

28

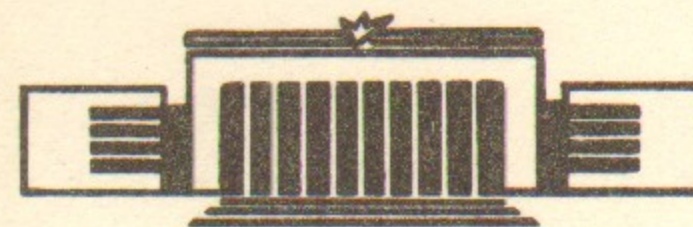


ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СО АН СССР

М.М.Карлинер, Е.В.Козырев, И.Г.Макаров,
А.Ю.Максимов, О.А.Нежевенко, Г.Н.Острейко,
Г.В.Сердобинцев

КРУГОВАЯ СВЧ РАЗВЕРТКА ПУЧКА
ЧАСТИЦ С МАГНИТНЫМ СОПРОВОЖДЕНИЕМ

ПРЕПРИНТ 83-143



НОВОСИБИРСК

КРУГОВАЯ СВЧ РАЗВЕРТКА ПУЧКА ЧАСТИЦ
С МАГНИТНЫМ СОПРОВОЖДЕНИЕМ

Карлинер М.М., Козырев Е.В., Макаров И.Г.,
Максимов А.Ю., Неженко О.А., Острейко Г.Н.,
Сердобинцев Г.В.

А Н Н О Т А Ц И Я

Показана возможность повышения эффективности круговой СВЧ развертки, применяемой в гироконе, путем использования магнитного сопровождения пучка в резонаторе развертки: СВЧ мощность, необходимая для развертки пучка на заданный угол, оказывается меньшей, чем в существующей системе развертки, развертка пучка при магнитном сопровождении дает меньший энергетический разброс, что позволяет получить большие углы отклонения,

В случае применения резонатора развертки совместно с пассивным резонатором при магнитном сопровождении возможно существенное увеличение коэффициента усиления гирокона.

Существенная часть мощности, поступающей в резонатор развертки гирокона [1] затрачивается на ускорение РЭП, связанное с тем, что при отклонении он попадает в ускоряющее высокочастотное электрическое поле (рис.1). Уменьшить эти затраты позволяет сопровождение пучка в резонаторе развертки продольным однородным магнитным полем, таким образом, чтобы направление циклотронного вращения частиц РЭП совпадало с направлением вращения СВЧ поля. При этом магнитное поле в процессе развертки придает частицам отклоняемого пучка дополнительный угловой импульс и компенсирует "отставание" частиц от вращающейся плоскости, в которой напряженность электрического СВЧ поля равна нулю.

Количественно этот эффект оценивался интегрированием уравнения движения частиц во вращающихся полях в приближении малых углов отклонения (см. Приложение I). На рис.2 показана зависимость азимутальной координаты частиц от угла пролета в резонаторе развертки, наблюдаемая в системе координат вращающейся с частотой развертки ω . При различных величинах поля сопровождения (Ω - циклотронная частота) движение частиц изначально происходит либо в области, где продольное электрическое поле является ускоряющим (при $\frac{\Omega}{\omega} > -2$)*, либо в тормозящей фазе (в случае $\frac{\Omega}{\omega} < -2$).

Таким образом пучок либо поглощает энергию из резонатора, либо регенерирует. При $\frac{\Omega}{\omega} = -2$ частицы РЭП движутся в синхронизме с СВЧ полем в плоскости, где электрическая компонента равна нулю. Фазовое равновесие (во вращающейся системе координат) обеспечивается балансом силы, обусловленной действием постоянного магнитного поля $\vec{F}_\lambda = e[\vec{v}\vec{B}] = \gamma m [\vec{v}\vec{\Omega}]$ и силы Кориолиса $\vec{F}_\kappa = 2\gamma m[\vec{v}\vec{\omega}]$. Угол отклонения (угол между вектором полной скорости частиц РЭП и осью системы развертки) на выходе из резонатора равен (Приложение I)

$$\alpha = \left| 2 \frac{\Omega_0}{\omega} \frac{\sin\left[\frac{\theta}{2}\left(1 + \frac{\Omega}{\omega}\right)\right]}{1 + \frac{\Omega}{\omega}} \right| \quad (I)$$

где $\Omega_0 = \frac{eB_0}{\gamma m}$, B_0 - амплитуда высокочастотного магнитного

* Знак "-" соответствует выбранному направлению магнитного поля.

поля на оси резонатора, e, m, γ - параметры частиц. Эффективность отклоняющего резонатора зависит от угла пролета θ и $\frac{\Omega}{\omega}$. Так например при $\frac{\Omega}{\omega} = -1$ угол отклонения (при заданном β_0) растет линейно с углом пролета, а при $\frac{\Omega}{\omega} = -2^*$ пролетная зависимость такая же, как и в случае без магнитного сопровождения ($\frac{\Omega}{\omega} = 0$) и представляет собой осциллирующую функцию. Однако основным критерием выбора оптимальных величин θ и $\frac{\Omega}{\omega}$ является высокочастотная мощность P_{Σ} , необходимая для развертки пучка на заданный угол, определяемая согласно (III.5), (III.6) и (I).

Величина мощности P_{Σ} складывается из потерь в стенках резонатора P_R и затрат на ускорение пучка P_a

$$P_R = 0.84 \cdot 10^{10} \alpha^2 \gamma^2 \frac{\delta}{\lambda} \frac{(1 + \frac{\Omega}{\omega})^2 (\beta \frac{\theta}{2} + 1.92)}{\sin^2 [\frac{\theta}{2} (1 + \frac{\Omega}{\omega})]} \quad (2)$$

$$P_a = \alpha^2 \frac{\gamma+1}{2\gamma} I_n U_n \left\{ \frac{(1 + \frac{\Omega}{\omega})^2 \sin^2 \frac{\theta}{2} - \sin^2 [\frac{\theta}{2} (1 + \frac{\Omega}{\omega})]}{\frac{\Omega}{\omega} \sin^2 [\frac{\theta}{2} (1 + \frac{\Omega}{\omega})]} \right\} \quad (3)$$

δ - толщина скин-слоя стенок резонатора, λ - рабочая длина волны, $\beta = \frac{v}{c}$ - скорость частиц на входе в резонатор, I_n - ток пучка, U_n - ускоряющее напряжение источника частиц.

При малых токах пучка $I_n \rightarrow 0$, $P_a \rightarrow 0$ из-за более эффективного отклонения энергетически выгодна развертка РЭП в случае резонансного поля ($\frac{\Omega}{\omega} = -1$). В случае больших токов величина P_{Σ} становится меньшей в случае $\frac{\Omega}{\omega} = -2$, в котором нет потребления мощности на бесполезное ускорение пучка в отличие от резонансного случая, где частицы РЭП в процессе отклонения всегда ускоряются.

В дальнейшем полученные результаты численно иллюстрируются при РЭП мощностью 2 МВт и 500 МВт ($U_n \approx 100+400$ и $600+1200$ кВ соответственно, $\lambda = 10$ см) практически интересных для создания непрерывных и импульсных гироконв. При этих параметрах РЭП развертка при $\frac{\Omega}{\omega} = -2$ всегда оказывается энергетически выгоднее, чем при $\frac{\Omega}{\omega} = -1$.

* Вариант $\frac{\Omega}{\omega} = -2$ в случае произвольных углов отклонения рассматривается в Приложении III.

При различных значениях $\frac{\Omega}{\omega}$ и заданном угле отклонения величина P_{Σ} , как функция угла пролета, показана на рис.3 (параметры $U_n = 10^6$ В, $I_n = 500$ А, $\alpha = 0,1$, $f = 2,8$ ГГц). При $\frac{\Omega}{\omega} = -2$ выигрыш в мощности сравнительно с $\frac{\Omega}{\omega} = 0$ составляет ~ 15 раз, а с $\frac{\Omega}{\omega} = -1 \sim 10$ раз. В случае $\frac{\Omega}{\omega} = -2$ оптимальный по затратам мощности на развертку угол пролета $\approx \pi$.

Регенеративные режимы развертки, имеющие место в случае $\frac{\Omega}{\omega} < -2$, можно использовать для увеличения коэффициента усиления гироконв, однако при токах больших стартового $I_{ст}$ устройство развертки самовозбуждается. Величина $I_{ст}$ вычисляется согласно (2) и (3) и при $\frac{\Omega}{\omega} \rightarrow -2$ $I_{ст} \rightarrow \infty$. Минимальная величина стартового тока, например при $\theta = \pi$, достигается при $\frac{\Omega}{\omega} = -2,8$ $I_{ст} = 1,6 \cdot 10^5 \gamma \frac{\delta}{\lambda} \frac{(\beta+1,2)}{\beta^2}$. При рассматриваемых параметрах РЭП $I_{ст} \approx 10+15$ А.

На рис.4 изображена проекция траектории частицы пучка на плоскость ортогональную оси резонатора (при $\frac{\Omega}{\omega} = -2$). В резонаторе это кардиоиды, а в постоянном поле после резонатора - окружность, касающаяся оси.

Для использования развертки с магнитным сопровождением в гироконе необходимо организовать вывод РЭП в участок электроно-оптического тракта, свободный от поля сопровождения, без существенных потерь поперечной скорости. Это достигается установкой экрана (рис.5), резко ограничивающего магнитное поле в месте, где частицы проходят вблизи оси. При этом поперечная скорость частиц сохраняется. Реально длина, на которой спадает магнитное поле, конечно - порядка диаметра выпускного отверстия d . Уменьшение поперечной скорости, возникающее при этом $\frac{\Delta v_{\perp}}{v_{\perp}} \approx (\frac{2\pi d}{\beta \lambda})^2$ (Приложение II). В рассматриваемых конкретных примерах развертки мощных непрерывных и импульсных пучков отношение диаметра пучка к длине волны $\frac{d}{\lambda} \leq 0,016$ (таблица I ниже). При отверстии в экране $\sim 0,05 \lambda$ уменьшение угла отклонения при выходе из системы развертки не превышает 10%.

Вследствие конечного поперечного размера РЭП частицы движутся в различных условиях, и при развертке возникает энергетический разброс, уменьшающий КПД гироконв. При магнитном сопровождении минимальному среднему размеру пучка в резонаторе

соответствует бриллюэновский диаметр*. Энергетический разброс при $\frac{\Omega}{\omega} = -2$, $\theta = \pi$ равен (см. Приложение III)

$$\frac{\Delta U_n}{U_n} = \pm \frac{\pi^2}{2} \sqrt{\frac{\gamma+1}{\gamma-1}} \alpha \frac{D}{\lambda}$$

Величина разброса пропорциональна диаметру пучка и углу отклонения. В табл. I для конкретных параметров пучка приведены значения $\frac{D}{\lambda}$ и величина энергетического разброса в процентах на градус угла отклонения.

Таблица I

$P_n = 2 \text{ МВт}$				
U_n (кВ)	100	200	300	400
D/λ	0,016	0,008	0,005	0,0035
$\pm \frac{\Delta U_n}{U_n} / \alpha$ (%)	0,45	0,17	0,092	0,058
$P_n = 500 \text{ МВт}$				
U_n (кВ)	600	800	1000	1200
D/λ	0,033	0,022	0,016	0,012
$\pm \frac{\Delta U_n}{U_n} / \alpha$ (%)	0,48	0,29	0,19	0,14

Малый энергетический разброс на градус угла отклонения позволяет получать большие (до 45° и выше) углы отклонения при развертке. Это дает возможность, используя пучки с относительно большим первансом, создать гирокон большой мощности на длинах волн $\sim 10+30$ см.

Для дополнительного увеличения коэффициента усиления гирокон можно применить пассивный резонатор развертки при магнитном сопровождении. Увеличение коэффициента усиления гирокон при этом составляет (Приложение V ф-ла ПУ.12)

$$K_p = 20 \lg \left[\frac{20 \beta \lambda}{\beta (1 + \frac{1,22}{\beta})} \cdot \frac{\gamma-1}{\gamma} \frac{I_n}{U_n} \right]$$

* При заданном отношении $\frac{\Omega}{\omega}$ и учете релятивистского "стягивания" формула, приведенная в [3] для величины бриллюэновского диаметра, имеет вид $D = 0,69 \cdot 10^{-2} \lambda (I_n)^{\frac{1}{2}} \beta^{\frac{1}{2}} \gamma^{\frac{1}{2}} \left(\frac{\Omega}{\omega}\right)^{-1}$

Благодаря тому, что резонатор не нагружен пучком, эта величина растет с ростом тока пучка. При $\frac{\Omega}{\omega} = -2$, $I_n = 500 \text{ А}$

$U_n = 1000 \text{ кВ}$ увеличение коэффициента усиления гирокон $\sim 46 \text{ дБ}$, в случае непрерывного пучка $I_n = 10 \text{ А}$ $U_n = 200 \text{ кВ}$

$K_p = 15 \text{ дБ}$ на один пассивный резонатор. Наличие магнитного сопровождения позволяет эффективно использовать многорезонаторную систему развертки, поскольку длина электронно-оптического тракта гирокон вне магнитного поля не увеличивается.

* Предполагалось, что постоянная времени пассивного резонатора много меньше длительности импульса тока.

Приложение I

Основные параметры развертки РЭП при различных $\frac{\Omega}{\omega}$

Круговая развертка пучка осуществляется магнитным полем циркулярно-поляризованного колебания E_{110} в цилиндрическом резонаторе. Поскольку движение пучка происходит вблизи оси резонатора, ограничимся первыми членами разложения для электрических и магнитных компонент поля [2]:

$$\begin{aligned} V_x &= V_0 \cos \omega t \\ V_y &= V_0 \sin \omega t \\ E_z &= V_0 \omega (x \cos \omega t + y \sin \omega t) \end{aligned} \quad (\text{III.1})$$

Решение уравнений движения в приближении малых углов отклонения^{**} для частиц вошедших в резонатор с условиями при $t = 0$: $V_x = 0$, $V_y = 0$, $x = 0$, $y = 0$, $z = 0$, дает следующие выражения для координат x, y и скоростей V_x, V_y (ось z направлена по оси резонатора)

$$\begin{aligned} x &= \left(\frac{\Omega_0}{\omega}\right) \frac{\beta \lambda}{2\pi} \cdot \frac{1}{1+\frac{\Omega}{\omega}} \left\{ \frac{\sin\left(\frac{\Omega}{\omega}\theta\right)}{\frac{\Omega}{\omega}} - \sin\theta \right\} \\ y &= \left(\frac{\Omega_0}{\omega}\right) \frac{\beta \lambda}{2\pi} \cdot \frac{1}{1+\frac{\Omega}{\omega}} \left\{ \frac{\cos\left(\frac{\Omega}{\omega}\theta\right) - 1}{\frac{\Omega}{\omega}} + \cos\theta - 1 \right\} \\ z &= \frac{\beta \lambda}{2\pi} \theta \\ V_x &= -\Omega_0 \frac{\beta \lambda}{2\pi} \cdot \frac{1}{1+\frac{\Omega}{\omega}} \left\{ \cos\left(\frac{\Omega}{\omega}\theta\right) - \cos\theta \right\} \\ V_y &= \Omega_0 \frac{\beta \lambda}{2\pi} \cdot \frac{1}{1+\frac{\Omega}{\omega}} \left\{ \sin\left(\frac{\Omega}{\omega}\theta\right) + \sin\theta \right\} \\ V_z &= \beta c = \text{const.} \end{aligned} \quad (\text{III.2})$$

* Для цилиндрического резонатора длиной l при напряжении волны в пучности V величина V_0 равна $V_0 = 0.86V/lc$ где c - скорость света в вакууме.

** Приближение малых углов отклонения как способ решения подобных задач подробно описан в [2]. При решении уравнений при этом полагается постоянной z -вая скорость частиц и пренебрегается изменением γ ввиду малости электрического поля вблизи оси резонатора.

Угол отклонения определяется как

$$\alpha = \frac{\sqrt{V_x^2 + V_y^2}}{\beta c} \quad (\text{III.3})$$

Активная составляющая мощности взаимодействия пучка с волной находилась как:

$$P_a = I_n \frac{\beta \lambda}{2\pi} \int_0^\theta E_z(x(\theta), y(\theta)) d\theta \quad (\text{III.4})$$

$$P_a = I_n V_n \frac{2(\gamma+1)}{\gamma} \left(\frac{\Omega_0}{\omega}\right)^2 \frac{\omega \theta^3}{\Omega^4} \left\{ \frac{\sin^2 \frac{\theta}{2}}{\left(\frac{\theta}{2}\right)^2} - \frac{\sin^2 \left[\frac{\theta}{2} \left(1 + \frac{\Omega}{\omega}\right)\right]}{\left[\frac{\theta}{2} \left(1 + \frac{\Omega}{\omega}\right)\right]^2} \right\} \quad (\text{III.5})$$

Мощность потерь в стенках P_R цилиндрического резонатора обычно вычисляется по величине напряжения в пучности волны $V = 0.86V_0/l$ и приведенного шунтового сопротивления [2]

$$R_{ш} = \frac{66 \frac{l}{\delta}}{1 + \frac{R}{Z}} ; \quad P_R = \frac{V^2}{2R_{ш}} \quad (\text{III.6})$$

Обобщенная расстройка резонатора развертки пучком, определяется аналогично [2]; в случае $\frac{\Omega}{\omega} = -2$, $\theta = \pi$ составляет

$$\chi = - \frac{R_{ш} I_n}{V_n} \frac{\gamma-1}{\gamma} \cdot 0.47 \quad (\text{III.7})$$

В рассмотренных выше примерах РЭП мощности 2 МВт и 500 МВт эта величина соответственно ~ 6 и ~ 100 .

Приложение II

Оценка потери поперечной скорости РЭП при его выводе
через отверстия в ферромагнитном экране

В системе развертки применяется пучок, рожденный на катоде вне магнитного поля. Любым из известных способов [3] пучок сопрягается с магнитной системой. Поэтому, при выводе РЭП через отверстие в экране, крайние частицы могут иметь лишь радиальные относительно центральной частицы компоненты скорости, обусловленные пульсациями. Кроме того, при конечной длине затухания поля в отверстии возможна потеря поперечной скорости РЭП как целого.

Уравнения движения частицы в аксиально-симметричном магнитном поле (параксиальное приближение) выглядят [3]:

$$\ddot{z} + \alpha \frac{\Omega_z^2}{4} = 0 \quad (\text{III.1})$$

$$\dot{\psi} = - \frac{\Omega_z}{2}$$

Здесь обозначено: $\Omega_z = \frac{eB_z}{\gamma m}$ В пролетном пространстве после резонатора развертки, как и в самом резонаторе $\Omega_z = \Omega = -\lambda\omega = \text{const}$ и решение уравнений III.1 определяет траекторию частицы, представляющую собой спираль, касающуюся оси. Вблизи отверстия величина Ω_z спадает практически до нуля на расстоянии порядка диаметра отверстия d . С учетом того, что поперечная скорость v_{\perp} равна

$$v_{\perp}^2 = \dot{z}^2 + (\alpha\dot{\psi})^2$$

уравнения III.1 можно преобразовать к виду

$$v_{\perp} \dot{v}_{\perp} = \dot{z}^2 \frac{\Omega_z \dot{\Omega}_z}{4} \quad (\text{III.2})$$

Оценим потери поперечной скорости при ограничении магнитного поля на длине d .

Из III.2 следует $v_{\perp} \Delta v_{\perp} \lesssim \tilde{z}^2 \frac{\Omega_z \Delta \Omega_z}{4}$ или что эквивалентно:

$$\frac{\Delta v_{\perp}}{v_{\perp}} \lesssim \frac{\tilde{z}^2 \Omega_z^2}{4 v_{\perp}^2}$$

Величина \tilde{z} есть максимальный радиус частицы при движении в области неоднородного поля, она оценивается как $\tilde{z} = v_{\perp} \Delta t$ где Δt — время пролета через область неоднородности. С учетом этого имеем:

$$\frac{\Delta v_{\perp}}{v_{\perp}} \lesssim (\omega \Delta t)^2 = \left(\frac{2\pi d}{\beta \lambda} \right)^2$$

Приложение III

Развертка РЭП при $\frac{\Omega_0}{\omega} = -2$ в случае больших углов отклонения

Синхронное движение частиц РЭП в плоскости, где электрическое поле равно нулю, упрощает решение уравнения движения при произвольных углах отклонения. В цилиндрической системе координат (r, φ, z) система уравнений движения принимает при этом простой вид

$$\begin{aligned} \ddot{r} + r(\omega^2 + \Omega_0^2) &= 0 \\ \ddot{z} &= \dot{r} \Omega_0 \end{aligned} \quad (\text{III.1})$$

Из III.1 видно, что колебание частицы по r при развертке происходит с частотой, зависящей от амплитуды ВЧ поля, возбужденного в резонаторе:

$$\omega' = \sqrt{\omega^2 + \Omega_0^2}$$

Этот факт был опущен в III вследствие использования приближения малых углов отклонения фактически означающего, что $\Omega_0 \ll \omega$.
Общее решение системы имеет вид

$$\begin{aligned} r &= \frac{v_z^0 \Omega_0}{\omega'} \sin \omega' t \\ \dot{\varphi} &= \omega \\ \dot{z} &= v_z^0 - v_z^0 \left(\frac{\Omega_0}{\omega'}\right)^2 (1 - \cos \omega' t) \\ r &= \frac{v_z^0 \Omega_0}{\omega'^2} (1 - \cos \omega' t) \\ z &= \frac{v_z^0 \omega'^2}{\omega'^2} t + \frac{v_z^0 \Omega_0^2}{\omega'^3} \sin \omega' t \end{aligned} \quad (\text{III.2})$$

где v_z^0 — начальная z -вая скорость частицы.

Из III.2 получаются следующие основные соотношения для развертки при $\frac{\Omega_0}{\omega} = -2$ и любых углах отклонения.

При заданном $\frac{\Omega_0}{\omega}$ максимальный угол отклонения равен: $L_{\max} = 2 \arctg \left(\frac{\Omega_0}{\omega}\right)$ и достигается при угле пролета θ_{opt} , равном $\theta_{opt} = \pi / \sqrt{1 + \left(\frac{\Omega_0}{\omega}\right)^2}$

Длина резонатора (l_{opt}), соответствующая θ_{opt} , определяется как:

$$l_{opt} = \theta_{opt} v_z^0 \frac{\omega}{\omega'^2}$$

Радиус частицы на выходе из резонатора в этом случае составляет

$$r_0 = \frac{2 v_z^0 \Omega_0}{\omega'^2}$$

Так, например, при $\frac{\Omega_0}{\omega} = 1$ угол отклонения частицы в резонаторе L_{\max} достигает 90° при соответствующем угле пролета $\theta_{opt} = \pi / \sqrt{2}$. После выхода из резонатора развертки частица движется по спирали, касающейся оси. При длине резонатора, соответствующей l_{opt} , точка касания оси отстоит от выхода из резонатора на расстоянии:

$$l_a = \frac{\pi v_z^0}{2\omega} \frac{1 - \left(\frac{\Omega_0}{\omega}\right)^2}{1 + \left(\frac{\Omega_0}{\omega}\right)^2}$$

Энергетический разброс РЭП при развертке

Решения уравнений движения (III.2) в условиях $t=0$, $X_0=0$, $Y_0=0$ аддитивны относительно ненулевых начальных координат X_0 , Y_0 инжекции частиц в резонатор. Это позволяет утверждать, что при малых углах отклонения, когда структура бриллюэновского или близкого к нему пульсирующего пучка не нарушается, движение частиц в первом приближении просто складывается из внутрипучкового вращения [3] и движения как единого целого. Вычисляя в этих условиях интеграл (III.4) для диаметрально расположенных крайних частиц пучка, определяем максимальную величину разброса относительно энергии центральной частицы

$$\frac{\Delta U_n}{U_n} = \pm \sqrt{\frac{\gamma+1}{\gamma-1}} \frac{D}{\lambda} \pi \frac{\Omega_0}{\omega} \frac{\sin\left[\frac{\theta}{2}\left(1+\frac{\Omega}{2\omega}\right)\right]}{1+\frac{\Omega}{2\omega}} \quad (\text{III.1})$$

D — поперечный размер равновесного пучка. При наличии пульсаций удовлетворительную оценку ф-ла III.1 дает, если использовать в качестве D — средний размер пучка в резонаторе.

При $\frac{\Omega}{\omega} = -2$ и заданной напряженности ВЧ поля в резонаторе величина разброса растет линейно с углом пролета частиц. Это происходит вследствие того, что частота обращения частицы вокруг оси пучка в два раза ниже ларморовской, что приводит к синхронизму частиц пучка с ВЧ полем в фазе, в которой они были инжектированы в резонатор. При заданном α используя ф-лу (I) разброс можно найти как

$$\frac{\Delta U_n}{U_n} = \pm \sqrt{\frac{\gamma+1}{\gamma-1}} \frac{D}{\lambda} \frac{\pi}{2} \alpha \frac{\sin\left[\frac{\theta}{2}\left(1+\frac{\Omega}{2\omega}\right)\right] \left(1+\frac{\Omega}{2\omega}\right)}{\sin\left[\frac{\theta}{2}\left(1+\frac{\Omega}{\omega}\right)\right] \left(1+\frac{\Omega}{2\omega}\right)} \quad (\text{III.2})$$

Наличие энергетического разброса приводит к разбросу продольных скоростей и, соответственно, углов отклонения различных частиц

$$\left(\frac{\Delta\alpha}{\alpha}\right)_E = \frac{1}{(\gamma+1)\gamma} \frac{\Delta U_n}{U_n}$$

Кроме того, разброс в массах частиц вызывает дополнительный угловой разброс при выводе РЭП через отверстия в магнитном экране (эффект спектрометра), однако эта величина обычно мала:

$$\left(\frac{\Delta\alpha}{\alpha}\right)_S = \left(\frac{\pi D}{\lambda}\right)^2$$

Приложение У

Оценка параметров пассивного резонатора развертки при магнитном сопровождении

Основным параметром, характеризующим пассивный резонатор, является коэффициент увеличения угла отклонения K , определяемый как:

$$K = \frac{\alpha_{вых}}{\alpha_{вх}}$$

Здесь: $\alpha_{вых}$ - угол отклонения (по скорости) пучка на выходе пассивного резонатора, $\alpha_{вх}$ - угол отклонения на входе в пассивный резонатор. Величина K зависит от тока и напряжения пучка, высоты резонатора (угла пролета), величины поля сопровождения, а также угла пролета между активным резонатором развертки и пассивным, определяющим условия ввода РЭП в пассивный резонатор. Решение самосогласованной задачи разбивается на два этапа:

- 1) решение уравнений движения в фиксированном поле;
- 2) определение условий, обеспечивающих возбуждение заданного поля.

При этом для угла отклонения на выходе резонатора имеем:

$$\alpha_{вых} = \sqrt{\alpha_{вх}^2 + \alpha_0^2 + 2\alpha_{вх}\alpha_0 \sin(\psi_0 - (1 + \frac{\Omega}{\omega})\frac{\theta}{2})} \quad (\text{ПУ.1})$$

где

$$\alpha_0 = 2 \frac{\Omega_0}{\omega} \frac{\sin \frac{\theta}{2} (1 + \frac{\Omega}{\omega})}{1 + \frac{\Omega}{\omega}} \quad (\text{ПУ.2})$$

α_0 - величина, определяемая аналогично углу отклонения в резонаторе развертки (см. ф-лу (I)) с параметрами пассивного резонатора Ω_0 и θ (вычисляется с учетом $\Omega_0 < 0$ и знака пролетного коэффициента), ψ_0 - угол между направлением поперечной скорости РЭП и вектором высокочастотного магнитного поля

на входе в резонатор.

Мощность взаимодействия пучка* с полем пассивного резонатора определяется аналогично ПИ.4:

$$P_a = I_n U_n \left\{ \frac{2(\gamma+1)}{\gamma} \left(\frac{\Omega_0}{\omega} \right)^2 \frac{\omega \theta^2}{\Omega^4} \frac{\sin^2 \frac{\theta}{2}}{\left(\frac{\theta}{2} \right)^2} - \frac{\sin^2 \left[\frac{\theta}{2} \left(1 + \frac{\Omega}{\omega} \right) \right]}{\left[\frac{\theta}{2} \left(1 + \frac{\Omega}{\omega} \right) \right]^2} \right\} +$$

$$+ I_n U_n \sqrt{\frac{\gamma+1}{\gamma-1}} 4\pi \frac{\Omega_0}{\omega} \frac{r_0}{\lambda} \sin \frac{\theta}{2} \cos \left(\frac{\theta}{2} - \psi_0 \right) + \quad (\text{ПУ.3})$$

$$+ I_n U_n \sqrt{\frac{\gamma+1}{\gamma-1}} 4\pi \frac{\Omega_0}{\omega} \frac{r_A^0}{\lambda} \left\{ \frac{\sin \left[\frac{\theta}{2} \left(1 + \frac{\Omega}{\omega} \right) \right]}{1 + \frac{\Omega}{\omega}} \cdot \sin \left[\frac{\theta}{2} \left(1 + \frac{\Omega}{\omega} \right) - \psi_0 \right] - \right.$$

$$\left. - \sin \frac{\theta}{2} \sin \left(\frac{\theta}{2} - \psi_0 \right) \right\}$$

Здесь обозначено: r_0 - модуль радиус-вектора пучка на входе в резонатор, ψ_0 - угол между радиус-вектором пучка и вектором магнитного ВЧ поля в момент входа РЭП, $r_A^0 = \frac{\sqrt{v_x^2 + v_y^2}}{\Omega}$ - величина, по модулю равная ларморовскому радиусу, соответствующему поперечной скорости частиц РЭП на входе в резонатор.

Конкретизируем рассмотрение наиболее интересным случаем $\frac{\Omega}{\omega} = -2$, $\theta = \pi$. При этом (ПУ.1) и (ПУ.3) с учетом того, что $\alpha_0 < 0$ и $r_A^0 < 0$

$$\alpha_{вых} = \sqrt{\alpha_{вх}^2 + \alpha_0^2 - 2\alpha_{вх}|\alpha_0| \cos \psi_0} \quad (\text{ПУ.4})$$

$$P_a = U_n I_n \sqrt{\frac{\gamma+1}{\gamma-1}} 4\pi \frac{\Omega_0}{\omega} \left(\frac{r_0}{\lambda} \sin \psi_0 + 2 \frac{|r_A^0|}{\lambda} \cos \psi_0 \right) \quad (\text{ПУ.5})$$

Используя ПИ.1 как начальные условия движения частиц в пролетном промежутке между активным и пассивным резонаторами, получаем следующую связь между r_0 , r_A^0 , ψ_0 и ψ_0 и углом пролета θ_p между активным и пассивным резонаторами

* Используется модель бесконечно-тонкого пучка

$$\gamma_0 = |2\gamma_0^0 \cos \theta_p|; \quad \psi_0 = \theta_p + \psi_0 + \frac{\pi}{2} \quad (\text{IV.6})$$

В момент выхода частицы из активного резонатора развертки абсолютная угловая координата частицы в (IV.6) равна $\frac{\pi}{2}$. С учетом IV.6 величина P_a (IV.5) равна:

$$P_a = I_n U_n \sqrt{\frac{\gamma+1}{\gamma-1}} \frac{\Omega_0}{\omega} 2\beta d_{bx} (-\cos(\psi_0 - \theta_p) |\cos \theta_p| + \cos \psi_0) \quad (\text{IV.7})$$

Экстремум P_a и соответственно α_0 имеет место при $\theta_p = \frac{\pi}{2}$, $\psi_0 = 0$, при этом из IV.4 следует

$$\frac{d \ln x}{d b x} = \frac{d \alpha_0}{d b x} - 1 \quad (\text{IV.8})$$

Условие $\theta_p = \frac{\pi}{2}$ влечет $\gamma_0 = 0$ (IV.6). Это означает, что максимальное возбуждение резонатора имеет место, когда частицы РЭП вводятся в резонатор вблизи оси и поперечная скорость имеет только радиальную компоненту; $\psi_0 = 0$ — означает, что в момент ввода частицы в резонатор направление поперечной скорости и высокочастотного магнитного поля совпадают. Баланс активной и реактивной компонент мощности связанных с пучком и электродинамической системой является условием, обеспечивающим возбуждение волны и замыкает решение самосогласованной задачи. Для активной компоненты имеем

$$\frac{\Omega_0}{\omega} I_n U_n \sqrt{\frac{\gamma+1}{\gamma-1}} \beta 2d_{bx} = P_R \quad (\text{IV.9})$$

С учетом III.6 определяется $\frac{\Omega_0}{\omega}$ и согласно IV.2 величина α_0

$$\frac{d \alpha_0}{d b x} = \frac{20 \beta \lambda}{8(1 + \frac{1.22}{\beta})} \frac{\gamma-1}{\gamma} \frac{I_n}{U_n} \quad (\text{IV.10})$$

Обычно $\frac{d \alpha_0}{d b x} \gg 1$ при этом

$$K = \frac{d \ln x}{d b x} \approx \frac{d \alpha_0}{d b x} \quad (\text{IV.11})$$

Таким образом максимальное увеличение коэффициента усиления гирокона составляет

$$K_p = 10 \lg K^2 = 20 \lg \left(\frac{20 \beta \lambda}{8(1 + \frac{1.22}{\beta})} \frac{\gamma-1}{\gamma} \frac{I_n}{U_n} \right)$$

Баланс реактивных компонент мощности дает величину расстройки пассивного резонатора пучком. В условиях максимального возбуждения резонатора ($\gamma_0 = 0$, $\psi_0 = 0$) реактивная компонента мощности, связанная с предварительной разверткой, т.е. с возбуждением резонатора пучком равна нулю и расстройка пассивного резонатора определяется согласно ф-ле III.7 для активного резонатора развертки.

Л и т е р а т у р а

1. G.I. Budker, M.M. Karliner, I.G. Makarov,
et. al. Particle Accelerators 1979, Vol 10. pp. 41.

2. М.М.Карлинер, Е.В.Козырев, И.Г.Макаров и др. "Круговая
 развертка пучка электронов в гироконе". Препринт ИЯФ
 СО АН СССР № 82-147, Новосибирск, 1982.

3. И.В.Алямовский. "Электронные пучки и электронные
 пушки". "Сов.радио". 1966.

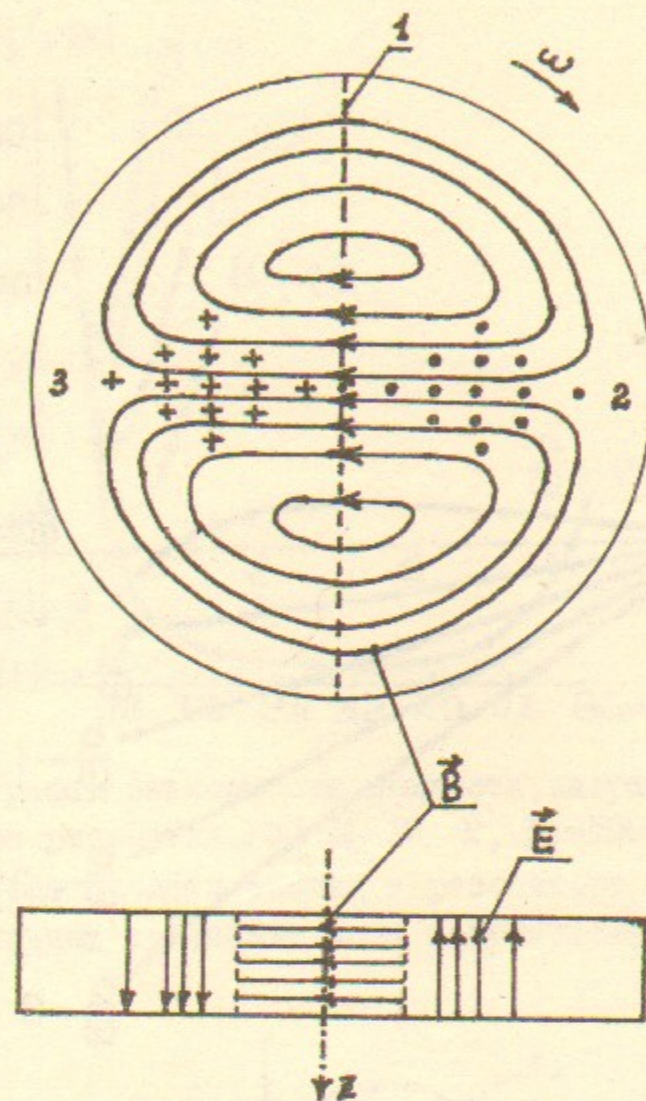


Рис.1. Картина силовых линий электромагнитного
 поля в резонаторе развёртки:

- 1 .плоскость в которой электромагнитное
 поле равно нулю,
- 2 .область ускоряющего электрического поля
 для РЭП вводимого по оси Z ,
- 3 .область тормозящего электрического поля.

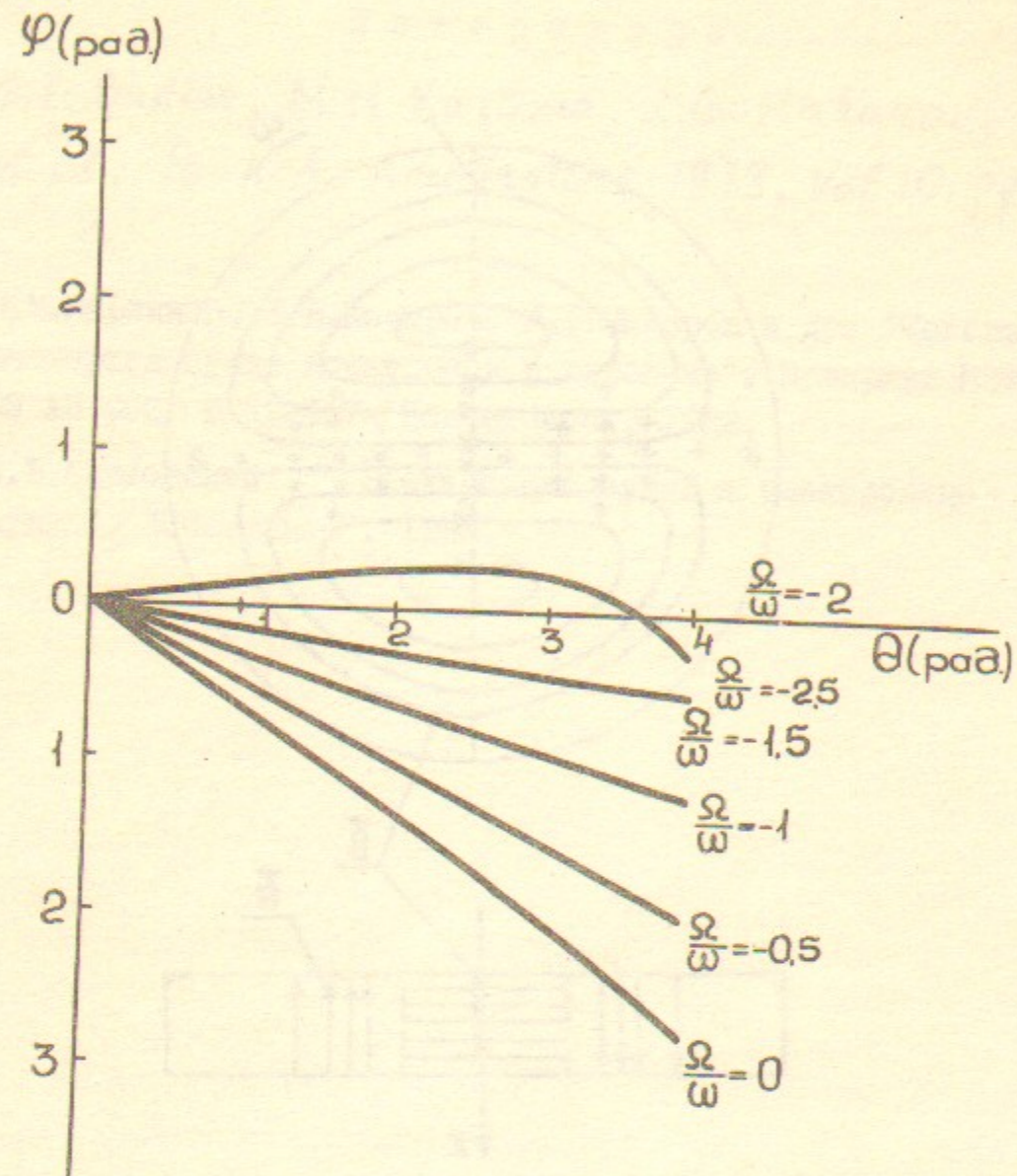


Рис.2. График зависимости азимутальной координаты частиц от угла пролёта в резонаторе развёртки в системе координат вращающейся с частотой развёртки при различных величинах поля сопровождения: $\psi > 0$ соответствует области тормозящего электрического поля, $\psi < 0$ - ускоряющего.

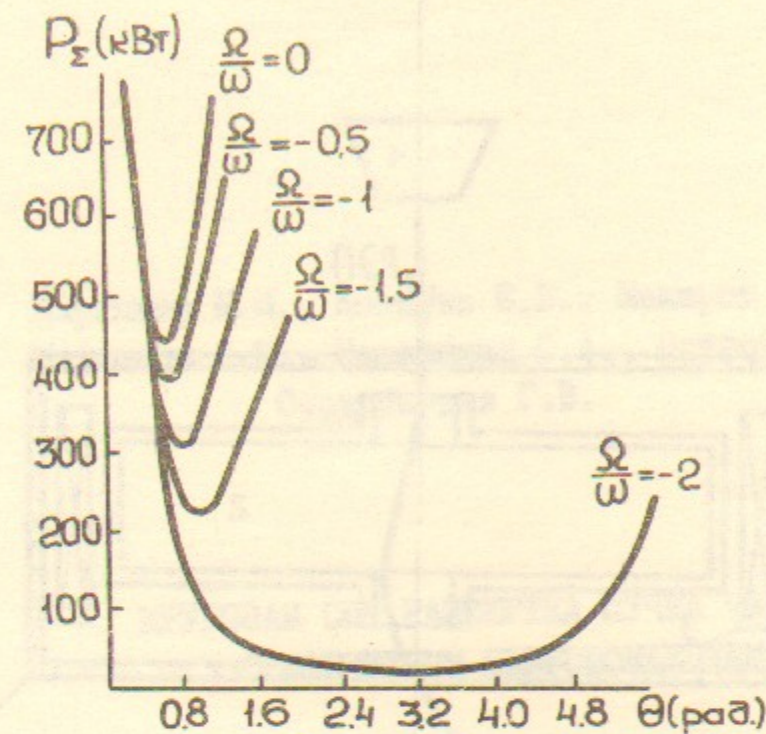


Рис.3. График зависимости мощности, затрачиваемой на развёртку РЭП $U_p=10$ В, $I_p=500$ А от угла пролёта частиц в резонаторе при различных величинах поля сопровождения ($\frac{\Omega}{\omega}$)

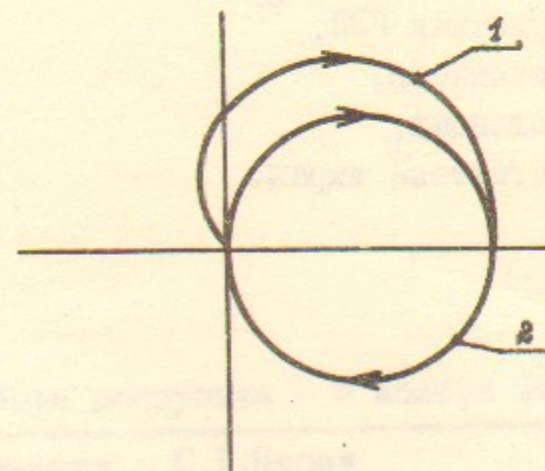


Рис.4. Проекция траектории частицы РЭП вошедшей по оси резонатора на плоскость ортогональную оси: 1 - в резонаторе, 2 - в пролётном промежутке.

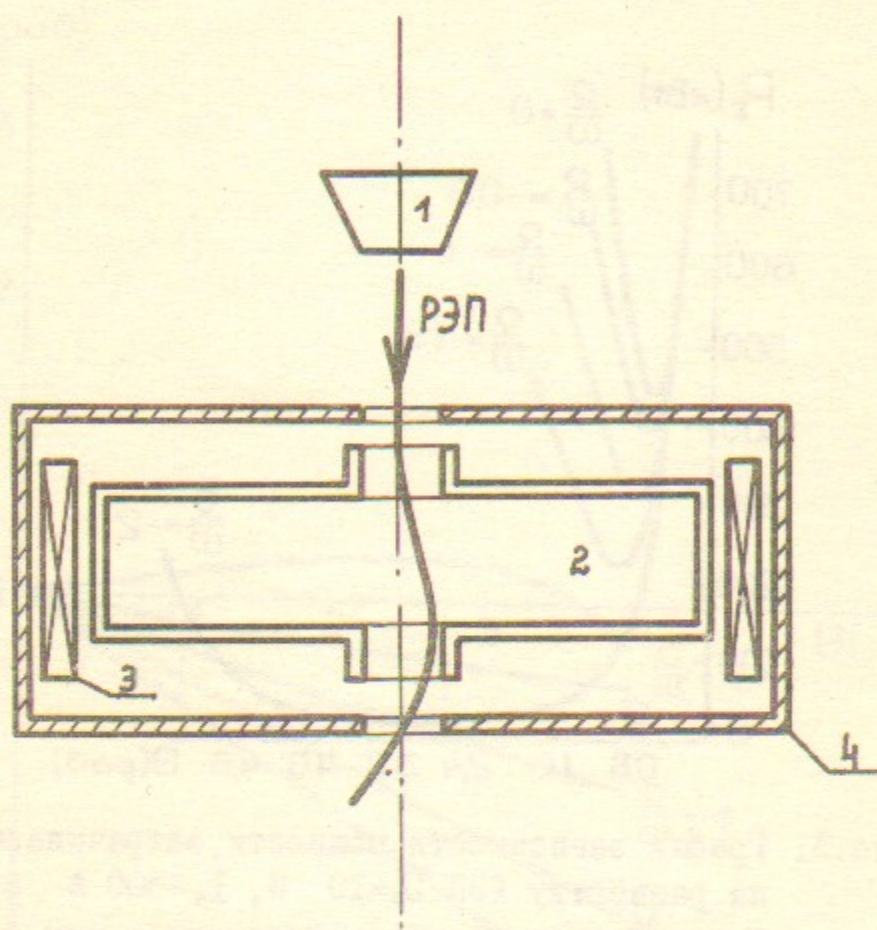


Рис.5. Схематическое изображение устройства круговой развёртки РЭП при $\frac{\Omega}{\omega} = -2$:

1. источник РЭП,
2. резонатор,
3. соленоид,
4. магнитный экран.

Карлинер М.М., Козырев Е.В., Махаров И.Г.,
 Максимов А.Д., Нежевенко О.А., Острейко Г.Н.,
 Сердубинцев Г.В.

КРУГОВАЯ СВЧ РАЗВЕРТКА ПУЧКА ЧАСТИЦ
 С МАГНИТНЫМ СОПРОВОЖДЕНИЕМ

Препринт
 № 83-143

Работа поступила - 5 ноября 1983 г.

Ответственный за выпуск - С.Г.Попов
 Подписано к печати 25.11-83 г. МН 03424
 Формат бумаги 60x90 1/16 Усл.1,5 печ.л., 1,2 учетно-изд.л.
 Тираж 290 экз. Бесплатно. Заказ № 143.

Ротапринт ИЯФ СО АН СССР, г.Новосибирск, 90