

НЕЛИНЕЙНАЯ ТЕОРИЯ УСИЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН ЗАМАГНИЧЕННЫМ ПЛОТНЫМ ПУЧКОМ В ЗАМЕДЛЯЮЩЕМ ДИЭЛЕКТРИКЕ

А. Ф. Александров, М. В. Кузелев, В. А. Панин, О. Е. Пыркина

УДК 533.56

Изложены результаты исследования механизма взаимодействия электромагнитных волн с сильноточным релятивистским электронным пучком в диэлектрической замедляющей структуре. В линейном приближении получено, что при увеличении тока пучка происходит изменение механизма усиления — из комптоновского он переходит в рамановский или аномальный доплеровский. В нелинейном приближении приведен вывод уравнений для анализа взаимодействия РЭП с полем усиливаемой волны. Подробно рассмотрен случай плотных пучков, проведены оценки максимального электронного КПД усилителя. Приведены результаты численного анализа линейного и нелинейного взаимодействия сильноточных РЭП с диэлектриком.

1. Механизм усиления электронным пучком замедленных электромагнитных волн в диэлектрических системах существенно зависит от тока пучка, что связано с влиянием высокочастотных полей, возникающих при модуляции пучка по плотности. Исследованию механизмов усиления при различных токах пучка и посвящена настоящая работа. Отметим, что развитие теории усилителей на диэлектрических структурах представляется достаточно важной и актуальной задачей, поскольку экспериментальные их исследования уже начались [1] и, вероятно, будут продолжены. Диэлектрические усилители конструктивно просты, высокочастотны и могут конкурировать с традиционными вакуумными и плазменными системами. Кроме того, при условии нейтрализации статических полей в диэлектрических усилителях могут быть использованы и современные сильноточные электронные пучки.

Мы рассмотрим идеализированную модель усилителя — диэлектрическое полупространство $z \geq 0$ ($\epsilon_0 > 1$ — диэлектрическая проницаемость), пронизываемое однородным прямолинейным полностью замагниченным электронным пучком. На границу полупространства из области $z < 0$ падает E -поляризованная ($E_z \neq 0$, $B_z = 0$) волна частоты ω , которая в дальнейшем и усиливается.

2. Начнем с линейного приближения, в котором дисперсионное уравнение для комплексного волнового числа k_z имеет вид

$$k_z^2 + \left(k_z^2 - \frac{\omega^2}{c_0^2} \right) \left[1 - \frac{\omega_b^2 \gamma^{-3} \epsilon_0^{-1}}{(\omega - k_z u)^2} \right] = 0, \quad (1)$$

ω_b — ленгмюровская частота электронов пучка; u — их скорость, направленная вдоль оси oz ; $\gamma = (1 - u^2/c^2)^{-1/2}$ — релятивистский фактор.

Здесь $c_0 = c/\sqrt{\epsilon_0} < u$, а поперечное волновое число k_\perp определяется углом падения волны на полупространство $z \geq 0$. Представляя k_z в виде

$$k_z = \frac{\omega}{u} \left[1 + \left(\frac{u^4 \gamma^4}{\epsilon_0 c_0^2 \gamma_0^2} \right)^{1/3} \left(\frac{\omega_b^2 \gamma^{-7}}{2k_\perp^2 u^2} \right)^{1/3} \delta \right], \quad (2)$$

где δ — безразмерный комплексный коэффициент усиления, а $\gamma_0 = (1 - c_0^2/u^2)^{-1/2}$, сведем (1) к следующей двухпараметрической форме:

$$(\delta + \eta_0) \delta^2 = -(1 - \mu_\epsilon \delta)(1 + \mu_\epsilon \eta_0). \quad (3)$$

Здесь

$$\mu_\epsilon = \left(\frac{c_0^2 \gamma_0^2}{u^2 \gamma^2 \epsilon_0} \right)^{1/3} \left(4 \frac{\omega_b^2 \gamma^{-1}}{k_\perp^2 u^2} \right)^{1/3}, \quad \eta_0 = \frac{1}{\mu_\epsilon} \left(\frac{\omega_0^2}{\omega^2} - 1 \right) \quad (4)$$

— величины, существенно используемые в дальнейшем; $\omega_0 = k_\perp c_0 \gamma_0$ — частота черенковского резонанса.

На рис. 1 на плоскости (μ_ϵ, η_0) показана зона усиления колебаний (область параметров, в которой решения уравнения (3) комплексны). Сужение зоны усиления и смещение ее в область частот $\omega > \omega_0$ свидетельствует о том, что при увеличении μ_ϵ механизм усиления становится аномальным доплеровским.

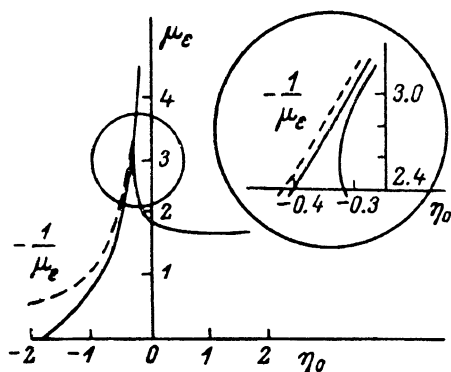


Рис. 1.

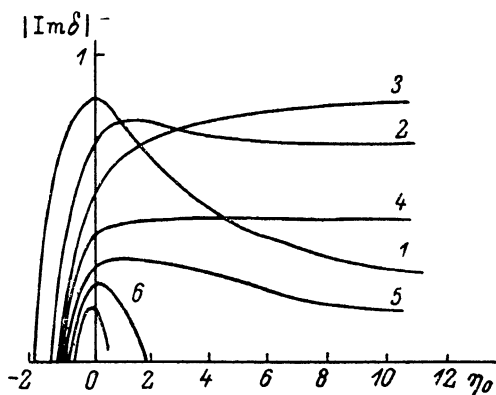


Рис. 2.

μ_ϵ : 1 — 0, 2 — 0.5, 3 — 1.0, 4 — 1.5, 5 — 1.6, 6 — 1.7.

На рис. 2 представлены как функции расстройки η_0 для различных μ_ϵ величины $|\text{Im } \delta|$, т. е. собственно коэффициенты усиления. Интересно отметить, что при $\mu_\epsilon \approx 0.5 \div 1.5$ коэффициент усиления практически постоянен в широкой области η_0 , т. е. слабо зависит от частоты.

При $\mu_\epsilon \ll 1$ максимум усиления реализуется при $\eta_0 = 0$, когда $\delta = (1 - i\sqrt{3})/2$, — это вынужденное излучение Черенкова. При $\mu_\epsilon \gg 1$ усиление максимально, если

$$\eta_0 = -\frac{1}{\mu_\epsilon} \left(1 - \frac{1}{\mu_\epsilon^3} \right). \quad (5)$$

В этом случае

$$\delta = -\frac{1}{\mu_\epsilon} - i \frac{1}{\sqrt{2\mu_\epsilon^3}}, \quad (6)$$

что, как будет показано ниже, соответствует аномальному эффекту Доплера. Интересен размерный вид формул (5) и (6)

$$\omega^2 = \mu_\epsilon^3 \omega_0^2, \quad \text{Im } k_z = -\frac{1}{2\sqrt{2}} k_\perp \gamma_0^{-1}, \quad (7)$$

из которого следует, что квадрат частоты максимального усиления растет пропорционально току, вследствие чего коэффициент усиления от тока зависеть перестает (обычно при аномальном эффекте Доплера $\text{Im } k_z \sim \omega_b/\omega$).

Формулу (7) для частоты легко получить и из условия резонанса между высокочастотной ($\omega \gg k_\perp c_0$) электромагнитной и медленной пучковой волнами

$$\begin{aligned} \omega &= k_z c_0, \\ \omega &= k_z u - \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0}} \omega_b \gamma^{-3/2}, \end{aligned} \quad (8)$$

но это как раз и есть условие излучения при аномальном эффекте Доплера [2].

3. Перейдем к выводу нелинейных уравнений. Для этого представим решенные уравнения

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} - \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) \Psi = - \frac{4\pi}{\varepsilon_0} j_b \quad (9)$$

для Ψ -поляризационного потенциала E -волны в виде

$$\Psi = \frac{1}{2} \left[A(z) \exp \left(-i\omega t + i \frac{\omega}{u} z + ik_{\perp} x \right) + \text{к. с.} \right]. \quad (10)$$

Подставляя (10) в (9) и вычисляя плотность тока пучка j_b по теореме Липу-вилля, получим

$$\begin{aligned} & \frac{u}{\omega} \frac{d}{dz} \left(1 - \frac{i}{2} \frac{u}{\omega} \frac{d}{dz} \right) A + \frac{1}{2} i \frac{u^2}{c_0^2 \gamma_0^2} \left(\frac{\omega_0^2}{\omega^2} - 1 \right) A = \\ & = - \frac{1}{2} \frac{m}{e} \frac{\omega_0^2 u^2}{\varepsilon_0 \omega^3} \frac{k_{\perp}}{2\pi} \frac{\omega}{\pi} \int_0^{2\pi/k_{\perp}} dx \int_0^{2\pi/\omega} dt v(z, t_0) e^{i\omega t(z, t_0) - i \frac{\omega}{u} z - ik_{\perp} x}, \end{aligned} \quad (11)$$

где t_0 — время влета электрона пучка в диэлектрик, а $t(z, t_0)$ и $v(z, t_0)$ — решения релятивистских уравнений движения

$$\frac{dt}{dz} = \frac{1}{v}, \quad v \frac{dv}{dz} = \frac{e}{m} \left(1 - \frac{v^2}{c^2} \right)^{3/2} E_x, \quad (12)$$

$$t|_{z=0} = t_0, \quad v|_{z=0} = u.$$

Продольная составляющая электрического поля E_z определяется через амплитуду потенциала A по формулам

$$\begin{aligned} E_z &= \frac{1}{2} \left[E \exp \left(-i\omega t + i \frac{\omega}{u} z + ik_{\perp} x \right) + \text{к. с.} \right], \\ E &= \frac{\omega^2}{c_0^2 \gamma_0^2} \left[1 + 2i\gamma_0^2 \frac{c_0^2}{u^2} \frac{u}{\omega} \frac{d}{dz} \left(1 - \frac{i}{2} \frac{u}{\omega} \frac{d}{dz} \right) \right] A. \end{aligned} \quad (13)$$

Введем теперь безразмерные переменные

$$\begin{aligned} y &= \omega t - \frac{\omega}{u} z - k_{\perp} x, \quad \zeta = \frac{\omega}{u} v_{\varepsilon}^{1/2} z, \quad \eta = \frac{u-v}{u} v_{\varepsilon}^{-1/2}, \\ \varepsilon &= \frac{e}{m} \gamma^{-3} v_{\varepsilon}^{-2/3} \frac{\omega \gamma_0^{-2}}{c_0^2 u} A, \end{aligned} \quad (14)$$

где

$$v_{\varepsilon} = \left(\frac{u^4 \gamma^4}{\varepsilon_0 c_0^4 \gamma_0^4} \right) \left(\frac{\omega_0^2 \gamma^{-7}}{2k_{\perp}^2 u^2} \right), \quad (15)$$

и запишем уравнения (11)–(13) в виде

$$\begin{aligned} & \frac{d}{d\zeta} \left(1 - \frac{i}{2} v_{\varepsilon}^{1/2} \frac{d}{d\zeta} \right) \varepsilon + i\eta_0 \varepsilon = -(1 + \mu_{\varepsilon} \eta_0) \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} (1 - v_{\varepsilon}^{1/2} \eta) e^{iy} dy_0, \\ & \frac{d\eta}{d\zeta} = \eta / (1 - v_{\varepsilon}^{1/2} \eta), \\ & \left(1 - v_{\varepsilon}^{1/2} \eta \right) \frac{d\eta}{d\zeta} = - \left(1 + q\mu_{\varepsilon} \eta - \frac{1}{2} q\mu_{\varepsilon} v_{\varepsilon}^{1/2} \eta^2 \right)^{3/2} \times \\ & \times \frac{1}{2} \left\{ e^{-iy} \left[1 + i\mu_{\varepsilon} \frac{d}{d\zeta} \left(1 - \frac{i}{2} v_{\varepsilon}^{1/2} \frac{d}{d\zeta} \right) \right] \varepsilon + \text{к. с.} \right\}. \end{aligned} \quad (16)$$

Здесь $q = \varepsilon_0 (u/c)^4 \gamma^2 / \gamma_0^2$. Уравнения (16) точные. Мы же рассмотрим асимптотический вариант этих уравнений. Аналогичный подход был использован в теории плазменных усилителей [3] и показал свою результативность.

Будем считать пучок сильно релятивистским ($\gamma \gg 1$), а замедление слабым ($\varepsilon_0 - 1 \ll 1$). При этом фактор γ_0 также оказывается большой величиной ($\gamma_0 \gg 1$) и можно записать

$$\mu_* = \left(\frac{\gamma_0^2}{\gamma^2}\right)^{1/3} \left(4 \frac{\omega_b^2 \gamma^{-1}}{k_{\perp}^2 u^2}\right)^{1/3}, \quad q = \frac{\gamma^2}{\gamma_0^4},$$

$$v_e^{1/3} = (1/2\gamma_0^2) \mu_* \ll \mu_*. \quad (17)$$

В силу последнего неравенства в уравнениях (16) можно перейти к пределу

$$v_e^{1/3} \rightarrow 0 \quad (18)$$

и тем самым достичь существенного упрощения задачи

$$\frac{d\varepsilon}{d\zeta} + i\eta_0\varepsilon = -(1 + \mu_*\eta_0)\rho, \quad \rho = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} e^{iy} dy,$$

$$dy/d\zeta = \eta,$$

$$\frac{d\eta}{d\zeta} = -(1 + q\mu_*\eta)^{1/2} (1 + \mu_*\eta_0) \frac{1}{2} \{(e^{-iy} + \text{к. с.}) - i\mu_*(\rho e^{-iy} - \text{к. с.})\}. \quad (19)$$

Уравнения (19) дополняются обычными граничными условиями

$$\varepsilon|_{\zeta=0} = \varepsilon_0, \quad y|_{\zeta=0} = y_0 \in (0, 2\pi), \quad \eta|_{\zeta=0} = 0. \quad (20)$$

Легко также убедиться, что в линейном приближении ($\varepsilon \sim \exp(i\delta\zeta)$) из (19) следует дисперсионное уравнение (3).

Приведем еще выражение для электронного КПД усилителя

$$\text{КПД} = \frac{1}{8} q\mu_* (|\varepsilon|^2 - |\varepsilon_0|^2), \quad (21)$$

при получении которого учтено (18) и использован первый интеграл уравнений (19).

4. В случае пучков малой плотности, когда

$$\mu_* \ll 1, \quad q\mu_* \ll 1, \quad (22)$$

уравнения (19) сводятся к уравнениям нерелятивистской ЛБВ с нулевым пространственным зарядом

$$\frac{d\varepsilon}{d\zeta} + i\eta_0\varepsilon = -\rho,$$

$$\frac{d^2y}{d\zeta^2} = -\frac{1}{2} (\varepsilon e^{-iy} + \text{к. с.}). \quad (23)$$

Уравнения (23) подробно изучены [4], и останавливаться на них мы не будем. Напомним только, что усиление насыщается при $|\varepsilon| \sim 1$ из-за захвата электронов пучка полем усиливаемой волны. При этом справедлива оценка

$$\text{КПД}_{\text{max}} \sim q\mu_*. \quad (24)$$

В случае ультрарелятивистских пучков малой плотности, когда

$$\mu_* \ll 1, \quad q\mu_* \gg 1 \quad (q \gg 1), \quad (25)$$

уравнения (19) опять сводятся к уравнениям ЛБВ с нулевым пространственным зарядом, но уже ультрарелятивистским

$$\frac{d\varepsilon}{d\zeta} + i\eta_0\varepsilon = -\rho$$

$$\frac{d^2y}{d\zeta^2} = -\left(1 + q\mu_* \frac{dy}{d\zeta}\right)^{3/2} \frac{1}{2} (\varepsilon e^{-iy} + \text{к. с.}). \quad (26)$$

Решения уравнения (26) также хорошо известны [5], поэтому здесь их рассматривать не будем. Приведем лишь оценку для КПД

$$\text{КПД}_{\text{max}} \sim (q\mu_*)^{-1}. \quad (27)$$

5. Случай плотных пучков ($\mu_e \gg 1$) практически не исследован, поэтому остановимся на нем подробнее. Предварительно преобразуем уравнения (19) к более удобному виду. Для этого подставим в (19) выражения для резонансной расстройки (5), введем новые переменные

$$\xi' = \frac{1}{\mu_e} \xi, \quad \eta' = \mu_e \eta, \quad \varepsilon' = \mu_e^{1/2} \varepsilon e^{-i\xi'} \quad (28)$$

и перейдем от «скорости» электрона η' к его «импульсу»

$$p = (1 + q\eta')^{-1/2}. \quad (29)$$

В результате получим уравнения

$$\begin{aligned} \frac{d\varepsilon'}{d\xi'} &= -\nu \rho e^{-i\xi'}, & \frac{dy}{d\xi'} &= -\frac{1}{q} \frac{p^2 - 1}{p^2}, \\ \frac{dp}{d\xi'} &= -\frac{1}{4} q \left\{ i(\rho e^{-iy} - \text{к. с.}) - \nu(\varepsilon e^{-iy} + i\xi' + \text{к. с.}) \right\}, \end{aligned} \quad (30)$$

содержащие малый параметр

$$\nu = \mu_e^{3/2} \ll 1. \quad (31)$$

Уравнения типа (30) рассматривались в работах [6, 7]. Так, в [6] показано, что при $\nu \ll 1$ и $q \ll 1$ насыщение связано с уменьшением средней скорости электронов пучка и, следовательно, с нарушением условий синхронизма (8). В [7] рассмотрен случай $\nu \ll 1$, но $q \gg 1$. И здесь имеется нарушение синхронизма, но из-за изменения релятивистского фактора γ . В обоих случаях насыщение происходит при малой глубине модуляции пучка по плотности, т. е. при

$$|\rho| \ll 1. \quad (32)$$

Поэтому сейчас рассмотрим случай произвольных q , т. е. учтем оба канала нарушения синхронизма.

Представим координату электрона y в виде

$$y = y_0 + W(\zeta') + \tilde{y}(\zeta', y_0), \quad (33)$$

где \tilde{y} — 2π -периодическая функция y_0 , а W учитывает торможение пучка в среднем. Принимая во внимание (32), проведем линеаризацию уравнений (30) по \tilde{y} (легко показать, что $|\tilde{y}|_{\max} \sim |\rho|$), в результате чего получим

$$\begin{aligned} \frac{d\varepsilon'}{d\xi'} &= -\nu \rho' e^{i\omega - i\xi'}, & \rho &= \frac{i}{\pi} \int_0^{2\pi} \tilde{y} e^{iy_0} dy_0, \\ \frac{dW}{d\xi'} &= -\frac{1}{2\pi q} q \int_0^{2\pi} \frac{p^2 - 1}{p^2} dy_0, & \frac{d\rho'}{d\xi'} &= -\frac{i}{\pi q} \int_0^{2\pi} \frac{p^2 - 1}{p^2} e^{iy_0} dy_0, \\ \frac{dp}{d\xi'} &= -\frac{1}{4} q \{ i(\rho' e^{-iy_0} - \text{к. с.}) - \nu(\varepsilon e^{-iy_0 - i\omega} + i\xi' + \text{к. с.}) \}. \end{aligned} \quad (34)$$

Из последнего уравнения системы (34) видно, что для «импульса» p справедливо представление

$$p = \langle p \rangle(\zeta') + \frac{1}{2} [a(\zeta') e^{-iy_0} + \text{к. с.}], \quad (35)$$

в котором $\langle p \rangle$ дается законом сохранения импульса

$$\langle p \rangle = 1 - \frac{1}{8} q |\varepsilon'|^2. \quad (36)$$

При получении (36) были использованы уравнения (30) и сделано предположение об адиабатичности включения поля при $\zeta' \rightarrow -\infty$.

Подставляя теперь (35) и (36) в (34), получим после интегрирования по y_0 следующую систему нелинейных уравнений для функций ε' , a , ρ' , w :

$$\begin{aligned} \frac{d\varepsilon'}{d\zeta'} &= -\nu\rho'e^{i w} - i\varepsilon', \quad \frac{da}{d\zeta'} = -\frac{1}{2}iq\rho' + \frac{1}{2}q\nu\varepsilon'e^{-i w} + i\varepsilon', \\ \frac{d\rho}{d\zeta'} &= -\frac{2i}{q} \left[\left(1 - \frac{1}{8}q|\varepsilon'|^2\right)^2 - |a|^2 \right]^{-3/2} a, \\ \frac{dw}{d\zeta'} &= -\frac{1}{q} \left[1 - \frac{1 - \frac{1}{8}q|\varepsilon'|^2}{\left[\left(1 - \frac{1}{8}q|\varepsilon'|^2\right)^2 - |a|^2\right]^{3/2}} \right]. \end{aligned} \quad (37)$$

Ниже будет дано обоснование того, что нелинейность, содержащаяся в уравнениях (37), слабая или

$$\frac{1}{8}q|\varepsilon'|^2 \ll 1, \quad |a|^2 \ll 1. \quad (38)$$

Поэтому, считая пока неравенства (38) выполненными, сведем нелинейность уравнений (37) к кубической

$$\begin{aligned} \frac{d\varepsilon'}{d\zeta'} &= -\nu\rho'e^{i w} - i\varepsilon', \\ \frac{da}{d\zeta'} &= -\frac{1}{2}iq\rho' + \frac{1}{2}q\nu\varepsilon'e^{-i w} + i\varepsilon', \\ \frac{d\rho'}{d\zeta'} &= -\frac{2i}{q}a - \frac{3i}{q} \left(\frac{1}{4}q|\varepsilon'|^2 + |a|^2 \right) a, \\ \frac{dw}{d\zeta'} &= \frac{1}{4}|\varepsilon'|^2 + \frac{3}{2}|a|^2 \frac{1}{q}. \end{aligned} \quad (39)$$

Введем теперь новые неизвестные функции $E(\zeta')$ и $R(\zeta')$, согласно формулам

$$\varepsilon' = E(\zeta')e^{i w}, \quad \rho' = R(\zeta')e^{i \zeta'}, \quad (40)$$

и учтем малость параметра (31). При этом функция $R(\zeta')$ оказывается медленно меняющейся по сравнению с $\exp(i\zeta')$ (на языке линейной теории это означает малость мнимой части выражения (6) по сравнению с действительной) и из уравнений (39) удастся исключить функцию $a(\zeta')$, снизив их порядок на единицу. В результате окончательно получим

$$\begin{aligned} \frac{dE}{d\zeta'} + \frac{1}{4}i \left(|E|^2 + \frac{3}{2}q|R|^2 \right) E &= -\nu R, \\ \frac{dR}{d\zeta'} - \frac{3}{16}iq \left(|E|^2 + q|R|^2 \right) R &= -\frac{1}{2}\nu E. \end{aligned} \quad (41)$$

Используя первый интеграл уравнений (41)

$$|E|^2 = 2|R|^2, \quad (42)$$

без труда, по известной методике [8], находим решение

$$|R|^2 = R_{\max}^2 \frac{1}{\operatorname{ch} 2\nu\zeta'}, \quad -\infty < \zeta' < \infty, \quad (43)$$

где

$$R_{\max}^2 = 8\nu' \left(1 + \frac{3}{2}q + \frac{3}{8}q^2 \right)^{-1}, \quad (44)$$

а $\nu' = \nu/\sqrt{2}$ — линейный коэффициент усиления. Легко также показать, что наиболее сильное из неравенств (38) сводится к условию

$$q^2 |R|^2 \ll 1, \quad (45)$$

которое, как это видно из (44), при $\nu \ll 1$ выполнено.

Используя (44), (28) и (20), получим еще и выражение для максимального электронного КПД усилителя

$$\text{КПД}_{\text{max}} = \sqrt{2} \mu_e^{-3/2} \frac{q}{1 + \frac{3}{2}q + \frac{3}{8}q^2}, \quad (46)$$

которое в свою очередь достигает максимума при $q \approx 1.6$ (точнее, при $q^2 = \sqrt{8/3}$ $\text{КПД}_{\text{max}} = \mu_e^{-3/2}/2$). Мощность излучения пропорциональна КПД, умноженному на ток пучка, но сам ток пропорционален μ_e^3 . В итоге мощность излучения пропорциональна $\mu_e^{3/2}$, т. е. растет как корень квадратный из величины тока пучка.

При $q \ll 1$ результаты (41)–(46) переходят в результаты работы [6], а при $q \gg 1$ они с точностью до обозначений совпадают с результатами работы [7].

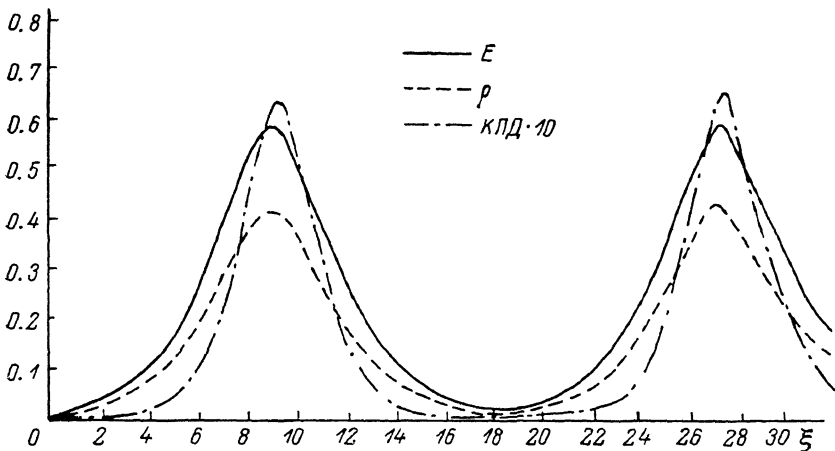


Рис. 3.

6. В случае произвольных значений параметра μ_e уравнения (19) решаются только численно. Так, при $\mu_e < 1$ стабилизация усиления обусловлена захватом электронов пучка усиливаемой волной. Этот процесс подробно рассмотрен в литературе, и мы на нем останавливаться не будем. Отметим только, что при численном интегрировании уравнений (19) появляются и решения типа солитонов, т. е. типа (43), причем появляются они уже при сравнительно небольших μ_e .

† На рис. 3 приведен результат расчета для $\mu_e = 1.5$, $\eta_0 = 6$, $q = 1$, $\epsilon_0 = 0.01$. Регулярный характер решения очевиден. Решение, изображенное на этом рисунке, отличается от (43) по существу лишь неадиабатичностью включения поля.

7. Сделаем в заключение ряд замечаний, касающихся сравнения результатов эксперимента [1] с изложенными в настоящей работе теоретическими выводами и оценками. В эксперименте [1] проводится исследование черенковского излучения, возникающего при взаимодействии сильноточного РЭП с диэлектрической замедляющей структурой. Значения тока пучка, приведенные в работе, и описанная геометрия системы позволяют найти величину параметра μ_e , которая оказывается приблизительно равной единице. Согласно проведенному нами в линейном приближении теоретическому рассмотрению, механизм взаимодействия РЭП с диэлектриком при $\mu_e \approx 1$ является черенковским. Результаты нелинейного рассмотрения, а именно численное решение системы (19) с граничными условиями (20) и вычисление КПД взаимодействия по формуле (21), дают значение электронного КПД $\approx 15\%$. Значение КПД взаимодействия, полученное в эксперименте [1], также составляет 15% при уровне мощности выходного излучения $P \approx 580$ МВт.

Таким образом, можно говорить о хорошем качественном и количественном согласовании результатов эксперимента [1] с проведенным в настоящей работе теоретическим анализом.

Литература

- [1] Диденко А. Н., Борисов А. Р., Фоменко Г. П., Штейн Ю. Г. Письма в ЖТФ, 1983, т. 9, № 1, с. 60—62.
- [2] Незлин М. В. УФН, 1976, т. 120, № 3, с. 481—495.
- [3] Кузелев М. В., Рухадзе А. А., Филиппычев Д. С. Физика плазмы, 1982, т. 8, № 3, с. 537—542.
- [4] Шапиро В. Д. В кн.: Проблемы теории плазмы. Киев: Наукова думка, 1972, с. 257—271.
- [5] Ковалев Н. Ф., Сморгонский А. В. РиЭ, 1975, т. 20, № 6, с. 1305—1309.
- [6] Кузелев М. В., Панин В. А. Изв. вузов. Физика, 1984, № 1, с. 31—35.
- [7] Кузелев М. В., Рухадзе А. А., Санадзе Г. В. ЖЭТФ, 1985, т. 89, № 5 (11), с. 1591—1602.
- [8] Вильгельмсон Х., Вейланд Я. Когерентное нелинейное взаимодействие волн в плазме. М.: Энергоиздат, 1981. 223 с.

Московский государственный
университет им. М. В. Ломоносова
Физический факультет

Поступило в Редакцию
13 января 1986 г.
В окончательной редакции
7 апреля 1986 г.

