

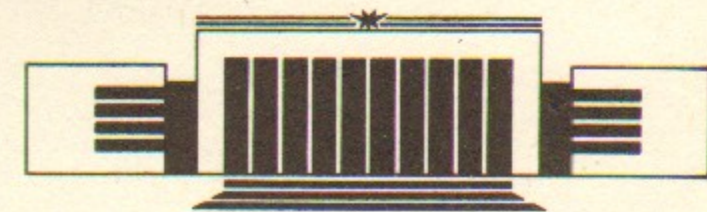


37
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СО АН СССР

М.М. Карлинер, Е.В. Козырев, А.Ю. Максимов,
О.А. Нежевенко

ПРИБЛИЖЕННАЯ ТЕОРИЯ МАГНИКОНА

ПРЕПРИНТ 87-64



НОВОСИБИРСК

АННОТАЦИЯ

В работе изложена приближенная теория нового СВЧ генератора с круговой разверткой пучка электронов. В отличие от гирокона, в выходном резонаторе магникона осуществляется длительное (резонансное) взаимодействие электронов с СВЧ полем, что позволяет существенно повысить рабочую частоту и мощность прибора. В 1985 г. в ИЯФ СО АН СССР введен в действие первый магникон дециметрового диапазона волн. Мощность прибора составляет 2.6 МВт в импульсе 30 мкс, электронный к.п.д. равен 85%, а коэффициент усиления 30 дБ.

Современное состояние ускорительной техники характеризуется строительством и разработкой ускорителей на сверхвысокие энергии и большие мощности в пучке. В связи с этим проблема увеличения мощности СВЧ-источников питания для ускоряющих систем сохраняет свою актуальность.

В 1967 г. Г.И. Будкер предложил гирококон — СВЧ-генератор нового типа, модуляция пучка в котором осуществляется путем круговой развертки [1]. В Институте ядерной физики СО АН СССР построены для комплекса ВЭПП-4 гирококон непрерывного генерирования метрового диапазона волн и импульсный гирококон дециметрового диапазона [2, 3], обладающие большой мощностью и высоким к.п.д. Однако, анализ показывает, что при попытке построить гирококон на более высокие частоты возникают трудности, связанные в основном с электрической прочностью и перегревом резонаторов. В частности, в выходном резонаторе гирокона напряженность электрического поля $E \sim f$, омические потери, приводящие к снижению к.п.д., $P_{\text{пр}} \sim f^{0.5}$, а потери на единицу поверхности $P_{\text{уд}} \sim f^{2.5}$. Еще одно (специфическое для гирокона) ограничение связано с трудностью проводки мощного пучка через узкие щели в стенках выходного резонатора гирокона. Если считать, что ширина щели $D \sim f^{-1}$, то предельная мощность гирокона $P \sim f^{-2}$. Анализ параметров гирокона непрерывного генерирования на длине волны 30 см показывает, что для прибора с выходной мощностью около 1 МВт указанные трудности становятся уже очень серьезными: к.п.д. падает до 60—65%, удельное тепловыделение в выходном резонаторе достигает 200 Вт/см², а напряженность электрического поля превышает 100 кВ/см [4].

В качестве одного из возможных решений возникающих проблем предлагается гирокон с магнитным сопровождением — магникон [5]. Устройство прибора схематично изображено на рис. 1.

Электронный пучок из источника попадает в устройство круговой развертки, где отклоняется на угол α_p . В промежутке дрейфа пучок выходит на необходимый радиус и попадает в стационарное магнитное поле соленоида, где происходит преобразование скорости электронов из продольной в поперечную, а степень преобразования характеризуется углом α (рис. 1). Далее, двигаясь в однородном магнитном поле по спиральной траектории и непрерывно меняя азимут своего входа в выходной резонатор, электроны возбуждают в нем бегущую по азимуту волну (колебания E_{110}) и отдают ей свою энергию. Если циклотронная частота (Ω) близка к рабочей (ω), т. е. к частоте, на которой производится развертка и на которую настроен выходной резонатор, а направление циклотронного вращения совпадает с направлением вращения пучка при развертке, то эффективное взаимодействие может составлять много периодов высокочастотных колебаний¹⁾. Большая длина резонатора приводит к существенному уменьшению омических потерь в его стенках, удельного тепловыделения и напряженности ВЧ-поля. Большие же отверстия в центре резонатора (диаметр их около двух ларморовских диаметров) в сочетании с магнитным сопровождением практически снимают проблему токопрохождения.

Передача энергии пучка электромагнитному полю в выходном резонаторе магникона происходит за счет уменьшения поперечной составляющей скорости электронов при практически постоянной продольной; траектория электрона в резонаторе выглядит в виде спирали уменьшающегося диаметра (рис. 1), а электронный к.п.д., соответственно, равен

$$\eta_e = \frac{V_{\perp}^2}{V_0^2} = \sin^2 \alpha.$$

Переход поперечной скорости электрона в продольную (необходимый для торможения электронов в продольном электрическом поле резонатора) определяется балансом сил, обусловленных действием электрического E_z и магнитного B_{\perp} полей резонатора. Объяснить это можно на примере взаимодействия вращающегося вокруг оси

¹⁾ Естественно, что при использовании в выходном резонаторе мультипольных колебаний возможна работа прибора в режиме умножения частоты.

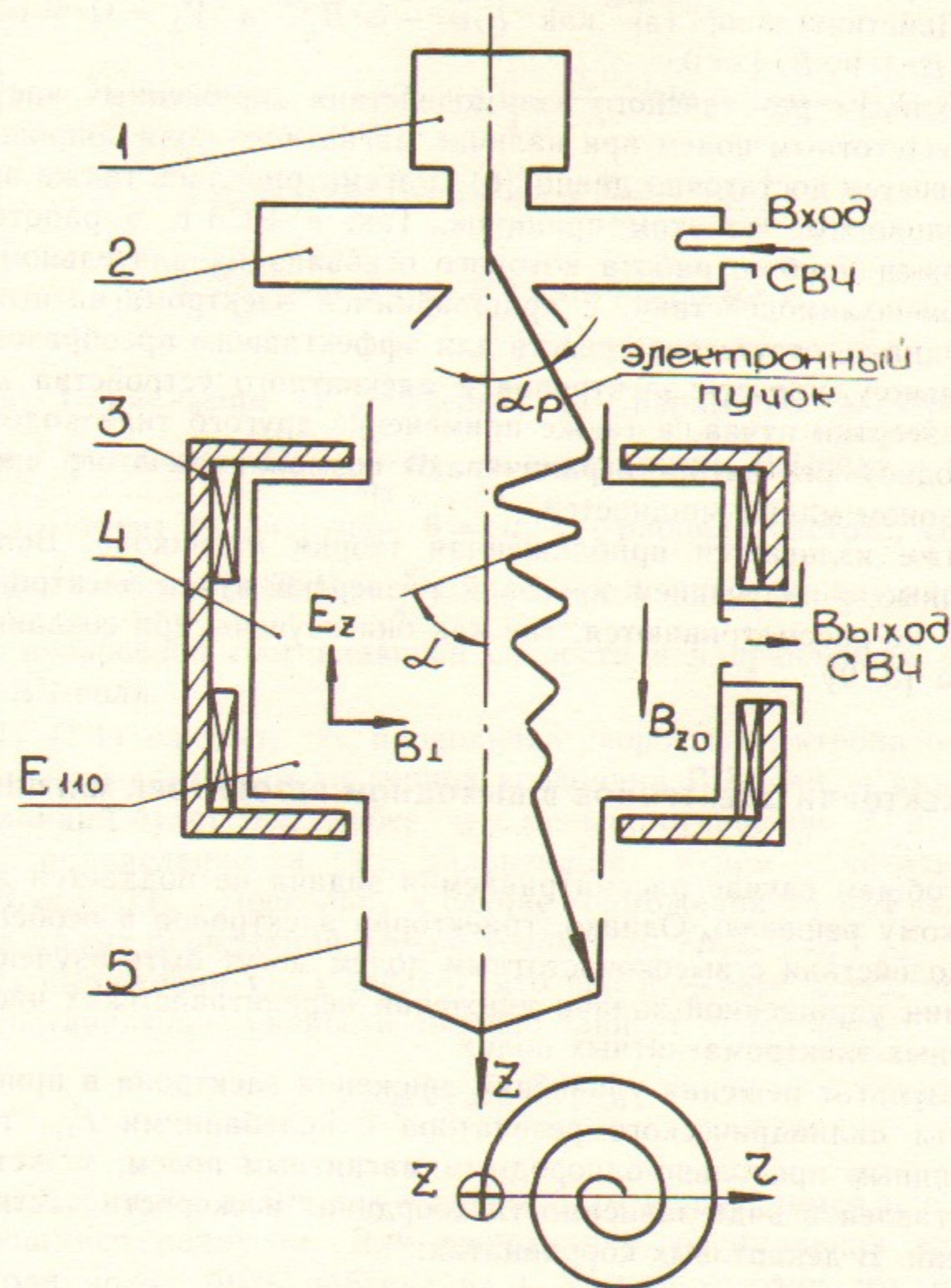


Рис. 1. Конструктивная схема магникона: 1 — источник электронов; 2 — резонатор развертки; 3 — соленоид; 4 — выходной резонатор; 5 — коллектор.

резонатора электрона в постоянном магнитном поле сопровождения. Действительно, так как $E_z = -\omega r B_\perp$, а $V_\perp = \Omega r = \omega r$, то $F_z = e[E_z + V_\perp B_\perp] \equiv 0$.

Механизм резонансного взаимодействия заряженных частиц с высокочастотным полем при наличии магнитного поля сопровождения известен достаточно давно [6]. Рассматривались также приборы, основанные на этом принципе. Так, в 1973 г. в работе [7] предложен прибор, работа которого основана на длительном синхронном взаимодействии, с вращающимся электромагнитным полем. Однако, отсутствие средств для эффективного преобразования продольной скорости электронов и адекватного устройства круговой развертки пучка, а также применение другого типа колебаний в выходном резонаторе ограничивают возможности этого прибора диапазоном малых мощностей.

Ниже излагается приближенная теория магникона. Вопросы, связанные с получением круговой развертки пучка электронов, в работе не рассматриваются, так как они изучены при создании ги-рокона [8, 9].

1. ТРАЕКТОРИИ ЭЛЕКТРОНОВ В ВЫХОДНОМ РЕЗОНАТОРЕ МАГНИКОНА

В общем случае рассматриваемая задача не поддается аналитическому решению. Однако, траектории электронов и особенности взаимодействия с высокочастотным полем могут быть изучены при решении упрощенной задачи движения нерелятивистских частиц в заданных электромагнитных полях.

Результат решения уравнений движения электрона в приосевой области цилиндрического резонатора с колебаниями E_{110} типа и постоянным продольно-однородным магнитным полем, может быть представлен в виде зависимости координат и скорости частицы от времени. В декартовых координатах:

$$\begin{aligned} V_x &= V_{\perp 0} \cos(\theta + \psi_0) + \frac{\Omega_p V_{z0}}{\omega} \theta \sin(\theta + \psi_0), \\ V_y &= V_{\perp 0} \sin(\theta + \psi_0) + \frac{\Omega_p V_{z0}}{\omega} \theta \cos(\theta + \psi_0), \\ V_\perp &= \sqrt{V_{\perp 0}^2 + \frac{\Omega_p^2 V_{z0}^2}{\omega^2} \theta^2 - 2 \frac{\Omega_p V_{z0}}{\omega} \theta \sin(\psi_0 - \varphi_0)}, \end{aligned} \quad (1.1)$$

$$V_z = V_{z0} - \frac{\Omega_p}{\Omega} V_\perp \sin(\theta + \varphi_0),$$

$$\begin{aligned} x &= \left[x_0 + \frac{V_{\perp 0}}{\omega} \sin(\theta + \psi_0) - \frac{V_{\perp 0}}{\omega} \sin(\psi_0) \right] + \frac{\Omega_p V_{z0}}{\omega^2} [\sin(\theta + \varphi_0) - \theta \cos(\theta - \varphi_0)], \\ y &= \left[y_0 - \frac{V_{\perp 0}}{\omega} \cos(\theta + \psi_0) + \frac{V_{\perp 0}}{\omega} \cos(\psi_0) \right] + \\ &+ \frac{\Omega_p V_{z0}}{\omega^2} [\cos(\theta + \varphi_0) + \theta \sin(\theta + \varphi_0) - \cos \varphi_0]. \end{aligned}$$

Здесь: $V_{\perp 0} = V_0 \sin \alpha$, $V_{z0} = V_0 \cos \alpha$, ψ_0 — параметры электрона на входе в резонатор; $\Omega_p = \frac{e}{m_0} B_\perp$, φ_0 — параметры ВЧ-поля в резонаторе в момент входа пучка; $\theta = \omega t$, ω — рабочая частота, совпадающая с циклотронной $\Omega = \frac{e}{m_0} B_z$; $(\psi_0 - \varphi_0)$ — угол между направлением поперечной составляющей скорости и направлением магнитного ВЧ-поля.

Из (1.1) следует, что продольная скорость электрона остается неизменной в среднем за период колебаний ВЧ-поля, а амплитуда осцилляций будет тем слабее, чем меньше отношение $B_\perp V_\perp / B_z V_{z0}$. Для определенности в дальнейшем будем считать, что $B_\perp / B_z \ll V_{z0} / V_\perp$. Поскольку в случае торможения $V_\perp \leq V_{\perp 0}$, то условие малых осцилляций можно усилить $B_\perp / B_z \leq V_{z0} / V_{\perp 0}$.

Из выражения (1.1) следует, что при $\psi_0 - \varphi_0 = \pm \pi/2$, поперечная составляющая скорости линейно зависит от времени

$$V_\perp = V_{\perp 0} \mp \frac{\Omega_p}{\omega} V_{z0} \theta, \quad (1.2)$$

а траектория выглядит как спираль с уменьшающимся или увеличивающимся радиусом. Для торможения, оптимальная величина ВЧ-поля может быть найдена из (1.2) при условии, что к концу пролета резонатора ($\theta = \theta_{пр}$) поперечная составляющая скорости уменьшается до нуля.

$$\Omega_{п}^{опт} = \frac{\omega V_{\perp 0}}{\theta_{пр} V_{z0}} = \frac{V_0}{h} \sin \alpha \quad (1.3)$$

В этом случае условие малых осцилляций продольной скорости будет выглядеть

$$\theta_{np} \gg \text{tg}^2 \alpha \quad (1.4)$$

Подставляя (1.3) в (1.1) и считая условие (1.4) выполненным (резонатор достаточно протяженный), получим для координат траектории:

$$x - x'_0 = -\frac{V_{\perp 0} \theta}{\omega \theta_{np}} \cos(\theta + \psi_0),$$

$$y - y'_0 = \frac{V_{\perp 0} \theta}{\omega \theta_{np}} \sin(\theta + \psi_0),$$

где

$$x'_0 = x_0 + \frac{V_{\perp 0}}{\omega} \sin(\theta + \psi_0) - \frac{V_{\perp 0}}{\omega} \sin \psi_0,$$

$$y'_0 = y_0 - \frac{V_{\perp 0}}{\omega} \cos(\theta + \psi_0) + \frac{V_{\perp 0}}{\omega} \cos \psi_0,$$

$$\frac{E_0 - E}{E_0} = \eta_e = \sin^2 \alpha \left[2\bar{\Omega}_p \frac{\theta}{\theta_{np}} - \bar{\Omega}_p^2 \frac{\theta^2}{\theta_{np}^2} \right],$$

Левые части первых двух уравнений характеризуют расстояние от невозмущенной траектории (вращение в продольном магнитном поле) до реальной. В конце резонатора $\theta = \theta_{np}$ оно равно первоначальному ларморовскому радиусу. На рис. 2 изображены проекции траектории на плоскости (r, z) и (r, φ) .

Поскольку в резонаторе находятся частицы пучка (здесь бесконечно тонкого), вошедшие в разные моменты времени, представляет интерес мгновенное положение пучка. Если известна траектория одной частицы

$$x = x(r_0, V_{\perp 0}, \varphi_0, \psi_0, \theta, \varphi),$$

$$y = y(r_0, V_{\perp 0}, \varphi_0, \psi_0, \theta, \varphi),$$

$$z = z(\theta),$$

где: $x_0 = r_0 \cos \varphi$, $y_0 = r_0 \sin \varphi$, φ — угловая координата, r_0 — радиус влета частицы в резонатор, то уравнения кривой, описывающие мгновенное положение пучка, получаются учетом разного времени влета частиц в резонатор

$$x_n = x(r_0, V_{\perp 0}, \varphi_0 - \theta, \psi_0 - \theta, \theta, \varphi - \theta),$$

$$y_n = y(r_0, V_{\perp 0}, \varphi_0 - \theta, \psi_0 - \theta, \theta, \varphi - \theta),$$

n — индекс частицы.

Таким образом, мгновенное положение пучка есть спираль, ось

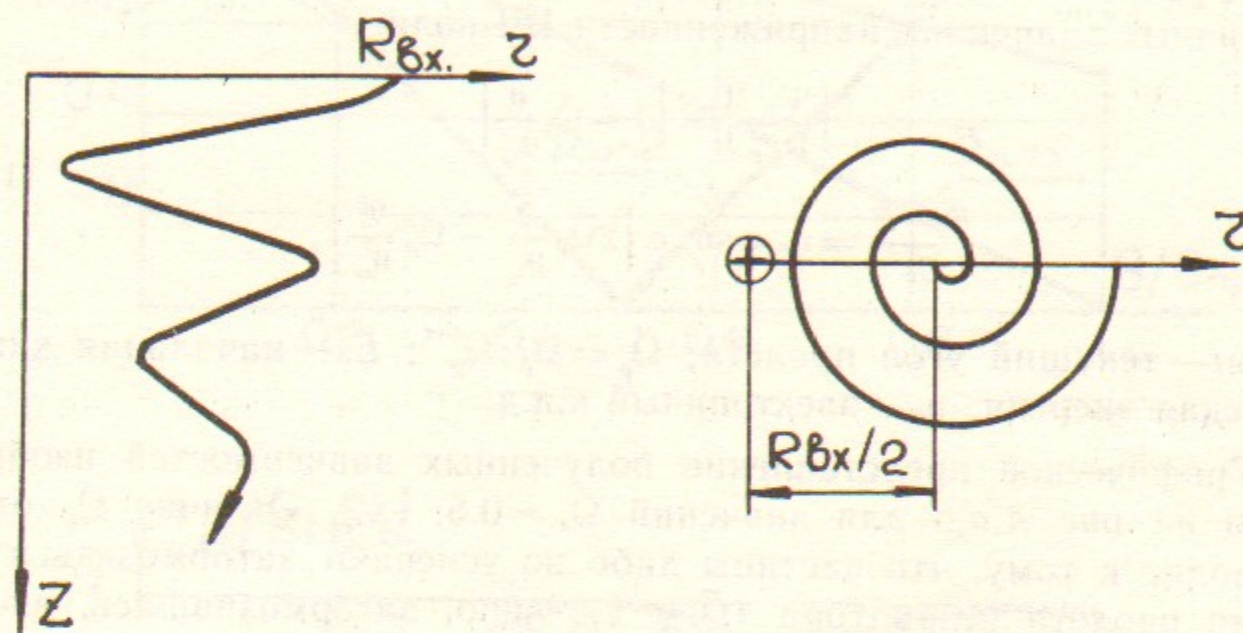


Рис. 2. Траектория электрона в выходном резонаторе магнетрона.

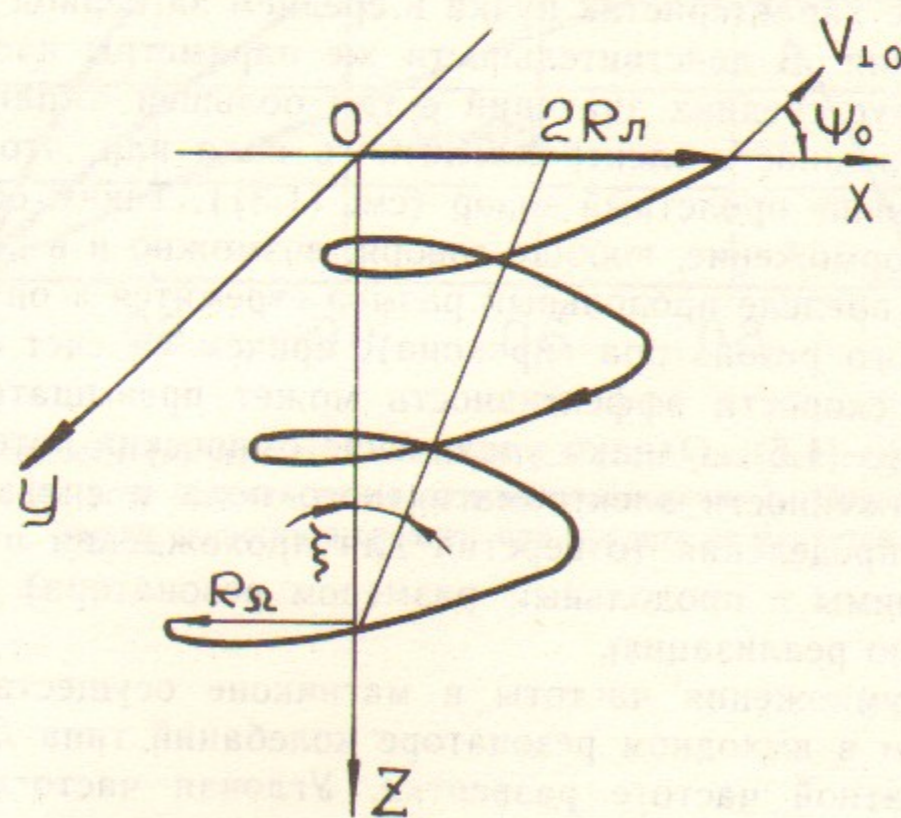


Рис. 3. Мгновенное положение пучка в выходном резонаторе.

которой наклонена к оси резонатора. На рис. 3 изображен случай соответствующий влету частиц на максимальном радиусе.

Используя соотношения (1.2) и (1.3), можно получить зависимости относительного изменения поперечной составляющей скорости $\left| \frac{V_{\perp}}{V_{\perp 0}} \right|$ и кинетической энергии частиц $\frac{E}{E_0}$ от угла пролета при различных значениях напряженности ВЧ-поля:

$$\left| \frac{V_{\perp}}{V_{\perp 0}} \right| = \left| 1 - \bar{\Omega}_p \frac{\theta}{\theta_{пр}} \right|, \quad (1.5)$$

$$\frac{E_0 - E}{E_0} = \eta_e = \sin^2 \alpha \left[2\bar{\Omega}_p \frac{\theta}{\theta_{пр}} - \bar{\Omega}_p^2 \frac{\theta^2}{\theta_{пр}^2} \right],$$

$\theta = \omega t$ — текущий угол пролета; $\bar{\Omega}_p = \Omega_p / \Omega_p^{опт}$; E_0 — начальная кинетическая энергия; η_e — электронный к.п.д.

Графическое представление полученных зависимостей изображено на рис. 4, а, б для значений $\bar{\Omega}_p = 0.5, 1, 2$. Отличие $\bar{\Omega}_p$ от 1 приводит к тому, что частицы либо не успевают затормозиться за время пролета резонатора ($\bar{\Omega}_p < 1$), либо, затормозившись, вновь начинают ускоряться ($\bar{\Omega}_p > 1$) и лишь при $\bar{\Omega}_p = 1$ полностью теряют свою поперечную скорость на выходе резонатора.

Следует отметить, что приведенные выше соотношения отражают поведение характеристик пучка в среднем за период циклотронного вращения. В действительности же параметры частиц осциллируют вокруг средних значений с тем большей амплитудой, чем выше напряженность электромагнитного поля или, что то же самое, чем меньше пролетный зазор (см. (1.3)). Таким образом, эффективное торможение, вообще говоря, возможно и в коротком резонаторе (в пределе продольный размер стремится к оптимальному для выходного резонатора гирокона), причем за счет осцилляций продольной скорости эффективность может превышать значения, определяемые (1.5). Однако увеличение омических потерь, возрастание напряженности электромагнитного поля и сильное искажение его распределения (отверстия для прохождения пучка становятся сравнимы с продольным размером резонатора) затрудняют практическую реализацию.

Режим умножения частоты в магнिकоне осуществляется при возбуждении в выходном резонаторе колебаний типа E_{nm0} на частоте ω , кратной частоте развертки. Угловая частота вращения волны при этом равна ω/n и должна совпадать по направлению и

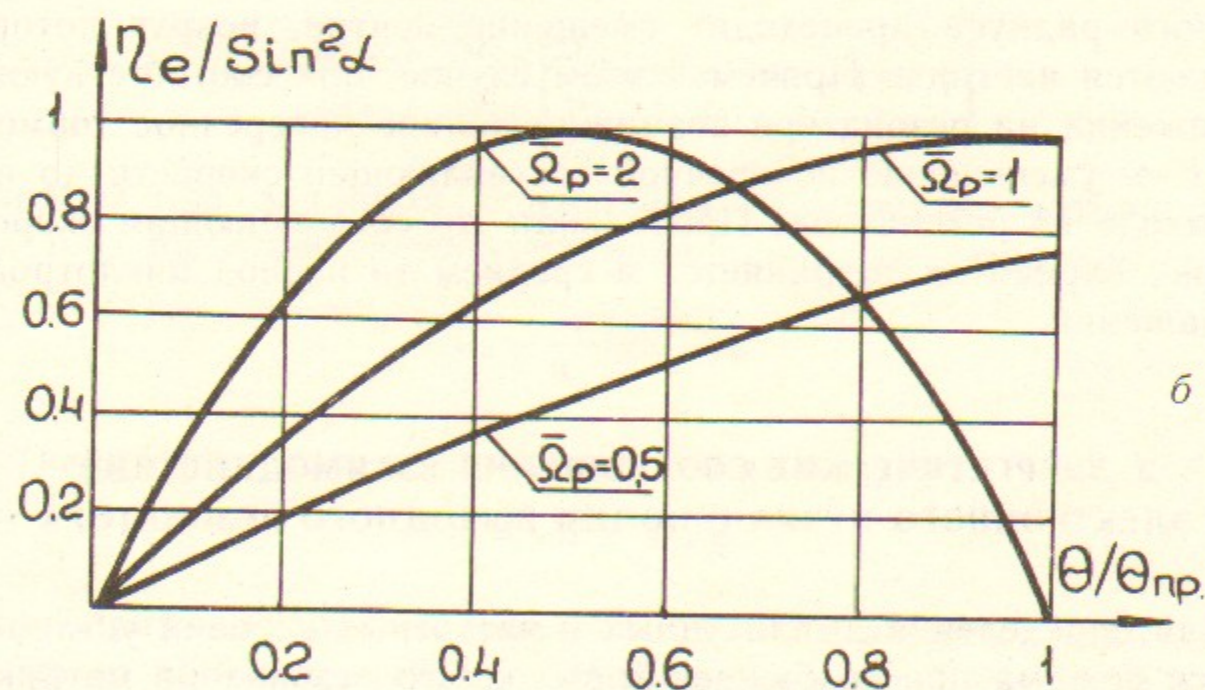
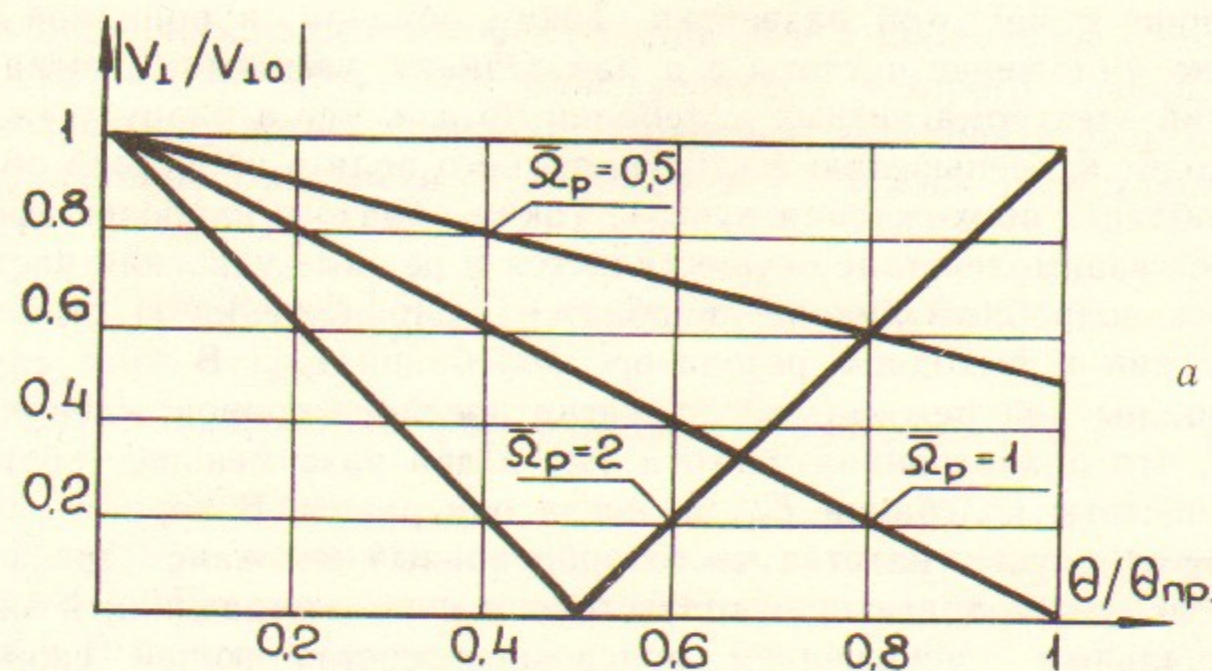


Рис. 4. Зависимости (а) изменения поперечной составляющей скорости, (б) электронного к.п.д. от угла пролета при различных значениях $\bar{\Omega}_p$. Продольная составляющая скорости в среднем при пролете не меняется.

величине с частотой развертки. Таким образом, в принципе возможно умножение частоты в n раз. Однако, увеличение числа вариаций электромагнитных колебаний по азимуту и радиусу (n, m) приводит к уменьшению высокочастотного поля в приосевой области (области прохождения пучка). Таким образом, наиболее эффективное взаимодействие осуществляется в режиме удвоения частоты (более подробный анализ приводится в Приложении 1), при возбуждении в выходном резонаторе колебаний E_{210} . В этом случае возможны два режима: когда магнитное поле сопровождения таково, что циклотронная частота (Ω) в два раза меньше собственной частоты колебаний E_{210} и, когда они равны. В первом случае ($2\Omega = \omega$) осуществляется чисто орбитальный резонанс (дрейф ведущего центра траекторий отсутствует), сопровождающийся экспоненциальным уменьшением поперечной составляющей скорости частиц. Во втором ($\Omega = \omega$) мы имеем дело со смешанным орбитально-дрейфовым резонансом, т. е. наряду с уменьшением лармовского радиуса происходит смещение центра, вокруг которого вращаются частицы. Причем в этом случае, при соответствующем напряжении на резонаторе возможно полное поперечное торможение, т. е. уменьшение поперечной составляющей скорости до нуля на выходе из резонатора. Продольная же составляющая скорости в обоих вариантах сохраняется в среднем за период циклотронного вращения.

2. ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ СООТНОШЕНИЯ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА С ПОЛЕМ ВЫХОДНОГО РЕЗОНАТОРА

Для определения амплитудных и частотных условий установившегося режима при возбуждении выходного резонатора магнитокона необходимо определить мощность взаимодействия. Для электронного пучка мощность взаимодействия (P_e) с полем резонатора может быть найдена интегрированием электрического поля вдоль траекторий [10]:

$$P_e = \frac{1}{2} I_0 \int \vec{E}^* d\vec{l}$$

(* означает комплексное сопряжение).

При взаимодействии тонкого предварительно развернутого нерелятивистского пучка с полем вращающегося E_{110} типа колебаний

в цилиндрическом резонаторе, помещенном в продольное однородное статическое магнитное поле, величина которого такова, что циклотронная частота совпадает с рабочей, активная и реактивная составляющие мощности взаимодействия можно представить в виде²⁾:

$$\begin{aligned} \operatorname{Re}(P_e) &= P_n \left[\frac{\Omega_p^2}{2\omega^2} \theta^2 (1 + \cos 2\alpha) - \frac{\Omega_p}{\omega} \theta \sin 2\alpha \sin \psi \right] \\ \operatorname{Im}(P_e) &= P_n \left[2 \frac{\Omega_p^2}{\omega^2} \theta (1 + \cos 2\alpha) - \frac{\Omega_p}{\omega} \theta \sin 2\alpha \sin \psi \right] \end{aligned} \quad (2.1)$$

где $P_n = I_n U_n$ — мощность пучка; α — начальный угол отклонения ($\operatorname{tg} \alpha = V_{\perp 0} / V_{z0}$); ψ — угол между направлениями поперечной скорости и ВЧ магнитным полем B_{\perp} .

Выражение (2.1) позволяет определить электронный к.п.д. взаимодействия η_e :

$$\eta_e = \frac{\operatorname{Re}(P_e)}{P_n} = \frac{\Omega_p}{\omega} \theta \left[\frac{\Omega_p}{\omega} \theta \cos^2 \alpha - \sin 2\alpha \sin \psi \right].$$

Очевидно, при заданном продольном размере резонатора (т. е. $\theta = \theta_{\text{пр}}$) η_e достигает экстремума, если

$$\Omega_p = \frac{\omega}{\theta_{\text{пр}}} \operatorname{tg} \alpha \sin \psi \quad (2.2)$$

Подставляя последнее в уравнение для η_e , получим

$$\eta_e = \sin^2 \alpha \sin^2 \psi.$$

Таким образом, при фиксированном α , η_e становится максимальным, когда направления поперечной составляющей скорости электронов и ВЧ магнитного поля взаимно ортогональны ($\psi = \pm \pi/2$). Этот вывод совпадает с результатом, полученным при анализе динамики электронов в выходном резонаторе (см. вывод формулы (1.2)). Знак величины ψ зависит от выбора направления вращения высокочастотного поля. Электронный к.п.д. в этом случае определяется только начальным углом α .

$$\eta_e = \sin^2 \alpha = V_{\perp 0}^2 / V_{z0}^2. \quad (2.3)$$

²⁾ В формулах (2.1) сделан переход к большим углам пролета, т. е. условие (1.4) считается выполненным.

Кинетическая энергия поперечного движения электронов передается высокочастотному полю, в то время, как продольная скорость осциллирует, оставаясь неизменной в среднем за период колебаний.

Формула (2.2) позволяет определить величину напряжения на резонаторе — U_p , необходимую для оптимального торможения. Для колебаний E_{110} напряжение в пучности электрического поля равно

$$|U_p| = 4J_1(t_{11}) \frac{U_n}{\beta_0} \sin \alpha, \quad (2.4)$$

$J_1(t_{11}) = 0.582$, $\beta_0 = V_0/c$ — относительная начальная скорость. Так как напряжение не зависит от геометрических размеров резонатора, увеличивая его высоту, можно существенно снизить потери ВЧ-мощности в стенках³⁾ и напряженность электрического поля в резонаторе.

Баланс мощностей взаимодействия пучка с ВЧ-полем P_e и связанной с электродинамической системой $P_{э.с.}$, являющийся условием возбуждения выходного резонатора, позволяет определить ряд важных параметров: вносимую электронную проводимость Y_e , расстройку резонатора по частоте X , оптимальную величину полезной внешней нагрузки (или величину связи с ней).

Мощность, связанную с электродинамической системой⁴⁾ представим в виде:

$$P_{э.с.} = P_p(1 - jQ_n X), \quad P_p = \frac{U_p^2}{2}(Y_p + Y_n), \quad (2.5)$$

Q_n — нагруженная добротность; $X \cong 2 \frac{\Delta\omega}{\omega}$ — относительная расстройка; $Y_p = 1/R_{ш}$ и Y_n — собственная проводимость резонатора и трансформированная от внешних устройств (ниже будем полагать эти величины строго активными). Мощность взаимодействия с пучком P_e для оптимального торможения находится из (2.1) при $\psi = \pi/2$ и с учетом (2.4).

³⁾ Мощность потерь в стенках резонатора определяется соотношением $P = U_p^2/2R_{ш}$, $R_{ш}$ — приведенное шунтовое сопротивление. Для цилиндрического резонатора с бегущей по азимуту волной E_{110} типа [8] $R_{ш} = \frac{66}{\delta} \frac{h}{(1+R/h)}$, δ — глубина скин-слоя, h , R — высота и радиус резонатора.

⁴⁾ Под электродинамической системой понимается, собственно, выходной резонатор и связанные с ним устройства: нагрузка, линии связи с ней и т. д.

$$P_e = \frac{U_p^2}{2} Y_e - U_p I_n, \quad (2.6)$$

$Y_e = \frac{\beta_0^2}{8I_1^2(t_{11})} Y_0 \left(1 + i \frac{2}{\theta_0}\right)$ — электронная проводимость;

$I_n = -\frac{\beta_0}{2I_1(t_{11})} I_n \sin \alpha$ — эквивалентный возбуждающий резонатор

ток; $Y_0 = \frac{I_n}{U_n}$ — проводимость пучка; $\theta_0 = \frac{\omega h}{V_{z0}}$; $\beta_0 = \frac{V_0}{c}$ — относи-

тельная начальная скорость. Теперь, выделяя из уравнения баланса мощностей

$$P_{э.с.} + P_e = 0$$

мнимую и действительную части, находим расстройку резонатора пучком и мощность, потребляемую нагрузкой P_n :

$$X = \frac{\text{Im}(Y_e)}{Q_n(Y_p + Y_n)} \quad (2.7)$$

$$P_n = \frac{2I_n^2 Y_n}{Y_n + Y_p + \text{Re}(Y_e)}$$

Очевидно, P_n будет максимальна, если $Y_n = Y_n^0 = Y_p + \text{Re}(Y_e)$. В этом случае

$$P_n^0 = \frac{I_n^2 \sin^2 \alpha}{Y_0 + Y_p \frac{8I_1^2(t_{11})}{\beta_0^2}} \quad (2.8)$$

Электронная проводимость (2.6) имеет положительную реактивную составляющую (емкостной характер), т. е. для компенсации влияния пучка резонатор должен быть предварительно расстроен в сторону более высоких частот. Величина этой расстройки (Δf), выраженная в единицах полуполос нагруженного резонатора (Δf_n) равна

$$\frac{\Delta f}{\Delta f_n} = \frac{2}{\theta_{np}} \frac{1}{1 + \frac{Y_p}{Y_0} \left(4 \frac{I_1(t_{11})}{\beta_0}\right)}$$

Так как $\theta_{np} \gg 1$ и для реальных устройств $Y_p \ll Y_0$, то величина $\Delta f/\Delta f_n$ оказывается пренебрежимо малой.

До сих пор мы рассматривали взаимодействие с ВЧ-полем резонатора нерелятивистского пучка. При использовании же релятивистского электронного потока для поддержания синхронизма по мере торможения частиц, необходимо уменьшать продольную составляющую магнитного поля сопровождения по мере торможения ($B_z = K\gamma$), что приводит к дополнительному переводу вращательного движения в продольное и, как следствие, к снижению к.п.д. Электронный к.п.д. в этом случае равен (см. Приложение II)

$$\eta_e = \frac{\gamma}{\gamma_0 - 1} \left\{ 1 - \left[1 - \frac{\gamma_0^2 - 1}{\gamma_0^2} \sin^2 \alpha \left(1 - \frac{K}{2} \right) \right]^{\frac{1}{2-K}} \right\},$$

K — постоянный коэффициент.

Рис. 5 иллюстрирует зависимость электронного к.п.д. от начальной относительной энергии (γ_0) при различных значениях K . Для $\gamma_0 \gg 1$ $\eta_e \rightarrow 1$ лишь при $K \rightarrow 0$. Этот случай соответствует тради-

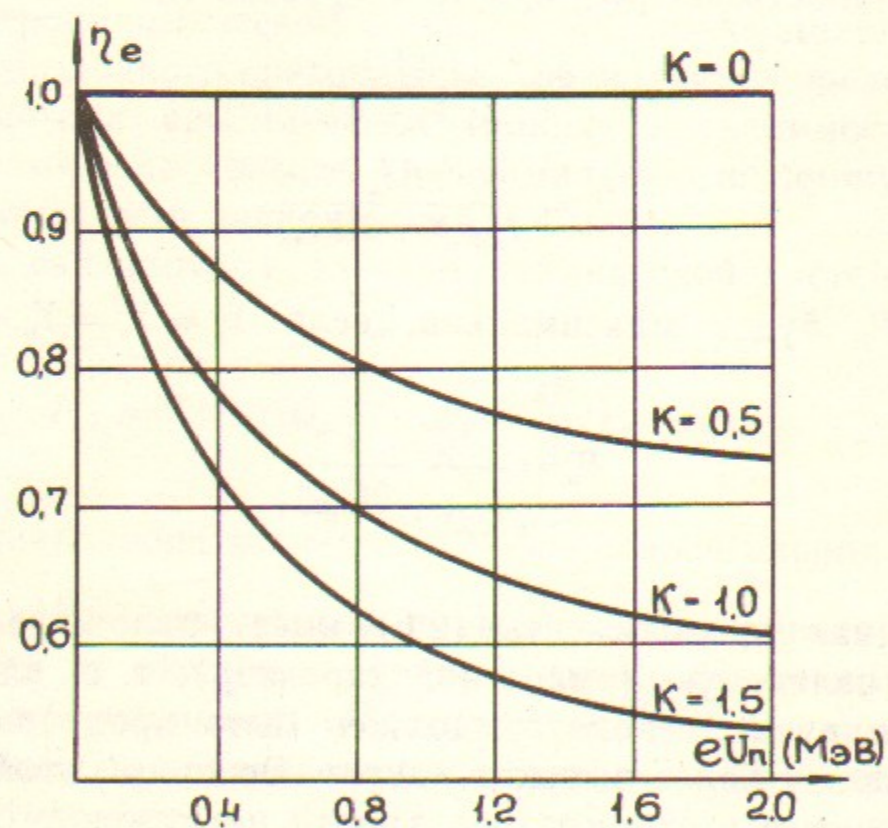


Рис. 5. Изменение эффективности взаимодействия с ростом начальной энергии электронов в магнитном поле сопровождения, спадающем в продольном направлении пропорционально изменению релятивистского массфактора.

ционному гирокону с оптимальным углом влета пучка в выходной резонатор. Длительное синхронное взаимодействие возможно только при $K=1$. Однако, даже для сравнительно небольших энергий наблюдается сильное снижение электронного к.п.д.

Справиться с этой неприятностью можно, поддерживая синхронизм в среднем, т. е. создавая внутри резонатора однородное магнитное поле величины

$$B_z = \omega \frac{m_0}{e} \gamma_{cp}$$

m_0, e — масса и заряд электрона; $\gamma_{cp} = \frac{\gamma_0 + 1}{2}$. В этом случае сохраняется продольная составляющая импульса частиц ($\beta_z \gamma = \text{const}$), а электронный к.п.д. равен (Приложение II, (II-4))

$$\eta_e = \frac{\gamma_0 - \sqrt{\gamma_0^2 + (1 - \gamma_0^2) \sin^2 \alpha}}{\gamma_0 - 1}$$

Применение однородного вдоль оси резонатора поля сопровождения позволяет получать высокий электронный к.п.д. вплоть до энергии 1—1.5 МэВ. При малых энергиях ($\gamma_0 \rightarrow 1$) выражение для η_e совпадает с нерелятивистской формулой (2.3).

На рис. 6 показано изменение электронного к.п.д. с ростом начальной энергии электронов ($\sin^2 \alpha = 0.9$). Учет релятивизма в множителе частоты приводит к таким же выводам, как и для усилителя.

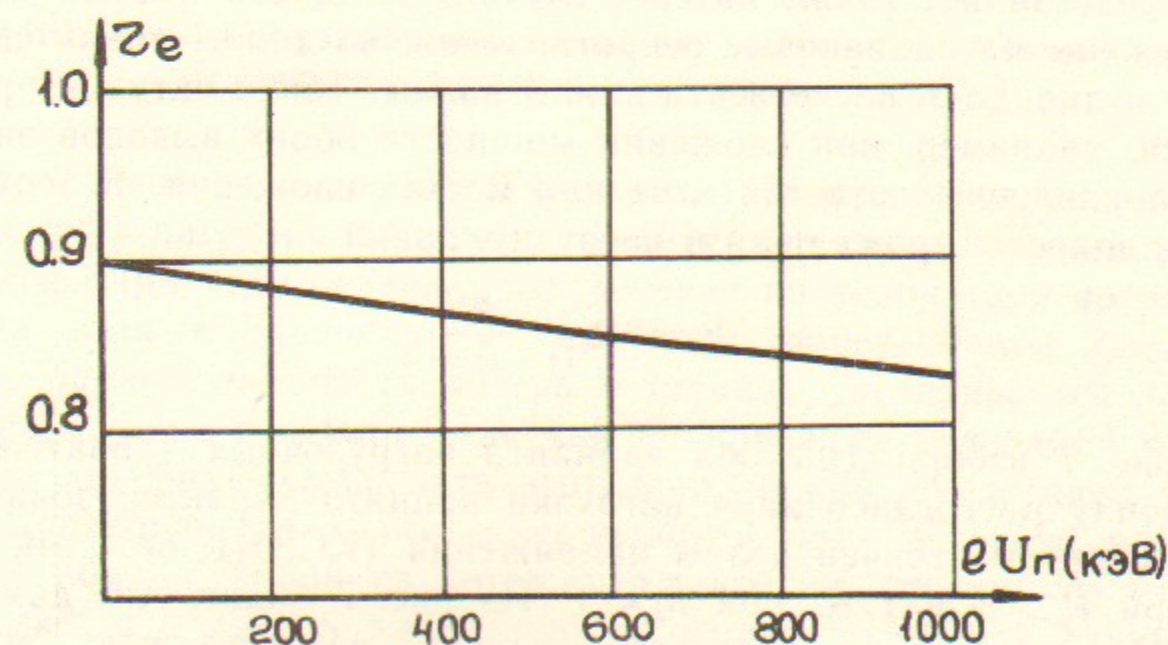


Рис. 6. Изменение электронного к.п.д. с ростом энергии электронов.

3. СВЯЗЬ ВЫХОДНОЙ МОЩНОСТИ С ВНЕШНЕЙ НАГРУЗКОЙ И РЕГУЛИРОВОЧНАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА МАГНИКОНА

При выводе энергетических соотношений в предыдущем разделе предполагалось, что электроны синхронно взаимодействуют с бегущей по азимуту волной E_{110} . Возбуждение такого поля возможно при идеальной геометрии резонатора и направленном выводе энергии. В простейшем случае для направленного вывода мощности необходимы, по крайней мере, два одинаковых элемента связи, разнесенных по азимуту на 90° и нагруженных одинаковыми сопротивлениями. В этом случае мощность P_n , прошедшую в нагрузку, в зависимости от величины этой нагрузки можно получить с учетом (2.7) и (2.8)

$$\bar{P}_n = \frac{P_n}{P_n^0} = 4 \frac{\bar{R}_n}{(1 + \bar{R}_n)^2} \quad (3.1)$$

$$\bar{R}_n = Y_n^0 / Y_n$$

Анализ зависимости выходной мощности от фазы нагрузки ($|\bar{R}_n|$ фиксирован) показал, что P_n не становится меньше величины, определяемой (3.1).

Представляет также интерес случай, когда оба вывода энергии нагружены на одинаковые сопротивления, но длины линий связи с ними отличаются на четверть длины волны. Такая ситуация реализуется, например, при сложении мощности обоих выводов энергии на направленных ответвителях или мостах сложения. В этом случае мощность, прошедшая в нагрузку, равна

$$\bar{P}_n = 8 \bar{R}_n \frac{1 + \bar{R}_n^2}{(1 + \bar{R}_n)^2}$$

На рис. 7 изображены оба варианта нагрузочных характеристик. Величину рассогласования нагрузки принято характеризовать коэффициентом стоячей волны напряжения (КСВН), который равен \bar{R}_n при $\bar{R}_n > 1$ и $1/\bar{R}_n$ при $\bar{R}_n < 1$. Из рис. 7 видно, что даже для КСВН = 2 снижение мощности магникона незначительно. Это особенно важно при использовании его для питания ускорителей с изменяющимся в процессе ускорения током или работающих на накопленной энергии [11]. Особенности работы магникона в переходном режиме на резонансную нагрузку рассмотрены в Приложении III.

Более устойчивый режим работы осуществляется при $\bar{R}_n > 1$ — перенапряженный режим, а неприятности, связанные с возвратом электронов, в этом случае для магникона отсутствуют (см. раздел 1).

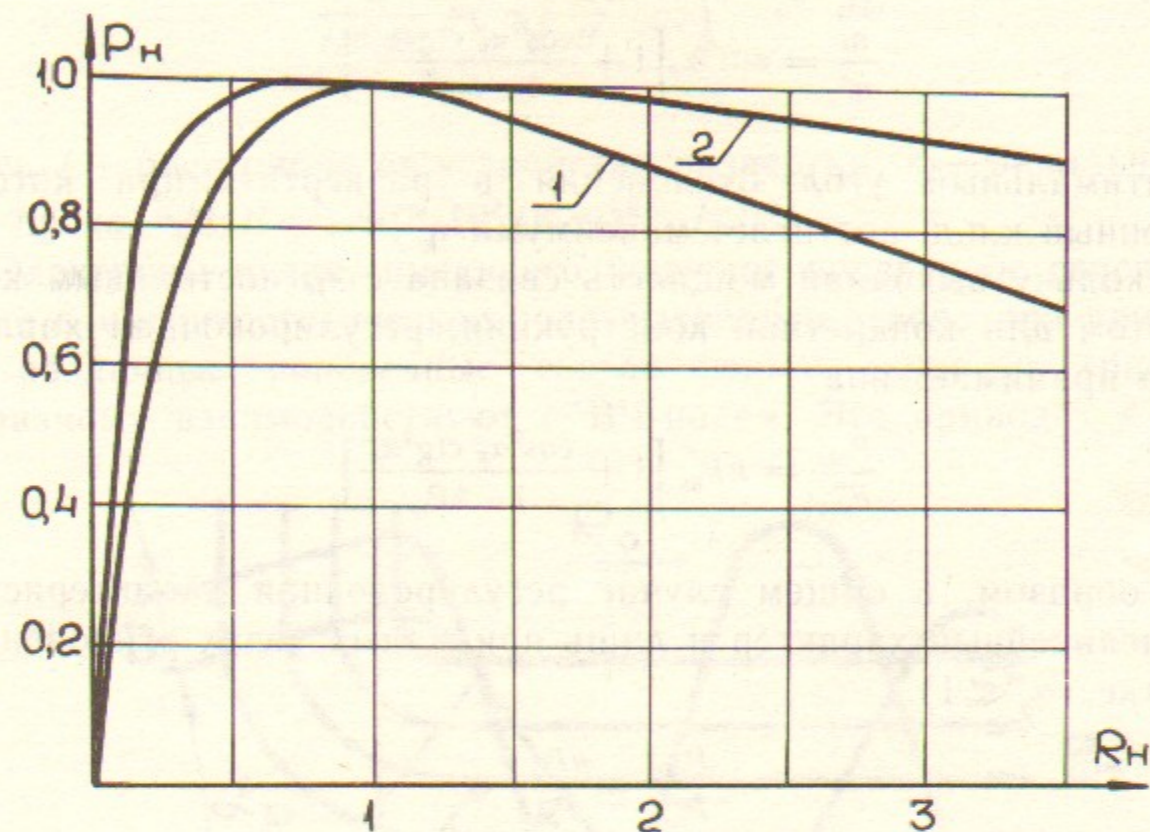


Рис. 7. Нагрузочные характеристики магникона: 1 — длины линий связи с нагрузками одинаковы, 2 — длины линий отличаются на $\lambda/4$.

В отличие от гирокон ВЧ-энергия из магникона может передаваться в нагрузку по одному выводу, без снижения электронного к.п.д. При этом, правда, напряжение на резонаторе возрастает в два раза в сравнении с величиной, определяемой формулой (2.4), однако, мощность потерь в стенках увеличивается тоже в два раза, а не в четыре (так как поляризация колебаний в резонаторе линейна). Объяснить этот факт можно, представив линейно-поляризованную волну суперпозицией двух встречно вращающихся волн, с одной из которых происходит синхронное взаимодействие, а с другой в среднем за период колебаний взаимодействие отсутствует.

Интерес также представляет регулировочная характеристика магникона, т. е. зависимость выходной мощности от величины входного сигнала. Входная мощность $P_{вх}$ — это мощность, потребляемая устройством развертки, и в соответствии с [9] $P_{вх} \approx k \sin^2 \alpha_p$ (k — коэффициент, зависящий от параметров резонатора).

натора развертки и пучка электронов). При скачкообразном нарастании магнитного поля сопровождения в выходном резонаторе электронный к.п.д. связан с углом отклонения при развертке следующим соотношением (геометрия магнিকона фиксирована):

$$\frac{\eta_e}{\eta_e^m} = \sin^2 \alpha_p \left[1 + \frac{\cos^2 \alpha_p^m \operatorname{ctg}^2 \alpha_p^m}{1 - \sin^2 \alpha_p} \right]$$

α_p^m — оптимальный угол отклонения в развертке, при котором электронный к.п.д. достигает максимума η_e^m .

Поскольку выходная мощность связана с η_e постоянным коэффициентом для конкретной конструкции, регулировочная характеристика принимает вид

$$\frac{P_{\text{вых}}}{P_{\text{вых}}^m} = k P_{\text{вх}} \left[1 + \frac{\cos^2 \alpha_p^m \operatorname{ctg}^2 \alpha_p^m}{1 - k P_{\text{вх}}} \right]$$

Таким образом, в общем случае регулировочная характеристика носит нелинейный характер и лишь при малых углах отклонения в развертке ($\alpha_p^m \ll 1$)

$$\frac{P_{\text{вых}}}{P_{\text{вых}}^m} \approx \frac{k P_{\text{вх}}}{P_{\text{вх}}^m}$$

4. ОГРАНИЧЕНИЯ К.П.Д. И ПРЕДЕЛЬНЫЕ ПАРАМЕТРЫ МАГНИКОНА

Полный к.п.д. магнিকона равен $\eta = \frac{P_{\text{вых}}}{P_{\text{п}}} = \eta_e \eta_p$, где η_e — электронный к.п.д.; $P_{\text{вых}}$ — выходная мощность; $P_{\text{п}}$ — мощность пучка; η_p — характеризует потери ВЧ-мощности в резонаторах магнিকона в элементах связи с нагрузками и на излучение во внешние полости. Определяющим, естественно, является электронный к.п.д.

При впуске электронного пучка (прошедшего после развертки пространство дрейфа) на определенном радиусе в магнитоэстатическое поле выходного резонатора (рис. 1) происходит преобразование продольной составляющей скорости в поперечную осциллирующую, тем большую, чем больше радиус входа⁵⁾.

В пространстве дрейфа между устройством развертки и выход-

⁵⁾ Разумеется, радиус входа не должен превосходить величины $2R_0 = \beta\lambda/\pi$, иначе электроны будут отражаться.

ным резонатором под действием сил объемного заряда происходит увеличение поперечного размера пучка. Величина изменения диаметра пучка D может быть найдена по известной формуле [12]

$$\frac{L}{r_p \cos \alpha_p} = \sqrt{\frac{2}{B}} \int_0^{\sqrt{\ln(D/2r_p)}} e^{U^2} dU \quad (4.1)$$

Здесь L — расстояние от устройства развертки; r_p — начальный размер пучка, $\sqrt{2/B} = 1.307 \cdot 10^2 (\beta_0 \gamma_0)^{3/2} I_n^{-1/2}$.

Электроны пучка, имеющего конечное поперечное сечение, при входе в магнитоэстатическое поле выходного резонатора приобретают различные поперечные составляющие скорости (рис. 8) и по-разному взаимодействуют с ВЧ-полем. Это приводит к сниже-

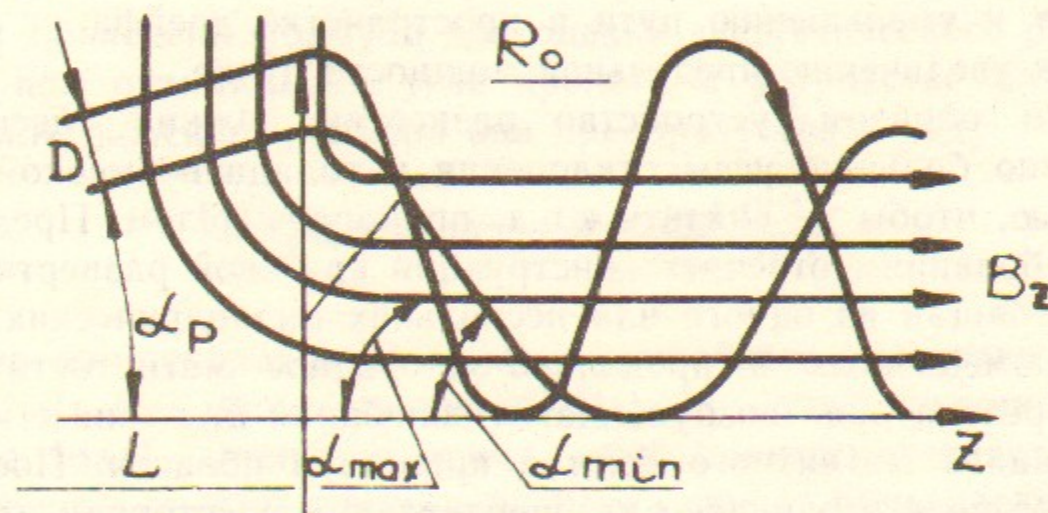


Рис. 8. Движение пучка конечного размера в магнитной системе выходного резонатора.

нию к.п.д., оценить которое можно интегрируя (2.1) по сечению пучка⁶⁾:

$$\eta_e = \left(\frac{\pi R_0}{\beta_0 \lambda} \right)^2 \left(1 - \frac{D}{2R_0} \right)^2 \left(\frac{\sin \Delta\psi/2}{\Delta\psi/2} \right)^2 \quad (4.2)$$

D , $\Delta\psi$ — радиальный и азимутальный размеры пучка; $R_0 = \frac{\beta_0 \lambda}{\pi} \sin \alpha_{\text{max}}$ — ларморовский диаметр крайней внешней части-

⁶⁾ В Приложении IV показано, что при использовании в выходном резонаторе колебаний с поперечным электрическим полем к.п.д. взаимодействия пучка конечного размера оказывается ниже, чем для колебаний типа E_{110} .

цы на входе в выходной резонатор, λ — рабочая длина волны, $\beta_0 = V_0/C$. Если считать магнитостатическое поле резко ограниченным на входе в резонатор, то влиянием азимутального размера при оценке к.п.д. можно пренебречь.

Очевидно, чем меньше поперечный размер пучка, тем выше электронный к.п.д. Но из (4.1) следует, что поперечный размер пучка уменьшается с уменьшением пути L , проходимым в пространстве дрейфа. С другой стороны, величина L зависит от угла отклонения в устройстве развертки α_p следующим образом:

$$\frac{L}{\cos \alpha_p} = \frac{\beta_0 \lambda}{\pi} \sqrt{\frac{\eta_e - \sin^2 \alpha_p}{\eta_e \sin^2 \alpha_p}} \sin \alpha. \quad (4.3)$$

При заданной величине η_e увеличение угла отклонения в развертке приводит к уменьшению пути в пространстве дрейфа и, следовательно, к увеличению предельной мощности пучка.

Таким образом, устройство развертки должно обеспечивать достаточно большие углы отклонения и обладать высокой эффективностью, чтобы не снизить к.п.д. прибора в целом. Предъявляемым требованиям отвечает конструкция круговой развертки пучка [9], состоящая из одного или нескольких цилиндрических резонаторов, помещенных в продольно-однородное магнитостатическое поле. В резонаторах возбуждаются колебания E_{110} типа с круговой поляризацией магнитного поля в приосевой области. Постоянное магнитное поле ограничено на определенном расстоянии от выхода из резонаторов магнитным экраном. Величина и направление магнитостатического поля выбираются таким образом, чтобы циклотронная частота была в два раза выше частоты, на которую настроены резонаторы ($\Omega/\omega = 2$), а направления циклотронного вращения и вращения ВЧ-поля совпадали. Электронный пучок выходит из устройства развертки вблизи оси и в отсутствие пульсаций имеет радиальный размер:

$$2r_p = 3.446 \cdot 10^{-3} \frac{\lambda_n^{1/2}}{\gamma_0(\gamma_0^2 - 1)^{1/4}}. \quad (4.4)$$

Эта формула позволяет оценить предельные токи, а значит и мощности электронного пучка в магнотроне при заданном электронном к.п.д. и угле отклонения при развертке. Действительно, сравнивая (4.3) с (4.1) и принимая во внимание (4.2), получаем

$$\int_0^{\sqrt{\ln A}} e^{U^2} dU = 1.413 \sqrt{\frac{\eta_e - \sin^2 \alpha_p}{\eta_e \sin^2 \alpha_p}}, \quad (4.5)$$

$$A = 92.34(1 - \eta_e)(\beta_0 \gamma_0)^{3/2} I_n^{1/2}.$$

На рис. 9 приведены зависимости предельной мощности пучка от энергии электронов для различных углов отклонения в развертке. При построении графиков величина электронного к.п.д. выбрана равной 0.9.

При выводе формулы (4.2) предполагалось, что электронный поток моноэнергетичен. На самом же деле в устройстве развертки возникает энергетический разброс, который при больших углах отклонения и токе пучка несколько снижает электронный к.п.д. прибора.

В [9] приведена формула для оценки энергетического разброса в пучке при оптимальном угле пролета в устройстве развертки. Для бриллюэновского размера она преобразуется к виду:

$$\left| \frac{\Delta U_n}{U_n} \right| = 2.38 \cdot 10^{-5} \alpha_p P_n^{1/2} \frac{(\gamma_0 + 1)^{1/4}}{\gamma_0(\gamma_0 - 1)^{5/4}}$$

eU_n — энергия электронов на входе в устройство развертки [электрон-вольты]; P_n — мощность пучка [Вт]; α_p — угол отклонения при развертке [рад]. Оценка максимального понижения электронного к.п.д. с учетом энергетического разброса может быть сделана следующим образом:

$$\eta'_e = \eta_e \left(1 - \left| \frac{\Delta U_n}{U_n} \right| \right).$$

Здесь η_e определяется из (4.2). Например, для $P_n = 470$ МВт, $\alpha_p = 50^\circ$, $\gamma_0 = 3$ и $\eta_e = 0.9$ получим $\eta'_e = 0.82$.

Кроме энергетического разброса, при оценке предельного электронного к.п.д. в конкретных случаях необходимо учитывать дополнительный разброс в углах отклонения, возникающий как в пространстве дрейфа под действием сил объемного заряда, так и при выходе из магнитного поля устройства развертки⁷⁾.

Первый определяется по известной формуле [12]:

$$\Delta \alpha = \pm \sqrt{2B \ln(D/2r_p) + (dr/dz)_0^2},$$

⁷⁾ Оценка углового разброса дана в [9].

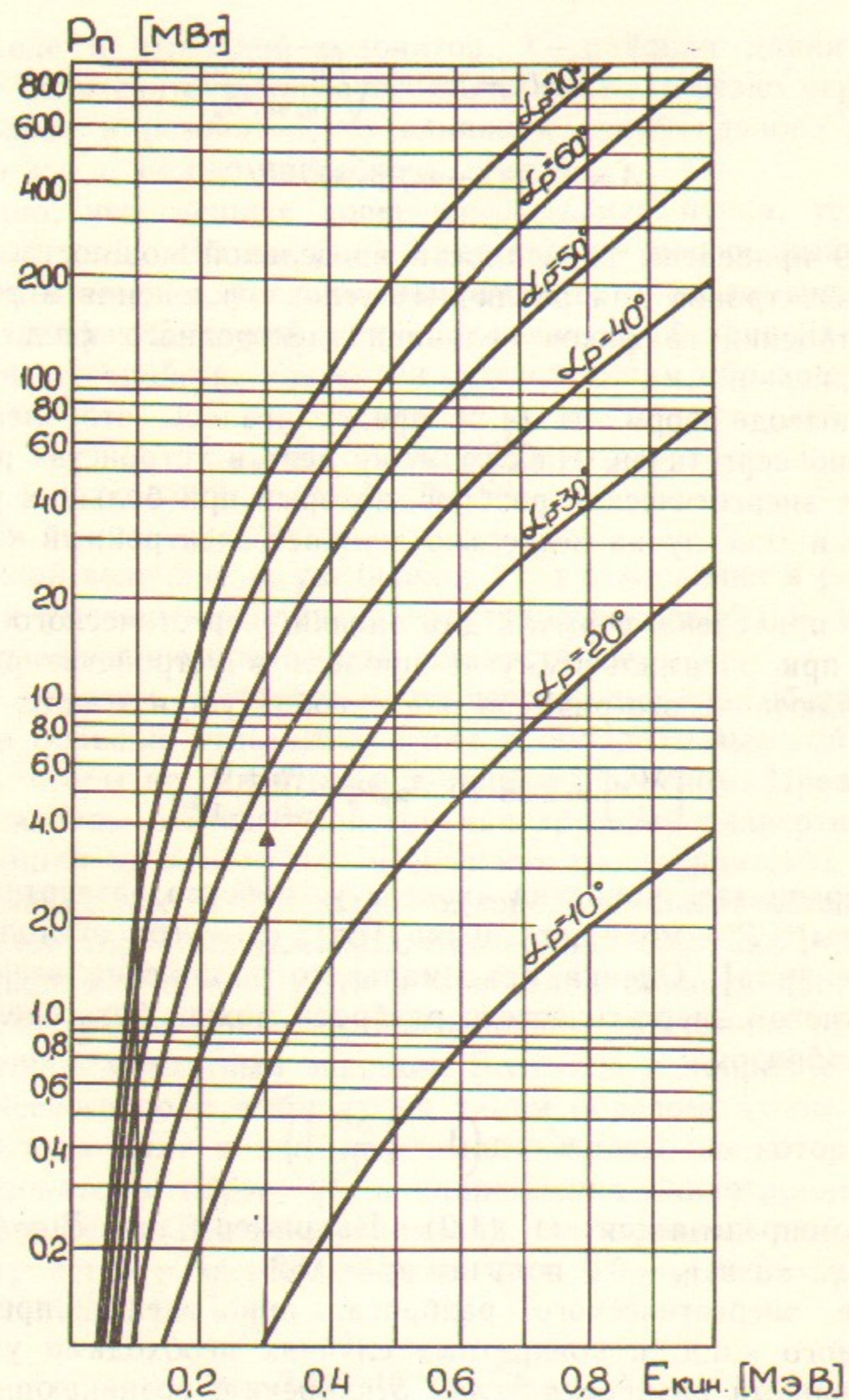


Рис. 9. Предельная мощность пучка в магнотроне в зависимости от энергии электронов при различных углах отклонения в устройстве развертки. Значком Δ помечены параметры действующего магнотрона (электронный к.п.д. равен 85%).

$$B = 1.17 \cdot 10^{-4} I_n (\beta_0 \gamma_0)^{-3}$$

$\left(\frac{dr}{dz_0}\right)_0$ — начальное расхождение (схождение) пучка. Таким образом в конкретных случаях может оказаться выгоднее иметь в устройстве развертки пучок пульсирующий так, чтобы на выходе он сходил по радиусу. При этом, несмотря на повышенный энергетический разброс, электронный к.п.д. будет выше из-за малого размера пучка на входе в выходной резонатор.

Разумеется, приведенные рассуждения надо рассматривать, как достаточно грубую оценку. Однако, для такого сравнительно низкочастотного прибора, как магнотрон, ограничения электронного к.п.д., связанные с объемным зарядом (запирание электронов, провисание потенциала в пучке, изменение частоты ларморовского вращения частиц) не являются определяющими.

В Приложении II показано, что для оптимального торможения необходима напряженность электромагнитного поля выше некоторой (II-8). Сверху же напряженность ограничена электрической прочностью резонатора. Таким образом, задаваясь максимально возможной величиной напряженности электрического поля E_p^m (кВ/см), можно получить ограничения на рабочую длину волны:

$$\lambda[\text{см}] \geq \lambda_{\min} = \frac{117}{E_p^m} \frac{\eta_e^{3/2}}{\sqrt{1-\eta_e}} \beta_0^2 \left(\frac{1}{2-\gamma_0+0.56\beta_0^2\eta_e} \right),$$

η_e — электронный к.п.д. Например, при $\gamma_0 = 1.6$, ($U_n \cong 300$ кВ) $\eta_e = 0.9$ и $E_p^m = 100$ кВ/см минимальная длина волны $\lambda_{\min} = 3$ см.

Относительно ограничений пролетного зазора резонатора отметим, что численные расчеты показали, что с увеличением энергии электронов высота резонатора сокращается. Однако вплоть до 1 МэВ эффективное торможение возможно в резонаторе, высота которого еще около двух длин волн.

В таблице сопоставляются параметры магнотрона и гирокона аксиальной конструкции для конкретного значения рабочей длины волны ($\lambda = 30$ см) и одинакового электронного к.п.д. ($\eta_e = 0.9$). Параметры гирокона определялись в соответствии с [13] для оптимальных углов ввода пучка и пролетного размера выходного резонатора (h). Для магнотрона высота резонатора выбрана из соображений удобства селекции нерабочих типов колебаний.

РАБОТА МАГНИКОНА В РЕЖИМЕ УМНОЖЕНИЯ ЧАСТОТЫ.
УДВОИТЕЛЬ

eU_n (кэВ)	200		300	
устройство	гирокон	магникон	гирокон	магникон
h (м)	.066	0.5	.079	0.5
U_p (кВ)	310	670	462	900
E_p (кВ/см)	47.3	13.4	58.5	18
$P_{пот}$ (кВт)	100.5	21.3	162.7	38.4
$P_{уд}$ (Вт/см ²)	123	3	200	5.3
P_n^{max} *)	.6	4	2.	15

*) Максимальная мощность пучка для гирокона находилась в соответствии с [13] для $\eta_e=0.9$. Для магникона P_n^{max} — взята для угла отклонения в развертке $\alpha_p=50^\circ$ (см. рис. 9).

В таблице обозначено: $E_p = \frac{U_p}{h}$ — напряженность электрического поля в пучности; $P_{пот}$ — мощность потерь в стенках резонатора (для резонаторов из меди); $P_{уд}$ — максимальная поверхностная мощность потерь; P_n^{max} — предельная мощность пучка для данного электронного к.п.д., которую можно использовать в приборе.

Созданный в ИЯФ СО АН СССР импульсный магникон 30 см-диапазона волн при мощности 2,6 МВт обладает электронным к.п.д. 85%, а полученные экспериментальные результаты подтверждают как качественно, так и количественно наши представления о работе прибора.

Режим умножения частоты усиливаемого сигнала может быть реализован при возбуждении выходного резонатора на частоте ω , кратной частоте развертки и работе на типах колебаний E_{nm0} , где n — кратность умножения. Угловая частота вращения волны при этом есть ω/n и должна совпадать по величине с частотой развертки, для обеспечения одинакового взаимодействия любой частицы пучка с вращающимся полем выходного резонатора. Не вдаваясь в подробное изучение особенностей взаимодействия, выясним возможно ли эффективное преобразование энергии пучка в энергию ВЧ-поля в режиме умножения частоты.

Для этого остановимся на простейшей модели. Считаем пучок нерелятивистским и достаточно тонким. Далее, положим $m=1$, поскольку в области взаимодействия распределения полей E_{nm0} и E_{n10} типов совпадают.

В приосевой области компоненты электромагнитных полей можно представить в виде:

$$\begin{aligned} E_z &= A \frac{(\kappa r)^n}{2^n n!} \cos(\omega t - n\varphi) \\ B_x &= A \frac{(\kappa r)^{n-1}}{2^n (n-1)!} \cos(\omega t - (n-1)\varphi) \\ B_y &= A \frac{(\kappa r)^{n-1}}{2^n (n-1)!} \sin(\omega t - (n-1)\varphi) \end{aligned} \quad (I-1)$$

Здесь r, φ — цилиндрические координаты; $\kappa = \omega/c$ — радиальное волновое число; A — амплитудный коэффициент.

Уравнения движения в комплексных декартовых координатах $\xi = x + iy$ выглядят (точка над переменной означает дифференцирование по времени):

$$\begin{aligned} \ddot{\xi} + i\Omega \dot{\xi} &= i\dot{z}\Omega_1, \\ \ddot{z} &= \frac{i}{2} \left\{ (\dot{\xi}\Omega_1^* - \dot{\xi}^*\Omega_1) + \frac{1}{n} (\dot{\xi}\dot{\Omega}_1^* - \dot{\xi}^*\dot{\Omega}_1) \right\}. \end{aligned} \quad (I-2)$$

$\Omega_1 = \frac{e}{m_0} (B_x + iB_y)$, Ω — циклотронная частота, определяемая про-

дольным однородным магнитостатическим полем сопровождения. Для решения системы (I-2) воспользуемся методом усреднения. Для этого введем переменные α и β и установим связь между ними:

$$\xi = \alpha + \beta e^{-i\Omega t}, \quad \dot{\alpha} = -\dot{\beta} e^{-i\Omega t}$$

В новых переменных с учетом (I-1) уравнения примут вид:

$$\begin{aligned} \dot{\alpha} &= -a \sum_{m=0}^{n-1} C_m^{n-1} (\alpha^*)^{n-m-1} (\beta^*)^m e^{i(m\Omega + \omega)t}, \\ \dot{\beta} &= a \sum_{m=0}^{n-1} C_m^{n-1} (\alpha^*)^{n-m-1} (\beta^*)^m e^{i(m+1)\Omega + \omega)t}, \end{aligned} \quad (I-3)$$

$$\ddot{z} = \frac{a}{2\Omega_1^0} \left[\left(\Omega + \frac{\omega}{n} \right) (\beta \dot{\beta}^* + \beta^* \dot{\beta}) - \frac{\omega}{n} (\alpha \dot{\alpha}^* + \alpha^* \dot{\alpha}) \right],$$

где $\Omega_1^0 = \frac{e}{cm_0} A \frac{\kappa^{n-1}}{2^n (n-1)!}$, $a = -\frac{\Omega_1^0}{\Omega} V_z$, $C_m^{n-1} = \frac{(n-1)!}{m!(n-m-1)!}$ — биномиальный коэффициент.

При $\Omega = -\omega/k$ ($k=1, 2, \dots, n$) в «силах», стоящих в правой части уравнений, есть резонансы. При этом средние за период значения $\dot{\alpha}$ и $\dot{\beta}$ отличны от нуля. Переменные $\bar{\alpha}$ и $\bar{\beta}$ отвечают дрейфу ведущего центра и радиусу ларморовской орбиты. Важно отметить, что при $\Omega = -\omega/n$ движение носит чисто орбитальный характер, так как дрейф ведущего центра отсутствует. При других резонансных значениях Ω/ω характер движения — смешанный, орбитально-дрейфовый. В случае $n=1$ возможен только орбитальный резонанс и он достаточно изучен выше. Уже в случае удвоителя ($n=2$) возможны как орбитальный, так и смешанный резонансы.

Действительно при $\Omega/\omega = -1/2$ уравнения для усредненных величин становятся

$$\dot{\beta} = a\bar{\beta}^*, \quad \dot{\alpha} = 0, \quad \ddot{z} = 0.$$

Общее решение можно записать в виде

$$\bar{\beta} = \text{Im}(\bar{\beta}_0) e^{|\alpha|t} + \text{Re}(\bar{\beta}_0) e^{-|\alpha|t}$$

$\bar{\alpha}_0 = \text{const}$ и $\dot{z} = \dot{z}_0 = \text{const}$. $\bar{\beta}_0$ — значение $\bar{\beta}$ при $t=0$. Условие

$\text{Im}(\bar{\beta}_0) = 0$ соответствует экспоненциальному уменьшению поперечной скорости частицы с постоянной времени $|a|^{-1}$. При этом продольная скорость в среднем неизменна, а энергия поперечного движения преобразуется в электромагнитное излучение.

Если же $\Omega/\omega = -1$, то из (I-3) после усреднения получим

$$\dot{\beta} = a\bar{\alpha}^*, \quad \dot{\alpha} = -a\bar{\beta}^*, \quad \dot{z} = \text{const}.$$

В этом случае наряду с орбитальным движением, наблюдается также дрейф ведущего центра, а характер взаимодействия частиц с полем волны зависит не только от начальных скоростей, но и координат частиц.

В этом случае общее решение есть

$$\begin{aligned} \bar{\beta} &= \beta_0 \cos(at) + \alpha_0^* \sin(at), \\ \bar{\alpha} &= \alpha_0 \cos(at) - \beta_0^* \sin(at). \end{aligned}$$

Очевидно, условие полного торможения поперечного движения будет

$$\begin{aligned} \text{tg}(at_{\text{пр}}) &= -\beta_0/\alpha_0^*, \\ \text{Im}(\beta_0/\alpha_0^*) &= 0. \end{aligned} \quad (I-4)$$

Остановимся на случае инжекции пучка в резонатор вблизи оси. При этом $\beta_0/\alpha_0^* = e^{i\psi_0}$, где ψ_0 — угол между направлениями поперечной составляющей скорости и ВЧ магнитным полем. Условию (I-4) соответствует

$$\sin 2\psi_0 = 0, \quad \psi_0 = n \frac{\pi}{2} \quad (n=0, 1, 2, \dots)$$

Таким образом, возможны два режима торможения:

$$\begin{aligned} 1. \quad \psi_0 = 0, \pi & \quad at_{\text{пр}} = \pi/4, \\ 2. \quad \psi_0 = \pm \pi/2 & \quad at_{\text{пр}} = 3\pi/4. \end{aligned}$$

Причем первый режим более выгоден, так как требует в три раза меньшего напряжения и, следовательно, в 9 раз меньше потери на нагрев стенок резонатора (для E_{210} типа колебаний $at_{\text{пр}} = -|e|U_n/4J_2^m m_0 c^2$, $J_2^m = 0.4865$).

В заключение следует отметить, что учет релятивизма в удвоителе приводит к таким же выводам, как и для усилителя (Прило-

жение II), а именно — сохраняется продольная составляющая импульса, нарушение синхронизма из-за изменения массы частиц приводит к дрейфу направления поперечной составляющей скорости относительно ВЧ магнитного поля.

Приложение II

РЕЛЯТИВИСТСКИЙ МАГНИКОН

Изучение эффектов, возникающих при торможении релятивистских пучков электронов в выходном резонаторе магникона (тип колебаний E_{110}), рассматривается на примере тонкого электронного потока, предварительно развернутого по кругу и имеющего большую поперечную составляющую импульса. Взаимодействие с электромагнитной волной анализируется кинематическим методом в приближении заданного поля [14]. Данное приложение посвящено не столько количественным сколько качественным оценкам. Для получения более точных результатов необходимо численное моделирование на ЭВМ.

Релятивистские уравнения движения в декартовой системе координат, дополненные уравнением для кинетической энергии составляют систему уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{dV_x}{dt} &= \frac{1}{\gamma} \left[V_y \Omega - V_z \Omega_y - \frac{V_z V_x}{c^2} \frac{e}{m_0} E_z \right] \\ \frac{dV_y}{dt} &= \frac{1}{\gamma} \left[V_z \Omega_x - V_x \Omega - \frac{V_z V_y}{c^2} \frac{e}{m_0} E_z \right] \\ \frac{dV_z}{dt} &= \frac{1}{\gamma} \left[\frac{e}{m_0} E_z \left(1 - \frac{V_z^2}{c^2} \right) + V_x \Omega_y - V_y \Omega_x \right] \\ \frac{d\gamma}{dt} &= \frac{e}{m_0} E_z \frac{V_z}{c^2} \end{aligned} \quad (\text{II-1})$$

Ограничиваясь первыми членами разложения высокочастотных полей, расшифруем обозначения:

$$\begin{aligned} \Omega_x &= \frac{e}{m_0} [B_{\perp} \cos(\omega t + \varphi) + B_x^0] \\ \Omega_y &= \frac{e}{m_0} [B_{\perp} \sin(\omega t + \varphi) + B_y^0], \quad \Omega = \frac{e}{m_0} B_z^0, \end{aligned}$$

$$\frac{e}{m_0} E_z = \Omega_p \omega [x \cos(\omega t + \varphi) + y \sin(\omega t + \varphi)], \quad \Omega_p = \frac{e}{m_0} B_{\perp},$$

B_{\perp} — амплитуда магнитной индукции ВЧ-поля, B_z^0 — магнитная индукция продольного статического поля сопровождения, φ — начальная фаза ВЧ-поля. Предполагая статическое поле, аксиально симметричным находим связь B_x^0 и B_y^0 с B_z^0 .

$$B_x^0 = -\frac{x}{2} \frac{dB_z^0}{dz}, \quad B_y^0 = -\frac{y}{2} \frac{dB_z^0}{dz}$$

Применив метод усреднения [15], преобразуем (II-1) в систему уравнений для усредненных за период циклотронного вращения скоростей и изменения энергии.

$$\begin{aligned} \frac{d\beta_z}{dt} &= -\frac{c\beta_{\perp}^2}{2\gamma\omega} \frac{d\Omega}{dz} - \frac{\Omega_p}{\gamma} \beta_{\perp} \beta_z^2 \sin(\psi - \varphi) \\ \frac{d\beta_{\perp}}{dt} &= \frac{\Omega_p}{\gamma} \beta_z \sin(\psi - \varphi) + \frac{c\beta_{\perp} \beta_z}{2\gamma\omega} \frac{d\Omega}{dz} - \frac{\Omega_p}{\gamma} \beta_{\perp}^2 \beta_z \sin(\psi - \varphi) \\ \frac{d\psi}{dt} &= \left(\frac{\Omega}{\gamma} - \omega \right) + \frac{\Omega_p}{\gamma} \frac{\beta_z}{\beta_{\perp}} \cos(\psi - \varphi) \\ \frac{d\gamma}{dt} &= \beta_{\perp} \beta_z \Omega_p \sin(\psi - \varphi) \end{aligned} \quad (\text{II-2})$$

Здесь $\beta_z, \beta_{\perp} = \sqrt{\beta_x^2 + \beta_y^2}$ — продольная и поперечная составляющие относительной скорости, $(\psi - \varphi)$ — угол между направлениями магнитного ВЧ-поля и поперечной составляющей скорости. В общем случае (II-2) не поддается аналитическому решению, однако, последнее уравнение приводит к заключению, что торможение будет продолжаться до тех пор пока $\pi \leq \psi - \varphi \leq 2\pi$ ($\Omega_p > 0$). Кроме того, если статическое магнитное поле однородно, первые два уравнения совместно с последним интегрируются и дают инвариант

$$\beta_z \gamma = \beta_{z0} \gamma_0 = \text{const}$$

или

$$\gamma^2 (1 - \beta_{\perp}^2) = \text{const}, \quad (\text{II-3})$$

γ_0 — начальное значение релятивистского массфактора. Таким образом, при взаимодействии релятивистского пучка с электромагнитным полем вращающегося E_{110} типа колебаний цилиндрическо-

го резонатора сохраняется продольная составляющая импульса электронов. Полученный инвариант позволяет определить электронный к.п.д. взаимодействия в этом случае:

$$\eta_e = \frac{1 - \sqrt{1 - \beta_{\perp 0}^2}}{1 - \sqrt{1 - \beta_0^2}} = \frac{\gamma_0 - \sqrt{\gamma_0^2 + (1 - \gamma_0^2) \sin^2 \alpha}}{\gamma_0 - 1} \quad (\text{II-4})$$

Здесь $\sin \alpha = \beta_{\perp 0} / \beta_0$. При $\gamma_0 \sim 1$ (II-4) переходит в (2.3), а при $\gamma_0 \gg 1$ $\eta_e \rightarrow 2 \sin^2(\alpha/2)$. Так как в процессе торможения РЭП меняется масса частиц, естественно рассмотреть синхронное взаимодействие в поле сопровождения, меняющемся пропорционально изменению релятивистского массфактора, т. е. при $|\Omega| = K\gamma\omega$ (K — постоянный коэффициент). В этом случае из системы (II-2) получим

$$\gamma_0 [2 - \beta_{\perp 0}^2 (2 - K)]^{\frac{1}{2-K}} = \text{const}$$

Полученный инвариант позволяет сделать вывод о том, что при $\beta_{\perp} \rightarrow 0$ к концу торможения электронный к.п.д. будет определяться соотношением

$$\eta_e = \frac{\gamma_0}{\gamma_0 - 1} \left[1 - \left(1 - \beta_{\perp 0}^2 \left(1 - \frac{K}{2} \right) \right)^{\frac{1}{2-K}} \right], \quad (\text{II-5})$$

из которого следует: при $\gamma_0 \gg 1$ $\eta_e \rightarrow 1$ лишь при $K \rightarrow 0$ (гироскон с оптимальным углом влета пучка в выходной резонатор).

Вернемся к системе уравнений (II-2) и рассмотрим взаимодействие слабoreлятивистского пучка в постоянном продольно-однородном магнитном поле. В этом случае можно считать $\beta_z \cong \beta_{z0}$, $\gamma \approx \left(1 + \frac{\beta_{z0}^2}{2} \right) \left(1 + \frac{\beta_{\perp}^2}{2} \right)$ и, вводя обозначение $\Omega_0 = \Omega \left(1 - \frac{\beta_{z0}^2}{2} \right)$, получим:

$$\frac{d\beta_{\perp}}{dt} = \beta_{z0} \Omega_p \sin(\psi - \varphi)$$

$$\frac{d\psi}{dt} = \Omega_0 \left(1 - \frac{\beta_{\perp}^2}{2} \right) - \omega + \Omega_p \frac{\beta_{z0}}{\beta_{\perp}} \cos(\psi - \varphi)$$

Качественное исследование этих уравнений можно проделать, используя то обстоятельство, что их можно представить в виде

$$\frac{d\psi}{dt} = \frac{1}{\Omega_0 \beta_{\perp}} \frac{\partial U}{\partial \beta_{\perp}}, \quad \frac{d\beta_{\perp}}{dt} = - \frac{1}{\Omega_0 \beta_{\perp}} \frac{\partial U}{\partial \psi}$$

где

$$U = \frac{\Omega_0^2}{8} \beta_{\perp}^4 + \frac{\Omega_0(\omega - \Omega_0)}{2} \beta_{\perp}^2 - \beta_{\perp} \beta_{z0} \Omega_0 \Omega_p \cos(\psi - \varphi) \quad (\text{II-6})$$

Линии $U = \text{const}$ определяют траектории на плоскости V_{\perp} , ψ . Предполагая, что к концу торможения $V_{\perp} = 0$, а $\psi - \varphi = 0 + k\pi$ ($k = 1, 2, 3, \dots$) находим соотношение для величины магнитного поля сопровождения

$$\Omega_0 = \omega \frac{1 - 2 \frac{\Omega_p}{\omega} \text{ctg} \alpha \cos(\psi_0 - \varphi_0)}{1 - \beta_{\perp 0}^2 / 4}, \quad (\text{II-7})$$

$$\text{ctg} \alpha = \beta_{z0} / \beta_{\perp 0}.$$

Таким образом, для магнитного поля сопровождения существует область разрешенных величин в зависимости от начального угла между поперечной составляющей скорости и направлением магнитного ВЧ-поля ($\psi_0 - \varphi_0$). С учетом слабoreлятивистского приближения получим

$$\gamma_{\text{cp}} \left(1 - \frac{\Omega_0}{\omega} \text{ctg} \alpha \right) \leq \left| \frac{\Omega}{\omega} \right| \leq \gamma_{\text{cp}} \left(1 + 2 \frac{\Omega_0}{\omega} \text{ctg} \alpha \right)$$

где $\gamma_{\text{cp}} = (\gamma_0 + 1) / 2$. При больших углах отклонения $\alpha \sim 90^\circ$ приближенно можно считать $|\Omega| = \gamma_{\text{cp}} \omega$. При подстановке Ω_p из (1.3) полученное неравенство приобретает вид

$$\gamma_{\text{cp}} \left(1 - \frac{2}{\theta_{\text{пр}}} \right) \leq \frac{\Omega}{\omega} \leq \gamma_{\text{cp}} \left(1 + \frac{2}{\theta_{\text{пр}}} \right)$$

На рис. 10 изображены области «разрешенных» значений поля сопровождения при различных углах пролета в резонаторе.

Условие (II-7) и выражение (II-6) позволяют определить ограничения, накладываемые на напряженность электромагнитного поля в резонаторе. Оказывается, что при полном торможении поперечного движения

$$\frac{\Omega_p}{\omega} \geq \left(\frac{\Omega_p}{\omega} \right)_{\text{кр}} = \frac{\text{tg} \alpha}{32} \frac{\beta_{\perp 0}^2}{\left(1 - \frac{1}{16} \beta_{\perp 0}^2 \right)}. \quad (\text{II-8})$$

Следует отметить также, что нарушение синхронизма при торможении релятивистских пучков и связанный с этим дрейф нап-

равления поперечной скорости по отношению к ВЧ магнитному полю ($\psi \neq 0$) приводит к необходимости увеличивать напряженность ВЧ-поля в резонаторе, т. е. к перенапряжениям в сравнении с нерелятивизмом. Однако величина коэффициента перенапряжения, очевидно, не превосходит $\pi/2$. Результаты численного моделирования торможения тонкого релятивистского пучка в однородном поле сопровождения показали хорошее совпадение с вышеизложенными физическими оценками.

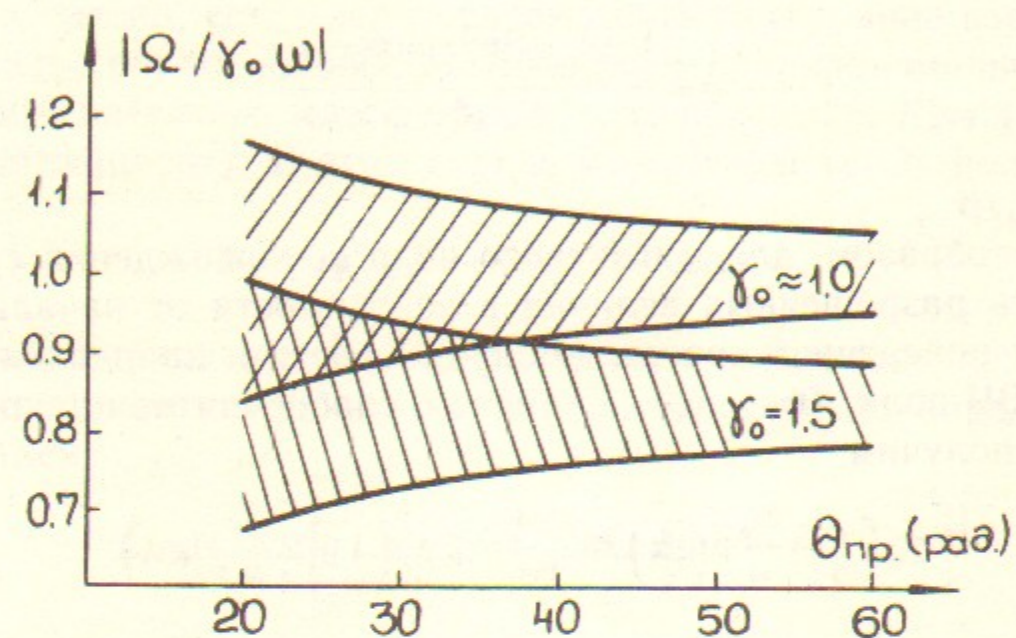


Рис. 10. Области «разрешенных» величин магнитного поля сопровождения в зависимости от угла пролета в выходном резонаторе.

Приложение III

ОСОБЕННОСТИ РАБОТЫ МАГНИКОНА В ПЕРЕХОДНОМ РЕЖИМЕ НА РЕЗОНАНСНУЮ НАГРУЗКУ

Особый интерес представляет анализ работы магникона при использовании его для питания ускоряющих резонансных структур, работающих в режиме запасенной энергии. Важной характеристикой при выборе типа структуры и источника питания является отношение электромагнитной энергии W_3 , запасенной в ускоряющей структуре (необходимой для обеспечения заданного темпа ускорения), к энергии W_n высокочастотных колебаний источника, затраченной в процессе накачки структуры [3]:

$$\eta_n = \frac{W_3}{W_n} \quad (\text{III-1})$$

Для магникона $W_n = P_{\text{вых}} T$, $P_{\text{вых}} = \eta_e \eta_p P_n$, η_e — электронный к.п.д., η_p — величина, которая учитывает все дополнительные потери ВЧ-мощности в приборе, T — длительность ВЧ-сигнала.

Для определения этой величины рассмотрим упрощенную эквивалентную схему (рис. 11), изображающую выходной резонатор магникона (C_m, L_m, R_m), связанный с резонансной нагрузкой (C_p, L_p, R_p) отрезком линии длиной l (C_l, L_l, W_l).

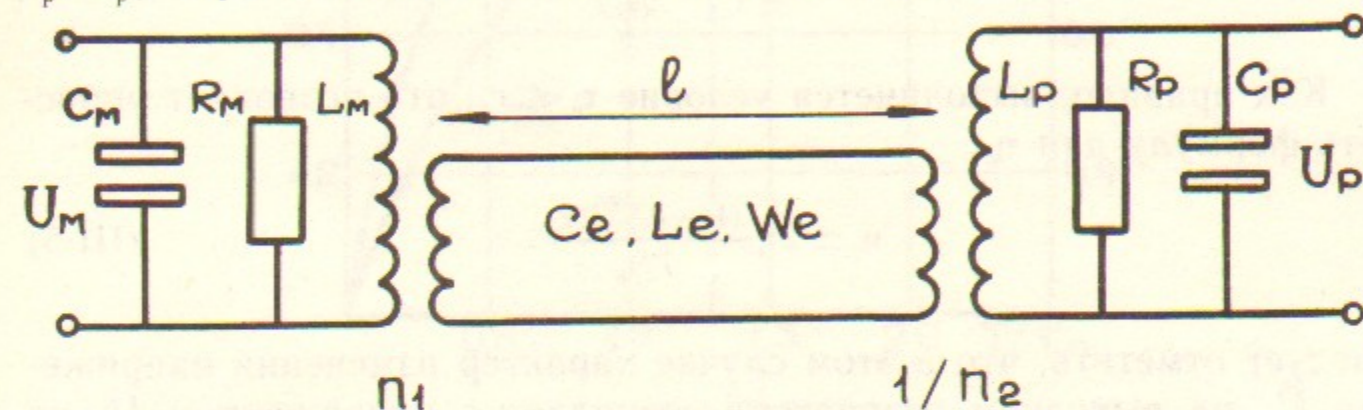


Рис. 11. Эквивалентная схема магникона, работающего на резонансную нагрузку.

Пренебрегая запасами энергии и потерями в выходном резонаторе и линии связи (для большинства практических задач вполне приемлемое предположение), получим выражение энергетического баланса:

$$P_{\text{ВЧ}} = P_{\text{пот.р}} + \frac{d(W_{3.р.})}{dt} \quad (\text{III-2})$$

Причем $P_{\text{пот.р}} = U_p^2 / 2R_p$, $W_{3.р.} = cU_p^2 / 2$, U_p — напряжение на резонансной нагрузке. Не решая задачу в общем виде, остановимся на варианте резонансной связи, т. е. $l = n\Lambda / 2$ (Λ — длина волны в линии связи). В этом случае напряжения на нагрузке и выходном резонаторе U_m связаны соотношением $U_m = n_1 U_p / n_2$. Переходя к нормированному напряжению $\bar{U}_p = U_p / U_p^0$, получим (U_p^0 — напряжение, соответствующее максимальному электронному к.п.д.)

$$\frac{d(\bar{U}_p)}{dt} = \frac{2}{\tau_n} - \left(\frac{1}{2\tau_p} + \frac{1}{\tau_n} \right) \bar{U}_p \quad (\text{III-3})$$

где $\tau_n = \frac{C_p U_0^2 n_2^2}{\eta_0 P_n n_1^2}$, $\tau_p = C_p R_p$, U_0 находится из (2.4). Решение этого

уравнения

$$\bar{U}_p = \frac{2}{\left[1 + \frac{\tau_n}{2\tau_p}\right]} \left[1 - \exp\left(-\frac{T}{\tau_n}\left(1 + \frac{\tau_n}{2\tau_p}\right)\right)\right]$$

при подстановке в (III-1) дает

$$\eta_n = \frac{2\eta_0 \left[1 - \exp\left(-\frac{T}{\tau_n}\left(1 + \frac{\tau_n}{2\tau_p}\right)\right)\right]^2}{\frac{T}{\tau_n}\left(1 + \frac{\tau_n}{2\tau_p}\right)} \quad (\text{III-4})$$

Как правило, выполняется условие $\tau_n \ll \tau_p$, что позволяет упростить формулу для η_n :

$$\eta_n \approx 2\eta_0 \frac{(1 - e^{-T/\tau_n})^2}{T/\tau_n} \quad (\text{III-5})$$

Следует отметить, что в этом случае характер изменения напряжения \bar{U}_m на выходном резонаторе совпадает с напряжением \bar{U}_p на нагрузке. Рис. 12 иллюстрирует зависимость η_n/η_0 и напряжения \bar{U}_p на резонансной нагрузке от отношения T/τ_n . Максимальная величина η_n/η_0 достигает 0.814 при $T/\tau_n = 1.3$. При этом $\bar{U}_p = 1.45$. Если же τ_n сравнимо с τ_p , то надо пользоваться формулой (III-4). Максимальная величина η_n/η_0 равна $0.814/[1 + \tau_n/2\tau_p]$ при $T/\tau_n = 1.3/[1 + \tau_n/2\tau_p]$.

Проделанные выкладки можно повторить и для других длин линии связи, однако, зависимость η_n от отношения T/τ_n оказывается точно такой же. Правда, при этом меняется характер изменения напряжения на выходном резонаторе, что может приводить к значительным запасам энергии в нем и нарушению электрической прочности. Так, например, при $l = (2n + 1)\Lambda/4$ ($n = 0, 1, 2, \dots$) зависимость η_n/η_0 , \bar{U}_m и \bar{U}_p от T/τ_n приведена на рис. 13 (в этом случае $\tau_n = 4C_p n_1^2 n_2^2 \eta_0 P_n W_a^2 / U_0^2$).

Приложение IV

СИХРОННОЕ ТОРМОЖЕНИЕ В ЦИЛИНДРИЧЕСКОМ РЕЗОНАТОРЕ С ВРАЩАЮЩИМСЯ H_{111} ТИПОМ ВОЛНЫ

Эффективное синхронное торможение пучка возможно и при использовании в выходном резонаторе типов колебаний с попереч-

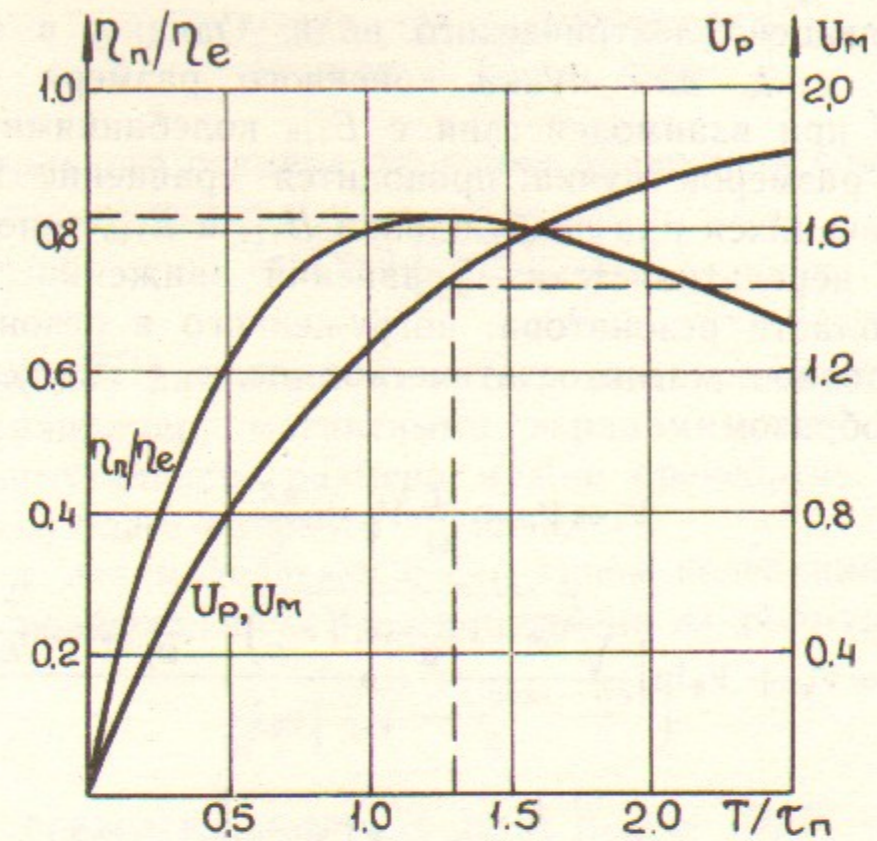


Рис. 12.

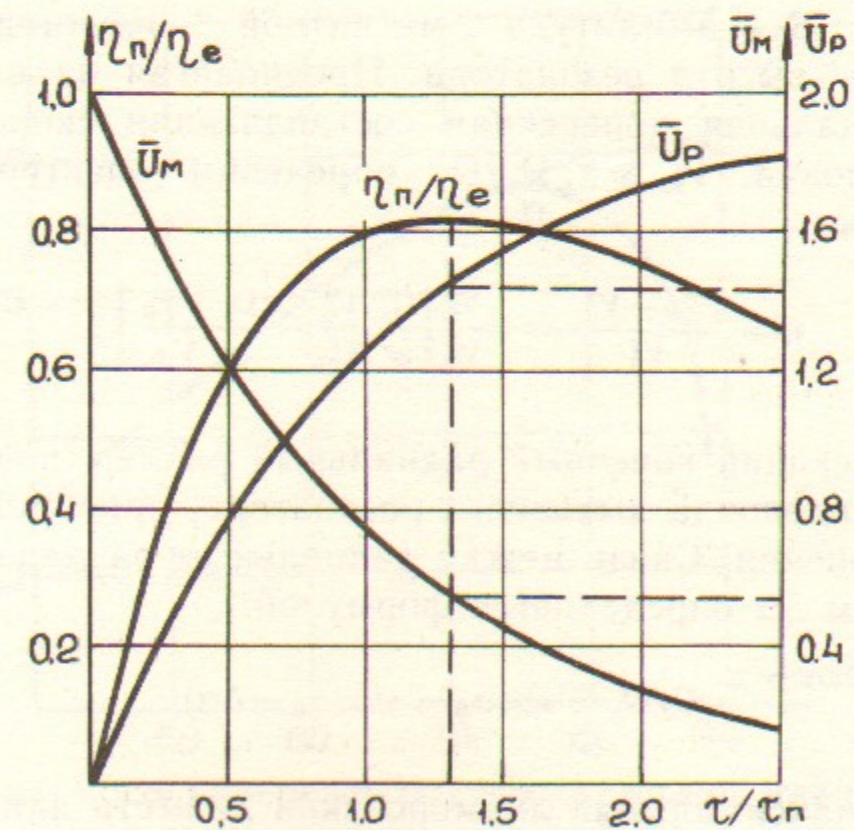


Рис. 13.

ной составляющей электрического поля. Однако, в этом случае электронный к.п.д. для пучка конечного размера оказывается меньше, чем при взаимодействии с E_{110} колебаниями. Ниже для одинаковых размеров пучка проводится сравнение электронных к.п.д., получающихся при возбуждении H_{111} и E_{110} типов.

Решения нерелятивистских уравнений движения электрона в приосевой области резонатора, погруженного в резонансное продольно-однородное магнитостатическое поле ($|\Omega| = \omega$) выглядят следующим образом:

$$V_r = V_{r0} + \frac{\Omega_p}{\Omega} V_\phi \sin \frac{\pi Z}{L},$$

$$V_\phi = V_{\phi0} + V_\phi \ln \left| \frac{\sqrt{V_{z0}^2 - V_\phi^2 \frac{\Omega_p^2}{\Omega^2} \sin^2 \left(\frac{\pi Z}{L} \right)} - \frac{\Omega_p}{\Omega} V_\phi \cos \frac{\pi Z}{L}}{V_{z0} - V_\phi \frac{\Omega_p}{\Omega}} \right|,$$

$$V_z = \sqrt{V_{z0}^2 - \frac{\Omega_p^2}{\Omega^2} V_\phi^2 \sin^2 \frac{\pi Z}{L}},$$

Здесь V_{r0} , $V_{\phi0}$, V_{z0} — составляющие начальной скорости в цилиндрических координатах; $\Omega = eB_z/m_0$ — циклотронная частота; $\Omega_p = eB_0/m_0$, B_0 — амплитуда магнитной индукции ВЧ-поля; $V_\phi = \omega L/\pi$, L — высота резонатора. Предполагая на входе $V_{r0} = 0$, $V_{\phi0} = \omega R$ (начальная поперечная составляющая скорости) и выполнение условия $V_{z0} \gg V_\phi \Omega_p/\Omega$, определим электронный к.п.д. взаимодействия

$$\eta = \frac{V_{z1}^2 - V_{z0}^2}{V_{z0}^2} = 4 \frac{V_\phi^2}{V_{z0}^2} \left[\frac{\Omega_p^2}{\omega^2} \frac{V_\phi^2}{V_{z0}^2} - \frac{\Omega_p}{\omega} \frac{V_{\perp 0}}{V_{z0}} \right]. \quad (IV-1)$$

Пучок, имеющий конечный радиальный размер, попадая в магнитное поле соленоида выходного резонатора, приобретает разброс в углах отклонения. Связь между радиальным размером D и угловым разбросом $\Delta\alpha$ определяется формулой:

$$D/D_\lambda = \sin \alpha_0 - \sin(\alpha_0 - \Delta\alpha), \quad (IV-2)$$

$D_\lambda = \beta_0 \lambda/\pi$ — максимальный ларморовский диаметр для данного поля, α_0 — максимальный угол отклонения частиц в пучке. Проинтегрировав (IV-1) по углам отклонения в интервале $(\alpha_0 - \Delta\alpha, \alpha_0)$, получим для пучка с конечным радиальным размером:

$$\eta_H = \frac{\cos \alpha_0 \cos(\alpha_0 - \Delta\alpha)}{\Delta\alpha \sin(\Delta\alpha)} \left[\ln \left| \frac{\cos(\alpha_0 - \Delta\alpha)}{\cos \alpha_0} \right| \right]^2$$

Учет азимутального размера $\Delta\psi$ пучка приводит к соотношению:

$$\eta'_H = \eta_H \left[\frac{\sin(\Delta\psi/2)}{\Delta\psi/2} \right]^2$$

Если статическое магнитное поле выходного резонатора резко ограничено (например, магнитными экранами), то зависимостью к.п.д. от азимутального размера можно пренебречь, так как она дает поправки более высокого порядка.

Для к.п.д. взаимодействия с E_{110} типом колебаний зависимость от углового разброса может быть получена из формулы (IV-2)

$$\eta_E = \left[\frac{\sin \alpha_0 + \sin(\alpha_0 - \Delta\alpha)}{2} \right]^2 \quad (IV-5)$$

На рис. 14 приведены значения η_E и η_H при $D/D_\lambda = 0.2$ для различных углов отклонения α_0 . Видно, что при увеличении угла отклонения к.п.д. для E_{110} типа нарастает в то время, как для H_{111}

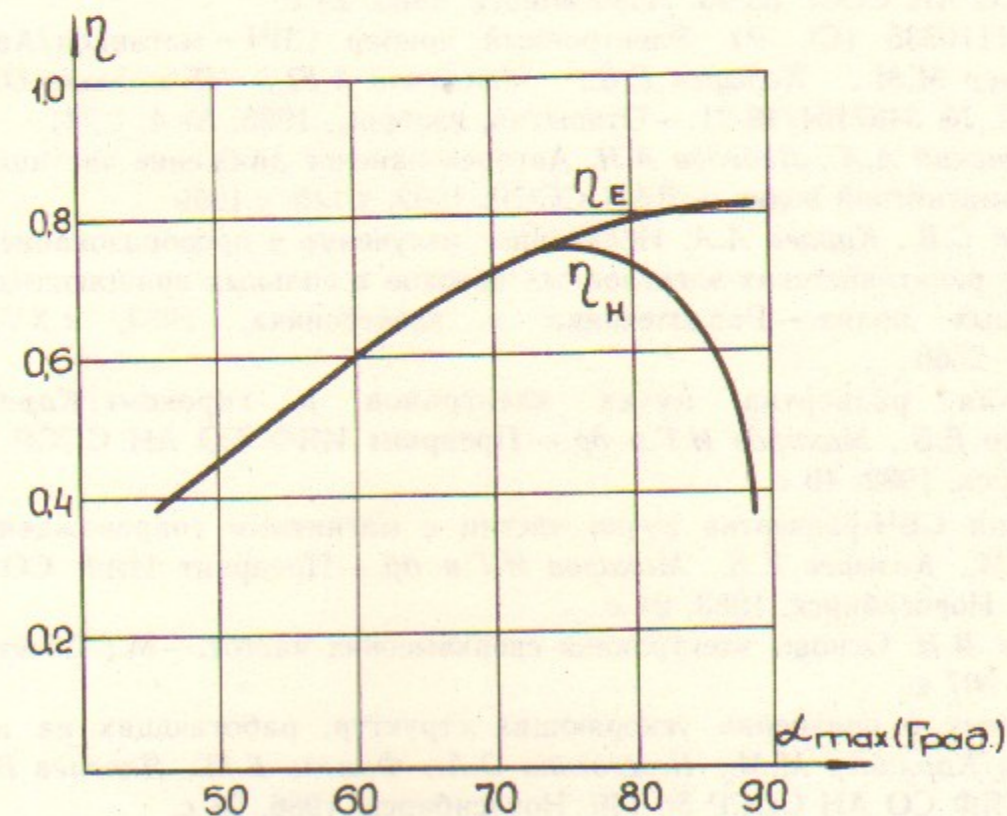


Рис. 14. Сравнительная зависимость электронного к.п.д. от угла отклонения крайней внешней частицы при взаимодействии пучка конечного размера с E_{110} (η_E) и H_{111} (η_H) типами колебаний.

он начинает довольно сильно снижаться. Можно показать, что этот эффект наблюдается и при взаимодействии с другими типами колебаний, у которых поперечная составляющая электрического поля отлична от нуля. В этом заключается принципиальное отличие и преимущество магнотрона (в котором отбор энергии пучка идет в продольном электрическом поле) от схем, предполагающих взаимодействие с поперечным электрическим полем.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Budker G.I., Karliner M.M., Makarov I.G. et al.* Electron Discharge Device. — US Pat. N 3.885.193, Int. cl. H01j25/22, 20 V 1975.
2. Гирокон — высокоэффективный преобразователь энергии мощного релятивистского пучка для СВЧ-питания ускорителей заряженных частиц / *Будкер Г.И., Карлинер М.М., Макаров И.Г. и др.* — Атомная энергия, 1978, т.44, вып.5, с.397.
3. Сильноточный линейный ускоритель комплекса ВЭПП-4. Система высокочастотного питания / *Карлинер М.М., Козырев Е.В., Макаров И.Г. и др.* — Препринт ИЯФ СО АН СССР 84-110. Новосибирск, 1984, 30 с.
4. Анализ ограничений параметров гирокона непрерывного генерирования мегаваттной мощности при переходе от метрового к дециметровому диапазону волн / *Горникер Э.И., Морозов С.Н., Теряев В.Е., Шехтман И.А.* — Препринт ИЯФ СО АН СССР 83-46. Новосибирск, 1983, 23 с.
5. А. с. 1110335 (СССР). Электронный прибор СВЧ — магнотрон / Авт. изобрет. *Карлинер М.М., Козырев Е.В., Максимов А.Ю., Нежевенко О.А.* — Заявл. 09.07.82. № 3467164/18-21. — Открытия, изобрет., 1986, № 4, с.281.
6. *Коломенский А.А., Лебедев А.Н.* Авторезонансное движение частицы в плоской электромагнитной волне. — ДАН СССР, 1962, т.145, с.1259.
7. *Колосов С.В., Кураев А.А.* Нелинейное излучение и преобразование дрейфовой энергии релятивистских электронных потоков в сильных вращающихся электромагнитных полях. — Радиотехника и электроника, 1973, т.XVIII, № 12, с.2558 — 2566.
8. Круговая развертка пучка электронов в гироконе / *Карлинер М.М., Козырев Е.В., Макаров И.Г. и др.* — Препринт ИЯФ СО АН СССР 82-147. Новосибирск, 1982, 40 с.
9. Круговая СВЧ-развертка пучка частиц с магнитным сопровождением / *Карлинер М.М., Козырев Е.В., Макаров И.Г. и др.* — Препринт ИЯФ СО АН СССР 83-143. Новосибирск, 1983, 24 с.
10. *Шевчик В.Н.* Основы электроники сверхвысоких частот. — М.: Советское радио, 1959. — 307 с.
11. К вопросу о сравнении ускоряющих структур, работающих на накопленной энергии / *Карлинер М.М., Нежевенко О.А., Фомель Б.М., Яковлев В.П.* — Препринт ИЯФ СО АН СССР 86-146. Новосибирск, 1986, 38 с.
12. *Алямовский И.В.* Электронные пучки и электронные пушки. — М.: Советское радио, 1966. — 453 с.

13. Расчет пролетного зазора и коэффициента перенапряжений в выходном резонаторе гирокон при различных углах ввода пучка / *Горникер Э.И., Шехтман И.А.* — Препринт ИЯФ СО АН СССР 81-52. Новосибирск, 1981.
14. *Лопухин В.М.* Возбуждение электромагнитных колебаний и волн электронными потоками. — М.: Гостехиздат, 1953. — 324 с.
15. *Вайнштейн Л.А., Солнцев В.А.* Лекции по сверхвысокочастотной электронике. — М.: Советское радио, 1973. — 400 с.

*М.М. Карлинер, Е.В. Козырев, А.Ю. Максимов,
О.А. Нежевенко*

Приближенная теория магникона

Ответственный за выпуск С.Г.Попов

Работа поступила 21 мая 1987 г.
Подписано в печать 27 мая 1987 г. МН 08207
Формат бумаги 60×90 1/16 Объем 2,9 печ.л., 2,4 уч.-изд.л.
Тираж 200 экз. Бесплатно. Заказ № 64

*Набрано в автоматизированной системе на базе фото-
наборного автомата ФА1000 и ЭВМ «Электроника» и
отпечатано на ротаприте Института ядерной физики
СО АН СССР,
Новосибирск, 630090, пр. академика Лаврентьева, 11.*