Письма в ЖТФ, том 15, вып. 10 26 мая 1989 г.

04; 09

# ЭФФЕКТИВНЫЙ МЕТОД ВЫВОДА ЭНЕРГИИ ИНТЕНСИВНЫХ МЕДЛЕННЫХ ВОЛН ИЗ ПЛАЗМЕННОГО ВОЛНОВОДА

Г.И. Загинайлов, А.Н. Кондратенко, Е.М. Прохоренко

Несмотря на существенный прогресс (см., например, [1-3]), плазменные установки для генерации СВЧ излучения пока далеки от совершенства, что не позволяет полностью реализовать их преимущества (возможность плавной перестройки частоты генерации, продвижение в область коротких длин волн и др.). Одним из наиболее слаборазработанных является вопрос о выводе энергии плазменных волн, т.е. о согласовании плазменного резонатора, представляющего собой участок волновода с плазменным заполнением, с излучающим устройством. К существенному уменьшению потерь при выводе энергии приводит использование релятивистских пучков [2]. Возбуждающиеся при этом плазменные волны с $v_ф \sim (0.8-0.9)$ с сравнительно легко выводятся из плазмы. Однако потери при выводе энергии даже в этом случае составляют величину $\sim 10\%$ и вполне возможно, что именно поэтому экспериментальное значение КПД ($\sim 10\%$) плазменного генератора существенно ниже оптимального теоретического ($\sim 30\%$).

В работе [4] было экспериментально показано, что выход СВЧ излучения можно увеличить путем использования продольно-неоднородного волноводного перехода, на котором происходит плавное увеличение фазовой скорости возбуждаемой плазменной волны. Однако, поскольку в плазменных установках возбуждаемая волна находится в синхронизме с пучком, на участке с возрастающей фазовой скоростью энергия волны опять может передаваться пучку [4]. Этот эффект может быть ослаблен выбором закона изменения $v_ф$. В работе [5] был найден закон плавного увеличения $v_ф$, обеспечивающий минимум потерь на отражение в широком диапазоне частот при минимальной длине перехода. При амплитудах плазменных волн порядка амплитуды захвата $\frac{v_E}{v_ф} \sim \left(\frac{\delta}{\omega}\right)^2$ ($\delta$-инкремент неустойчивости) пучок может забирать значительную часть энергии обратно даже на малых расстояниях.

Предлагаемый ниже широкополосный волноводный переход (рис. 1) лишен этого недостатка и в то же время обеспечивает увеличение фазовой скорости плазменной волны до $v_ф \gtrsim 0.9c$, после чего можно с успехом использовать коаксиальный вывод энергии. Он является непосредственным продолжением плазменного резонатора, используемого в последних экспериментах [2]: цилиндрический волновод радиуса $R_0$, трубчатая плазма радиуса $R_p$ с толщиной $d \ll R_p$, находящаяся в сильном магнитном поле ( $\omega_e^2 \gg \Omega_e^2$, $\omega_e = \frac{eH_0}{mc}$, $\Omega_e^2 = \frac{4\pi e^2 n_p}{m}$, где $e, m, n_p$ – заряд, масса и плотность электронов плазмы, $H_0$ – напряженность магнитного поля). Фазовая скорость плазменной волны меняется радиусом волновода. Закон изменения $v_\varphi$ и $R_0$ выбираем исходя из следующего. Как известно, коэффициент отражения от неоднородного волноводного перехода с плазменным заполнением может быть представлен в виде [5]:

$$R = -\frac{1}{2}\int_0^1 \frac{d\ln W}{d\zeta} e^{-i\sigma\zeta} d\zeta \,, \tag{1}$$

где $W = \beta_\varphi \gamma_\varphi^2$, $\beta_\varphi = v_\varphi / c$, $\gamma_\varphi = (1-\beta_\varphi^2)^{-1/2}$, $\sigma = 2\int_0^L h(z)dz$, $\zeta = \frac{2}{\sigma}\int_0^z h(\tau)d\tau$, $h(z)$ – волновое число плазменной волны.

Согласно [6], $R$ будет меньше некоторой величины $\rho_{max}$ при минимальной длине перехода, если $W(\beta_\varphi(\zeta))$ имеет оптимальный вид:

$$\ln W(\beta_\varphi(\zeta)) = \frac{1}{2}\ln W_1 W_2 + \rho_{max} A^2 \Phi(2\zeta - 1, A), \ 0 < z < L,$$
$$W(\beta_\varphi)\big|_{z \leqslant 0} = W_1, \quad W(\beta_\varphi)\big|_{z \geqslant L} = W_2, \tag{2}$$

где $W_{1,2} = W(\beta_{\varphi 1,2})$,

$$\beta_{\varphi 1} = \beta_\varphi\big|_{z=0}, \quad \beta_{\varphi 2} = \beta_\varphi\big|_{z=L},$$

$$ch A = \frac{1}{2}\rho_{max}^{-1} \ln\frac{W_2}{W_1}, \quad \Phi(x,A) = \int_0^x \frac{I_1(A\sqrt{1-\tau^2})}{A\sqrt{1-\tau^2}} d\tau,$$

$I_1(x)$ – модифицированная функция Бесселя первого порядка.

Функция (2) (в отличие от использованной в [5]) решает оптимальную задачу в классе функций с разрывной производной (скачки расположены на краях перехода ( $z = 0, L$ )). Использование этой функции целесообразно, поскольку позволяет избавиться от указанного выше недостатка, присущего плавным переходам.

Скачкообразное изменение $v_\varphi$ в точке $z = 0$ приводит к фазовому рассогласованию пучка и волны, если $\Delta h = |h(z=+0) - h(z=-0)| \gtrsim \gamma / v_\varphi$, где $\gamma$ – спектральная ширина плазменной волны, равная по порядку величины инкременту пучковой неустойчивости. В нашем случае $\gamma/\omega \simeq \frac{\sqrt{3}}{2}\left(\frac{1}{2}\frac{n_b}{n_p}\eta\right)^{1/3} \gamma_\varphi^{-1}$, $\eta = \frac{J_0^2(k_\perp R_b) + J_1^2(k_\perp R_b)}{\gamma_\varphi^3 J_0^2(k_\perp R_p) + J_1^2(k_\perp R_p)}$,

$k_\perp^2 = \frac{1}{R_p d}\ln\frac{R_0(z<0)}{R_p}$, $n_b$ – плотность пучка, $J_{0,1}(x)$ – функции Бесселя порядка 0.1. В результате работа сил поля над электронами пучка на участке перехода значительно уменьшается, обратной передачи энергии от волны к пучку практически не происходит.

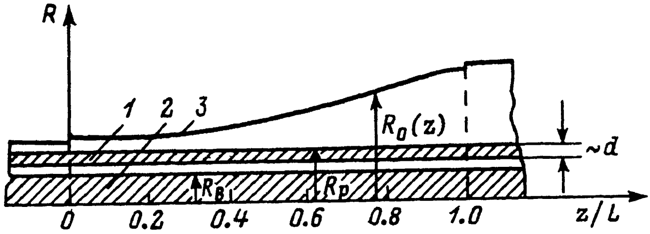


Рис. 1. Профиль неоднородного волноводного перехода: 1 – трубчатая плазма, 2 – цилиндрический электронный пучок, 3 – идеальный кожух переменного радиуса.

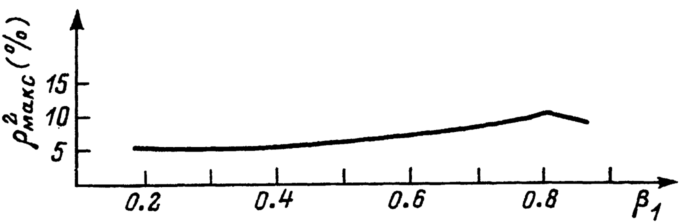


Рис. 2. Зависимость максимальных потерь от замедления плазменной волны в режиме оптимальной генерации.

Так как $R_b \simeq R_p$, $k_\perp R_b < 1$, поэтому $\eta \simeq \gamma_{\varphi 1}^{-3}$. Находя из (2) $\Delta h$, получим, что для рассогласования пучка и волны необходимо, чтобы $\rho_{max} \geqslant \frac{\sqrt{3}}{2}\left(\frac{1}{2}\frac{n_b}{n_p}\right)^{1/3}(1+\beta^2_{\varphi 1})$. Особый интерес вызывает режим оптимальной генерации $\mu = \left(\frac{S_b}{S_p}\frac{n_b}{n_p}\gamma_\varphi\right)^{1/3} \simeq 0.6$ [2]. Потери на отражение при этом составляют величину $\varkappa < \rho^2_{max} \sim 0.27\left(\frac{d}{\gamma_\varphi R_p}\right)^{2/3}(1+\beta^2_{1\varphi})^2$. На рис. 2 приведена зависимость максимальных потерь от замедления плазменной волны при оптимальном режиме генерации для $d/R_p = 10^{-1}$. Для всех частот, удовлетворяющих условию $\int_0^L h(\omega, z)dz > A = arcch\left(\ln\frac{W_2}{W_1}\cdot\frac{2}{\sqrt{3}}\left(\frac{2n_p}{n_b}\right)^{1/3}(1+\beta^2_{\varphi 1})^{-1}\right)$,

потери на отражение будут меньше приведенных.

Оптимальный закон изменения радиуса $R_0(z)$, соответствующий уравнению (2), можно найти, используя дисперсионное уравнение для плазменной волны:

$$\beta_\phi^2 = \frac{1}{1 + \frac{c^2}{\Omega_e^2}\frac{1}{R_p d}\ln R_0/R_p}. \qquad (3)$$

На рис. 1 изображен профиль перехода для параметров $d$ = = 0.6 мм, $R_p$ = 7 мм, $\beta_{\phi 1}$= 0.6, $\beta_{\phi 2}$= 0.9, $n_p = 3\cdot 10^{13}$ см$^{-3}$. При длинах $L \gtrsim 15$ см переход дает потери порядка нескольких процентов в широком диапазоне замедлений плазменной волны.

Таким образом, использование данного перехода позволит существенно понизить уровень потерь энергии при выводе из плазменного резонатора, особенно в установках, где используются слаборелятивистские, но сравнительно высокоэнергетичные электронные пучки.

## Список литературы


[1] Файнберг Я.Б. // Физика плазмы. 1985. Т. 11. № 11. С. 1398-1410.

[2] Кузелев М.В., Рухадзе А.А., Стрелков П.С. и др. // Физика плазмы. 1987. Т. 13. № 11. С. 1370-1382.

[3] Кондратенко А.Н., Куклин В.М. Основы плазменной электроники. М.: Энергоатомиздат, 1988. 285 с.

[4] Березин А.К., Березина Н.С., Ерохин Г.П. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1971. Т. 14. С. 149-152.

[5] Загинайлов Г.И., Кондратенко А.Н., Прохоренко Е.М. // ЖТФ. Т. 58. № 8. С. 1637-1639.

[6] Klopfenstein R. // PIRE. 1956. V. 44. N 1. P. 31.



Харьковский государственный университет им. А.М. Горького



Поступило в Редакцию 18 марта 1989 г.