

ДЕФОРМАЦИЯ ПРОФИЛЯ ПЛОТНОСТИ И ЭФФЕКТИВНОСТЬ РЕЗОНАНСНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В НЕОДНОРОДНОЙ ПЛАЗМЕ

В.Б.Гильденбург, А.Г.Литвак, Г.М.Фрайман

Определены оптимальные условия (область углов падения) и максимальная эффективность резонансного поглощения интенсивной волны p -поляризации в лазерной плазме.

Исследование резонансного поглощения мощного светового излучения в неоднородной плазме является важным аспектом общей проблемы передачи энергии плазме в лазерной схеме УТС. В настоящей работе оценивается эффективность этого поглощения с учетом сильных деформаций профиля плотности плазмы, возникающих при больших мощностях излучения под действием пондеромоторной силы. Используемая простейшая одномерная стационарная модель позволяет выявить и описать характерные для данной задачи физические эффекты и зависимости, определяющие оптимальные условия и эффективность поглощения в широком диапазоне значений мощности лазерного излучения. Полученные соотношения хорошо согласуются с результатами недавних экспериментов [1 - 3], в которых обнаружена сильная зависимость эффективности поглощения лазерного излучения в плоских мишенях от поляризации и угла падения волны, а также с результатами численного моделирования [4].

Рассмотрим задачу о наклонном падении плоской амплитуды E_0 частоты ω на неоднородный слой плазмы со стационарным профилем плотности $n(z)$. Волновой вектор волны лежит в плоскости xz и образует в вакууме с осью z угол θ , в той же плоскости лежит вектор электрического поля ($E_x : E_z$); магнитное поле имеет единственную компоненту H_y .

Будем интересоваться величиной дополнительного резонансного поглощения, которое испытывает рассматриваемая волна р-поляризации благодаря генерации продольных волн в области плазменного резонанса под действием E_z компоненты электрического поля.

Формируемое под действием усредненной пондеромоторной силы распределение плотности можно представить в виде (при условии $|E|^2 \ll E_p^2$)

$$n = n_0(z) - n_c \frac{|E|^2}{E_p^2}, \quad (1)$$

где $E_p^2 = 4(T_e + T_i) \frac{m\omega^2}{e^2}$ — характерное плазменное поле¹⁾, $n_0(z)$ — невозмущенный профиль плотности, характеризуемый некоторым достаточно большим масштабом неоднородности l :

$$n_0(z) = n_c (1 + z/l), \quad n_c = m\omega^2 / 4\pi e^2, \quad k_0 l \gg 1, \quad k_0 = \omega/c. \quad (2)$$

Заметные деформации профиля плотности $n(z)$ возникают, в первую очередь, в областях усиления поля: вблизи точки плазменного резонанса ($n = n_c$) и вблизи точки поворота ($n = n_c \cos^2 \theta$).

Наиболее низкопороговой является деформация профиля в области плазменного резонанса. Если выполнено условие

$$(V_{Te}/c)^2 \ll (E_0/E_p)^2 k_0 l \ll 1, \quad (3)$$

то при углах падения, близких к оптимальному²⁾ $\theta_0 = (k_0 l)^{-1/3}$, происходит формирование скачкообразного перехода через точку $n = n_c$ [6], а вблизи точки поворота плазма остается еще практически невозмущенной, так что область отражения и область трансформации остаются разделенными непрозрачным барьером. В невозмущенной плазме плотность потока энергии генерируемой убегающей продольной волны $S = \frac{1}{8} \omega l D^2$, где $D = D_z = H_y \sin \theta$ — величина электрической индукции в резонансной области; для оптимального угла $D \approx E_0 (2\pi k_0 l)^{-1/2}$. При наличии заметной деформации эффективность трансформации в убегающую волну падает $\sim E_0^{-1}$:

$$\alpha = S/S_0 = 2\sqrt{3} (V_{Te}/c) (DE_p/E_0^2), \quad (4)$$

1) Для простоты мы рассматриваем случай покоящейся плазмы. При наличии в плазме стационарного профиля скорости $v(z)$, сохраняющего плотность потока $nv = \text{const}$, полученные соотношения остаются справедливыми, если произвести замену $E_p^2 \rightarrow E_c^2 = 4Mm\omega^2 e^{-2} (v_s^2 - v^2)$, $v_s = \sqrt{(T_e + T_i)/M}$ — скорость ионного звука, M — масса иона.

2) Этому углу соответствует максимальная эффективность линейной трансформации в случае волн малой амплитуды [5].

S_0 — плотность потока энергии в падающей волне, $V_{Te} = \sqrt{T_e/m}$ — тепловая скорость электронов. В то же время при увеличении E_0 заметную роль может приобрести добавочное бесстолкновительное поглощение, связанное не с выносом энергии из резонансной области, а с ускорением электронов непосредственно в этой области, где происходит модуляционное возбуждение квазистоячих ленгмюровских солитонов и спектр электрического поля обогащен медленными гармониками. Оценки показывают, что благодаря этому добавочному механизму потерь, на верхней границе амплитуды, определенной условиями (3), доля поглощаемой мощности столь же высока, как и в линейном случае ($\approx 50\%$ падающей мощности)¹⁾.

При условии

$$(E_0/E_p)^2 k_0 l > 1 \quad (5)$$

(заведомо выполняющемся для неодимового лазера при плотности потока $S_0 \gtrsim 10^{14}$ Вт/см²) деформации профиля захватывают уже весьма широкую область, так что точка поворота фактически совмещается с точкой плазменного резонанса. Это создает благоприятные условия для повышения эффективности трансформации энергии в продольную волну.

Параметры крупномасштабной деформации плазмы, приводящей к такому значительному сдвигу точки поворота вглубь плазмы, нетрудно определить при условии $(E_0/E_p)^{2/3} \gg \sin \theta$, позволяющем при расчете сдвига пренебречь продольной компонентой поля E_z . В ВКБ приближении границу области прозрачности можно определить из уравнения для медленной амплитуды $E = E_0 (\epsilon(E^2) - \sin^2 \theta)^{-1/4}$ (точное решение задачи для волны s -поляризации см. в [7]). Оказывается, что диэлектрическая проницаемость плазмы $\epsilon = 1 - (n/n_c)$ в области прозрачности в этом случае увеличивается в среднем до уровня $\bar{\epsilon} \approx (E_0/E_p)^{4/3}$, а переход через точку $\epsilon = 0$ (от $\epsilon \approx \bar{\epsilon}$ до $\epsilon \approx -\bar{\epsilon}$) сдвигается в область $z \approx l (E_0/E_p)^{4/3}$. Характерный масштаб этого перехода Λ_e порядка длины электромагнитной волны при $\epsilon = \bar{\epsilon}$ ($\Lambda_e \approx c/\omega\sqrt{\bar{\epsilon}}$).

Для исследования трансформации электромагнитной волны в плазменную при наличии такой сильной деформации профиля плотности можно, как и ранее [6], воспользоваться квазистатической моделью, так как характерный размер области трансформации мал по сравнению с Λ_e . Оказывается, что на фоне "электромагнитного" перехода формируется гораздо более крутой "плазменный" переход ("скачок") с характерным масштабом порядка плазменной длины волны $\Lambda_p \approx V_{Te}/\omega\sqrt{\epsilon_c}$, на котором диэлектрическая проницаемость меняется от значения $\epsilon \approx \epsilon_c = (\bar{\epsilon} \sin \theta)^{1/3}$ до значения $\epsilon \approx -\epsilon_c$. Эффективность генерации убегающей продольной волны можно оценить с помощью соотношения (4), но с другой величиной индукции $D \approx \sqrt{\bar{\epsilon}} E_0 \sin \theta$. В результате имеем

$$\alpha = S/S_0 \approx 2\sqrt{3}(V_{Te}/c)(\sin \theta/\sqrt{\bar{\epsilon}}). \quad (6)$$

¹⁾ Детальное исследование этого вопроса будет опубликовано в отдельной работе.

Объемными потерями в этом случае можно пренебречь, так как наличие сильной неоднородности плазмы препятствует модуляционному возбуждению ленгмюровских колебаний.

Поскольку при больших углах падения $\sin^2 \theta \gg \bar{\epsilon}$ поле в области резонанса экспоненциально мало, оптимальное значение угла падения, соответствующее максимуму поглощения, очевидно, лежит в области

$$\sin \theta_{\text{опт}} \approx \sqrt{\bar{\epsilon}} \approx (E_0 / E_p)^{2/3} \quad (7)$$

шириной $\Delta \theta \approx \theta_{\text{опт}}$.

В случае, если поглощение на одном скачке не достаточно велико, электромагнитная волна близка к стоячей и в плазме образуется квазипериодическая структура с несколькими переходами через область резонанса. Полная поглощаемая мощность оказывается при этом порядка падающей.

Соотношение (6) определяет величину дополнительного поглощения $\alpha_{\text{max}} = (S_{\text{max}} / S_0) \approx 2\sqrt{3} (V_{Te} / c)$ для излучения р-поляризации. Чрезвычайно важно, что величина α_{max} не падает при увеличении мощности волны, тогда как эффективность поглощения s-поляризованного излучения уменьшается с ростом E_0 из-за возникновения сильных градиентов плотности [4]. Для достаточно горячей плазмы ($T_e \gtrsim 1$ кэВ) эффективность дополнительного поглощения α_{max} составляет несколько десятков процентов, что хорошо согласуется с результатами экспериментов [1–3] и машинного моделирования [4].

Институт прикладной физики
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
3 мая 1978 г.

Литература

- [1] K.R.Manes, V.C.Rupert, J.M.Auerbach, P.Lee, J.E.Swain. Phys.Rev. Lett., **39**, 281, 1977.
- [2] R.P.Godwin, R.Sachsenmaier, R.Sigel. Phys. Rev. Lett., **39**, 1198, 1977.
- [3] J.S.Pearlman, J.J.Thomson, C.E.Max. Phys. Rev. Lett., **39**, 1397, 1977.
- [4] K.G.Estabrook, E.J.Valeo, W.L.Kruer. Phys. Fluids., **18**, 1151, 1975.
- [5] Н.Г.Денисов, ЖЭТФ, **31**, 609, 1956; А.Д.Пилия. ЖТФ, **36**, 818, 1966.
- [6] В.Б.Гильденбург. ЖЭТФ, **42**, 2156, 1964; В.Б.Гильденбург, Г.М.Фрайман. ЖЭТФ, **69**, 1601, 1975.
- [7] Г.М.Фрайман. Изв. высш. уч. зав. сер., Радиофизика, **16**, 1146, 1973.