

ДИНАМИКА ВЫНУЖДЕННОГО РАССЕЯНИЯ МАНДЕЛЬШТАМА–БРИЛЛЮЭНА ПРИ САМОФОКУСИРОВКЕ ЛАЗЕРНОГО ПУЧКА

Н. Е. Андреев^а, Л. М. Горбунов^{б*}, М. В. Чеготов^а

^а Научно-исследовательский центр теплофизики импульсных воздействий
Объединенного института высоких температур

Российской академии наук
127412, Москва, Россия

^б Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук
117924, Москва, Россия

Поступила в редакцию 17 августа 1998 г.

Показано, что размер фокального пятна оказывает существенное влияние на динамику вынужденного рассеяния Мандельштама–Бриллюэна (ВРМБ) при мощности лазерного пучка, близкой к критической для стрикционной самофокусировки. При малых размерах фокального пятна ВРМБ подавляет самофокусировку. Увеличение размера фокального пятна ведет к возрастанию пульсаций ВРМБ и времени установления стационарного состояния. При достаточно больших фокальных пятнах ВРМБ возникает в виде регулярных интенсивных вспышек. Обсуждаются физические процессы, определяющие такую динамику ВРМБ.

1. ВВЕДЕНИЕ

В нелинейной оптике одним из наиболее широко известных процессов является вынужденное рассеяние Мандельштама–Бриллюэна (ВРМБ), при котором падающая электромагнитная волна, взаимодействуя со звуковыми волнами, порождает рассеянные электромагнитные волны со смещенными частотами (см., например, [1–3]). Этот процесс наблюдается во многих материальных средах и имеет важное значение для ряда приложений. В частности, он используется для обращения волнового фронта (см., например, [4–6]). Большое значение он имеет и при управляемом лазерном термоядерном синтезе, снижая долю поглощаемого в мишени излучения (см., например, [7]).

Если мощность лазерного пучка P превышает определенную критическую величину P_{cr} [8–10], то наряду с ВРМБ может происходить также процесс самофокусировки. Известно, что в стационарном состоянии либо самофокусировка (как и филаментация лазерного пучка) приводит к возрастанию ВРМБ (см., например, [11–13]), либо ВРМБ подавляет самофокусировку (см., например, [14–16]). Однако наиболее своеобразно взаимное влияние ВРМБ и самофокусировки может проявляться при совместном развитии их во времени в течение переходного процесса. Так, в работе [17] показано, что из-за самофокусировки ВРМБ приобретает вид периодических вспышек, во время которых интенсивность рассеянного излучения может превосходить интенсивность падающего излучения. На немонотонную зависимость ВРМБ от времени указывают также численные расчеты [18].

*E-mail: gorbun@lpi.ac.ru

В этой статье обсуждается возможность изменять динамику ВРМБ при мощности лазерного пучка, превышающей критическую мощность стрикционной самофокусировки, путем изменения размера фокального пятна. Из численного решения системы нелинейных уравнений, описывающих падающий и рассеянные пучки, а также крупномасштабные возмущения плотности среды, связанные с самофокусировкой, следует, что при относительно больших фокальных пятнах развитие самофокусировки приводит к тому, что ВРМБ имеет вид периодических интенсивных вспышек [17]. С уменьшением размера фокального пятна самофокусировка подавляется и вспышечный характер ВРМБ сменяется осцилляциями относительно некоторого среднего значения, амплитуда которых убывает со временем. При фиксированном размере фокального пятна самофокусировка подавляется тем эффективнее, чем выше начальный уровень рассеяния. При этом выход на стационарное состояние происходит быстрее. В условиях, когда начальный коэффициент ВРМБ-отражения, рассчитанный в рамках одномерной теории в пренебрежении самофокусировкой, составляет несколько процентов, динамика ВРМБ приближается к той, которая описывается одномерной нелинейной теорией [19].

Численные расчеты пространственно-временного изменения интенсивности падающего и рассеянного излучений, а также плотности среды позволили интерпретировать те физические процессы, которые ответственны за описанную выше динамику ВРМБ. Эти вопросы, а также эксперименты, в которых наблюдались пульсации ВРМБ, обсуждаются в заключении.

2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Рассмотрим плоский слой нелинейной прозрачной среды, на который, начиная с момента времени $t = 0$, падает нормально к границе пучок электромагнитного излучения, имеющий характерную ширину $2a$ (диаметр фокального пятна). Будем считать, что мощность излучения превышает критическую для стрикционной (пондеромоторной) самофокусировки и толщина слоя превышает дифракционную длину. Наряду с процессом самофокусировки рассмотрим процесс ВРМБ в направлениях, близких к обратному¹⁾.

Для описания пучков падающего и рассеянного излучений, а также возмущений плотности среды используем, соответственно, уравнения Максвелла и уравнения акустики, в которых учтем действие усредненной пондеромоторной силы (см., например, [2, 3]). Представим напряженность электрического поля в среде в виде

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{2} \sum_{\sigma=\pm 1} \{ \mathbf{E}_{\sigma}(\mathbf{r}, t) \exp[-i\omega_{\sigma}t + i\sigma k_{\sigma}z] + \text{c.c.} \}, \quad (1)$$

где \mathbf{E}_{σ} — медленно изменяющаяся во времени и в пространстве (на масштабах ω_{σ}^{-1} и k_{σ}^{-1} соответственно) комплексная амплитуда поля падающего ($\sigma = 1$) и рассеянного ($\sigma = -1$) пучков; ω_{σ} и k_{σ} — соответственно частоты и волновые числа, связанные

¹⁾ Если толщина слоя намного меньше дифракционной длины и соизмерима с диаметром фокального пятна, то необходимо учитывать ВРМБ в широком интервале углов, как это сделано в работах [14, 16].

между собой дисперсионным соотношением $k_\sigma^2 c^2 = \omega_\sigma^2 \varepsilon(\omega_\sigma)$; $\varepsilon(\omega)$ — линейная диэлектрическая проницаемость среды, которая предполагается изотропной.

При одновременном развитии самофокусировки и ВРМБ в среде возникают два типа возмущений плотности. Самофокусировке отвечают крупномасштабные вариации плотности среды $\delta\rho$, в то время как ВРМБ в направлениях близких к обратному — мелкомасштабные звуковые волны, возмущения плотности в которых можно представить в виде

$$\delta\rho_s = \frac{1}{2} \{ \delta\rho_{s0}(\mathbf{r}, t) \exp[-i\omega_s t + ik_s z] + \text{с.с.} \}, \quad (2)$$

где частоты звуковых волн $\omega_s = \omega_1 - \omega_{-1}$ и их волновые числа $k_s = k_1 + k_{-1}$ связаны между собой дисперсионным соотношением $\omega_s = k_s V_s$ ($V_s = \sqrt{\partial p / \partial \rho}$ — скорость звука), а $\delta\rho_{s0}$ — амплитуда звуковой волны.

Если длина свободного пробега звука мала по сравнению с теми масштабами, на которых изменяется амплитуда $\delta\rho_{s0}$, то последняя выражается через амплитуды E_σ следующим образом [1–3]²⁾:

$$\delta\rho_{s0} = \frac{ik_s}{16\pi\gamma_s V_s} \left(\rho \frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho} \right) E_1 E_{-1}^*, \quad (3)$$

где γ_s — декремент затухания звуковых волн, который предполагается малым по сравнению с ω_s ; ρ — плотность среды; $\rho(\partial\varepsilon/\partial\rho)$ — коэффициент электрострикции [2].

Подставив соотношения (1)–(3) в уравнения Максвелла и отбросив малые слагаемые, пропорциональные вторым производным от медленно изменяющихся амплитуд E_σ , получим

$$\left\{ i \left(\frac{1}{V_g} \frac{\partial}{\partial t} + \sigma \frac{\partial}{\partial z} \right) + \frac{1}{2k} \Delta_\perp + \frac{\omega}{2V_g} \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho} \right) \delta\rho + i\sigma \frac{\omega^2}{32\pi c^2 \gamma_s V_s \rho} \left(\rho \frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho} \right)^2 |E_{-\sigma}|^2 \right\} E_\sigma = 0, \quad (4)$$

где, с учетом неравенства $\omega_s \ll \omega_1, \omega_{-1}$, принято, что $\omega_1 \approx \omega_{-1} = \omega$ и $-k_{-1} \approx k_1 = k$; групповая скорость равна

$$V_g = c \left[d \left(\omega \sqrt{\varepsilon(\omega)} \right) / d\omega \right]^{-1},$$

а Δ_\perp — поперечная часть оператора Лапласа

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial}{\partial r} \right).$$

В уравнениях (4) самофокусировка учитывается третьим слагаемым в фигурных скобках. Уравнение для соответствующего возмущения плотности среды имеет вид

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} + 2\Gamma \frac{\partial}{\partial t} - V_s^2 \Delta_\perp \right) \delta\rho = -\frac{1}{16\pi} \left(\rho \frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho} \right) \Delta_\perp \sum_{\sigma=\pm 1} |E_\sigma|^2, \quad (5)$$

²⁾ Для слабозатухающих звуковых волн совместная динамика ВРМБ и самофокусировки в плазме исследовалась в работе [15].

где Γ — коэффициент затухания для крупномасштабных возмущений плотности.

Обычно, рассматривая ВРМБ, не учитывают самофокусировку и в системе уравнений (4) пренебрегают слагаемым, пропорциональным $\delta\rho$. С другой стороны, рассматривая самофокусировку, пренебрегают процессом ВРМБ. Это соответствует отбрасыванию четвертого слагаемого в уравнении (4) при $\sigma = 1$ и учету в правой части уравнения (5) только слагаемого с $\sigma = 1$.

Для проведения численных расчетов представим уравнения (4) и (5) в безразмерном виде:

$$\left\{ i \left(\frac{\partial}{\partial \tau} + \sigma \frac{\partial}{\partial \xi} \right) + \bar{\Delta}_{\perp} - A + i\sigma G |e_{-\sigma}|^2 \right\} e_{\sigma} = 0, \quad (6)$$

$$\left(\frac{1}{\beta^2} \frac{\partial^2}{\partial \tau^2} + \frac{2\bar{\Gamma}}{\beta} \frac{\partial}{\partial \tau} - \bar{\Delta}_{\perp} \right) A = \alpha \bar{\Delta}_{\perp} \sum_{\sigma=\pm 1} |e_{\sigma}|^2, \quad (7)$$

где

$$\tau = tc/2ka^2, \quad \xi = z/2ka^2, \quad \bar{\Gamma} = \Gamma a/V_s, \quad e_{\sigma} = E_{\sigma}/E_m,$$

$$\bar{\Delta}_{\perp} = \frac{1}{\eta} \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\eta \frac{\partial}{\partial \eta} \right), \quad \eta = r/a, \quad \beta = 2ka \frac{V_s}{V_g}, \quad G = \frac{kV_s}{\gamma_s} \alpha,$$

$$\alpha = \frac{1}{2} \left(\frac{a\omega}{c} \right)^2 \frac{E_m^2}{8\pi\rho V_s^2} \left(\rho \frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho} \right)^2, \quad A = - \left(\frac{\omega a}{c} \right)^2 \delta\rho \frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho},$$

E_m — максимальная амплитуда электрического поля падающего пучка на оси $\eta = 0$, a — характерный начальный размер фокального пятна на границе среды $\xi = 0$.

При решении уравнений (6) и (7) будем считать, что на левой границе слоя $\xi = 0$ падающий пучок, а на правой границе $\xi = \xi_0 \geq 1$ — рассеянный «затравочный» пучок имеют плоские фазовые фронты и гауссово распределение интенсивности по радиусу:

$$e_1(\eta, \xi = 0, \tau) = f(\tau) \exp(-\eta^2), \quad e_{-1}(\xi, \xi = \xi_0) = e_b \exp(-\eta^2/b^2), \quad (8)$$

где функция $f(\tau) \leq 1$ определяет процесс изменения со временем амплитуды падающего пучка, b — безразмерная ширина «затравочного» рассеянного пучка. При $b \gg 1$ амплитуда e_{-1} практически постоянна на ширине падающего пучка и можно говорить о пространственно-однородной «затравке». Граничные условия по радиальной переменной соответствовали симметрии полей и возмущений плотности относительно оси $\eta = 0$ и их убыванию на бесконечности (реально при некотором $\eta_{max} \gg 1$). Начальные возмущения плотности $\delta\rho$ предполагались отсутствовавшими.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННЫХ РАСЧЕТОВ

Критической мощности самофокусировки P_{cr} соответствует определенное значение параметра $\alpha = \alpha_{cr}$. Его можно оценить, если пренебречь ВРМБ ($e_{-1} = 0$), принять, что пучок является стационарным ($\partial/\partial\tau = 0$ в уравнениях (6) и (7)) и однородным в продольном направлении ($\partial/\partial\xi = 0$ в уравнении (6)). Используя выражение (8), найдем

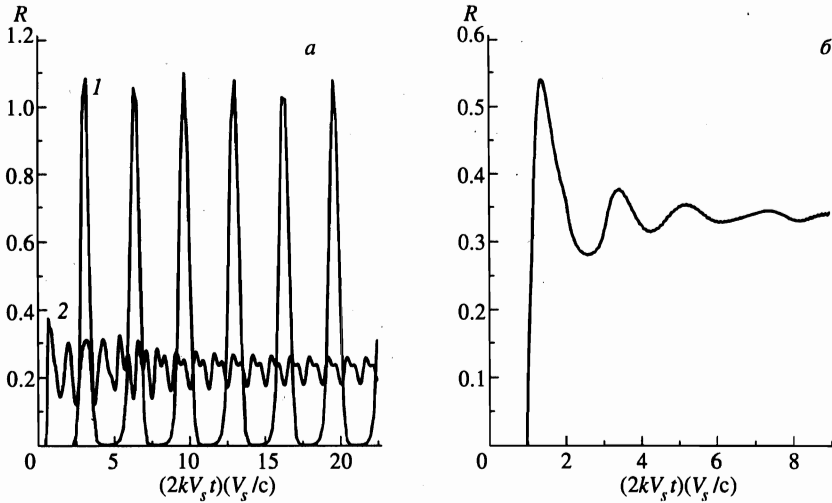


Рис. 1. Изменение коэффициента отражения R ВРМБ в зависимости от безразмерного времени $\tau = 2kV_s^2 t/c$ для различных ширин фокального пятна: $a - G = 15$, $|e_b|^2 = 10^{-7}$, $\beta = 1.5$ (1), $\beta = 0.5$ (2); $b - G = 20$, $|e_b|^2 = 10^{-6}$, $\beta = 1$

в пределе $\eta \rightarrow 0$, что $\alpha_{cr} = 4$. Более последовательный анализ, корректно учитывающий радиальную зависимость амплитуды e_1 внутри среды, дает значение $\alpha_{cr} = 7.54$ [10]. Ниже в расчетах мы использовали значение $\alpha = 8.4 > \alpha_{cr}$.

Характеризующая затухание крупномасштабных возмущений плотности среды величина $\bar{\Gamma}$ принималась равной 0.25. Ранее было показано [20], что при $\bar{\Gamma} < 1$ затухание слабо влияет на динамику самофокусировки.

В приводимых ниже результатах нарастание амплитуды падающего пучка со временем считалось мгновенным (в формуле (8) функция $f(\tau)$ равна нулю при $\tau \leq 0$ и единице при $\tau > 0$). Расчеты с линейно нарастающей функцией $f(\tau)$ на интервале $0 \leq \tau \leq 50$ существенно не отличаются от результатов, полученных для ступенчатой функции, что согласуется с выводами, полученными в работах [20, 21].

Система уравнений (6), (7) решалась численно для различных значений трех параметров: параметра G , который при фиксированном значении α определяется диссипацией коротковолновых звуковых волн γ_s ; параметра $|e_b|^2$, характеризующего «затравочный» уровень рассеянного излучения; параметра β , пропорционального ширине фокального пятна. В отсутствие самофокусировки ($A = 0$) параметры G и $|e_b|^2$ в стационарной линейной теории ВРМБ (когда в (6) $\partial/\partial\tau = 0$ и $G = 0$ при $\sigma = 1$) однозначно определяют при заданной длине плазмы ξ_0 уровень рассеянного назад излучения:

$$R_0 = |e_b|^2 \exp((G/2) \arctg(4\xi_0)),$$

где учтено дифракционное уменьшение интенсивности поля накачки. В расчетах полагалось $\xi_0 = 1$, что соответствует длине плазмы, в четыре раза превышающей дифракционную длину лазерного пучка $ka^2/2$. Отметим, что при $\xi_0 \geq 1$ уровень рассеяния не зависит от длины плазмы.

На рис. 1 показана зависимость от безразмерного времени $(2kV_s t)(V_s/c)$ полного (проинтегрированного по радиальной переменной) коэффициента ВРМБ-рассеяния

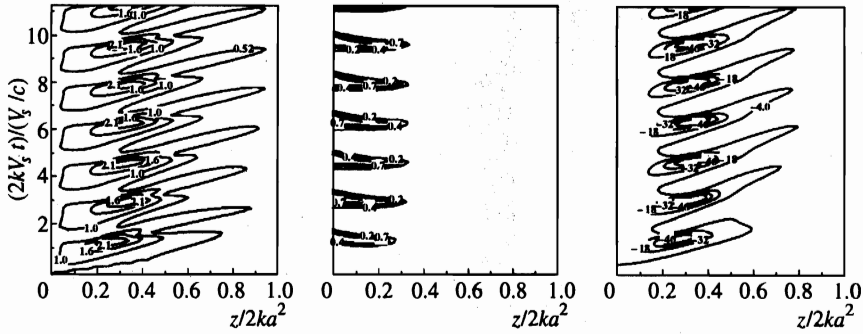


Рис. 2. Линии постоянных значений модуля амплитуды падающего (а) и рассеянного (б) излучений, плотности среды (с) на плоскости $(2kV_s t/c, z/2ka^2)$ при $\eta = 0$ (ось пучка), $G = 15$, $|e_b|^2 = 10^{-7}$ для широкого фокального пятна $\beta = 1.5$

назад R :

$$R = \frac{1}{S_0} \int_0^\infty d\eta \eta |e_{-1}(\xi = 0, \tau, \eta)|^2, \tag{9}$$

где величина

$$S_0 = \int_0^\infty d\eta \eta e^{-2\eta^2}$$

определяет полный поток энергии падающего излучения. На рис. 1а принято $|e_b|^2 = 10^{-7}$ и $G = 15$, что соответствует $\gamma_s/2kV_s \approx 0.25$ и малому начальному рассеянию $R_0 \approx 2 \cdot 10^{-3}$. Как видно из рисунка, для более широкого пучка ($\beta = 1.5$) коэффициент рассеяния пульсирует со временем (так называемый вспыхивный режим ВРМБ) и максимальные значения R превышают единицу. При уменьшении размера фокального пятна ($\beta = 0.5$) диапазон изменения R уменьшается и вспыхивный характер рассеяния сменяется его осцилляциями относительно некоторого среднего значения. При этом амплитуда осцилляций функции R убывает с ростом времени.

Подобные свойства коэффициента ВРМБ были получены также в широкой области изменения параметров G и $|e_b|^2$, где G меняется от 10 до 20, а $|e_b|^2$ от 10^{-8} до 10^{-6} . Во всех этих вариантах начальный уровень рассеяния был меньше или порядка 0.1%.

Иная картина возникает в том случае, когда уровень ВРМБ достаточно высок также в отсутствие самофокусировки. На рис. 1б показано изменение R от времени при $R_0 = 0.573$ ($\beta = 1, G = 20, |e_b|^2 = 10^{-6}$). Видно, что процесс имеет релаксационный характер и после нескольких осцилляций функция R выходит на стационарный уровень.

Для того чтобы понять те физические процессы, которые определяют свойства коэффициента отражения R , на плоскости $(\beta^2 \tau, \xi)$ при $\eta = 0$ (ось пучка) были построены линии уровня для абсолютных значений амплитуд излучения в падающем и рассеянном пучках, а также для крупномасштабных возмущений плотности, связанных с процессом самофокусировки. На рис. 2 показаны результаты для относительно широкого лазерного пучка ($\beta = 1.5$) при низком начальном уровне ВРМБ. Параметры G и $|e_b|^2$ взяты теми же, что и на рис. 1а. Видно, что в глубине среды периодически возникает область, в которой интенсивность падающего излучения достигает максимума (рис. 2а), а плотность

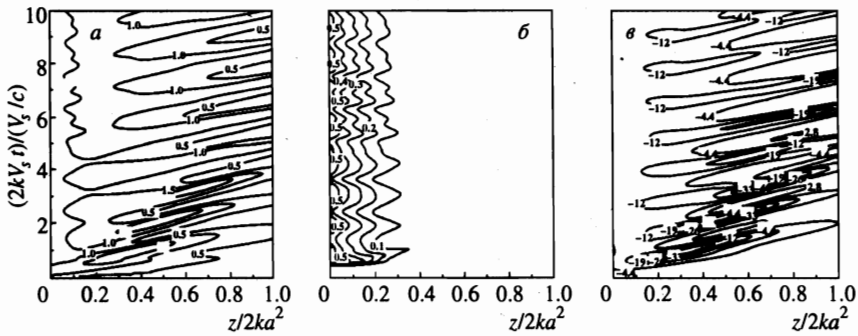


Рис. 3. То же, что и на рис. 2, но для узкого фокального пятна $\beta = 0.5$

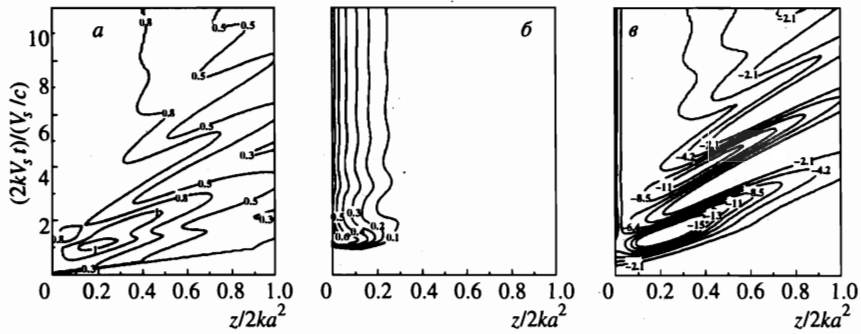


Рис. 4. То же, что и на рис. 2, но для относительно высокого начального уровня ВРМБ. Параметры те же, что и на рис. 1б

же, что и на рис. 1а. Видно, что в глубине среды периодически возникает область, в которой интенсивность падающего излучения достигает максимума (рис. 2а), а плотность среды — минимума (рис. 2в). Положение этой области мало изменяется со временем, и именно там происходит в основном нарастание интенсивности рассеянного излучения (рис. 2б).

Для более узкого пучка ($\beta = 0.5$, рис. 3) процесс сначала напоминает тот, который был для широкого пучка (рис. 2), хотя развивается он медленнее. Затем, однако, возникает такое состояние, при котором ВРМБ происходит в основном вблизи границы (рис. 3б), где наиболее высока интенсивность падающего излучения (рис. 3а). Размеры области усиления рассеянного излучения пульсируют со временем, и это отражается в его интенсивности.

Отметим, что средний по времени коэффициент ВРМБ слабо зависит от параметра β . Он равен 0.277 при $\beta = 1.5$ и 0.226 при $\beta = 0.5$.

На рис. 4 показаны те же функции, что и на рис. 2, но для параметров G и $|e_b|^2$, соответствующих рис. 1в, когда уровень рассеяния достаточно высок даже в отсутствие самофокусировки. Видно, что хотя в начале своего развития динамика рассеяния близка к той, которая имела место при низком уровне начального ВРМБ, затем область рассеяния локализуется вблизи границы нелинейной среды (рис. 4б), а изменение всех величин во времени становится все более слабым и сравнительно быстро устанавлива-

ется стационарное состояние.

Как уже отмечалось выше, плавное включение падающего пучка на границе с характерным временем вплоть до $\tau_0 = 50$ не изменяет характера динамики ВРМБ.

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Результаты численных расчетов можно понять, сопоставив времена, характеризующие развитие различных нелинейных процессов. Стрикционная самофокусировка связана с перераспределением плотности среды в радиальном направлении и развивается за характерное время $t_{sf} \approx a/V_s$ [20–22]. Время прохождения излучением области взаимодействия, равной дифракционной длине $ka^2/2$, по порядку величины совпадает со временем обмена энергией t_{NL} между падающей и рассеянной волнами из-за процесса ВРМБ. Более точное выражение согласно [19] имеет вид

$$t_{NL} = \frac{4\pi ka^2}{V_g G p''}, \quad (10)$$

где p'' — мнимая часть комплексного решения уравнения

$$|e_b|^2 \exp G - p(1 - p + |e_b|^2) \exp(pG) = 0. \quad (11)$$

Время установления стационарного состояния согласно [19] равно

$$t_r = \frac{2ka^2}{V_g G |p_0 - p'|}, \quad (12)$$

где p_0 и p' — вещественный корень и действительная часть комплексного корня уравнения (11). При изменении $|e_b|^2$ в интервале от 10^{-6} до 10^{-8} и G в интервале от 10 до 20 величины Gp'' и $G|p_0 - p'|$ изменяются соответственно от 5.3 до 7.8 и от 2 до 24.5.

Обсуждение начнем со случая, когда начальный уровень ВРМБ достаточно низок ($R_0 \leq 10^{-3}$) и время выхода на стационарный уровень (12) превышает времена t_{sf} и t_{NL} . Если $t_{sf} < t_{NL}$ и, согласно (10),

$$\beta = \frac{2kaV_s}{V_g} > \beta_{01} = \frac{Gp''}{2\pi}$$

(широкий пучок), то самофокусировка развивается быстрее, чем происходит обмен энергией между падающей и рассеянной волнами из-за ВРМБ. Именно этому случаю отвечает рис. 2. На начальной стадии процесса ВРМБ практически не влияет на развитие самофокусировки, и к моменту времени t_{sf} образуется область, в которой плотность среды понижена, а интенсивность падающего излучения повышена [20–22]. Однако, благодаря экспоненциальной зависимости от $|e_1|^2$, начиная с некоторого момента в этой области резко возрастает ВРМБ назад. Рассеянное излучение, распространяясь в сторону границы $\xi = 0$, усиливается и истощает энергию падающего пучка. ВРМБ возникает в виде вспышки (рис. 1а). За то время, в течение которого новая порция лазерного излучения достигнет области самофокусировки, возмущение плотности среды успевает релаксировать. Весь процесс начинается практически сначала. В результате ВРМБ имеет вид почти периодических коротких вспышек длительностью t_{sf} . Этот режим обсуждался в [17].

Отметим, что увеличение размера фокального пятна ведет, с одной стороны, к увеличению времени самофокусировки ($t_{sf} \propto a$), а с другой, — к увеличению длины области и времени взаимодействия между падающей и рассеянной волнами ($t_{NL} \propto a^2$). Поскольку последнее время с ростом a увеличивается быстрее, для достаточно широких лазерных пучков время t_{sf} меньше, чем t_{NL} , и должен возникать описанный выше режим пульсирующего ВРМБ.

Обратимся теперь к случаю $t_{sf} \geq t_{NL}$ и $\beta < \beta_{01}$ (узкий пучок), которому отвечает рис. 3. Самофокусировка не успевает полностью развиться за то время, в течение которого ВРМБ усиливается до уровня, достаточного для существенного снижения интенсивности падающего излучения в области фокуса. Можно сказать, что для достаточно узких лазерных пучков ВРМБ приостанавливает и подавляет развитие самофокусировки (рис. 3*б*). Только вблизи границы среды (рис. 3*б*) возникает квазипериодический процесс обмена энергией между падающим и рассеянным пучками. Колебания интенсивности ВРМБ на рис. 1*а* при $\beta = 0.5$ достаточно хорошо описываются теорией [19]. В частности, средний уровень ВРМБ-отражения $R = 0.226$ находится в разумном соответствии с нелинейной стационарной теорией [23], согласно которой для параметров, отвечающих рис. 1*а*, $R = 0.18$.

Еще более отчетливо эффект подавления самофокусировки из-за ВРМБ проявляется при больших коэффициентах усиления G или при более высоком затравочном уровне рассеяния $|e_b|^2$. На рис. 4, которому соответствует рис. 1*б*, показана динамика процесса для таких параметров, при которых начальный уровень ВРМБ составляет несколько процентов. Видно, что самофокусировка оказывается подавленной (рис. 4*б*), а функция R имеет релаксационный характер, подобный рассмотренному в [19]. Однако и в этом случае увеличение размера фокального пятна до такого значения, что $\beta = 7$, приводит к вспышечному режиму ВРМБ.

Обсудим возможность выполнения условия

$$\beta = \beta_{01} \quad \text{или} \quad \frac{2kaV_s}{V_g} = \frac{Gp''}{2\pi}, \quad (14)$$

при котором осцилляторный режим сменяется вспышечным (см. выше), в экспериментах. Для жидкостей, твердых тел и газов отношение скорости света к скорости звука составляет величину порядка 10^5 . При $k = 1.26 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$ (вторая гармоника лазера на неодимовом стекле) из условия (14) следует, что диаметр фокального пятна должен превышать сантиметр, а дифракционная длина — километр. В этих условиях наше предположение о том, что толщина слоя среды превышает дифракционную длину трудно выполнить в лабораторных условиях. В горячей разреженной плазме ситуация иная. Так, при температуре электронов $T_e = 1 \text{ кэВ}$ в водородной плазме отношение $V_g/V_s \approx 3 \cdot 10^3$ и для второй гармоники неодимового лазера условия (14) выполняются при диаметре фокального пятна порядка 50 мкм, когда дифракционная длина составляет около 8 мм.

Экспериментально пульсации интенсивности ВРМБ наблюдались неоднократно именно в горячей плазме (см., например, [24–28]). Однако условия, в которых проводились эти эксперименты, не всегда соответствовали той постановке, которая обсуждается в этой работе. В работах [24, 25] плазма была неоднородной и падающий пучок частично отражался от области с критической плотностью. Это создавало дополнительные возможности для пульсаций ВРМБ, обсуждавшиеся, например, в работах [26, 27]. В других экспериментах плазма была прозрачной для излучения, но ее размеры были меньше дифракционной длины, что подавляло самофокусировку и увеличивало роль ВРМБ в ши-

роком диапазоне углов [14, 16]. Нам известен только один эксперимент [28], в котором условия соответствовали рассматриваемой постановке. Основные характеристики эксперимента: $\omega \approx 2 \cdot 10^{14} \text{ с}^{-1}$ (CO₂-лазер), отношение концентрации электронов n к критической $n_c = m\omega^2/4\pi e^2$ равно 0.16; $a \approx 10^{-2} \text{ см}$, $I = 2 \cdot 10^{11} - 10^{12} \text{ Вт/см}^2$, $T_e = 100 \text{ эВ}$; размер плазмы был равен 1.2 см и превышал дифракционную длину. В эксперименте наблюдались пульсации обратного ВРМБ на уровне 10–20% с характерным периодом порядка 150 пс.

Согласно приведенному выше определению, величину α для плазмы можно записать в виде [29]

$$\alpha = \left(\frac{\omega_p a V_E}{2cV_T} \right)^2, \quad (15)$$

где ω_p — плазменная частота, V_T и V_E — соответственно, тепловая скорость электронов и скорость их осцилляций в поле лазерного излучения ($V_E = eE_m/m\omega$). Подставив в формулу (15) приведенные выше значения, получим для условий эксперимента [28] $\alpha \approx 40 > \alpha_{cr}$ при $I = 6 \cdot 10^{11} \text{ Вт/см}^2$. Кроме того, найдем, что для данного эксперимента $\beta \approx 0.04$, в то время как величина β_{01} порядка 2. Поскольку β оказывается существенно меньше, чем β_{01} , вспышечный режим ВРМБ не может реализоваться. Оценка периода осцилляций по формуле (10) дает величину порядка 50 пс при $Gp'' = 5$. Таким образом, результаты эксперимента [28] больше соответствуют режиму ВРМБ, рассмотренному в [19].

Заметим, что в работе [30] исследовалась экспериментально динамика ВРМБ в разреженной плазме ($(\omega_p/\omega)^2 \approx 0.045$) в зависимости от способа фокусировки излучения ($k \approx 10^5 \text{ см}^{-1}$, $a \approx 50 - 70 \text{ мкм}$, $I \sim 10^{14} \text{ Вт/см}^2$, $T_e \approx 1 \text{ кэВ}$). Параметр β был равен приблизительно 0.2, что отвечает, видимо осцилляторному режиму ВРМБ. Однако малая длительность лазерного импульса ($\sim 1.6 \text{ нс}$) не позволила авторам [30] наблюдать вариации ВРМБ со временем.

Для реализации вспышечного режима ВРМБ в горячей плазме при $V_s/c \approx 3 \cdot 10^{-4}$ и $P/P_{cr} \geq 1$ отношение размера плазмы L к радиусу фокального пятна a должно превышать $1.5 \cdot 10^3$. Если принять, что $a \approx 20 \text{ мкм}$, получим ограничение на размер плазмы: $L \geq 3 \text{ см}$. Проведение целенаправленного эксперимента по обсуждаемой схеме позволит, с одной стороны, проверить правильность наших представлений о динамике ВРМБ в условиях самофокусировки, а с другой — в случае реализации вспышечного режима ВРМБ получить короткие интенсивные импульсы рассеянного назад излучения.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты № 97-02-16537 и 96-02-00021с).

Литература

1. Н. Бломберген, *Нелинейная оптика*, Мир, Москва (1966), с. 150.
2. В. С. Старунов, И. Л. Фабелинский, УФН **98**, 441 (1969).
3. И. Р. Шен, *Принципы нелинейной оптики*, Наука, Москва (1989), с. 190.
4. Б. Я. Зельдович, Н. Ф. Пилипецкий, В. В. Шкунов, *Обращение волнового фронта*, Наука, Москва (1985).
5. *Обращение волнового фронта излучения в нелинейных средах*, под ред. В. И. Беспалова, Горький, ИПФ АН СССР (1982).
6. В. И. Беспалов, Г. А. Пасманик, *Нелинейная оптика и адаптивные лазерные системы*, Наука, Москва (1986).
7. К. Бракнер, С. Джорна, *Управляемый лазерный синтез*, Атомиздат, Москва (1977), с. 43.
8. Г. А. Аскаръян, ЖЭТФ **42**, 1567 (1962).
9. В. И. Таланов, Письма в ЖЭТФ **2**, 222 (1965).
10. В. Н. Луговой, А. М. Прохоров, УФН **111**, 203 (1973).
11. C. J. Randall, *Laser Programm Annual Report* **2**, 3 (1979).
12. M. S. Sodha, G. Umesh, and R. R. Sharma, *J. Appl. Phys.* **50**, 4678 (1979).
13. H. A. Rose, *Phys. Plasmas* **2**, 2216 (1995).
14. M. R. Amin, C. E. Capjack, P. Frycz et al., *Phys. Fluids B* **5**, 3748 (1993).
15. V. V. Eliseev, W. Rozmus, V. T. Tikhonchuk et al., *Phys. Plasmas* **2**, 1712 (1995).
16. S. Huller, Ph. Mounaix, and D. Pesme, *Phys. Scripta T* **63**, 151 (1996).
17. Н. Е. Андреев, Л. М. Горбунов, Письма в ЖЭТФ **56**, 144 (1992).
18. V. T. Tikhonchuk, S. Huller, and Ph. Mounaix, *Phys. Plasmas* **4**, 4369 (1997).
19. М. В. Чеготов, *Физика плазмы* **23**, 41 (1997).
20. N. E. Andreev, L. M. Gorbunov, S. V. Tarakanov et al., *Phys. Fluids B* **5**, 1986 (1993).
21. Н. Е. Андреев, Л. М. Горбунов, А. И. Зыков и др., ЖЭТФ **106**, 1676 (1994).
22. Л. М. Горбунов, С. В. Тараканов, ЖЭТФ **99**, 58 (1991).
23. C. L. Tang, *J. Appl. Phys.* **37**, 2945 (1966).
24. Л. М. Горбунов, Ю. С. Касьянов, В. В. Коробкин и др., Письма в ЖЭТФ **27**, 242 (1978).
25. В. Л. Арцимович, Л. М. Горбунов, Ю. С. Касьянов и др., ЖЭТФ **80**, 1859 (1981).
26. S. Huller, P. Mulser, and A. M. Rubenchik, *Phys. Fluids B* **3**, 3339 (1991).
27. A. V. Chirokikh, S. M. Kozochkin, A. P. Streltsov, B. D. Ochirov, and A. Rubenchik, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 723 (1993).
28. K. Henkel, *Dissertation*, Bochum (1992).
29. A. J. Schmitt, *Phys. Fluids* **31**, 3079 (1988).
30. O. Willi et al., *Phys. Fluids B* **2**, 1318 (1990).