

УДК 533.951.8

НЕРЕЗОНАНСНЫЙ СВЧ ГЕНЕРАТОР НА ОСНОВЕ ИЗЛУЧАТЕЛЬНОЙ ПИРСОВСКОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ РЭП В ПЛАЗМЕННОМ ВОЛНОВОДЕ

Д. Н. Клочков¹, М. Ю. Пекар², А. А. Рухадзе

Обсуждается излучательная пирсовская неустойчивость на сильноточном релятивистском электронном пучке (РЭП) в цилиндрическом резонаторе, заполненном тонкой трубчатой плазмой. Исследуется генерация кабельной плазменной волны. Найдены условия возбуждения и инкремент нарастания амплитуды волны. Дана оценка КПД преобразования энергии РЭП в энергию возбуждаемой волны с учетом вывода излучения из системы.

Большинство из исследуемых в настоящее время мощных импульсных источников СВЧ основаны на резонансном вынужденном излучении РЭП в различных электродинамических системах. К такому типу источников относится и релятивистский черенковский плазменный СВЧ генератор, традиционно исследуемый в ИОФАНе уже в течение последних двух десятилетий [1 – 5]. При достаточно малой плотности РЭП ($n_b \ll n_p$) условие вынужденного черенковского резонанса в плазменном источнике СВЧ выглядит так

$$\omega_{res} = \vec{k}\vec{u} = \sqrt{\omega_p^2 - k_{\perp}^2} u \gamma > 0, \quad (1)$$

где ω – частота, k_{\perp} и k_{\parallel} – поперечная и продольная составляющие волнового вектора \vec{k} излучения, \vec{u} – скорость пучка, $\gamma = (1 - u^2/c^2)^{-1/2}$, $\omega_{p,b}^2 = 4\pi^2 n_{p,b} e^2 / m$. Отсюда виден порог по плотности плазмы, выше которого происходит излучение

$$\omega_p^2 > \omega_{thr}^2 = k_{\perp}^2 u^2 \gamma^2. \quad (2)$$

¹ООО "Платан", г. Тула.

²Классическая гимназия, г. Тула.

Отсюда же следуют все преимущества и недостатки плазменного СВЧ генератора, отмеченные в [3 – 5]: при разумных геометрических размерах системы (радиус $R \simeq 2 - 3$ см, длина $L \simeq 30 - 50$ см) и магнитных полях $B_0 \simeq 1,5 - 2$ Тл возможна реализация мощного СВЧ излучения с помощью РЭП с энергией $0,5 - 1$ МэВ, током $I_b \simeq 2 - 5$ кА и длительностью импульса $\tau \simeq 50 - 500$ нс. Генерация возникает при плотностях плазмы $n_p > n_{thr} \gtrsim 10^{13}$ см $^{-3}$ на частотах $\omega \gtrsim 3 \cdot 10^{10}$ с $^{-1}$ ($f \gtrsim 5$ ГГц), причем при малых надпороговостях возбуждается узкополосное излучение ($\Delta\omega/\omega \lesssim 5\%$), а при больших надпороговостях – широкополосное ($\Delta\omega/\omega \lesssim 1$). Мощности излучения в плазменных источниках достигают сотни мегаватт при КПД $\lesssim 10 - 15\%$.

Вместе с тем, по-видимому, создание плазменных источников СВЧ сталкивается с серьезными трудностями при попытках реализации генерации на частотах $\omega \lesssim 10^{10}$ с $^{-1}$ ($f \lesssim 1,5$ ГГц). Используя простое геометрическое подобие, видим, что для генерации такого излучения необходимо взять радиус $R > 10$ см, а длину $L > 100$ см. Даже при магнитном поле $B_0 \approx 1$ Тл это приводит к значительному удорожанию системы: только стоимость поддержания магнитного поля миллисекундной длительности потребует расходов более 125000 долларов США (стоимость 1 Дж ≈ 10 долларов США).

В связи с необходимостью создания длинноволнового и широкополосного источника СВЧ мы вспомнили об излучательной пирсовской неустойчивости, на которой основана работа монотронного генератора. Монотрон исследовался теоретически и экспериментально в работах [6, 7]. В наших работах [8, 9] была построена линейная теория излучательной неустойчивости Пирса для вакуумного и плазменного резонаторов и установлено, что именно эта неустойчивость лежит в основе генерации электромагнитных колебаний монотроном³. Здесь мы приведем некоторые результаты этой теории и дадим оценки перспектив их реализации для получения мощного широкополосного и длинноволнового СВЧ излучения миллисекундной длительности, а также обсудим на качественном уровне вопрос о выводе излучения из резонатора. При этом мы постараемся оставаться максимально близко по параметрам к плазменному черенковскому СВЧ генератору.

Рассмотрим волновод радиуса R , частично заполненный трубчатой плазмой с плотностью n_p и толщиной Δ_p , радиусом $R > r_p \gg \Delta_p$, вдоль поверхности которой скользит тонкий трубчатый пучок с толщиной $\Delta_b = \Delta_p$ (считаем $\Delta_p = \Delta_b$ и $r_b = r_p$). Характе-

³В дальнейшем мы будем употреблять название "пирсотрон" вместо "монотрон" как более удачное.

ристическое уравнение электромагнитных колебаний в такой системе имеет вид [3]

$$k_{\perp}^2 + \left(k_{\nu}^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \right) \left[1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} - \frac{\omega_b^2 \gamma^{-3}}{(\omega - k_{\nu} u)^2} \right] = 0. \quad (3)$$

Здесь k_{\perp} – поперечное волновое число, которое определяется геометрией системы (для симметричной моды $k_{\perp}^2 = (r_p \Delta_p \ln \frac{R}{r_p})^{-1}$).

Уравнение (3) с граничными условиями идеального резонатора длиной L было проанализировано в работах [8, 9]. Здесь мы частично воспроизведем результаты этих работ, рассмотрим возможность генерации излучения с частотой $\omega \lesssim 10^{10} \text{ c}^{-1}$ и определим параметры системы, необходимые для достижения этой цели.

Прежде всего, будем считать плотность плазмы малой, ниже пороговой

$$\omega_p^2 < k_{\perp}^2 u^2 \gamma^2 = k_{\perp}^2 c^2 (\gamma^2 - 1), \quad (4)$$

а поэтому резонансная частота $\omega_{res}^2 = \omega_p^2 - k_{\perp}^2 u^2 \gamma^2 < 0$. Это условие исключает возможность возбуждения черенковского плазменного генератора в условиях $n_b \ll n_p$.

В отсутствие пучка в рассматриваемом резонаторе существуют две ветви электромагнитных колебаний, высокочастотная и низкочастотная

$$\omega = \begin{cases} \sqrt{\omega_p^2 + k_{\perp}^2 c^2}, \\ a_0 c \frac{\omega_p}{\sqrt{\omega_p^2 + k_{\perp}^2 c^2}}. \end{cases} \quad (5)$$

Здесь учтено, что $a_0 \ll k_{\perp}$.

В дальнейшем ограничимся рассмотрением только низкочастотной ветви (5). Учет пучка приводит к поправке $\delta\omega$ [9]:

$$\frac{\delta\omega}{\omega} = (-1)^n \frac{\omega_p^2 k_{\perp}^2 c^2 \omega_b^2 \gamma e^{i(\omega L/u)} \sin z}{(\omega_p^2 + k_{\perp}^2 c^2) |\omega_{res}|^4 z}, \quad (6)$$

где $z = \frac{\omega L}{u} \frac{\omega_b}{\gamma^{3/2} |\omega_{res}|}$, $|\omega_{res}|^2 = k_{\perp}^2 c^2 (\gamma^2 - 1) - \omega_p^2$.

При получении этого соотношения приняты следующие ограничения:

$$\delta\omega \ll \omega \ll \omega_p < k_{\perp} c \sqrt{\gamma^2 - 1}, \quad \omega_b \ll \omega_p. \quad (7)$$

При этом выполняется принятое в работе [9] ограничение на ток пучка $\gamma^{-5/2} \omega_b / \sqrt{|Q|} < 1$.

Плазменный генератор представляет собой отрезок $0 \leq z \leq L$ плазменного волновода. На входной границе $z = 0$ ставится зеркальное граничное условие для поля.

При $z = L$ плазменный волновод стыкуется с рупором. В отсутствие пучка граничные условия приводят к следующим уравнениям для волн в резонаторе:

$$a_0 A_1 - a_0 A_2 = 0, \quad A_2 e^{-ia_0 L} = \kappa A_1 e^{ia_0 L}, \quad (8)$$

где κ ($|\kappa| \leq 1$) – коэффициент отражения плазменной волны от рупора, измеренный или вычисленный без пучка. Из формулы (8) получаем продольное волновое число

$$a_0 = \frac{\pi n}{L} - \frac{1}{2L} \arg \kappa + \frac{i}{2L} \ln |\kappa| \quad (9)$$

и декремент затухания, обусловленный вытеканием поля из резонатора

$$d = \frac{\omega_p}{\sqrt{\omega_p^2 + k_{\perp}^2 c^2}} \frac{c}{2L} \ln \frac{1}{|\kappa|}. \quad (10)$$

Действительную часть волнового числа представим в виде

$$a_0 = \frac{\pi}{L} (n + n'), \quad (11)$$

где $n' = -\arg \kappa / 2\pi$ изменяется в пределах $0 \leq n' \leq 1/2$.

При анализе конкретной реализации СВЧ генератора мы будем выбирать параметры, близкие к экспериментальным [2, 4]. При этом часть параметров фиксируем, исходя из технических возможностей эксперимента, а оставшиеся будем варьировать с целью получения оптимального режима генерации. К первой группе относятся следующие величины: $R = 1,8$ см, $r_p = r_b = 0,65$ см, $\Delta_p = \Delta_b = 0,1$ см, $\gamma = 2$ и $I_b = 2,4$ кА. Будем рассматривать генерацию на частоте $\omega = 6,3 \cdot 10^9$ с⁻¹ (то есть $f = 1$ ГГц). Таким образом, нам остается только подобрать оптимальные значения длины L и плотности плазмы n_p . Для того, чтобы в пирсотроне имела место генерация излучения на низкочастотной плазменной ветви колебаний, необходимо выполнение неравенства

$$\text{Im} \delta \omega > d. \quad (12)$$

Задавая значение пролетного угла

$$\omega L / u = \pi q \quad (13)$$

через свободный параметр q , мы определяем длину резонатора L , а также плазменную частоту из формул (5) и (11)

$$\omega_p^2 = \frac{k_{\perp}^2 c^2 (\gamma^2 - 1)}{1 + \gamma^2 \left[\left(\frac{n+n'}{q} \right)^2 - 1 \right]}. \quad (14)$$

Окончательно мы получили три параметра q , n , n' , варьируя которые попытаемся удовлетворить условиям генерации (7) и (12).

Расчеты были проведены для $n = 1, 2, 3, 4$ и $\kappa = 0,2; 0,5; 0,8$. Значения величин, для которых инкремент неустойчивости в два и более раз превышает декремент, сведены в таблицу 1. В таблице введено обозначение $\varphi = \omega_p^2/k_{\perp}^2 c^2$. Для $\gamma = 2$ эта величина не должна превышать порогового значения 3, при котором начинается черенковский резонанс.

Т а б л и ц а 1

Оптимальные параметры излучателя

κ	n	$L, \text{ см}$	n'	$\text{Im}(\delta\omega)/d$	φ
0,2	1	17 – 18	0,35 – 0,45	3 – 4	2,3
	2	28 – 30	0,3 – 0,4	2 – 3	2,2
	3	42 – 43	0,3 – 0,45	2 – 3	2,2 – 2,4
0,5	1	15,5 – 18	0,25 – 0,45	3 – 10	1,8 – 2,3
	2	27 – 30	0,2 – 0,45	2 – 5	1,7 – 2,2
	3	40 – 43	0,2 – 0,45	2 – 6	1,8 – 2,4
	4	~ 55	0,4 – 0,45	2 – 2,5	2 – 2,2
0,8	1	14 – 18	0,15 – 0,45	<30	1,2 – 2,3
	2	27 – 30	0,2 – 0,45	<30	1,3 – 2,2
	3	40 – 44	0,2 – 0,45	<22	1,4 – 2,4
	4	32 – 55	0 – 0,5	<56	0,34 – 2,4

Из таблицы видно, что условие генерации накладывает связь на значения модуля и фазы коэффициента отражения. Чем меньше добротность системы, тем сильнее должна меняться фаза волны при отражении от рупора. Заметим также, что для низкодобротных систем плотность плазмы должна иметь значение, достаточно близкое к пороговому.

Наконец, приведем оценку эффективности возбуждения моды с $n = 2$. Исходя из условия выхода из резонанса $\delta(\omega L/u) \simeq \pi/2$ и значения пролетного угла $\omega L/u_0 \simeq 2\pi$, имеем $\delta u/u \simeq 0,17$ и, следовательно, КПД $\simeq 0,5$. Эта оценка явно завышена, но вместе с тем достаточно оптимистична, чтобы попытаться экспериментально реализовать генератор такого типа.

В заключение авторы выражают благодарность М. В. Кузелеву за полезные обсуждения и ценные замечания.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Богданкевич Л. С., Кузелев М. В., Рухадзе А. А. УФН, **133**, 3 (1981); Кузелев М. В., Рухадзе А. А. УФН, **152**, 285 (1987).
- [2] Кузелев М. В., Рухадзе А. А., Стрелков П. С., Шкварунец А. Г. УФН, **164**, 709 (1985). Физика плазмы, **13**, 1370 (1987); **20**, 682 (1994).
- [3] Кузелев М. В., Рухадзе А. А. Электродинамика плотных пучков в плазме. М., Наука, 1990.
- [4] B i g a u M., B u z z i J. M., K u z e l e v M. V., et al. Proc. BEAM-s-96, **1**, 225, Prague 1996; Кузелев М. В., Лоза О. Т., Пономарев А. В. и др. ЖЭТФ, **109**, 2048 (1996).
- [5] Биро М., Кузелев М. В., Красильников М. А., Рухадзе А. А. УФН, **167**, 1025 (1997).
- [6] B i q u a r d F., G r i v e t P., S e p t i e r A. Зарубежная электроника, **10**, 123 (1969).
- [7] M u l l e r J. J., R o s t a s E. Helvet. Phys. Acta, **13**, 435 (1940).
- [8] Клочков Д. Н., Рухадзе А. А. Физика плазмы, **23**, 646 (1997).
- [9] Клочков Д. Н., Пекар М. Ю. Физика плазмы, **23**, 650 (1997).

Институт общей физики РАН

Поступила в редакцию 3 февраля 1998 г.