

УДК 535.375.5:621.375.8

ДИНАМИКА ОБРАТНОГО ВЫНУЖДЕННОГО КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ: ЧИСЛЕННЫЙ ЭКСПЕРИМЕНТ

И. Н. Жмакин, С. Ю. Никитин, Д. А. Сивашов

(кафедра общей физики и волновых процессов)

Изучена динамика обратного ВКР в условиях, когда длительность импульса накачки превышает время дефазировки молекулярных колебаний и время пробега света через среду. Выявлены три основных режима: квазистатистический, пиковый и переходный. Установлены условия реализации указанных режимов и их главные характеристики.

Введение

В экспериментах [1, 2] наблюдался режим квазистационарного обратного вынужденного комбинационного рассеяния (ОВКР), который реализуется при жесткой фокусировке когерентного лазерного пучка в короткой кювете с водородом и имеет ряд привлекательных особенностей: высокую эффективность преобразования лазерного излучения в обратную первую стоксову компоненту ВКР (до 96% по квантам), сохранение когерентности излучения в процессе преобразования, полное отсутствие попутного ВКР с характерной для него конкуренцией между стоксовыми и антистоксовыми компонентами различных порядков. Указанные достоинства в совокупности с компактностью ВКР-преобразователя (длина кюветы с водородом 7 см) позволяют надеяться на его широкое применение в практике.

К настоящему времени экспериментально и теоретически изучен уже довольно широкий круг вопросов, относящихся к физике обратного ВКР при жесткой фокусировке. В частности, исследована энергетическая эффективность ОВКР в зависимости от энергии накачки, давления водорода, условий фокусировки [1], а также длины волны и ширины частотного спектра накачки [2]. Вместе с тем остаются еще и нерешенные вопросы, связанные, например, с динамикой процесса и временем установления стационарного режима ОВКР.

Говоря о динамике ОВКР, следует отметить, что в рамках этой проблемы выполнены весьма обширные исследования, касающиеся преобразования коротких лазерных импульсов в длинных комбинационно-активных средах, т. е. в условиях, когда

$$\tau_p < L/c$$

(τ_p — длительность импульса накачки, L — длина среды, c — скорость света). В этих условиях реализуется режим компрессии (сжатия) импульса, для которого характерно значительное (на 1—2 порядка) сокращение длительности стокова импульса и повышение его пиковой мощности по сравнению с импульсом накачки. Этой проблематике посвящены, например, работы [3—11]. Для случая безграничной среды ($L = \infty$) имеется простое аналитическое решение задачи о взаимодействии встречных импульсов накачки и стоковой компоненты [5, 9].

Значительно менее подробно исследован противоположный случай ОВКР длинного импульса накачки в короткой среде, когда

$$\tau_p > L/c,$$

(1)

хотя данный режим также имеет интересные динамические особенности (пиковый режим генерации — см. [7, 8, 12]).

Исследование динамики ОВКР, предпринятое в настоящей работе, ограничено рамками условия (1), которое хорошо выполнялось в экспериментах [1, 2] ($\tau_p=30$ нс, $L=7$ см, $2L/c=0,5$ нс). Кроме того, мы полагали, что длительность импульса накачки значительно превосходит время дефазировки молекулярных колебаний, т. е.

$$\tau_p > T_2,$$

что также имело место в экспериментах [1, 2] (при давлении водорода 50—100 атм время дефазировки молекулярных колебаний составляет 0,1—0,2 нс). Отметим, что эффекты, связанные с локальной нестационарностью ($\tau_p < T_2$) при обратном вынужденном рассеянии рассматривались в работах [13—17].

Основные уравнения

В приближении плоских волн процесс ОВКР описывается уравнениями [5, 9]

$$\begin{aligned} -\frac{\partial I_s}{\partial z} + \frac{1}{c} \frac{\partial I_s}{\partial t} &= g I_p I_s, \\ \frac{\partial I_p}{\partial z} + \frac{1}{c} \frac{\partial I_p}{\partial t} &= -\frac{\omega_p}{\omega_s} g I_p I_s, \end{aligned} \quad (2)$$

где I_p, I_s — интенсивности накачки и стоксовой компоненты, ω_p, ω_s — их частоты, g — удельный коэффициент усиления ВКР (см/Вт), z — координата, t — время, c — скорость света. В (2) пренебрегается дисперсией групповых скоростей, так как при обратном ВКР она не играет существенной роли.

Введем безразмерные параметры

$$\begin{aligned} x &= z/L, & \tau &= t/\tau_p, \\ S &= \omega_p I_s / (\omega_s I_0), & P &= I_p / I_0, \end{aligned}$$

где L — длина кюветы, τ_p — длительность импульса накачки, I_0 — максимальная интенсивность накачки. В этих переменных уравнения (2) приобретают вид

$$\begin{aligned} -\frac{\partial S}{\partial x} + \varepsilon \frac{\partial S}{\partial \tau} &= GPS, \\ \frac{\partial P}{\partial x} + \varepsilon \frac{\partial P}{\partial \tau} &= -GPS, \end{aligned} \quad (3)$$

где

$$\varepsilon = L/(c\tau_p), \quad G = gLI_0.$$

Для того чтобы описать ВКР в режиме генерации, заменим в правой части первого уравнения (3) S на $S + \mu$, где

$$\mu = \omega_p I_{sL} / (\omega_s I_0)$$

— относительная затравка стоксовой компоненты. Тогда получим

$$\begin{aligned} -\frac{\partial S}{\partial x} + \varepsilon \frac{\partial S}{\partial \tau} &= GP(S + \mu), \\ \frac{\partial P}{\partial x} + \varepsilon \frac{\partial P}{\partial \tau} &= -GPS. \end{aligned} \quad (4)$$

Система уравнений (4) решалась численно при следующих начальных и граничных условиях:

$$\begin{aligned} P(x=0, \tau) &= F(\tau), \\ S(x=1, \tau) &= 0, \\ P(x, \tau=0) &= 0, \\ S(x, \tau=0) &= 0. \end{aligned} \quad (5)$$

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

Для решения задачи (4), (5) мы использовали численный метод, изложенный в [18]. Точность вычислений контролировалась по закону сохранения энергии, который имеет вид

$$\int_{-\infty}^{\infty} I_p(z=0, t) dt = \int_{-\infty}^{\infty} I_p(z=L, t) dt + \frac{\omega_p}{\omega_s} \int_{-\infty}^{\infty} I_s(z=0, t) dt$$

или в безразмерных переменных

$$\int_{-\infty}^{\infty} P(x=0, \tau) d\tau = \int_{-\infty}^{\infty} P(x=1, \tau) d\tau + \int_{-\infty}^{\infty} S(x=0, \tau) d\tau.$$

Необходимая точность вычислений достигалась путем изменения шага интегрирования.

Для количественной характеристики погрешности вычислений мы ввели параметр

$$\delta = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} P(x=0, \tau) d\tau - \int_{-\infty}^{\infty} P(x=1, \tau) d\tau - \int_{-\infty}^{\infty} S(x=0, \tau) d\tau}{\int_{-\infty}^{\infty} P(x=0, \tau) d\tau}$$

Этот параметр рассчитывался и выводился на печать вместе с основными результатами расчетов — функциями $P(x=1, \tau)$, $S(x=0, \tau)$ и квантовой энергетической эффективностью ОВКР

$$\eta = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} S(x=0, \tau) d\tau}{\int_{-\infty}^{\infty} P(x=0, \tau) d\tau}.$$

Результаты расчетов и выводы

Основные результаты расчетов представлены на рис. 1—3. Анализ полученных данных показывает, что характер динамики ОВКР определяется соотношением трех параметров: длительности импульса накачки

ки τ_p , времени пробега света через среду L/c и длительности переднего фронта импульса накачки $\Delta\tau_p$. При этом можно выделить три основных режима: квазистатический, пиковый и переходный. Рассмотрим эти режимы отдельно.

Квазистатический режим. Если импульс накачки достаточно длинный и имеет пологий передний фронт, так что выполняются условия

$$\tau_p \gg L/c, \quad \Delta\tau_p \gg L/c,$$

то имеет место квазистатический режим ОВКР, при котором импульс стокова излучения повторяет по форме импульс накачки (точнее, форму той части импульса накачки, для которой превышен порог ОВКР). Типичный пример такого рода представлен на рис. 1, где по-

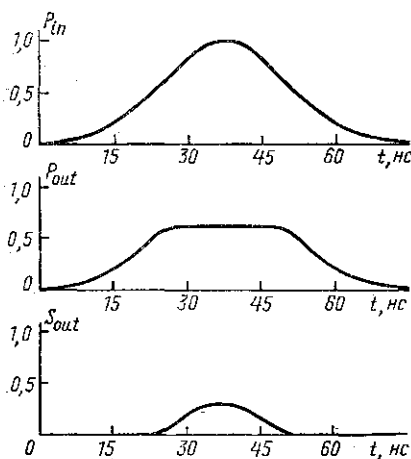


Рис. 1. Динамика ОВКР в квазистатическом режиме: $G=50$, $\mu=10^{-14}$, $L=7$ см, $\tau_p=30$ нс, $\eta=17\%$, $\delta=3,2\%$

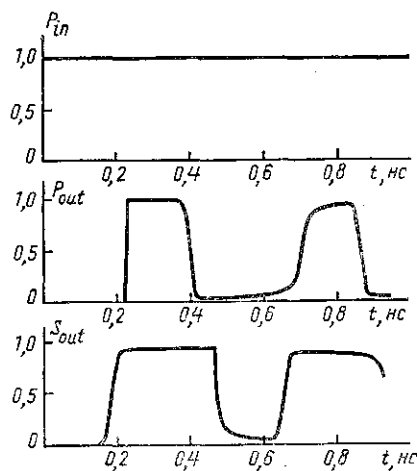


Рис. 2. Пиковый режим ОВКР: $G=80$, $\mu=10^{-14}$, $L=7$ см, $\tau_p=1$ нс, $\eta=57\%$, $\delta=6,7\%$

казан входной гауссов импульс накачки длительностью $\tau_p=30$ нс, импульс обратного стокова излучения и импульс излучения накачки, прошедшего через кювету. Параметры численного эксперимента: $G=50$, $\mu=10^{-14}$, $L=7$ см, $\eta=17\%$, $\delta=3,2\%$.

Видно, что стоков импульс с высокой точностью воспроизводит по форме вершину импульса накачки начиная от уровня, определяемого порогом ВКР. Прошедшее через кювету излучение накачки имеет вид импульса со срезанной вершиной. Заметим, кстати, что по отношению к прошедшей накачке кювета с комбинационно-активной средой действует в данном случае как своеобразный ограничитель интенсивности (мощности) излучения, причем уровень ограничения определяется порогом ВКР.

Интенсивность стокова излучения и эффективность ОВКР в квазистатическом режиме можно посчитать по формуле

$$\eta(t) = \frac{I_{s0}(t) \omega_p}{I_{p0}(t) \omega_s} = 1 - \frac{\ln(1/\mu)}{G(t)}, \quad (6)$$

где

$$G(t) = gLI_{p0}(t) \quad (7)$$

— зависящий от времени полный инкремент ВКР, $I_{p0}(t) = I_p(z=0, t)$, $I_{s0}(t) = I_s(z=0, t)$ — интенсивности накачки и обратной стоксовой компоненты на входном окне кюветы. Формулы (6), (7) представляют собой обобщение соответствующих формул стационарной нелинейной теории ОВКР (см., напр., [19]) на случай, когда интенсивность входной накачки медленно меняется с течением времени.

Пичковый режим. Если импульс накачки не слишком длинный и имеет крутой передний фронт, так что выполняются условия

$$\tau_p \gg L/c, \quad \Delta\tau_p \ll L/c,$$

то имеет место пичковый режим ОВКР, при котором обратное стоксово излучение и прошедшее через кювету излучение накачки имеют вид последовательности коротких импульсов (пичков), следующих друг за другом с периодом $2L/c$, равным двойному времени пробега света через среду.

Пример ОВКР в пичковом режиме показан на рис. 2. Расчет сделан для прямоугольного входного импульса накачки длительностью $\tau_p = 1$ нс. Остальные параметры: $G = 80$, $\mu = 10^{-14}$, $L = 7$ см, $\eta = 57\%$, $\delta = 6,7\%$.

Существование пичкового режима при ОВКР и вынужденном рассеянии Мандельштама—Бриллюена было впервые предсказано в работе [7] на основании численного решения уравнений типа (4). Колебания интенсивности обратного вынужденного рассеяния авторы [7] называли релаксационными колебаниями. В работе [8] были экспериментально обнаружены пульсации подобного типа при ВКР в молекулярных газах.

Оценим основные параметры пичкового режима ОВКР (см. также [7]). При проникновении волны накачки в среду на глубину l , определяемую формулой

$$\mu \exp\{gI_p l\} = 1, \quad (8)$$

возникают условия, при которых встречная стоксова волна может усиливаться до уровня, сравнимого с уровнем волны накачки. Согласно (8)

$$l = \frac{1}{gI_p} \ln(1/\mu) = \frac{L}{G} \ln(1/\mu).$$

Время, необходимое волне накачки для проникновения в среду на глубину l , есть

$$t_1 = l/c.$$

Такое же время необходимо стоксовой волне, чтобы пройти путь l навстречу волне накачки и достичь входного окна кюветы. В этот момент за счет сильного ВКР-преобразования излучения накачки в обратное стоксово излучение происходит «обрезание» импульса накачки, распространяющегося в среде. Таким образом, можно ожидать, что на выходе кюветы появится импульс накачки длительностью

$$t_2 = 2t_1 = \frac{2L}{c} \frac{\ln(1/\mu)}{G}. \quad (9)$$

Примерно такую же величину составляет задержка фронта стоксова импульса относительно переднего фронта импульса накачки на входном окне кюветы.

Распространяющийся в среде импульс накачки длительностью t_2 создает сильную обратную стоксову волну на всем протяжении кюве-

ты с комбинационно-активной средой. Встречаясь с волной накачки вблизи входного окна кюветы, обратная стоксова волна вызывает сильное ВКР-преобразование накачки, которое истощает поступающее в среду излучение накачки или, иными словами, препятствует проник-

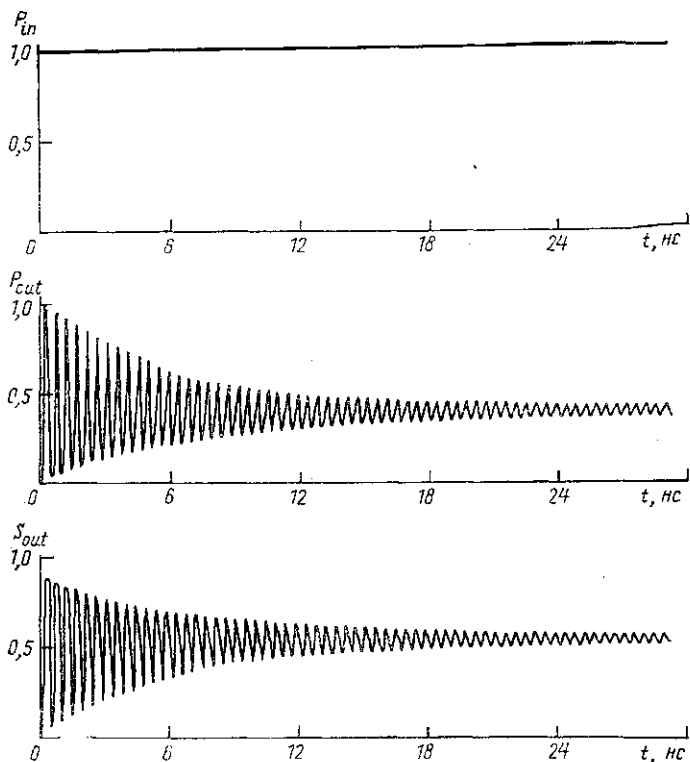


Рис. 3. Переходный режим ОВКР: $G=80$, $\mu=10^{-14}$, $L=7$ см, $\tau_p=30$ нс, $\eta=54\%$, $\delta=7,9\%$

новению накачки в глубь среды. Из этих соображений следует, что длительность стоксова пика, выходящего из кюветы, должна составлять приблизительно время

$$t_3 = \frac{2L}{c} - t_2 = \frac{2L}{c} \left(1 - \frac{\ln(1/\mu)}{G} \right),$$

и примерно такое же время продолжается пауза между пиками накачки на другом конце кюветы. По прошествии времени двойного пробега света через среду $2L/c$ весь процесс повторяется снова.

Результаты численных расчетов, проведенных нами для различных значений параметров μ , L , G , подтверждают эти выводы.

Заметим, что согласно формуле (9), встречный ВКР-усилитель по отношению к проходящему через него излучению накачки может при определенных условиях действовать как скоростной нелинейно-оптический затвор. Так, например, если $G=80$, $\mu=10^{-8}$, $L=7$ см, $\tau_p=1$ нс, то длительность прошедшего через кювету импульса накачки («время срабатывания затвора») составит, согласно (9), $t_2=0,1$ нс. Заметим, однако, что для выяснения предельного быстродействия подобной си-

стемы необходим, очевидно, анализ, учитывающий конечность времени дефазировки молекулярных колебаний T_2 .

Переходный режим. Если импульс накачки имеет крутой передний фронт и большую длительность, так что

$$\tau_p \gg L/c, \quad \Delta\tau_p \ll L/c,$$

то колебания ОВКР сначала выражены сильно, а затем постепенно затухают и устанавливается квазистационарный режим с эффективностью преобразования, определяемой формулой (6). Весь процесс в целом, начинающийся с генерации пиков и завершающийся установлением постоянной интенсивности рассеяния, естественно назвать переходным режимом ОВКР.

Типичная динамика интенсивностей в этом режиме показана на рис. 3. Представленные на этом рисунке данные получены в результате численного решения уравнений (4) для входного импульса накачки прямоугольной формы и следующих значений параметров: $G=80$, $\mu=10^{-14}$, $L=7$ см.

Основной характеристикой переходного режима является его длительность (время установления) t_{tr} . В работе [12] получена аналитическая оценка времени установления, которая выражается формулой

$$t_{tr} = \frac{2L}{c} G. \quad (10)$$

Мы провели численные расчеты времени установления, определив его как время, по прошествии которого интенсивность стоксова излучения отклоняется от своего стационарного уровня не более чем на 10%. Результаты, полученные для значений G , превышающих порог ВКР:

$$G \gg G_{th}, \quad G_{th} = \ln(1/\mu),$$

представлены на рис. 4. Из рисунка видно, что время установления стационарного режима ОВКР можно оценить по формуле

$$t_{tr} = \frac{2L}{c} G_{th} = \frac{2L}{c} \ln(1/\mu). \quad (11)$$

Таким образом, формула (10) оказывается приближенно верной лишь в области вблизи порога ВКР.

Итак, по нашим данным, время установления t_{tr} приблизительно равно времени двойного пробега света через среду, умноженному на пороговый инкремент ВКР. В частности, для режима ВКР-генерации, когда $G_{th} = \ln(1/\mu) = 30$, оценка (11) дает

$$t_{tr} = 60 L/c.$$

Заключение

В результате численного моделирования динамики обратного ВКР выявлены три основных режима: квазистатический, пиковый и пере-

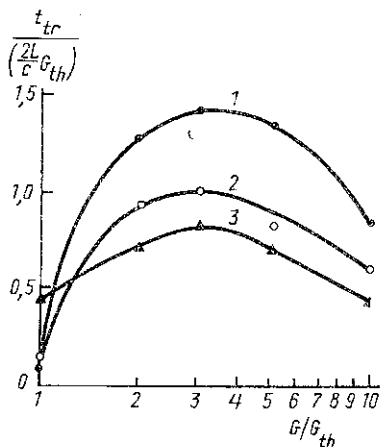


Рис. 4. Время установления стационарного режима ОВКР в зависимости от инкремента усиления G : $\mu=10^{-14}$ (1), 10^{-8} (2) и 10^{-2} (3)

ходный. Реализация того или иного режима зависит от соотношения между длительностью импульса накачки τ_p , временем пробега света через среду L/c и длительностью переднего фронта импульса накачки $\Delta\tau_p$. А именно

$\tau_p \gg L/c, \quad \Delta\tau_p \gg L/c$ — квазистатический режим,

$\tau_p \geq L/c, \quad \Delta\tau_p \ll L/c$ — пиковый режим,

$\tau_p \gg L/c, \quad \Delta\tau_p \ll L/c$ — переходный режим.

Существование квазистатического режима объясняет экспериментальные данные, полученные в [1, 2]. Характеристики пикового режима соответствуют найденным в [7]. Время установления стационарного режима ОВКР определяется формулой (11).

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Апанасевич П. А., Гахович Д. Е., Грабчиков 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 № 600 ИФ АН БССР. Минск, 1990. [3] Maier M., Kaiser W., Giordmaine J. A. // Phys. Rev. Lett. 1966. 17, N 26. P. 1275. [4] Culver W. H., Vanderslice J. T. A., Townsend V. W. T. // Appl. Phys. Lett. 1968. 12. P. 189. [5] Maier M., Kaiser W., Giordmaine J. A. // Phys. Rev. 1969. 177. P. 580. [6] Драбович К. Н. // Журн. прикл. спект. 1970. 12. С. 411. [7] Johnson R. V., Marburger J. H. // Phys. Rev. 1971. A4. P. 1175. [8] Kasher G. I., Lowdermilk W. H. // Phys. Rev. 1977. A16. P. 1657. [9] Murray J. R., Goldfarb J., Eimerl D., Szöke A. // IEEE J. Quant. Electron. 1979. 15. P. 342. [10] Бузялис Р. Р., Гидраускас В. В., Дементьев А. С. и др. // Квант. электроника. 1987. 14, № 11. С. 2266. [11] Бородин В. Г., Горбунов В. А., Гулидов С. С. и др. // Изв. АН СССР, сер. физ. 1989. 53, № 8. С. 1467. [12] Семионов В. Н. Дипломная работа. М. (Физ. ф-т МГУ), 1972. [13] Kasher G. I., Lowdermilk W. H. // Phys. Rev. 1976. A14. P. 1472. [14] Горбунов В. А. // Квант. электроника. 1982. 9, № 1. С. 152. [15] Горбунов В. А. // Опт. и спект. 1983. 55, № 6. С. 985. [16] Горбунов В. А. // Квант. электроника. 1984. 11, № 8. С. 1581. [17] Горбунов В. А. Дис. ... канд. физ.-мат. наук. Л. (ГОИ), 1984. [18] Численный анализ на Фортране. Стандартные программы и численные решения задач волновой физики / Под ред. Н. С. Бахвалова, Я. М. Жилейкина. М. (МГУ), 1986. [19] Дьяков Ю. Е., Никитин С. Ю. // Квант. электроника. 1982. 9, № 6. С. 1258.

Поступила в редакцию
08.05.91

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1992. Т. 33, № 1

УДК 535.317.2

ОПТИМИЗИРУЮЩИЕ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫЕ ПОКРЫТИЯ В УСТРОЙСТВАХ АДАПТИВНОЙ РАДИООПТИКИ

И. Н. Сисакян, А. В. Тихонравов, А. Б. Шварцбург, А. В. Шепелев,
В. Г. Якушкина

(кафедра математики)

Проведен количественный расчет оптимизирующих покрытий, основанный на анализе полевых зависимостей оптических свойств полупроводниковых материалов в дальнем ИК-диапазоне. Проведены вычисления амплитудно-фазовых характеристик устройств адаптивной радиооптики, показано, что оптимизирующие интерференционные покрытия дают возможность существенного (в 3—4 раза) увеличения динамического диапазона устройств амплитудной модуляции.

1. Разработанные в последнее время быстродействующие устройства управления излучением, основанные на полевом разогреве свободных носителей полупроводников, предназначены для управления по-