

ДИНАМИКА ОТРАЖЕНИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ ОТ ДВИЖУЩЕЙСЯ ПЛАЗМЫ
В МОДЕЛИ ПЛОСКОСЛОИСТОЙ СРЕДЫ

Н. Е. Андреев, Д. Эюндер*)

УДК 533.95

Построена нестационарная теория отражения от движущейся плазмы со ступенчатым профилем плотности, моделирующем динамику кавитонов. Исследовано явление сверхотражения, приводящее к коэффициенту отражения излучения превышающему единицу.

Программа управляемого термоядерного синтеза с помощью лазера, представляющая большой практический интерес, как и целый ряд принципиально новых нелинейных эффектов, привлекают внимание теоретиков к проблеме взаимодействия мощного излучения с плазмой. В условиях, когда плотность энергии электромагнитного поля оказывается сравнимой с плотностью тепловой энергии плазмы, процесс воздействия излучения существенно определяется динамикой деформации плотности вещества под действием ponderomotorной силы. Электромагнитное поле, выдавливая плазму из области своей локализации, приводит к образованию кавитонов — ямок плотности, заполненных высокочастотным полем. При этом поглощение и отражение излучения носят существенно динамический характер, обусловленный изменением профиля плотности плазмы, и полное самосогласованное описание такого процесса в настоящее время не представляется возможным без использования численных методов. Поэтому, на наш взгляд, представляют интерес точные аналитические решения, которые в простых модельных постановках описывают отдельные эффекты, характеризующие динамику взаимодействия мощного излучения с плазмой. Одним из таких эффектов является процесс резонансного

*) ЦИЭФ АН ГДР, Берлин.

усиления поля в кавитоне, окруженном плазмой со значением плотности, превышающим критическую $n_c = \omega_0^2 m_e / (4\pi e^2)$ для падающего излучения (с частотой ω_0). Очевидно, что при нарушении с течением времени условий, обеспечивающих запираание поля в кавитоне, накопленная в нем энергия будет излучена из плазмы. При этом поток энергии излучения из плазмы может превышать поток падающего излучения, т.е. приводить к значению коэффициента отражения, превышающему единицу. Возможность такого явления "сверхотражения" в процессе самосогласованной деформации плотности под действием ponderomotive силы была продемонстрирована в численных расчетах /1/.

В настоящей работе, используя весьма простую модель изменения профиля плотности, отвечающую эволюции кавитона под воздействием электромагнитного поля, мы исследуем динамику отражения излучения от движущейся плазмы.

Рассмотрим одномерно неоднородную плазму, на которую из вакуума ($x \rightarrow -\infty$) нормально падает плоская электромагнитная волна

$$\vec{E}(x,t) = \vec{E}_0 \exp[-i\omega_0(t - x/c)], \quad \vec{E}_0 = \{0, E_0, 0\},$$

и аппроксимируем заданный неоднородный профиль плотности плазмы ступенчатым распределением.

Процесс накопления энергии поля в кавитоне определяется изменением со временем его характерного размера. В системе координат, в которой передний "горб" кавитона покоится, изменение ширины ямы плотности с постоянной скоростью u можно описать следующим законом изменения профиля

$$n(x,t) = N_0[\theta(x + l_0 + d) - \theta(x + l_0)] + N_1\theta(x - ut) + N_2[\theta(x + l_0) - \theta(x - ut)], \quad (I)$$

где $\theta(x) = \int_{-\infty}^x \delta(x) dx$ - ступенчатая функция, причем $N_0, N_1 > n_c$,

а $N_2 < n_c$. Поле, отраженное от плазмы с заданным нестационарным профилем (I), можно искать в виде суммы парциальных волн с частотами

$$\omega_{j+1} = \omega_j \frac{1 - \beta \sqrt{\epsilon_2(\omega_j)}}{1 + \beta \sqrt{\epsilon_2(\omega_{j+1})}}, \quad (2)$$

определяемыми обычными граничными условиями отражения от движущегося слоя плазмы /2/ в точке $x = ut$. В формуле (2) β равно отношению скорости движения плазмы к скорости света $\beta = u/c$, $\epsilon_2(\omega)$ диэлектрическая проницаемость прозрачного слоя плазмы внутри кавитона с плотностью $N_2 < n_c$, а $\omega_{j=0} = \omega_0$ - частота падающего излучения. Коэффициент отражения от плазмы на частоте ω_n , $R_n(x, t)$, определяется n последовательными отражениями парциальной волны от переднего "горба" плотности (P_j) и от движущегося слоя (Q_j), а также коэффициентом T_{on} , описывающим прохождение падающего излучения (ω_0) и парциальной волны (ω_n) через передний горб плотности

$$\begin{aligned} R_n(x, t) \exp \{ -i\omega_0 t - ik_0 [x + 2(1_0 + d)] \} = \\ = T_{on} \prod_{j=1}^n P_j Q_j \exp \{ -i\omega_n t + ik_n x \}. \end{aligned} \quad (3)$$

Полный коэффициент отражения $R(x, t)$ равен сумме коэффициентов отражения без изменения частоты R_0 и вклада парциальных волн:

$$R(x, t) = R_0 + \sum_{n=1}^{\infty} R_n(x, t). \quad (4)$$

Соотношения (2)-(4) дают релятивистски точный замкнутый ответ поставленной задачи. Мы не будем приводить здесь явные выражения для величин P_j , Q_j , R_0 , T_{on} через значения плотности плазмы ввиду простоты получения их из обычных граничных условий и довольно большой громоздкости.

Имея в виду, что в случае достаточно сильного поля плотность плазмы внутри кавитона оказывается значительно меньше критической ($N_2 \ll n_c$), ниже для сокращения записи мы пренебрежем отличием $\epsilon_2(\omega)$ от единицы внутри кавитона, а также дисперсией для парциальных волн. Кроме того, поскольку гидродинамическая скорость движения вещества обычно мала по сравнению со скоростью света, ограничимся квадратичными по $\beta = u/c$ слагаемыми. Значительное

усиление поля в кавитоне (и соответственно сверхотражение) возможно только, если передний горб плотности кавитона представляет собой достаточно высокий непрозрачный барьер для излучения. Именно в этом, представляющем интерес, случае в окрестности резонанса ($t \approx t_{\text{res}}^{(m)}$) отвечающего равенству частоты излучения ω_0 частоте m -ной моды резонатора, образуемого кавитоном /3/, коэффициент отражения (4) можно легко выразить через функцию ошибок $\Phi(x)$, заменив суммирование интегрированием,

$$R(t) = 1 - \frac{16\alpha_0}{\alpha_0^2 + 1} \frac{\sqrt{\pi}}{2} \frac{\exp(-2\alpha_0 d)}{\sqrt{\mu}} \exp\left(\frac{\Delta^2}{4\mu}\right) \left[1 - \Phi\left(\frac{\Delta}{2\sqrt{\mu}}\right)\right]. \quad (5)$$

Здесь введены обозначения:

$$\alpha_1 = \frac{k_0}{z_1}, \quad k_0 = \frac{\omega_0}{c}, \quad z_1 = k_0 \sqrt{-\varepsilon_1(\omega_0)} \equiv \frac{\omega_0}{c} \sqrt{\frac{4\pi e^2 N_1}{m_e \omega_0^2} - 1}, \quad l = 0; 1,$$

$$\Delta \equiv \Delta(t) = -\ln q(t) \approx 1 - q(t) \approx 1 - P_0 Q_0 \exp(2i\psi(t)),$$

$$\mu \equiv \mu(t) = 2i\beta\psi(t), \quad \psi(t) = 2i\beta k_0(1_0 + ut) =$$

$$= \psi_{\text{res}} + \pi(m-1) + \beta\omega_0(t - t_{\text{res}}^{(m)}),$$

$$\psi_{\text{res}} = \text{arctg} \frac{\alpha_0 \alpha_1 - 1}{\alpha_0 + \alpha_1},$$

и, для простоты, пренебрежено столкновениями. Выражение (5) позволяет как понять закономерности изменения со временем коэффициента отражения, так и оценить его максимальное значение в зависимости от скорости движения плазмы. При малых скоростях движения, когда аргумент функции ошибок в (5) велик, т.е.

$$S = 4\mu/\Delta^2(t \approx t_{\text{res}}) \approx \beta\psi_{\text{res}} \exp(4\alpha_0 d) < 1, \quad (6)$$

максимальный коэффициент отражения мало отличается от единицы

$$|R|_{\text{max}}^2 \approx 1 + \frac{4\alpha_0^2}{(1 + \alpha_0^2)^2} S \quad (7)$$

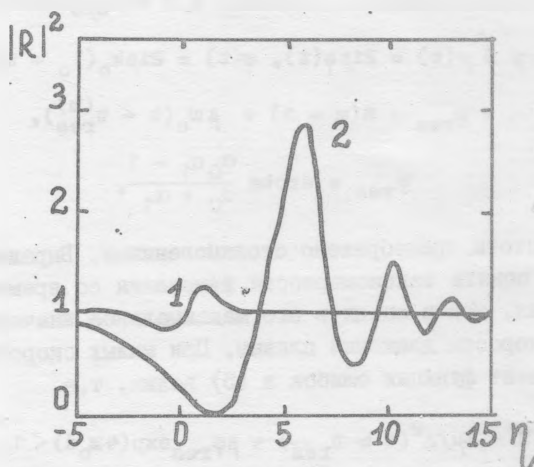
и растет как с увеличением скорости движения вещества, так и величины барьера непрозрачности (т.е. с ростом S (см. (6)). Напротив, в пределе больших скоростей (или большой ширины барьера), когда $S = \beta \psi_{\text{res}} \exp(4\alpha_0 d) > 1$, максимум коэффициента отражения достигается при $t > t_{\text{res}}$ и из формулы (5) получаем следующую оценку:

$$|R|_{\text{max}}^2 \approx 1 + \sqrt{\pi} \frac{4\alpha_0^2}{(1 + \alpha_0^2)^2} \frac{1}{\sqrt{S}} \quad (8)$$

Соотношения (7), (8) показывают, что максимум коэффициента отражения как функции скорости изменения характерного размера кавитона u имеет место при $S \approx 1$, т.е. (при $\alpha_0 \approx 1$, $m \approx 1$), когда

$$u \approx u_0 = c \cdot \exp(-4\alpha_0 d) \quad (9)$$

и оказывается порядка $|R(u_0)|_{\text{max}}^2 \approx 3$.



Р и с. I. Зависимость от времени $\eta = \omega_0(t - t_{\text{res}}^{(m)})(u/c)\exp(2\alpha_0 d)$ коэффициента отражения $|R|^2$ для двух различных скоростей движения плазмы $\beta = u/c = 2 \cdot 10^{-7}$ (1), $\beta = 5 \cdot 10^{-6}$ (2) при $N_0 = N_1 = 2$, $d = 0,5\lambda c/\omega_0$, $m = 1$

Для иллюстрации указанных закономерностей на рис. 1 приведены временные зависимости коэффициента отражения для двух различных скоростей движения плазмы, полученные в результате численного суммирования точного выражения (3), (4) при $N_0 = N_1 = 2$, $d = 0,5 \lambda c / \omega_0$, $m = 1$. Кривая 1 соответствует $\beta = 0,2$ ($\beta = 2 \cdot 10^{-7}$), а кривая 2 отвечает оптимальному для сверхотражения значению скорости $\beta = 5 \cdot 10^{-6}$.

Поступила в редакцию
13 марта 1980 г.

Л и т е р а т у р а

1. K. Sauer, N. E. Andreev, K. Baumgartel, VII Int. Conf. Plasma Phys. Contr. Nucl. Fusion Res., Innsbruck, 1978, Ext. Syn. p. 69; Proc. vol. III, p. 187.
2. A. Einstein, Ann. Phys., 17, 891 (1905).
3. Ю. М. Алиев, С. Вукович, О. М. Градов, А. Ю. Кирий, В. Чадеж, Письма в ЖЭТФ, 25, 351 (1977).