

ОПТИКА И СПЕКТРОСКОПИЯ

УДК 535.241

**ВЛИЯНИЕ АКУСТООПТИЧЕСКОЙ СЕЛЕКТИВНОСТИ
НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ОПТИЧЕСКОГО ГЕТЕРОДИНИРОВАНИЯ****В. И. Балакший, С. Н. Манцевич, П. И. Седов***(кафедра физики колебаний)*

E-mail: balakshy@phys.msu.ru

Для двух схем оптического гетеродинамирования с акустооптическим смещением частоты света получены выражения, определяющие амплитуду выходного сигнала в случаях как изотропной, так и анизотропной брэгговской дифракции. Показано, что угловая селективность брэгговского взаимодействия искажает амплитудную и фазовую структуру интерферирующих пучков, что приводит к уменьшению амплитуды выходного сигнала. Этот эффект проявляется сильнее при увеличении акустической мощности и частоты ультразвука и при уменьшении ширины световых пучков.

Введение

В настоящее время при приеме оптических сигналов используются два основных метода: прямое фотодетектирование и оптическое гетеродинамирование (ОГ) [1–3]. В первом случае несущее информую оптическое излучение непосредственно подается на вход фотоприемника (ФП). При этом выходной сигнал ФП пропорционален интенсивности падающего света, вследствие чего такой метод применяется только тогда, когда излучение промодулировано по интенсивности (амплитуде). При ОГ сигнальный пучок смешивается на поверхности ФП с пучком местного источника света (оптического гетеродина), частота излучения которого смещена относительно частоты несущей сигнального пучка на некоторую величину Ω . Возникающие при этом биения на разностной частоте Ω регистрируются ФП. На эту частоту настроен последующий полосовой усилитель, который усиливает информационную составляющую и, кроме того, отфильтровывает ненужные компоненты. Амплитуда выходного сигнала в этом случае пропорциональна амплитуде сигнальной волны, а не ее мощности, как при прямом фотодетектировании. Главное достоинство метода ОГ заключается в возможности приема оптических сигналов не только с амплитудной, но также с частотной и фазовой модуляцией. Однако для реализации этого метода требуется высокая пространственная когерентность интерферирующих волн и хорошее совмещение их волновых фронтов.

Как правило, для создания пучка со смещенной частотой используется эффект дифракции света на ультразвуке [4–7]. При прохождении оптического излучения через акустооптическую (АО) ячейку рождаются дифрагированные пучки, частота света в которых смещена вследствие эффекта Доплера на

величину $p\Omega$, где p — порядок дифракции. В литературе процесс формирования сигнала ОГ часто рассматривается в приближении плоских интерферирующих волн. В эксперименте же мы всегда имеем дело с пучками конечной ширины и вследствие этого имеющими определенную расходимость. Из-за угловой селективности АО взаимодействия разные компоненты пучков дифрагируют с разной эффективностью. Кроме того, в процессе АО дифракции возникает дополнительный фазовый сдвиг [8, 9]. Вследствие этого амплитудная и фазовая структура дифрагированного пучка может существенно отличаться от структуры падающего излучения, что, разумеется, должно сказываться на величине выходного сигнала. Целью настоящей работы является строгий расчет схем ОГ с АО смещением частоты света и анализ влияния особенностей АО взаимодействия на величину выходного сигнала.

Основные соотношения

На рис. 1 представлены две возможные схемы ОГ. В схеме № 1 (рис. 1, а) излучение лазера 1 с частотой ω разделяется светоделителем 2 на два пучка, один из которых (назовем его опорным) проходит через АО ячейку 3, где дифрагирует в акустическом поле, возбуждаемом пьезопреобразователем 4. Дифрагированный пучок +1-го порядка с частотой $\omega + \Omega$ совмещается с помощью системы зеркал 5 с сигнальным пучком, имеющим частоту ω . Возникающие вследствие интерференции биения регистрируются ФП 6. В отличие от этого в схеме № 2 (рис. 1, б) сигнальный пучок, так же как и опорный, проходит через ячейку и испытывает в ней дифракцию. Здесь не требуется полупрозрачное зеркало для совмещения пучков, поскольку сигнальный пучок имеет то же направление, что и дифраги-

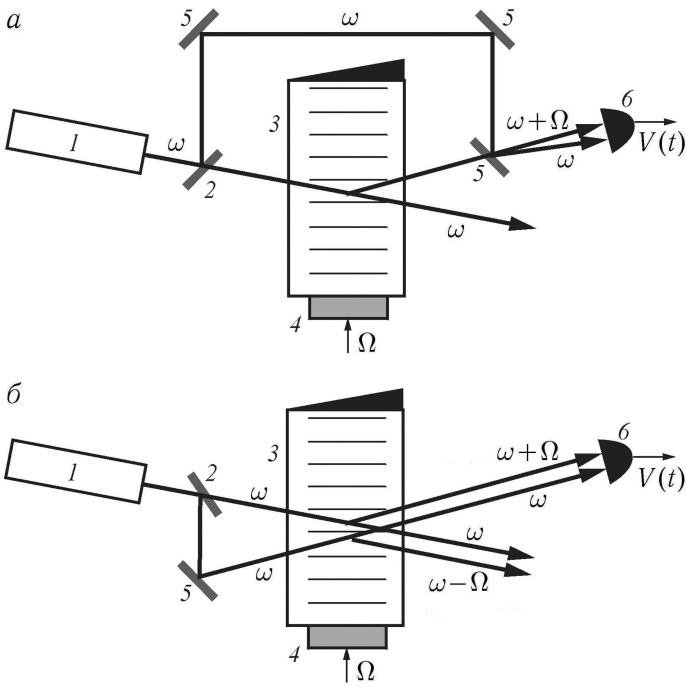


Рис. 1. Принципиальные схемы ОГ с АО смещением частоты света по схеме № 1 (а) и № 2 (б): 1 — лазер; 2 — светоделитель; 3 — АО ячейка; 4 — пьезопреобразователь ячейки; 5 — зеркала; 6 — фотоприемник

рованный. Схема № 2 конструктивно проще, легче юстируется, содержит меньше элементов и поэтому более стабильна. Но в ней сигнальный пучок (нулевой порядок дифракции) испытывает искажения в акустическом поле. В обеих схемах может использоваться как изотропная, так и анизотропная дифракция света [4]. Но так как анизотропная дифракция сопровождается изменением поляризации света, то в этом случае в схему необходимо ввести полуволновую пластинку для согласования поляризаций интерферирующих пучков.

Рассмотрим сначала схему № 2. Предположим для определенности, что падающие на ячейку световые пучки являются гауссовыми:

$$u^{(s,r)}(y, z) = u_{s,r} \exp \left[-\frac{4}{d^2}(y^2 + z^2) \right],$$

где индексы s и r относятся к сигнальному и опорному пучкам соответственно, $u_{s,r}$ — амплитуды на оси пучков, d — их ширина. Система координат xuz выбрана так, что акустическая волна распространяется по оси z , а плоскость xz является плоскостью АО взаимодействия.

Расчет системы проведем спектральным методом [4, 10]. Для этого разложим световые поля в спектры Фурье по плоским волнам. Поскольку АО взаимодействие является линейным по свету, то каждая плосковолновая компонента дифрагирует в акустическом поле независимо от других. Просуммировав все дифрагированные волны, найдем спектры световых пучков на выходе из АО ячей-

ки. В результате для спектров опорного пучка U_r (+1-го порядка дифракции) и сигнального пучка U_s (нулевого порядка дифракции) получим выражения

$$U_r(\vartheta, \psi) = -\frac{\pi}{4} \frac{A}{2} \exp(j\Omega t) u_r d^2 E_r(\vartheta) E(\psi) R_r(\vartheta), \quad (1)$$

$$U_s(\vartheta, \psi) = \frac{\pi}{4} u_s d^2 E_s(\vartheta) E(\psi) [C_s(\vartheta) + j\Phi_s(\vartheta) R_s(\vartheta)] \times \exp[-j\Phi_s(\vartheta)], \quad (2)$$

где введены обозначения

$$E_r(\vartheta) = \exp \left[-\frac{\pi^2 n^2 d^2}{4\lambda^2} \left(\vartheta - \vartheta_r - \frac{K}{k} \right)^2 \right],$$

$$E_s(\vartheta) = \exp \left[-\frac{\pi^2 n^2 d^2}{4\lambda^2} (\vartheta - \vartheta_s)^2 \right],$$

$$E(\psi) = \exp \left[-\frac{\pi^2 n^2 d^2}{4\lambda^2} \psi^2 \right], \quad \Phi_s(\vartheta) = \frac{Kl}{2} (\vartheta - \vartheta_{Bs}),$$

$$C_s(\vartheta) = \cos \sqrt{\frac{A^2}{4} + \frac{K^2 l^2}{4} (\vartheta - \vartheta_{Bs})^2},$$

$$R_r(\vartheta) = \text{sinc} \sqrt{\frac{A^2}{4\pi^2} + \frac{K^2 l^2}{4\pi^2} \left(\vartheta - \vartheta_{Br} - \frac{K}{k} \right)^2},$$

$$R_s(\vartheta) = \text{sinc} \sqrt{\frac{A^2}{4\pi^2} + \frac{K^2 l^2}{4\pi^2} (\vartheta - \vartheta_{Bs})^2},$$

A — параметр Рамана-Ната, пропорциональный амплитуде акустической волны, $\Omega = 2\pi f$ и $K = \Omega/v$ — соответственно частота и волновое число акустической волны, v — скорость звука, l — ширина акустического пучка в плоскости АО взаимодействия xz , λ — длина волны света в вакууме; n — среднее значение показателей преломления материала АО ячейки, $k = 2\pi n/\lambda$ — волновое число света, ϑ и ψ — углы в плоскостях xz и xu соответственно, отсчитываемые от оси x , ϑ_r и ϑ_s — углы падения опорного и сигнального пучков. Углы Брэгга для этих пучков определяются соотношениями

$$\vartheta_{Br} = -\frac{\lambda f}{2nv} \left[1 \pm \left(\frac{f^*}{f} \right)^2 \right], \quad \vartheta_{Bs} = \frac{\lambda f}{2nv} \left[1 \mp \left(\frac{f^*}{f} \right)^2 \right], \quad (3)$$

где f^* — характерная частота анизотропной дифракции [4], а знаки «+» и «-» соответствуют разным ветвям анизотропной дифракции. Формулы (1)–(2) получены в предположении брэгговского режима дифракции и малых углов ϑ и ψ . Для изотропной дифракции в выражениях (3) надо положить $f^* = 0$.

Угловое распределение интенсивности света, регистрируемого ФП, определяется выражением

$$I(\vartheta, \psi) = |U_r(\vartheta, \psi)|^2 + |U_s(\vartheta, \psi)|^2 + 2 \text{Re} [U_r(\vartheta, \psi) U_s^*(\vartheta, \psi)].$$

Полагая, что апертура ФП больше ширины интерферирующих пучков, можно получить следующую формулу для выходного сигнала ОГ:

$$V(t) = \mu \frac{n^2}{\lambda^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} I(\vartheta, \psi) d\vartheta d\psi =$$

$$= V_r + V_s + V_0 \cos(\Omega t + \varphi),$$

где μ — чувствительность ФП. В этом выражении первые два слагаемых описывают постоянную и низкочастотную компоненты выходного сигнала, которые отфильтровываются полосовым усилителем. Третье слагаемое описывает полезный сигнал ОГ, представляющий собой высокочастотную несущую (с частотой Ω), промодулированную в общем случае по амплитуде, частоте или фазе в соответствии с модуляцией оптического сигнала. Амплитуда сигнала ОГ V_0 определяется выражением

$$V_0 = \mu \left(\frac{\pi}{2}\right)^{3/2} \frac{n}{\lambda} u_r u_s d^3 \frac{A}{2} \sqrt{B_1^2 + B_2^2},$$

где

$$B_1 = \int_{-\infty}^{\infty} E_r E_s R_r (C_s \cos \Phi_s + R_s \Phi_s \sin \Phi_s) d\vartheta;$$

$$B_2 = \int_{-\infty}^{\infty} E_r E_s R_r (C_s \sin \Phi_s - R_s \Phi_s \cos \Phi_s) d\vartheta. \quad (4)$$

Для численного расчета полученные формулы удобно записать через безразмерные параметры. Обозначим через f_0 частоту, для которой выбран угол падения сигнального пучка ϑ_s является брэгговским, т.е. $\vartheta_s = \vartheta_{Bs}(f_0)$, и пронормируем все углы на величину угла Брэгга при изотропной дифракции $\vartheta_B^{(i)} = \lambda f / (2nv)$. Таким образом введем величины $\Theta = \vartheta / \vartheta_B^{(i)}$, $\Theta_r = \vartheta_r / \vartheta_B^{(i)}$, $\Theta_s = \vartheta_s / \vartheta_B^{(i)} = 1 \mp F^{*2}$, $\Theta_{Br} = \vartheta_{Br} / \vartheta_s = -F \mp F^{*2} / F$, $\Theta_{Bs} = \vartheta_{Bs} / \vartheta_s = F \mp F^{*2} / F$, где $F = f / f_0$ — безразмерная частота, $F^* = f^* / f_0$. Тогда функции в (4) примут вид

$$E_r(\Theta) = \exp \left[-\frac{\pi^2 D^2}{16} (\Theta - \Theta_r - 2F)^2 \right],$$

$$E_s(\Theta) = \exp \left[-\frac{\pi^2 D^2}{16} (\Theta - \Theta_s)^2 \right],$$

$$\Phi_s(\Theta) = \frac{QF}{4} (\Theta - \Theta_{Bs}),$$

$$C_s(\Theta) = \cos \left[\frac{1}{2} \sqrt{A^2 + \frac{Q^2 F^2}{4} (\Theta - \Theta_{Bs})^2} \right],$$

$$R_r(\Theta) = R_s(\Theta) = \text{sinc} \left[\frac{1}{2\pi} \sqrt{A^2 + \frac{Q^2 F^2}{4} (\Theta - \Theta_{Bs})^2} \right],$$

где $Q = 2\pi \lambda f_0^2 / (nv^2)$ — параметр Кляйна-Кука, определяющий режим АО дифракции [4], $D = d f_0 / v$ — безразмерная ширина светового пучка. Если также ввести параметр $\alpha = P_s / P_r$, характеризующий соотношение мощностей сигнального

и опорного пучков, то для безразмерной амплитуды сигнала ОГ получится выражение

$$\tilde{V}_0 \equiv \frac{V_0}{\mu P_r} = \sqrt{\frac{\pi \alpha}{2}} DA \sqrt{B_1^2 + B_2^2}. \quad (5)$$

Для схемы № 1 аналогичный расчет дает выражение

$$\tilde{V}_0 = \sqrt{\frac{\pi \alpha}{8}} DA \int_{-\infty}^{\infty} E_r(\Theta) E_s(\Theta) R_r(\Theta) d\Theta. \quad (6)$$

Результаты расчета

На рис. 2 представлены амплитудные характеристики ОГ, рассчитанные по формулам (5) и (6) для $\alpha = 1$, $F = 1$ и $F^* = 1$ (оптимальная настройка при анизотропной дифракции с углами Брэгга $\Theta_{Bs} = 0$ и $\Theta_{Br} = -2$). Графики построены для трех значений параметра Кляйна-Кука: $Q = 1, 30$ и 80 . Сравнение этих кривых позволяет оценить влияние АО селективности на характеристики ОГ. При $Q = 1$ селективность практически не сказывается и зависимость амплитуды сигнала ОГ от амплитуды акустической волны является синусоидальной. В схеме № 1

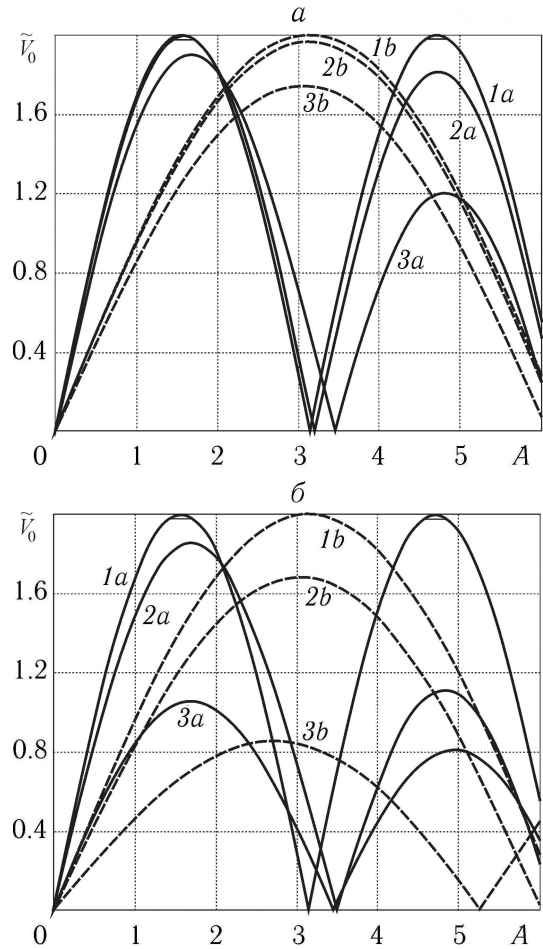


Рис. 2. Зависимость амплитуды выходного сигнала от параметра Рамана-Ната для $D = 15$ (а) и $D = 5$ (б): $Q = 1$ (1), 30 (2) и 80 (3) (а — схема № 2, б — схема № 1)

(пунктирные кривые) максимальная величина выходного сигнала достигается при 100% эффективности дифракции ($A = \pi$). Именно такой результат получается при анализе ОГ в приближении плоских волн [1, 3]. В схеме № 2 (сплошные кривые) для получения той же величины выходного сигнала требуется в два раза меньшая амплитуда ультразвука и соответственно в четыре раза меньшая мощность. Объясняется это тем, что во втором случае оба световых пучка испытывают дифракцию в АО ячейке. С увеличением параметра Q , что означает переход к более селективному режиму дифракции, выходной сигнал уменьшается, так как боковые спектральные компоненты световых пучков дифрагируют с меньшей эффективностью. Кроме того, чем больше акустическая мощность, тем сильнее искажается амплитудная и, что особенно важно, фазовая структура пучков. Вследствие этого ухудшается совмещение волновых фронтов интерферирующих волн, что проявляется в уменьшении выходного сигнала ОГ. Отметим, что в схеме № 2 эти эффекты проявляются сильнее. Так же можно объяснить различие кривых на рис. 2, *a* и *b*, рассчитанных для разной ширины световых пучков D . Чем меньше D , тем больше расходимость пучков и тем сильнее сказывается селективность АО взаимодействия.

Значение $F = 1$ соответствует оптимальной настройке системы, когда оба пучка падают на ячейку под углами Брэгга. Однако если в ячейке одновременно возбуждаются акустические волны с разными частотами, как это имеет место в АО генераторе [11], то обеспечить оптимальную настройку для всех компонент, очевидно, нельзя. Поэтому представляют интерес частотные характеристики, представленные на рис. 3. Расчет здесь выполнен для $\alpha = 1$, $D = 2$, $A = \pi/2$, $F^* = 1$ и тех же значений параметра Q , что и выше. При $Q = 1$, когда АО селективность проявляется слабо, кривые симметричны относительно точки оптимальной настройки $F = 1$. При отходе от этой точки

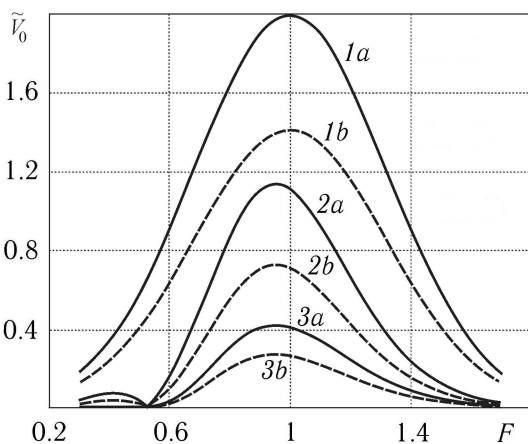


Рис. 3. Зависимость амплитуды выходного сигнала от частоты ультразвука. $Q = 1$ (1), 30 (2) и 80 (3) (*a* — схема № 2, *b* — схема № 1)

амплитуда выходного сигнала уменьшается вследствие отклонения опорного пучка и ухудшения из-за этого согласования волновых фронтов интерферирующих волн. Форма кривых гауссоподобная, что обусловлено структурой падающих световых пучков. При больших значениях Q ячейка вносит искажения в структуру пучков, что проявляется в возникновении асимметрии кривых и сдвигу их максимума в область низких частот. Этот эффект возрастает при увеличении акустической мощности и параметра Кляйна–Кука. Ширина полосы $\Delta F = \Delta f/f_0$ при этом также меняется. Частотный диапазон ΔF существенно зависит от ширины световых пучков. Для случая изотропной дифракции ($F^* = 0$) хорошую точность дает формула $\Delta F = 1.5/D$, определяющая частотный диапазон ОГ по уровню 3 дБ. Эта формула получается из (5) и (6) при $Q \leq 1$. Таким образом, в случае предельно сфокусированных световых пучков ($D = 1$) полоса ΔF может достигать значения 1.5. Поскольку частота и угол связаны формулой дифракционной решетки, то точно так же ширина световых пучков D влияет и на угловой диапазон ОГ, для которого можно получить выражение $\Delta \Theta_r = 16/(\pi D)$. Эта формула позволяет оценить необходимую точность угловой настройки системы.

Заключение

В работе теоретически исследовано влияние селективности АО взаимодействия на величину выходного сигнала при ОГ. Рассмотрено два варианта схемы ОГ: 1) только опорный пучок проходит через АО ячейку и 2) оба пучка (сигнальный и опорный) проходят через ячейку и испытывают в ней дифракцию. Вторая схема проще в юстировке, отличается более высокой стабильностью, но главное — в ней требуется в четыре раза меньшая акустическая мощность для получения максимальной величины выходного сигнала. В обоих случаях необходимо учитывать изменение амплитудной и фазовой структуры интерферирующих пучков, являющееся следствием селективности АО взаимодействия, которое приводит к уменьшению выходного сигнала. Этот эффект проявляется тем сильнее, чем больше акустическая мощность и частота ультразвука и чем меньше ширина световых пучков.

Литература

1. Росс М. Лазерные приемники. М., 1969.
2. Протопопов В.В., Устинов Н.Д. Лазерное гетеродинамирование. М., 1985.
3. Курбатов Л.Н. Оптоэлектроника видимого и инфракрасного диапазонов спектра. М., 1999.
4. Балакшиев В.И., Парыгин В.Н., Чирков Л.Е. Физические основы акустооптики. М., 1985.
5. Dixon R.W., Gordon E.I. // Bell Syst. Techn. J. 1967. 46, № 2. P. 367.

6. Клюдзин В.В. // Оптика и спектроскопия. 1984. **57**, № 2. С. 344.
7. Пресленев Л.Н., Сташкевич А.А. // Изв. вузов. Радиоэлектроника. 1986. **29**, № 1. С. 64.
8. Балакший В.И., Никанорова Е.А., Парыгин В.Н. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1983. № 6. С. 70 (Moscow University Phys. Bull. 1983. № 6. P. 79).
9. Batakshy V.I. // Proc. SPIE. 1992. **1844**. P. 178.
10. Парыгин В.Н., Балакший В.И. Оптическая обработка информации. М., 1987.
11. Балакший В.И., Синев И.М. // Квантовая электроника. 2004. **34**, № 3. С. 277.

Поступила в редакцию
07.11.05