

вах; он антипараллелен магнитному моменту образца, что согласуется с поведением магнитного момента атомов Сг в двойных сплавах Fe—Сг с содержанием Сг, меньшим 50 ат. % [3].

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Вертхейм Дж. К. и др. В кн.: Эффект Мёссбауэра. Под ред. Н. А. Бурова и В. В. Скляревского. М.: Атомиздат, 1969, с. 260. [2] Schwartz L. M., Chandra D. Phys. Stat. Sol. (b), 1971, 45, p. 201. [3] Hasegawa H., Kanamori J. J. Phys. Soc. Japan, 1972, 33, p. 1607. [4] Ohara S. et al. J. Phys. Soc. Japan, 1977, 42, p. 1881.

Поступила в редакцию  
13.01.83

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1984, т. 25, № 3

УДК 535.375

### ВРЕМЕННЫЕ ФЛУКТУАЦИИ ИЗЛУЧЕНИЯ СТОКСОВОЙ КОМПОНЕНТЫ ВКР

О. М. Вохник, Е. В. Зорина, В. И. Одинцов, Е. Г. Тренева

(кафедра оптики и спектроскопии)

Ранее сообщалось о наблюдении временных флуктуаций ВРМБ при монохроматической [1—3] и широкополосной [4] накачке. В настоящей работе экспериментально обнаружены флуктуации поля стоксовой компоненты ВКР, происходящие с характерным временем  $\sim 2\pi/\delta\Omega$ , где  $\delta\Omega$  — ширина спектра фоновой волны, и проведено теоретическое рассмотрение эффекта. Установлено, что в режимах воспро-

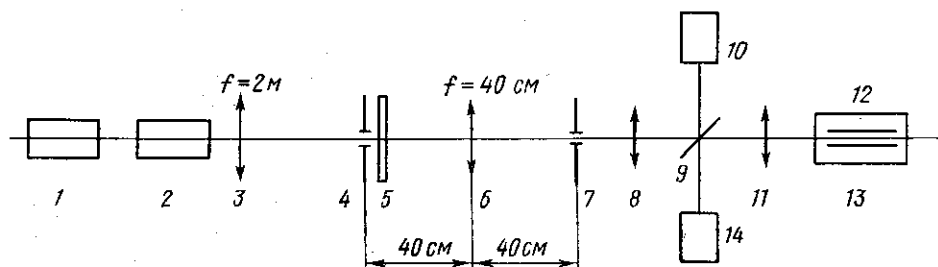


Рис. 1. Схема экспериментальной установки для возбуждения ВКР в водороде с использованием световода: 1 — одномодовый рубиновый лазер, 2 — усилитель, 3, 6, 8, 11 — линзы, 4, 7 — диафрагмы, 5 — фазовая пластинка, 9 — делительная пластинка, 10 — термоэлемент, 12 — световод, 13 — кювета со сжатым водородом ( $p=40$  атм), 14 — фотоземлент

изведения и обращения волнового фронта накачки эти флуктуации совершаются синхронно в поперечном сечении пучка, а поле ВКР при пространственно-когерентной накачке является пространственно-когерентным.

В качестве нелинейных сред использовались сжатый водород и жидкий азот, обладающие узкими линиями комбинационных переходов. На рис. 1 представлена схема экспериментальной установки для возбуждения ВКР в водороде с использованием световода. Спектральная ширина накачки  $\Delta\omega_L$  в зависимости от способа модуляции добротности лазера могла составлять  $\sim 0,01$  или  $0,3—0,5$   $\text{см}^{-1}$ . В первом случае реализовывался режим узкополосного возбуждения  $\Delta\omega_L \ll \Delta\Omega$

( $\Delta\Omega$  — ширина линии спонтанного рассеяния), а во втором — режим широкополосной накачки  $\Delta\omega_L \gg \Delta\Omega$ . Длительность импульсов накачки в обоих случаях составляла  $\sim 25$  нс. Ввиду использования одномодового лазера 1 возбуждающее излучение можно считать пространственно-когерентным. Фазовая пластинка 5 увеличивала угловую расходимость накачки с 1,5 мрад до 6 мрад. Отверстие в диафрагме 7 диаметром 1 мм отбражалось одинаковыми софокусными линзами 8, 11 на вход полого стеклянного световода 12 (диаметр 1 мм, длина  $l=80$  см). Линза 3 уменьшала диаметр пятна на диафрагме 4, задававшей ширину углового распределения накачки в световоде. Во избежание обратной связи кювета имела наклонные окна и была удалена от лазера на расстояние  $\sim 6$  м. Мощность ВКР, при которой регистрировались осциллограммы импульсов, составляла  $P_S \sim 5$  кВт.

Поскольку при превышении критической яркости накачки  $B_L^{кр} = \frac{(k_L - k_S)k_L}{\pi^2 b k_S}$  ( $k_{L,S}$  — волновые векторы накачки и ВКР,  $b$  —

удельный коэффициент усиления ВКР) происходит переход к режимам рассеяния с воспроизведением и обращением волнового фронта (см. ниже), то полуширина углового распределения накачки в световоде  $\theta_L$  варьировалась так, чтобы ее яркость была как ниже, так и выше критической. Теоретическое значение  $\theta_L^{кр}$ , соответствующее критической яркости накачки, определялось из соотношения  $\hat{I}_L (\pi \theta_L^{кр})^{-1} = B_L^{кр}$ , где  $I_L$  — средняя по сечению интенсивность накачки в световоде, при которой мощность стоксовой компоненты  $P_S$  равна  $P_S$ . При  $b I_L l = 26$ ,  $b = 1,5 \cdot 10^{-3}$  см/МВт было получено  $\theta_L^{кр} = 5$  мрад. Съемка осциллограмм проводилась при значениях  $\theta_L = 6$  мрад ( $B_L < B_L^{кр}$ ) и  $\theta_L = 3$  мрад ( $B_L \sim 2 B_L^{кр}$ ).

Типичные осциллограммы импульсов первой стоксовой компоненты ( $\lambda = 975,8$  нм) при широкополосной накачке приведены на рис. 2, б, в. Видно, что при  $\theta_L = 3$  мрад импульс ВКР обнаруживает случайную модуляцию огибающей, в то время как при  $\theta_L = 6$  мрад она отсутствует. При широкополосной накачке наряду с наблюдающимися медленными флуктуациями огибающая ВКР испытывает и быстрые флуктуации с характерным временем  $2\pi/\Delta\omega_S \sim 0,1$  нс ( $\Delta\omega_S$  — ширина спектра ВКР,  $\Delta\omega_S \approx \Delta\omega_L$ ), которые не регистрируются ввиду инерционности приемника. Установка перед фотоэлементом диафрагмы с отверстием, в несколько раз меньшим диаметра пучка, не увеличивала глубины модуляции огибающей, что свидетельствует о синхронности медленных флуктуаций в разных частях

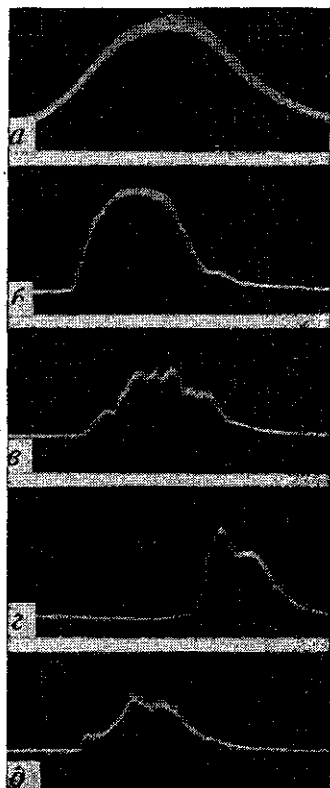


Рис. 2. Осциллограммы импульсов ВКР: а — импульс широкополосной накачки, б, в — ВКР в водороде ( $p=40$  атм) при широкополосном возбуждении в световоде,  $\theta_L=6$  мрад (б) и 3 мрад (в), г, д — ВКР соответственно в водороде ( $p=20$  атм) и жидком азоте при узкополосном возбуждении в фокусированном пучке (рассеяние вперед)

поперечного сечения пучка. Среднее расстояние между максимумами огибающей оказалось равным  $\tau = 2,3 \pm 0,3$  нс. Пороговая мощность накачки составляла  $P_L = 1,8$  МВт ( $\theta_L = 6$  мрад) и  $P_L = 1,4$  МВт ( $\theta_L = 3$  мрад). Обратное ВКР при широкополосной накачке не возбуждалось.

Такая же картина модуляции огибающей ВКР имела место и в случае узкополосной накачки как при рассеянии вперед, так и при обратном рассеянии. Характерное время  $\tau$  оказалось одинаковым для обоих направлений рассеяния и совпало с приведенным выше в случае широкополосной накачки. При возрастании мощности ВКР возникла модуляция импульсов ВКР и накачки со временем двойного пролета среды (5,5 нс), обусловленная конкуренцией рассеяния вперед и назад в условиях истощения накачки [5].

Флуктуации стоковой компоненты наблюдались также при возбуждении ВКР в водороде и жидком азоте в фокусированном пучке накачки в условиях значительного превышения критической яркости (рис. 2, з, д). Возбуждающее излучение после усилителя фокусировалось в среду линзой с фокусным расстоянием 25 см. При рассеянии вперед было получено в водороде ( $p = 20$  атм)  $\tau = 4,3 \pm 0,5$  нс и в жидком азоте  $\tau = 4,5 \pm 1$  нс.

Для теоретической интерпретации эффекта рассмотрим ВКР в световоде прямоугольного сечения и представим стоково поле в виде суперпозиции парциальных полей  $E_S = \int E_{S\Omega} d\Omega$  [6], где  $\Omega$  — частота фононной волны. При превышении некоторого критического значения интенсивности накачки  $I_L^{KP}$  инкременты этих полей  $\kappa(\Omega)$  определяются уравнением

$$\int F(\Omega, \omega_S, \beta) \eta_L(\omega_S + \Omega, \pm \beta) [1 - \delta K(\Omega, \beta)]^{-1} d\omega_S d^2\beta = 1, \quad (1)$$

где

$$F = \kappa_0(\Omega) [\kappa(\Omega) \mp i\Delta_1 - i\Delta_2]^{-1},$$

$$\Delta_1 = (\omega_S + \Omega - \bar{\omega}_L) (u_L^{-1} \mp u_S^{-1}),$$

$u_{L,S}$  — групповые скорости,

$$\bar{\omega}_L = \int \omega_L \eta_L(\omega_L, \beta) d\omega_L d^2\beta, \quad \Delta_2 = \frac{k_L - k_S}{2k_L k_S} (\beta^2 - \bar{\beta}^2),$$

$$\bar{\beta}^2 = \int \beta^2 \eta_L(\omega_L, \beta) d\omega_L d^2\beta.$$

$\eta_L$  — форма частотно-углового спектра накачки,  $\beta = k_{L\perp}$  — перпендикулярная составляющая волнового вектора (для удобства  $\eta_L$  определена на непрерывном множестве значений  $\beta$ ),

$$\int \eta_L d\omega_L d^2\beta = 1, \quad \kappa_0(\Omega) = \frac{1}{2} b I_L \frac{1 + i\rho}{1 + \rho^2}, \quad \rho = \frac{2(\Omega - \bar{\Omega})}{\Delta\Omega},$$

$\bar{\Omega}$  — резонансная частота фононной волны,  $K = \int F \eta_L(\omega_S + \Omega, \beta) d\omega_S d^2\beta$ , верхние знаки берутся для ВКР вперед. Для пространственно-когерентной накачки  $\delta = 1$ , для пространственно-некогерентной  $\delta = 0$  и рассматривается только ВКР вперед.

Огибающая воспроизводящей части поля ВКР при рассеянии вперед представляется в виде  $A_S(t, \mathbf{r}) = \Phi(t, \mathbf{z}) A_L(t, \mathbf{r})$ , где  $\Phi$  — медленно меняющаяся по  $t$  случайная функция. Ее независимость от поперечных

координат означает синхронность флуктуаций в поперечном сечении пучка. При обратном ВКР для обращенной части поля  $A_S(t, \mathbf{r}) = \Phi(t, z) f(t - z/u_L) A_L^*(\mathbf{r})$ , где использовано представление огибающей накачки  $A_L(t, \mathbf{r}) = f(t - z/u_L) A_L(\mathbf{r})$ . Спектр мощности  $\Phi$  при существенном превышении  $I_L^{кр}$  имеет вид

$$J_{\Phi}(\Omega, z) = a^{\pm} N_1 (N_1 - N_2)^{-1} \hbar \omega_S (8\pi P_L)^{-1} \{ \exp [g(\Omega) |z|] - 1 \}, \quad (2)$$

где  $g(\Omega) = 2\text{Re}k(\Omega)$ ,  $a^+ = 1$ ,  $a^- = 0,5$ ,  $N_{1,2}$  — концентрации молекул на уровнях перехода. Через  $J_{\Phi}$  можно выразить спектральную плотность и интенсивность ВКР:

$$J_S(\omega_S, z) = I_L \int J_{\Phi}(\Omega, z) \eta_L(\omega_S + \Omega, \beta) d\Omega d^2\beta, \\ I_S(z) = I_L \int J_{\Phi}(\Omega, z) d\Omega. \quad (3)$$

Распределение  $J_{\Phi}$  по  $\Omega$  повторяет спектр возбуждающейся в среде фоновой волны. Как следует из (1), (2), при  $\exp [g(\Omega) |z|] \gg 1$  оно имеет вид гауссовой кривой с шириной  $\delta\Omega = \Delta\Omega / \ln 2/G$ , где  $G = g(\bar{\Omega}) |z|$ . Из теории случайных функций для среднего расстояния между максимумами  $|\Phi|$  можно получить [7]  $\tau = 5,54/\delta\Omega$ . При монохроматической накачке условие  $I_L > I_L^{кр}$  сводится к  $B_L > B_L^{кр}$ . Так же обстоит дело и при широкополосной накачке, если, как это имеет место в описанном выше эксперименте, ВКР вперед возбуждается в условиях малого влияния дисперсии среды. Теоретические значения  $\tau$ , рассчитанные по известным величинам  $\Delta\Omega$  при значении  $G = 34$ , полученном из (2), (3), составляют для водорода при давлениях 40 и 20 атм соответственно 2,4 и 4,6 нс (рассеяние вперед) и для жидкого азота 2,9 нс. При  $B_L < B_L^{кр}$  для наблюдения флуктуаций необходимо выделение одной области когерентности, что не могло быть сделано ввиду недостаточной чувствительности регистрирующей аппаратуры.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Беспалов В. И. и др. Письма в ЖЭТФ, 1980, 31, с. 668. [2] Васильев М. В. и др. Там же, с. 673. [3] Басов Н. Г. и др. Там же, с. 685. [4] Вохник О. М., Одинцов В. И. Письма в ЖЭТФ, 1981, 33, с. 437. [5] Johnson R. V., Margburger J. H. Phys. Rev., 1971, A4, p. 1175. [6] Королев Ф. А., Одинцов В. И., Вохник О. М. Письма в ЖТФ, 1976, 2, с. 224. [7] Тихонов В. И. Выбросы случайных процессов. М.: Наука, 1970, с. 269.

Поступила в редакцию  
24.01.83

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1984, т. 25, № 3

УДК 621.315.592

#### ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОНЦЕНТРАЦИИ АЗОТА В ФОСФИДЕ ГАЛЛИЯ ПО СПЕКТРАМ ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ

Н. Р. Нуртдинов, Э. Ю. Барина

(кафедра физики полупроводников)

В настоящее время GaP:N стал одним из наиболее распространенных материалов для создания полупроводниковых источников света, излучающих в видимой области спектра [1]. Концентрация азота ( $n_N$ ) оказывает существенное влияние как на физические свойства, так