

а на стадии формирования когерентных предвыделений эта разница еще усиливается (от 2 до 20 раз) за счет стока дефектов на предвыделения.

## Л и т е р а т у р а

- [1] Паршин А.М. Вопросы атомной науки и техники, Серия: ФРПРМ, Харьков: ХФТИ, 1978, в. 3(8), с. 34-38.
- [2] Горынин И.В., Паршин А.М. - Атомная энергия, 1981, т. 50, в. 5, с. 319-324.
- [3] Зеленский В.Ф., Неклюдов И.М., Матвиенко Б.В. и др.-В кн.: Реакторное материаловедение, М.: ЦНИИ Атоминформ, 1978, т. 2, с. 20.
- [4] Горынин И.В., Зеленский В.Ф., Паршин А.М. и др.-В кн.: Радиационные дефекты в металлах, Алма-Ата: Наука, 1981, с. 265-272.
- [5] Конобеев Ю.В. Вопросы атомной науки и техники, Серия: ФРПРМ, 1984, в. 1(29), 2(30), с. 172-186.
- [6] Трушин Ю.В. - ЖТФ, 1987, т. 57, в. 2, с. 226-231.
- [7] Самсонидзе Г.Г., Трушин Ю.В. Препринт ФТИ - 1089, 1986, 40 с.
- [8] Трушин Ю.В., Орлов А.Н. - ЖТФ, 1986, т. 56, в. 7, с. 1302-1310.
- [9] Самсонидзе Г.Г., Трушин Ю.В. - ЖТФ, 1988, т. 58, в. 1, с. 42-51.

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

Поступило в Редакцию  
5 мая 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 15

12 августа 1988 г.

## КЛИСТРОН НА ЭФФЕКТЕ ЦИКЛОТРОННОГО АВТОРЕЗОНАНСА

Г.Т. Смирнов

Мазеры на циклотронном авторезонансе (МЦАР) в настоящее время рассматриваются как одни из наиболее перспективных высокомошных генераторов, способных работать в субмиллиметровом диапазоне длин волн [1-3]. Как известно [4], необходимым условием генерации излучения в МЦАР является некоторое отличие фазовой скорости электромагнитной волны  $U_{\varphi}$  от скорости света  $c$ , что обычно достигается тем, что волна и электронный пучок в области взаимодействия распространяются по отношению друг к другу под некоторым углом  $\varphi \neq 0$ . Условие неколлинеарности распространения волны и пучка делает невозможным применение в МЦАР двухзеркальных открытых резонаторов, что в конечном счете тормозит продви-

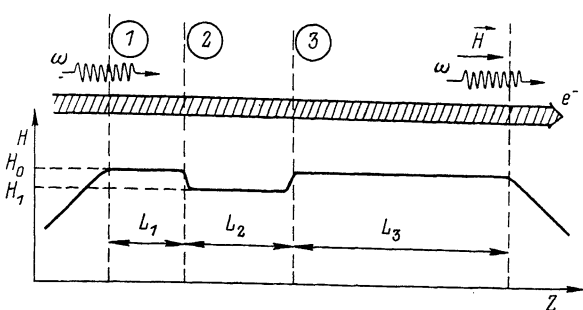


Рис. 1. Схема КЦАР. 1 – область модуляции; 2 – пространство дрейфа; 3 – область отбора энергии.

жение этих генераторов в коротковолновые диапазоны. В настоящем сообщении рассматривается генератор, работающий, как и МЦАР, на эффекте циклотронного авторезонанса, в котором условие  $v_{\varphi} \neq c$  (или  $\rho \neq 0$ ) не является необходимым для его работоспособности. На практике это позволяет использовать в качестве резонатора этого генератора обычный двухзеркальный резонатор, ось которого параллельна направлению поступательного движения электронов. Поскольку механизм группировки электронов в предлагаемом генераторе аналогичен механизму группировки электронов в пролетном клистроне, в дальнейшем для определенности будем называть этот генератор клистроном на циклотронном авторезонансе (КЦАР).

Схема КЦАР изображена на рис. 1. КЦАР работает следующим образом. Стационарный поток моноэнергичных релятивистских электронов с одинаковыми питч-углами инжектируется в продольное магнитное поле, вдоль которого распространяется синхронная с электронами электромагнитная волна. Первоначально электроны распределены равномерно по фазе  $\alpha_0$  (под фазой электрона подразумевается угол между вектором его осцилляторной скорости и вектором электрического поля волны). В области модуляции электроны под действием волны получают приращение энергии, пропорциональное  $-\cos\alpha_0$ , после чего попадают в пространство дрейфа. Здесь электроны выходят из синхронизма с волной (т.к. изменяется частота циклотронного вращения), обмен энергией между ними и волной практически прекращается, и по мере движения вдоль пространства дрейфа происходит их группировка по фазам. После прохождения пространства дрейфа электроны попадают в область отбора энергии, где между ними и волной вновь устанавливается синхронизм. Поскольку к этому моменту электроны оказываются уже сгруппированными, они начинают эффективно отдавать свою энергию волне.

Уравнения, описывающие движение электрона в однородном магнитном поле  $H$  и в поле плоской однородной циркулярно-поляризованной электромагнитной волны, распространяющейся вдоль магнитного поля с фазовой скоростью  $v_{\varphi} = c$ , имеют вид [4]:

$$\frac{d\mathcal{P}}{dz} = \frac{d\rho_{\parallel}}{dz} = -\alpha_E \cdot \frac{P_{\perp}}{P_{\parallel}} \cdot \cos \alpha, \quad (1)$$

$$\frac{d\alpha}{dz} = \frac{\delta}{P_{\parallel}} + \alpha_E \cdot \frac{C}{P_{\parallel} \cdot \rho_{\perp}} \cdot \sin \alpha; \quad (2)$$

где  $\rho_{\parallel} = \frac{|\vec{P}|}{m \cdot c} \cdot \cos \theta$ ,  $\rho_{\perp} = \frac{|\vec{P}|}{m \cdot c} \cdot \sin \theta$ ,  $\gamma = \sqrt{1 + \rho_{\parallel}^2 + \rho_{\perp}^2}$ ,  $\alpha_E = \frac{e \cdot E \cdot L}{m \cdot c^2}$ ,  $\alpha$  - фаза электрона,  $\delta = \frac{L}{c} (\omega_{HO} - C \cdot \omega)$  - расстройка синхронизма между электроном и волной,  $C = \gamma - \rho_{\parallel} = \text{const}$ ,  $z = \frac{z}{L}$ ,  $\vec{P}$  - импульс электрона,  $\theta$  - пит-угол;  $\omega$  и  $E$  - заряд и масса электрона,  $\omega$  и  $E$  - частота и напряженность электрического поля волны,  $L$  - некоторый характерный размер,  $\omega_{HO} = \frac{e \cdot H}{m \cdot c}$ ,  $z$  - координата электрона вдоль магнитного поля.

Основываясь на системе уравнений (1-2), рассмотрим процесс группировки электронов в КШАР. При этом будем ограничиваться линейным разложением уравнений (1-2), считая, что необходимые для такого приближения условия выполнены. Кроме того, будем считать, что второй член в правой части уравнения (2) достаточно мал, и при рассмотрении процесса группировки им можно пренебречь. Полагая, что в области модуляции электроны движутся синхронно с волной (т.е. расстройка синхронизма в этой области  $\delta_0 = 0$ ), из (1) и (2) найдем приращения  $\rho_{\parallel}$  и  $\alpha$  в этой области:

$$\Delta \rho_{\parallel 1} = \rho_{\parallel 1} - \rho_{\parallel 0} = -\alpha_E \cdot l_1 \cdot \frac{\rho_{\perp 0}}{\rho_{\parallel 0}} \cdot \cos \alpha_0, \quad (3)$$

$$\Delta \alpha_1 = \alpha_1 - \alpha_0 = 0, \quad (4)$$

где  $l_1 = \frac{L_1}{L}$ ,  $L_1$  - длина области модуляции. Здесь и далее индексом „0” отмечены начальные значения переменных, индексом „1” - значения этих же переменных на выходе из области модуляции. После прохождения области модуляции электроны попадают в пространство дрейфа, в котором напряженность магнитного поля  $H_1 = H_0 + \Delta H$  ( $H_0$  - напряженность магнитного поля в области модуляции). Считая, что магнитное поле на границе между областью модуляции и пространством дрейфа меняется достаточно плавно, так, что при пересечении этой границы электронами сохраняется инвариант

$$\frac{\rho_{\perp}^2(z)}{H(z)} = \text{const}, \quad (5)$$

в приближении  $|\Delta h| \cdot \frac{\rho_{\perp 0}^2}{\rho_{\parallel 0}^2} \ll 1$  найдем возникающую в пространстве дрейфа расстройку синхронизма между электронами и волной

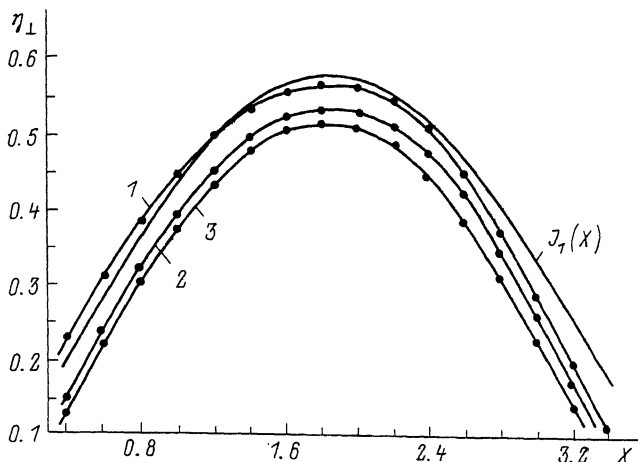


Рис. 2. Зависимость орбитального КПД  $\eta_{\perp}$ , оптимизированного по длине области отбора энергии  $l_3$ , от параметра группировки  $X$ . Все расчеты проведены при  $\alpha_H = 5.87 \cdot 10^3$  ( $H \cdot L = 10^7$  Гс·см). 1 -  $\gamma_0 = 10$ ,  $\theta_0 = 0.2$ ,  $l_1 = 0.05$ ,  $l_2 = 0.2$ ,  $\Delta h = 0.474$  ( $\varphi_0 \approx 3.5 \cdot \pi$ ),  $\eta_{s.p.} = 0.87$ ,  $\frac{\omega}{\omega_{H0}} = \frac{1}{c_0} = 4.02$ ; 2 -  $\gamma_0 = 10$ ,  $\theta_0 = 0.1$ ;  $l_1 = 0.05$ ;  $l_2 = 0.1$ ;  $\Delta h = 0.365$  ( $\varphi_0 \approx 3.5 \cdot \pi$ ,  $\eta_{s.p.} = 0.55$ ,  $\frac{\omega}{\omega_{H0}} = 10.02$ ); 3 -  $\gamma_0 = 1.8$ ,  $\theta_0 = 0.5$ ,  $l_1 = 0.05$ ,  $l_2 = 0.1$ ,  $\Delta h = 0.04$  ( $\varphi_0 \approx 3.5 \cdot \pi$ ,  $\eta_{s.p.} = 0.66$ ,  $\frac{\omega}{\omega_{H0}} = 2.06$ ).

$$\delta_1 = \alpha_H \cdot \Delta h \cdot \frac{1 - c_0^2}{2 \cdot c_0 \cdot \rho_{H1}}, \quad (6)$$

где  $\alpha_H = \frac{e \cdot H_0 \cdot L}{m \cdot c^2}$ ,  $\Delta h = \frac{\Delta H}{H_0}$ ,  $c_0 = \gamma_0 - \rho_{H0}$ . Подставляя  $\delta_1$  в урав-

нения (1), (2) и учитывая (3) и (4), найдем приращение  $\rho_{H1}$  в пространстве дрейфа и фазу электрона  $\alpha_2$  на выходе из пространства дрейфа:

$$\Delta \rho_{H2} = -\alpha_E \cdot \frac{\rho_{\perp 0}}{\delta_1} \cdot (\sin \alpha_2 - \sin \alpha_0), \quad (7)$$

$$\alpha_2 = \alpha_0 + l_2 \cdot \left[ \alpha_H \cdot \Delta h \cdot \frac{1 - c_0^2}{2 \cdot c_0 \cdot \rho_{H0}^2} + \Delta \rho_{H1} \cdot \frac{d}{d\rho_{H1}} \left( \alpha_H \cdot \Delta h \cdot \frac{1 - c_0^2}{2 \cdot c_0 \cdot \rho_{H1}^2} \right) \right] = \quad (8)$$

$$= \alpha_0 + \varphi_0 + X \cdot \cos \alpha_0,$$

где  $l_2 = \frac{L_2}{L}$ ,  $L_2$  - длина пространства дрейфа,  $\varphi_0 = \alpha_H \cdot l_2 \cdot \Delta h \cdot \frac{1 - c_0^2}{2 \cdot c_0 \cdot \rho_{H0}^2}$ ,  $X = 2 \cdot \alpha_E \cdot l_1 \cdot \frac{\rho_{\perp 0}}{\rho_{H0}^2} \cdot \varphi_0$  (при выводе (8) было предположено, что

$|\Delta P_{112}| \ll |\Delta P_{111}| \ll P_{110}$ ). Формула (8) хорошо известна в теории пролетного клистрона (см., например, [5]). Она описывает процесс фазовой группировки электронов в КЦАР. После прохождения пространства дрейфа электроны попадают в область отбора энергии, в которой напряженность магнитного поля такая же, как и в области модуляции. Расстройка синхронизма в области отбора при выполнении условия (5) на границе между пространством дрейфа и областью отбора равна

$$\delta_2 \approx \delta \cdot \frac{\Delta P_{112}}{P_{110}} = -\alpha_E \cdot \frac{P_{\perp 0}}{P_{110}} \cdot (\sin \alpha_2 - \sin \alpha_0). \quad (9)$$

Хотя точного синхронизма между электронами и волной в области отбора энергии нет ( $\delta_2 \neq 0$ ), тем не менее  $\delta_2$  оказывается довольно малой величиной, и в приближении  $\alpha_E \cdot l_3 \ll \frac{P_{110}}{P_{\perp 0}}$  можно считать, что фаза электронов в этой области остается постоянной (здесь  $l_3 = \frac{L_3}{L}$ ;  $L_3$  - длина области отбора энергии). Подставляя выражение для фазы из (8) в (1) и усредняя по  $\alpha_0$ , найдем среднее изменение энергии электронов в области отбора энергии

$$\begin{aligned} \Delta \eta_{\text{ср}} &= -\alpha_E \cdot l_3 \cdot \frac{P_{\perp 0}}{P_{110}} \cdot \frac{1}{2\pi} \cdot \int_0^{2\pi} \cos(\alpha_0 + \varphi_0 + \chi \cdot \cos \alpha_0) d\alpha_0 = \\ &= -\alpha_E \cdot l_3 \cdot \frac{P_{\perp 0}}{P_{110}} \cdot \sin \varphi_0 \cdot J_1(\chi) \end{aligned} \quad (10)$$

и КПД генератора

$$\eta = \frac{\Delta \eta_{\text{ср}}}{\eta_0 - 1} = -\frac{\alpha_E \cdot l_3}{\eta_0 - 1} \cdot \frac{P_{\perp 0}}{P_{110}} \cdot \sin \varphi_0 \cdot J_1(\chi). \quad (11)$$

Из (11) следует, что при всех принятых допущениях КПД КЦАР максимален при условии, что  $|\varphi_0| = 2 \cdot \pi \cdot (N - \frac{1}{4})$  и  $|\chi| = 1.84$  и равен  $\eta_{\text{max}} = 0.58 \cdot \frac{\alpha_E \cdot l_3}{\eta_0 - 1} \cdot \frac{P_{\perp 0}}{P_{110}}$  ( $N$  - целое положительное число;  $N = 1, 2, 3, \dots$ ). При больших  $\alpha_E \cdot l_3 \sim \frac{P_{110}^2}{P_{\perp 0}}$  формулы (10), (11)

теряют свою справедливость. В этом случае КПД КЦАР можно найти численным интегрированием системы уравнений (1-2) с последующим усреднением приращения энергии электронов по начальным фазам  $\alpha_0$ . Численно рассчитанные зависимости орбитального

КПД  $\eta_{\perp} = \frac{\eta}{\eta_{\text{ср}}}$ , оптимизированного по длине области отбора энергии  $l_3$ , приведены на рис. 2 (здесь  $\eta_{\text{ср}} = \frac{P_{\perp 0}^2}{2 \cdot C_0 \cdot (\eta_0 - 1)}$  - одночастичный КПД [2]). Расчеты были проведены при различных начальных энергиях электронов  $\eta_0$  и различных начальных пич-углах  $\varphi_0$ . Здесь же для сравнения приведен график функции Бесселя  $J_1$ . Как

видно из рис. 2, КПД КЦАР оказывается довольно высоким ( $\eta \sim \eta_{s.p.} \cdot \mathcal{J}_1(X)$ ) и в отдельных случаях может превышать 50%.

## Л и т е р а т у р а

- [1] Братман В.Л., Гинзбург Н.С., Нусинович Г.С., Петелин М.И., Юлпатов В.К. - В кн.: Релятивистская высокочастотная электроника, Горький: ИПФ АН СССР, 1979, с. 157-216.
- [2] Братман В.Л., Денисов Г.Г., Офицеров М.М. - В кн.: Релятивистская высокочастотная электроника, Горький: ИПФ АН СССР, 1983, с. 127-159.
- [3] Братман В.Л., Денисов Г.Г., Коровин С.Д., Офицеров М.М., Полевин С.Д., Ростов В.В. - В кн.: Релятивистская высокочастотная электроника, Горький: ИПФ АН СССР, 1984, с. 119-176.
- [4] Петелин М.И. - Изв. вузов, Радиофизика, 1974, т. 17, № 6, с. 902-908.
- [5] Клистроны. М.: Сов. радио, 1952. 226 с.

Институт теоретической  
и прикладной механики  
СО АН СССР, Новосибирск

Поступило в Редакцию  
10 июня 1987 г.  
В окончательной редакции  
3 ноября 1987 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 15      12 августа 1988 г.

### АНОМАЛИИ В МЕТАЛЛИЧЕСКОМ ОТРАЖЕНИИ ПРИ РЕЗОНАНСНОМ ВОЗБУЖДЕНИИ ПЭВ НА ПЕРИОДИЧЕСКИХ ПОВЕРХНОСТЯХ ЛАЗЕРНЫМИ ПУЧКАМИ КОНЕЧНОЙ ДЛИТЕЛЬНОСТИ

А.Н. Долгина, А.А. Ковалев,  
П.С. Кондратенко

Известно, что при резонансном возбуждении поверхностных электромагнитных волн (ПЭВ) на металлических поверхностях периодического профиля плоской монохроматической волной наблюдается эффект подавления зеркально отраженной волны [1]. В частности, при определенных значениях амплитуд профиля, малых по сравнению с длиной волны падающего излучения  $\lambda$ , отраженная волна подавляется полностью [2, 3].

В настоящей работе показано, что в случаях, когда лазерный пучок имеет либо малую длительность  $t_n \ll T$ , либо малый поперечный размер  $R \ll L$ , где  $T$  и  $L$  - время жизни и длина пробега ПЭВ, даже при оптимальных условиях для возбуждения поверхностных