

Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

Н. И. Коротеев, И. Л. Шумай, Особенности использования метода активной спектроскопии в условиях обращенного комбинационного рассеяния дублета накачки,
Квантовая электроника, 1974, том 1, номер 11, 2489–2493

<https://www.mathnet.ru/qa11936>

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением

<https://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 18.97.14.85

19 мая 2025 г., 02:57:15



Для получения второй гармоники использовалось взаимодействие типа $oo-e$ в кристалле KDP длиной 4 см. Мощность излучения второй гармоники составила 25 ± 2 МВт.

Преобразование в четвертую гармонику также осуществлялось в кристалле KDP длиной 4 см. Длительность импульса четвертой гармоники составила 5 нс, мощность за фильтром УФС-1 равнялась $3,3 \pm 0,7$ МВт. Учитывая, что фильтр поглощает 50% излучения четвертой гармоники, получаем, что коэффициент преобразования по мощности, измеренный относительно основного излучения, равен 3%.

Мощность четвертой гармоники может быть увеличена с использованием в качестве первого удвоителя частоты кристалла дигидроарсената цезия (CDA) вместо KDP. Этот кристалл обладает значительно большей эффективностью преобразования излучения неодимового лазера во вторую гармонику (до 60% [2]), что позволяет в условиях нашего эксперимента ожидать получения импульсов мощностью 15...20 МВт на длине волны 266 нм.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. В. Г. Дмитриев, А. Г. Ершов, П. И. Зудков, Г. А. Шариф, Е. М. Швом. «Квантовая электроника», под ред. Н. Г. Басова, № 1, 116 (1971).
2. Ю. Д. Голяев, В. Г. Дмитриев, И. Я. Ицхоки, В. Н. Краснянская, И. С. Рез, Е. А. Шалаев. «Квантовая электроника», под ред. Н. Г. Басова, № 1(13), 122 (1973).

Московский Государственный университет им. М. В. Ломоносова

Поступило в редакцию
4 июня 1974 г.

УДК 535.375

Н. И. Коротеев, И. Л. Шумай

ОСОБЕННОСТИ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ МЕТОДА АКТИВНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ В УСЛОВИЯХ ОБРАЩЕННОГО КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ ДУБЛЕТА НАКАЧКИ

В последнее время интенсивно развивается метод активной спектроскопии комбинационного рассеяния света с использованием перестраиваемых по частоте генераторов [1, 2]. Особенность этого метода заключается в использовании мощной бигармонической накачки в видимом или ближнем ИК-диапазоне для сильного возбуждения и фазировки комбинационно-активных колебаний молекул, которое происходит при настройке разности частот компонент накачки ω_1, ω_2 на частоту колебательного перехода Ω : $\omega_1 - \omega_2 \approx \Omega$ (считается, что $\omega_1 \geq \omega_2$).

Зондирование когерентных молекулярных колебаний производится с помощью третьего, так называемого пробного луча с частотой ω . Феноменологически процессы стоксова или антистоксова рассеяния пробного луча в присутствии бигармонической накачки можно рассматривать как четырехволновые взаимодействия вида

$$\omega_c = \omega - \omega_1 + \omega_2, \quad \omega_a = \omega + \omega_1 - \omega_2.$$

Эти взаимодействия в centrosимметричной среде описываются кубическими нелинейными восприимчивостями:

$$E_c \sim \chi^{(3)}(\omega_c = \omega - \omega_1 + \omega_2) E E_1^* E_2,$$

$$E_a \sim \chi^{(3)}(\omega_a = \omega + \omega_1 - \omega_2) E E_1 E_2^*.$$

Поскольку в эксперименте измеряются интенсивности $I_{c,a} \sim |E_{c,a}|^2$, спектроскопическая информация, получаемая при такой когерентной спектроскопии с помощью перестраиваемого генератора света, заключается в определении дисперсии квадрата модуля $|\chi^{(3)}|^2$ кубической нелинейной восприимчивости.

Считая все взаимодействующие волны линейно поляризованными вдоль оси X , в соответствии с [1] получаем

$$I_c(\omega_c) = \left(\frac{2\pi\omega_c}{cn_c} \right)^2 z^2 \sin^2 \left(\frac{\Delta kz}{2} \right) \left(\frac{\Delta kz}{2} \right)^{-2} |\chi^{(3)}(\omega, -\omega_1, \omega_2)|^2 I_1 I_2, \quad (1)$$

где $I_c = |A_c|^2$; $I = |A|^2$; $I_{1,2} = |A_{1,2}|^2$; $A_{1,2}$ — амплитуды волны с частотами $\omega_{1,2}$ соответственно; z — длина взаимодействия; $\chi^{(3)} = \chi_{1111}^{(3)}$; c — скорость света; n_c — показатель преломления среды на частоте стоксовой волны; $\Delta k = (k_{1z} - k_{2z}) - (k_z - k_{cz})$. Формула (1) получена в приближении плоских волн, причем амплитуды волн накачки и пробной (частоты ω_1 , ω_2 и ω) считаются не изменяющимися при распространении в нелинейной среде. Последнее обстоятельство соответствует условию малости усиления (ослабления) низкочастотной (высокочастотной) компоненты дублета накачки за счет процесса обращенного комбинационного рассеяния другой ее компоненты. Случай ВКР высокочастотной компоненты рассмотрен в работе [6].

Существенным является вопрос, насколько искажается информация о дисперсии кубической восприимчивости, извлекаемая из спектров комбинационного рассеяния, в условиях заметного нелинейного взаимодействия между волнами накачки и пробной волной.

Решение полной системы укороченных уравнений для медленно меняющихся амплитуд всех волн, участвующих в четырехволновом нелинейном взаимодействии, может быть получено в квадратурах аналогично решению задачи о генерации третьей гармоники в заданном поле накачки [3], если считать коэффициент нелинейной связи этого процесса (пропорциональный соответствующей компоненте кубической восприимчивости) действительным.

Однако этот случай представляет ограниченный интерес из-за того, что не позволяет учесть энергообмена между световыми волнами, обусловленного эффектами вынужденного и обращенного комбинационного рассеяния, которые определяются как раз мнимыми частями соответствующих кубических восприимчивостей. Нами был проанализирован случай, когда поля пробной волны и низкочастотной компоненты дублета накачки являются заданными, а влиянием биений пробной и рассеянной волн на волны накачки можно пренебречь. (Общее решение задачи о генерации рассеянной пробной волны за счет четырехволнового параметрического процесса в условиях комбинационного резонанса кубической восприимчивости получить не удается). Эти предположения соответствуют экспериментальной ситуации в схеме активной спектроскопии комбинационного рассеяния с применением оптического параметрического генератора [1, 4].

В указанных предположениях система укороченных уравнений для комплексных амплитуд стоксовой рассеянной пробной волны и высокочастотной волны дублета накачки имеет следующий вид:

$$\frac{dA_1^*(\omega_1, z)}{dz} = -i \frac{2\pi\omega_1}{cn_1} \chi^{(3)}(\Delta) |A_2|^2 A_1^*, \quad (2)$$

$$\frac{dA_c(\omega_c, z)}{dz} = i \frac{2\pi\omega_c}{cn_c} \chi^{(3)}(\Delta) |A_c|^2 A_c + i \frac{2\pi\omega_c}{cn_c} \chi^{(3)}(\Delta) A A_1^* A_2 e^{-i\Delta kz}, \quad (3)$$

где $\chi^{(3)}(\Delta) = \chi^R (i - \Delta)^{-1} + \chi^{NR}$; $\Delta = (\omega_1 - \omega_2 - \Omega_0)/\Gamma$; $\chi^R = (\partial\alpha/\partial Q)_0^2 (N/2M) \times \times (2\Gamma\Omega_0)^{-1}$ — амплитудное значение резонансного вклада в $\chi^{(3)}$ рассматриваемого молекулярного колебания; χ^{NR} — нерезонансный электронный вклад в $\chi^{(3)}$; $\partial\alpha/\partial Q$ — производная электронной поляризуемости молекулы по нормальной ядерной координате; M — приведенная масса молекулы; N — плотность числа молекул; Γ — постоянная затухания молекулярного колебания. При подстановке в (3) решения (2), соответствующего резонансному ослаблению волны ω_1 за счет обращенного комбинационного рассеяния в поле низкочастотной мощной волны ω_2 (так называемое поглощение Стойчева [5]), получаем уравнение для A_c , которое легко решается. Выражение для интенсивности $I_c = |A_c|^2$ рассеянной пробной волны имеет вид

$$I_c(\omega_c, z) = I_1 I_2 |g_c(\Delta)|^2 2 \exp(-I_2 |\text{Im } g_1(\Delta)| z) [\text{ch}(I_2 \text{Im } g_1(\Delta) z) - \cos(\Delta kz + I_2 \text{Re } g_1(\Delta) z) |(\Delta k + I_2 \text{Re } g_1(\Delta))^2 + (I_2 \text{Im } g_1(\Delta))^2|^{-1}]. \quad (4)$$

Здесь $g_1(\Delta) = 2\pi\omega_1 (cn_1)^{-1} \chi^{(3)}(\Delta) = 2\pi\omega_1 (cn_1)^{-1} [\chi^R (i - \Delta)^{-1} + \chi^{NR}]$; $g_c(\Delta) = = n_1 \omega_c g_1(\Delta) (n_c \omega_1)^{-1}$. При $2\pi\omega_1 \chi^R I_2 z (cn_1)^{-1} \ll 1$ выражение (4) переходит в (1).

Как следует из формулы (4), при больших длинах взаимодействия наступает насыщение I_c в результате истощения волны ω_1 за счет обращенного комбинационного рассеяния. Условие

$$\Delta k = -I_2 \text{Re } g_1(\Delta) \quad (5)$$

является обобщением условия синхронизма на случай обращенного комбинационного рассеяния дублета накачки (в формуле (1) синхронный режим достигается при $\Delta k = 0$). В направлении, задаваемом условием (5), нарастание спектральной компоненты, определяемой расстройкой Δ , происходит монотонно, тогда как в любом другом направлении и для любой другой спектральной компоненты рассеянной волны в зависимости I_c от z имеются осцилляции. Выигрыш в интенсивности в синхронном режиме по сравнению с несинхронным при наличии насыщения равен

$$\frac{I_c^{\text{синхр}}(\omega_c, \infty)}{I_c(\omega_c, \infty)} = 1 + \left[\frac{\Delta k + I_2 \text{Re } g_1(\Delta)}{I_2 \text{Im } g_1(\Delta)} \right]^2. \quad (6)$$

Рис. 1 иллюстрирует пространственное нарастание спектральной компоненты $\Delta = 0$ стоксовой рассеянной волны (центр линии спонтанного комбинационного рассеяния) с увеличением длины нелинейного взаимодействия X . Верхняя кривая соответствует синхронному режиму ($\beta = -1$), нижняя — случаю режима, отличного от синхронного ($\beta = 0$). По осям отложены безразмерные величины $X = 2\pi\omega_1 (cn_1)^{-1} \chi^{NR} I_2 z$ и $F(\Delta, X) = I_c(\Delta, z) I_2 (2I_1 I)^{-1} \times \times [\omega_1 n_c (\omega_c n_1)^{-1}]^2$. Отметим, что насыщение интенсивности I_c происходит

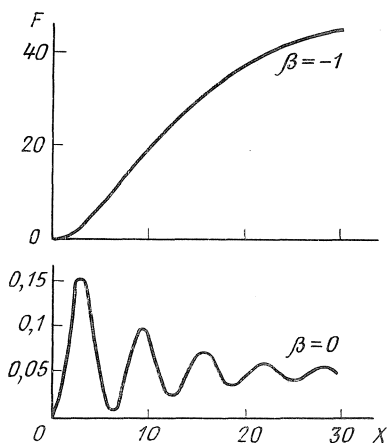


Рис. 1. Пространственное нарастание спектральной компоненты стоксовой рассеянной волны, соответствующей центру линии спонтанного комбинационного рассеяния ($\Delta = 0$); $\alpha = \chi^R/\chi^{NR} = 0,1$.

только в пределах линии комбинационного рассеяния, где $\chi^{(3)}(\Delta)$ испытывает резонанс.

На рис. 2 показана деформация активных спектров с увеличением длины нелинейного взаимодействия X при различных значениях параметра $\beta = \Delta k / [2\pi\omega_1(cn_1)^{-1}\chi^{NR}I_2]$, связанного с фазовой расстройкой. Кривые пересекаются на уровне 0,5, что соответствует насыщению в центре линии.

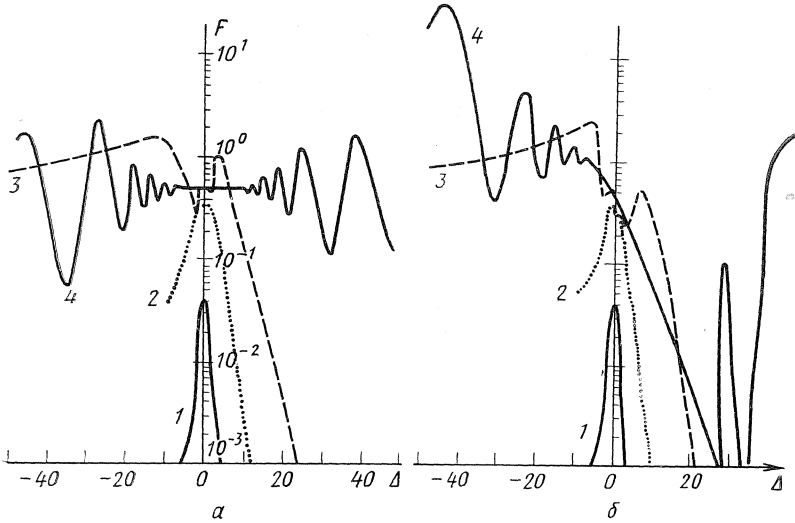


Рис. 2. Деформация активных спектров при увеличении безразмерной длины нелинейного взаимодействия X четырех волн в приближении обращенного комбинационного рассеяния накачки; $\alpha=20$:

для $\beta=0$ (а) и $\beta=-1$ (б); 1—4 соответствуют $X=10^{-2}, 10^{-1}, 1, 20$.

Параметр $\alpha = \chi^R / \chi^{NR}$ характеризует относительный вклад резонансного и нерезонансного членов в кубическую восприимчивость. При $X \ll \alpha^{-1}$ спектры $F(\Delta, X)$ соответствуют дисперсионной кривой квадрата модуля нелинейной восприимчивости $F \sim |g_c(\Delta)|^2$. По мере увеличения X искажения нарастают, и при $X \gg \alpha^{-1}$ активные спектры даже отдаленно не напоминают контур $|g_c(\Delta)|^2$. С увеличением X подрастают крылья спектра за счет реальной части $g_c(\Delta)$ —фактора нарастания стоксовой рассеянной волны. Условием, когда еще можно извлечь из спектров достоверную информацию о дисперсии $|g_c(\Delta)|^2$, является $\alpha X < 1$.

Таким образом, на основе модели связанных плоских волн аналитически выяснен характер деформаций активных спектров, связанных с нелинейным взаимодействием волн накачки (в приближении обращенного комбинационного рассеяния высокочастотной компоненты дублета накачки) в зависимости от длины нелинейного взаимодействия и величины фазовой расстройки процесса рассеяния (Δk), а также рассчитано пространственное нарастание различных спектральных компонент рассеянного пробного излучения, выявлен синхронный режим (при $\beta=-1$).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. С. А. Ахманов, В. Г. Дмитриев, А. И. Ковригин, Н. И. Коротеев, В. Г. Тункин, А. И. Холодных. «Письма в ЖЭТФ», **15**, 600 (1972).
2. M. D. Levenson, C. Flytzanis, N. Bloembergen. *Phys. Rev.*, **B6**, 3962 (1972).
3. J. A. Armstrong, N. Bloembergen, J. Ducuing, P. S. Pershan. *Phys. Rev.*, **127**, 1918 (1962).

4. С. А. Ахманов, А. И. Ковригин, Н. И. Коротеев, А. И. Холодных. Тезисы докладов на II Сибирском симпозиуме по лазерной спектроскопии (Красноярск, сентябрь 1973 г.). Изд. ИФ СО АН СССР, Красноярск, 1973, с. 46.
5. W. J. Jones, B. P. Stoicheff. *Phys. Rev. Letts*, **13**, 657 (1964).
6. Н. И. Коротеев. «*Оптика и спектроскопия*», **29**, 543 (1970).

Московский государственный
университет им. М. В. Ломоносова

Поступило в редакцию
12 июня 1974 г.

УДК 533.6.071.8:772.99

В. Ф. Иванов, Л. Т. Мустафина, А. П. Шатилов, Е. С. Юшков

ПОЛУЧЕНИЕ ИНТЕРФЕРОГРАММ И ТЕНЕВЫХ СНИМКОВ ПОТОКА В ОТРАЖАЮЩЕМ СОПЛЕ УДАРНОЙ ТРУБЫ С ПОМОЩЬЮ ГОЛОГРАФИЧЕСКОГО МЕТОДА

В последние годы в связи с проведением работ по созданию импульсных газодинамических лазеров на ударных трубах появился значительный интерес к определению поля плотностей стационарного газового потока, истекающего из сопел различной конфигурации. При изучении газодинамических лазеров требуется тщательно проанализировать газодинамику течения не только в сопле, но и в предсопловом объеме. При этом возникают такие задачи, как: а) исследование влияния неравновесных эффектов (турбулентности, изменения температуры и давления газа в процессе расширения, взаимодействия отраженной ударной волны с контактной поверхностью, влияющего на степень однородности пробки нагретого газа); б) изучение влияния пограничного слоя, изменяющего газодинамические параметры вытекающей струи газа; в) выяснение влияния противодавления в ресивере на форму вытекающей струи.

В этой работе описывается голографическая установка для исследования течения в отражающем сопле ударной трубы. Полученные голограммы позволили исследовать фазовую неоднородность различными методами: интерференционным, теневым, шлирен-методом.

Эксперименты по голографированию истечения газа из отражающего сопла проводились на ударной трубе с внутренним диаметром 50 мм, изготовленной из нержавеющей стали. Длина камеры высокого давления составляла 1,8 м, камеры низкого давления 8,4 м. Торец камеры низкого давления был выполнен со щелевым отверстием, переходящим в расширяющуюся часть плоского сопла Лавала с боковыми стенками из стекла. Сопло имело следующие размеры: длина сопла 180 мм, высота критического сечения 2 мм, радиус закругления кромки критического сечения 4 мм, полный угол раствора 17° .

Торец вместе с соплом располагался в демпферном баке с оптическими окнами. На срезе сопла размещался полуклин, картина обтекания которого связана с параметрами потока на срезе сопла. Сопло и полуклин находились в поле теневого прибора ИАБ-451, который был переделан для получения голограмм. В качестве исследуемого газа использовался аргон, а толкающего — гелий.

При записи голограмм применялся рубиновый лазер, работающий в одномодовом режиме с импульсной модуляцией добротности, генерирующий гигантские импульсы с энергией 0,1 Дж и продолжительностью 10 нс.

Исследование фазовых объектов можно проводить с помощью интерференционной голографии с использованием двухлучевой схемы. Интер-