

# ПРОНИКНОВЕНИЕ СЛАБОГО ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В СВЕРХПЛОТНУЮ ПЛАЗМУ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ НА НЕЕ МОЩНОГО КОРОТКОВОЛНОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Ф. В. Бункин, Ф. В. Калинин

Рассматривается возможность проникновения электромагнитной волны в сверхплотную плазму при одновременном облучении ее циркулярно-поляризованной волной более высокой частоты. Проникновение обусловлено индуцированием высокочастотной волной за счет обратного эффекта Фарадея постоянного магнитного поля. Приведены количественные оценки применительно к случаю, когда двумя волнами являются излучения соответственно  $\text{CO}_2$ - и Nd-лазеров.

Известно (см., например [1]), что при наложении на плазму достаточно сильного постоянного магнитного поля  $H_0$  в ней становится возможным волновое распространение в квазипродольном направлении определенного типа электромагнитной волны при сколь угодно высокой электронной плотности, т. е. при произвольно большом отношении  $\omega_p/\omega$  ( $\omega$  — частота волны,  $\omega_p = \sqrt{4\pi e^2 N_e/m}$  — плазменная частота). Точнее говоря, такое распространение возможно, если

$$(\omega_H/\omega) \cos \phi > 1, \quad (1)$$

где  $\omega_H = eH_0/mc$  — гиромагнитная частота,  $\phi$  — угол между направлениями распространения волны и поля  $H_0$ . В [2] этот эффект предлагалось использовать для ввода излучения в сверхплотную лазерную плазму, когда  $(\omega_p/\omega) > 1$ . Однако его реализация в лазерных экспериментах встречает большие технические трудности, связанные с необходимостью создания сверхсильных магнитных полей. Для  $\text{CO}_2$ -лазера ( $\lambda = 10,6 \text{ мкм}$ ), например, необходимая напряженность  $H_0 \gtrsim 10^7 \text{ гс}$ .

В настоящей статье рассматривается возможность осуществления "эффекта проникновения" не путем наложения внешнего поля  $H_0$ , а путем одновременного воздействия на плазму достаточно мощного более

коротковолнового циркулярно-поляризованного излучения. При этом существенно, что слабое (длинноволновое) излучение может проникать в плазму до больших электронных плотностей, чем способствующее этому мощное излучение.

В рассматриваемом случае проникновение слабой волны с частотой  $\omega_2$  обусловлено тем, что распространяющаяся в том же направлении (или навстречу) сильная волна с частотой  $\omega_1$ , благодаря обратному эффекту Фарадея, индуцирует в плазме параллельное направлению распространения волн постоянное магнитное поле, равное

$$H_{\text{инд}} = 4\pi N_e \mu = 4\pi N_e (er^2 \omega_1 / 2c) = H_{\text{инд}}^0 (\omega_p / \omega_1)^2 (\gamma^2 - 1) / \gamma^2. \quad (2)$$

Здесь  $\mu$  — магнитный дипольный момент электрона, движущегося в поле сильной волны по круговой орбите с радиусом  $r \doteq (c / \omega_1) \sqrt{\gamma^2 - 1} / \gamma$ , зависящим через релятивистский фактор  $\gamma = (1 - v^2 / c^2)^{-1/2}$  от ее напряженности  $E_1$  согласно уравнению (см. [3]):

$$eE_1 = mc \omega_1 \sqrt{\gamma^2 - 1} \left[ 1 + \frac{1}{2} \left( \frac{\omega_p}{\omega_1} \right)^2 \frac{\gamma^2 - 1}{\gamma^3} \right]; \quad (3)$$

$H_{\text{инд}}^0 = \pi mc^2 / e \lambda_1$  ( $\lambda_1 = 2\pi c / \omega_1$  — длина волны). Для излучения, например, неодимового лазера ( $\lambda_1 = 1,06$  мкм) напряженность  $H_{\text{инд}}^0 \approx 1,7 \cdot 10^7$  эс. На самом деле поле  $H_{\text{инд}}$  может быть еще больше, если волна  $\omega_1$  имеет "релятивистскую" интенсивность, что соответствует условию  $\gamma > 1$ . При таких интенсивностях распространение волны становится нелинейным, и критическая электронная плотность возрастает. На основании результатов работы [3] легко показать, что в общем случае при учете релятивистской поправки к массе и влияния на волну  $\omega_1$  поля  $H_{\text{инд}}$  критическая плотность определяется из уравнения

$$(\omega_p / \omega_1)^2 = 2\gamma^3 / (\gamma^2 + 1), \quad (4)$$

и следовательно, согласно (2), поле  $H_{\text{инд}}$  может достигать значений  $2H_{\text{инд}}^0 \gamma (\gamma^2 - 1) / (\gamma^2 + 1)$ . При таких полях условие проникновения (1) для слабой волны  $\omega_2$  принимает вид

$$\frac{\omega_H}{\omega_2} \cos \phi = \frac{eH_{\text{инд}}}{\gamma m \omega_2} \cos \phi = \frac{\gamma^2 - 1}{\gamma^2 + 1} \frac{\omega_1}{\omega_2} \cos \phi > 1. \quad (5)$$

Если распространение волн происходит в направлении возрастания электронной плотности (— типичная ситуация для лазерно-плазменных экспериментов), то сильная волна доходит только до точки, определяемой уравнением (4), в то время как слабая волна должна проникать до больших значений электронной плотности, благодаря тому, что индуцированное поле  $H_{\text{инд}}$ , как поле соленоида, сохраняет свою напряженность на расстояниях  $l \ll d$ , где  $d$  — диаметр волнового пучка  $\omega_1$ .

Оценим теперь интенсивность  $I_1$  сильной волны, необходимую для осуществления рассматриваемого эффекта. Согласно [3], между  $E_1$  и

$I_1$  и в нелинейном приближении существует обычное для плоских волн соотношение

$$I_1 = c n_1 E_1^2 / 4\pi, \quad (6)$$

где  $n_1$  — показатель преломления. Для неоднородной плазмы этим соотношением, очевидно, можно пользоваться до тех пор, пока остается справедливой геометрическая оптика, т. е. пока

$$\frac{\lambda_1 |\nabla n_1|}{2\pi n_1^2} \sim \frac{\lambda_1}{4\pi n_1^3 \Delta z} \ll 1, \quad (7)$$

где  $\Delta z$  — пространственный масштаб, на котором происходит падение электронной плотности от критической до нуля. В лазерных экспериментах  $\Delta z \sim \min\{d, v_T t\}$ ,  $v_T$  — средняя тепловая скорость ионов ( $\sim 10^8$  см/сек),  $t$  — время облучения плазмы мощным излучением. Условие (7) определяет минимальное значение  $(n_1)_{\min}$ , при котором еще справедливо (6). В области плазмы, где  $n_1 = (n_1)_{\min} \ll 1$ , отношение  $(\omega_p/\omega_1)$  связано с  $\gamma$  уравнением (4), и на основании (3), (4) и (6) для этой области получаем

$$I_1 = (n_1)_{\min} \frac{4\gamma^4(\gamma^2 - 1)}{(\gamma^2 + 1)^2} I_0, \quad (8)$$

где  $I_0 = \pi m^2 c^5 / e^2 \lambda_1^2 \approx 2,7 \cdot 10^{18} / \lambda_1^2$  (мкм) (вт/см<sup>2</sup>). Оценим интенсивность  $I_1$ , необходимую для выполнения условия (5), когда сильной и слабой волнами являются излучения соответственно неодимового и СО<sub>2</sub>-лазеров ( $\omega_1/\omega_2 = 10$ ). При этом необходимо  $\gamma > \sqrt{11}/3 = 1,1$ , и получаем  $I_1 > 6,5(n_1)_{\min} \times 10^{17}$  вт/см<sup>2</sup>. Значение  $(n_1)_{\min}$ , согласно (7), зависит от условий опыта. Полагая  $\Delta z \approx 10^{-2}$  см ( $t \approx 10^{10}$  сек,  $d \gtrsim 10^{-2}$  см), на основании (7) получаем  $(n_1)_{\min} \approx 0,1$ , и  $I_1 > 6,5 \cdot 10^{16}$  вт/см<sup>2</sup>. Это именно те интенсивности, которые реализуются и планируются в будущих экспериментах по лазерному термоядерному синтезу. Слабое излучение СО<sub>2</sub>-лазера при этом может быть использовано для диагностики по рассеянию сверхплотного ядра плазменной мишени, а также для его догрева на последней стадии облучения<sup>1)</sup>. Коэффициент проникновения зависит от угловой апертуры  $\phi_0$  сходящегося на плазму СО<sub>2</sub>-пучка, и оказывается не малым, если (см. [1])

$$\phi_0 \lesssim \frac{2}{\pi} (1 - \omega_2/\omega_H)^{3/4} (\lambda^2/\Delta z)^{1/2}. \quad (9)$$

При  $\Delta z \approx 10^{-2}$  см,  $(\omega_2/\omega_H) = 1/2$  это дает  $\phi_0 \lesssim 7^\circ$ .

Авторы благодарны П.П.Пашину за обсуждение настоящей статьи.

Физический институт им. П.Н.Лебедева  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
17 июня 1975 г.

<sup>1)</sup> Интенсивность  $I_2$  "слабого излучения" должна лишь удовлетворять условию  $I_2 \ll \pi m^2 c^5 / e^2 \lambda_2^2$ , что для случая СО<sub>2</sub>-лазера дает  $I_2 \ll 2,3 \cdot 10^{16}$  вт/см<sup>2</sup>.

## Литература

- [ 1 ] В.Л.Гинзбург. Распространение электромагнитных волн в плазме.  
М., изд. Наука, 1967.
- [ 2 ] Ф.В.Бункин, П.П.Пашинин, А.М.Прохоров. Письма в ЖЭТФ, 15, 556,  
1972.
- [ 3 ] A. Steiger, C. Woods. Phys. Rev., A5, 1467, 1972.
-