УДК 535.375.5:621.375.8

ОБРАТНОЕ ВЫНУЖДЕННОЕ КОМБИНАЦИОННОЕ РАССЕЯНИЕ СФОКУСИРОВАННОГО ПУЧКА НАКАЧКИ: ЧИСЛЕННЫЙ ЭКСПЕРИМЕНТ

С. Ю. Никитин, Д. А. Сивашов
(*кафедра общей физики и волновых процессов*)

Получены приближенные динамические уравнения для мощностей световых волн, описывающие процесс обратного вынужденного комбинационного рассеяния с учетом инерционности молекулярных колебаний и фокусировки пучка накачки. Результаты численных расчетов хорошо согласуются с экспериментальными данными по ВКР в водороде.

Введение

В экспериментах [1—3] продемонстрирована возможность эффективного преобразования частоты лазерного излучения на основе процесса обратного вынужденного комбинационного рассеяния (ОВКР) в сжатом водороде. В этих опытах использовались лазерные импульсы видимого и УФ диапазонов длительностью τ_p=20—30 нс с энергией порядка нескольких миллиджоулей. Процесс ОВКР осуществлялся в короткой кювете (длина кюветы L=7 см) при фокусировке лазерного пучка линзами с фокусным расстоянием f=8—16 см. Давление водорода составляло 50—100 атм, при этом время дефазировки молекулярных колебаний T_2=0,1—0,2 нс. Поскольку выполнялось условие $T_2 \ll \tau_p$, режим ВКР близок к квазистационарному.

В работах [1—3] отмечается высокая энергетическая эффективность преобразования лазерного излучения в излучение обратной стоксовой компоненты (до 96% по квантам). Практически отсутствуют конкурирующие нелинейно-оптические процессы. Таким образом, данный режим ВКР представляет интерес с точки зрения создания компактных и эффективных преобразователей частоты лазерного излучения.

Цель настоящей работы заключается в построении численной модели обратного вынужденного комбинационного рассеяния, которая учитывала бы сильную перекачку энергии в обратную волну, фокусировку пучка накачки, локальную и волновую динамику процесса рассеяния.

Основные уравнения

В условиях экспериментов [1—3] основную роль играют две световые волны: волна накачки и волна обратной стоксовой компоненты. Имея в виду это обстоятельство, запишем световое поле в виде

$$E = \frac{1}{2} A_p \exp\{i(\omega_p t - k_p z)\} + \frac{1}{2} A_s \exp\{i(\omega_s t + k_s z)\} + \text{к. с.}$$

Здесь буквами A, ω, k обозначены соответственно комплексные амплитуды, частоты и волновые числа. Индекс «p» относится к волне накачки, индекс «s» — к стоксовой компоненте. Интенсивности световых волн выражаются формулами (дисперсией водорода пренебрегаем)

$$I_{p,s} = \frac{c}{8\pi} |A_{p,s}|^2,$$

а их мощности

$$P_{p,s}(z)=\frac{c}{8\pi}\int|A_{p,s}(r,\ z)|^2\,d^2r, \tag{1}$$

где интегрирование ведется по поперечному сечению световых пучков, координата z отсчитывается вдоль оси пучка накачки.

Используя стандартную методику (см., напр., [4—6]), получим следующие уравнения, описывающие взаимодействие света с комбинационно-активной средой:

$$\begin{aligned}
&\frac{\partial Q}{\partial t}+\frac{Q}{T_2}=\gamma_q A n,\quad A=A_pA_s^*,\\
&\frac{\partial n}{\partial t}+\frac{n-n_0}{T_1}=\gamma_n(AQ^*-A^*Q),\\
&\frac{\partial A_p}{\partial z}+\frac{1}{u_p}\frac{\partial A_p}{\partial t}+\frac{i}{2k_p}\Delta_\perp A_p=\gamma_pA_sQ,\\
&-\frac{\partial A_s}{\partial z}+\frac{1}{u_s}\frac{\partial A_s}{\partial t}+\frac{i}{2k_s}\Delta_\perp A_s=\gamma_sA_pQ^*.
\end{aligned} \tag{2}$$

Здесь Q — когерентная амплитуда молекулярных колебаний (амплитуда недиагонального элемента матрицы плотности двухуровневой системы), $n=\rho_{11}-\rho_{22}$ — нормированная разность населенностей, n_0 — равновесное значение n в отсутствие поля, $\Delta_\perp=\partial^2/\partial x^2+\partial^2/\partial y^2$ — оператор Лапласа по поперечным координатам пучка; u_p, u_s — групповые скорости волн накачки и стоксовой компоненты. Данные уравнения учитывают локальную и волновую нестационарность процесса ОВКР, насыщение комбинационно-активного перехода, дифракцию (фокусировку), истощение накачки. Постоянные коэффициенты в (2) определяются формулами

$$\gamma_q=\frac{\alpha'}{4iM\omega_0},\quad \gamma_n=\frac{i\alpha'}{4\hbar},$$

$$\gamma_p=\frac{\pi N\alpha'\omega_p}{in_pc},\quad \gamma_s=\frac{\pi N\alpha'\omega_s}{in_sc},$$

где α' — производная электронной поляризуемости молекулы по ядерной координате, взятая в положении равновесия ядер, M — приведенная масса молекулярного осциллятора, ω_0 — частота комбинационно-активных молекулярных колебаний, N — число молекул в единице объема, n_p и n_s — показатели преломления на частотах ω_p и ω_s.

В дальнейшем мы будем пренебрегать изменением заселенностей уровней под действием света ($n=n_0=1$), а также дисперсией среды ($u_p=u_s=c$, $n_p=n_s=1$). В этом случае система уравнений приобретает вид

$$\begin{aligned}
&\frac{\partial Q}{\partial t}+\frac{Q}{T_2}=\gamma_qA_pA_s^*,\\
&\frac{\partial A_p}{\partial z}+\frac{1}{c}\frac{\partial A_p}{\partial t}+\frac{i}{2k_p}\Delta_\perp A_p=\gamma_pA_sQ,\\
&-\frac{\partial A_s}{\partial z}+\frac{1}{c}\frac{\partial A_s}{\partial t}+\frac{i}{2k_s}\Delta_\perp A_s=\gamma_sA_pQ^*.
\end{aligned} \tag{3}$$

Приближение безынерционных молекулярных колебаний

Поскольку в экспериментах [1—3] выполнялось условие $T_2 \ll \tau_p$, рассмотрим приближение безынерционных молекулярных колебаний. Пренебрегая производной в уравнении для Q, получим $Q=\gamma_q T_2 A_p A_s^*$ и

$$\begin{aligned} &\frac{\partial A_p}{\partial z}+\frac{1}{c}\frac{\partial A_p}{\partial t}+\frac{i}{2k_p}\Delta_\perp A_p=-\frac{1}{2}g_p I_s A_p,\\ &-\frac{\partial A_s}{\partial z}+\frac{1}{c}\frac{\partial A_s}{\partial t}+\frac{i}{2k_s}\Delta_\perp A_s=\frac{1}{2}gI_p A_s, \end{aligned} \tag{4}$$

где $g_p=(\omega_p/\omega_s)g$,

$$g=\frac{16\pi}{c}\gamma_s\gamma_q^* T_2=\frac{4\pi^2 N(\alpha')^2\omega_s T_2}{c^2 M\omega_0} \tag{5}$$

— удельный коэффициент усиления ВКР.

Уравнения для мощностей

Так как мы интересуемся прежде всего энергетическими характеристиками процесса ОВКР, целесообразно перейти к уравнениям для мощностей взаимодействующих волн. Для этого продифференцируем по z формулы (1) и подставим производные амплитуд из уравнений (4). Интеграл по поперечному сечению пучка от слагаемых, описывающих дифракцию, обращается в нуль:

$$\int (A_{s,p}^*\Delta_\perp A_{s,p}-A_{s,p}\Delta_\perp A_{s,p}^*)\,d^2r=0. \tag{6}$$

Физически это связано с тем, что дифракция и фокусировка не меняют полной мощности светового пучка. Математически формула (6) может быть получена путем интегрирования по частям. В итоге уравнения ОВКР приобретают вид

$$\begin{aligned} &\frac{\partial P_p}{\partial z}+\frac{1}{c}\frac{\partial P_p}{\partial t}=-\frac{g_p}{S(z)}P_p P_s,\\ &-\frac{\partial P_s}{\partial z}+\frac{1}{c}\frac{\partial P_s}{\partial t}=\frac{g}{S(z)}P_p P_s, \end{aligned} \tag{7}$$

где функция $S(z)$ определяется формулой

$$S(z)=\frac{\int I_p(r,z)\,d^2r\cdot\int I_s(r,z)\,d^2r}{\int I_p(r,z)\,I_s(r,z)\,d^2r} \tag{8}$$

Аналогичный подход был использован в [1], где получены стационарные уравнения для мощностей.

Приближение прямоугольного профиля пучка

Точное вычисление функции $S(z)$, определяемой формулой (8), требует решения уравнений (4). Предлагаемый нами приближенный метод учета фокусировки основан на том, что профили световых пучков считаются прямоугольными (рис. 1). Благодаря эффекту обращения волнового фронта ширины пучков накачки и обратной стоксовой компоненты в любом сечении z одинаковы. Из формулы (8) нетрудно видеть, что в этих условиях функция $S(z)$ приобретает смысл площади поперечного сечения пучка накачки в точке z. Воспользуемся для $S(z)$ стандартным выражением, описывающим изменение площади по-

перечного сечения сфокусированного когерентного гауссова пучка (см., напр., [7]). Это выражение имеет вид

$$S(z)=\pi\rho_0^2\left[\left(1-\frac{z+f-L/2}{f}\right)^2+\left(\frac{z+f-L/2}{k_p\rho_0^2}\right)^2\right], \tag{9}$$

где $k_p=2\pi/\lambda_p$ — волновое число накачки, f — фокусное расстояние линзы, ρ_0 — радиус пучка накачки, падающего на линзу, L — длина кюветы с комбинационно-активной средой. Координата z отсчитывается от границы нелинейной среды. В соответствии с условиями экспериментов [1—3] считается, что накачка фокусируется в центр кюветы (рис. 2).

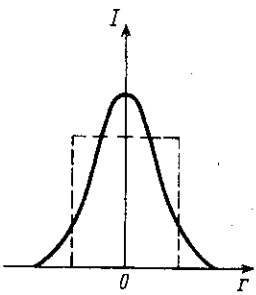

Рис. 1. Прямоугольная аппроксимация профиля светового пучка. I — интенсивность, r — расстояние данной точки поперечного сечения от оси пучка

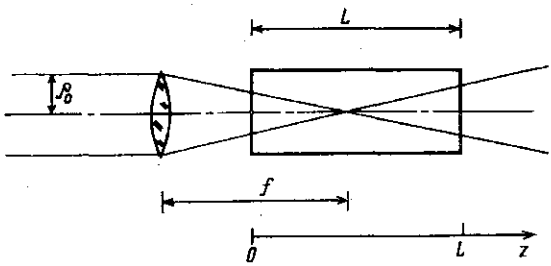

Рис. 2. Схема фокусировки пучка накачки в кювету с комбинационно-активной средой

Система уравнений (7), (9) позволяет исследовать динамику и энергетику ОВКР без учета локальной нестационарности, однако с учетом фокусировки пучка накачки.

Учет инерционности молекулярных колебаний

Численное моделирование процесса ОВКР с помощью уравнений (7), (9) показывает, что даже при условии $\tau_p \gg T_2$ возможны такие динамические режимы рассеяния, при которых длительности пичков обратной стоксовой компоненты сравнимы с величиной T_2. Это указывает на необходимость учета локальной нестационарности ОВКР. Ниже мы обобщим уравнения (7) таким образом, чтобы модель учитывала как инерционность молекулярных колебаний, так и фокусировку пучка накачки.

Начнем с динамической части задачи. В приближении плоских волн получаем из (3) уравнения

$$\begin{aligned}
&\frac{\partial Q}{\partial t}+\frac{Q}{T_2}=\gamma_q A_p A_s^*,\\
&\frac{\partial A_p}{\partial z}+\frac{1}{c}\frac{\partial A_p}{\partial t}=\gamma_p A_s Q,\\
&-\frac{\partial A_s}{\partial z}+\frac{1}{c}\frac{\partial A_s}{\partial t}=\gamma_s A_p Q^*.
\end{aligned} \tag{10}$$

Перейдем к действительным переменным. Для этого введем величины a_s, a_p, q, σ_q, σ_p, σ_s, определив их формулами

$$A_p = i\sqrt{\frac{8\pi}{c}}\,a_p,\quad A_s = \sqrt{\frac{8\pi}{c}}\,a_s,\quad Q = \frac{8\pi}{c}\,\sigma_q T_2 q,$$
$$\sigma_q = i\gamma_q,\quad \sigma_s = i\gamma_s,\quad \sigma_p = i\gamma_p. \tag{11}$$

Подставляя (11) в (10), получим уравнения

$$T_2\frac{\partial q}{\partial t} + q = a_p a_s^*,$$
$$\frac{\partial a_p}{\partial z} + \frac{1}{c}\frac{\partial a_p}{\partial t} = -\frac{1}{2}g_p a_s q, \tag{12}$$
$$-\frac{\partial a_s}{\partial z} + \frac{1}{c}\frac{\partial a_s}{\partial t} = \frac{1}{2}g a_p q^*,$$

где параметры g и g_p определены формулами (5).

Так как система уравнений (12) имеет действительные коэффициенты, ее решение также будет действительным (начальные и граничные условия действительны). Следовательно, $a_s^* = a_s$, $q^* = q$ и мы приходим к уравнениям для действительных величин:

$$T_2\frac{\partial q}{\partial t} + q = a_p a_s,$$
$$\frac{\partial a_p}{\partial z} + \frac{1}{c}\frac{\partial a_p}{\partial t} = -\frac{1}{2}g_p a_s q,$$
$$-\frac{\partial a_s}{\partial z} + \frac{1}{c}\frac{\partial a_s}{\partial t} = \frac{1}{2}g a_p q,$$

причем интенсивности световых волн выражаются через амплитуды следующим образом:

$$I_p = a_p^2,\ I_s = a_s^2.$$

Теперь обратимся к пространственной части задачи. Будем считать, как и прежде, что пучки накачки и стоксовой компоненты имеют прямоугольные профили одинаковой ширины. Тогда мощности световых волн выражаются формулами

$$P_p = I_p S(z),\quad P_s = I_s S(z),$$

где $S(z)$ — площадь поперечного сечения пучка в точке z.

Рассмотрим фокусировку накачки в вакууме, т. е. в отсутствие процесса ВКР. Очевидно, что в этом случае мощность накачки постоянна, т. е.

$$P_p = \text{const}.$$

Что же касается интенсивности и амплитуды волны накачки, то из-за фокусировки эти параметры изменяются вдоль оси пучка в соответствии с формулами

$$I_p = a_p^2 = P_p/S(z),\quad a_p = \sqrt{P_p/S(z)}. \tag{13}$$

При этом производная амплитуды накачки

$$\left(\frac{\partial a_p}{\partial z}\right)_{\text{foc}} = -\frac{1}{2}\frac{a_p}{S}\frac{\partial S}{\partial z}.$$

Назовем эту производную оператором фокусировки. Аналогично для стоксовой компоненты

$$\left(-\frac{\partial a_s}{\partial z}\right)_{\text{foc}} = \frac{1}{2}\frac{a_s}{S}\frac{\partial S}{\partial z}.$$

Теперь предположим, что процессы ВКР и фокусировки влияют на изменение амплитуд волн аддитивно (независимо). Тогда для каждой из волн можно записать

$$\frac{\partial a}{\partial z} = \left(\frac{\partial a}{\partial z}\right)_{SRS} + \left(\frac{\partial a}{\partial z}\right)_{\text{foc}}. \tag{14}$$

В итоге уравнения ОВКР приобретают вид

$$\begin{aligned} &T_2\frac{\partial q}{\partial t} + q = a_p a_s, \\ &\frac{\partial a_p}{\partial z} + \frac{1}{c}\frac{\partial a_p}{\partial t} = -\frac{1}{2}g_p a_s q - \frac{1}{2}\frac{a_p}{S}\frac{\partial S}{\partial z}, \\ &-\frac{\partial a_s}{\partial z} + \frac{1}{c}\frac{\partial a_s}{\partial t} = \frac{1}{2}g a_p q + \frac{1}{2}\frac{a_s}{S}\frac{\partial S}{\partial z}, \end{aligned} \tag{15}$$

где $S=S(z)$ — площадь поперечного сечения светового пучка в точке z. Для этой величины можно воспользоваться выражением (9). Таким образом, поставленная задача решена; построена приближенная система уравнений ОВКР, учитывающая как инерционность молекулярных колебаний, так и фокусировку пучка накачки.

Используя формулы (13) и аналогичные формулы для стоксовой компоненты, нетрудно получить из (15) следующие уравнения для мощностей:

$$\begin{aligned} &T_2\frac{\partial r}{\partial t} + r = \sqrt{P_p P_s}, \\ &\frac{\partial P_p}{\partial z} + \frac{1}{c}\frac{\partial P_p}{\partial t} = -\frac{g_p}{S(z)} r\sqrt{P_p P_s}, \\ &-\frac{\partial P_s}{\partial z} + \frac{1}{c}\frac{\partial P_s}{\partial t} = \frac{g}{S(z)} r\sqrt{P_p P_s}, \end{aligned} \tag{16}$$

где $r=qS$.

При $T_2=0$ система (16) переходит в систему (7), соответствующую приближению безынерционных молекулярных колебаний. Заметим, что при выводе уравнений (7) условие типа (14) не использовалось, а привлекалась лишь прямоугольная аппроксимация профилей световых пучков. Это указывает на то, что по своему физическому содержанию приближение (14) близко или даже эквивалентно приближению прямоугольных профилей пучков.

Переход к безразмерным переменным

Введем безразмерные переменные:

$$x = z/L,\ \tau = ct/L,\ \tau_2 = cT_2/L,$$

$$A = P_p/P_0,\ B = \omega_p P_s/\omega_s P_0,\ C = r\sqrt{\omega_p/\omega_s}/P_0,$$

$$G = gLP_0/S_0,\ \sigma = S/S_0,$$

где $P_0=W_p/\tau_p$ — мощность накачки, W_p — энергия импульса накачки, $S_0=\pi\rho_0^2$ — площадь поперечного сечения лазерного пучка, падающего на линзу. Частоты накачки и стоксовой компоненты связаны формулой $\omega_s=\omega_p-\omega_0$, где ω_0 — частота молекулярных колебаний. В этих переменных уравнения (16) приобретают вид

$$\frac{\partial A}{\partial x}+\frac{\partial A}{\partial \tau}=-\frac{G}{\sigma(x)}C\sqrt{AB},$$
$$-\frac{\partial B}{\partial x}+\frac{\partial B}{\partial \tau}=\frac{G}{\sigma(x)}C\sqrt{AB}, \qquad (17)$$
$$\tau_2\frac{\partial C}{\partial \tau}+C=\sqrt{AB}.$$

Здесь A — нормированная мощность накачки, B — нормированная мощность обратной стоксовой компоненты, C — нормированная амплитуда молекулярных колебаний. Функция $\sigma(x)$ имеет смысл нормированной площади поперечного сечения сфокусированного пучка накачки и определяется формулой

$$\sigma(x)=\left[\frac{(x-1/2)L}{f}\right]^2+\left[\frac{f+(x-1/2)L}{k_p\rho_0^2}\right]^2.$$

Результаты расчетов и выводы

Введем затравку стоксовой компоненты:

$$\mu=\omega_p P_{sL}/\omega_s P_0.$$

Делая замену B на $B+\mu$ в (17), получим окончательно уравнения

$$\frac{\partial A}{\partial x}+\frac{\partial A}{\partial \tau}=-\frac{G}{\sigma(x)}C\sqrt{A(B+\mu)},$$
$$-\frac{\partial B}{\partial x}+\frac{\partial B}{\partial \tau}=\frac{G}{\sigma(x)}C\sqrt{A(B+\mu)}, \qquad (18)$$
$$\tau_2\frac{\partial C}{\partial \tau}+C=\sqrt{A(B+\mu)}.$$

Система (18) решалась численно при следующих начальных и граничных условиях:

$$A(x,\ \tau=0)=B(x,\ \tau=0)=C(x,\ \tau=0)=0,$$
$$A(x=0,\ \tau)=F(\tau),\ B(x=1,\ \tau)=0,$$

где функция $F(\tau)$ описывает форму импульса накачки.

Использовались следующие значения параметров, выбранные в соответствии с условиями эксперимента [2]:

$$\lambda_p=0{,}53 \text{ мкм};\ \rho_0=1{,}25 \text{ мм};\ \tau_p=20 \text{ нс};\ L=7 \text{ см};$$
$$g=2{,}87 \text{ см/ГВт};\ T_2=0{,}1 \text{ нс};\ \mu=10^{-14};\ f=12 \text{ см}; \qquad (19)$$
$$\nu_0=\omega_0/2\pi c=4155 \text{ см}^{-1}.$$

Форма импульса накачки считалась гауссовой.

Точность расчетов контролировалась по выполнению закона сохранения энергии. Количественной мерой погрешности вычислений служит

параметр δ, имеющий смысл относительного дисбаланса энергий и определенный формулой

$$\delta = \frac{\int\limits_{-\infty}^{\infty} [A(x=0, \tau) - A(x=1, \tau) - B(x=0, \tau)]\, d\tau}{\int\limits_{-\infty}^{\infty} A(x=0, \tau)\, d\tau}.$$

Основные результаты расчетов представлены на рис. 3—5, где показаны зависимости от времени мощностей накачки на входе и выходе комбинационно-активной среды, а также выходной мощности обратной стоксовой компоненты. Помимо форм импульсов вычислялась также полная энергетическая эффективность преобразования, определяемая формулой

$$\eta = \int\limits_{-\infty}^{\infty} B(x=0, \tau)\, d\tau \Big/ \int\limits_{-\infty}^{\infty} A(x=0, \tau)\, d\tau.$$

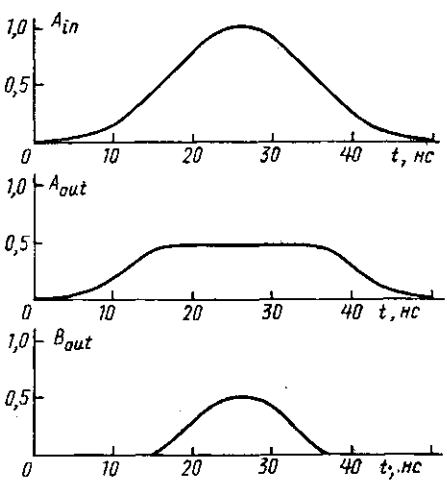

Рис. 3. Результаты численного эксперимента по динамике ОВКР в водороде. Энергия импульса накачки $W_p=4$ мДж. Остальные параметры определяются формулами (19); $\eta=32\%$, $\delta=1{,}2\%$

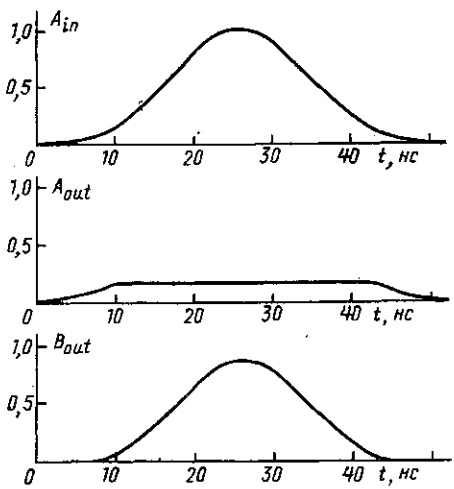

Рис. 4. То же, что на рис. 3, при $W_p=12$ мДж; $\eta=70\%$, $\delta=1{,}6\%$

На рис. 6 показана зависимость энергетической эффективности преобразования излучения при ОВКР (по квантам) $\eta=\omega_p W_s/\omega_s W_p$ от энергии импульса накачки W_p. Здесь W_s — энергия импульса обратной стоксовой компоненты. Кружками показаны результаты измерений [2]. Сплошная кривая рассчитана по формулам стационарной теории [1]:

$$\eta = 1 - 30/G, \quad G = g k_p P_p,$$

где $k_p=2\pi/\lambda_p$ — волновое число накачки, $P_p=W_p/\tau_p$ — мощность накачки, τ_p — длительность импульса накачки, g — удельный коэффициент усиления ВКР. Численные значения этих параметров определяются формулами (19). Крестиками на рис. 6 показаны результаты численных экспериментов, проведенных в настоящей работе.

Данные численного эксперимента, представленные на рис. 3—5, показывают, что во всех рассмотренных случаях динамический режим ОВКР близок к квазистатическому. Этот вывод согласуется с результатами наблюдений [1, 2].

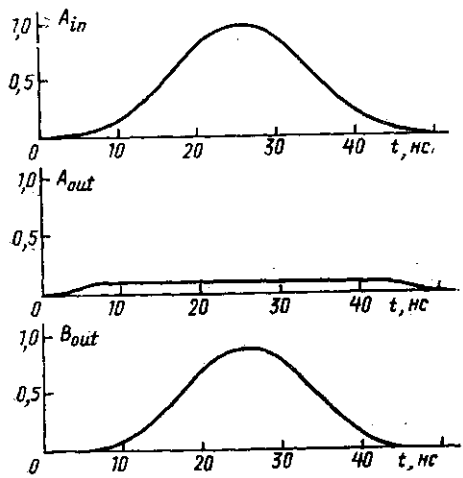

Рис. 5. То же, что на рис. 3, при $W_p=20$ мДж; $\eta=81\%$, $\delta=1{,}2\%$

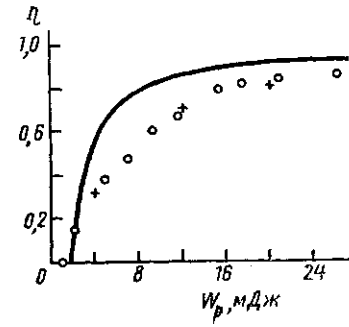

Рис. 6. Энергетическая эффективность преобразования излучения при ОВКР в водороде в зависимости от энергии импульса накачки. Кружками показаны экспериментальные данные [2]. Сплошная кривая рассчитана по формулам стационарной теории [1]. Крестиками показаны данные численных экспериментов, выполненных в настоящей работе

Расчеты, проведенные для данных конкретных условий, показали, что при небольшом превышении порога ВКР локальная динамика процесса не играет существенной роли. Так, результаты, представленные на рис. 3, были получены как в модели безынерционных молекулярных колебаний (7), так и в модели (16), учитывающей инерцию колебаний. Однако при значительном превышении порога (например, для условий рис. 4) безынерционная модель предсказывает пичковый режим генерации, причем длительность отдельного пичка стоксова излучения приближается к величине T_2. Этот факт указывает на необходимость учета локальной динамики процесса ОВКР, для чего и была построена модель (16).

Отметим прекрасное количественное совпадение данных натурного и численного экспериментов, относящихся к энергетической эффективности ОВКР (рис. 6). Подчеркнем в этой связи, что применяемая нами модель не содержит ни одного подгоночного параметра.

Итак, в настоящей работе получены приближенные динамические уравнения для мощностей световых волн, описывающие процесс обратного вынужденного комбинационного рассеяния с учетом инерционности молекулярных колебаний и фокусировки пучка накачки. Результаты расчетов хорошо согласуются с экспериментальными данными по ВКР в водороде.

ЛИТЕРАТУРА

[1] Апанасевич П. А., Гахович Д. Е., Грабчикова А. С. и др.//Изв. АН СССР, сер. физ. 1989. 53, № 6. С. 1031. [2] Апанасевич П. А., Дьяков Ю. Е., Котаев Г. Г. и др. Препринт ИФ АН БССР Минск, 1990. № 600. [3] Апанасевич П. А., Дьяков Ю. Е., Котаев Г. Г.,

и др.//Тез. докл. XIV Междунар. конф. по когерентной и нелинейной оптике. Л., 1991. Ч. 1. С. 176. [4] Maier M., Kaiser W., Giordmaine J. A. //Phys. Rev. 1969. 177. P. 580. [5] Ахманов С. А., Коротеев Н. И. Методы нелинейной оптики в спектроскопии рассеяния света. М., 1981. [6] Дьяков Ю. Е., Никитин С. Ю.//Квант. электроника. 1987. 14, № 10. С. 1925. [7] Дьяков Ю. Е., Никитин С. Ю. Задачи по статистической радиофизике и оптике. М., 1985.

Поступила в редакцию
24.02.92

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1992. Т. 33, № 6

ФИЗИКА ТВЕРДОГО ТЕЛА

УДК 548:537:621.2

ЛОРЕНЦЕВСКОЕ МАГНЕТОСОПРОТИВЛЕНИЕ НЕУПОРЯДОЧЕННЫХ СПЛАВОВ В ПРИБЛИЖЕНИИ КОГЕРЕНТНОГО ПОТЕНЦИАЛА

А. В. Ведяев, А. Б. Грановский, Д. Х. Имамназаров, И. Х. Халилов
(*кафедра магнетизма*)

В рамках приближения когерентного потенциала рассчитано поперечное лоренцевское магнетосопротивление однозонной модели неупорядоченного кристаллического сплава при произвольной интенсивности рассеяния. При сильном рассеянии в случае изотропного закона дисперсии магнетосопротивление пропорционально затуханию электронных состояний на уровне Ферми.

В парамагнитных и несверхпроводящих неупорядоченных сплавах при достаточно сильном рассеянии основные вклады в магнетосопротивление обусловлены влиянием магнитного поля на процессы квантовой интерференции и электрон-электронного взаимодействия [1, 2]. Эти вклады определяют корневую зависимость магнетосопротивления от поля

$$\frac{\Delta\rho}{\rho}=\frac{\rho(B)-\rho(B=0)}{\rho(B=0)}\sim B^{1/2}$$

и являются неклассическими, так как соответствующие процессы рассеяния не описываются кинетическим уравнением Больцмана. В то же время уравнение Больцмана описывает классический механизм магнетосопротивления, связанный с действием силы Лоренца. При слабом рассеянии, когда и справедлив подход, основанный на использовании этого кинетического уравнения, для однозонной модели сплава с изотропным квадратичным законом дисперсии классический (лоренцевский) вклад в поперечное магнетосопротивление тождественно обращается в нуль в силу точной компенсации действия на носители тока силы Лоренца и поля Холла. Если же закон дисперсии анизотропен, то по порядку величины $(\Delta\rho/\rho)\simeq(\omega\tau)^2\sim B^2$ (ω — ларморовская частота, τ — время релаксации носителей) [3]. Этот вклад имеет принципиально другую, чем неклассический вклад, полевую зависимость, однако его обнаружение для сплавов связано с существенными трудностями в силу относительно малой величины. Хотя для некоторых сплавов в слабых полях зависимость вида $\Delta\rho/\rho\sim B^2$ имеет место (см., напр., рис. 4.1 работы [4]), нет доказательств, что это именно классический вклад. Более того, указанные результаты для лоренцевского магнетосопротивления получены только при слабом рассеянии, характерном для электронов проводимости широких s-подобных зон низкорезистивных сплавов и поэтому не решен вопрос о том, в какой степе-