С п и с о к   л и т е р а т у р ы

[1] Г о л у б е в Л.В., К р е щ у к А.М., Н о в и к о в С.В., П о л я н с к а я Т.А., С а в е л ь е в И.Г., С а й д а ш е в И.И. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 11. С. 1948–1954.
[2] D e l a g e b a u d e u f D., L i n k N.T. // IEEE Trans El. Dev. 1982. V. ED-29. N 6. P. 955–960.
[3] К о з ы р е в С.В., М а с л о в А.Ю. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 2. С. 433–438.

Физико-технический
институт им. А.Ф. Иоффе
АН СССР, Ленинград

Поступило в Редакцию
22 февраля 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 11 12 июня 1989 г.

01; 04; 10

О ВЛИЯНИИ ИНДУКЦИОННЫХ ЭФФЕКТОВ НА ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА С ПЛАЗМОЙ ПРИ ИХ СЛАБОЙ СВЯЗИ

Н.И. К а р б у ш е в, Г.Г. Ч и г л а д з е

1. В работах [1] было показано, при исследовании нелинейной стадии бунемановской неустойчивости электронного пучка наряду с высшими гармониками электрического поля необходимо учитывать также и его „нулевую" гармонику, т.е. однородное в продольном направлении электрическое поле, носящее индукционный характер и возникающее вследствие изменения полного тока в системе во времени. Несколько позже было обращено внимание на существенное влияние аналогичного индукционного электрического поля на усиление тока в плазменно-пучковой системе, если только пучок релятивистский (так что отношение заряда к массе для электронов плазмы и пучка различно) [2] или частицы плазмы испытывают столкновения [3]. В настоящей работе показывается, что индукционные эффекты в определенных условиях могут оказывать существенное влияние на характер развития неустойчивостей в плазменно-пучковых системах.

2. Рассматривается однородный плазменный цилиндр бесконечной длины радиуса r_p, обдуваемый тонкостенным трубчатым пучком радиуса r_b, радиус волновода $R > r_b > r_p$. Плазма и пучок помещены в бесконечно сильное продольное магнитное поле. Начальные ток и скорость пучка равны соответственно I и u.

В рассматриваемой системе при взаимодействии пучка с плазмой будет развиваться неустойчивость и возбуждаться плазменная волна, а пучок будет модулироваться по плотности и тормозиться. Таким образом, на электроны пучка будут воздействовать электрические поля плазменной волны и пространственного заряда (в том числе поле высших гармоник пространственного заряда), а также однородное по продольной координате индукционное электрическое поле $E_{инд}$, обусловленное торможением пучка и изменением полного тока в системе. Для последнего в приближении линейности движения электронов плазмы из уравнений Максвелла в случае азимутально симметричных возмущений следует уравнение

$$\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\partial E_{инд}}{\partial r}\right)-\frac{\omega_p^2}{c^2}E_{инд}=\frac{4\pi}{c^2}\frac{\partial \bar{j}_b}{\partial t}, \qquad (1)$$

где $\bar{j}_b \sim \delta(r-r_b)$ – плотность среднего тока пучка, $\omega_p=(4\pi e^2 n_p/m)^{1/2}$ – ленгмюровская частота плазмы, n_p – плотность ее электронов, e и m – заряд и масса электрона, c – скорость света. Используя очевидные граничные условия на стенке волновода $r=R$, а также на границе плазменного цилиндра $r=r_p$ и на пучке $r=r_b$, из уравнения (1) находим, что

$$E_{инд}(r_b)=-\frac{2}{c^2}d_0^2\frac{d\bar{I}}{dt}, \qquad (2)$$

где $\bar{I}$ – средняя величина полного тока пучка, а коэффициент d_0^2 определяется выражением

$$d_0^2=\frac{I_0(\rho)+\rho I_1(\rho)\ln(r_b/r_p)}{I_0(\rho)+\rho I_1(\rho)\ln(R/r_p)}\ln\frac{R}{r_b}, \qquad (3)$$

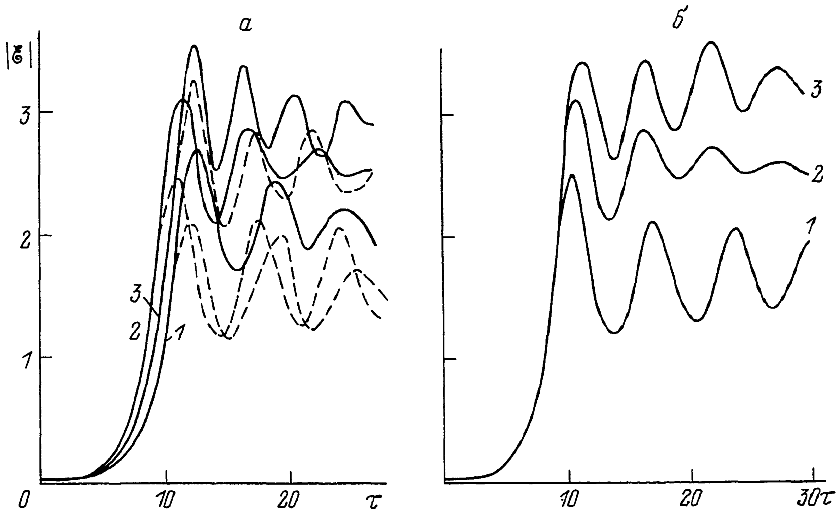
в котором I_0 и I_1 – модифицированные функции Бесселя нулевого и первого порядка, $\rho=\omega_p r_p/c$.

3. В случае азимутально симметричных возмущений в приближении линейного движения электронов плазмы полная система уравнений, описывающая взаимодействие пучка с плазмой, может быть приведена к виду

$$\frac{d\theta}{d\tau}=\mu-\frac{R}{R+1}\frac{|\mathcal{E}|^2}{4}-\Delta, \quad \frac{d\mathcal{E}}{d\tau}=\frac{1}{\pi}\int_0^{2\pi}e^{i\theta}d\theta_0,$$
$$\frac{d\mu}{d\tau}=Re\left(\mathcal{E}e^{-i\theta}\right)-\frac{\sigma^2}{\pi}\sum_{n=1}^{\infty}\frac{nd_n^2}{d_1^2}Im\left(e^{-in\theta}\int_0^{2\pi}e^{in\theta}d\theta_0\right), \qquad (4)$$

где введены следующие обозначения для безразмерных величин:

$$\tau=\alpha(\omega_0\Omega_b^2)^{1/3}t, \quad \Delta=\frac{ku-\omega_0}{\alpha(\omega_0\Omega_b^2)^{1/3}}, \quad \mu=\nu+\frac{h}{1+h}\frac{|\mathcal{E}|^2}{4},$$
$$\mathcal{E}=-\frac{eE_0}{mu\gamma^3\alpha^2\Omega_b(\Omega_b/\omega_0)^{1/3}}, \quad \nu=\frac{u-v}{\alpha u(\Omega_b/\omega_0)^{2/3}},$$
$$h=\frac{(\gamma^2-1)\Omega_b^2 d_0^2}{2\omega_0^2}, \quad \sigma^2=\frac{d_1^2}{\alpha^2}\left(\frac{\Omega_b}{\omega_0}\right)^{2/3}, \qquad (5)$$



Зависимости амплитуды плазменной волны от времени. а) Сплошные кривые, h = 1; штриховые кривые, h = 0; 1 – Δ = 0, 2 – Δ = = 0.5, 3 – Δ = 1.5; б) Δ = 0.5, 1 – h = 0, 2 – h = 1, 3 – $h \gg$ 1.

$\theta = \omega_0 t - kz$ – фаза электронов пучка относительно синхронной плазменной волны с волновым вектором /вдоль z / и частотой $\omega_0(k)$, θ_0 – ее начальное значение при t = 0, E_0 – продольная составляющая электрического поля плазменной волны на радиусе $r = r_b$, $\Omega_b^2 = 4eI\varkappa_0^2/mu\gamma^3$, $\varkappa_0^2 = k^2 - \omega_0^2/c^2$, $\gamma = (1 - u^2/c^2)^{-1/2}$ – релятивистский фактор электронов пучка, v – их текущая скорость. Коэффициенты связи α^3 и депрессии d_n^2 на n-й гармонике частоты ω_0 являются функциями радиусов R, r_b, r_p. Способ их вычисления приведен в работе [4].[1] При выводе (4) полагались выполненными неравенства $2(\gamma^2 - 1)|u - v| \ll u$, $|u - v| \ll u$. В случае отсутствия предварительной модуляции пучка начальные условия при τ = 0 для системы уравнений (4) записываются таким образом:

$$\theta = \theta_0, \quad \nu = 0, \quad \mathcal{E} = \mathcal{E}_0. \tag{6}$$

Если h = 0, то индукционные эффекты отсутствуют, и уравнения (4) принимают известный вид. При $h \neq 0$ из (4) следует первый интеграл, отражающий закон сохранения энергии,

$$\frac{1+h}{2\pi}\int_0^{2\pi} \nu \, d\theta_0 = \frac{1}{4}\left(|\mathcal{E}|^2 - |\mathcal{E}_0|^2\right). \tag{7}$$

---

[1] Формально выражение (3) для d_0^2 может быть получено из выражения для d_n^2 ($n \neq 1$) с помощью перехода k = 0, $\omega \to i\frac{\partial}{\partial t} \to 0$.

Из него следует, что приращение энергии волны в $(1+k)$ раз превышает уменьшение кинетической энергии пучка. Это возможно вследствие перекачки части первоначально накопленной в системе энергии магнитного поля тока пучка. Индукционные эффекты могут сохраняться и при $r_b < r_p$, но исчезают в случае $r_b \to R$. Наиболее сильно они проявляются для пучков, удаленных как от плазмы, так и от стенки волновода, с током порядка или больше альфеновского. Тогда $k \approx 1$.

4. На рисунке приведены зависимости $|\mathcal{E}(\tau)|$, полученные путем численного решения системы уравнений (4) в предположениях $\sigma^2 = 1$, $d_n^2/d_r^2 = 1$, $\mathcal{E}_0 = 0.01$. Видно, что даже при сравнительно небольших значениях величины k максимальная амплитуда поля $|\mathcal{E}|_{max}$ существенно возрастает. Отличие кривых, соответствующих значениям $k = 0$ и $k \neq 0$, зависит от величины расстройки Δ. В данном случае с ростом k наблюдается некоторое уменьшение максимальных потерь кинетической энергии пучка. Однако, как показывают расчеты, в случае $\sigma^2 > 1$ роль индукционных эффектов становится более существенной, приводя с ростом k к увеличению также и потерь кинетический энергии пучка, особенно при $d_n^2 > d_r^2$.

Список литературы

[1] Владыко В.Б., Рудяк Ю.В., Рухлин В.Г. В сб.: Тез. докл. 5 Всес. симпозиума по сильноточной электронике. Томск: ИСЭ СО АН СССР, 1984. Ч. 1. С. 240-242 // ЖТФ. 1985. Т. 55. № 9. С. 1863-1865.

[2] Веденин П.В., Карбушев Н.И., Рухлин В.Г.// Письма в ЖТФ. 1985. Т. 11. № 4. С. 220-224.

[3] Веденин П.В., Карбушев Н.И., Рухлин В.Г.// ЖТФ. 1986. Т. 56. № 11. С. 2248-2250; В сб.: Тез. докл. 6 Всес. симпозиума по сильноточной электронике. Томск: ИСЭ СО АН СССР. 1986. Ч. 2. С. 175-177.

[4] Карбушев Н.И. // ЖТФ. 1986. Т. 56. № 8. С. 1631-1634.

Московский радиотехнический
институт АН СССР

Поступило в Редакцию
29 апреля 1987 г.
В окончательной редакции
18 декабря 1988 г.