ЛИТЕРАТУРА

[1] Dirac P. A. М.//Proc. Roy. Soc. 1931. A133. P. 60. [2] Вонсовский С. В. Магнетизм микрочастиц. М., 1973. [3] Сотау Е.//Lett. Nuovo. Сіт. 1985. 43, N 3. Ф. 150. [4] Махайлов В. Ф.Препринт ИФВЭ АН Каз.ССР № ИФВЭ-85-10. Алма-Ата, 1986. [5] Епгепhaft F.//Phys. Zs. 1930. 31. Р. 478. [6] Тамм И. Е. Основы теорин кэлектричества. М., 1976. [7] Gerlach W., Stern O.//Ann. Phys. 1924. 74. Р. 673.

Поступила в редакцию 24.09.90

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1991. Т. 32, № 2

радиофизика

УДК 621.385.6.029.6

КВАЗИОПТИЧЕСКИЙ ГИРОТРОН С ТРЕХЗЕРКАЛЬНЫМ ТЕЛЕСКОПИЧЕСКИМ РЕЗОНАТОРОМ

А. И. Костиенко, А. Ф. Королев, В. М. Перешенн

(кафедра радиофизики)

На основе результатов математического моделирования процессов взаимодействия электронного пучка с электромагнитным полем в квазноптическом гиротроне предложен новый вид трехзеркального телескопического резонатора. Распределение высокочастотного поля в резонаторе позволяет осуществить оптимальный энергообмен пучок—поле. До 90% поперечной энергии пучка переходит в энергию электромагнитного поля.

Гиротрон является мощным источником излучения миллиметровото и субмиллиметрового диапазонов. С целью дальнейшего продвижения в область более коротких волн был предложен квазиоптический гиротрон [1, 2, 3]. Он имеет ряд важных преимуществ по сравнению с обычными гиротронами. Во-первых, большой объем взаимодействия позволяет получать большие мощности при сравнительно малой плотности энергии [4]. Во-вторых, увеличением напряженности магнитного поля либо использованием режима работы на гармониках циклотронной частоты можно добиться существенного уменьшения длины волны генерируемого излучения [5, 6]. Однако как в теоретических, так и в экспериментальных исследованиях КПД не превышал 17—20%. Группировка электронов и отбор энергии происходили в одном и том же объеме резонатора, с полем взаимодействовали одновременно разноскоростные, разночастотные электроны, и лишь малая доля их находилась в синхронизме с полем.

Для преодоления этих трудностей была предложена двухрезонаторная конфигурация — квазиоптический гироклистрон [7, 8, 9]. Винтовой пучок, проходя через область сравнительно слабого поля в первом резонаторе, модулируется по скорости; в области дрейфа между резонаторами происходит инерционная фазовая группировка: сгруппированный пучок влетает во второй резонатор, попадает в тормозящую фазу сильного поля и успевает до выхода из резонанса отдать существенную часть своей поперечной энергии. Эффективность таких приборов достигает 50% на основной частоте и 30% на второй гармонике.

Вместе с тем предложенный вариант не решал вопросы эффективного вывода излучения и формирования пучка выходного излучения. Эти проблемы, а также необходимость связи между резонаторами в гироклистроне требуют применения волноводных деталей, что в свою очередь накладывает ограничение на мощность прибора нз-за возможности высокочастотного пробоя в волноводах миллиметровых длин волн.

В последнее время появились работы [4, 10, 11, 12], в которых проводится поиск новых открытых резонаторов специальной формы с целью повышения эффективности квазиоптического гиротрона.

Мы избрали несколько иной путь. Проводя оптимизацию энергообмена, мы численно исследовали различные распределения высокочастотного поля и для оптимальных распределений попытались создать соответствующие резонаторы.

В результате этих исследований в настоящей работе предлагается новая конфигурация квазиоптического гиротрона. Электродинамической системой этого прибора является трехзеркальный резонатор (рис. 1),

состоящий из телескопического резонатора (зеркала 1, 2) и расположенного на его выходе плоского полупрозрачного зеркала 3. Винтовой электронный поток распространяется вдоль направления магнитного поля В₀, которое перпендикулярно оси резонатора, вблизи зеркала 2. Группировка электронов происходит B сравнительно слабом поле. Около зеркала 2 амплитуда высокочастотного поля резко увеличивается. Электроны влетают в эту область окончательно сгруппиро-



Рис. 1

ванными, причем существует возможность выбирать произвольную фазу влета. Продольная скорость выбирается такой, чтобы сгустки электронов, влетающие в тормозящую фазу сильного поля, отдали большую часть своей поперечной энергии и, не успев попасть в ускоряющую фазу, вылетели из области концентрации поля. Это в сочетании с варьированием статического магнитного поля в направлении движения пучка позволяет достигать режимов высокоэффективной генерации, когда почти вся поперечная энергия электронов преобразуется в энергию поля.

Возможность выбора разности фаз высокочастотного поля в области группировки и в области отбора энергии может привести к высокоэффективной генерации на гармониках циклотронной частоты. Использование сверхпроводящих магнитных систем и охлаждаемых жидким азотом сверхпроводящих зеркал 1 н 2 позволяет свести к нулюомические потери, что особенно важно в области концентрации поляна зеркале 2, и открывает перспективу продвижения в область более коротких длин волн и в область сверхбольших мощностей.

1. Взаимодействие винтового пучка с полями трехзеркального резонатора

Рассмотрим механизм взаимодействия частиц и электромагнитного поля в резонаторе выбранной нами геометрии. Пусть ось y направлена вдоль оси резонатора, ось z параллельна \mathbf{B}_0 и лежит в плоскости.

24

зеркала 2, как и ось х. Вектор Е параллелен х-направлению, В — z-направлению.

Как показывает эксперимент, фронт стоячей волны вблизи плоскости *y*=0 является плоским, поэтому запишем

$$E_x(y, z, t) = E(z) \sin(ky) \cos(\omega t + \varphi(z)),$$

$$B_z(y, z, t) = E(z) \cos(ky) \cos(\omega t + \varphi(z)).$$
(1)

Уравнение движения электрона в электромагнитном поле

$$\frac{d\rho}{dt} = c\mathbf{E} + \frac{e}{c} [\mathbf{vB}] + \frac{e}{c} [\mathbf{vB}_0].$$
(2)

Далее известными методами усредняем по быстрой фазе скалярные составляющие этого уравнения и, пренебрегая изменением v_z , переходим к независимой переменной z по формуле $dt = dz/v_z$, но не пренебрегаем медленной перекачкой $p_\perp \leftrightarrow p_z$ вследствие малого изменения вдоль оси z внешнего постоянного магнитного поля B_0 . Получим следующие уравнения для частицы в высокочастотном электромагнитном поле, частота которого близка к *n*-й гармонике циклотронной частоты:

$$\frac{dp_{\perp}}{dz} = -\frac{em\gamma E(z)}{p_z} J'_n(\xi) \cos\left(ky_0 - \frac{\pi n}{2}\right) + \frac{1}{2} \frac{p_{\perp}}{B_0} \frac{dB_0}{dz},$$
(3)

$$\frac{d\theta}{dz} = (n\Omega_0 - \gamma\omega)\frac{m}{p_z} + \frac{n^2 e E(z)}{p_z p_\perp} \frac{J_n(\xi)}{\xi} \left(1 - \frac{p_\perp \xi}{m \gamma cn}\right) \sin \theta \cos \left(ky - \frac{\pi n}{2}\right),$$
(4)

$$\frac{dy_0}{dz} = \frac{eE(z)}{\rho_z \omega \Omega_0} J_n(\xi) (n\Omega_0 - \gamma \omega) \cos \theta \sin \left(ky_0 - \frac{\pi n}{2} \right), \tag{5}$$

$$\frac{d\rho_z}{d\rho_\perp} = \frac{\rho_\perp^2}{\rho_\perp} dB_0 \tag{6}$$

$$\frac{dp_z}{dz} = -\frac{p_\perp^2}{2p_z B_0} \frac{dB_0}{dz},\tag{6}$$

где

$$\gamma = \sqrt{1 + \frac{p_z^2 + p_\perp^2}{m_0 c^2}}, \ \xi = \frac{k p_\perp}{m_0 \Omega_0}, \ \Omega_0 = \frac{e B_0}{m_0 c},$$

 J_n и J_n' — функция Бесселя *n*-го порядка и ее производная, p_z и p_\perp продольная и поперечная составляющие импульса электрона, $\theta = n\psi$ — — ωt , где ψ — гироугол ($p_x = p \cos \psi$) и y_0 — координата оси вращения электрона. Все они являются медленно меняющимися функциями z. Так как квазиоптический гиротрон — существенно нелинейный прибор, анализ процессов взаимодействия требует численного интегрирования уравнений движения (3)—(6). Из уравнения (5) видно, что сдвигом гироцентра y_0 по *z*-координате можно пренебречь для низковольтного пучка (γ —1 \ll 1).

Нормализуем все переменные уравнения:

$$\hat{r} = \frac{r}{r_0}, \ \hat{y}_0 = \frac{y_0}{r_0}, \ \hat{z} = \frac{z}{r_0}, \ \hat{k} = kr_0,$$
$$\hat{\Omega}_0 = \Omega_0 \frac{r_0}{c}, \ \beta = \frac{v}{c}, \ \hat{E}(z) = \frac{\sqrt{\pi} r_0 e E(z)}{m_0 c^2},$$

r₀ — характерный размер системы.

25

Уравнения движения запишем в виде

$$\frac{d\left(\gamma\beta_{\perp}\right)}{d\widehat{z}} = -\frac{\widehat{E}\left(z\right)}{\beta_{z}\sqrt{\pi}}\cos\theta\cos\left(\widehat{k}\,\widehat{y}\,-\frac{\pi n}{2}\right)J_{n}^{'}\left(\widehat{\xi}\right) + \frac{\gamma\beta_{\perp}}{2\widehat{\Omega}_{0}}\frac{d\widehat{\Omega}_{0}}{d\widehat{z}}, \tag{7}$$

$$\frac{d\theta}{d\widehat{z}} = \left(\frac{n\widehat{\Omega}_{0}}{\gamma}-\widehat{\omega}\right)\frac{1}{\beta_{z}} + \frac{n^{2}\widehat{\Omega}_{0}\widehat{E}\left(z\right)}{\beta_{z}\beta_{\perp}\omega\gamma\sqrt{\pi}}J_{n}\left(\widehat{\xi}\right)\left(1-\frac{\widehat{\omega}\gamma\beta_{\perp}^{2}}{\widehat{\Omega}_{0}n}\right)\times$$

$$\times\sin\theta\cos\left(\widehat{k}\,\widehat{y}_{0}\,-\frac{n\pi}{2}\right), \tag{8}$$

$$\frac{d\left(\gamma\beta_{z}\right)}{d\widehat{z}} = -\frac{\left(\gamma\beta_{\perp}\right)^{2}}{2\gamma\beta_{z}\widehat{\Omega}_{0}}\frac{d\widehat{\Omega}_{0}}{dz}, \tag{9}$$

где $\hat{\mathbf{\xi}} = (\widehat{\omega} / \widehat{\Omega}_0) \gamma \beta_1$, $\widehat{\omega} = \omega r_0 / c$. Закон изменения $\hat{E}(z)$ и $\varphi(z)$ подбирается таким образом, чтобы соответствовать требованиям оптимального энергообмена на разных стадиях взаимодействия пучка и поля. Напри-



мер, в грубой модели (рис. 2) пучок сначала проходит область I сравни-Суммарный слабого тельно поля. энергообмен в этой области практически нулевой, основной процесс здесьфазовая группировка. Длина этой области выбирается такой, чтобы электсгруппировались в устойчивые роны сгустки к моменту влета в следующую область взаимодействия (область II сильного поля). В ней основным является процесс отбора поперечной энергии электронов высокочастотным полем. Фаза, напряженность, длина: области этого поля выбираются из условия максимальной эффективности взаимодействия. Сгустки электронов попадают в тормозящую фазу сильного поля и за короткий промежуток. времени теряют основную часть своей поперечной энергии. Максимальный электронный КПД в такой идеализированной системе превышает 80%. Характеристики взаимодействия рассчитывались при различных распределениях амплитуды и фазы поля в направлении распространения пучка. Параллельно создавались и исследова-

лись электродинамические системы, соответствующие численным моделям, в которых получен максимальный электронный КПД. Затем в численные расчеты вводились поправки, учитывающие отличие реальных распределений поля от модельных. В результате достигнуто достаточно хорошее соответствие между численной моделью и созданным трехзеркальным резонатором.

2. Распределение поля в трехзеркальном резонаторе

В данном разделе описываются холодные измерения распределения амплитуды и фазы высокочастотного поля в трехзеркальном резонаторе (рис. 3). Система состоит из зеркал 2 и 3, образующих телесколический резонатор, и полупрозрачного плоского зеркала 4. Телескопический резонатор формирует параллельный пучок лучей, который частично отражается от зерка-

стично отражается от зеркала 4. В результате образуется стоячая волна особой структуры. Целью настоящих измерений и является исследование этой структуры распределения поля.

Для возбуждения резонатора использовался генератор I, работающий на частотах 53÷79 ГГц. Сигнал с детектора подавался на усилитель 5 и далее на осциллограф 6 и графопостроитель 7. Резонатор возбуждался различными способами. При возбуждении



через отверстия связи в зеркалах 2 или 3, а также при возбуждении резонатора рупором, находящимся вне его, сигнал снимался через рупор у выходного зеркала 4 и поступал с детектора на усилитель. Это позволило исследовать диаграмму направленности излучения на выходе из зеркала 4. Другой способ заключался в возбуждении резона-

тора с помощью как первого, так и второго рупора. Во всех случаях распределение поля в объеме резонатора было идентичным.

На зеркале 2 наблюдалась явно выраженная кольцевая структура распределения амплитуды высокочастотного поля. Диаметр кольца определяется местоположением зеркала 3. Распределение поля в области предполатаемого распространения винтового электронного пучка представляло собой более сложную картину. Вблизи зеркала 3, как можно увидеть ИЗ рис. 4, наблюдается резкий максимум амплитуды электрического поля. При удалении от границ этого зеркала мы видим другой максимум поля, значительно меньший по амплитуде.

Эксперимент показал, что, меняя взаимное расположение зеркал в небольших пределах с последующей настройкой и подъюстировкой, можно получить различные распределения фазы поля в объеме резонатора, в частности различные величины скачка



Рис. 4

фазы между этими двумя максимумами. Это может позволить произвольно устанавливать фазу влета сгруппированных электронов в сильное тормозящее поле.

На диаграмме направленности выделяются центральный, практически не расходящийся максимум, содержащий около 90% мощности,

27

и очень быстро затухающие по углу максимумы высших порядков. Добротность такой системы при полностью отражающем зеркале 4 достигает 2.10⁵.

3. Возможности увеличения частоты, мощности и эффективности

Для продвижения в более коротковолновую область приборов на циклотронном резонансе существует два пути. Первый состоит в дальнейшем увеличении магнитного поля, второй — в работе на гармониках циклотронной частоты. В предлагаемой конфигурации квазиоптического гиротрона эффективность энергообмена электронного пучка и второй гармоники по оценкам будет не ниже 50%. Сочетание этих двух способов позволяет перекрыть диапазон длин волн от миллиметровой до ближней ИК-области.

В квазиоптическом гиротроне с трехзеркальным резонатором возможность увеличения мощности обеспечена тем, что в системе нет никаких элементов, кроме зеркал. Для формирования узконаправленного пучка излучения не требуется применять никаких дополнительных элементов, которые бы ограничивали пропускаемую мощность. Путем использования сверхпроводящих зеркал мы можем полностью устранить омические потери. Достаточно большая область взаимодействия дает возможность использовать сильноточные пучки, которыми будет определяться мощность прибора.

Эффективный энергообмен в данном приборе обеспечивается тем, что в области сильного поля электроны находятся в течение определенного фиксированного промежутка времени, регулируемого изменением начальной продольной составляющей скорости. Это время определяется условием максимального отбора полем поперечной кинетической энергии пучка, т. е. сгустки влетают в сильное поле в тормозящей фазе и выходят из него, не успевая попасть в ускоряющую фазу.

Кроме того, в предлагаемой конструкции легко реализуется создание оптимальной неоднородности магнитного поля, так как поле формируется двумя соленоидами, расположенными с обеих сторон резонатора. Это позволяет получить как нарастающее, так и спадающее поле $B_0(z)$ в направлении распространения винтового электронного пучка.

В оптимизированной по всем параметрам модели электронный КПД может достигать 90%.

ЛИТЕРАТУРА

[1] Sprengle P., Vomvoridis J. L., Manheimer W. M.//Appl. Phys. Lett.
1981. 38, N 5. P. 310. [2] Sprengle P., Vomvoridis J. L., Manheimer W. M.//
//Phys. Rev. 1981. A23, N 6. P. 3127. [3] Vomvoridis J. L., Sprengle P.//Phys.
Rev. 1982. A25, N 2. P. 931. [4] Iton Y.//Int. J. Infrared and Millimeter Waves. 1985. 5,
N 5. P. 1083. [5] Hirshfield J. L.//Ibid. 1981. 2, N 4. P. 695. [6] Ebrahim N. A.,
Liong Z., Hirshfield J. L.//Phys. Rev. Lett. 1982. 49, N 21. P. 1556. [7] Bonderson A., Levush B., Manheimer W. M., Ott E.//Int. J. Electronics. 1982. 53, N 6.
P. 547. [8] Bonderson A., Manheimer W. M., Ott E.//Infrared and Millimeter Waves. N. Y.: Acad. Press. 1983. V. 9. P. 309. [9] Levush B., Manheimer W. M.//
//Int. J. Infrared and Millimeter Waves. 1983. 4. P. 877. [10] Perrenoud A.//IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques. 1985. MTT-33. P. 259. [11] Liu Shenggahg, Liu Chong wen, Xie Wenkai, Wang Chagbia o//IEEE Microwave Theory and Techniques. 1985. MTT-33. P. 352. [12] Manheimer W. M., Read M. E.//Int. J. Electronics. 1986. 61, N 6. P. 1041.

Поступила в редакцию 06.06.90