

ИНДУЦИРОВАННАЯ ФОКУСИРОВКА ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В КИЛЬВАТЕРНОЙ ПЛАЗМЕННОЙ ВОЛНЕ

С.В.Буланов, А.С.Сахаров

Институт общей физики АН СССР
117942 Москва

Поступила в редакцию 9 июля 1991 г.

Показана возможность фокусировки или дефокусировки коротких пакетов электромагнитного излучения в зависимости от фазы их взаимодействия с кильватерной плазменной волной.

Возбуждение кильватерных плазменных волн (КПВ) короткими лазерными импульсами ^{1,2} или релятивистскими электронными пучками ³ привлекает большое внимание в связи с задачами ускорения заряженных частиц ¹⁻⁵ и повышения частоты лазерного излучения ^{6,7}. Переход к изучению этих задач при учете поперечной неоднородности выявил ряд новых эффектов, отсутствующих при одномерном подходе (см. ^{8,9}).

Цель настоящей работы - изучить влияние поперечной неоднородности на эволюцию электромагнитного (ЭМ) импульса при его взаимодействии с КПВ.

В приближении малости отношения длины плазменной волны к характерному размеру неоднородности полей в поперечном направлении из уравнений Максвелла и уравнений релятивистской гидродинамики для электронов плазмы можно получить следующую систему уравнений, описывающих самосогласованную эволюцию пакета ЭМ излучения и генерацию КПВ

$$2i\frac{\partial \vec{a}}{\partial \tau} + 2\alpha\frac{v_g}{c}\frac{\partial^2 \vec{a}}{\partial \tau \partial \xi} + \alpha^2\frac{\partial^2 \vec{a}}{\partial \xi^2} + \Delta_{\perp}\vec{a} = -\frac{\phi}{1+\phi}\vec{a}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial \xi^2} = \left(\frac{1+|\vec{a}|^2/2}{(1+\phi)^2} - 1 \right), \quad (2)$$

где $\phi = e\varphi/m_e c^2$ - безразмерный электростатический потенциал, \vec{a} - безразмерная комплексная амплитуда векторного потенциала ЭМ импульса, определяемая соотношением

$$e\vec{A}_{\perp}/m_e c^2 = \frac{1}{2}(\vec{a}(\xi, \vec{\rho}, \tau) \exp(-i\omega_0 t + ik_0(x - v_g t)) + \text{к.с.}) \quad (3)$$

Здесь $\tau = \omega_p^2 t / \omega_0$, $\xi = k_p(x - v_g t)$, $\vec{\rho} = k_p \vec{r}_{\perp}$ - соответственно, безразмерные время, продольная и поперечная координаты, $\alpha = \omega_p / \omega_0 \ll 1$, $\omega_p^2 = 4\pi n_0 e^2 / m_e$, $\omega_0^2 = k_0^2 c^2 + \omega_p^2$, $k_p = \omega_p / v_g$, $v_g = c^2 k_0 / \omega_0 \simeq c$.

Уравнения (1), (2) отличаются от полученных в ³ последним слагаемым в левой части (1), учитывающим зависимость от $\vec{\rho}$. Подобная система уравнений была выписана также в ¹⁰.

Предполагая аксиальную симметрию, воспользуемся параксиальным приближением, записав a и ϕ в виде

$$a(\xi, \rho, \tau) = A(\xi, \tau) \exp(-q(\xi, \tau)\rho^2/2), \quad (4)$$

$$\phi(\xi, \rho, \tau) = \phi_0(\xi, \tau) + \frac{1}{2}G(\xi, \tau)\rho^2 + \dots \quad (5)$$

Тогда, ограничиваясь первыми членами разложения по ρ^2 , из (1), (2) получаем систему уравнений

$$2i \frac{\partial A}{\partial \tau} + 2\alpha \frac{\partial^2 A}{\partial \tau \partial \xi} + \alpha^2 \frac{\partial^2 A}{\partial \xi^2} - 2qA = -\frac{\phi_0}{1 + \phi_0} A, \quad (6)$$

$$2i \frac{\partial Y}{\partial \tau} + 2\alpha \frac{\partial^2 Y}{\partial \tau \partial \xi} + \alpha^2 \frac{\partial^2 Y}{\partial \xi^2} - 4qY = -\frac{\phi_0}{1 + \phi_0} Y + \frac{GA}{(1 + \phi_0)^2}, \quad (7)$$

$$\frac{\partial^2 \phi_0}{\partial \xi^2} = \frac{1}{2} \left(\frac{1 + |A|^2/2}{(1 + \phi_0)^2} - 1 \right), \quad (8)$$

$$\frac{\partial^2 G}{\partial \xi^2} = -\frac{1 + |A|^2/2}{(1 + \phi_0)^3} G - \frac{|A|^2}{2(1 + \phi_0)^2} \text{Re}q, \quad (9)$$

где $Y \equiv qA$.

Рассмотрим распространение короткого ЭМ пакета малой амплитуды в поле КПВ, поперечная неоднородность которой (а следовательно, и поперечная неоднородность эффективного значения диэлектрической проницаемости $\epsilon_{eff} = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2(1+\phi)}$) характеризуется величиной G .

Непосредственно за источником КПВ поперечный размер неоднородности ϕ равен поперечному размеру источника. Из (9) легко видеть, что по мере удаления от источника величина G осциллирует. Вследствие этого изначально нефокусированный ($\text{Im}q_1 = 0$) короткий ЭМ пакет при взаимодействии с КПВ может начать как фокусироваться (при $\frac{G(k_p R_1)^4}{2(1+\phi_0)^2} < -1$, где $R_1 = k_p^{-1}(\text{Re}q_1)^{-1/2}$ - начальный поперечный размер пакета), так и дефокусироваться (при выполнении обратного неравенства). Из (6), (7) в пренебрежении членами порядка α, α^2 следует оценка характерного времени его фокусировки ($G < 0$): $t_\phi \simeq \frac{\pi}{2} \frac{\omega_0}{2\omega_p^2} (2(1 + \phi_0)^2 / |G|)^{1/2}$. За это время пакет сжимается до минимального размера, определяемого дифракцией $R_{min} \simeq 2 \frac{c^2}{\omega_0 R_1} t_\phi$.

В случае слабой КПВ ($\phi_0 \ll 1$) оптимальной для фокусировки оказывается область вблизи максимумов ϕ_0 . При этом $G \simeq -\frac{\phi_0}{R_0^2}$, где R_0 - радиус источника КПВ.

Для сильнонелинейной КПВ релятивистская зависимость частоты ленгмюровских колебаний от амплитуды приводит к искривлению волнового фронта КПВ, вследствие чего поперечная неоднородность потенциала сильно возрастет в области между первым нулем и первым минимумом ϕ_0 за источником. В случае возбуждения КПВ релятивистски сильным ($\int |A|^2 d\xi > 1$) ультракоротким ($\Delta\tau \int |A|^2 d\xi < \omega_p^{-1}$) лазерным импульсом минимальное значение G в указанной области, как следует из (8), (9), по порядку величины равно $G \simeq -2(\int |A|^2 d\xi)^2 / k_p^2 R_0^2$, где радиус источника определен как $R_0 = k_p^{-1}(\text{Re}q_0)^{-1/2}$. Соответствующее время фокусировки равно

$$t_\phi \simeq \frac{2\omega_0}{\omega_p^2} k_p R_0 / \int |A|^2 d\xi. \quad (10)$$

Система (6) - (9) решалась нами численно. В качестве источника КПВ брался мощный ЭМ импульс. В следе за источником помещался пакет малой амплитуды с шириной, не превосходящей радиус первого пакета. Отметим,

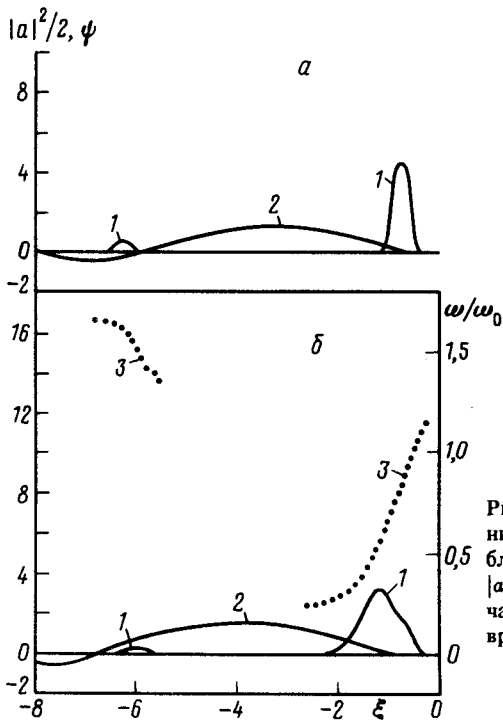


Рис. 1. Генерация нелинейной КПВ и повышение частоты ведомого импульса в плоском приближении: ($q = 0$) при $\alpha = 0,01$: 1 - $|a|^2/2$; 2 - ψ ; 3 - отношение локального значения частоты ЭМ излучения $\omega(\xi, t)$ к ω_0 для моментов времени $a - t = 0$; $b - t = 150\omega_0/\omega_p^2$

что в данной работе мы не ставили задачи детального исследования влияния поперечной неоднородности на динамику самого источника.

На рис. 1, 2 приведены полученные результаты для случая $\alpha = 0,01$. Параметры источника: максимальная амплитуда $A_0 = 3$, $\int |A|^2 d\xi = 3$. Второй импульс имеет такую же длительность, а его начальная амплитуда равна $A_1 = 1$. На рис. 1 представлен случай, соответствующий плоской модели ($q = 0$). Здесь основной эффект в согласии с ⁶ состоит в повышении частоты ведомого пакета, помещенного в такую фазу нелинейной КПВ, где этот эффект максимален.

Для выбранных параметров этому же значению фазы взаимодействия отвечает и наиболее быстрая фокусировка ведомого импульса. Для параметра поперечной неоднородности источника $q_0 = 0,001$ индуцированная фокусировка происходит значительно быстрее, чем изменение частоты или рост нелинейных искажений первого импульса. Рис. 2 соответствует моменту времени когда амплитуда ведомого импульса на оси уже сравнялась с амплитудой источника. Время фокусировки второго импульса (начальный поперечный размер которого полагались таким же как и у источника: $q_1 = q_0$) достаточно хорошо согласуется с оценкой (10). Сжатие второго пакета продолжается вплоть до размеров, соответствующих пределу применимости квазиплоского приближения.

Обратим внимание на то, что в отсутствии источника КПВ влияние поперечной неоднородности при тех же параметрах импульса (выражающееся в самофокусировке задней части импульса) проявляется за время, более чем на порядок превышающее время индуцированной фокусировки.

Более подробный анализ поперечной структуры потенциала КПВ в области фазы наиболее быстрой фокусировки показывает, что в данном примере параксиальное приближение оказывается применимым на расстояниях от оси $\rho < \frac{1}{2}(\text{Re}q_0)^{-1/2}$, т.е. при $q_1 = q_0$ в процесс индуцированной фокусировки вовлекается порядка одной четверти энергии ведомого импульса. На больших

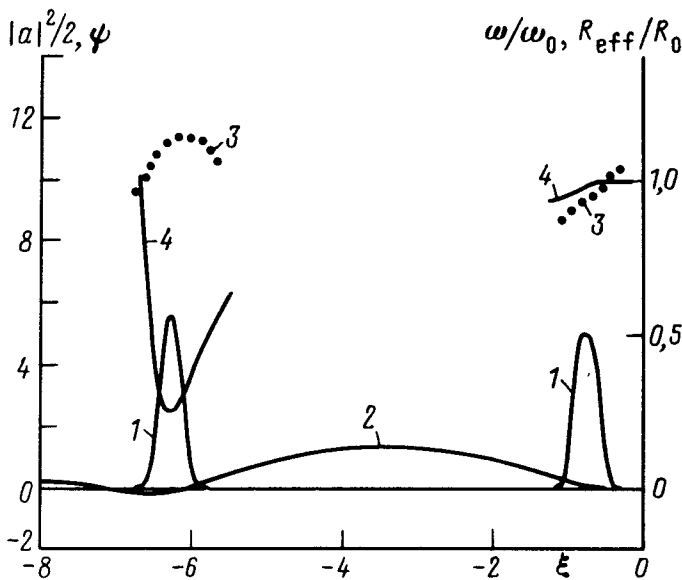


Рис. 2. Индуцированная фокусировка ведомого импульса при $\alpha = 0,01$, $q_1 = q_0 = 0,001$ для момента времени $t = 27\omega_0/\omega_p^2$. Кривыми 1, 2, 3 представлены, соответственно, значения $|a|^2/2$, ψ и $\omega(\xi, t)/\omega_0$ на оси ($\rho = 0$). Кривые 4 - эффективные значения локального поперечного размера ЭМ пакетов $R_{eff} = (Re q(\xi, t))^{-1/2}$, нормированные на их начальную ширину

расстояниях от оси излучение рассеивается.

Для релятивистски сильного лазерного импульса с $\lambda_0 = 1$ мк, поперечным размером $R_0 \simeq 0,5$ мм и интенсивностью 10^{19} Вт/см², возбуждающего КПВ в плазме с концентрацией $n_0 \simeq 10^{17}$ см⁻³ ($\alpha = 0,01$), длина индуцированной фокусировки ведомого пакета составляет несколько сантиметров.

1. Tajima T., Dawson J.M. Phys. Rev. Lett., 1979, 43, 267.
2. Буланов С.В., Кирсанов В.И., Сахаров А.С. Письма в ЖЭТФ; 1989, 50, 176.
3. Rosenzweig J.B. Phys. Rev. Lett., 1987, 58, 555.
4. Esarey E., Ting A., Sprangle P., et al. Comments on Plasma Physics, 1989, 12, 291.
5. Буланов С.В., Кирсанов В.И., Сахаров А.С. Письма в ЖЭТФ, 1991, 53, 1.
6. Wilks S.C., Dawson J.M., Mori W.B., et al. Phys. Rev. Lett., 1989, 53, 2146.
7. Буланов С.В., Иновенков И.Н., Кирсанов В.И. и др. Краткие сообщения по физике, 1991, №6, 9.
8. Аскарьян Г.А. Письма в ЖЭТФ, 1990, 52, 943.
9. Bulanov S.V., Kovrizhnykh L.M., Sakharov A.S. Phys. Reports, 1990, 186, 1.
10. Цинцадзе Л.Н. Препринт N10, Институт физики АНРГ, Тбилиси, 1990.