

04

©1992 г.

УСИЛЕНИЕ ТОКА ПРИ ТРАНСПОРТИРОВКЕ МОДУЛИРОВАННОГО ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА ЧЕРЕЗ СЛАБОИОНИЗОВАННУЮ ПЛАЗМУ

П. В. Веденин

Предложено аналитическое описание эффекта усиления тока, сопровождающего транспортировку модулированного электронного пучка через слабоионизованную плазму, проведено сопоставление с результатами эксперимента.

Введение

Одним из интересных явлений, сопровождающих транспортировку электронных пучков через плазму, является усиление тока. Экспериментально этот эффект наблюдался при инжекции непрерывных пучков в нейтральный газ низкого давления (10^{-5} – 1 Тор) [1–5], высокого давления (20–500 Тор) [3,4,7], в заранее приготовленную плазму [8]. Зафиксированы коэффициенты усиления (отношение полного тока к пучковому), не превышающие пяти. Десятикратное увеличение тока было отмечено [9] при пропускании модулированного электронного пучка через воздух при давлении $P \approx 10^{-3}$ Тор.

Механизмы появления плазменного тока, сопутствующего пучковому, связываются с дрейфом электронов плазмы в электрическом и магнитном полях ненейтрализованного пучка [1], с поперечным движением пучка в электрически проводящем канале [10], с передачей импульса от электронов пучка электронам плазмы при развитии пучковой неустойчивости [11,12].

Основные результаты теоретического исследования эффекта усиления тока, сопровождающего транспортировку глубоко модулированного электронного пучка через слабоионизованную плазму, кратко изложены в [13] и заключаются в следующем. Модулированный пучок возбуждает в аксиально симметричной системе волну E -типа, бегущую с фазовой скоростью, равной скорости пучка v . В поле волны происходит ионизация остаточного газа. С ростом концентрации электронов плазмы их ленгмюровская частота ω_p увеличивается и приближается к частоте ω_0 модуляции пучка. В резонансной области $\omega_p \approx \omega_0$ амплитуда поля, а

следовательно, и средний плазменный ток увлечения, пропорциональный квадрату амплитуды продольного электрического поля, резко возрастают.

В данной работе описана двумерная динамика полей, возбуждаемых модулированным электронным пучком в плазме, в условиях СВЧ пробоя газа, получено (с учетом средних поляризационного и индукционного электрических полей, возникающих при разделении зарядов и изменении полного тока) выражение для среднего плазменного тока, предложено объяснение экспериментальных результатов [9] по усилению тока в системе СВЧ модулированный пучок — слабоионизованная плазма.

Постановка задачи. Исходные уравнения

Начиная с момента времени $t = 0$ в полупространство $z \geq 0$, заполненное холодной однородной слабоионизованной плазмой с концентрацией n_{p0} , вдоль оси OZ инжектируется модулированный по плотности с глубиной M пучок электронов длительности t_b и радиуса r_b . Плазма рассматривается как линейная среда, ионы считаются неподвижными, пучок недеформируемым.

Для нахождения среднего по периоду $T = 2\pi/\omega_0$ плазменного тока \bar{j}_p используется следующая система уравнений:

$$\frac{\partial \bar{j}_{ps}}{\partial t} + \nu \bar{j}_{ps} + \frac{\partial \Pi_{is}}{\partial x_i} = -\frac{\omega_p^2 \bar{E}_s}{4\pi} + \frac{e}{m} \bar{\rho}_p \bar{E}_s + \frac{e}{mc} \varepsilon_{sik} \bar{j}_{pi} \bar{B}_k,$$

$$\frac{\partial \Pi_{is}}{\partial t} = \frac{e}{m} (\bar{E}_i \bar{j}_{ps} + \bar{E}_s \bar{j}_{pi}), \quad (1)$$

где ν — эффективная частота транспортных столкновений электронов плазмы; $\bar{\rho}_p$, \bar{j}_p , \bar{E} , \bar{B} — высокочастотные части плотностей плазменного заряда и тока, а также электрического и магнитного полей; ε_{ijk} — антисимметричный единичный 3-тензор третьего ранга, меняющий знак при перестановке любых двух индексов, отличные от нуля компоненты которого равны ± 1 ; \bar{E}_s — компоненты среднего электрического поля ($\sim |\bar{E}|^2$), возникающего в ответ на изменение среднего полного тока и при поляризации.

Система (1) получена из уравнения Больцмана с учетом того, что плазма холодная и электроны рождаются с нулевой скоростью.

Связь между \bar{E} и \bar{j}_p устанавливается посредством усредненной по T системы уравнений Максвелла с исключенным магнитным полем

$$\frac{c^2}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \left(\frac{\partial \bar{E}_z}{\partial r} - \frac{\partial \bar{E}_r}{\partial z} \right) = \frac{\partial}{\partial t} \left[\frac{\partial \bar{E}_z}{\partial t} + 4\pi (g + \bar{j}_{pz}) \right],$$

$$c^2 \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial \bar{E}_r}{\partial z} - \frac{\partial \bar{E}_z}{\partial r} \right) = \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial \bar{E}_r}{\partial t} + 4\pi \bar{j}_{pr} \right), \quad (2)$$

где g — средний ток пучка, удовлетворяющий условиям $\partial g/\partial t \ll \omega_p g$, $g/(2\Delta\tau)$; $2\Delta\tau$ — область, в которой амплитуда поля растет наиболее быстро (см. ниже).

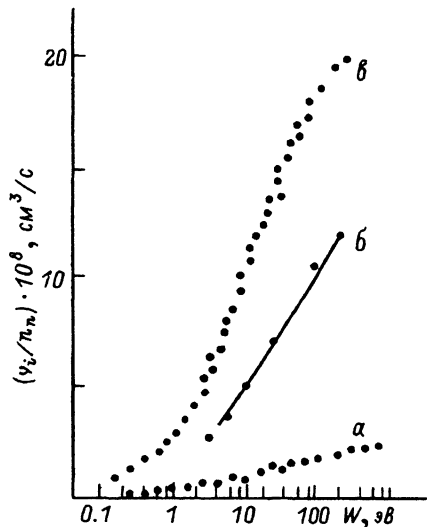


Рис. 1. Зависимости постоянной развития лавины ионизации ν_i/n_n от энергии плазменных электронов для He (а), воздуха (б), Ar (в), [14].

Исследовать динамику высокочастотных полей удобно в переменных $\tau = t - z/v$, r . Соответствующая система уравнений получается из (2) при замене

$$\frac{\partial}{\partial t} \rightarrow \frac{\partial}{\partial \tau}, \quad v \frac{\partial}{\partial t} \rightarrow -\frac{\partial}{\partial \tau}, \quad \bar{E}_{z,r} \rightarrow \bar{E}_{z,r}.$$

Анализ экспериментальных зависимостей [9] полного тока от времени при различных давлениях газа позволил заключить, что рост концентрации плазмы можно описывать с помощью модельного уравнения

$$\frac{dn_p}{d\tau} = \Gamma n_p \quad (3)$$

с эффективной постоянной Γ ($\Gamma \sim \nu \ll \omega_0$) развития лавины ионизации, учитывающей ионизацию в возбуждаемом поле, а также уничтожение и перенос электронов плазмы. Постоянная Γ по порядку величины совпадает с $\nu_{im} = \max\{\nu_i(W)\}$, где $\nu_i(W)$ — «постоянная» развития лавины в высокочастотном поле, W — энергия электронов. Полученные экспериментально [14] зависимости $\nu_i(W)$ в области значений $W \lesssim W_m \sim 500$ эВ для трех различных газов приведены на рис.1. При $10W_m \gtrsim W \gtrsim W_m$ $\nu_i \simeq \nu_{im}(W_m) = \text{const}$, а при $W \gtrsim 10W_m$

$$\nu_i(W) \simeq \frac{a}{\sqrt{W}} \ln \frac{W}{I_i}$$

[15], a — коэффициент, зависящий от сорта газа; I_i — потенциал ионизации атомов газа.

Приведенные данные показывают, что $\nu_i(\sim \Gamma)$ зависит от W достаточно слабо, поэтому примем $\Gamma = \text{const}$. Даже столь простая модель наработки плазмы, как будет показано позже, позволяет неплохо количественно объяснить результаты эксперимента по усилению тока [9].

В качестве первого шага рассмотрим одномерную динамику продольного электрического поля, возбуждаемого модулированным пучком в плазме. Такое исследование позволит с наименьшими затратами выяснить роль транспортных столкновений электронов плазмы, оценить характерные времена изменения амплитуды поля, найти связь между собственными и вынужденными колебаниями системы. Одномерное уравнение для продольного поля

$$\left[\frac{d^2}{d\tau^2} + \nu \frac{d}{d\tau} + \omega_p^2(\tau) \right] \tilde{E}_z = \omega_0 \left(\frac{d}{d\tau} + \nu \right) E_0(\tau) (1 + M \cos \omega_0 \tau), \quad (4)$$

где

$$E_0 = \frac{4\pi |g(\tau)|}{\omega_0},$$

с помощью замены переменных

$$x = \int_0^\tau d\tau' \omega_p(\tau') = \frac{2\omega_{p0}}{\Gamma} \exp\left(\frac{\Gamma\tau}{2}\right)$$

легко преобразуется к неоднородному уравнению Бесселя, решение которого с учетом асимптотики функций $J_0(x)$, $Y_0(x)$ (функции Бесселя и Вебера нулевого порядка соответственно) при

$$x > x_0 = \frac{2\omega_{p0}}{\Gamma} \gg 1$$

имеет вид

$$\begin{aligned} \tilde{E}_z(\tau) = & \left(\frac{2}{\Gamma}\right)^{3/2} \frac{\omega_0}{\sqrt{\omega_p(\tau)}} \int_0^{x(\tau)} \frac{d\lambda}{\lambda^{3/2}} e^{\frac{\nu(x(\lambda)-\tau)}{2}} \times \\ & \times \sin[x(\tau) - \lambda] \left(\frac{d}{d\tau} + \nu\right) E_0 [1 + M \cos \omega_0 \tau(\lambda)]. \end{aligned} \quad (5)$$

Не останавливаясь на исследовании, сразу приведем результаты.

$$1. \tau \lesssim \tau_r - \Delta\tau, \quad \text{где } \tau_r = \frac{2}{\Gamma} \ln \frac{\omega_0}{\omega_{p0}}, \quad \Delta\tau = \frac{1}{\omega_0} \left(\frac{2\omega_0}{\Gamma}\right)^{1/3},$$

$$\tilde{E}_{z1} \simeq \frac{M E_0}{\varepsilon_p} \sin \omega_0 \tau, \quad (6)$$

где $\varepsilon_p = 1 - (\omega_p^2/\omega_0^2)$.

Амплитуда плазменных колебаний, пропорциональная

$$M \exp\left(-\frac{\nu\tau}{2}\right) \sqrt{\frac{\omega_{p0}}{\omega_p}} \left. \frac{\partial E_0}{\partial \tau} \right|_{\tau=0},$$

мала по сравнению с вынужденными колебаниями.

$$2. \tau_r - \Delta\tau \lesssim \tau \lesssim \tau_r + \Delta\tau,$$

$$\begin{aligned} \tilde{E}_{z2}(\tau) = M E_0 \left\{ \sqrt{\frac{\omega_0}{\Gamma}} P_c \left[\frac{x(\tau) - x_r}{\sqrt{2x_r}} \right] \cos \varphi + \right. \\ \left. + \left[\sqrt{\frac{\omega_0}{\Gamma}} P_s \left[\frac{x(\tau) - x_r}{\sqrt{2x_r}} \right] + \left(\frac{\omega_0}{\Gamma} \right)^{\frac{1}{3}} \right] \sin \varphi \right\}, \end{aligned} \quad (7)$$

где

$$\left\{ \begin{array}{l} P_c(x) \\ P_s(x) \end{array} \right\} \simeq \int_{-\infty}^{x(\tau)} d\mu \left\{ \begin{array}{l} \cos \mu^2 \\ \sin \mu^2 \end{array} \right\},$$

$$\varphi = \omega_0 \tau_r + \int_{\tau_r}^{\tau} d\tau' \omega_p(\tau').$$

При получении (7) считалось, что

$$\left(\frac{2\omega_0}{\Gamma} \right)^{1/6} \gg \sqrt{2}$$

и $g(\tau) \simeq g(\tau_r)$. Из определения функции φ следует практическая неразличимость собственных и вынужденных колебаний при $|x - x_r| \lesssim x_r^{2/3}$. Особенно ярко это проявляется в резонансной области $|x - x_r| \lesssim \sqrt{\pi x_r}$ ($\Delta\tau_r = |\tau - \tau_r| \lesssim \sqrt{2\pi/\omega_0\Gamma}$), в которой амплитуда колебаний растет пропорционально $\tau - (\tau_r - \Delta\tau_r)$. При $x \simeq x_r + x_r^{2/3}$ амплитуда поля $E_{\omega z}$ достигает максимума

$$\max\{E_{\omega z2}\} \simeq M \sqrt{\frac{\pi\omega_0}{\Gamma}} E_0(\tau_r). \quad (8)$$

$$3. \tau > \tau_r + \Delta\tau,$$

$$\tilde{E}_{z3} \simeq E_0 M \left[\frac{\sin \varphi_0 \tau}{\varepsilon_p(\tau)} + \frac{\omega_0 \sin \left(\varphi + \frac{\pi}{4} \right)}{\sqrt{\omega_p(\tau)\Gamma}} \cdot e^{-\frac{\nu(\tau - \tau_r)}{2}} \right]. \quad (9)$$

Из последнего выражения и определения фазы φ видно, что вынужденные и собственные колебания „расплетаются“, поле начинает спадать. Амплитуда вынужденных колебаний при $\omega_p \gg \omega_0$ уменьшается пропорционально $\exp[-\Gamma(\tau - \tau_r)]$, а собственных — пропорционально

$$\exp \left[-\frac{\nu + \Gamma}{2} (\tau - \tau_r) \right].$$

Учет возмущения пучка в возбужденном поле приводит к появлению в левой части (4) дополнительного члена вида

$$\frac{4\pi e}{v^3} \frac{\partial^2}{\partial \tau^2} j_b(\tau) \int_0^z dz' (z - z') \tilde{E}_z(\tau, z').$$

Трансформированное уравнение (4) решалось методом итераций. Оказалось, что первая поправка к максимальному полю, пропорциональная z^2 , мала пока

$$z < L = \frac{v}{\omega_0} \sqrt{\frac{n_*}{M n_b(\tau_r)}} \gamma^{3/2} \left(\frac{\Gamma}{\omega_0} \right)^{1/4}, \quad (10)$$

где

$$n_* = \frac{m\omega_0^2}{4\pi e^2}, \quad n_b(\tau) = \frac{g(\tau)}{ev},$$

т.е. на расстоянии $z \lesssim 1$ от плоскости инжекции пучок можно считать недеформируемым.

Для определения максимальной амплитуды поля достаточно, как это следует из (6)–(8), рассмотреть только динамику вынужденных колебаний. Систему укороченных уравнений, описывающую поведение амплитуды этих колебаний, можно получить из исходной, если искать решение в виде

$$A(\tau, r) = \frac{1}{2} A_\omega(\tau, r) e^{i\omega_0\tau} + \text{к.с.},$$

причем $\partial A_\omega / \partial \tau \ll \omega_0 A_\omega$.

Опустив простые преобразования, учитывающие последнее неравенство, сразу выпишем уравнение

$$\left(-\varepsilon_p + \frac{2i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial \tau} \right) (1 - \kappa^2 \hat{R}) E_{\omega z} \simeq i M E_0 \quad (11)$$

для амплитуды $E_{\omega z}$ продольного электрического поля

$$\left(\hat{R} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \frac{\partial}{\partial r}, \quad \kappa = \frac{v}{\omega_0 \sqrt{1 - \beta^2 \varepsilon_p}}, \quad \beta = \frac{v}{c} \right).$$

В результате применения прямого и обратного преобразований Ханкеля нулевого порядка (11) трансформируется в следующее обыкновенное дифференциальное уравнение:

$$\left[-\varepsilon_p(\tau) + \frac{2i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial \tau} \right] E_{\omega z} \simeq i M \mathcal{E}_0(\tau) Q(\tau, r), \quad (12)$$

где

$$Q(\tau, r) = \begin{cases} K_0\left(\frac{r}{\kappa}\right) \int_0^{\frac{r_b}{\kappa}} dx x I_0(x) \rho(\kappa x) & r \geq r_b, \\ K_0\left(\frac{r}{\kappa}\right) \int_0^{\frac{r}{\kappa}} dx x I_0(x) \rho(\kappa x) + I_0\left(\frac{r}{\kappa}\right) \int_{\frac{r}{\kappa}}^{\frac{r_b}{\kappa}} dx x K_0(x) \rho(\kappa x) & r \leq r_b, \end{cases}$$

$\mathcal{E}_0(\tau) = (4\pi |g_\tau(\tau)|) / \omega_0$, $g_\tau(\tau)$ и $\rho(r)$ ($\rho(r) \leq 1$) связаны со средним пучковым током соотношением $g(\tau, r) = g_\tau(\tau) \rho(r)$, $K_0(x)$, $I_0(x)$ — соответственно функции Макдональда и Бесселя мнимого аргумента.

При $Q = 1$ (11) совпадает с одномерным укороченным уравнением, решение которого известно (формулы (6)–(8), а также (9) без второго слагаемого). Из сказанного вытекает, что и двумерную динамику вынужденных колебаний можно описывать с помощью (6)–(9), если в них заменить $E_0(\tau)$ на $\mathcal{E}_0(\tau)Q(\tau, r)$. Отметим, что в формуле (10) необходимо произвести замену $L \rightarrow l/\sqrt{Q}$.

Переходя к рассмотрению механизмов появления плазменного тока увлечения, остановимся на основных результатах исследования динамики продольного электрического поля.

В каждой фиксированной точке $z(z < L)$ при $0 < t < t_r - \Delta\tau$ ($t_r = \tau_r + z/v$) амплитуда поля нарастает медленно $\partial E_{\omega z 1}/\partial t \sim \Gamma E_{\omega z 1}$ до

$$E_{\omega z 1}(\tau_r - \Delta\tau) \simeq \frac{M}{2} \mathcal{E}_0(\tau_r - \Delta\tau) \left(\frac{2\omega_0}{\Gamma} \right)^{1/3} Q(r, \tau - \Delta\tau_r).$$

Скорость роста амплитуды заметно увеличивается при $|t - t_r| \lesssim \Delta\tau$ особенно в резонансной области $|t - t_r| \lesssim \sqrt{\pi}/(2\omega_0\Gamma)$. За время $2\Delta\tau$ амплитуда успевает дорасти до $E_{\omega z \max} \simeq M \sqrt{(\pi\omega_0)/\Gamma}$, $\mathcal{E}_0(\tau_r)Q(r, \tau_r) \gg E_{\omega z 1}(\tau_r - \Delta\tau_r)$.

На временном интервале $2\Delta\tau \ll \nu^{-1}$, Γ^{-1} электроны плазмы не испытывают упругих и неупругих столкновений.

Плазменный ток увлечения

Для определения максимального тока увлечения достаточно рассмотреть, как это следует из сказанного в конце предыдущего раздела, систему (1), (2) на временном интервале $2\Delta\tau$, не учитывая упругих и неупругих столкновений.

В результате несложных, но громоздких преобразований из (1), преенебрегая членами $\sim \Gamma$, ν , получаем следующее выражение для среднего плазменного тока:

$$\frac{\partial \bar{j}_p}{\partial t} = \frac{\omega_p^2}{4\pi} \bar{\mathbf{E}} + \Phi, \quad (13)$$

где

$$\Phi(t, \mathbf{r}) = \frac{\omega_p^2 e}{\omega_0^2 16\pi m} \left\{ -\text{grad} |\mathcal{E}_\omega|^2 + \frac{i}{\omega_0} \left[\frac{\partial}{\partial t} \mathcal{E}_\omega^* \text{div} \mathcal{E}_\omega - \text{grad} \left(\mathcal{E}_\omega^* \frac{\partial}{\partial t} \mathcal{E}_\omega \right) \right] + \text{к.с.} \right\},$$

$$\mathcal{E}_\omega(t, \mathbf{r}) = \mathbf{E}_\omega(t, \mathbf{r}) \exp(-i\frac{\omega_0}{v}z).$$

Источник тока увлечения описывается функцией Φ , принимающей особенно простой вид

$$\Phi_z(t, z) = \frac{evn_p}{4} \left(2\frac{\partial}{\partial t} - v\frac{\partial}{\partial z} \right) \left(\frac{e|E_{\omega z}|}{m\omega_0 V} \right)^2$$

в одномерном пределе. Ясно, что плазменные электроны движутся под действием силы Миллера, выталкивающей их из области максимального поля, и силы, возникающей при изменении амплитуды поля во времени.

В условиях, когда справедливы неравенства

$$\frac{c^2 \partial^2 \bar{\mathbf{E}}}{\partial z^2}, \quad \frac{\partial^2 \bar{\mathbf{E}}}{\partial t^2} \ll \omega_p^2 \bar{\mathbf{E}},$$

система (2) значительно упрощается, а именно

$$c^2 \hat{R}[\bar{E}_z^{(i)} + \bar{E}_z^{(p)}] \simeq 4\pi \left[\frac{\partial}{\partial t}(\bar{j}_{pz} + g) + \frac{c^2}{4\pi} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \frac{\partial \bar{E}_r}{\partial z} \right],$$

$$\bar{E}_r \simeq -\frac{4\pi}{\omega_p^2} \Phi_r. \quad (14)$$

Поляризационное поле \bar{E}_r возникает в результате перераспределения зарядов в сечении $z = \text{const}$, причем, как показало исследование радиальных зависимостей $|E_{\omega z}|$ и $|E_{\omega r}|$, если $r_b \gg \kappa$, избыточный положительный заряд локализован в приосевой области, по которой в основном и течет плазменный ток увлечения. Если же $r_b \ll \kappa$, то положительно заряжается область вблизи радиуса пучка, там же сосредоточен и плазменный ток. При наличии продольной неоднородности поперечное разделение зарядов приводит к появлению продольного поляризаационного поля $\bar{E}_z^{(p)}$. Кроме того, при изменении полного тока во времени в пучково-плазменной системе наводится продольное электрическое поле индукционного характера $\bar{E}_z^{(i)}$, стремящееся скомпенсировать это изменение.

Выразив $\bar{E}_z = \bar{E}_z^{(i)} + \bar{E}_z^{(p)}$ через $\partial \bar{j}_{pz} / \partial t$ и Φ_z и подставив в (14), получаем следующее уравнение для \bar{j}_{pz} :

$$\left(1 - \frac{c^2}{\omega_p^2} \hat{R}\right) \bar{j}_{pz} \simeq -\frac{c^2}{\omega_p^2} \hat{R}G - g, \quad (15)$$

где

$$G = \frac{i\omega_p^2 e}{16\pi m \omega_0^2} E_{\omega z}^* \text{div} \mathbf{E}_\omega + \text{к.с.}$$

Обратим внимание на то обстоятельство, что влияние продольной силы Миллера в точности скомпенсировалось влиянием поля $\bar{E}_z^{(p)}$.

При выводе (15) нас не интересовала причина появления бегущей волны (мы не конкретизировали вид источника Φ), требовалось только, чтобы характерные время нарастания амплитуды Δt и масштаб продольной неоднородности Δz удовлетворяли соответственно условиям $\omega_p^{-1} \ll \Delta t \ll \nu^{-1}$, Γ^{-1} , $\Delta z \gg c\omega_p^{-1}$ (в случае модулированного пучка в слабоионизованной плазме $\Delta t = 2\Delta\tau$, $\Delta z = 2v\Delta\tau$, $\omega_p \simeq \omega_0$). Таким образом, полученным уравнением можно пользоваться, например, и при оценке тока увлечения в системе с развитой пучково-плазменной неустойчивостью, если справедливы выписанные неравенства.

Результаты исследования динамики высокочастотных полей позволяют найти, что

$$G(\tau_r - \Delta\tau < \tau < \tau_r + \Delta\tau) \simeq \frac{j_* \rho \mathcal{E}_*^2}{2Q}, \quad (16)$$

$$j_* = evn_*, \quad n_* = \frac{m\omega_0^2}{4\pi e^2}, \quad \varepsilon_* = \frac{e|E_{\omega z}|}{mv\omega_0} \ll 1.$$

Последнее неравенство — это условие линейности плазмы (отсутствие захвата плазменных электронов полем волны).

Уравнение (15) решалось с применением прямого и обратного преобразований Ханнеля нулевого порядка. Найденное выражение для плотности плазменного тока было проинтегрировано по сечению радиуса r_{eff} (r_{eff} — эффективный радиус пучково-плазменного взаимодействия, на котором можно считать $\Gamma = \text{const}$). Результатом интегрирования явилась следующая формула для максимального плазменного тока в системе:

$$\begin{aligned} \bar{I}_{zm} \simeq 2\pi \left(\frac{c}{\omega_0}\right)^2 x_{\text{eff}} K_1(x_{\text{eff}}) \left[\int_0^{x_b} d\xi \xi I_0(\xi) g(\tau_r, \xi) \right] + \\ + \frac{\pi}{2} j_* \frac{\omega_0}{\Gamma} \left[\frac{M n_b(\tau_r, r=0)}{n_*} \right]^2 \int_0^{x_b} d\xi \xi I_0(\xi) \rho(\xi) Q(\xi). \end{aligned} \quad (17)$$

Здесь $x_{\text{eff}} = (\omega_p r_{\text{eff}})/c$. Для оценки r_{eff} было рассмотрено поведение функции $(W(r, \kappa))/(W(r=0, \kappa))$, позволившее при $r_b \gtrsim \kappa$ (с точки зрения объяснения результатов эксперимента [9] нас интересовал именно этот случай) записать $r_{\text{eff}} \simeq r_b + s_w \kappa$, где $s_w (\gtrsim 1)$ — функция $W(r=r_b)$. Поясним физический смысл коэффициента s_w . Пусть, например, $W(r=r_b) \sim 10^5$ эВ. Тогда уменьшение энергии электронов плазмы даже в сто раз при $r > r_b$ не изменит значительно величины Γ . Иная ситуация имеет место при $W(r=r_b) \lesssim W_m$. В этой области энергий зависимость $\Gamma(W)$ значительно более сильная. Поэтому в каждом конкретном случае необходимо вводить свой эффективный радиус r_{eff} , зависящий от энергии $W(r=r_b)$.

В заключение раздела отметим, что с ростом r_{eff} при неизменном r_b эффект усиления тока уменьшается (см. (17)). Этот результат является прямым следствием действия индукционного поля, стремящегося скомпенсировать полный ток в системе и вынуждающего в области $r_b \lesssim r \lesssim r_{\text{eff}}$ плазменный ток течь навстречу пучковому.

Сопоставление теории с результатами эксперимента

Прежде чем приступить к описанию эффекта усиления тока, наблюдавшегося в системе СВЧ модулированный пучок — слабоионизованная плазма, напомним постановку эксперимента и полученные результаты [9]. Модулированный на частоте $\omega_0 = 1.1 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$ с глубиной $M \simeq 0.7$ и временным профилем

$$g_\tau(\tau) \simeq g_m \begin{cases} \frac{\tau}{\tau_m} & 0 \leq \tau \lesssim \tau_m, \\ \frac{\tau_m}{\tau_b - \tau} & \tau_m \lesssim \tau \lesssim \tau_b, \end{cases}$$

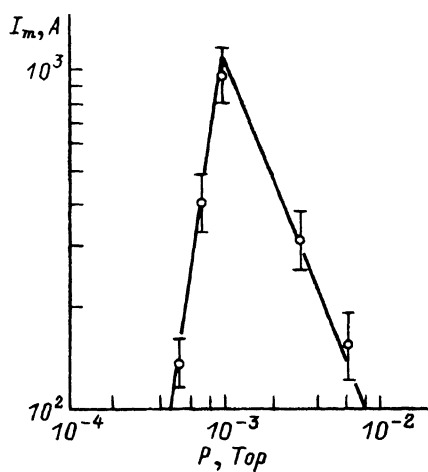


Рис. 2. Зависимости максимального тока I_m от давления P в сечении $z = 20$ см.

где $\tau_m \simeq 6$ мкс, $\tau_b \simeq 8$ мкс, $g_m \simeq 100$ А, электронный пучок пропускался через воздух при различных давлениях. Начальная скорость пучковых электронов $v \simeq 2.6 \cdot 10^{10}$ см/с, начальный радиус на выходе из лавсановой пленки, проходя которую пучок набирает эмиттанс $\epsilon \simeq 0.07$ рад·см, равен 1 см.

На рис. 2 точками нанесена экспериментальная зависимость максимального полного тока от давления газа для $z \simeq 20$ см. С увеличением z эффект усиления уменьшался. С ростом P (при фиксированном z) момент достижения максимального тока перемещался с заднего фронта на передний, а после прохождения пучка плазменный ток достаточно долго не затухал.

Теоретическая модель предполагает, что пучок инжектируется в заранее приготовленную плазму с достаточной для начала пробоя концентрацией, а в эксперименте инжекция производилась в газ. Поэтому для сопоставления теории и эксперимента необходимо произвести замену

$$\tau_r \rightarrow \tau_0(P) + \frac{1}{\Gamma} \ln \frac{n_*}{n_p(\tau_0)}.$$

Величина $\tau_0(P)$ выбиралась из следующих соображений. При $t < t_0 = \tau_0(P) - (z/v)$ в сечении $z = \text{const}$ энергия W электронов плазмы меньше $W_0 \simeq 3$ эВ (рис. 1) и концентрация растет вследствие ионизации электронным пучком, т.е. $\partial n_p / \partial \tau = \nu_{ib} n_b(\tau) (\nu_{ib} (c^{-1}) \simeq 2.5 \cdot 10^9 P(\text{Torr}))$, а при $t > t_0$ — за счет ионизации в СВЧ поле.

Теоретическая зависимость $I_m(P)$ для пучка с радиальным профилем

$$\rho(r) = \begin{cases} 1 & r < r_b \\ 0 & r > r_b \end{cases},$$

$r_b \simeq 4$ см и постоянной $\Gamma (c^{-1}) \simeq \nu_{im}/2 \simeq 2.5 \cdot 10^9 P$ (Torr) приведена на рис. 2 сплошной линией. При больших давлениях резонанс достигается на переднем фронте пучка, где ток еще мал. С уменьшением P полный ток растет до тех пор, пока момент достижения резонанса $t_r(P) = \tau_r(P) - (z/v)$ в сечении z не переместится на достаточно крутой задний фронт.

Эффект усиления исчезает при $\tau_r(P) > \tau_b$. Согласно оценке (10), с учетом радиальной структуры ($L \rightarrow L/\sqrt{Q}$) дистанция, на которой можно пренебрегать динамикой пучка, равна $L \simeq 12$ см. В эксперименте при $L > 20$ см эффект усиления уменьшался. Уменьшение полного тока с ростом дистанции связано помимо обратного воздействия возбуждаемого поля на пучок и с ростом радиуса последнего. После выхода системы из резонансной области плазменный ток затухал из-за действия индукционного поля значительно медленнее, чем амплитуда СВЧ-поля.

Результаты

1. Исследована двумерная динамика высокочастотного поля, возбуждаемого модулированным электронным пучком в слабоионизованной плазме, в условиях пробоя газа.

2. Рассмотрены механизмы возникновения среднего плазменного тока увлечения в поле бегущей волны. С учетом влияния средних индукционного и поляризованного электрических полей, возникающих при изменении тока и разделении зарядов, получено выражение для полного тока.

3. Приведено теоретическое объяснение экспериментально наблюдавшегося в системе СВЧ модулированный пучок — слабоионизованная плазма эффекта усиления тока.

Список литературы

- [1] *Wachtel J.M., Safran S.* // Phys. Rev. Lett. 1974. Vol. 32. P. 95–98.
- [2] *Briggs R.J., Clark J.C., Fessenden T.J. et al.* // Proc. of 2nd Intern. Topical Conf. on High Power Electron and Ion Beam Research and Technology. Itaca; New York, 1977. Vol. 1. P. 319.
- [3] *Гостева Т.С., Дубовой Л.В., Заболотская Г.Р. и др.* // Физика плазмы. 1977. № 3. С. 1261–1268.
- [4] *Gupta G.P., Rahatgi V.K.* // J. Appl. Phys. 1988. Vol. 64. N 12. P. 6625–6630.
- [5] *Raithankar A.C., Rahatgi V.K.* // Plasma Physics and Controlled Fusion. 1988. Vol. 30. N 9. P. 1101–1115.
- [6] *Ипатов А.Л., Мхеидзе Г.П., Савин А.А.* // Письма ЖТФ. 1984. Вып. 10. С. 681–683.
- [7] *Clark J.C., Struve K.W., Yu S.S., Melendez R.E.* // Proc. of 5th Intern. Topical Conf. on High Power Particle Beams. Livermore, 1983. P. 412–415.
- [8] *Masuzaki M., Kamada M., Shirataki H.* // J. Phys. Soc. Jap. 1987. Vol. 56. N 4. P. 1274–1277.
- [9] *Бородулин А.И., Власенко С.И. и др.* // Сильноточные электронные пучки и новые методы ускорения. М., 1985. С. 10–14.
- [10] *Lau Y.Y., Lamp M., Fernster R.F., Hui B.* // Phys. Fluids. 1985. Vol. 28. P. 2323–2328.
- [11] *Lee E.P., Chambers F.W., Lodestro L.L., Yu S.S.* // Proc. of 5th Intern. Topical Conf. on High Power Particle Beams. Livermore, 1983. P. 381–383.
- [12] *Chambers F.W.* // Phys. Fluids. 1979. Vol. 22. P. 483–491.
- [13] *Веденин П.В.* // Письма ЖТФ. 1990. Т. 16. Вып. 15. С. 69–73.
- [14] *Арутюнян С.Г., Геккер И.Р., Карфидов Д.М., Рухадзе А.А.* // Препринт ФИАН СССР. № 5. М., 1979. 12 с.
- [15] *Арутюнян С.Г., Игнатьев А.В., Рухадзе А.А.* // Кр. сообщ. по физике. 1980. № 7. С. 17–23.

Московский радиотехнический институт

Поступило в Редакцию
10 июня 1991 г.