



Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

И. Е. Ботвинник, В. Л. Братман, Г. Г. Денисов,
М. М. Офицеров, М. И. Петелин, А. Ш. Фикс, Ис-
следование электронно-оптических систем реляти-
вистских электронных мазеров,
ЖТФ, 1984, том 54, выпуск 2, 293–298

<https://www.mathnet.ru/jtf1655>

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением

<https://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 18.97.9.168

21 мая 2025 г., 01:24:46



ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРОННО-ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОННЫХ МАЗЕРОВ

*И. Е. Ботвинник, В. Л. Братман, Г. Г. Денисов,
М. М. Офицеров, М. И. Петелин, А. Ш. Фикс*

В системах накачки МСЭ миллиметрового диапазона длин волн получены пучки релятивистских электронов с осцилляторной скоростью до $v_{\perp}=0.4c$ с малым скоростным разбросом.

В релятивистской высокочастотной электронике больших мощностей, как и в слабoreлятивистской, наиболее коротковолновыми являются генераторы, основанные на индуцированном термозном излучении частиц, — мазеры на циклотронном резонансе (МЦР) и убитроны. В этих генераторах электроны движутся по криволинейным траекториям, причем в МЦР, где взаимодействие с волной происходит в однородном магнитном поле, электронам необходимо заранее сообщить осцилляторную скорость, а в убитронах осцилляторная скорость приобретает непосредственно в пространстве взаимодействия при движении частиц в пространственно-периодическом (ондуляторном) поле. В обоих случаях система накачки должна сообщать электронам достаточно большую осцилляторную скорость v_{\perp} с возможно меньшим разбросом Δv_{\perp} .

В силу специфики, связанной с использованием в релятивистских «сильноточных» генераторах холодных катодов со взрывной эмиссией, при переходе к релятивистским энергиям частиц не удается непосредственно использовать для накачки осцилляторной энергии в электронный пучок адиабатических электронных пушек магнетронного типа, как это принято к слабoreлятивистских МЦР (гиротронах). Из известных к настоящему времени систем накачки наиболее перспективными представляются неадиабатический магнетронный инжектор [1] и система резонансной раскачки частиц прямолинейного пучка в комбинированном пространственно-периодическом и однородном магнитном поле [2].

Целью данной статьи является изложение результатов исследования второго метода — резонансной раскачки, проведенного при реализации мазеров на циклотронном авторезонансе и убитрона в [3, 4].

1. Методы создания пространственно-периодического магнитного поля

Комбинированное поле, содержащее пространственно-периодическую и однородную компоненты, можно получить различными способами. Применительно к задачам сильноточной электроники один из простейших способов заключается в модуляции поля импульсного соленоида периодической системой проводящих тел. Если такие тела представляют собой тонкие сплошные кольца (рис. 1, а), для которых

$$(r_2 - r_1) \ll r_1, \quad \bar{a}, \quad (1)$$

то, согласно расчетам,

$$H_z = \tilde{H}_0(t) - F(t) + CF(t) I_0(hr) \cos hz, \quad H_r = CF(t) I_1(hr) \sin hz, \quad (2)$$

где r_1 и r_2 — внутренний и внешний радиусы колец, $\bar{d}=d/2\pi$, d — период системы, $\vec{H}_0(t)$ — невозмущенное кольцами поле соленоида,

$$F(t) = e^{-\alpha t} \int_0^t \vec{H}_0(t') e^{\alpha t'} dt' \quad (3)$$

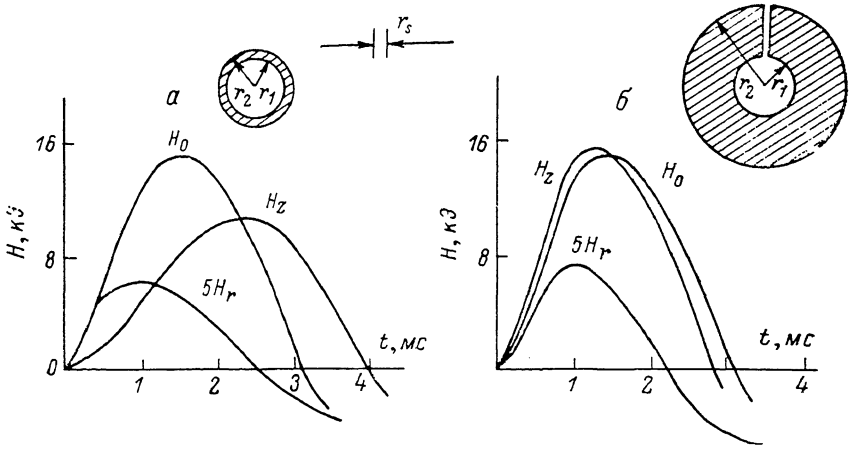


Рис. 1. Модуляция импульсного магнитного поля системой сплошных колец (а) и системой колец с радиальными размерами (б).

— функция, описывающая одновременно и модуляцию, и уменьшение однородного поля вследствие экранировки кольцами,

$$C = 2(r_1 a) K_1(hr_1) \sin ha, \quad (4)$$

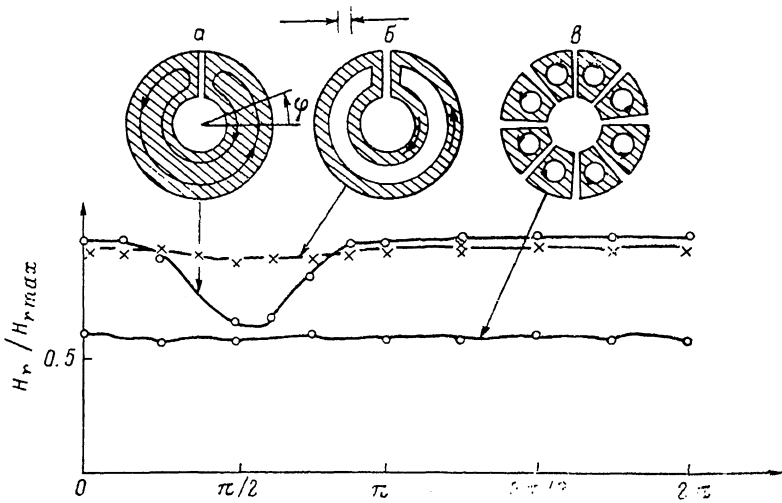


Рис. 2. Азимутальная неоднородность поперечного магнитного поля в различных системах разрезных колец.

$\Omega = c^2 D / 4\pi \sigma a r_1 (r_2 - r_1)$ — характерная частота системы, c — скорость света, σ — проводимость материала колец, $2a$ — ширина колец, $h = 2\pi/\bar{d}$, I_0 и I_1 — модифицированные функции Бесселя, K_1 — функция Макдональда.

Поперечная компонента поля максимальна, когда толщина колец близка к глубине скин-слоя

$$(r_2 - r_1) \sim c / 2\pi \cdot \sqrt{T/\sigma}, \quad (5)$$

где T — период поля возбуждения \tilde{H}_0 . В этом случае, однако, однородная компонента поля $H_0 = (\tilde{H}_0 - F)$ существенно снижается (см. также результаты численных расчетов и экспериментов [5, 6] и рис. 1, б).

В тех случаях, когда ослабление однородного поля в результате экранировки недопустимо, его можно избежать, используя вместо сплошных колец проводящие тела незамкнутого типа: кольца с радиальными разрезами, спирали и т. д. (рис. 2). Если глубина скин-слоя мала по сравнению с толщиной таких тел, то они обтекаются магнитным полем как идеальной жидкостью. Чем больше толщина тел, тем более эффективной является модуляция поля. Например, система разрезанных по радиусу колец вызывает сильную модуляцию внутри слоя толщиной $\Delta r \sim \tilde{d}$ вблизи «колец», если их толщина достаточно велика $(r_2 - r_1) \gg \tilde{d}$ и периодическое поле, созданное токами, текущими по внутренним сторонам «колец», существенно больше поля, созданного токами, текущими по внешним сторонам.

Чем больше длительность магнитного импульса, тем больше глубина скин-слоя, занятого индукционными токами, и больше азимутальная неоднородность, обусловленная наличием разрезов (рис. 2, а). Чтобы уменьшить этот эффект, можно ценой некоторого снижения глубины модуляции исключить пути для протекания «паразитных» токов (рис. 2, б) или увеличить число радиальных разрезов (рис. 2, в).

2. Накачка осцилляторной скорости электронов в пространственно-периодическом магнитном поле

Движение электрона в магнитном поле удобно описывать с помощью функции Лагранжа

$$L = -m_0 c^2 \sqrt{1 - v^2/c^2} - e/c \cdot (A, \mathbf{v}), \quad (6)$$

где m_0 , $(-e)$, \mathbf{v} — масса покоя, заряд и скорость электрона; A — вектор-потенциал. Полю, образованному комбинацией однородного продольного поля $H_0 z_0$ и аксиально-симметричного пространственно-периодического поля, соответствует одна компонента вектора-потенциала

$$A_\varphi = \frac{H_0}{2} r_0 + \alpha \frac{H_0}{h} I_1(hr) \cos hz, \quad (7)$$

где α — коэффициент модуляции (ср. с (2); в случае импульсного поля характерное время его изменения, разумеется, во много раз больше времени пролета электрона, поэтому в (6) всегда можно считать A независящим от времени).

В поле (7) у электрона сохраняются масса $m = m_0 \sqrt{1 - v^2/c^2}$ и угловой момент

$$\frac{\partial L}{\partial \dot{\varphi}} = mr \left[r \dot{\varphi} - \omega_H \left(\frac{r}{2} + \frac{\alpha}{h} I_1(hr) \cos hz \right) \right]. \quad (8)$$

В (8) $\omega_H = eH_0/mc$ — циклотронная частота электрона. Уравнения для радиальной и продольной координат электрона имеют вид

$$\ddot{r} = r \dot{\varphi}^2 - \omega_H r \dot{\varphi} [1 + \alpha I_0(hr) \cos hz], \quad \ddot{z} = \omega_H r \dot{\varphi} \alpha I_1(hr) \sin hz. \quad (9)$$

Если периодическая компонента поля отсутствует (параметр модуляции α равен нулю), а электрон не имеет начальной поперечной скорости, то уравнения (9) описывают движение по прямой

$$r = r_0, \quad \varphi = \varphi_0, \quad z = v_{\parallel 0} t + z_0. \quad (10)$$

Считая параметр модуляции малым $|\alpha| \ll 1$, преобразуем с учетом (8) уравнение для радиальной координаты к виду

$$\ddot{r}_1 + \omega_H^2 r_1 = -\alpha \frac{\omega_H^2}{h} I_1(hr_0) \cos(\Omega t + z_0). \quad (11)$$

Это уравнение линейного осциллятора с собственной частотой ω_H , на который действует периодическая внешняя сила с баунс-частотой $\Omega = \hbar\nu_{\omega_0}$. Решение уравнения (11) имеет вид

$$r_1 = -\alpha \frac{I_1(\hbar r_0)}{\hbar} \frac{\omega_H^2}{\omega_H^2 - \Omega^2} [1 - \cos(\Omega t + z_0)]. \quad (12)$$

Соответственно для поперечных компонент скорости электрона имеем

$$\begin{aligned} v_{r_1} &= \alpha v_{\parallel 0} I_1(\hbar r_0) \frac{\omega_H^2}{\omega_H^2 - \Omega^2} \sin(\Omega t + z_0), \\ v_{\varphi_1} &= \alpha \frac{\omega_H}{\hbar} I_1(\hbar r_0) \left(1 + \frac{\omega_H^2}{\omega_H^2 - \Omega^2} \right) \cos(\Omega t + z_0). \end{aligned} \quad (13)$$

Вблизи резонанса $\omega_H \simeq \Omega$ радиальная координата и поперечная скорость электрона линейно возрастают по длине, так что

$$|r_1|_{\max} = |\alpha| I_1(\hbar r_0) L, \quad \beta_{\perp 1} = |\alpha| \beta_{\perp 0} I_1(\hbar r_0) \cdot 2\pi N, \quad (14)$$

где $\beta_{\perp} = v_{\perp}/c$; $\beta_{\parallel} = v_{\parallel}/c$; $N = \omega_H t / 2\pi \simeq \Omega t / 2\pi$ — число осцилляций электрона, совпадающее при резонансе с числом периодов поля. Линейные по L зависимости (14) справедливы до тех пор, пока расстройка резонанса $|\omega_H - \Omega| L / v_{\parallel}$, возникающая вследствие изменения поступательной скорости электрона, существенно меньше π . Согласно нелинейной теории (Н. С. Гинзбург [7]), максимальное значение осцилляторной скорости, которое может быть достигнуто при строго периодическом поле накачки, определяется соотношением

$$(\beta_{\perp}/\beta_{\parallel})_{\max} \simeq 3 [|\alpha| I_1(\hbar r_0)]^{1/2}.$$

Для эффективной работы электронного мазера начальный разброс поперечных скоростей частиц $\delta\beta_{\perp 0}$ и разброс $\delta\beta_{\perp 1}$, приобретаемый в системе раскачки, должны удовлетворять условию [7]

$$\delta\beta_{\perp 0}/\beta_{\perp 1}, \quad \delta\beta_{\perp 1}/\beta_{\perp 1} \leq 1/M (\gamma\beta_{\perp 1})^2, \quad (15)$$

где M — число колебаний частицы в пространстве взаимодействия прибора ($M \gg 1$; для убитрона $M=N$), $\gamma = m/m_0$ — лоренц-фактор электрона. В соответствии с (14) при раскачке в аксиально-симметричном пространственно-периодическом поле электроны приобретают скоростной разброс

$$\frac{\delta\beta_{\perp 1}}{\beta_{\perp 1}} = \frac{I_1'(\hbar r_0)}{I_1(\hbar r_0)} \frac{\delta r_0}{d} \sim \frac{\delta r_0}{d}, \quad (16)$$

обусловленный наличием начального позиционного разброса δr_0 . Допустимый позиционный разброс ограничен требованием

$$\delta r_0/d \leq 1/M (\gamma\beta_{\perp 1})^2, \quad (17)$$

которое становится весьма жестким по мере приближения осцилляторной скорости частиц к релятивистским значениям $\beta_{\perp} \sim \gamma^{-1}$.

3. Диагностика пучка электронов, движущихся по криволинейным траекториям

Для определения параметров пучка, прошедшего систему накачки осцилляторной скорости, мы использовали простой метод, являющийся модификацией метода, реализованного в [8]. Метод заключается в следующем. На пути кольцевого пучка электронов, движущихся по криволинейным траекториям, ставится диафрагма — тонкая металлическая пластина, в которой прорезано несколько узких радиальных щелей (рис. 3). На определенном расстоянии L за диафрагмой располагается флюоресцирующий экран \mathcal{E} — пленка пластикового сцинтиллятора, которая при бомбардировке электронами, прошедшими

через щели в диафрагме, светится в оптическом диапазоне. Свечение регистрируется на чувствительную фотопленку. Анализ фотографий, соответствующих определенным расстояниям L и напряженностям магнитного поля H_0 , позволяет определить: 1) поперечные и продольные скорости частиц $v_{\perp, \parallel}$ и их разбросы $\delta v_{\perp, \parallel}$; 2) радиальный разброс δr_0 положений ведущих центров частиц; 3) качество юстировки электронного пучка.

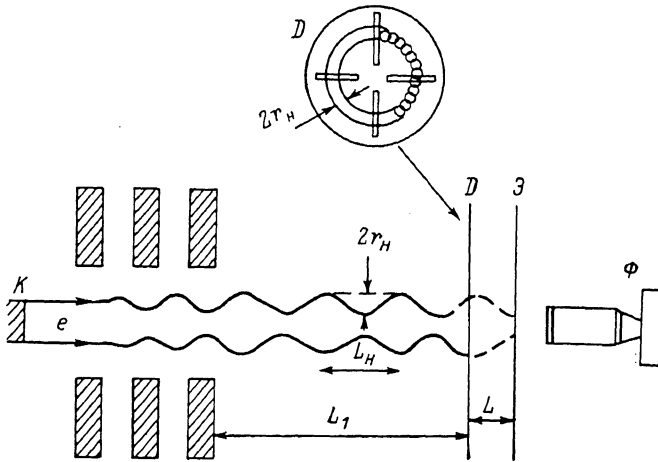


Рис. 3. Системы раскачки и диагностики электронного пучка.

Рассмотрим действие щели в диафрагме, считая, что ширина щели s и толщина диафрагмы l малы по сравнению с ларморовским радиусом $r_H = v_{\perp}/\omega_H$ и шагом $L_H = 2\pi v_{\parallel}/\omega_H$ электронов соответственно. Для того чтобы электроны, попавшие на щель, не сиделись на ее стенках, отношение ширины щели к толщине

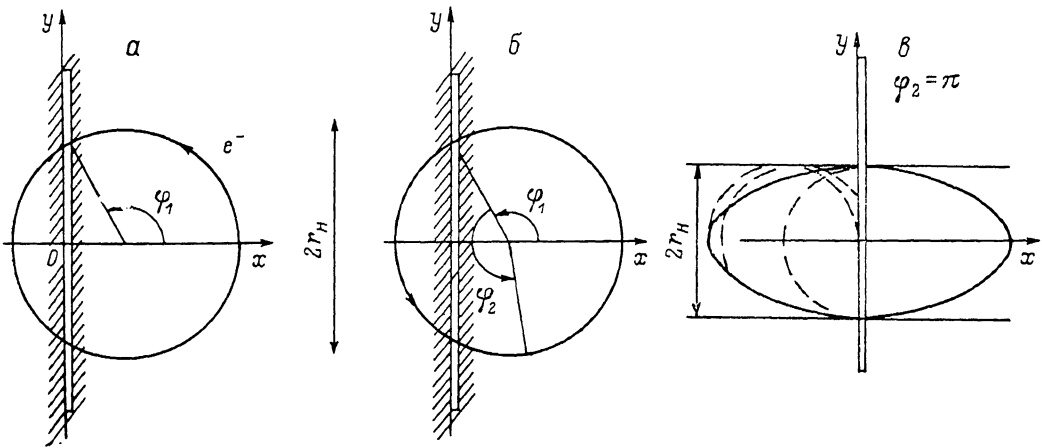


Рис. 4. Траектории электронов в системе диагностики.

диафрагмы должно, очевидно, превышать питч-фактор частиц $s/l > v_{\perp}/v_{\parallel}$.

Пусть на щель падает идеальный пучок электронов, в котором все частицы имеют одинаковые вращательные и поступательные скорости ($\delta v_{\perp} = \delta v_{\parallel} = 0$) и вращаются на одинаковом расстоянии от оси системы ($\delta r_0 = 0$). В этом случае в щель попадают частицы, имеющие одинаковые координаты (рис. 4)

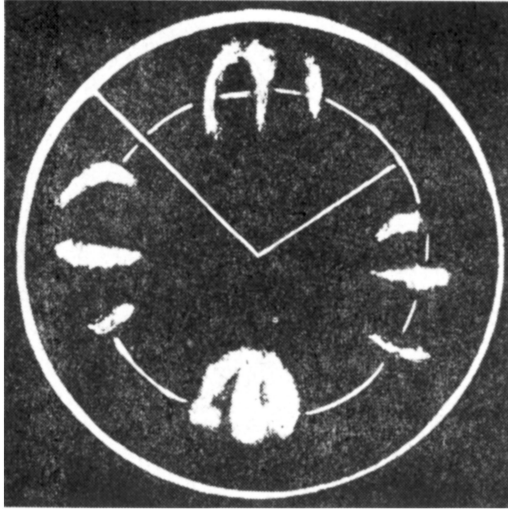
$$x_1 = 0, \quad y_1 = r_H \sin \varphi_1, \quad (18)$$

где $\varphi_1 = (\varphi_0 + 2\pi L_1/L_H)$ — фаза или суммарный угол поворота электрона в системе накачки (φ_0) и в однородном магнитном поле на расстоянии L_1 от системы накачки до диафрагмы ($2\pi L_1/L_H$).

На пути от щели до экрана электроны повернутся дополнительно $\varphi_2 = 2\pi L/L_H$ и пересекут экран в точке

$$x_2 = r_H \cos(\varphi_1 + \varphi_2) - r_H \cos \varphi_1, \quad y_2 = r_H \sin(\varphi_1 + \varphi_2).$$

Если поступательные скорости электронов неодинаковы ($\delta v_{\parallel} \neq 0$), то будут попадать электроны с различающимися фазами φ_1 . Их изображение на экране будет соответствующая дуга эллипса (19), а при достаточной



когда электроны равномерно щаются по фазам φ_1 , — вес. В частности, если расстояние фрагмы до экрана равно ларморовского шага $L = \varphi_2 = \pi$, а изображением прошедшего через щель, будет

$$x = -2r_H \cos \varphi_1, \quad y = -r_H \sin \varphi_1$$

с осями симметрии Ox , Oy и полуосей $2r_H$ и r_H (рис. 4). Извольном расстоянии L эллипс клонен относительно щели и определяется уравнением

$$\operatorname{tg} 2\Phi = 2 \sin \varphi_2 / (2 \cos \varphi_2 -$$

Рис. 5. Фотография свечения пучков, прошедшего щелевую

но его размер вдоль щели остается равным $2r_H^1$ (рис. 4).

Если на щели распределение электронов по фазам описывается $f_1(\varphi_1)$, то на экране

$$\frac{\Delta N}{\Delta l} = \frac{1}{r_H} \frac{f_1(\varphi_1)}{\sqrt{\cos^2(\varphi_1 + \varphi_2) + [\sin \varphi_1 - \sin(\varphi_1 + \varphi_2)]^2}}.$$

При равномерном распределении $f_1 = N_0/2\pi$ и расстоянии между экраном $L = L_H/2$ линейная плотность частиц вблизи конца большой эллипса вдвое выше, чем вблизи конца малой полуоси.

При наличии разброса поперечных скоростей электронов δv_{\perp} изображение на экране должна размываться, приобретая толщину, пропорциональную радиальный разброс ведущих центров δr_0 уширяет картину в направлении

Таким образом, по распределению свечения можно определить главные по времени характеристики пучка, прошедшего через щель фрагма с несколькими радиальными щелями позволяет контролировать и юстировку пучка. В качестве иллюстрации метода на рис. 5 представлена фотография свечения экрана под воздействием бомбардировки электронным пучком с энергией 500 кэВ, током 0.5 кА, длительностью 100 нс, $\beta_{\perp} = 1$ который использовался в мазере на циклотронном авторезонансе с длиной 2.4 мм [4].

Литература

- [1] В. В. Богданов, С. Н. Воронков, В. И. Кременцов. ЖТФ, 53, 106 (1983).
- [2] М. Friedman, M. Herndon. Phys. Rev. Lett., 28, 210 (1972); 29, 55 (1972).
- [3] И. Е. Ботвинник, В. Л. Братман, А. Б. Волков и др. Письма ЖЭТФ, 35, 418
- [4] И. Е. Ботвинник, В. Л. Братман, А. Б. Волков и др. Письма ЖТФ, 8, 1378
- [5] K. D. Jacobs, R. E. Shefer, G. Bekefi. Appl. Phys. Lett., 37, 583 (1980).
- [6] K. D. Jacobs, G. Bekefi, J. R. Freeman. J. Appl. Phys., 52, 4977 (1981).
- [7] V. L. Bratman, G. G. Denisov, N. S. Ginsburg, M. I. Petelin. IEEE J. Quantum Electron., 19, № 3 (1983).
- [8] В. И. Кременцов, П. С. Стрелков, А. Г. Шкварунец. ЖТФ, 50, 2469 (1980).