

1966, 141, p. 913—926. [2] Живописцев Ф. А., Ржевский Е. С. О вкладе коллективных возбуждений ядра-мишени в мнимую часть оптического потенциала. — Вестн. Моск. ун-та. Сер. Физ. Астрон. 1974, 15, № 6, с. 661—666. [3] Lev A. Beres W., Divadeenam M. Complex nonlocal optical potential for neutron scattering from ^{208}Pb . — Phys. Rev. 1974, 96, p. 2416—2434. [4] Мигдал А. Б. Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер. М., 1965, 572 с. [5] Bohr A., Mottelson B. R. Rotational states in even-even nuclei. — Phys. Rev. 1953, 90, p. 717—719. [6] Bjorklund F. E., Fernbach S., Sherman N. Optical model of nucleus with absorbing surface. — Phys. Rev. 1956, 101, p. 1832—1833. [7] Engelbrecht C. A., Fiedeldey H. Nonlocal potentials and energy dependence of the optical model for neutrons. — Ann. Phys. 1967, 42, p. 262—295. [8] Perey F., Buck B. A non-local potential model for the scattering of neutrons by nuclei. — Nucl. Phys. 1962, 32, p. 353—380.

Поступила в редакцию
29.01.79

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1981, т. 22, № 2

УДК 533.922

О ПРЕДЕЛЬНОМ СОСТОЯНИИ ВОЛНА — ИНТЕНСИВНЫЙ ПУЧОК В ПЛАЗМЕННОЙ СРЕДЕ

В. К. Гришин, С. Т. Иванов (Болгария), М. Ф. Каневский
(НИИЯФ)

1. В предыдущей работе авторов [1] получены уравнения, описывающие нелинейное состояние волна-пучок в плазменной среде и позволяющие получить подробную информацию о системе. Анализ этих уравнений и посвящена настоящая работа.

С помощью уравнений (8) работы [1] получим соотношение, которое является аналогом дисперсионного уравнения для нелинейного состояния волна-пучок в случае $v = \omega/k$ и $\xi = \beta^2_0$:

$$\frac{n_0}{n_p} = \frac{4\gamma_0}{\beta_0^3} (\beta_0^2 - \beta^2) \left(\frac{X}{2} + \frac{Y}{\beta} \right), \quad (1)$$

где $n_{0,p}$ — плотность пучка и плазмы, β_{0c} , β_c — начальная и конечная скорости пучка.

Численное решение уравнения (1) представлено на рис. 1. При $(n_0/n_p)^{1/3} \ll \gamma_0$ из уравнения (1) следует $\beta/\beta_0 = 1 - 0,5(n_0/n_p)^{1/3}\gamma_0^{-1}$. Для плотных пучков возможно заметное их торможение, так что $\beta \ll \beta_0$. В этом случае для нерелятивистских пучков из (1) следует зависимость $\beta \simeq 2\beta_0^4(n_0/n_p)$.

Другой важной характеристикой состояния пучка является коэффициент захвата частиц. Из уравнений (8) работы [1] получаем:

$$\alpha^2 = \frac{\beta X}{Y + 0,5\beta X} \xrightarrow{\beta \ll \beta_0} 1 - \gamma_0 \beta_0^2 \left(\frac{n_0}{n_p} \right)^{1/3}. \quad (2)$$

Полный захват частиц ($\alpha = 1$) возможен лишь в пределе исчезающе малых токов пучка. При $\beta \simeq 0$ практически все частицы проскальзывают относительно волн. Очевидна физическая причина последнего обстоятельства: при значительной перестройке пучка ($\beta \ll \beta_0$) условия захвата существенно ухудшаются.

Амплитуда поля в равновесном состоянии достигает значения:

$$E_0 = \frac{2^{3/2} k \gamma_0}{\beta X \sqrt{\beta X + 2Y}} \xrightarrow{\beta \ll \beta_0} 2k \gamma_0 \beta_0^2 \left(\frac{n_0}{n_p} \right)^{2/3}, \quad (3)$$

где E_0 — в МВ/см. При торможении пучка амплитуда поля сначала растет, а затем падает. Спад поля, несмотря на повышение интенсивности пучка, вызывается уменьшением захвата частиц. Кинетическая энергия пучка на этом этапе (см. подробнее ниже) переходит в основном в кинетическую энергию относительного продольного движения частиц, совершающих фазовые колебания («продольная температура» пучка).

В системе координат волны Σ' отношение энергии поля к энергии относительного движения частиц в пучке $W'_E/\Delta W'_b = \alpha^2/(1+0,5\alpha^2) \rightarrow 0$

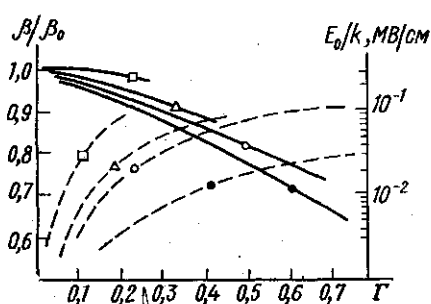


Рис. 1. Нелинейный сдвиг скорости пучка и частоты генерации $\beta/\beta_0 = \omega/\omega_0$ (сплошная линия) и амплитуда поля E_0/k (пунктир) при различных значениях параметра $\Gamma = (n_0/n_p)^{1/3}$ $\square - \gamma_0=8$; $\beta_0=0,992$; $\triangle - \gamma_0=2$, $\beta_0=0,837$; $\circ - \gamma_0=1,5$; $\bullet - \gamma_0=1,1$; $\beta_0=0,417$

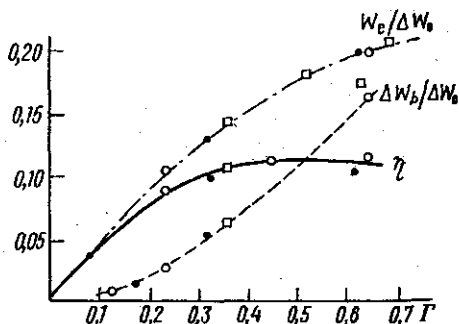


Рис. 2. Энергия поля (сплошная кривая), колебаний электронов плазмы W_e (пунктирная кривая) и пучка ΔW_b (штрихпунктирная) для слабoreлятивистских пучков в единицах начальной кинетической энергии пучка $\Delta W_0 = mc^2(\gamma_0 - 1)n_b$ при различных значениях параметра $\Gamma = (n_0/n_p)^{1/3}$ $\gamma_0 = 1,5(\circ)$, $1,3(\square)$ и $1,1(\bullet)$

при $\alpha \rightarrow 0$. Правда, соотношение (1) справедливо, если $E_0 < 0,25 k\alpha/\gamma$ (нерелятивистский характер движения частиц в Σ'), кроме того, выше предполагалось, что $E_0 < 0,25 k(\gamma - 1)$, так как электроны плазмы не захватываются волной. Поэтому соотношение (3) корректно описывает изменение E_0 во всем интервале возможных значений β только для слабoreлятивистских пучков с $\gamma_0 \leq 1,5 - 1,8$ (рис. 2). В этом случае $\beta_1(E_{\max}) \simeq 0,35 \beta_0$, а $2E_{\max} \simeq 0,3k(1 + 4\beta_0^2)^{1/2}$.

Соотношения (1) и (3) позволяют выяснить также ряд дополнительных характеристик нелинейного состояния волна-пучок. При $\beta_0 > \beta > \beta_1(E_{\max})$, $\frac{\partial \omega}{\partial E_0} < 0$, что создает условия для модуляционной

неустойчивости системы. Полная энергия системы (пучок + поле + плазма) равна начальной энергии частиц, которые «вносятся» при генерации в единицу объема: $W_s = mc^2 \gamma_0 n_b = W_0 \beta_0/\beta$. Поэтому $\text{sgn} \frac{\partial W_s}{\partial E_0} = -\text{sgn} \times$

$\times \frac{\partial \beta}{\partial E_0}$, т. е. $\frac{\partial W_s}{\partial E_0} > 0$ при $\beta > \beta_1(E_{\max})$, но $\frac{\partial W_s}{\partial E_0} < 0$ при $\beta < \beta_1(E_{\max})$.

В этом состоянии, несмотря на возникновение температурного разброса в пучке и точное равенство $\beta c = \omega/k$, система остается системой с отрицательной энергией, т. е. особенно склонной к различным распадным процессам. Неустойчивость нелинейной волны действительно подтверждается численным экспериментом [2], хотя следует отметить, что энергетический разброс в пучке должен замедлять развитие неустойчивостей.

2. Рассмотрим более детально перераспределение энергии пучка, происходящее при генерации поля. Вся энергия, которую частицы пучка способны потерять, равна (в единице объема) $\Delta W_0 = mc^2(\gamma_0 - 1)n_b$. Относительная доля энергии, сохраняемая в поступательном движении пучка после достижения равновесного состояния, равна:

$$\frac{W_b}{\Delta W_0} = \frac{\gamma - 1}{\gamma_0 - 1}. \quad (4)$$

Доля энергии относительного движения частиц в пучке (учитываются захваченные и незахваченные частицы)

$$\frac{\Delta W_b}{\Delta W_0} = \gamma_0 \frac{\beta X + Y}{\gamma_0 - 1}. \quad (5)$$

Энергия, запасаемая непосредственно в поле, определяет КПД η генерации. Оценка КПД сразу следует из закона сохранения импульса в Σ' [1]:

$$\eta = \frac{E_0^2}{16\pi\Delta W_0} = \frac{\gamma_0\beta^3(\beta_0 - \beta)}{(\gamma_0 - 1)[\beta_0^2(2 - \beta^2) - \beta^4]}. \quad (6)$$

Наконец, часть энергии пучка передается непосредственно электронам плазмы, осциллирующим в поле волны:

$$\frac{W_e}{\Delta W_0} = \frac{E_0^2}{16\pi\Delta W_0} \left[\frac{\partial(\omega e)}{\partial\omega} - 1 \right] = \eta \frac{\beta_0^2}{\beta^2}. \quad (7)$$

Особый интерес представляет величина КПД генерации. Величина η как функция аргумента n_0/n_p первоначально растет, затем монотонно спадает, что соответствует предсказаниям работы [2]. При малых токах

$$\eta = \left(\frac{n_0}{n_p} \right)^{1/3} \begin{cases} 0,5 & \text{при } \gamma_0 \simeq 1, \\ 0,25\gamma_0 & \text{при } \gamma_0 \gg 1. \end{cases} \quad (8)$$

Зависимость η от параметров системы была предметом неоднократных обсуждений. Для слабoreлятивистских пучков целесообразно оценивать η в единицах параметра $\Gamma = (n_0/n_p)^{1/3}$, поскольку результаты здесь зависят лишь от значения β/β_0 . Максимальное значение η соответствует, как нетрудно видеть из (6), $\beta \simeq 0,75\beta_0$, т. е. $\Gamma \simeq 0,5$ и достигает значения $\eta_{\max} \simeq 0,11$. При этом $E_0 \simeq 0,2 k\beta_0^2$ МВ/см, $E_0 < E_{\max}$, параметр $\alpha^2 \simeq 0,75$. Пучок теряет около 40% энергии поступательного движения.

Энергия, передаваемая электронам плазмы, при $\gamma_0 \gg 1$ описывается простым соотношением $W_e/\Delta W_0 \simeq \beta(\beta_0 - \beta)/\beta_0^2$ с максимумом, примерно равным 0,25 при $\beta \simeq 0,5\beta_0$, причем всегда $W_e \geq \Delta W_0\eta$. Удельная энергия, передаваемая отдельным электронам плазмы, равна:

$$\frac{W_e}{n_p} = \frac{n_b\beta_0^2}{n_p\beta^2} mc^2(\gamma_0 - 1)\eta. \quad (9)$$

При $\eta \simeq \eta_{\max}$ электроны плазмы приобретают энергию, равную $\simeq 3\%$ первоначальной кинетической энергии частиц пучка, а в целом в плазме запасается 18—20% от энергии падающего пучка. Так, для $\gamma_0 \simeq 1,5$ энергия колебательного движения электронов плазмы («продольная температура») достигает 5—10 кэВ.

Энергия относительного движения частиц в пучке ΔW_b при плотностях $0 < \Gamma < 0,5$ пропорциональна Γ^2 и остается меньше энергии,

которая передается и плазме и полю, сравниваясь с последней при $\Gamma \simeq 0,4-0,5^*$. Затем при $\Gamma \geq 1,5-2$, ΔW_b , монотонно возрастая, аккумулирует практически всю первичную кинетическую энергию пучка. В области $\eta \simeq \eta_{\max}$, т. е. при $\Gamma \simeq 0,5$, $\Delta W_b \simeq (0,12-0,14) \Delta W_0$ (см. рис. 2).

Тем не менее удельная энергия относительного движения частиц в пучке («температура» пучка) $\Delta W_b/n_b$ превосходит аналогичную величину для плазмы. Их отношение $\Delta W_b n_p / W_e n_b \sim \Gamma^{-2} \leq 4$ при $\eta \simeq \eta_{\max}$, так что пучок «греется» эффективнее, чем электроны плазмы.

3. Для релятивистских пучков, следуя результатам линейной теории, эффективность генерации оценивают в единицах параметра $S = \gamma_0 \beta_0^2 (n_0/2n_p)^{1/3}$. При $S \leq 1/3-1/4$ имеем $\eta = \text{const} \cdot S$. Согласно соотношению (6) $\text{const} = 0,32$. В работе [3] получено $\text{const} = 0,16-0,32$. Судя по результатам численного эксперимента [2], соотношение (6) достаточно точно описывает рост η при малых значениях S , в то время как [3] дает несколько заниженные результаты. Полукачественное соотношение $\eta = 0,5 S(1+S)^{-5/2}$, предложенное в [2] для описания данных численного эксперимента, в области малых S завышает значения η .

Для $\gamma_0 \gg 1$ перераспределение энергии падающего пучка, наблюдаемое при возбуждении поля, отличается от рассмотренного выше. Как отмечалось, $\eta \simeq 0,32 S$. Поскольку здесь относительное изменение средней скорости частиц пучка весьма невелико: $\beta_0 - \beta \simeq 0,6 S/\gamma_0^2 \beta_0^2$, то величина энергии, накапливаемая в плазме, близка к энергии поля, т. е. $W_e \simeq \Delta W_0 \eta$, в том числе для $S > 1$. Для пучка $\Delta W_b/\Delta W_0 \simeq 2S^2(\gamma_0 \beta_0)^{-2}$. Удельная энергия (на одну частицу) колебательного движения электронов плазмы $W_e/n_p \simeq 0,6 mc^2 S^4 (\gamma_0 \beta_0)^{-2}$, и соответственно для пучка $\Delta W_b/n_b \simeq 2mc^2 S^2/\gamma_0^2 \beta_0^2$.

В области $S \geq 0,5$ соотношения, полученные в настоящей работе, нуждаются в уточнении, поскольку они справедливы для относительно малых полей (нерелятивистский характер движения в пучке в Σ'). Поэтому предельное значение $\eta_{\max} \simeq 0,16$, следующее из (6), при $\gamma_0 \gg 1$ оказывается завышенным (численный эксперимент [2] указывает $\eta \simeq 0,11$ при $S \simeq 0,6-0,7$).

Тем не менее одно важное заключение можно сделать уже на основании полученных соотношений. Как отмечалось в различных работах, для генерации поля особенно выгодно использовать именно релятивистские пучки. Этот вывод делался на основе линейной теории, где КПД генерации пропорционален γ_0 . Поэтому в работе [2] была рассмотрена возможность применения релятивистских пучков для нагрева плазмы уже на этапе одномодовой генерации. К сожалению, сделанный прогноз не подтверждается. В нелинейном режиме максимальный КПД генерации не зависит от γ_0 и не превосходит 0,1. Полные потери поступательной энергии падающего пучка составляют $\simeq 30\%$, распределяясь при $\eta \simeq \eta_{\max}$ примерно поровну между полем, плазмой и пучком. Более того, энергия колебательного движения электронов плазмы (на одну частицу), интерпретируемая здесь как электронная температура плазмы (обозначается ниже T_e , в единицах mc^2), падает с ростом γ_0 . Это связано с уменьшением значения n_0/n_p , при котором достигается максимум отдачи в поле. Например, при $\gamma_0 = 10$, $n_0 = 3 \cdot 10^{-4} n_p$, имеем $T_e = 5 \cdot 10^{-4}$.

4. Таким образом, нелинейный анализ конечного состояния волнапучков позволяет получить ряд важных аналитических оценок. Эти результаты целесообразно обобщить на случай генерации сильных полей,

* Это поясняет, почему нелинейная теория, использующая гидродинамическое приближение [3] и не учитывающая внутреннюю кинетику пучка ($\alpha=1$), дает при малых токах удовлетворительные результаты.

