

ренной границе, т. е.  $t_e/t_i \sim s^{\kappa}$ , где  $\kappa < 0$  [5], мы можем записать  $s^p \sim t \sim t_i$ , откуда с помощью (5) получим

$$\kappa = \frac{d}{D} \left[ -\sqrt{\left(1 - \frac{D}{d} p\right) / (dv)} + 1 - \frac{D}{d} p \right]. \quad (4)$$

Подставляя точно известные для  $d=2$  значения критических показателей [2, 6]  $\nu=4/3$ ,  $\beta=5/36$ ,  $p=1$ , получим для критического показателя  $\kappa = -0,0923\dots$

Проведенное выше рассмотрение не привязано к континуальной модели и без всяких изменений переносится, например, на задачу узлов на треугольной решетке, для которой  $x_c=1/2$ . Для случаев, когда  $x_c \neq 1/2$ , годится следующая картина. Полости исходного кластера заполнены критическими кластерами того же черного цвета, одетыми в «шубу» из малых белых кластеров. Разумно при этом предположить, что внутренний периметр полости и внешний периметр находящегося внутри нее критического кластера — одного порядка. Это предположение приводит к тому, что соотношение (4) остается в силе и в этом случае.

Вычисленное значение  $\kappa$  согласуется с полученным в численном эксперименте [5] значением  $\kappa = -0,067 \pm 0,017$ . Обратим внимание, что необходимая для выхода на асимптотический режим малость величины  $t_e/t_i$  достигается лишь при  $s \sim 10^{10}$ ; такие значения числа узлов при численном моделировании недостижимы.

Подстановка в (4) значений критических показателей для трехмерного случая приводит также к малому значению показателя  $\kappa = -0,08$ .

Автор благодарен П. В. Елютину за чрезвычайно полезные обсуждения.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Шкловский Б. И., Эфрос А. Л. Электронные свойства легированных полупроводников. М.: Наука, 1979. [2] Stauffer D. Phys. Reports, 1979, 54, N 1, p. 1. [3] Trugman S. A. Phys. Rev. B, 1983, 27, p. 7539. [4] Mandelbrot B. B. Fractals: form, chance and dimension. San-Francisco, 1977. [5] Leath P. L., Reich G. R., J. Phys. C, 1978, 11, p. 4017. [6] Stauffer D. Lect. Notes Phys., 1981, 149, p. 9.

Поступила в редакцию  
17.04.84

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1985, т. 26, № 1

УДК 535.375:621.378

#### СНИЖЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ ВОЗБУЖДЕНИЯ ВКР В РЕЗОНАТОРЕ В УСЛОВИЯХ ВРМБ-ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ МОД

О. М. Вохник, И. В. Зыканова, В. И. Одинцов, Л. Ф. Рогачева

(кафедра оптики и спектроскопии)

ВКР в оптических резонаторах широко используется как метод преобразования частоты и уменьшения угловой расходимости излучения [1]. Если длина резонатора такова, что частотный сдвиг ВРМБ  $\Omega'$  оказывается кратен межмодовому интервалу  $\Delta\omega_0$ , то при возбуждении в резонаторе нескольких продольных мод ВКР между ними может происходить передача энергии посредством ВРМБ-взаимодействия. Ниже показывается, что это может привести к уменьшению эф-

фektivности преобразования и увеличению ширины линии ВКР.

Считая для определенности  $\Delta\omega_0 = \Omega'$ , запишем условие стационарной генерации  $i$ -й моды в виде

$$G_1(\omega_i) + b'\zeta(P_{i+1} - P_{i-1}) = \gamma, \quad (1)$$

где  $G_1$  — коэффициент усиления на проход при ВКР,  $b'$  — удельный коэффициент усиления ВРМБ,  $\zeta$  — геометрический параметр,  $P_i = \frac{1}{2} [P_i^+(z) + P_i^-(z)]$ ,  $P_i^\pm$  — мощности потоков  $i$ -й моды в резонаторе,  $\gamma$  — коэффициент потерь ВКР на проход. Считается, что изменение  $P_i$  с  $z$  мало. В (1) не учтено параметрическое взаимодействие мод при ВРМБ, что допустимо, если длина среды достаточно велика, а усиление, создаваемое отдельной модой, мало по сравнению с волновой расстройкой [2]. Если ВКР возбуждается в виде гауссова пучка с конфокальным параметром  $b_k$ , то  $\zeta = \frac{2}{\lambda} \arctg \frac{l}{b_k}$ , где  $\lambda$  — длина волны ВКР,  $l$  — длина среды.

Пусть  $q = \Delta\Omega/\Omega' \gg 1$ , где  $\Delta\Omega$  — ширина линии спонтанного рассеяния (СКР). Тогда, используя (1), можно получить дифференциальное уравнение для функции  $P(\omega)$ , определенной на непрерывном множестве значений  $\omega$ , такой, что  $P(\omega_i) \approx P_i$ . Решая его для лоренцевской формы  $G_1(\omega)$  и вводя новую переменную  $\rho = 2(\omega - \bar{\omega})/\Delta\Omega$ , где  $\bar{\omega}$  — центральная частота линии СКР, получим

$$P(\rho) = \frac{q}{4\zeta b'} [G_{1m} (\arctg \hat{\rho} - \arctg \rho) - \gamma(\hat{\rho} - \rho)],$$

где  $G_{1m}$  — максимальное значение  $G_1(\rho)$ , а  $\hat{\rho} > 0$  и дается условием  $G_1(\pm\hat{\rho}) = \gamma$ .

На рис. 1 представлены зависимости  $G_1(\rho)$  и  $P(\rho)$  при  $G_{1m} = 3\gamma$ . Компоненты низкочастотного крыла линии ВКР ( $\rho < -\hat{\rho}$ ) возникают благодаря передаче энергии от «внутренних» компонент ( $-\hat{\rho} < \rho < \hat{\rho}$ ). Для последних ВРМБ-взаимодействие эквивалентно внесению в резонатор дополнительных потерь, увеличивающихся с ростом мощности ВКР.

При расчете коэффициента преобразования заменим форму линии СКР на прямоугольную. Рассмотрим случай, когда излучение на-

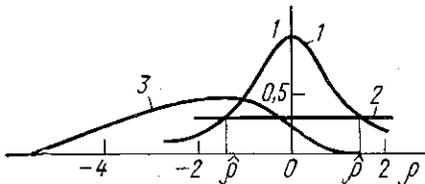


Рис. 1. Распределение интенсивности спектральных компонент линии ВКР: 1 —  $G_1/G_{1m}$ , 2 —  $\gamma/G_{1m}$ , 3 —  $2P\zeta b'/(qG_{1m})$

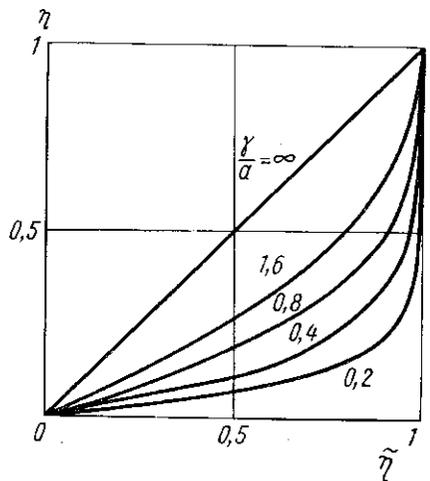


Рис. 2. Коэффициент преобразования при ВРМБ-взаимодействии мод

качки ( $L$ ) распространяется в световоде с площадью поперечного сечения  $\sigma$  и после выхода из него возвращается в световод зеркалом с

коэффициентом отражения  $\sim 1$ . Будем считать, что интенсивность накачки постоянна по сечению световода (в условиях истощения накачки для этого требуется, чтобы ее излучение достаточно быстро «перемещивалось» в световоде). Тогда коэффициент преобразования  $\eta$  накачки в ВКР (по числу квантов) может быть найден из соотношения

$$G_1^0 = \frac{\gamma}{\eta} \left( \ln \frac{1}{1-\eta} \right) \left( 1 + \frac{a}{\gamma} \ln \frac{1}{1-\eta} \right). \quad (2)$$

Здесь  $G_1^0 = 2P_L^0 b l / \sigma$  — усиление ВКР на проход при неистощенной накачке,  $P_L^0$  — мощность накачки на входе в световод,  $b$  — удельный коэффициент усиления ВКР,  $a = \lambda_L b' \sigma (2\lambda b q^2 \mu)^{-1}$ ,  $\mu$  определяется геометрией пучка ВКР (для гауссова пучка  $\mu = l/2\xi$ ).

При  $b'=0$ ,  $a=0$  (ВРМБ отсутствует) второе слагаемое в (2) равно нулю, что уменьшает  $G_1^0$  и снижает мощность  $P_L^0$ , требующуюся для достижения заданного значения  $\eta$ . Соответственно, при одной и той же мощности  $P_L^0$  величина коэффициента преобразования, рассчитанная без учета ВРМБ-взаимодействия, оказывается больше. На рис. 2 сопоставляются значения коэффициентов преобразования с учетом ВРМБ-взаимодействия ( $\eta$ ) и без его учета ( $\tilde{\eta}$ ), рассчитанные при одинаковой мощности накачки и различных  $\gamma/a$ .

Для экспериментального обнаружения влияния ВРМБ исследовалось ВКР в метане ( $p=130$  атм) при различных длинах резонатора, соответствующих целому и полуделому значениям  $m = \Omega' / \Delta\omega_0$  (в последнем случае влияние ВРМБ должно быть слабым). Резонатор состоял из сферического зеркала с радиусом кривизны 12,6 см, находившегося внутри кюветы с метаном, линзы ( $f=9,1$  см), располагавшейся снаружи вблизи ее окна, и плоского зеркала, устанавливавшегося за линзой. Источником накачки служил рубиновый лазер с модуляцией добротности вращающейся призмой. Ввиду большого времени затухания гиперзвуковой волны в метане импульс накачки удлинялся до  $\sim 500$  нс, что достигалось увеличением длины лазерного резонатора до 9 м с помощью оптической линии задержки. Спектральная ширина накачки составляла 0,2—0,4  $\text{см}^{-1}$ . Возбуждающее излучение вводилось в резонатор через его плоское зеркало. Изменение длины резонатора осуществлялось перемещением этого зеркала. При этом конфигурация возбуждающего пучка в резонаторе оставалась неизменной. Коэффициенты отражения на длинах волн накачки и первой стоксовой компоненты ( $\lambda=870,8$  нм) составляли у плоского зеркала  $R_L=0,2$ ,  $R=0,9$  и у сферического зеркала  $R_L \sim R \sim 1,0$ . Для возбуждения ВКР в виде одной основной моды диаметр зеркального покрытия на плоском зеркале был уменьшен до  $\sim 1,5$  мм.

С учетом измеренного сдвига ВРМБ  $\Omega' = 0,0370 \pm 0,0005 \text{ см}^{-1}$  оптическая длина резонатора  $d$  устанавливалась равной 27 см ( $m=2$ ) и 34 см ( $m=2,5$ ). Величина  $b_k$  составляла  $\sim 5$  см.

В случае  $d=27$  см вблизи порога возбуждения ( $P_L^0 \sim 30$  кВт) при энергии импульса ВКР, измеренной на выходе из резонатора,  $W \sim 0,02$  мДж импульс ВКР состоял из одного или двух хорошо разрешенных пиков длительностью  $\sim 20$  нс. При возрастании  $P_L^0$  до 150 кВт число пиков увеличивалось и общая длительность импульса ВКР приближалась к длительности импульса накачки. Как правило, наиболее интенсивным был первый пик. Энергия  $W$  возрастала до  $\sim 0,5$  мДж. Интерферограммы линии ВКР показали, что она состоит из хорошо разделенных компонент. В большинстве случаев интервалы между соседними компонентами были равны сдвигу ВРМБ  $\Omega$  и лишь немногие компоненты были разделены интервалом  $\Omega/2$ . Число компонент было нестабильно и достигало 12—15. Не наблюдалось

прямой связи между числом компонент и мощностью накачки или энергией ВКР.

Сравнение экспериментальных результатов с теорией затруднено вследствие нестационарности ВРМБ и возбуждения второй стоксовой компоненты ( $\lambda = 1,17$  мкм), которое должно было происходить при достигавшейся мощности первой стоксовой компоненты (коэффициент потерь на проход в резонаторе для второй стоксовой компоненты составлял  $\sim 2$ ). Именно эти факторы обуславливают, по-видимому, пичковый характер излучения первой стоксовой компоненты. Возбуждение второй стоксовой компоненты, кроме того, должно ограничивать число компонент ВРМБ, наблюдающихся в линии первой стоксовой компоненты ВКР. Возбуждение продольных мод резонатора через одну свидетельствует, возможно, о влиянии параметрического взаимодействия компонент ВРМБ.

При  $d = 34$  см энергия ВКР  $W$  при тех же значениях  $P_L^0$  была приблизительно в 3 раза больше, чем при  $d = 27$  см. Глубина модуляции импульсов значительно уменьшалась. Спектральные компоненты на интерферограммах были сильно размыты, их число составляло 4—6. Интервалы между компонентами в среднем были  $\sim \Omega$ . В заключение отметим, что хотя эксперимент и показал значительное снижение энергии импульса первой стоксовой компоненты ВКР в условиях возбуждения многих компонент ВРМБ, однако для детального изучения этого эффекта необходимо предотвратить возбуждение второй стоксовой компоненты путем внесения в резонатор селективных потерь.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Грасюк А. З. Квант. электроника, 1974, 1, с. 485. [2] Ахманов С. А. Изв. вузов. Радиофизика, 1974, 17, с. 541.

Поступила в редакцию  
16.05.84

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1985, т. 26, № 1

УДК 539.163.3

#### ВЛИЯНИЕ РАДИАЦИОННЫХ ДЕФЕКТОВ РЕАКЦИИ ( $n, \gamma$ ) НА СВЕРХТОНКИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ $^{181}\text{Ta}$ в $\text{YFe}_2$

М. Д. Бондарьков, М. Будзынски (Польша), А. А. Сорокин, Л. Г. Шпинькова  
(НИИЯФ)

В работах [1, 2] было продемонстрировано влияние радиационных дефектов, возникающих после реакции ( $n, \gamma$ ), на сверхтонкие взаимодействия ядер  $^{181}\text{Ta}$  в  $\text{ZrFe}_2$ : магнитное сверхтонкое поле для этих ядер в дефектных положениях оказалось примерно на порядок больше по абсолютной величине, чем поле в регулярных узлах подрешетки циркония ( $H_{\text{пер}}(\text{Ta}, \text{ZrFe}_2) = -6,5 \text{ T}$  [1]). Эти дефекты устранялись отжигом при  $950^\circ\text{C}$  в течение нескольких десятков часов. В работе [3] методом ориентирования ядер было показано, что дефекты, образовавшиеся в  $\text{ZrFe}_2$  при активации в этом соединении ядер  $^{89}\text{Zr}$  в реакции ( $\gamma, n$ ), приводили к уменьшению среднего сверхтонкого поля на ядрах  $^{89}\text{Y}$  примерно на 20% по сравнению с образцом, подвергшимся отжигу после облучения ( $H_{\text{пер}}(\text{Y}, \text{ZrFe}_2) = 11,8 \text{ T}$ ).

В настоящей работе приведены результаты экспериментов по определению влияния радиационных дефектов реакции ( $n, \gamma$ ) на сверхтонкое магнитное поле для  $^{181}\text{Ta}$  в  $\text{YFe}_2$ . Метод исследования был ана-