УДК 621.385.6

РЕЛЯТИВИСТСКИЕ ГИРОТРОНЫ С НАКАЧКОЙ ОСЦИЛЛЯТОРНОЙ СКОРОСТИ ПУЧКА НЕАДИАБАТИЧЕСКИМ МАГНИТНЫМ ОНДУЛЯТОРОМ В ПРОСТРАНСТВЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

А. Ф. Александров, В. А. Кубарев, В. А. Черепенин

(кафедра физической электроники)

Предлагается конструкция гиротрона, в котором области формирования винтового электронного пучка и взаимодействия совмещены. Для накачки могут использоваться магнитные ондуляторы с неадиабатическим по длине включением поля. Исследован вопрос о достижимой эффективности устройств этого типа при различных напряжениях инжектора.

Слаборелятивистские гиротроны являются в настоящее время наиболее изученными из приборов с поперечным взаимодействием [1]. Используемые в них винтовые электронные пучки (ВЭП), как правило, формируются с помощью магнетронно-инжекторных пушек, возможности которых с точки зрения повышения рабочего напряжения и тока пучка ограничены, так как закрутка частиц осуществляется в диодной области одновременно с их ускорением.

Увеличение энергии электронов до релятивистских значений (порядка 500 кэВ и выше), несмотря на известное снижение рабочей частоты гиротрона при фиксированном ведущем магнитном поле, в ряде случаев может быть оправдано при разработке устройств с высокой выходной мощностью [2]. При этом для формирования ВЭП пригодны магнитные ондуляторы различных конструкций, применяемые в лазерах на свободных электронах [3], на вход которых инжектируется прямолинейный электронный пучок. При наличии ведущего магнитного поля, необходимого и для работы гиротрона, накачка пучка наиболее эффективна в условиях резонанса — близости циклотронной и баунс-частот [4]. Конструктивно возможны два варианта: раздельные секции накачки и генерации или совмещенные. В первом случае схема устройства принципиально не отличается от традиционной и, по-видимому, имеет аналогичные возможности по КПД. При высокой мощности пучка в секции накачки может возникнуть необходимость подавления паразитной генерации. Во втором случае, когда резонатор помещен в ондулятор, гиротрон может рассматриваться также как устройство на резонансном рассеянии [5], в котором рассеянная волна распространяется поперек магнитного поля. При этом гиротронная генерация и генерация на попутной или встречной волне являются конкурирующими механизмами и необходима соответствующая селекция. Однако, как правило, стартовый ток гиротрона может быть сделан наиболее низким. Практический интерес представляют способность ондуляторов с ведущим магнитным полем обеспечить необходимую закрутку (питч-фактор) пучка и достижимый в гиротронах предлагаемого типа уровень эффективности. Эти вопросы рассматриваются в настоящей работе.

Формирование ВЭП в неадиабатических ондуляторах с ведущим магнитным полем

При наличии ведущего магнитного поля наиболее эффективен режим резонансной накачки поперечной скорости электронов, когда частота внешнего воздействия близка к их собственной частоте колебаний — циклотронной:

$$\omega_B/\gamma = kv_z,\ \omega_B = eB/m_0,\ k = 2\pi/d,\ \gamma = (1 - v_z^2/c^2)^{-1/2}, \tag{1}$$

где d — период ондулятора. Моделирование показывает, что в резонансной области магнитных полей (1) стационарные состояния пучка, характерные для систем с адиабатическим включением накачки [6], не устанавливаются, а движение электронов определяется закономерностями, соответствующими случаю неадиабатического включения [4]. Кроме того, при этом обеспечивается значительно большая закрутка пучка при тех же амплитудах поля накачки.

Поэтому будем рассматривать взаимодействие в следующих предположениях:

— включение накачки по длине взаимодействия неадиабатическое;

— пучок на входе является прямолинейным и моноскоростным;

— на электроны, движущиеся в однородном ведущем магнитном поле, действует только синхронная циркулярно поляризованная компонента поля накачки;

— длина взаимодействия достаточно велика для применимости усредненных уравнений движения;

— не учитываются эффекты, связанные с пространственным зарядом пучка, и дрейф ведущих центров.

Последнее приближение допустимо, когда электроны инжектируются в минимум по поперечной координате амплитуды поля накачки; это может быть осуществлено в ондуляторах плоской [3] или коаксиальной [7] конструкции.

В используемых приближениях уравнения движения электронов имеют вид

$$\begin{aligned} &dp/d\xi = -a\cos\varphi, \\ &d\varphi/d\xi = 1 - \mu/p_z + \alpha\sin\varphi/p, \end{aligned} \tag{2}$$

где $p = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}$ и p_z — соответственно модуль поперечного импульса и продольный безразмерный импульс (нормированные на m_0c), $a = eB_t/(m_0kc)$ и $\mu = \omega_B/kc = eB/(m_0kc)$ — нормированные амплитуды ондуляторного B_t и ведущего B магнитных полей, φ — медленная фаза вращения, $\xi = kz$. Так как в магнитостатическом поле энергия частиц сохраняется ($\gamma = \mathrm{const}$), имеется дополнительное соотношение, связывающе p и p_z: $p_z^2 + p^2 = p_0^2 = \gamma_0^2 - 1$. В рассматриваемом случае первоначально прямолинейного пучка начальные условия имеют вид: $\xi = 0$, $p = 0$, $p_z = p_0$. С учетом фазового интеграла

$$J = \alpha p\sin\varphi = (p_z - p_0)[(p_z + p_0)/2 - \mu] \tag{3}$$

в относительных переменных $x = p_z/p_0$, $m = \mu/p_0$, $a = \alpha/p_0$ система (2) приводится к виду

$$\begin{aligned} &x\,dx/d\xi = [(1-x)f(x, a, m)]^{1/2}, \\ &f(x, a, m) = a^2(1+x) - (1-x)[(1+x)/2 - m]^2. \end{aligned} \tag{4}$$

Из уравнения (4) следует, что движение частиц является периодическим, за исключением особой точки $m = m_0(a)$, где $f(x, a, m)$ имеет двукратный корень. Минимальное значение продольного импульса (и соответственно максимальное — поперечного) определяется из уравнения $f(x, a, m) = 0$, решение которого задает некую «кривую нелинейного резонанса».

Ряд результатов, полученных численно, приведен в работе [4]. Ниже мы подробнее исследуем случай малых амплитуд накачки, $a<0{,}05$ (представляющий основной практический интерес), когда можно получить полезные аналитические соотношения. Перейдем к приведенным переменным:

$$t=(1-x)/2a^{2/3},\ \Delta=(1-m)/a^{2/3}. \tag{5}$$

В этих переменных уравнение (4), учитывая малость a, можно записать так:

$$dt/d\xi=a^{2/3}[tF(t,\ \Delta)]^{1/2}, \tag{6}$$
$$F(t,\ \Delta)=1-t(t-\Delta)^2.$$

Если уравнение $F(t,\ \Delta)=0$ разрешить относительно расстройки Δ, то приведенную «кривую нелинейного резонанса» можно представить как

$$\Delta=t\pm t^{-1/2}. \tag{7}$$

Относительно t уравнение является кубическим; при $\Delta<\Delta_0$ оно имеет один действительный и пару комплексно-сопряженных корней, а при $\Delta>\Delta_0$ — три действительных положительных корня, $\Delta_0=3/2^{2/3}$.

В первом случае для корней получим ($D>0$)

$$t_1=(u+v)+2\Delta/3,$$
$$t_{2,3}=-(u+v)/2+2\Delta/3\pm i(u-v)\sqrt{3}/2, \tag{8}$$
$$u=(D^{1/2}+1/2)^{2/3},\ v=(D^{1/2}-1/2)^{2/3},$$

где $D=1/4-(\Delta/3)^3$ — дискриминант, обращающийся в нуль в особой точке $\Delta=\Delta_0$. Приведем некоторые частные значения корней:

$$t_1(0)=1,$$
$$t_1(\Delta_0)=t_0=2^{4/3},\ t_2(\Delta_0)=t_3(\Delta_0)=2^{-2/3}. \tag{9}$$

При $\Delta>\Delta_0$ ($D<0$) корни, расположенные в порядке возрастания ($t_1<t_2<t_3$), равны

$$t_1=2\Delta/3\,[1+\cos(\theta/3+2\pi/3)],$$
$$t_2=2\Delta/3\,[1+\cos(\theta/3-2\pi/3)],\ \cos(\theta)=(1+4D)/(1-4D). \tag{10}$$
$$t_3=2\Delta/3\,[1+\cos(\theta/3)].$$

Значение корня $t_1(\Delta)$ определяет минимальный продольный импульс электронов в процессе взаимодействия и соответственно позволяет найти максимальную величину поперечного импульса p и требуемую для его достижения амплитуду накачки

$$a=A_m(\Delta)\,[2\,[1-(1-p^2/p_0^2)^{1/2}]]^{3/2},\ A_m(\Delta)=1/[8t_1(\Delta)^{3/2}]. \tag{11}$$

Если требуемый поперечный импульс достаточно мал: $p^2/p_0^2\ll 1$, то это выражение можно упростить:

$$a=A_m(\Delta)\,p^3/p_0^3. \tag{12}$$

Отметим, что в рассматриваемой резонансной области (см. (1)) нормированная амплитуда накачки a равна отношению ондуляторного поля к ведущему: $a=B_t/B$.

Минимальное значение коэффициента A_m достигается в особой точке и равно (см. (9), (11)): $A_m(\Delta_0)=1/32$. При нулевой расстройке коэффициент в четыре раза больше: $A_m(0)=4A_m(\Delta_0)=1/8$.

Если в качестве задаваемого параметра использовать закрутку (питч-фактор) электронов $g=p/p_z$, то формулу (11) можно представить в виде

$$a=A_m(\Delta)[2[1-(1+g^2)^{-1/2}]]^{3/2};\ a=A_m(\Delta)\,g^3\ (g^2\ll 1), \tag{13}$$

откуда видно, что требуемая амплитуда магнитного ондулятора при фиксированной расстройке зависит только от закрутки при любых энергиях частиц.

Знание корней (8)—(10) позволяет определить необходимую длину взаимодействия

$$\xi=\frac{1}{a^{2/3}}\,I(\Delta),\ I(\Delta)=\int\limits_0^{t_1}\frac{dt}{[tF(t,\Delta)]^{1/2}}. \tag{14}$$

Интеграл в правой части выражается через полный эллиптический интеграл первого рода $K(r)$, r — модуль. При $\Delta<\Delta_0$, используя (8), получим

$$\begin{aligned} &I(\Delta)=\frac{2K(r)}{[sq]^{1/2}},\\ &s^2=[\mathrm{Re}(t_2)-t_1]^2+[\mathrm{Im}(t_2)]^2,\\ &q^2=[\mathrm{Re}(t_2)]^2+[\mathrm{Im}(t_2)]^2,\\ &r=\frac{1}{2}\left[\frac{t_1^2-(s-q)^2}{sq}\right]^{1/2}. \end{aligned} \tag{15}$$

При $\Delta>\Delta_0$ для корней используем (10):

$$\begin{aligned} &I(\Delta)=\frac{2K(r)}{[t_2(t_3-t_1)]^{1/2}},\\ &r=\left[\frac{(t_3-t_2)\,t_1}{(t_3-t_1)\,t_2}\right]^{1/2}. \end{aligned} \tag{16}$$

С помощью (15), (16) и (14) для оптимальной длины взаимодействия L получим

$$\frac{L}{d}=B(\Delta)\,\frac{p_0^2}{p^2}=B(\Delta)\left[\frac{1}{g^2}+1\right],\ B(\Delta)=\frac{2t_1(\Delta)}{\pi}\,I(\Delta). \tag{17}$$

Видно, что L зависит только от приведенной расстройки Δ и требуемой закрутки пучка g при любых энергиях электронов. В частности, при точном циклотронном резонансе ($\Delta=0$) коэффициент B равен

$$B(0)=\frac{4}{\pi}\,\frac{K(\sin(15^\circ))}{3^{1/4}}\approx 1{,}546. \tag{18}$$

При приближении к особой точке $\Delta\to\Delta_0$ снизу ($\Delta\leqslant\Delta_0$) коэффициент B неограниченно возрастает, что связано с попаданием частиц в состояние неустойчивого динамического равновесия, которое в действительности не имеет места, так как любые возмущения, например несинхронная циркулярно поляризованная компонента поля накачки, выводят электроны из этого состояния.

Оценим необходимую амплитуду накачки при $g=1$: в соответствии с (13) $a=A_m(\Delta)[2-\sqrt{2}]^{3/2}\approx 0{,}45A_m(\Delta)$, что для $\Delta=\Delta_0$ дает $B_t/B\approx$ $\approx 1{,}4\%$, а для $\Delta=0$ $B_t/B\approx 5{,}6\%$. Обычно максимальные значения КПД гиротронов достигаются при несколько бо́льших закрутках, и соответственно оптимальная амплитуда накачки немного выше.

Взаимодействие пучка с электромагнитным полем в гиротроне

При моделировании процессов в гиротроне использовалось приближение заданного поля с гауссовской продольной структурой, симметричной относительно середины ондулятора:

$$\alpha_g=\alpha_{g0}\exp\{-(\xi/\xi_0-1/2)^2/s^2\}. \tag{19}$$

Здесь $\alpha_g=eE/m_0c^2k$, E — напряженность СВЧ-поля; α_{g0} — его нормированная амплитуда в максимуме гауссоиды — в середине резонатора; $\xi_0=kL_0$, L_0 — длина резонатора и ондулятора (предполагалось, что они совпадают); s — параметр гауссоиды.

Взаимодействие релятивистского электронного пучка с ондуляторным и СВЧ полями описывалось системой уравнений:

$$\begin{aligned}
\frac{dp_x}{d\xi}&=-\frac{\alpha_g}{\beta_z}\cos\psi-\alpha\cos\varphi,\\
\frac{dp_y}{d\xi}&=-\frac{\alpha_g}{\beta_z}\sin\psi-\alpha\sin\varphi,\\
\frac{dp_z}{d\xi}&=\frac{\alpha}{p_z}[p_x\cos\varphi+p_y\sin\varphi],\\
\frac{d\gamma}{d\xi}&=-\frac{\alpha_g}{p_z}[p_x\cos\psi+p_y\sin\psi],\\
\frac{d\psi}{d\xi}&=\frac{\omega}{kc\beta_z}-\frac{\mu}{p_z}=\left(\frac{\omega\gamma}{kc}-\mu\right)\frac{1}{p_z},\\
\frac{d\varphi}{d\xi}&=1-\frac{\mu}{p_z}.
\end{aligned} \tag{20}$$

Обозначения те же, что и в (2); ω — частота СВЧ-поля, ψ — его медленная фаза.

В качестве параметров, определяющих величину ведущего магнитного поля и частоту генерации, использовались соответствующие расстройки: $\delta=1-\mu/p_0$, $\delta_g=(\omega\gamma_0/kc-\mu)/p_0$. При этом, как следует из (5), расстройка δ связана с приведенной Δ соотношением $\delta=\Delta(\alpha/p_0)^{2/3}$. Таким образом, при увеличении амплитуды ондуляторного поля ширина резонанса по ведущему магнитному полю растет. Максимальная закрутка пучка имеет место при величине магнитного поля, соответствующей особой точке (см. формулы (8)—(11)): $\delta=\delta_0=\Delta_0(\alpha/p_0)^{2/3}$. Напомним, что вблизи от резонанса величина $a=\alpha/p_0$ равна отношению ондуляторного поля к ведущему: $a\approx B_t/B$. Зависимость δ_0 от a имеет одинаковый вид для любых энергий электронов и представлена на рис. 1 (см. также [4]).

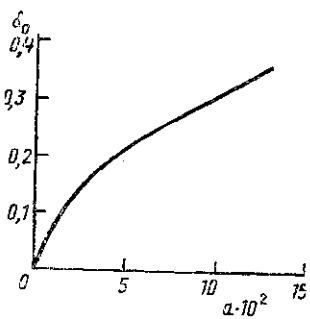

Рис. 1. Зависимость расстройки в особой точке δ_0 от амплитуды ондуляторного поля a

Первоначально моделирование проводилось при энергии электронов 0,4 МэВ. Длина устройства $\xi_0=60$, что соответствует примерно 10 периодам ондулятора: $L_0/d=\xi_0/2\pi$. Оказа-

лось, что КПД взаимодействия довольно слабо зависит от параметра гауссоиды s, поэтому было выбрано значение $s=0{,}5$, при котором СВЧ-поле спадает на входе и выходе в e раз (см. (19)). Зависимость КПД η от расстроек магнитного поля относительно баунс-частоты в ондуляторе δ и относительно частоты генерации δ_g представлены на рис. 2. При изменении амплитуды накачки a оптимальное значение расстройки δ практически совпадает с особой точкой (см. рис. 1 и 2, *а*). Оптимальная расстройка δ_g при этом почти не менялась и составляла $\delta_g \approx 0{,}12$ (рис. 2, *б*). Насыщение КПД (на уровне 30%) достигалось при амплитуде СВЧ-поля $a_g \approx 0{,}02$, или $Ed \approx 60$ кВ (рис. 3). При малых напряженностях поля зависимость имеет квадратичный характер.

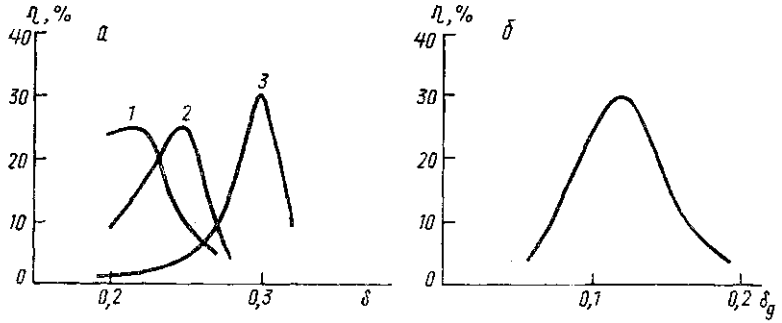

Рис. 2. КПД взаимодействия η при различных расстройках (энергия электронов $W=0{,}4$ МэВ); *а*: $a_g=0{,}02$, $\delta_g=0{,}12$, $a=0{,}05$ (*1*); 0,07 (*2*); 0,1 (*3*); *б*: $a=0{,}1$; $\delta=0{,}3$

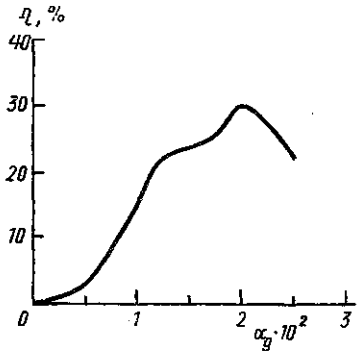

Рис. 3. Насыщение КПД гиротрона при увеличении амплитуды СВЧ-поля a_g

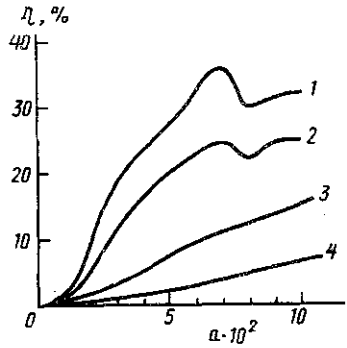

Рис. 4. Зависимости КПД от амплитуды накачки при различных энергиях электронов: 0,2 (*1*); 0,4 (*2*); 1 (*3*) и 2 МэВ (*4*)

Проведены пробные расчеты и при других энергиях электронов пучка, их результаты представлены на рис. 4. Подробная оптимизация не проводилась; при каждой амплитуде накачки a расстройка выбиралась равной $\delta=\delta_0(a)$ (см. рис. 1). Остальные параметры таковы: $a_g=0{,}02$; $\delta_g=0{,}12$; $s=0{,}5$; $\xi_0=60$. С повышением энергии электронов W КПД взаимодействия снижается, как и в гиротронах с предварительным формированием ВЭП. Однако даже при $W=1$ МэВ КПД может быть достаточно высоким — более 20%. Для его повышения могут применяться методы, разработанные для слаборелятивистских гиротронов — оп-

тимизация продольной и поперечной структуры СВЧ-поля, профиля ведущего магнитного поля и др. [1]. Имеется дополнительная возможность — профилирование параметров ондулятора по длине взаимодействия [8].

Приведенные результаты показывают, что предлагаемая схема с накачкой пучка неадиабатическим магнитным ондулятором в пространстве взаимодействия может использоваться для разработки гиротронов повышенной мощности.

ЛИТЕРАТУРА

[1] Гиротрон/Ред. А. В. Гапонов-Грехов. Горький, 1981. [2] Гинзбург Н. С., Кременцов В. И., Петелин М. И. и др.//ЖТФ. 1979. **49**, № 2. С. 378. [3] Маршалл Т. Лазеры на свободных электронах. М., 1987. [4] Александров А. Ф., Веснин В. Л., Кубарев В. А., Черепнин В. А.//Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1991. **32**, № 5. С. 40 [5] Александров А. Ф., Власов А. Н., Галузо С. Ю. и др.//Релятивистская высокочастотная электроника. Горький, 1983. Вып. 3. С. 96. [6] Гинзбург Н. С., Новожилова Ю. В., Песков Н. Ю.//Там же. Горький, 1990. Вып. 6. С. 82. [7] Александров А. Ф., Веснин В. Л., Кубарев В. А.//Радиотехн. и электроника. 1991. **36**, № 8. С. 1525. [8] Корниенко В. Н., Кубарев В. А., Черепенин В. А.//Тез. докл. X Всесоюз. семинара «Волновые и колебательные явления в электронных приборах О-типа». Л. (ЛЭТИ), 1990. С. 76.

Поступила в редакцию
28.10.91

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА, АСТРОНОМИЯ. 1992. Т. 33, № 4

ОПТИКА И СПЕКТРОСКОПИЯ

УДК 538.56+535

РАСПРОСТРАНЕНИЕ И КОМПРЕССИЯ ИМПУЛЬСОВ В СРЕДАХ С ДИСПЕРСИОННЫМИ ПОТЕРЯМИ

Ю. Е. Дьяков

(кафедра общей физики и волновых процессов)

Развито спектральное и временнбе описание импульсов, распространяющихся в селективно поглощающих или усиливающих средах. Обсуждаются оптимальный выбор формы импульса, компенсация дисперсионных искажений и некоторые новые методы компрессии, основанные на использовании дисперсионных потерь. Детально рассмотрена эволюция гауссовского ЧМ-импульса в «параболической» среде, имеющей квадратичную комплексную дисперсионную характеристику, в частности в лазерном ВКР-усилителе. Получены общие оценки для энергии, заключенной в «крыльях» импульса или его частотного спектра.

Введение

Влияние дисперсионных потерь первого порядка ($\sim\omega$) на характеристики гауссовского импульса, распространяющегося в линейной среде, рассматривалось в работе [1]. Некоторые соотношения, характеризующие эволюцию импульса произвольной формы в среде с произвольным законом дисперсии, были получены в работе [2]. Наиболее полно действительная и мнимая компоненты дисперсионной характеристики учитываются в работах, посвященных анализу предвестников [1]. Однако в большинстве статей, опубликованных в последнее время и посвященных преобразованию (в частности, компрессии) импульсов в диспергирующих средах, учитывается только дисперсия скоростей, а возможные потери или не вводятся совсем, или учитываются прибли-