

НЕЛИНЕЙНОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ
РАЗЛЕТАЮЩЕЙСЯ ПЛАЗМЕННОЙ КОРОНОЙ МИШЕНИ

Н. Е. Андреев, О. М. Градов, П. Карл, В. П. Силин,
Г. Л. Стенчиков

УДК 533.9

Показано, что при нагреве мишеней лазерным излучением наносекундной длительности возникающее сверхзвуковое движение плазмы в окрестности критической плотности приводит к подавлению генерации горячих электронов и высших гармоник греющего излучения вследствие проявления эффекта самоограничения поля.

Исследования воздействия электромагнитного излучения большой мощности на плазму обнаружили качественное влияние движения вещества на процессы поглощения и перераспределение энергии в плазме /1,2/. Предсказанные эффекты подавления генерации быстрых электронов /3/ и самоограничения поля /4/ в плазме, движущейся со сверхзвуковой скоростью, были изучены в условиях, характерных для облучения мишени короткими импульсами лазерного излучения длительностью ≤ 100 пс. При этом вкладываемая в плазму энергия излучения приводит к быстрому прогреву короны мишени и сверхзвуковое движение плазмы в окрестности критического значения плотности $n_c = m_e \omega_0^2 / 4\pi e^2 z$ возникает уже на ранних этапах разлета короны /5/, характеризующихся резкими градиентами скорости и плотности в окрестности критической точки с размерами неоднородности порядка длины волны излучения /6/.

В настоящей работе приводятся результаты численного моделирования процессов нелинейного взаимодействия мощного р-поляризованного излучения с мишенью при наносекундной длительности импульса лазера, когда характерные размеры неоднородности плазменной короны оказываются значительно больше длины вол-

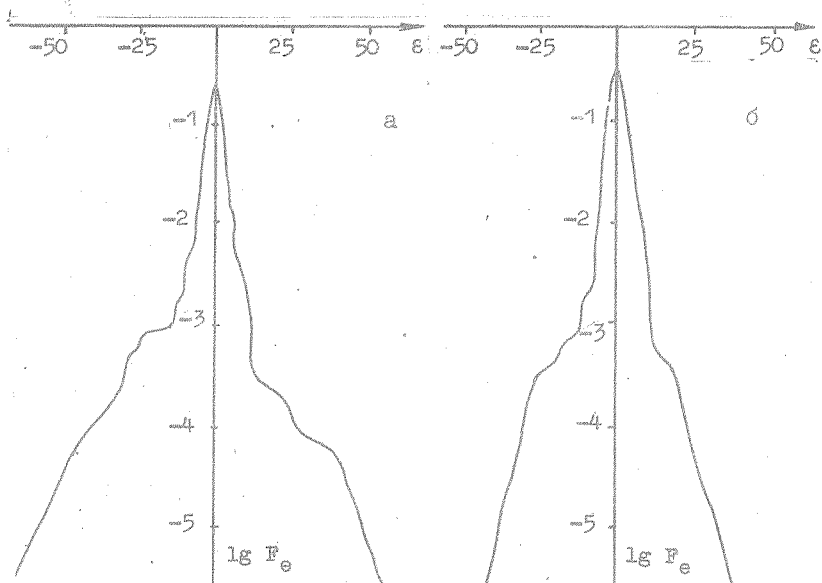
ны лазерного излучения.

Параметры для проведенных расчетов выбирались близкими к реализующимся в экспериментах, выполненных в ФИАНе при воздействии неодимового лазера с плотностью потока $\sim 5 \cdot 10^{14}$ Вт/см² на плоскую мишень из алюминия /7/. Для описания глобальной гидродинамики мишени использовался код MEDUSA /8/, а для определения нелинейного поглощения лазерного излучения и численного моделирования процессов генерации быстрых электронов и гармоник греющего излучения применялся код LAST /9,5/.

В расчетах динамики мишени с помощью кода MEDUSA форма лазерного импульса длительностью 5 нс описывалась набором трех гауссовых кривых, подобранных таким образом, что максимумы интенсивности излучения (в соответствии с экспериментальной ситуацией) приходились на моменты времени 1,3 и 3,7 нс от начала импульса. При этом вкладываемый в плазму поток энергии во второй половине импульса составлял $\approx 50\%$ от максимального значения, которое выбиралось равным $5 \cdot 10^{14}$ Вт/см² при $t = 1,3$ нс. Вещество мишени предполагалось ионизованным с зарядом $z = 10$ и начальной температурой 10 эВ. Отметим, что выбор начальной температуры в широком интервале ее значений от 0,5 эВ до 50 эВ не влияет на полученные результаты динамики разлета плазмы, поскольку характерная температура короны в результате нагрева излучением оказывается больше 1 кэВ.

Расчеты, выполненные при трех различных значениях коэффициента ограничения теплопроводности плазмы $f = 1; 0,1; 0,03$ от свободномолекулярного потока $n_e z T_e v_{Te}$, показали, что (в зависимости от величины f и толщины мишени) приблизительно через 2 нс после начала лазерного импульса скорость разлета плазмы в окрестности критической точки превышает локальную скорость звука. Характерный размер неоднородности плотности плазмы в окрестности критической точки при $t \sim 2$ нс, когда возникает переход на сверхзвуковой режим разлета, составляет величину порядка 10 - 20 мкм.

Полученные с помощью кода MEDUSA параметры плазмы (размер неоднородности и скорость втекания вещества), характеризующие окрестность критической плотности плазмы в моменты времени, близкие к середине лазерного импульса, использовались в качестве



Р и с. 1. Функция распределения электронов F_e по энергиям $\epsilon = (v^2/v_{Te}^2)\text{sign}(\vec{v}, \vec{v}_n)$ в окрестности критической плотности плазмы при дозвуковом (а) и сверхзвуковом (б) течении

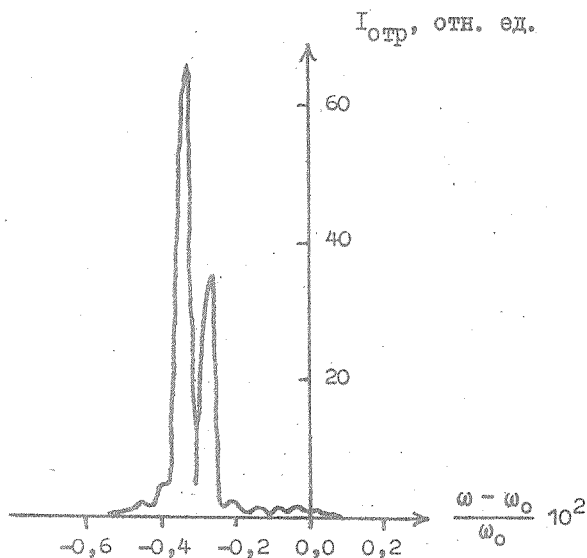
начальных и граничных условий для детального анализа нелинейного взаимодействия излучения с плазмой с помощью кода LAST при дозвуковом и сверхзвуковом режимах разлета.

Угол падения θ_0 р-поляризованного лазерного излучения в этих расчетах выбирался близким к оптимальному $(k_0 L)^{1/3} \sin \theta_0 = 0,7$ при начальном размере неоднородности плотности плазмы в критической точке $L = 10 \lambda_0 \approx 10$ мкм. Температура плазмы в окрестности критической плотности предполагалась однородной ≈ 1 кэВ.

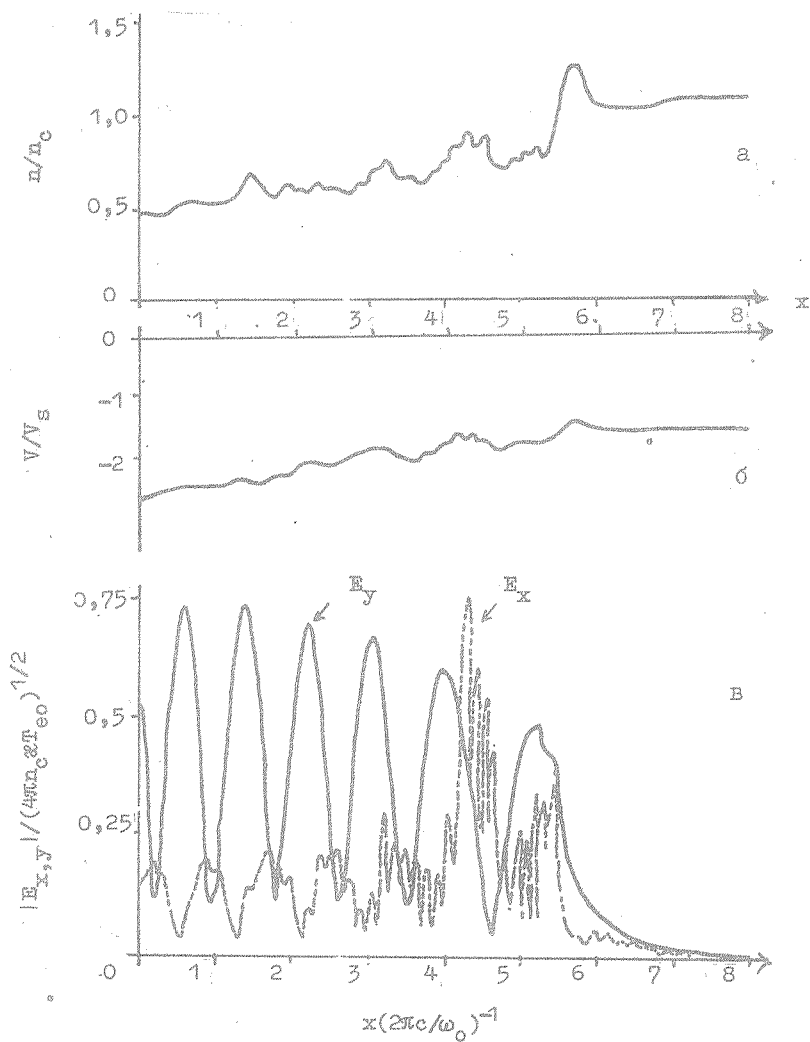
При дозвуковом течении плазмы картина взаимодействия характеризуется интенсивным возбуждением ленгмювских колебаний в области пространства, занимаемой плазмой с плотностью $n \approx (0,7 \div 1)n_c$. Коэффициент поглощения лазерного излучения при этом оказывается близким к 80%, причем около трети погло-

щенной энергии идет на образование горячих электронов, распределение которых по скоростям может быть охарактеризовано температурой, приблизительно на порядок превышающей температуру основной массы электронов (см. рис. 1а). Интенсивность генерации второй и третьей гармоник в дозвуковом режиме достигает соответственно $K_2 = 10^{-2}$ и $K_3 = 10^{-4}$ от интенсивности падающего на плазму лазерного излучения, а спектр отраженного сигнала в окрестности основной частоты лазера (рис. 2) имеет характерный сдвиг в "красную" сторону.

С увеличением скорости протекания плазмы через область с критическим значением плотности отчетливо проявляется эффект самоограничения поля в сверхзвуковом потоке плазмы [4, 5, 10, 11], приводящий к уменьшению поглощения лазерного излучения. На рис. 3 приведены распределения плотности, скорости и двух ком-



Р и с. 2. Спектр отраженного от плазмы излучения в окрестности основной частоты лазера при дозвуковом режиме течения



Р и с. 3. Пространственные распределения плотности (а), скорости (б) и двух компонент электрического поля (в) в плазме в окрестности критической точки при сверхзвуковом режиме течения

ponent электрического поля, полученные в расчетах при скорости течения плазмы в область критической плотности, в полтора раза превышающей скорость звука $V_s = \sqrt{zT_e/M_1}$. Отметим, что уменьшение поля при приближении к критической точке является следствием нелинейной деформации плотности плазмы под действием ponderomotorной силы при сверхзвуковом движении, когда максимум $|\tilde{E}(x)|^2$ (усредненным по масштабам плазменных колебаний) соответствует максимуму плотности.

Коэффициент поглощения излучения составляет при этом около 40%, а доля от падающей на плазму энергии, идущая на образование горячих электронов, не превышает 10%. Причем "хвосты" электронной функции распределения характеризуются значительно меньшей энергией, чем в случае дозвукового режима течения плазмы (ср. рис. 1а,б). Следствием уменьшения интенсивности генерации ленгмюровских волн в окрестности критической плотности (см. рис. 3) является резкое уменьшение коэффициентов трансформации в высшие гармоники до величин $K_2 \approx 10^{-4}$ и $K_3 \approx 10^{-7}$.

Проведенное рассмотрение показывает, что, так же как и в случае коротких лазерных импульсов, при нагреве мишеней лазерным излучением наносекундной длительности, возникающее сверхзвуковое движение плазмы в окрестности критической плотности приводит к подавлению генерации горячих электронов и высших гармоник греющего излучения вследствие проявления эффекта самоограничения поля, приводящего к росту отражения лазерного излучения. При этом следует отметить, что увеличение характерных масштабов неоднородности плазмы с ростом длительности импульса лазера расширяет возможность проявления параметрических неустойчивостей относительно возбуждения плазменных колебаний в направлении поляризации электрического поля лазерного излучения, что требует проведения исследований в дополнение к обсуждаемым в настоящей работе эффектам.

Поступила в редакцию
5 ноября 1981 г.

Л и т е р а т у р а

1. Н. Е. Андреев, В. П. Силин, Физика плазмы, 4, 908 (1978).
2. Н. Е. Андреев, В. П. Силин, Г. Л. Стенчиков, ЖЭТФ, 78, 1396 (1980).

3. Н. Е. Андреев, В. П. Силин, Г. Л. Стенчиков, Письма в ЖЭТФ, 28, 533 (1978).
4. Н. А. Андреев, В. П. Силин, П. В. Силин, ЖЭТФ, 79, 1293 (1980).
5. Н. Е. Андреев и др., Краткие сообщения по физике ФИАН № 9, 57 (1981).
6. D. T. Attwood et al., Phys. Rev. Lett., 40, 184 (1978).
7. В. Л. Арцимович и др., ЖЭТФ, 80, 1859 (1981).
8. J. P. Christiansen, D. E. T. F. Ashby, K. V. Roberts, Comp. Phys. Com., 7, 271 (1974).
9. Н. Е. Андреев, В. П. Силин, Г. Л. Стенчиков, в сб. "Взаимодействие сильных электромагнитных волн с бесстолкновительной плазмой", изд. ИФ АН СССР, г. Горький, 1980 г., с. 156.
10. Н. Е. Андреев и др., Письма в ЖЭТФ, 31, 639 (1980).
11. Н. Е. Andreev et al., Phys. Lett., 82A, 177 (1981).