

## САМОФОКУСИРОВКА И ПОГЛОЩЕНИЕ ЭНЕРГИИ ЛАЗЕРНОГО ПУЧКА В НЕОДНОРОДНОЙ ПЛАЗМЕ

*Н.С.Ерохин, С.С.Моисеев, В.В.Мухин,  
В.Е.Новиков, Р.З.Сагдеев*

Для пучка достаточно малых поперечных размеров показана возможность его проникновения в область непрозрачности на глубину превышающую этот размер. Также обсуждается роль различных механизмов поглощения лазерной энергии, в частности, показан сдвиг в сторону усиления столкновительного поглощения.

Имеется три конкурирующих процесса, ответственных за поглощение энергии лазерного луча в плазменной короне мишени: кулоновские столкновения, линейная трансформация наклонно падающей поперечной волны в продольную, параметрические механизмы (см., например [1]). Основной массив экспериментальных данных, к сожалению, до сих пор не удается однозначно интерпретировать, потому что при достигнутых параметрах (мощность лазера, частоты соударений и др.) они лежат в пограничной области между тремя указанными процессами. Поэтому исследование поглощения энергии в переходной области представляет особый интерес.

В настоящей статье мы хотим показать, что учет поперечных размеров пучка качественно меняет картину его распространения и поглощения энергии в плазме, а также соотношение между конкурирующими процессами. В частности, при не очень больших мощностях лазерной энергии происходит сдвиг в сторону повышения роли столкновительно-го механизма.

В отличие от [2], где рассматривалась самофокусировка пучка  $TE$ -типа без учета процессов поглощения, рассмотрим нормальное падение трехмерного осесимметричного (радиуса  $a$ ) волнового пучка  $TM$ -типа

(наиболее интересный для поглощения случай) на плазму с линейным профилем плотности  $\epsilon_0 = 1 - z/L$ . Ищем решение стандартного волнового уравнения для компоненты  $H_x$  магнитного поля в виде

$$H_x = A(z, r) \exp \left[ -i \int_0^z k(z') dz' \right]. \quad (1)$$

Как и в [2] будем считать, что в  $k(z)$  включены слагаемые, связанные как с линейной, так и с нелинейной частью диэлектрической проницаемости  $\epsilon$ . В приближении узкого пучка  $N_z \gg N_{\perp}$ , считая его гауссовым (что упрощает расчет, но не влияет на принципиальную сторону дела), учитывая, что в практически интересных случаях стрикционные эффекты успевают достичь нужных для просветления плазмы значений и требуя поэтому выполнимости ВКБ приближения, получим в приосевой области:

$$N_z^2 = \epsilon_0(z) + \frac{W}{nT} \frac{N_z}{f^2 |\epsilon|} - \frac{q^2}{f^2},$$

$$\frac{d^2 f}{dz^2} = \frac{q^2}{N_z^2 a^2 f^3} - \left( \frac{df}{dz} \right) \frac{d \ln N_z}{dz} - \frac{2W}{nT} \frac{1}{N_z a^2 f^3 |\epsilon|}, \quad (2)$$

$$\epsilon_r = \epsilon_0 + (W/nT) (N_z / f^2 \sqrt{\epsilon_r^2 + \epsilon_i^2}).$$

Здесь  $\epsilon_r, \epsilon_i$  — соответственно действительная и мнимая части диэлектрической проницаемости,  $f$  — безразмерная ширина пучка,  $N_z = ck/\omega$ ,  $N_{\perp} = q/f$ ;  $|\epsilon| = \sqrt{\epsilon_r^2 + \epsilon_i^2}$ ,  $W$  — плотность начальной энергии пучка,  $q = (2c/a\omega)$  — параметр дифракции.

Приведем результаты анализа (2). Прежде всего отметим, что во всей области проникновения пучка за линейную точку поворота, отсутствует скачок плотности, который, как известно, возникает вблизи плазменного резонанса для плоской волны [3] и препятствует ее проникновению вглубь плазмы. В нашем же случае плазма выталкивается, в основном, перпендикулярно движению узкого волнового пучка, поскольку для него поперечное ВЧ давление больше продольного. Математически отсутствие скачка иллюстрируется картиной поведения  $\epsilon_r(z)$  (рисунок). Далее, можно выделить два режима поведения волнового пучка за линейной точкой поворота. Если  $(a/L)^{3/2} < (W/nT) < 1$ , то пучок за линейной точкой поворота на расстоянии порядка  $a$  сужается до своих минимальных размеров. Столь быстрая самофокусировка пучка в области непрозрачности носит весьма общий характер и основана на том, что лучи не могут "выйти" из канала прозрачности (в отличие от прозрачной среды, где, как известно, канал "удерживает" только лучи, испытавшие полное внутреннее отражение). Вблизи области фокуса из (2) получаем приближенное выражение для ширины

пучка

$$\frac{z}{a\sqrt{3}} = \int_1^{F_0} \frac{x^2 dx}{\sqrt{1 - x^4/F_0^4}} + \int_F^{F_0} \frac{x^2 dx}{\sqrt{1 - x^4/F_0^4}}, \quad (3)$$

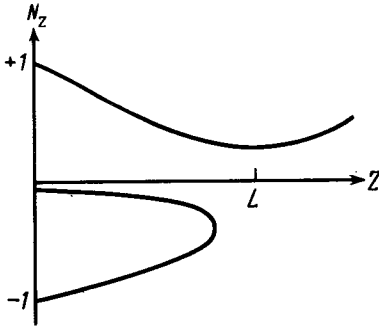
где

$$F = [f(z)]^{1/3}; \quad \frac{1}{F_0} = \left(1 - \frac{a^2}{3l^2}\right)^{1/4}; \quad l \equiv (df_0/dz)^{-1}.$$

За фокусом пучок переходит в квазиканалированный режим с

$$f \sim (b/z)^{5/2}, \quad (4)$$

где  $b = L(a/L)^{2/5} (W/nT)^{2/5}$ . Однако, на расстояниях от фокуса  $L\sqrt{(a/\lambda) W/nT}$ , дифракционный член расфокусирует пучок, и ВКБ-приближение нарушается. Если же  $(c/\omega L) < (W/nT) < (a/L)^{3/2}$ , то квазиканалированный режим, подобный (4), возникает непосредственно за точкой поворота.



Зависимость продольного числа от координаты в глубь плазмы

Перейдем теперь к анализу поглощения энергии пучка. В каналированных участках  $\omega_{pe}(r) < \omega$ , учитывая проведенную выше длину этих участков, получим, что доля поглощенной в них энергии за счет столкновений  $(\nu L/c)(L/\lambda)^{1/5}(a/L)^{4/5}$  может существенно превышать столкновительное поглощение в области прозрачности. В области фокуса поглощение на столкновениях мало  $\nu/\omega$ ; однако там возможно развитие абсолютной параметрической неустойчивости ( $t \rightarrow l + s$  см. [4]). Заметим далее, что образующаяся на переднем фронте волнового пучка, аналогично [5], ленгмюровская волна передает свою энергию тепловым электронам быстрее, чем разовьется упомянутая выше параметрическая неустойчивость, если  $\frac{1}{\omega_s} > \frac{a}{v_T} \sqrt{(aW/nT\lambda)}$  ( $\omega_s$  — частота ионного звука).

В заключение отметим, что помимо дифракционных эффектов амплитуду волны в области фокуса ограничивают также и процессы нелинейного поглощения энергии (по поводу последних см. [6]).

## Литература

- [1] Лазеры и термоядерная проблема. Сб. переводных статей. Атомиздат, М., 1973.
- [2] Н.С.Ерохин, С.С.Моисеев, В.В.Мухин, В.Е.Новиков, А.В.Тур. Советско-французский семинар по высокочастотным методам нагрева плазмы, 17 – 21 июня 1974 г. Л., изд. Наука, 1974; Н.С.Ерохин, С.С.Моисеев, В.Е.Новиков. ЖТФ, **48**, 1769, 1978.
- [3] В.Б.Гильденбург. ЖЭТФ, **46**, 2156, 1964.
- [4] Н.С.Ерохин, С.С.Моисеев, В.В.Мухин. ЖЭТФ, **68**, 536, 1975.
- [5] Р.З.Сагдеев, В.Д.Шапиро. ЖЭТФ, **66**, 1651, 1974.
- [6] В.И.Луговой, А.М.Прохоров. УФН. **111**, 203, 1973.
-