01.07

# Мнимые составляющие дисперсионных параметров и динамика стоксовой компоненты при вынужденном комбинационном рассеянии

© И.О. Золотовский, Д.И. Семенцов

Ульяновский государственный университет
E-mail: sementsovdi@ulsu.ru

Поступило в Редакцию 22 октября 2002 г.

В приближении неистощимой накачки исследуется динамика стоксова импульса в процессе ВКР. Нелинейная задача взаимодействия волны накачки и стоксовой компоненты сведена к линейному уравнению, описывающему распространение оптического импульса в усиливающей среде с мнимыми составляющими дисперсионных параметров первого и второго порядка, наличие которых приводит к возможности распространения максимума огибающей импульса со сверхсветовой скоростью.

Вынужденное комбинационное рассеяние (ВКР) — нелинейный процесс, при котором достаточно интенсивная волна накачки возбуждает в среде волну на смещенной частоте — стоксову компоненту. Если мощность накачки превышает пороговое значение, стоксова компонента нарастает почти экспоненциально [1,2]. Для многочисленных приложений ВКР существенное значение имеет характер развития стоксовой компоненты и возможность ее компрессии. В настоящей работе показано, что в приближении неистощимой накачки [3] сугубо нелинейная задача генерации стоксовой компоненты может быть сведена к квазилинейной задаче о распространении оптического импульса в усиливающей среде с мнимыми составляющими дисперсионных параметров. Эти параметры, наряду с параметром межмодового взаимодействия, определяют динамику излучения и условия компрессии распространяющегося в световоде импульса [4–7]. Использование данного подхода к описанию процесса ВКР позволяет значительно упростить анализ и выявить некоторые новые его особенности.

Рассмотрим взаимодействие между квазимонохроматической волной накачки и стоксовой волной в процессе вынужденного комбинационного рассеяния. Этот процесс может быть описан системой уравнений:

$$\frac{\partial A_n}{\partial z} + \frac{1}{u_n}\frac{\partial A_n}{\partial t} - i\frac{d_n}{2}\frac{\partial^2 A_n}{\partial t^2} + iR\big(|A_n|^2 + 2|A_s|^2\big)A_n = -\frac{g_n}{2}|A_s|^2 A_n,$$

$$\frac{\partial A_s}{\partial z} + \frac{1}{u_s}\frac{\partial A_s}{\partial t} - i\frac{d_s}{2}\frac{\partial^2 A_s}{\partial t^2} + iR\big(|A_s|^2 + 2|A_n|^2\big)A_s = \frac{g_s}{2}|A_n|^2 A_s, \qquad (1)$$

где $A_{n,s}$ — амплитуды волны накачки и стоксовой волны, $u_{n,s} = (\partial\beta_{n,s}/\partial\omega)_0^{-1}$ и $d_{n,s} = (\partial^2\beta_{n,s}/\partial\omega^2)_0$ — групповые скорости и дисперсионные параметры второго порядка, $\beta_{n,s}$ — константы распространения соответствующих волн, $R$ — параметр нелинейности световода, $g_{n,s}$ — рамановские коэффициенты.

Решение системы (1) проведем в приближении неистощимой накачки, когда интенсивность волны накачки на всей длине распространения можно полагать постоянной, т.е. $|A_n|^2 \cong \text{const}$, а для интенсивности стоксовой компоненты справедливо неравенство $|A_s|^2 \ll |A_n|^2$. В этом случае уравнение для амплитуды стоксовой компоненты принимает вид

$$\frac{\partial A_s}{\partial z} + \frac{1}{u_s}\frac{\partial A_s}{\partial t} - i\frac{d_s}{2}\frac{\partial^2 A_s}{\partial t^2} + 2iR|A_n|^2 A_s = \frac{g_s}{2}|A_n|^2 A_s. \qquad (2)$$

Используя в (2) подстановку $A_s = C_s \exp\big((2iR - g_s/2)I_n z\big)$, где $I_n = |A_n|^2$, приходим к линейному уравнению для амплитуды $C_s$:

$$\frac{\partial C_s}{\partial z} + \frac{1}{\tilde{u}_s}\frac{\partial C_s}{\partial t} - i\frac{\tilde{d}_s}{2}\frac{\partial^2 C_s}{\partial t^2} = 0, \qquad (3)$$

где $\tilde{u}_s = (\partial\tilde{\beta}_s/\partial\omega)_0^{-1}$, $\tilde{d}_s = (\partial^2\tilde{\beta}_s/\partial\omega^2)_0$. При этом комплексная константа распространения стоксовой волны $\tilde{\beta}_s = \beta'_s - i\beta''_s$, где $\beta' = \beta_s - 2RI_n$ и $\beta''_s = -g_s(\omega)I_n/2$. Таким образом, исходная задача сведена к задаче о распространении квазилинейной волны в усиливающей среде $(g_s > 0)$ с эффективным инкрементом усиления $\gamma_s = -2\beta''_s$ и мнимыми составляющими дисперсионных параметров $(\tilde{u}''_s)^{-1} = (\partial\beta''_s/\partial\omega)_0$ и $\tilde{d}''_s = (\partial^2\beta''_s/\partial\omega^2)_0$. Подобного рода задачи достаточно подробно рассматривались в работах [4–6], где было показано, что в световоде с комплексными дисперсионными параметрами 2-го порядка возможна компрессия оптических импульсов без начальной частотной модуляции и фазовой самомодуляции керровского типа, т. е. оказывается возможной самокомпрессия импульсов сколь угодно малой мощности. В соответствии с общим анализом уравнения (3) компрессия стоксова импульса возможна в случае $(\partial^2\beta_s''/\partial\omega^2)_0 < 0$, т. е. $(\partial^2 g_s/\partial\omega^2)_0 > 0$. Для импульса гауссовой формы степень компрессии определяется выражением

$$\tau_0/\tau_{\min} = \frac{|\eta|}{\sqrt{2}} \left(\sqrt{\eta^2+1} - 1\right)^{-1/2}, \tag{4}$$

где параметр $\eta = d_s''/\tilde{d}_s'$, а $\tilde{d}_s' = (\partial^2\beta'/\partial\omega^2)$. Если $|\eta| \gg 1$, степень компрессии также велика, а именно $\tau_0/\tau_{\min} = \sqrt{|\eta|/2}$. При этом минимальная длительность импульса достигается на длине $z_{com} \cong \tau_0^2/|\tilde{d}_s''|$.

Оценим значения, которые могут принимать дисперсионные параметры в исследуемом случае. В приближении лоренцевой формы линии усиления стоксовой волны частотная зависимость инкремента усиления имеет вид [2]:

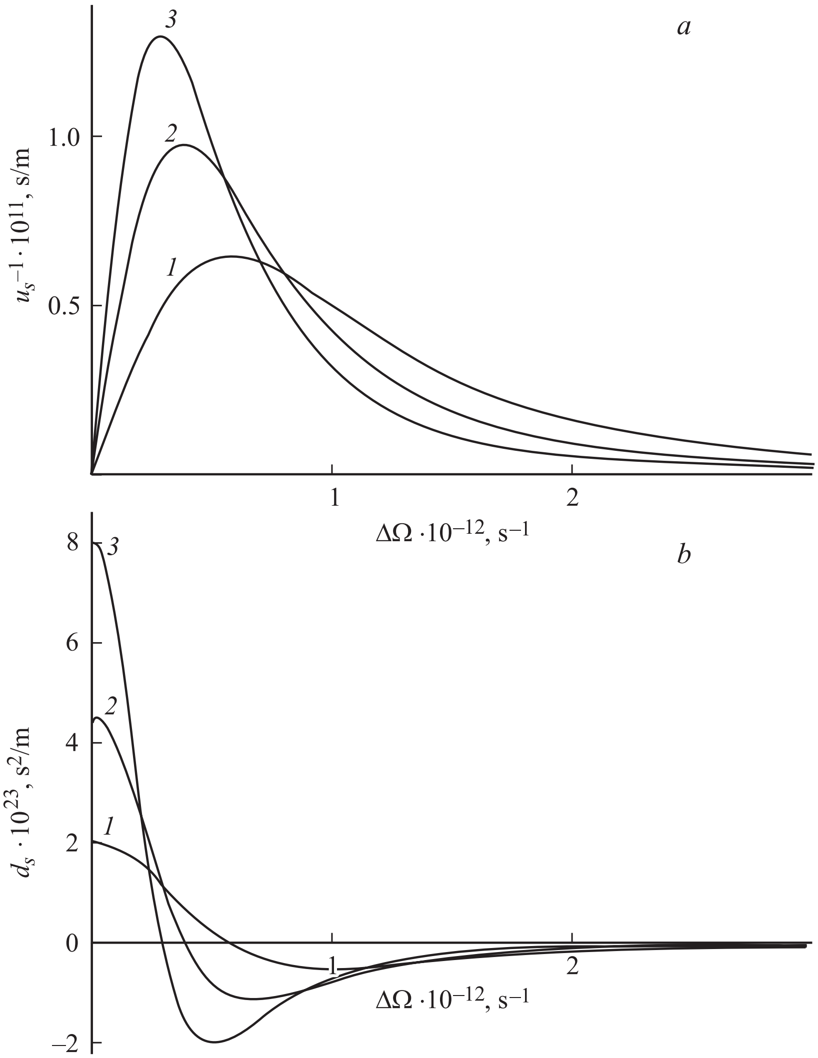
$$\gamma_s(\omega) = g_s(0)I_n/(1 + T_2^2\Delta\Omega^2), \tag{5}$$

где $T_2$ — время релаксации, определяющее ширину линии спонтанного комбинационного рассеяния, $\Delta\Omega = \omega_s - \omega_n + \Omega_m$, $\Omega_m$ — собственная частота молекулярных колебаний, $g_s(0)$ — коэффициент нелинейной связи. С учетом (5) и $\gamma_s = -2\beta_s''$ получаем для мнимых составляющих дисперсионных параметров первого и второго порядков

$$\tilde{u}_s''^{-1} = (\partial\beta_s''/\partial\omega)_0 = \frac{g(0)T_2^2\Delta\Omega I_n}{(1+T_2^2\Delta\Omega^2)^2}, \tag{6а}$$

$$\tilde{d}_s'' = (\partial^2\beta_s''/\partial\omega^2)_0 = \frac{g(0)T_2^2 I_n(1-3T_2^2\Delta\Omega^2)}{(1+T_2^2\Delta\Omega^2)^3}. \tag{6б}$$

Ввиду важности приведенных параметров для динамики волнового пакета, сформированного стоксовой компонентой, приведем некоторые их характерные значения. При $\Delta\Omega = \pm 1/\sqrt{3}T_2$ величина $|\tilde{u}_s''|^{-1}$ дистигает максимума, равного $9g(0)I_nT_2/16\sqrt{3}$, а величина $\tilde{d}_s''$ меняет знак, обращаясь в ноль. При $\Delta\Omega = 0$ величина $(\tilde{u}_s'')^{-1}$ меняет знак, обращаясь в ноль, а параметр $\tilde{d}_s''$ достигает максимального положительного значения, равного $g(0)I_nT_2^2$. При $\Delta\Omega = \pm T_2^{-1}$ параметр $\tilde{d}_s''$ достигает максимального отрицательного значения $-g(0)I_nT_2^2/4$. На




Частотная зависимость дисперсионных параметров первого ($a$) и второго ($b$) порядков, полученных для $T_2 = (1; 1.5; 2) \cdot 10^{-12}$ s (*1–3*).

рисунке, $a, b$ приведены частотные зависимости указанных величин. Учитывая нечетность величины $(\tilde{u}_s'')^{-1}$ по параметру $\Delta\Omega$ и четность $\tilde{d}_s''$, указанные зависимости приведены только для $\Delta\Omega > 0$. Для их построения выбраны следующие значения соответствующих параметров: $g(0) = 2 \cdot 10^{-13}$ m/W, $I_n = 10^{14}$ W/m$^2$, $T_2 = (1; 1.5; 2) \cdot 10^{-12}$ (кривые *1–3*). Проведем оценку степени компрессии стоксова излучения. Выбирая $T_2 \cong 10^{-12}$ s, $\Delta\Omega \cong \sqrt{2/3}\,10^{12}\,\mathrm{s}^{-1}$, а также $\tilde{d}_s' \cong 10^{-28} - 10^{-27}\,\mathrm{s}^2/m$ (как правило, $\partial^2 R/\partial\omega^2 \cong 0$ и $\tilde{d}_s' \cong d_s$) получаем для $\eta \cong 10^3 - 10^4$, а для $\tau_0/\tau_{\min} \cong 25-70$. Еще больших значений компрессии можно добиться, создав фазовую модуляцию стоксовой волны [5,6].

Наряду с компрессией, рассмотренные выше мнимые составляющие дисперсионных параметров существенным образом влияют на скорость максимума огибающей волнового пакета. В частности, оказывается возможным реализовать сверхсветовой режим его распространения для стоксова импульса в среде с наведенным усилением. Так, в соответствии с [7] указанная скорость в рассматриваемом случае определяется выражением

$$u_s = \tilde{u}_s'\left(1 + b\tilde{u}_s'/\tilde{u}_s''\right)^{-1},$$

где параметр $b = \tilde{d}_s' z(\tau_0^2 + \tilde{d}_s'' z)^{-1}$, а параметр $\tilde{u}_s'$ фактически является групповой скоростью импульса. Анализ (7) показывает, что в случае $b/\tilde{u}_s'' < 0$ скорость максимума огибающей распространяющегося в световоде стоксова импульса может стать больше даже скорости света в вакууме.

Важно отметить, что наиболее сильное влияние на динамику стоксова импульса мнимые составляющие дисперсионных параметров оказывают не в случае точного резонанса, когда $\Delta\Omega \cong 0$, а при некоторой отстройке от него, где $\tilde{d}_s'' < 0$. Именно в этом случае оказывается возможной компрессия стоксовой компоненты. В случае же $\tilde{d}_s'' > 0$ мнимые составляющие дисперсионных параметров способствуют дополнительному уширению стоксова импульса. Это указывает на важность правильного выбора рабочей частоты, которая может не совпадать с максимумом ВКР усиления.

ВКР взаимодействия не является единственной нелинейной задачей, корректно сводимой к квазилинейному случаю. К линейному уравнению типа (3), описывающему распространение импульса в среде с наведенным усилением и комплексными дисперсионными параметрами, может быть сведено большое число задач о перекачке энергии из мощной опорной волны в волну–возмущение за счет параметрического взаимодействия. Задачей подобного типа является задача о движении последовательности „бризеров–возмущений“, возникающих в среде с наведенным усилением в силу развития модуляционной неустойчивости при взаимодействии мощной квазимонохроматической волны накачки и индуцирующего возмущения.

## Список литературы

[1] *Шен И.Р.* Принципы нелинейной оптики. М.: Мир, 1989. 289 с.
[2] *Ахманов С.А., Выслоух В.А., Чиркин А.С.* Оптика фемтосекундных лазерных импульсов. М.: Наука, 1988. 310 с.
[3] *Агравал Г.* Нелинейная волоконная оптика. М.: Мир, 1996. 323 с.
[4] *Золотовский И.О., Семенцов Д.И.* // ЖТФ. 2000. Т. 70. В. 10. С. 57.
[5] *Золотовский И.О., Семенцов Д.И.* // Квант. электрон. 2000. Т. 30. № 8.
[6] *Золотовский И.О., Семенцов Д.И.* // Опт. и спектр. 2001. Т. 91. № 1. С. 138.
[7] *Золотов А.В., Золотовский И.О., Семенцов Д.И.* // Письма в ЖТФ. 2001. Т. 27. В. 17. С. 22.