quad (6)$$

Если значения фаз совпадают, то из формулы (5) следует известное выражение для амплитуды дифрагировавшего излучения, приведенное в ряде работ [1–4]:

$$E_e(L) = \frac{\sin(\Gamma L\xi)}{\xi} \exp\left(i\phi_e - \frac{i\Delta k L}{2}\right). \quad (7)$$

Фазовый множитель $\exp(i\phi_e - i\Delta k L/2)$ в формуле (7) описывает изменение фазы при дифракции излучения, но не влияет на ИФ АО фильтра.

Из формул (5), (6) видно, что амплитуды необыкновенной (5) и обыкновенной (6) волн на выходе из АО ячейки существенно зависят от времени, причем характерная частота этой зависимости $\Omega(\Delta k, \Gamma) = \Omega \equiv 2\Gamma\xi v_s$. Важно, что данная частота зависит от волновой расстройки и мощности звуковой волны. При постоянной мощности звука эта частота определяется величиной расстройки. Это означает, что измерение фототока приемника на частоте Ω дает амплитуду поля излучения на заданной длине волны, поскольку значения частоты $\Omega(\Delta k, \Gamma)$ для разных длин волн оптического излучения оказываются разными.

Из формулы (5) можно получить соотношение для ИФ АО фильтра, выраженной, ради удобства, через тригонометрические функции:

$$T(\Delta k, t) \equiv \left| \frac{E_e(\Delta k, t, x=L)}{E_o(x=0)} \right|^2 = \frac{1}{16\Gamma^3\xi^5} \left\{ 2(2\Gamma\xi)^3 \cos^2\left(\frac{\Delta\phi}{2}\right) \times \sin^2\Phi + 4\Gamma\xi\Delta k^2 \sin^2\left(\frac{\Delta\phi}{2}\right) \cos^2\Phi + 4\Gamma\xi\Delta k^2 \sin^2\left(\frac{\Delta\phi}{2}\right) \times \sin^2(\Phi - \Omega t) + 4\Gamma^2\Delta k\xi^2 \sin(\Delta\phi) \times [\sin(\Omega t) - \sin(2\Phi) + \sin(2\Phi - \Omega t)] + 16\Gamma^3\xi \sin^2(\Phi - \Omega t) + 4\Gamma\xi\Delta k^2 \sin^2\left(\frac{\Delta\phi}{2}\right) \cos^2(\Phi - \Omega t) - 8\Gamma\xi\Delta k^2 \sin^2\left(\frac{\Delta\phi}{2}\right) \times \cos\Phi \cos(\Phi - \Omega t) \right\}, \quad (8)$$

где $\Phi \equiv \Gamma L\xi$ – фаза. В общем случае разность фаз $\Delta\phi$, которую необходимо подставить в формулу (8), представим в виде

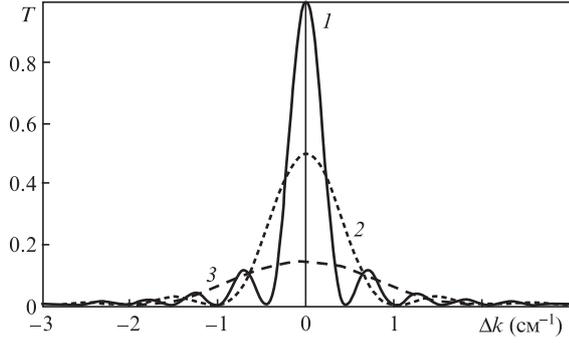


Рис.2. ИФ (8) в моменты времени $t = Lv_s$ (1), $0.5Lv_s$ (2) и $0.25Lv_s$ (3).

$$\Delta\phi = \phi_o - \phi_e = (k_o - k_e)d = q_s d + \Delta k d$$

$$= \Omega_s d / v_s + \Delta n(\omega/c)d, \tag{9}$$

где Ω_s – частота звуковой волны; $\Delta n = n_o - n_e$. Зависимости ИФ (8) в различные моменты времени показаны на рис.2. При разности фаз, равной нулю, что эквивалентно отсутствию разрыва между пакетами звуковых волн, т.е. непрерывному излучению звуковых волн, формула (8) дает известный результат для ИФ коллинеарного АО фильтра [20]:

$$T(\Delta k, L) = \frac{\sin^2(\Gamma L \xi)}{\xi^2}. \tag{10}$$

Временная структура ИФ, описываемая формулой (8), может быть представлена также в виде

$$T(\Delta k, t) = T_0 + C_1 \cos(\Omega t) + C_2 \cos(2\Omega t) + S_1 \sin(\Omega t) + S_2 \sin(2\Omega t), \tag{11}$$

где

$$T_0 \equiv T_0(\Delta k, \Delta\phi, \Gamma, \xi) = \frac{1}{\xi^2} \cos^2\left(\frac{\Delta\phi}{2}\right) \sin^2(\Gamma L \xi) + \frac{\sin^2(\Delta\phi/2)}{2\xi^4} \times [3\xi^2 - 2 + (\xi^2 - 1)\cos(\Gamma L \xi)] - \frac{\Delta k}{4\Gamma\xi^3} \sin(\Delta\phi) \sin(2\Gamma L \xi); \tag{12}$$

$$C_1 \equiv C_1(\Delta k, \Delta\phi, \Gamma, \xi) = \frac{\Delta k}{4\Gamma\xi^3} \sin(\Delta\phi) \sin(2\Gamma L \xi) - \frac{\Delta k^2}{2\Gamma^2\xi^4} \sin^2\left(\frac{\Delta\phi}{2}\right) \cos^2(\Gamma L \xi); \tag{13}$$

$$C_2 \equiv C_2(\Delta k, \Delta\phi, \Gamma, \xi) = -\frac{1}{2\xi^4} \sin^2\left(\frac{\Delta\phi}{2}\right) \cos^2(2\Gamma L \xi); \tag{14}$$

$$S_1 \equiv S_1(\Delta k, \Delta\phi, \Gamma, \xi) = \frac{\Delta k}{2\Gamma\xi^3} \sin(\Delta\phi) \sin^2(\Gamma L \xi) - \frac{\Delta k^2}{4\Gamma^2\xi^4} \sin^2\left(\frac{\Delta\phi}{2}\right) \sin(2\Gamma L \xi); \tag{15}$$

$$S_2 \equiv S_2(\Delta k, \Delta\phi, \Gamma, \xi) = -\frac{1}{2\xi^4} \sin^2\left(\frac{\Delta\phi}{2}\right) \sin(2\Gamma L \xi). \tag{16}$$

Зависимости коэффициентов (12)–(16) от расстройки Δk приведены на рис.3–6, а в подрисуночных подписях указаны значения параметров, при которых они получены. На каждом рисунке приведена также ИФ (10), что позво-

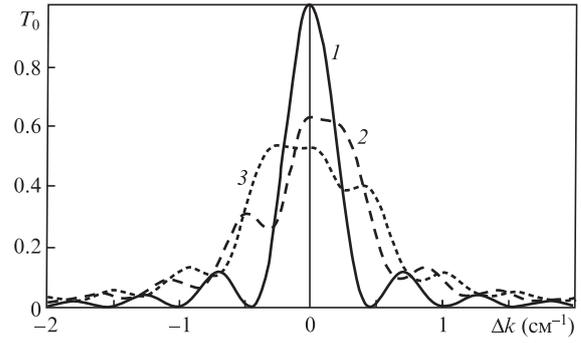


Рис.3. Усредненные значения $T_0(\Delta k)$ для интервалов $d = m\Lambda_s$ (m – целое число) (1), $(39/7)\Lambda_s$ (2) и $(39/3)\Lambda_s$ (3) при параметрах $L = 12$ см, $\Gamma = \pi/(2L)$ и длине волны звука $\Lambda_s = 2 \times 10^{-3}$ см.

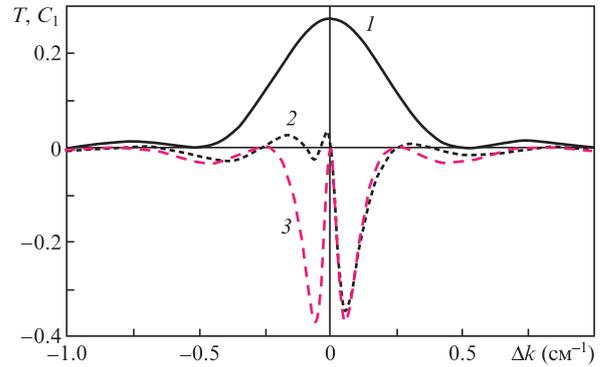


Рис.4. Зависимости ИФ (10) (1) и коэффициента C_1 (2,3) от расстройки Δk для интервалов $d = (11/2)\Lambda_s$ (2) и $(11/4)\Lambda_s$ (3) при параметрах $L = 12$ см, $\Gamma = 0.35\pi/(2L)$ (мощность звуковой волны, равная 35% от оптимального значения), $\Lambda_s = 1.5 \times 10^{-3}$ см.

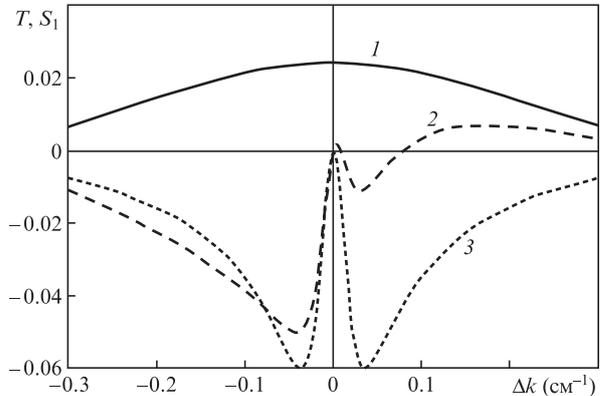


Рис.5. Зависимости ИФ (10) (1) и коэффициента S_1 (2,3) от расстройки Δk для интервалов $d = (17/2)\Lambda_s$ (2) и $(17/4)\Lambda_s$ (3) при параметрах $L = 12$ см, $\Gamma = 0.1\pi/(2L)$ (мощность звуковой волны, равная 10% от оптимального значения), $\Lambda_s = 1.5 \times 10^{-3}$ см.

ляет сравнить значения коэффициентов, определяющих временное поведение ИФ (11), с известным ее значением. Поскольку с увеличением расстройки Δk значения коэффициентов (13)–(16) быстро уменьшаются, то все зависимости представлены вблизи области, в которой условия синхронизма выполняются, как правило вблизи $\Delta k \approx 0$.

Формулы (12)–(16) полностью определяют временную зависимость ИФ; при этом $T_0(\Delta k, \Delta\phi, \Gamma, \xi)$ описывает постоянную, не зависящую от времени, часть ИФ, $C_1(\Delta k, \Delta\phi, \Gamma, \xi)$ и $S_1(\Delta k, \Delta\phi, \Gamma, \xi)$ определяют временную «амплитуду» изменения ИФ на частоте Ω , а $C_2(\Delta k, \Delta\phi, \Gamma, \xi)$

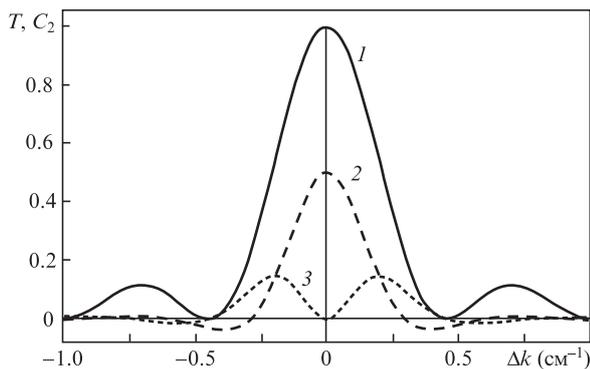


Рис.6. Зависимости ИФ (10) (1), а также коэффициентов C_2 (2) и S_2 (3) от расстройки Δk при параметрах $L = 12$ см, $\Gamma = \pi/(2L)$, $\Lambda_s = 1.5 \times 10^{-3}$ см.

и $S_2(\Delta k, \Delta\phi, \Gamma, \xi)$ – на удвоенной частоте, т.е. 2Ω . Видно, что при выполнении условий синхронизма коэффициенты C_1 и S_1 обращаются в нуль и зависимость ИФ от частоты Ω исчезает, остается только зависимость от удвоенной частоты 2Ω .

3. Предельные значения ИФ

Рассмотрим некоторые особенности поведения ИФ, определяемой общим выражением (8).

1. Из формул (8) и (9) следует, что при выполнении условия точного синхронизма, т.е. при $\Delta k = 0$ и $\xi = 1$, для ИФ (8) получаем выражение

$$T|_{\Delta k=0, \xi=1} = \cos^2\left(\frac{\pi d}{\Lambda_s}\right) \sin^2(\Gamma L) + \sin^2\left(\frac{\pi d}{\Lambda_s}\right) \sin^2(\Gamma L - \Omega t), \quad (17)$$

где Λ_s – длина волны звука. Видно, что, если расстояние между пакетами d равно целому числу волн звуковой волны, зависимость ИФ от времени исчезает. При $\Gamma L = \pi/2$ величина ИФ равна единице, как и в случае дифракции без фазовой модуляции. Если же условие $d = m\Lambda_s$ ($m = 1, 2, 3, \dots$) не выполняется, то возникает временная зависимость ИФ на частоте Ω при любом значении ΓL . Примеры такого поведения ИФ показаны на рис.3.

2. Из формул (8) и (11) следует, что усредненная по времени ИФ будет иметь вид

$$\langle T \rangle \equiv \lim_{\theta \rightarrow \infty} \frac{1}{\theta} \int_0^\theta T(\Delta k, t) dt = T_0(\Delta k, \Delta\phi, \Gamma, \xi). \quad (18)$$

В отсутствие разрыва между пакетами, т.е. при $d = 0$, усредненное значение ИФ $\langle T \rangle$, как и должно быть, совпадает с известным выражением для ИФ (10) в коллинеарном случае [20]; если же $d \neq 0$, то стационарное значение ИФ (18) существенно изменяется, в частности симметрия ИФ относительно замены $\Delta k \rightarrow -\Delta k$ исчезает. Последнее связано с тем, что процесс дифракции обыкновенной оптической волны в кристалле на звуковой волне и возникновение необыкновенной волны, при наличии зависимости начальной фазы от Δk , не эквивалентен обратному процессу: дифракции необыкновенной волны с возникновением обыкновенной волны. Такая асимметрия обуслов-

лена зависимостью набега фазы от величины расстройки. При выполнении условия для фазового множителя

$$\left(\Delta k + \frac{2\pi}{\Lambda_s}\right)d = 2\pi m, \quad m = 1, 2, 3, \dots \quad (19)$$

выражение (18) совпадает с выражением (10) для коллинеарного случая, в котором значение расстройки Δk определяется условием (19). Если же

$$\left(\Delta k + \frac{2\pi}{\Lambda_s}\right)d = \frac{\pi}{2}(2m - 1), \quad m = 1, 2, 3, \dots, \quad (20)$$

то из выражения (11) получаем соотношение

$$\langle T \rangle = \frac{1}{2\xi^4} \left[1 + 3\left(\frac{\Delta k}{2\Gamma}\right)^2 + \left(\frac{\Delta k}{2\Gamma}\right)^2 \cos(2\Gamma L\xi) \right] \quad (21)$$

и при выполнении условия синхронизма имеем $\langle T \rangle = 1/2$. Таким образом, из (19), (20) следует, что, изменяя расстояние между пакетами d , можно управлять ИФ.

3. Условие $\Delta\phi = 0$, как легко видеть, эквивалентно отсутствию разрыва между пакетами звуковых волн, т.е. непрерывному излучению этих волн, и поэтому из (8) следует результат (10). Если же разность фаз не равна нулю, а временной интервал между пакетами больше времени пробега L/v_s , т.е. дифракция происходит только на одном пакете, то для ИФ АО фильтра из (8) получим выражение

$$T(\Delta k, t) = \frac{\sin^2(tv_s \Gamma \xi)}{\xi^2} = \frac{1 - \cos[\Omega(\Delta k)t/2]}{2\xi^2}. \quad (22)$$

Таким образом, ИФ также становится периодической функцией времени. С физической точки зрения результат (22) вполне понятен: если длительность пакета звуковой волны совпадает со временем ее пробега по кристаллу, то характерная длина взаимодействия будет увеличиваться по мере «входа» звукового пакета в АО ячейку и в момент времени $t = L/v_s$ пакет заполнит всю область взаимодействия света со звуковой волной и ИФ достигнет максимума. Затем, по мере «выхода» пакета из области взаимодействия, ИФ, как видно из формулы (22), будет уменьшаться.

4. Если же расстояние между пакетами звуковых волн равно нулю ($d = 0$), а разность начальных фаз звуковых колебаний пакетов δ не равна нулю (что можно создать с помощью электронных методов возбуждения звуковых волн), то, как показано в работе [13], выражение для ИФ будет иметь вид

$$T_\delta(\Delta k, t) = \left| \frac{\sin(\Gamma L \xi)}{\xi} - [1 - \exp(i\delta)] \frac{\sin[\Gamma L(1 - v_s t/L)\xi]}{\xi} \right| \times \left[\cos(\Gamma v_s t \xi) - i \frac{\Delta k \sin(\Gamma v_s t \xi)}{2\Gamma \xi} \right]^2. \quad (23)$$

Видно, что наличие разности фаз начальных колебаний пакетов звуковых волн также приводит к временной зависимости ИФ, но эта зависимость отличается от (11) и, что более существенно, начальная разность фаз δ не зависит от фазовой расстройки Δk . Из выражения (23) следует, что зависимость от времени определяется значением

частоты $\Omega_\delta \equiv \Gamma \xi v_s = \Omega/2$ (ср. с (22)). Естественно, что при $\delta = 2\pi m$ ($m = 0, 1, 2, 3, \dots$) выражения (10) и (23) совпадают.

5. Из формул (8) и (11) видно, что в момент времени $t = L/v_s$ ИФ АО фильтра не зависит от разности фаз и совпадает с ИФ (10), однако в другие моменты времени ИФ будет зависеть от времени, разности фаз, мощности звуковой волны и длины взаимодействия. Последнее свойство является следствием условия $L \gg d$, которое должно выполняться с большим запасом. Это условие означает, что на расстоянии d изменение амплитуды дифрагировавшего излучения очень мало, и его можно не учитывать.

Очевидно, что для завершения переходных процессов при возбуждении пакетов звуковых волн необходимо, чтобы временной интервал между звуковыми пакетами был больше периода волны звука, и поэтому интервал d должен удовлетворять требованию $d \gg \Lambda_s$. Например, при $d = 50$ мкм, $\Omega_s = 2\pi \cdot 85$ МГц, $v_s = 6 \times 10^4$ см/с и $\Delta k = 0$ имеем разность фаз $\Delta\phi = 2\pi \cdot 7.08$, что эквивалентно $\Delta\phi = 2\pi \cdot 0.8$. (Выбранное значение частоты звуковой волны Ω_s для кристаллов парателлуриата соответствует примерно выполнению условий синхронизма на длине волны оптического излучения, близкой к 1 мкм [15].) Важно, что указанная разность фаз зависит от частоты звуковой волны, и при перестройке АО фильтра на другую длину волны нужно учитывать эту зависимость. Аналогично может быть рассмотрено поведение предельных значений коэффициентов C_1, S_1, C_2, S_2 , определяющих временное изменение ИФ. Последнее не представляет никаких трудностей, и поэтому рассмотрение целесообразно проводить уже для конкретной экспериментальной ситуации.

4. Об измерении спектров оптического излучения

В отличие от обычных коллинеарных АО фильтров, основанных на дифракции на непрерывной во времени звуковой волне, рассматриваемый в настоящей работе случай дифракции на звуковых пакетах характеризуется дополнительным параметром – расстоянием между пакетами, которое может варьироваться в процессе измерений. Как было показано выше, наличие даже небольшого, порядка нескольких длин волн звука, разрыва между пакетами звуковых волн приводит к существенному изменению начальных фаз световых волн (см. формулу (4)) и, как следствие, к изменению ИФ АО фильтра. Более того, зависимость начальной фазы от величины расстройки обуславливает появление временной зависимости ИФ, которая может быть использована для реализации новых методов спектральных измерений.

Рассмотрим процесс спектральных измерений с помощью АО фильтров более подробно. Математически он сводится к решению обратной задачи: нахождение спектрального распределения интенсивности $S(k)$ падающего оптического излучения с волновым числом k при известной ИФ АО фильтра (или спектрометра) $T(\Delta k, t)$ и измеренном фототоке приемника $J(t)$. Эта задача сводится к решению интегрального уравнения относительно функции $S(k)$ при известных функциях $T(\Delta k, t)$ и $J(t)$:

$$J(t) = \int_{k_{\min}}^{k_{\max}} S(k) T(\Delta k, t) dk. \quad (24)$$

Здесь предполагается, что спектральная чувствительность фотоприемника не зависит от длины волны излучения и

входит в величину $S(k)$; $k_{\min} = 2\pi/\lambda_{\min}$, $k_{\max} = 2\pi/\lambda_{\max}$ – волновые числа оптического излучения в вакууме, определяющие диапазон измерений. Фотоприемник считается достаточно быстрым, так что характерное время его отклика τ_p на изменяющийся во времени поток излучения удовлетворяет соотношению $\tau_p \Omega(\Delta k, \Gamma) \ll 1$, поэтому в формуле (24) интегрирование по времени отсутствует. Поскольку ИФ АО фильтра при точном выполнении условий синхронизма, т.е. при $\Delta k = 0$, содержит острый максимум (см. формулы (10), (22)), то в качестве этой функции обычно используют соответствующим образом нормированную δ -функцию, считая, что $T(k, t) \propto T(k', t) \times \delta(k - k')$, где $\delta(k - k')$ – δ -функция Дирака, а k' – значение волнового числа излучения, отвечающее точному выполнению условий синхронизма и, следовательно, максимуму ИФ. Тогда интегральное уравнение (24) существенно упрощается, и из него следует простое соотношение, позволяющее определить интенсивность оптического излучения $S(k')$ с волновым числом k' :

$$J(k', t) = AS(k')T(k', t), \quad (25)$$

где A – нормировочная константа. Линейная зависимость фототока от интенсивности падающего излучения, в которой коэффициент определяется значением ИФ в максимуме, т.е. $T(k', t)$, позволяет реализовать простой метод измерения спектрального распределения интенсивности излучения $S(k')$ и в ряде случаев учесть также влияние паразитной засветки и некоторых шумов. Как было указано выше, обычно осуществляют модуляцию интенсивности звуковой волны, создавая тем самым два состояния при измерениях: полезный сигнал и паразитная засветка либо только паразитная засветка. Вычтя результат второго измерения из результата первого, можно исключить вклад паразитной засветки, считая, что за время измерений ее уровень не изменился. При этом длительность звукового пакета выбирают, как правило, значительно большей времени пробега звука по кристаллу АО ячейки. Этот метод широко используется во многих АО спектрометрах [12].

Возможен и другой подход к определению спектрального распределения интенсивности излучения $S(k)$, если учесть, что ИФ обычного АО фильтра (11) при выполнении условий синхронизма, т.е. при $\Delta k = 0$, имеет достаточно острый максимум. Тогда, воспользовавшись методом перевала, нетрудно показать, что интеграл (24) может быть найден в явном виде:

$$J(k') \simeq S(k') \frac{2\sqrt{\pi} \Gamma \sin^2(\Gamma L)}{\Delta n |\Gamma L \cot(\Gamma L) - 1|^{1/2}}, \quad (26)$$

где $k' \equiv q_s/\Delta n$. Выражение (26) приведено только для одного максимума, когда $\Delta k = 0$, т.е. для относительно гладкого спектрального распределения интенсивности излучения; если же необходимо учесть влияние побочных максимумов, для которых $\Delta k \neq 0$, то необходимо поступить следующим образом. Вся область интегрирования разбивается на участки вблизи каждого максимума, и интеграл записывается как сумма интегралов по каждому участку, вычисленных методом перевала. Считая по-прежнему спектр падающего излучения достаточно гладким по сравнению с изменениями ИФ, определяем положения максимумов k_m из уравнения

$$\frac{df(k)}{dk} = 0,$$

где

$$f(k) \equiv \ln \frac{\sin^2 \{ \Gamma L \sqrt{1 + [\Delta k / (2\Gamma)]^2} \}}{1 + [\Delta k / (2\Gamma)]^2}.$$

Решение последнего уравнения приводит к следующей последовательности максимумов:

$$k_m = (\Delta n)^{-1} [q_s \pm 2\Gamma \sqrt{[r_m / (\Gamma L)]^2 - 1}],$$

где r_m – корни трансцендентного уравнения $r \cot r = 1$. Поскольку «ширина» функции $f(k)$ для каждого максимума k_m определяется выражением

$$\sqrt{2\pi} |\partial^2 f(k) / dk^2| |_{k_m},$$

для интеграла (26) получим окончательное выражение

$$J(q_s) \approx S(k') \frac{2\sqrt{\pi} \Gamma \sin^2(\Gamma L)}{\Delta n [\Gamma L \cot(\Gamma L) - 1]^{1/2}} + \sum_{\pm m} \frac{4\sqrt{2\pi} \Gamma^2 \xi_m^2 S(k_m) \sin^2(\Gamma L \xi_m)}{|\{\Gamma^2 [-8 + \Gamma L \cos^{-2}(\Gamma L \xi_m) \sin(2\Gamma L \xi_m^2)] + \Delta k_m^2 [2 - \Gamma L \cos^{-2}(\Gamma L \xi_m) \xi_m^2]\}^{1/2}}, \quad (27)$$

где $\xi_m = \sqrt{1 + [\Delta k_m / (2\Gamma)]^2}$ и значения первых трех корней r_m вблизи главного максимума будут $r_1 = \pm 4.49$, $r_2 = \pm 7.25$ и $r_3 = \pm 10.90$.

Таким образом, вычисление интеграла (24) методом перевала сводит его к бесконечной системе линейных алгебраических уравнений, и поскольку вклад в фототок побочного максимума с ростом его номера уменьшается, то указанную цепочку уравнений (27) можно оборвать на определенном значении m . Тогда задача определения величин $S(k_m)$ становится замкнутой и можно построить ее решение. Положение каждого побочного максимума Δk_m определяется конкретным значением частоты звуковой волны, и поэтому ясно, что стратегия измерений, точнее, выбор набора частот акустических волн, на которых проводятся измерения фототока, должен соответствовать значениям Δk_m .

Формула (27), в отличие от формул (25) и (26), позволяет учесть вклады побочных максимумов в измеренное спектральное распределение интенсивности излучения и, кроме того, неравномерность распределения интенсивности звуковой волны при разных значениях ее частоты. Отметим также, что само положение побочных максимумов также зависит от интенсивности звуковой волны, что необходимо учитывать при интерпретации результатов измерений. Этот метод измерений можно использовать и для ИФ АО фильтра в виде (22), когда дифракция происходит только на одном звуковом пакете и длина взаимодействия зависит от времени. Поскольку положение главного максимума ИФ в этом случае не меняется, то вместо (26) получим выражение

$$J(q_s, t) \approx S(k') \frac{2\sqrt{\pi} \Gamma \sin^2(\Gamma v_s t)}{\Delta n |\Gamma v_s t \cot(\Gamma v_s t) - 1|^{1/2}}, \quad 0 < v_s t < L, \quad (28)$$

в котором появляется явная зависимость фототока от времени, что можно использовать, в частности, для исключения паразитной засветки.

Рассмотрим возможные методы спектральных измерений с помощью ИФ в виде (8) или (11), когда имеется ее явная временная зависимость. Отметим, что ИФ в виде

(8) или (11) реализуется для пары звуковых пакетов с малым разрывом между ними, при этом пространственный разрыв между самими парами пакетов превышает длину взаимодействия L , так что каждая пара звуковых пакетов «живет» независимо, не влияя друг на друга. В этом случае, выбирая различные комбинации фазы $\Delta\phi$ и мощности звукового пакета (коэффициента Γ), можно получить различные значения ИФ. Подставляя (11) в уравнение (24), получаем фототок, зависящий от времени, и, в соответствии с выбором решаемой задачи измерений и метода частотной селекции, можно реализовать различные алгоритмы измерений. Поведение коэффициентов S_1 , S_2 , S_2 в зависимости от величины расстройки показано на рис.4–6 и подсказывает выбор наиболее удобного алгоритма измерений.

Остановимся теперь на процедуре измерений спектрального распределения интенсивности излучения в условиях накопления сигнала, что позволяет получить большее отношение сигнал/шум. ИФ в виде (11) описывает ин-

тенсивность дифракции света на звуковой волне во временном интервале, близком по величине, но несколько меньшем времени пробега звуковой волны по кристаллу АО ячейки. Однако на практике чаще интересуются случаем дифракции света на большом числе пакетов звуковых волн в течение достаточно большого временного интервала, когда можно реализовать накопление сигнала и повысить тем самым точность спектральных измерений.

Рассмотрим этот случай более подробно. Пусть N – число звуковых пакетов с одной и той же частотой, d – по-прежнему пространственный интервал между пакетами, а τ – длительность каждого звукового пакета. Тогда ИФ $T_N(\Delta k, t)$, описывающая дифракцию на N таких пакетах звуковых волн, очевидно, будет иметь вид

$$T_N(\Delta k, t) = \sum_{n=0}^N T(\Delta k, t - n\tau) \Theta(t - n\tau) \Theta((n+1)\tau - t), \quad 0 < t < N\tau, \quad (29)$$

где $\Theta(x)$ – тета-функция Хэвисайда. Запись ИФ в виде (29) означает, что дифракция на N звуковых пакетах происходит независимо, причем начальные фазы звуковой волны на входе каждого пакета одинаковы, что обеспечивает идентичность всех N звуковых пакетов. Следовательно, фототок в условиях накопления сигнала

$$J(t) = \int_{k_{\min}}^{k_{\max}} dk S(k) \times \sum_{n=0}^N T(\Delta k, \Delta\phi, \Gamma, \xi, t - n\tau) \Theta(t - n\tau) \Theta((n+1)\tau - t), \quad 0 < t < N\tau. \quad (30)$$

Подставив ИФ (11) в формулу для фототока (30), получим

$$J(t) = J_0 + J_{C_1 S_1}(t) + J_{C_2 S_2}(t), \quad (31)$$

где

$$\begin{aligned}
 J_0 &\equiv \int_{k_{\min}}^{k_{\max}} dk S(k) T_0(\Delta k, \Delta\phi, \Gamma, \xi) \sum_{n=0}^N \Theta(t - n\tau) \Theta((n+1)\tau - t) \\
 &= (N+1) \int_{k_{\min}}^{k_{\max}} dk S(k) T_0(\Delta k, \Delta\phi, \Gamma, \xi); \\
 J_{C_1S_1}(t) &\equiv \int_{k_{\min}}^{k_{\max}} dk S(k) \\
 &\times \left[\frac{\Delta k \sin(\Delta\phi) \sin(L\Gamma\xi)}{2\Gamma\xi^3} - \frac{\Delta k^2 \cos(L\Gamma\xi) \sin^2(\Delta\phi/2)}{2\Gamma^2\xi^4} \right] \Psi(t, k); \\
 J_{C_2S_2}(t) &\equiv - \int_{k_{\min}}^{k_{\max}} dk S(k) \frac{1}{2\xi^4} \sin^2\left(\frac{\Delta\phi}{2}\right) \\
 &\times \sum_{n=0}^N \Theta(t - n\tau) \Theta((n+1)\tau - t) \cos[2\Gamma L\xi - 2\Omega(t - n\tau)]; \\
 \Psi(t, k) &\equiv \sum_{n=0}^N \Theta(t - n\tau) \Theta((n+1)\tau - t) \cos[\Gamma L\xi - \Omega(t - n\tau)].
 \end{aligned}
 \tag{32}$$

Здесь J_0 – постоянное во времени значение фототока в интервале $0 < t < N\tau$; $J_{C_1S_1}(t)$ и $J_{C_2S_2}(t)$ – значения фототока на частотах Ω и 2Ω соответственно. Суммирование в формулах (32) можно осуществить, используя соотношение

$$\begin{aligned}
 \sum_{n=0}^N \exp(in\Omega\tau) &\equiv \chi(\Omega\tau) = \cos^{-1}\left(\frac{\Omega\tau}{2}\right) \sin\left[\frac{1}{2}(N+1)\Omega\tau\right] \\
 &\times \cos\left(\frac{N\Omega\tau}{2}\right) + i \left\{ \cos^{-1}\left(\frac{\Omega\tau}{2}\right) \sin\left(\frac{N\Omega\tau}{2}\right) \sin\left[\frac{1}{2}(N+1)\Omega\tau\right] \right\}.
 \end{aligned}
 \tag{33}$$

Тогда для $J_{C_1S_1}(t)$ и $J_{C_2S_2}(t)$ получим выражения

$$\begin{aligned}
 J_{C_1S_1}(t) &\equiv \int_{k_{\min}}^{k_{\max}} dk S(k) \\
 &\times \left[\frac{\Delta k \sin(\Delta\phi) \sin(L\Gamma\xi)}{4\Gamma\xi^3} - \frac{\Delta k^2 \cos(L\Gamma\xi) \sin^2(\Delta\phi/2)}{4\Gamma^2\xi^4} \right] \times
 \end{aligned}$$

$$\times \exp(i\Gamma L\xi - i\Omega t) \chi(\Omega t) + \text{c.c.}, \tag{34}$$

$$\begin{aligned}
 J_{C_2S_2}(t) &\equiv - \int_{k_{\min}}^{k_{\max}} dk S(k) \frac{1}{2\xi^4} \sin^2\left(\frac{\Delta\phi}{2}\right) \\
 &\times \exp(2i\Gamma L\xi - 2i\Omega t) \chi(2\Omega t) + \text{c.c.}
 \end{aligned}
 \tag{35}$$

Зависимость функции $\chi(\Omega\tau)$ от аргумента $\Omega\tau$ представлена на рис.7. Видно, что действительная часть этой функции представляет собой серию последовательных максимумов в точках $\Omega\tau = 2\pi l$, где целое число l – номер максимума, отсчитываемого от значения $l = 0$. Поскольку $\tau = Lv_s$ – это время пробега звуковой волны по длине пакета, то ясно, что номер максимума при разумных значениях звуковой мощности может принимать лишь значение $l = 1$. Иными словами, функция $\chi(\Omega\tau)$, помимо максимума при значении аргумента, равном нулю, что не представляет интереса для рассматриваемой задачи, может иметь только один максимум при $\Omega\tau = 2\pi$. Значения волнового числа оптического излучения, отвечающие положению этого максимума,

$$k_{1,2} = \frac{q_s}{\Delta n} \pm \frac{2\Gamma}{\Delta n} \sqrt{\left(\frac{\pi}{\Gamma L}\right)^2 - 1}, \tag{36}$$

причем верхний знак соответствует рассматриваемому нами отрицательному кристаллу, а нижний – положительному. Легко показать, что действительная часть функции $\chi(\Omega\tau)$ в максимуме

$$\text{Re}\chi(\Omega\tau) |_{\Omega\tau=2\pi} = N + 1. \tag{37}$$

Такое простое ее значение есть прямое следствие выбранного метода измерений – накопление сигнала. Для определения ширины максимума вблизи значения k_m разложим функцию $\text{Re}\chi(\Omega\tau)$ в ряд Тейлора вблизи этого максимума:

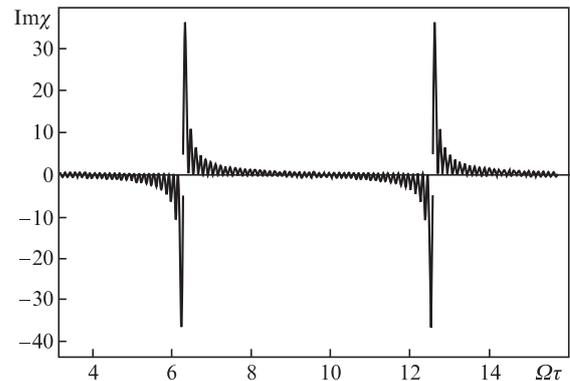
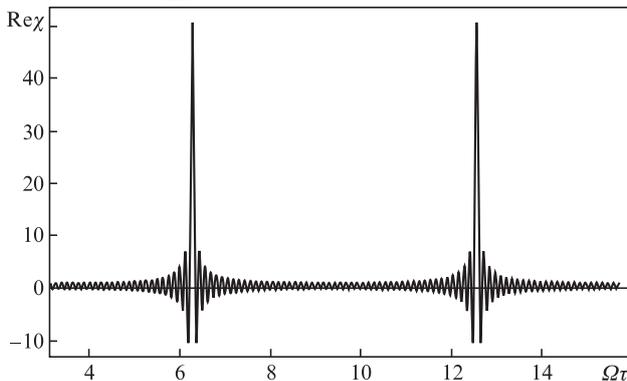
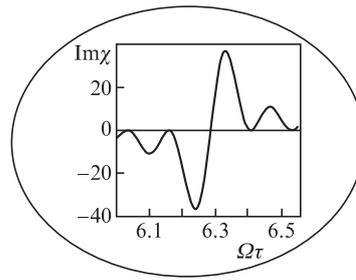
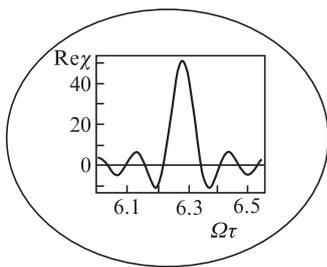


Рис.7. Зависимости действительной (а) и мнимой (б) частей функции $\chi(\Omega\tau)$ от ее аргумента.

$$\operatorname{Re}\chi(\Omega\tau) \approx N + 1 - 1/2(N + 3N^2 + 3N^3)(\Omega\tau - \pi)^2 + \dots, \quad (38)$$

и для ширины максимума вдоль направления волнового вектора \mathbf{k} оптического излучения получим выражение

$$\Delta_1 = \frac{4\pi}{L} \sqrt{\frac{3}{N + 2N^2}} \left| \left(\frac{\pi}{GL} \right)^2 - 1 \right|^{-1/2}. \quad (39)$$

Таким образом, при накоплении сигнала, т. е. при $N \gg 1$, функция $\chi(\Omega\tau)$ имеет острый максимум. Это позволяет выполнить оценку интеграла (34), полагая, что наибольший вклад в него вносит область вблизи максимума:

$$J_{C_1S_1}(t) \approx -(N + 1)S(k_1)\Delta_1 \left(\frac{GL}{\pi} \right)^4 \left[\left(\frac{\pi}{GL} \right)^2 - 1 \right] \times \sin^2 \left(\frac{\Delta\phi}{2} \right) \cos \left(\frac{2\pi t}{\tau} \right). \quad (40)$$

Здесь учтено, что в максимуме

$$\frac{\Delta k_1^2}{4\Gamma^2 \xi^4(k_1)} = \left(\frac{GL}{\pi} \right)^4 \left[\left(\frac{\pi}{GL} \right)^2 - 1 \right]. \quad (41)$$

Вычисление интеграла (34) было проведено с использованием теоремы о среднем при условии, что функция $\chi(\Omega\tau)$ имеет острые максимумы с шириной Δ_1 , а измеряемый спектр оптического излучения достаточно гладкий. Выражение (40) означает, что интеграл (34) приближенно равен сумме значений подынтегральной функции вблизи каждого максимума, умноженных на ширину каждого максимума (в рассматриваемом случае – только для максимума при $\Omega\tau = 2\pi$). Таким образом, временная зависимость фототока оказывается периодической с периодом, равным времени пробега пакета звуковой волны по области взаимодействия. Как видно из (39) и (40), с ростом N амплитуда колебаний фототока стремится к насыщению. Рассуждая, как и выше, находим оценку интеграла (35):

$$J_{C_2S_2}(t) \approx -\frac{8(GL)^4}{\pi^4} (N + 1)S(k'_1)\Delta'_1 \sin^2 \left(\frac{\Delta\phi}{2} \right) \cos \left(\frac{2\pi t}{\tau} \right), \quad (42)$$

где

$$k'_{1,2} = \frac{1}{\Delta n} \left[q_s \pm 2\Gamma \sqrt{\left(\frac{\pi}{2GL} \right)^2 - 1} \right], \quad (43)$$

$$\Delta'_1 = \frac{4\pi}{L} \sqrt{\frac{3}{8(N + 2N^2)}} \left| \left(\frac{\pi}{2GL} \right)^2 - 1 \right|^{-1/2}$$

– положения и полная ширина максимума соответственно.

Итак, окончательное выражение для измеряемого полного фототока будет иметь вид

$$J(t) \approx (N + 1) \int_{k_{\min}}^{k_{\max}} dk S(k) T_0(\Delta k, \Delta\phi, \Gamma, \xi) - (N + 1)S(k_1) \times \Delta_1 \left[\left(\frac{GL}{\pi} \right)^2 - \left(\frac{GL}{\pi} \right)^4 \right] \sin^2 \left(\frac{\Delta\phi_1}{2} \right) \cos \left(\frac{2\pi t}{\tau} \right) - 8(N + 1) \left(\frac{GL}{\pi} \right)^4 \times S(k'_1)\Delta'_1 \sin^2 \left(\frac{\Delta\phi_2}{2} \right) \cos \left(\frac{4\pi t}{\tau} \right), \quad (44)$$

где $\Delta\phi_1 \equiv \Delta n k_1 d$; $\Delta\phi_2 \equiv \Delta n k'_1 d$.

Формула (44) описывает временное поведение фототока при дифракции на N звуковых пакетах, разделенных небольшим промежутком, в условиях накопления сигнала. В отсутствие разности фаз, т. е. при $d = 0$, формула (42) сводится к известному выражению для фототока при дифракции на непрерывной звуковой волне за время $(N + 1)\tau$. Накопление сигнала увеличивает его постоянную составляющую и сравнительно мало влияет на переменные составляющие фототока. Однако накопление сигнала, как это видно из формул (36) и (43), приводит к сужению области вокруг максимумов, что позволяет повысить разрешающую способность АО спектральных устройств.

5. Заключение

Решена задача о дифракции светового потока на двух (или более) пакетах звуковых волн, распространяющихся в анизотропном кристалле с небольшим пространственным промежутком между ними, и показано, что из-за набега фазы в этом промежутке появляется временная зависимость ИФ. По-существу, это дает еще один новый метод модуляции, управляющим параметром в котором служит пространственное расстояние между пакетами звуковых волн. Существенно, что возникающий в промежутке между пакетами набег фазы из-за анизотропных свойств кристаллической среды зависит от волнового числа падающего оптического излучения, и поэтому амплитуда измеряемого переменного сигнала фототока также становится зависящей от волнового числа падающего излучения. Отличительная особенность данного подхода состоит в том, что в эксперименте измеряются не только постоянная составляющая сигнала фототока, как это происходит в обычных АО спектрометрах, но и амплитуды сигнала фототока на частотах Ω и 2Ω , которые, как показано, зависят от волнового числа световой волны. Тот факт, что характерные значения частоты модуляции фототока зависят от мощности звуковой волны, позволяет учесть ее возможные изменения в самом процессе измерения. Очевидно, что такой метод модуляции менее чувствителен к уровню шумов, поскольку измерения проводятся в полосе частот, ширина которой заведомо меньше, чем у шумов.

В случае коллинеарной дифракции на двух пакетах найдено точное выражение для ИФ АО фильтра и проанализированы некоторые возможные ее изменения, которые могут быть использованы для модификации методов и алгоритмов спектральных измерений. Получены выражения для измеряемого фототока, которые, в отличие от известных выражений, обеспечивают более точные спектральные измерения характеристик падающего излучения. В частности, для классического случая дифракции на постоянной во времени звуковой волне [20] показано, что применение метода перевала при вычислении интеграла (24) дает возможность свести обратную задачу измерений к системе линейных алгебраических уравнений, что позволяет (для гладких спектров) получить спектральные распределения интенсивности излучения с большей точностью. Рассмотрен часто используемый на практике случай накопления сигнала в условиях нового метода модуляции и найдены в явном виде выражения для переменных составляющих фототока на разных частотах, измерение которых дает возможность получить более детальную информацию о спектральном распределении ха-

рактических характеристик излучения. Показано, что увеличение общего времени накопления сигнала, т.е. увеличение числа одинаковых пакетов звуковых волн, приводит к сужению спектральной области, в которой накопление сигнала является эффективным (см. формулы (39), (43)), а это позволяет повысить спектральную разрешающую способность АО спектрометров без увеличения длины взаимодействия.

Отметим, что предлагаемый метод модуляции особенно интересен для АО систем видения и распознавания объектов, поскольку на его основе возможно создание новых алгоритмов обнаружения «цветных» объектов с разной поляризацией.

1. Chang I.S. *Proc SPIE. Device Development (Instrumentation) Applications*, **90**, 12 (1976).
2. Korpel A. *Acousto-Optics* (New York: Marcel Dekker Inc., 1997).
3. Pustovoit V.I. *Optical Memory and Neural Networks (Information Optics)*, **13** (2), 4 (2004).
4. Goutzoulis A.P., Pape D.R. (Eds) *Design and Fabrication of Acousto-Optics Devices* (New York: Marcel Dekker Inc., 1994).
5. Joshi J.C. *Acousto-Optic Devices and Their Defence Applications*, in *DRDO Monograph. Series* (Delhi, Defence Research & Development Organization, Ministry of Defense (India), 2007).
6. Афанасьев А.М., Пустовойт В.И. *Докл. РАН*, **292** (3), 332 (2003).
7. Афанасьев А.М., Гуляев Ю.В., Пустовойт В.И. *Радиотехника и электроника*, **49** (12), 1526 (2004).
8. Кравченко В.Ф., Пустовойт В.И. *Докл. РАН*, **391** (6), 749 (2003).
9. Абрамов А.Ю., Мазур М.М. и др. *ЖПС*, **52** (5), 842 (1990).
10. Жогун В.Н., Пустовойт В.И., Тябликов А.В. *Электронная техника. Сер. 3. Микроэлектроника*, вып. 2, 136 (1990).
11. Визен Ф.Л. и др. *Микроэлектроника*, **20** (1), 3 (1991).
12. Chang I.S., Katzka H., Jakob J., Estrin S. *IEEE Ultrasonic Symp. Proc.* (New Orleans (Lu), 1979, p. 40).
13. Пустовойт В.И., Тимошенко В.В. *Радиотехника и электроника*, **43** (4), 461 (1998).
14. Пустовойт В.И. *Физические основы приборостроения*, **7** (2), 4 (2018).
15. Мазур М.М., Мазур Л.И., Пустовойт В.И., Судденко Ю.А., Шорин В.Н. *ЖТФ*, **87** (9), 1399 (2017) [*Tech. Phys.*, **62** (9), 1407 (2017)].
16. Windels F.W., Pustovoit V.I., Leroy O. *Ultrasonics*, **38**, 586 (2000).
17. Petrov N.I., Pustovoit V.I. *Laser Phys. Lett.*, **14**, 115702 (2017).
18. Пустовойт В.И. *Избранные труды* (М.: Наука, 2014, с. 612–615).
19. Молчанов В.Я. и др. *Теория и практика современной акустооптики* (М.: МИСиС, 2015).
20. Ярич А., Юх П. *Оптические волны в кристаллах* (М.: Мир, 1987).