

УДК 621.385.6

РЕЖИМЫ РАБОТЫ ВЫХОДНОГО РЕЗОНАТОРА ГИРОКЛИСТРОНА ПРИ НАЛИЧИИ РАЗБРОСА СКОРОСТЕЙ ЭЛЕКТРОНОВ В ПОТОКЕ И НЕОДНОРОДНОГО МАГНИТОСТАТИЧЕСКОГО ПОЛЯ

А. П. Кейер

Рассмотрены режимы работы выходного резонатора гироклистрона при наличии большого разброса скоростей электронов в пучке. Для управления фазовым движением сгустков электронов в резонаторе в рассмотренное введено неоднородное магнитостатическое поле.

Полученные результаты могут быть использованы для повышения КПД гироклистронов, электронные пучки в которых обладают значительным разбросом скоростей электронов.

В МЦР-приборах используются винтовые электронные потоки, обладающие значительным разбросом скоростей электронов [1-4]. Это обстоятельство существенно сказывается на работе выходного и промежуточных резонаторов гироклистрона, в связи с чем возникает задача повышения эффективности отбора энергии от такого потока.

В данной работе исследуется влияние неоднородного магнитостатического поля в выходном резонаторе гироклистрона на энергообмен электронов с ВЧ-полем. Аналогичная задача для случая односкоростного потока рассмотрена в [5], где получена конфигурация магнитного поля, обеспечивающая оптимальное значение КПД. Однако структура магнитного поля, рекомендованная в [5], сложна для реализации. Неясными остаются и причины, приводящие к магнитному полю такого вида, так что трудно оценить, каким образом может сказаться упрощение его конфигурации на эффективности работы прибора.

В данной работе используется иной способ построения магнитостатического поля, при котором оно выбирается таким образом, чтобы обеспечить заданную траекторию сгустка электронов на фазовой плоскости. Эта траектория должна удовлетворять определенным требованиям устойчивости, чтобы обеспечить догруппировку сгустка ВЧ-полем, что особенно важно при наличии разброса скоростей электронов в потоке.

Рассмотрены два режима работы выходного резонатора, характеризующиеся:

1) движением сгустка, при котором фаза действующего на него ВЧ-поля постоянна;

2) движением сгустка, происходящим на начальном этапе в ускоряющей фазе ВЧ-поля.

Догруппировка сгустка в первом случае обусловлена устойчивостью его фазовой траектории, которая аналогична устойчивости, имеющей место в синхротроне [6].

Во втором случае догруппировка имеет общие черты с механизмом уплотнения сгустков, который используется в предпоследнем резонаторе клистронов типа «О», работающих в режиме максимального КПД [7].

Указанные режимы работы выходного резонатора сравниваются с тем случаем, когда магнитное поле в нем однородное.

1. ИСХОДНЫЕ УРАВНЕНИЯ И ОБОЗНАЧЕНИЯ

В работе исследуется движение электронов в слабонеоднородном магнитостатическом и ВЧ-электрическом полях. Магнитостатическое поле с аксиальной симметрией описывается через распределение поля на оси:

$$\begin{aligned} H_Z(Z, R) &\approx H_0(Z) = H_0(0) (1 + f), \\ H_R(Z, R) &\approx -\frac{R}{2} \frac{dH_0}{dZ}. \end{aligned} \quad (1)$$

ВЧ-электрическое поле, перпендикулярное оси l_z , соответствует азимутальной компоненте поля E колебания H_{011} цилиндрического резонатора.

Уравнения движения электрона [8] могут быть приведены к виду

$$\begin{aligned} 1. \quad \frac{dP}{d\zeta} &= \frac{A}{\xi\chi} \frac{\gamma}{\sqrt{1+f}} \sin \frac{\pi\zeta}{\zeta_p} \cos \Psi, \\ 2. \quad \frac{d\Psi}{d\zeta} &= -\frac{A}{P\xi\chi} \frac{\gamma}{\sqrt{1+f}} \sin \frac{\pi\zeta}{\zeta_p} \sin \Psi - \\ &\quad - \frac{2}{\beta_{\perp}^2} \frac{\gamma - \frac{\omega_H(0)}{\omega} (1+f)}{\xi\chi}, \\ 3. \quad \frac{d\gamma}{d\zeta} &= \beta_{\perp}^2 \frac{AP\sqrt{1+f}}{\xi\chi} \sin \frac{\pi\zeta}{\zeta_p} \cos \Psi, \\ 4. \quad \frac{d\chi}{d\zeta} &= -1,5 \frac{df}{d\zeta} \frac{P^2}{\xi^2\chi} \end{aligned} \quad (2)$$

с начальными условиями

$$\begin{aligned} P(0) &= \sqrt{\frac{4 - \xi^2}{3}}, \\ \gamma(0) &= \chi(0) = 1, \\ \Psi(0) &= \Psi_0 \quad (0 \leq \Psi_0 < 2\pi), \end{aligned} \quad (3)$$

где P — безразмерный радиус орбиты электрона, определенный соотношением

$$P = \frac{r_{\perp}}{r_0} \sqrt{1+f},$$

r_{\perp} — радиус орбиты электрона, r_0 — радиус орбиты «нормировочного» электрона ($g = v_{\perp}/v_{\parallel} = \sqrt{3}$) в начале пространства взаимодействия, v_{\perp} и v_{\parallel} — осцилляторная и поступательная скорости электрона, которые в дальнейшем используются для нормировки, Ψ — фаза вектора скорости электрона в плоскости (X, Y) за вычетом фазы ВЧ-силы, действующей на электрон в резонаторе. В сопутствующей — вращающейся с частотой ω вокруг той же оси, что и электрон, — системе коор-

динат удобно считать фазу ВЧ-силы, равной $\pi/2$. В этом случае Ψ совпадает с фазой электрона на его орбите,

$$\gamma = \frac{m(\zeta)}{m(0)},$$

$$\chi = \frac{P_z(\zeta)}{P_z(0)},$$

P_z — импульс поступательного движения,

$$\zeta = \frac{\beta_{\perp}^2}{2\beta_{\parallel}} KZ, \quad K = \frac{\omega}{C},$$

β_{\perp} , β_{\parallel} — осцилляторная и поступательная скорости «нормировочного» электрона, отнесенные к скорости света, A — нормированная амплитуда поля, определенная соотношением

$$A = \frac{eE_{\varphi}^0 J_1 \left(\nu_1 \frac{R_{\parallel}}{R_p} \right)}{m(0) C^2 K \beta_{\perp}^3},$$

где R_{\parallel} — радиус потока, R_p — радиус резонатора, $\nu_1 = 3,83$ — корень функции Бесселя J_1 , E_{φ}^0 — модуль амплитуды поля, $\xi = \frac{v_{\parallel}(0)}{v_{\parallel}}$ — отно-

шение поступательной скорости электрона при влете в резонатор к поступательной скорости «нормировочного» электрона, ζ_p — безразмерная координата конца пространства взаимодействия.

Для случая однородного магнитостатического поля относительный угол пролета электрона $\hat{\Theta}$ определяется соотношением

$$\hat{\Theta} = \frac{\omega - \omega_H}{\omega} \frac{2}{\beta_{\perp}^2} \frac{1}{\xi} \zeta_p.$$

Электронный поток предполагается моноэнергетическим. Считается, что электроны, обладающие значениями ξ в интервале 0,8—0,9, соответствуют максимуму функции распределения электронов по продольной скорости. При этом значения $\xi_{\min} = 0,6$ и $\xi_{\max} = 1,2$, используемые ниже для оценок, соответствуют разбросу продольной компоненты скорости $\delta v_{\parallel} \sim 0,7$.

2. РАСЧЕТ МАГНИТОСТАТИЧЕСКОГО ПОЛЯ В ВЫХОДНОМ РЕЗОНАТОРЕ ГИРОКЛИСТРОНА

Одна из простейших фазовых траекторий сгустка, охватывающая оба случая, описанных выше, и допускающая аналитический подход к вычислению магнитостатического поля, имеет вид

$$\Psi = \hat{\Psi} + \alpha \cos \frac{\pi \zeta}{\zeta_p}, \quad (4)$$

где $\hat{\Psi}$ и α — постоянные, связанные с фазой влета $\hat{\Psi} + \alpha$ и фазой вылета $\hat{\Psi} - \alpha$ сгустка из резонатора.

Полагая в уравнениях (2) $\dot{f} = 0$, всюду, кроме члена, пропорционального $2/\beta_{\perp}^2$, и считая, что в конце пространства взаимодействия вы-

полняется условие эффективного торможения электрона с заданным значением ξ :

$$P(\zeta_p) = \varepsilon P(0), \quad (5)$$

где $\varepsilon > 0$ — малая постоянная, можно найти после подстановки (4) в (2)

$$\begin{aligned} \hat{f} = P^2 - P^2(0) - \frac{A}{P} \sin \frac{\pi \zeta}{\zeta_p} \sin \left(\hat{\Psi} + \alpha \cos \frac{\pi \zeta}{\zeta_p} \right) - \\ - \alpha \frac{\pi \xi}{\zeta_p} \sin \frac{\pi \zeta}{\zeta_p}, \\ \hat{f} = \frac{2f}{\beta_{\perp}^2}, \end{aligned}$$

$$P = P(0) \left(1 + \hat{B} \sin(\hat{\Psi} + \alpha) - \hat{B} \sin \left(\hat{\Psi} + \alpha \cos \frac{\pi \zeta}{\zeta_p} \right) \right), \quad (6)$$

$$A = - \frac{\pi \xi}{\zeta_p} P(0) \frac{1 - \varepsilon}{2 \cos \hat{\Psi}} \frac{\alpha}{\sin \alpha},$$

$$\hat{B} = - \frac{1 - \varepsilon}{2 \sin \alpha \cos \hat{\Psi}}. \quad (7)$$

Переходя в (6) к пределу $\alpha \rightarrow 0$, получим

$$\begin{aligned} \hat{f} = - \frac{4 - \xi^2}{3} \sin^2 \frac{\pi \zeta}{2 \zeta_p} (1 - \varepsilon) \left(2 - (1 - \varepsilon) \sin^2 \frac{\pi \zeta}{2 \zeta_p} \right) - \\ - \operatorname{tg} \hat{\Psi} \frac{\pi \xi}{\zeta_p} \frac{1 - \varepsilon}{\operatorname{ctg} \frac{\pi \zeta}{2 \zeta_p} + \varepsilon \operatorname{tg} \frac{\pi \zeta}{2 \zeta_p}}, \end{aligned}$$

$$A = - \frac{\pi \xi}{\zeta_p} \sqrt{\frac{4 - \xi^2}{3}} \frac{1 - \varepsilon}{2 \cos \hat{\Psi}}, \quad (8)$$

Выражения (6) и (8) обладают особенностью, связанной с тем, что для полного торможения сгустка — $\varepsilon = 0$ — требуется бесконечное магнитное поле, за исключением того случая, когда он тормозится в фазе $\Psi = \pi$. При этом торможение в фазе $\pi - \delta$ ($\delta > 0$) требует нарастающего, а в фазе $\pi + \delta$ — спадающего магнитостатического поля. Это означает, что влияние магнитного поля на энергообмен электронного потока с ВЧ-полем в конце пространства взаимодействия практически отсутствует, поскольку малым изменениям КПД соответствуют большие изменения магнитостатического поля.

Траектории остальных электронов не могут быть найдены аналитически. Для их расчета привлекались численные методы.

3. СЛУЧАЙ ОДНОРОДНОГО МАГНИТОСТАТИЧЕСКОГО ПОЛЯ В ВЫХОДНОМ РЕЗОНАТОРЕ ГИРОКЛИСТРОНА

На рис. 1 представлена зависимость энергии, отданной электроном ВЧ-полю, от его фазы влета в резонатор. Она соответствует однородному магнитостатическому полю. Амплитуда ВЧ-поля и длина резонатора соответственно равны: $A = 0,6$, $\zeta_p = 2,5$. Напряженность магнит-

ного поля обеспечивает относительный угол пролета $\hat{\theta} = 1,69\pi$ для электронов $\xi = 0,8 - 2$. Значения относительных углов пролета для электронов с $\xi = 0,6 - 1$ и $\xi = 1,2 - 3$ при этом получаются равными $\hat{\theta} = 2\pi$, $\hat{\theta} = \pi$.

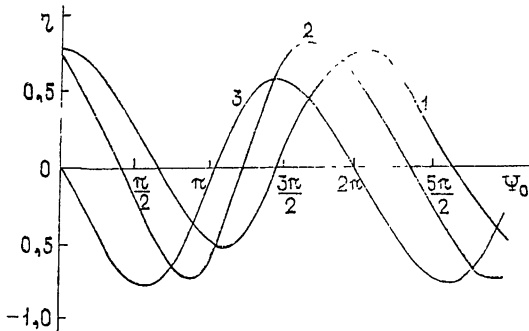


Рис. 1.

По оси ординат на рис. 1 отложена величина

$$\eta = \frac{m(0) - m(\zeta_p)}{m(0) - m_0},$$

равная отношению энергии, отданной электроном ВЧ-полю, к энергии его движения.

Как видно из рис. 1, условия энергообмена электронного потока с ВЧ-полем можно характеризовать углом захвата электронов в режим торможения, энергией, которую получают «неправильнофазные» электроны в процессе ускорения, и оптимальным сдвигом фаз влета в резонатор сгустков в различных скоростных группах электронов.

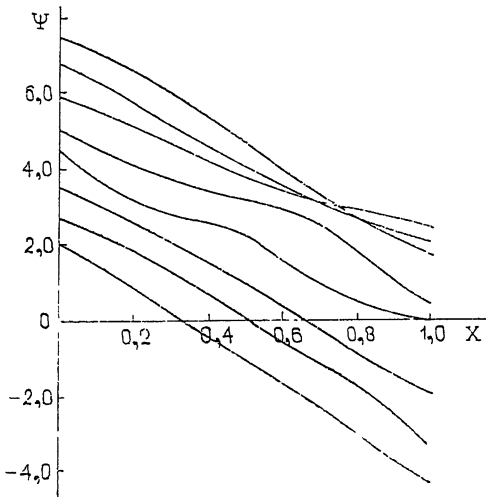


Рис. 2.

Фазовые траектории электронов для рассмотренного выше случая представлены на рис. 2 ($\xi = 0,8$). Как видно из рис. 1 и рис. 2, наиболее эффективно тормозятся электроны, фаза влета в резонатор которых такова, что они покидают резонатор, имея фазу вылета $\Psi = \pi$. Поэтому сдвиг фаз влета сгустков на рис. 1 обусловлен

разницей относительных углов пролета электронов различных скоростных групп.

4. СЛУЧАЙ СТАЦИОНАРНОЙ ФАЗЫ СГУСТКА В ВЫХОДНОМ РЕЗОНАТОРЕ

Этот случай соответствует $\alpha = 0$ в соотношении (4). Зависимости \hat{f} от приведенной координаты $X = \zeta/\zeta_p$, построенные в соответствии

с выражением (8), представлены на рис. 3. Они были взяты в качестве исходных для получения сглаженных конфигураций магнитного поля.

Критичность к изменению профиля \hat{f} проверялась путем расчета вариантов с линейной аппроксимацией \hat{f} — прямые линии на рис. 3, наклон которых выбирался таким образом, чтобы получить примерное соответствие хода поля на начальном и центральном участках взаимодействия.

На рис. 4 представлены зависимости энергии, отданной электроном ВЧ-полю, от его фазы влета в резонатор, построенные для линейной аппроксимации \hat{f} . Они соответствуют $\xi = 0,8$ и различным значениям равновесной фазы $\hat{\Psi}$ и длины ζ_p резонатора:

- 1) $\hat{\Psi} = \pi, \zeta_p = 2,5, A = 0,5319,$
- 2) $\hat{\Psi} = \frac{7\pi}{6}, \zeta_p = 2,5, A = 0,6142,$
- 3) $\hat{\Psi} = \frac{4\pi}{3}, \zeta_p = 4, A = 0,66.$

Из рис. 4 видно, что с приближением $\hat{\Psi}$ к значению $3\pi/2$ растет угол захвата электронов в режим торможения, а нагрузка резонатора «неправильнофазными» электронами падает.

На рис. 5 приведены фазовые траектории электронов, соответствующие случаю 3 на рис. 4. Группировка электронов около электрона с фазой $\hat{\Psi}$ носит асимметричный характер, что объясняется расфокусирующим влиянием дрейфа фазы электронов, который описывается первым членом в правой части уравнения (2.2).

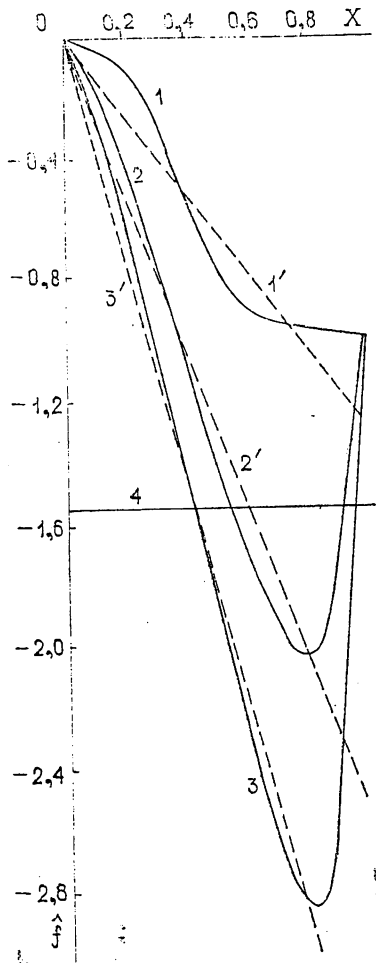


Рис. 3.

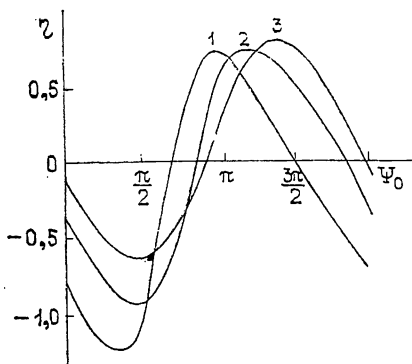


Рис. 4.

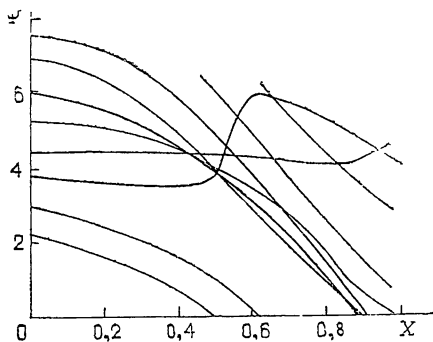


Рис. 5.

На рис. 6 представлена зависимость энергии, отданной электроном ВЧ-полю, от его фазы влета в резонатор, построенная для значений параметра $\xi = 0,6 - 1$, $\xi = 0,8 - 2$, $\xi = 1,2 - 3$ и значения $\hat{\Psi} = 4\pi/3$. Здесь оптимальный отбор энергии от электронного потока осуществляется при одинаковом значении фаз влета в резонатор сгустков в различных скоростных группах потока.

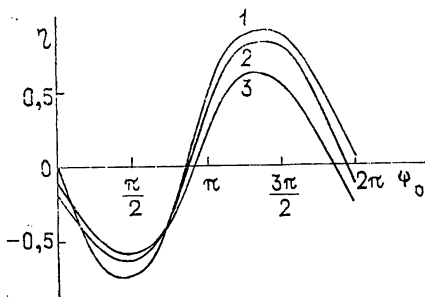


Рис. 6.

Характеристики этого способа отбора энергии от электронного потока оказываются близкими к случаю однородного магнитного поля как по углу захвата электронов в режим торможения, так и по нагрузке резонатора «неправильно-фазными» электронами.

5. СЛУЧАЙ ДОГРУППИРОВКИ СГУСТКА НА НАЧАЛЬНОМ ЭТАПЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В ВЫХОДНОМ РЕЗОНАТОРЕ

На рис. 7 представлены зависимости \hat{f} от приведенной координаты $X = \zeta/\zeta_p$, построенные в соответствии с соотношением (6). Совокупность параметров $\xi = 0,8$, $\hat{\Psi} = 11\pi/8$, $\alpha = 3\pi/8$, $\zeta_p = 4$, $A = 1$ соответствует случаю, когда сгусток влетает в ускоряющую фазу ВЧ-поля, $\Psi = 7\pi/4$, и в процессе взаимодействия переводится в максимум тормозящего ВЧ-поля, $\Psi = \pi$.

Как показал расчет этого варианта, сгусток испытывает интенсивную догруппировку на начальном этапе взаимодействия. Однако эффективное взаимодействие различных скоростных групп электронов с ВЧ-полем здесь не достигается из-за большой роли релятивистских эффектов, ответственных за дрейф сгустка в тормозящую фазу ВЧ-поля, если он значительно ускоряется.

Эта же причина приводит к нежелательным осцилляциям магнитного поля (рис. 7, кривая 1).

Чтобы избежать ускорения сгустков, фазу влета их в резонатор необходимо выбирать вблизи нейтральной фазы $\Psi = 3\pi/2$. Случай фазы влета сгустка в резонатор, $\Psi = 3\pi/2$, и фазы вылета сгустка из резонатора, $\Psi = \pi$, представлен на рис. 7, кривая 2. В расчетах использовалась как эта форма магнитного поля, так и ее аппроксима-

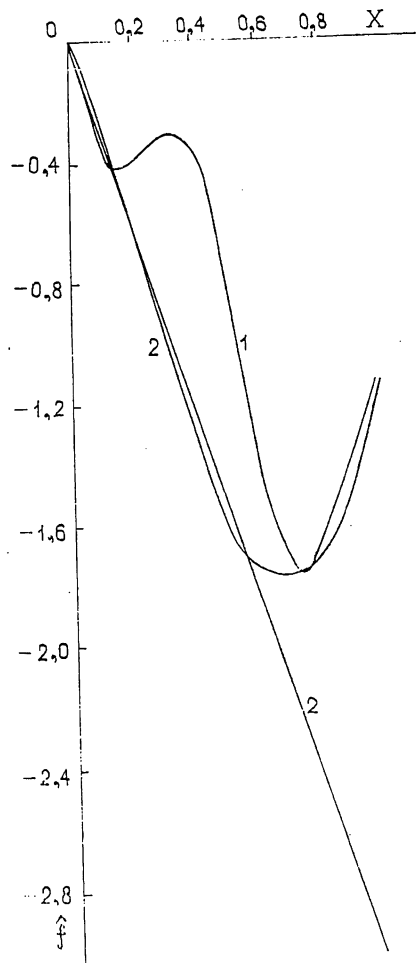


Рис. 7.

ция линейной функцией (кривая 2). Поскольку результаты расчетов для обоих случаев получаются близкими, ниже приводится результат расчета для линейного закона изменения магнитного поля.

На рис. 8 представлены зависимости энергии, отданной электроном ВЧ-полю, от его фазы влета в резонатор. Параметры варианта:

$$\hat{\Psi} = 5\pi/4, \quad \alpha = \pi/4, \quad \zeta_p = 4, \quad A = 0,49;$$

$$1) \xi = 0,6, \quad 2) \xi = 0,8, \quad 3) \xi = 1,2.$$

Видно, что оптимальный сдвиг фаз влета сгустков в резонатор близок к нулю. Угол захвата электронов в режим торможения здесь такой же, как и в рассмотренных выше режимах, а нагрузка резонатора «неправильнофазными» электронами сравнительно невелика.

Как видно из рис. 1, 6, 8, эффективность отбора энергии от электронного потока с разбросом скоростей электронов может быть достаточно высока, если обеспечен оптимальный сдвиг фаз влета в выходной резонатор сгустков в различных скоростных группах электронного потока. Общим для всех рассмотренных режимов работы выходного резонатора гироклистрона является требование высокого качества сгустков, поступающих в резонатор, а также требование равномерности группировки по скоростным группам электронного потока.

Рассмотренные выше способы отбора энергии от электронного потока с разбросом скоростей электронов наиболее существенно отличаются между собой величиной указанного выше сдвига фаз влета сгустков в выходной резонатор. Поэтому можно ожидать, что изменение магнитного поля в выходном резонаторе гироклистрона будет влиять на эффективность его работы посредством этого механизма.

Требования к точности реализации профиля магнитного поля в рассмотренных режимах работы выходного резонатора не являются слишком жесткими.

Автор выражает глубокую признательность В. Т. Овчарову за поддержку данной работы и благодарен А. В. Гапонову и В. К. Юлпатову за ряд критических замечаний, способствовавших ее улучшению.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ш. Е. Цимринг, Изв. вузов — Радиофизика, 15, № 8, 1247 (1972).
2. Е. Г. Авдошин, Л. В. Николаев, И. Н. Платонов, Ш. Е. Цимринг, Изв. вузов — Радиофизика, 16, № 4, 605 (1973).
3. Е. Г. Авдошин, А. Л. Гольденберг, Изв. вузов — Радиофизика, 16, № 10, 1605 (1973).
4. И. И. Антаков, В. А. Гинцбург, Е. В. Засыпкин, Е. В. Соколов, Изв. вузов — Радиофизика, 18, № 8, 1196 (1975).
5. А. А. Кураев и др., Численные методы оптимизации в задачах электроники СВЧ, изд. Наука и техника, Минск, 1975.
6. А. П. Гринберг, Методы ускорения заряженных частиц, Гостехиздат, М., 1950.
7. И. В. Лебедев, Техника и приборы СВЧ, т. 2, изд. Высшая школа, М., 1972.
8. А. А. Кураев, Сверхвысокочастотные приборы с периодическими электронными потоками, изд. Наука и техника, Минск, 1971.

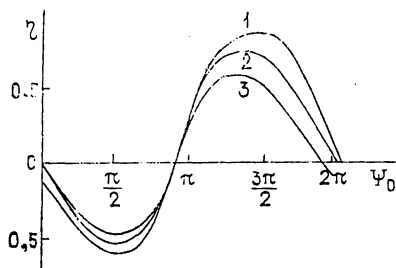


Рис. 8.