

ПЕРИОДИЧЕСКИЕ ВСПЫШКИ ВЫНУЖДЕННОГО РАССЕЯНИЯ МАНДЕЛЬШТАМА-БРИЛЛЮЭНА ПРИ САМОФОКУСИРОВКЕ ЛАЗЕРНЫХ ПУЧКОВ В ПЛАЗМЕ

*Н.Е.Андреев, Л.М.Горбунов**)

*Институт высоких температур РАН,
127412, Москва, Россия*

**) Физический институт им.П.Н.Лебедева РАН,
117924, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 26 июня 1992 г.

Исследована динамика вынужденного рассеяния Мандельштама-Бриллюэна (ВРМБ) и самофокусировки в плазме и показано, что рассеянное излучение имеет вид интенсивных периодических вспышек.

Вопрос о влиянии самофокусировки лазерных пучков на процессы вынужденного рассеяния и, в частности, на ВРМБ начал обсуждаться в шестидесятые годы (см., например, ^{1,2}). В последнее время он приобрел особую актуальность для плазмы в связи с развитием работ по управляемому лазерному термоядерному синтезу (см. ³).

Обычно, рассматривая этот вопрос, используют представление о стационарной самофокусировке (см., например, ^{4,5}). Однако в горячей плазме, где основные физические механизмы, определяющие нелинейный отклик, связаны с перераспределением плотности, процесс его установления протекает достаточно медленно.

В настоящей работе при рассмотрении наиболее характерной для горячей плазмы стрикционной нелинейности учтена динамика возникающих в процессе самофокусировки возмущений плотности. Показано, что совместное развитие самофокусировки и ВРМБ происходит таким образом, что рассеянное излучение возникает в виде коротких интенсивных периодических вспышек, хотя средний по времени уровень рассеяния достаточно низок. Имеется много экспериментальных данных в горячей плазме ³, которые могут найти естественное объяснение в рамках обсуждаемого режима ВРМБ.

Рассмотрим слой прозрачной плазмы толщины l , на которой слева ($z = 0$) нормально к границе падает аксиально-симметричный пучок электромагнитного излучения с частотой ω , волновым числом $k_z = k$, амплитудой ϵ_1 и радиальным размером a . Помимо этого рассмотрим пучок рассеянного назад излучения (из-за процесса ВРМБ) с амплитудой ϵ_{-1} , частотой $\omega - \Delta\omega$, где $\Delta\omega \simeq 2kv_s$, v_s – скорость звука. Эти пучки создают в плазме два типа возмущений плотности: мелкомасштабные звуковые волны ($k_s \simeq 2k$), связанные с процессом ВРМБ, и крупномасштабные возмущения, связанные с самофокусировкой. Для описания первых используем так называемое приближение затухающего звука (длина свободного пробега звука меньше, чем масштаб изменения его амплитуды). Для описания второго типа более медленных возмущений плотности δN используем уравнения акустики с вынуждающей пондеромоторной силой. Основанная на таких допущениях система уравнений имеет вид:

$$\left[i \left(\beta \frac{\partial}{\partial \tau} + \sigma \frac{\partial}{\partial z} \right) + \Delta_{\perp} - A - i\sigma G |E_{-\sigma}|^2 \right] E_{\sigma} = 0 \quad (1)$$

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial \tau^2} + 2\hat{\Gamma}_s \frac{\partial}{\partial \tau} - \Delta_{\perp}\right) A = \alpha \Delta_{\perp} \sum_{\sigma=\pm 1} |E_{\sigma}|^2, \quad (2)$$

где $\sigma = \pm 1$, $\tau = tv_s/a$, $\Delta_{\perp} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \left(\rho \frac{\partial}{\partial \rho} \right)$, $\rho = r/a$, z - нормированная на $2ka^2$ продольная координата, $E_{\sigma} = \epsilon_{\sigma} E_0$, E_0 - максимальное значение амплитуды падающего пучка на границе $z = 0$, $A = (\omega a/c)^2 \delta N/N_0$, $\alpha = (\omega_p a v_E / 2c v_{T_e})^2$, $\beta = 2\omega a v_s / c^2$, $v_E = eE_0/m\omega$, $v_{T_e} = \sqrt{T_e/m}$, T_e - температура электронов плазмы, $\hat{\Gamma}_{\pm 1} = \alpha \hat{\gamma}_0 / v_s$, $\hat{\gamma}_0$ - оператор, учитывающий затухание из-за вязкости и ион-ионных столкновений, $G = kv_s \alpha / \gamma_s$ - коэффициент, определяющий взаимодействие пучков из-за процесса ВРМБ, γ_s - декремент затухания рассеивающего звука.

Падающий пучок ($\sigma = 1$) считался на границе гауссовским с плоским фазовым фронтом ($E_1(\rho; z=0; \tau) = f(\tau) \exp(-\rho^2)$, где $f(\tau)$ характеризует изменение граничной амплитуды со временем). Амплитуда рассеянного пучка ($\sigma = -1$) также имела гауссовское распределение на границе

$$E_{-1}(\rho; L; \tau) = E_b \exp(-\rho^2/a_0^2), \quad (3)$$

где E_b - "затравочная" амплитуда, a_0 - безразмерная ширина. При $a_0 \gg 1$ амплитуда (3) практически постоянна на ширине падающего пучка.

Граничные условия по поперечной координате отвечают симметрии полей и возмущений плотности на оси $\rho = 0$ и убыванию их на бесконечности (реально при $\rho_{max} \gg 1$). Начальные условия соответствовали отсутствию возмущенной плотности.

При решении поставленной задачи имеет смысл ориентироваться на результаты обычной стационарной теории ВРМБ¹. Согласно этой теории амплитуды $E_{\pm 1}$ не зависят от времени τ и поперечной координаты ρ ; $A = 0$, $G = 0$ в уравнении (1) при $\sigma = 1$. Для $f(\tau) = 1$ из уравнений (1) следует, что безразмерная плотность энергии выходящего через границу $z = 0$ ВРМБ излучения равна $I_{-1} = I_0 \exp[(G \arctg 4L)/2]$, где $I_0 = E_b^2/8\pi$. В пределе $L \gg 1$ коэффициент отражения ВРМБ соизмерим с единицей для $E_b^2 \approx 10^{-7}$ при $G \approx 20$.

Решая поставленную задачу, используем значения G в интервале $10 \div 15$. При "затравочной" интенсивности $10^{-6} \div 10^{-8}$ и без учета самофокусировки эти значения G отвечают малому коэффициенту ВРМБ рассеяния (10^{-3}). Параметр α примем равным 8,4, что несколько выше того, при котором согласно стационарной теории (без учета ВРМБ) должна возникать самофокусировка² ($\alpha_{th} = 7,54$).

На рис.1 показаны зависимости от времени интегральных по поперечной координате коэффициентов отражения ($f = 1$ при $\tau \geq 0$) $R = \int_0^{\rho_{max}} d\rho \rho |E_{-1}(z=0; \tau, \rho)|^2 / S_0$ и прохождения $T = \int_0^{\rho_{max}} d\rho \rho |E_1(z=L; \tau, \rho)|^2 / S_0$, где $S_0 = \int_0^{\rho_{max}} d\rho \rho |E_1(z=0; \rho, \tau)|^2$. Используются значения параметров $G = 10$, $\beta = 1$, $E_b^2 = 10^{-7}$, которые отвечают в частности взаимодействию лазерного пучка с длиной волны 0,5 мкм, интенсивностью 10^{14} Вт/см² и радиусом 60 мкм с плазмой, имеющей концентрацию $2 \cdot 10^{19}$ см⁻³ и температуру $T_e = 500$ эВ. Видно, что ВРМБ излучение возникает периодически (через 0,6 нс) в виде коротких вспышек (60 пс), которым отвечает уменьшение коэффициента прохождения падающего на плазменный слой излучения.

Физическую причину такого вспыхивающего режима ВРМБ можно понять с помощью рис.2 (а,б,в), изображающего линии постоянных значений плотности, амплитуды падающего и рассеянного излучения на плоскости (z, τ) при $\rho = 0$. Сначала, пока не возникло крупномасштабное изменение плотности плазмы, коэффициент ВРМБ отражения мал и все излучение проходит через слой. Провал плотности, создаваемый пучком сначала вблизи границы $z = 0$,

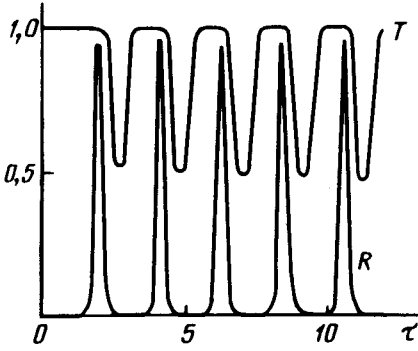


Рис.1

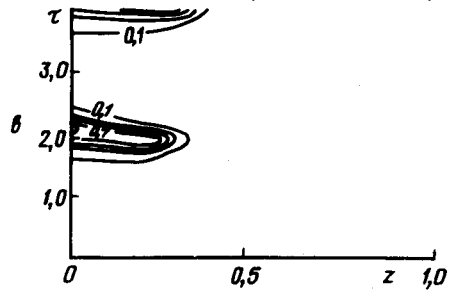
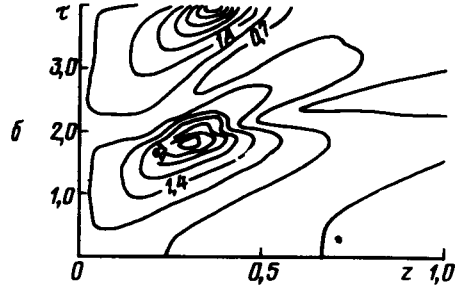
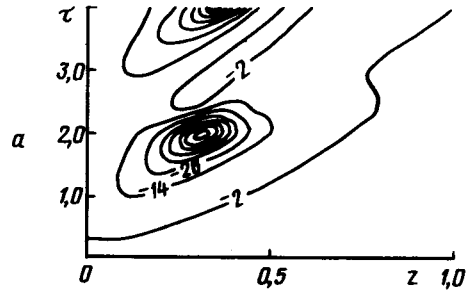


Рис.2

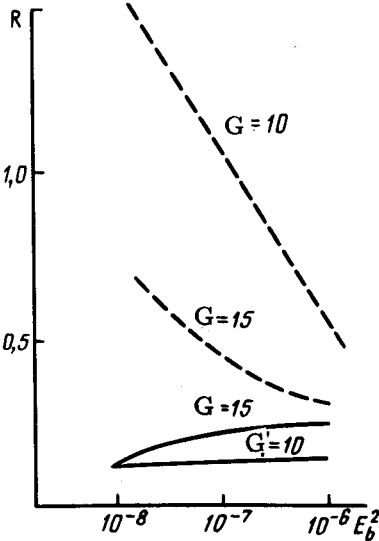


Рис.3

Рис.1. Зависимость от времени коэффициента ВРМБ отражения R и коэффициента прохождения T

Рис.2. Линии уровня плотности (а), амплитуды падающего (б) и рассеянного (в) излучения на плоскости (z, τ) при $\rho = 0$

Рис.3. Усредненный (сплошные линии) и максимальный (пунктир) коэффициенты ВРМБ отражения в зависимости от уровня "затравки" E_b^2 для двух значений параметра G

удаляется от нее и нарастает. Он играет фокусирующую роль для излучения. Поэтому от границы отходит также создающий и поддерживающий его максимум интенсивности ⁶. К моменту времени $t \simeq 2a/v_s$ ($\tau = 2$) максимум интенсивности находится в точке $z_0 \simeq 0,6ka^2$ и оказывается настолько большим, что возникает значительное ВРМБ рассеяние. Благодаря экспоненциальной зависимости от $|E_1|^2$ этот процесс включается резко и за время $\sim z_0/c$ практически все излучение падающего пучка из области от 0 до z_0 преобразуется в рассеянное излучение. При этом каверна плотности, не поддерживаемая давлением электромагнитного поля, успевает релаксировать до того, как придет новая порция излучения. В результате система возвращается в начальное состояние и процесс начинается снова.

Об экспериментальном наблюдении вспышек ВРМБ излучения в плазме сообщалось в работах ⁷⁻¹⁰.

Важной особенностью рассматриваемого динамического режима ВРМБ является слабая зависимость усредненного по времени коэффициента отражения $\bar{R} = \int_0^{\tau_0} R(\tau) d\tau$ (τ_0 - время между вспышками) как от параметра G , определяемого интенсивностью волны накачки, так и от интенсивности "затравки" (рис.3). Во многих экспериментах действительно наблюдается такая слабая зависимость на уровне $1 \div 10\%$ ³, что служит косвенным подтверждением обсуждаемого нами саморегулирующего механизма рассеяния.

Имеется большое число экспериментов в плазме ³, в которых наблюдаются вспышки ВКР излучения, а также излучения на гармонике $3/2\omega$. Возможно, что это является отражением исследованной нами зависимости интенсивности излучения в плазме от времени.

Можно думать, что при филаментации лазерного пучка ¹⁰ также возникают вспышечные режимы ВРМБ, подобные рассмотренному.

В заключение выражаем благодарность А.А.Погосовой за помощь при подготовке статьи.

-
1. В.С.Старунов, И.Л.Фабелинский, УФН **98**, 441 (1969).
 2. И.Р.Шен, Принципы нелинейной оптики, М.: Наука, 1989 г., гл.17.
 3. В.Т.Тихончук, Квант. Электрон. **18**, 151 (1991).
 4. C.J.Randall, Laser Programm Annual Report **2**, 3 (1979).
 5. M.S.Sodha, G.Umesh, and R.P.Sharma, J. Appl. Phys. **50**, 4678 (1979).
 6. Л.М.Горбунов, С.В.Тараканов, ЖЭТФ **99**, 58 (1991).
 7. H.A.Baldis, and P.V.Corkum, Phys. Rev. Lett. **45**, 1260 (1980).
 8. В.Л.Арцимович, Л.М.Горбунов, Ю.С.Касьянов, В.В.Коробкин, ЖЭТФ **80**, 1859 (1981).
 9. H.A.Baldis, and C.J.Walsh, Phys. Fluids **26**, 3426 (1983).
 10. O.Willi, D.Bassett, A.Ginlietti, and C.J.Karttunen, Opt. Comm. **70**, 487 (1989).