

Для $L=10$ см, $S=1$ см², $\omega_s \approx 2 \cdot 10^{14}$ с⁻¹, имеем $I_L \approx 10^{11}$ Вт/м². Отметим, что при более высоких уровнях возбуждения молекул, где плотность уровней сильно возрастает, переходы, обусловленные СИКР, будут происходить и при более низких интенсивностях.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Dicke R. H. Coherence in spontaneous radiation process.—Phys. Rev., 1954, **93**, N 1, 99.
2. Rehler N. E., Eberly J. H. Superradiance.—Phys. Rev., 1971, **A3**, 1735—1751.
3. Bonifacio R., Lugiato L. A. Cooperative radiation processes two-level systems: Superfluorescence.—Phys. Rev., 1975, **A11**, 1507—1521.
4. Емельянов В. И., Климонтович Ю. Л. Временная эволюция и тонкая структура сверхизлучения Дикке и сверхсветимости в системе двухуровневых атомов.—Опт. и спектр., 1976, **11**, 913—919.
5. Андреев А. В., Ильинский Ю. А., Хохлов Р. В. О роли коллективных и индуцированных процессов при генерации мессбауэровского γ -излучения.—ЖЭТФ, 1977, **73**, 1296—1300.
6. Ressayre E., Tallet A. Quantum theory for superradiance.—Phys. Rev., 1977 **A15**, 2410—2423.
7. Раутман С. Г., Черноброд Б. М. Кооперативный эффект в комбинационном рассеянии света.—ЖЭТФ, 1977, **72**, 1342—1348.
8. Bombergren N. B., Canterelli C. D., Larsen D. M. Proceeding of the Loen conference, Norway, June 6—11, 1976.

Поступила в редакцию
30.05.78

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1980, Т. 21, № 2

УДК 535.5

В. Б. ВОЛОШИНОВ, И. В. НИКОЛАЕВ, В. Н. ПАРЫГИН

КОЛЛИНЕАРНАЯ АКУСТООПТИЧЕСКАЯ ФИЛЬТРАЦИЯ В КВАРЦЕ

Известно, что коллинеарное акустооптическое взаимодействие в оптически анизотропной среде может быть использовано для фильтрации света [1]. Коллинеарное взаимодействие в анизотропной среде является частным случаем анизотропного брэгговского рассеяния света на ультразвуке, при котором световой и акустический пучки распространяются либо в одном направлении, либо навстречу друг другу. Если на акустооптическую ячейку падает линейно поляризованный световой пучок со сплошным спектром, то за счет селективности брэгговского рассеяния с ультразвуком взаимодействует лишь свет, заключенный в узком спектральном интервале. При этом рождаются световые волны с поляризацией, ортогональной по отношению к исходной волне. Центральная длина волны λ_0 диапазона пропускания $\Delta\lambda$ определяется частотой f , скоростью ультразвука V , а также разностью показателей преломления материала $\Delta n = n_1 - n_2$:

$$\lambda_0 = \Delta n V / f. \quad (1)$$

Очевидно, что при изменении частоты ультразвука происходит перестройка фильтра по оптическим частотам. Это непосредственно следует из выражения (1).

При рассмотрении коллинеарной дифракции для определенности будем считать, что плоская акустическая волна распространяется вдоль оси x положительного ($n_e > n_0$) одноосного кристалла, а падающий свет поляризован как обыкновенный. Можно показать, что интенсивность дифрагированного света I_1 , т. е. пропускание устройства записывается в виде [1, 2]:

$$I_1 = \frac{(ql)^2}{(ql)^2 + (\eta l)^2} \sin^2 \sqrt{\left(\frac{ql}{2}\right)^2 + \left(\frac{\eta l}{2}\right)^2}, \quad (2)$$

где q — коэффициент, зависящий от амплитуды упругой волны и фотоупругих свойств среды, η — коэффициент, определяемый разностью проекций волновых векторов падающего (\mathbf{k}_i), дифрагированного (\mathbf{k}_d) света и ультразвука (\mathbf{K}) на ось x , l — длина области взаимодействия пучков.

Если частота акустической волны для данного λ_0 удовлетворяет условию (1), и реализовано коллинеарное рассеяние, то коэффициент $\eta = 0$. В этом случае выполняется условие синхронизма волновых векторов. Условие синхронизма нарушается, если длина волны падающего света λ отличается от λ_0 , определяемой выражением (1). Дисперсия коэффициента $\eta(\lambda)$ при рассогласовании волновых векторов, если $\Delta\lambda \ll \lambda_0$, может быть оценена следующим образом [1]:

$$\eta(\lambda) = \frac{\partial}{\partial \lambda} (n_e k_d - n_0 k_i - K) \Delta\lambda \simeq - \frac{2\pi \Delta n}{\lambda_0^2} \Delta\lambda, \quad (3)$$

где k_i , k_d и K — волновые числа световых и звуковой волн.

При выводе выражения для полосы пропускания при акустооптической фильтрации необходимо учитывать расходимость оптического $\Delta\varphi_i$ и акустического $\Delta\varphi_s$ пучков. Для упрощения рассмотрения удобно ввести максимальный из углов расходимости света или ультразвука $\Delta\varphi = \max[\Delta\varphi_i; \Delta\varphi_s]$. Тогда величина коэффициента η легко находится из векторных построений [1]:

$$\eta(\Delta\varphi) \simeq (-\pi \Delta n / 4\lambda_0) \Delta\varphi^2. \quad (4)$$

Общее выражение для коэффициента η с учетом согласования волновых векторов (3) и расходимости пучков (4) записывается в виде:

$$\eta(\lambda, \Delta\varphi) \simeq -(2\pi \Delta n / \lambda_0^2) \Delta\lambda - (\pi \Delta n / 4\lambda_0) \Delta\varphi^2. \quad (5)$$

С помощью (2) и (5) при $ql \ll \pi$ получаем выражение для полосы пропускания:

$$\Delta\lambda \simeq 0,8 \lambda_0^2 / \Delta n l + \lambda_0 \Delta\varphi^2 / 4. \quad (6)$$

При выводе соотношения (6) полоса оценивалась по ослаблению интенсивности на 3 дБ.

Таким образом, полоса пропускания при фильтрации света $\Delta\lambda$ определяется длиной области взаимодействия пучков l и расходимостями светового и акустического пучков $\Delta\varphi$. Из выражения (6) можно определить требования, предъявляемые к степени коллимации пучков:

$$\Delta\varphi \leq \sqrt{3\lambda_0 / \Delta n l}. \quad (7)$$

Если расходимости пучков таковы, что условие (7) заведомо выполняется, то разрешающая сила при фильтрации $R = \lambda_0 / \Delta\lambda$ будет зави-

сеть от условия согласования волновых векторов и определяется первым слагаемым в выражении (6). Если же в реальном устройстве используются сильно расходящиеся пучки, то полоса пропускания в основном определяется вторым слагаемым в выражении (6) и квадратично возрастает с увеличением угла расходимости.

Минимальные расходимости пучков определяются апертурой акустического столба d , где d — размер пьезоэлектрического преобразователя. Тогда с учетом только дифракционной расходимости акустического луча $\Delta\varphi = \Delta\varphi_s = V/fd$ получаем из (7) требования к апертуре ультразвукового луча:

$$d \geq \sqrt{V/3f}. \quad (8)$$

Условие (8) означает, что увеличение длины области взаимодействия пучков l должно сопровождаться соответствующим ростом апертуры акустического столба d . Или наоборот, для акустического луча заданной частоты f и апертуры d существует ограничение на разрешающую силу R .

Экспериментальное исследование фильтрации света проводилось на кристалле α -SiO₂ [3]. Коллинеарное взаимодействие пучков в кварце наблюдалось при распространении продольной акустической волны по оси x со скоростью $V = 5,75 \cdot 10^5$ см/с. На грань кристалла, перпендикулярную оси x , методом вакуумной сварки был прикреплен пьезоэлектрический преобразователь из ниобата лития ($y + 36^\circ$)-среза квадратного сечения ($d = 0,5$ см). В режиме бегущей акустической волны, который реализовался при возбуждении ультразвука в виде цугов волн длительности T , интенсивность дифрагированного света определялась длиной области взаимодействия пучков $l = VT$. Длина варьировалась от $l = 0$ до $l = 5,5$ см при изменении длительности акустического цуга от $T = 0$ до $T = 9$ мкс.

Схема экспериментальной установки по изучению особенностей фильтрации света в режиме коллинеарного взаимодействия представлена на рис. 1. Источником света служила лампа накаливания (1). Коллиматор (2) и поляризатор (5) формировали линейно поляризованный световой пучок, распространяющийся в кристалле коллинеарно со звуком. Использование фокусирующей линзы (4) и ирисовой диафрагмы (3) обеспечивало градуированное изменение расходимости падающего света $\Delta\varphi_i$. Вышедший из кристалла (10) дифрагированный световой пучок выделялся разделительной призмой (6) и анализатором (7) и фокусировался с помощью линзы (8) на экран (9) или окно фотоприемника.

Максимальная интенсивность дифрагированного света наблюдалась на частотах ультразвука, близких к собственной частоте пьезоэлектрического преобразователя, что соответствовало красной части спектра видимого света. В синей и фиолетовой частях спектра пропускание при акустооптической фильтрации было заметно меньше, что объясняется рассогласованием параметров пьезопреобразователя и генератора электрической мощности. Визуальные наблюдения перестройки устройства по оптическим частотам проводились в режиме стоячей волны ультразвука. Цвет пятна на экране менялся в соответствии с изменением акустической частоты (рис. 2).

При измерении полосы пропускания и оценке влияния расходимости оптического пучка $\Delta\varphi_i$ на разрешающую силу использовался источник когерентного света ($\lambda_0 = 633$ нм), луч которого расширялся телескопом до диаметра максимального отверстия ирисовой диафрагмы. Расходимость оптического луча менялась в пределах $\Delta\varphi_i = 0,01$ —

0,12, причем выполнялось условие $\Delta\varphi_l > \Delta\varphi_s$. Полоса пропускания $\Delta\lambda$ оценивалась при $\lambda_0 = \text{const}$ по диапазону перестройки частоты Δf вблизи $f = \Delta n V / \lambda_0$. На рис. 3 представлено семейство экспериментально определенных кривых $\Delta\lambda(l)$, полученное при различных расходимостях светового пучка $\Delta\varphi_l$. Из рисунка следует, что полоса пропускания $\Delta\lambda$ убывает с увеличением длины области взаимодействия пучков. Сплошные кривые на рис. 3 рассчитаны по формуле (6).

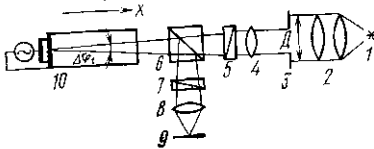


Рис. 1. Схема фильтрации света

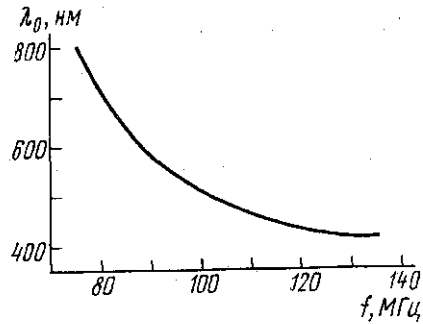


Рис. 2. Кривая перестройки фильтра на кварце

На рис. 4 представлена зависимость полосы пропускания $\Delta\lambda$ от расходимости света $\Delta\varphi_l$ при трех длинах области взаимодействия пучков ($l=5,5$ см; $l=3,2$ см; $l=2,1$ см). Из рисунка следует, что с увеличением расходимости света происходит предсказанное теорией уширение полосы пропускания. Кроме того, экспериментальные результаты подтвердили теоретические выводы о том, что требования к степени коллимации лучей возрастают с увеличением длины области взаимодействия пучков. Например, заметное расширение полосы пропускания при $l=5,5$ см начинает сказываться при $\Delta\varphi_l \geq 0,04$, в то время как для $l=2,1$ см полоса пропускания при $\Delta\varphi_l=0,04$ практически не зависит от расходимости света и в основном определяется условием рассогласования волновых векторов.

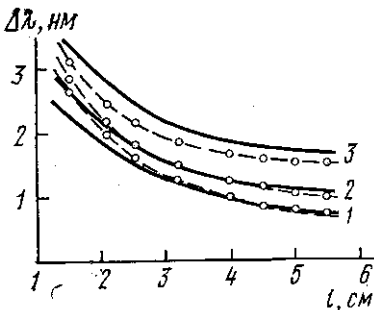


Рис. 3. Зависимость полосы пропускания от длины области взаимодействия пучков. $\Delta\varphi_l=0,02$ (1); 0,05 (2); 0,1 (3)

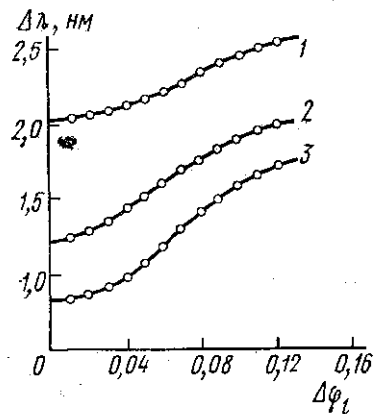


Рис. 4. Зависимость полосы пропускания от расходимости оптического пучка при $\lambda_0=633$ нм; $l=2,1$ (1); 3,2 (2) и 5,5 (3) см

При длине области взаимодействия $l=5,5$ см экспериментально определенная полоса пропускания для $\lambda_0=633$ нм и расходимости света $\Delta\varphi_l < 0,04$ оказалась равной $\Delta\lambda=0,84$ нм при теоретическом значении $\Delta\lambda=0,88$ нм. Если длительность акустического пути увеличить вдвое ($T=19$ мкс) или работать в режиме стоячей волны ультразвука, то полоса пропускания уменьшается вдвое: $\Delta\lambda=0,42$ нм.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Harris S. E., Neih S. T. K. Acousto-optic tunable filter.— J. Opt. Soc. Amer., 1972, 62, N 5, 672.
2. Парыгин В. Н., Чирков Л. Е. Дифракция света на ультразвуке в анизотропной среде.— Квантовая электроника, 1975, 2, № 2, 318.
3. Dixon R. W. Acoustic diffraction of light in anisotropic media.— IEEE J. Quant. El., 1967, QE-3, 85.

Поступила в редакцию
02.06.78

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1980, Т. 21, № 2

УДК 536.758

Р. Л. СТРАТОНОВИЧ, А. В. ТОЛСТОПЯТЕНКО

СООТНОШЕНИЯ МАРКОВСКОЙ НЕЛИНЕЙНОЙ НЕРАВНОВЕСНОЙ ТЕРМОДИНАМИКИ ПРИ НАЛИЧИИ ВНЕШНИХ СИЛ

Введение. Как известно (см., например, [1]), термодинамика неравновесных процессов занимается двумя типами проблем. Во-первых, исследуются уравнения, которым подчиняются внутренние термодинамические параметры, точнее, неравновесные средние $A_\alpha = \langle B_\alpha \rangle$, $\alpha = 1, \dots, r$. Во-вторых, исследуются универсальные соотношения, которые имеют место между диссипационными характеристиками с одной стороны, и флуктуационными — с другой.

К проблемам первого типа относятся хорошо известные соотношения Онзагера (например, [2]), касающиеся линейной части релаксационных уравнений (без внешних сил)

$$\dot{A}_\alpha = -\varphi_\alpha(\mathbf{A}). \quad (1)$$

В настоящей работе будет рассмотрена другая проблема первого типа, а именно вопрос, как по уравнению (1) восстанавливать соответствующее уравнение с внешними силами:

$$\dot{A}_\alpha = -\chi_\alpha(\mathbf{A}, -\mathbf{g}), \quad (2)$$

где $\mathbf{g} = \{g_\alpha\}$ — внешние силы, сопряженные с параметрами A_α .

Уже на примере соотношений Онзагера известно, что удобно сделать замену переменных: ввести «внутренние силы»

$$a_\alpha(\mathbf{A}) = \beta^{-1} \frac{\partial \ln \omega_0(\mathbf{A})}{\partial A_\alpha},$$

где $\beta^{-1} = kT$, а $\omega_0(\mathbf{B})$ — равновесное распределение случайных внутренних параметров при отсутствии внешних сил. Уравнения (1), (2) преобразуются тогда к виду

$$\dot{A}_\alpha = -\tilde{\varphi}_\alpha(\mathbf{a}(\mathbf{A})); \quad \dot{A}_\alpha = -f_\alpha(\mathbf{a}(\mathbf{A}), -\mathbf{g}), \quad (3)$$

причем $\tilde{\varphi}(a) = f(a, 0)$. Соотношения Онзагера имеют вид:

$$\frac{\partial \tilde{\varphi}_\alpha}{\partial a_\beta} = \frac{\partial \tilde{\varphi}_\beta}{\partial a_\alpha} \quad \text{при } \mathbf{a} = 0.$$