

## О ВЛИЯНИИ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭФФЕКТОВ НА ПРОНИКНОВЕНИЕ ВОЛНОВОГО ПУЧКА В ПЛОТНУЮ ПЛАЗМУ

Дж.Г.Ломинадзе, С.С.Моисеев, Э.Г.Цикаришвили

Исследуется поглощение мощного волнового пучка в плотной плазме с учетом релятивистских эффектов: Показано, что уже за малые времена поглощение в закритической плазме может существенно возрасти из-за релятивистской нелинейности.

Как известно<sup>1, 2</sup> в непрозрачную среду волновой пучок проникает уже при сравнительно малых мощностях, а столкновительное поглощение при этом заметно возрастает. В<sup>1, 2</sup> учитывалось влияние стрикционной нелинейности и критерий проникновения излучения выглядит следующим образом:  $W/nT > \lambda/L$ , где  $W$  – плотность начальной энергии пучка,  $n$ ,  $T$  – соответственно плотность и температура плазмы,  $\lambda$  – длина волны,  $L$  – характерный размер неоднородности среды. Однако, учет "медленной" стрикционной нелинейности требует, вообще говоря, решения задачи, в которой наряду с падающей волной, успел сформироваться также и отраженный фронт, что приводит к серьезным аналитическим трудностям. Вместе с тем с ростом энергии волны включается "быстрая" релятивистская нелинейность и на малых временах, когда профиль плотности не успел деформироваться, например  $W/nT$  уже теряет смысл.

В настоящей работе мы учтем влияние релятивистской нелинейности и покажем, что уже за малые времена поглощение в закритической плазме может существенно возрасти.

Рассмотрим нормальное падение трехмерного осесимметричного волнового пучка большой энергии (электроны плазмы приобретают в нем релятивистские скорости) на плазму с линейным профилем плотности  $n = n_0(1 + z^2/L)$ . Будем исходить из стандартного волнового уравнения для комплексной амплитуды электрического поля пучка<sup>1, 2</sup>

$$\Delta E + \frac{\omega^2}{c^2} \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}\right) E = 0, \quad (1)$$

где  $\omega_p^2 = \omega_e^2 \left(1 + \frac{e^2 E^2}{m_{0e}^2 \omega^2 c^2}\right)^{-1/2}$  – ленгмюровская частота электронов.

Ищем решение уравнения (1) в виде

$$E = A(z, r) \left(\frac{k_0}{k(z)}\right)^{1/2} \exp\left\{-i \int^z k(z') dz'\right\}. \quad (2)$$

Предполагаем, что в продольное волновое число  $k(z)$  включены слагаемые как с линейной, так и с нелинейной частью диэлектрической проницаемости. Если  $a$  – характерный поперечный размер пучка, то при условии  $|k(z)a| \gg 1$  уравнение (1) можно исследовать методами геометрической оптики. Считая распределение поля в пучке гауссовым  $A = (A_0/f)e^{-r^2/a^2f^2}$  и отбрасывая слагаемые порядка  $1/k^2(z)a^2$  для приосевой области получим:

$$\frac{d^2f}{dz^2} + \frac{d}{dz} \ln k(z) \frac{df}{dz} = \frac{4}{k^2(z)a^4f^3} - \frac{\gamma^2}{\left(1 + \gamma^2 \frac{k_0}{k(z)} \frac{1}{f^2}\right)^{3/2}} \frac{1}{f^3a^2} \frac{k_0}{k(z)} \frac{\omega_e^2}{k^2(z)c^2}, \quad (3)$$

$$k^2(z) = \frac{\omega^2}{c^2} \left(1 - \frac{\omega_e^2}{\omega^2} \frac{1}{\left(1 + \gamma^2 \frac{k_0}{k(z)} \frac{1}{f^2}\right)^{1/2}}\right), \quad \omega_e^2 \equiv \frac{4\pi ne^2}{m_{0e}} \quad (4)$$

здесь  $f$  – безразмерная ширина пучка,  $\gamma^2 = e^2 A_0^2 / m_{0e}^2 \omega^2 c^2$  – релятивистский параметр.

В случае слабого релятивизма ( $\gamma^2 \ll 1$ ) уравнения (3), (4) описывают "быструю" самофокусировку волнового пучка и по форме совпадают с хорошо исследованными нерелятивистскими уравнениями полученными для среды с кубической нелинейностью<sup>1, 2</sup>.

Исследуем уравнения (3) и (4) в пределе сильного релятивизма ( $\gamma^2 \gg 1$ ). В этом случае  $k(z) \approx k_0$  и пренебрегая дифракционным членом в (3) для фокусного расстояния получаем  $F \approx a\gamma^{1/2}\omega/\omega_e \gg a$  (т. е. приближение параболичности не нарушено).

За фокусом пучок переходит в квазиканализированный режим с

$$f \approx (4\gamma)^{1/3} \left(\frac{\lambda}{a}\right)^{2/3}, \quad \frac{\lambda}{a} \ll 1. \quad (5)$$

Длина канала определяется выражением

$$l \approx \gamma^{2/3} \left(\frac{a}{\lambda}\right)^{2/3} L \gg L. \quad (6)$$

Перейдем теперь к анализу поглощения энергии пучка. В канализированных участках  $\omega_e < \omega$ , учитывая приведенную выше длину этих участков, получим

$$Q = 1 - \exp \left[ -\frac{\nu}{c} L \left(\frac{a}{\lambda}\right)^{2/3} \gamma^{2/3} \right], \quad (7)$$

откуда видно, что в релятивистском случае в канализированных участках доля поглощенной в них энергии  $Q$  за счет столкновений в случае  $\nu = \text{const}$  существенно превышает столкновительное поглощение для нерелятивистского (стрикционная нелинейность) случая. В области фокуса поглощение на столкновениях мало, однако там может развиваться параметрическая неустойчивость. Следует отметить, что решающим фактором для развития этих неустойчивостей будет являться релятивистская зависимость массы электрона от амплитуды волны накачки<sup>3-6</sup>. Третий механизм диссипации – трансформация энергии пучка в плазменные волны на скачке плотности в области, где диэлектрическая проницаемость близка к нулю. Оценивая потери энергии на границах канала за счет указанной трансформации получим, что поглощение падающей энергии лазерного пучка происходит на длине

$$l \approx a \frac{W}{nT} \frac{c}{v_e}, \quad (8)$$

где  $W/nT$  – некоторое среднее значение параметра вдоль боковых стенок канала.

Для осуществления вышерассмотренных релятивистских эффектов требуется мощность лазерного излучения для CO<sub>2</sub>-лазера порядка 10<sup>16</sup> Вт/см<sup>2</sup> и больше. Следует отметить, что

недавно группа экспериментаторов в Лос-Аламосе <sup>7</sup>, наблюдала сильное увеличение поглощения энергии лазерного пучка от 25 – 30% при мощностях  $10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup> до 50 – 60% при мощностях  $10^{16}$  Вт/см<sup>2</sup>, что по-видимому можно объяснить релятивистскими эффектами.

В заключение выражаем глубокую благодарность Р.З.Сагдееву за полезные и плодотворные обсуждения полученных результатов.

### Литература

1. Ерохин Н.С., Мусеев С.С., Мухин В.В., Новиков В.Е., Сагдеев Р.З. Письма в ЖЭТФ, 1981, 33, 451.
2. Ерохин Н.С., Сагдеев Р.З. ЖЭТФ, 1982, 83, 128.
3. Берхоер А.Л., Захаров В.Е. ЖЭТФ, 1970, 58, 903.
4. Цинцадзе Н.Л. ЖЭТФ, 1970, 59, 1251.
5. Цикаришвили Э.Г. Письма в ЖЭТФ, 1978, 4, 325.
6. Max C., Perkins F. Phys. Rev Lett., 1971, 27, 1342.
7. Bach D.R., Casperson D.E., Forslund D.W., Gitomer S.J., Hauer A., Kephart J.F., Kindel J.M., Kristal R., Kyrala G.A., Mitchell K.B., Van Hulsteyn D.B., Williams A.H. Preprint LA-UR-83-552, 1983.

Абастуманская  
астрофизическая обсерватория  
Академии наук Грузинской ССР

Поступила в редакцию  
25 июня 1983 г.