

09;10

Подавление группировки на низких гармониках в гирумножителях частоты клистронного типа

© И.В. Бандуркин, А.В. Савилов

Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород

E-mail: iluy@appl.sci-nnov.ru

Поступило в Редакцию 28 февраля 2007 г.

Для гирумножителей частоты клистронного типа предложен способ избирательного подавления группировки электронов на низких гармониках частоты внешнего сигнала. Такой подход улучшает селективность излучения на умноженной частоте, снижая вероятность возбуждения выходного резонатора на паразитной низкой гармонике. Аналитические выкладки подтверждаются численными расчетами пространства группировки электронов слаборелятивистского гирумножителя.

PACS: 07.57.Hm, 41.60.Cr

Как известно, в клистронном гирумножителе частоты [1–3] пространство взаимодействия электронного пучка с рабочими колебаниями электромагнитного поля секционировано и состоит из последовательности коротких резонаторов, разделенных пространствами дрейфа частиц. Низкочастотный (НЧ) сигнал запитывает первый резонатор, что, как и в обычном клистроне (см., например, [4]), приводит к модуляции пучка на частоте сигнала ω_L в этой секции. Следствием этого является группировка электронов в пространстве дрейфа, сопровождающаяся ростом гармоник высокочастотного тока на частотах $s\omega_L$. Для ускорения группировки могут быть использованы один или несколько промежуточных резонаторов [5,6], настроенных на частоты, кратные ω_L ; эти резонаторы не предназначены для вывода электромагнитной энергии и нагружены только на омические потери. Выходное излучение формируется в последнем резонаторе, который возбуждается одной из гармоник тока на умноженной частоте (УЧ) $\omega_H = n\omega_L$.

Основными задачами, возникающими при реализации такой схемы, являются повышение качества группировки пучка на умноженной

частоте и обеспечение селективного возбуждения УЧ компоненты поля. В первую очередь, сюда относится проблема подавления паразитных низкочастотных колебаний, обусловленных наличием низких ($s < n$) гармоник тока. Заметим, что зависимость фактора электронно-волновой связи от номера гармоники s и осцилляторной скорости частиц v_{\perp} имеет степенной вид $\kappa \propto (v_{\perp}/c)^s$; следовательно, в слабoreлятивистском случае низкие паразитные гармоники возбуждаются значительно легче, чем высокая рабочая гармоника. Особенно опасной является первая гармоника, имеющая, как правило, наибольший фактор связи с электронами; в выходном резонаторе такие паразитные колебания могут возбуждаться с заметной амплитудой даже при значительной отстройке их частоты ω_L от частоты ближайшей собственной моды выходного резонатора.

Процесс группировки может быть подкорректирован с помощью промежуточных резонаторов [5,6]. Так, введение в пространство дрейфа резонатора, настроенного на гармонику основной частоты $\omega_i = s\omega_L$, приводит к дополнительной модуляции пучка на этой гармонике. Если эта модуляция достаточно сильная, то в дальнейшем она может повлечь ускорение группировки электронов на гармониках частоты ω_i . На практике чаще всего используется промежуточный резонатор, настроенный на основную гармонику внешнего сигнала ($\omega_i = \omega_L$) и обеспечивающий резкое ускорение группировки на всех гармониках. При этом амплитуда дополнительной модуляции значительно превышает амплитуду первоначальной модуляции. В то же время может быть интересен и другой случай, когда амплитуды основной и дополнительной модуляции сравнимы, а суммарный эффект определяется относительной фазой модулирующих воздействий. Эту фазу можно определить, воспользовавшись для простоты известными асимптотическими уравнениями движения частиц [7]:

$$\frac{d\gamma}{dz} = \kappa_1 \text{Im}(ae^{i\theta}), \quad \frac{d\theta}{dz} = v(\gamma - \gamma_0) - \Delta, \quad \gamma(0) = \gamma_0, \quad \theta(0) = \theta_0. \quad (1)$$

Предполагается, что в каждом резонаторе приосевой электронный пучок взаимодействует с квазикритической циркулярно-поляризованной модой резонатора кругового сечения в условиях основного циклотронного резонанса $\omega_L \approx \Omega$, где Ω — циклотронная частота электронов. В уравнениях (1) z — продольная координата, γ — релятивистский

масс-фактор электрона, $\theta = \theta_0 + \int_0^z (\omega_L - \Omega) \frac{dz}{v_{\parallel}}$ — фаза частицы относительно сигнальной волны, $\kappa_1 = \frac{\omega_L v_{\perp}}{2c v_{\parallel}}$ и $\nu = \frac{\omega_L}{\gamma v_{\parallel}}$ — факторы связи электронов с волной и инерционной группировки частиц, v_{\parallel} и v_{\perp} — поступательная и осцилляторная скорости электрона, $\Delta = \frac{\Omega - \omega_i}{v_{\parallel}}$ — отстройка от резонанса, $a = \frac{eA}{m_e c^2}$ — нормированная амплитуда волны (A — ее вектор-потенциал). Будем использовать приближение фиксированной структуры поля, полагая, что в резонаторах возбуждаются низшие (с одной вариацией) продольные моды:

$$a(z) = \begin{cases} a_1 \sin(\pi z/L_1), & z \leq L_1; \\ 0, & L_1 < z \leq L_1 + L_d; \\ a_1 \sin(\pi(z - L_1 - L_d)/L_i), & L_1 + L_d < z < L_1 + L_d + L_i. \end{cases}$$

Здесь L_1 и L_i — длины основного и промежуточного резонаторов соответственно, L_d — длина пространства дрейфа между резонаторами, a_1 и a_i — амплитуды рабочих мод. Амплитуда волны в первом резонаторе определяется внешним сигналом (без потери общности можно считать a_1 действительной величиной), а амплитуда a_i находится из уравнения возбуждения

$$\frac{da_i}{dt} - i\delta_i a_i + \frac{\omega_i^0}{2Q_i} a_i = -iG_i \int_0^{L_i} \rho_1(L_1 + L_d + \xi) \sin(\pi\xi/L_i) d\xi, \quad (2)$$

где ω_i^0 и $\delta_i = \omega_i^0 - \omega_L$ — собственная частота промежуточного резонатора и ее отстройка от частоты внешнего сигнала, Q_i — добротность резонатора, $G_i = \kappa_1 \frac{eI}{mc} \frac{8}{\pi N_i \omega_L}$ — фактор возбуждения, I — полный ток пучка, N_i — норма рабочей волны, $\rho_1 = \langle e^{-i\theta} \rangle$ — гармоника тока на частоте внешнего сигнала, $\langle \dots \rangle$ означает усреднение по всему электронному ансамблю. Считаем, что в начале взаимодействия электроны равномерно перемешаны по фазам относительно поля: $\theta_0 \in [0, 2\pi)$, так что $\rho_1 = 0$. Согласно уравнениям (1), модуляция энергии частиц в первом резонаторе

$$\gamma - \gamma_0|_{z=L_1} \approx \frac{2}{\pi} \kappa_1 L_1 a_1 \sin \theta_0 \quad (3)$$

приводит к кинематическому смещению частиц по фазе в пространстве дрейфа

$$\theta(z > L_1) \approx \theta_0 + \frac{2}{\pi} \nu \kappa_1 L_1 a_1 z \sin \theta_0 - \Delta z.$$

На входе во второй резонатор гармоника тока на частотах $s\omega_L$ определяется выражением

$$\rho_s = \langle e^{-is\theta} \rangle \approx -J_s(s\nu\kappa_1 L_1 a_1 z) e^{is\Delta z}. \quad (4)$$

При точном циклотронном резонансе ($\Delta = 0$) фаза высокочастотного тока на основной гармонике противоположна фазе поля в первом резонаторе: $\rho_1 \approx -J_1(\nu\kappa_1 L_1 a_1 z)$. При этом стационарное решение уравнения (2) имеет вид

$$a_i = \frac{G_i \rho_1}{\delta_i + i\omega_i^0/2Q_i} \approx G_i \rho_1 \frac{\delta_i - i\omega_L/2Q_i}{\delta_i^2 + \omega_L^2/4Q_i^2}, \quad (5)$$

откуда видно, что при нулевой частотной отстройке $\delta_i = 0$ фаза рабочей волны сдвинута на $\pi/2$ относительно фазы возбуждающей резонатор гармоники высокочастотного тока. В этом случае относительная фаза между колебаниями в основном и дополнительном резонаторах также составляет $\pi/2$, а следовательно, такова же и разность фаз между основной и дополнительной модуляциями пучка:

$$\begin{aligned} \gamma(z > L_1 + L_d + L_i) &= \gamma_0 + \frac{2}{\pi} \kappa_1 a_1 L_1 \sin \theta_0 \\ &+ \frac{2}{\pi} \kappa_1 |a_i| L_i \cos(\theta_0 + \nu \kappa a_1 L_1 L_d \sin \theta_0). \end{aligned}$$

В таком режиме работают традиционные схемы с промежуточным резонатором, и ускорение группировки в них достигается за счет того, что амплитуда поля в этом резонаторе значительно превышает амплитуду поля в первом модуляторе, $|a_i| \gg a_1$.

Интересен также другой случай, когда отстройка промежуточного резонатора от внешнего сигнала превышает ширину резонансной кривой для рабочей моды, $|\delta_i| \gg \omega_L/2Q_i$. Тогда фаза комплексной амплитуды a_i в зависимости от знака δ_i совпадает с фазой плотности тока ρ_1 или противоположна ей. В этом случае дополнительная модуляция

энергии при $\Delta = 0$ выглядит следующим образом:

$$\begin{aligned} \gamma(z > L_1 + L_d + L_i) &= \gamma_0 + \frac{2}{\pi} \kappa_1 a_1 L_1 \sin \theta_0 \\ &\quad - \frac{2}{\pi} \kappa_1 |a_1| \operatorname{sgn}(\delta_i) L_i \sin(\theta_0 + L_d \nu \kappa a_1 L_1 \sin \theta_0) \end{aligned}$$

или при условии малости L_d

$$\begin{aligned} \gamma(z > L_1 + L_d + L_i) &= \gamma_0 + \frac{2}{\pi} \kappa_1 [a_1 L_1 - |a_i| L_i \operatorname{sgn}(\delta_i)] \sin \theta_0, \\ \theta(z > L_d) &\approx \theta_0 + \frac{2}{\pi} \nu \kappa_1 (L_1 L_d a_1 + [a_1 L_1 - |a_i| L_i \operatorname{sgn}(\delta_i)](z - L_d) \sin \theta_0. \end{aligned} \quad (6)$$

В выражении для фазы учтено, что длина области дрейфа много больше длин резонаторов: $L_d \gg L_1, L_d$. При $\delta_i > 0$ воздействие второго резонатора на пучок оказывается противоположным воздействию модулирующего резонатора и при достаточной амплитуде поля может приводить к подавлению дальнейшей группировки. Численная демонстрация этого эффекта показана на рис. 1, при этом предполагается, что используется приосевой пучок с током 0.1 А и энергией электронов 30 keV, а добротность промежуточного резонатора равна $Q_i = 650$.

Схема умножителя, основанная на эффекте подавления группировки на низких гармониках, должна содержать как минимум два промежуточных резонатора. В первом из них происходит возбуждение колебаний на гармонике сигнальной частоты $s\omega_L$, а второй настроен на сигнальную частоту ω_L и служит для компенсации модуляции, приобретенной во входном резонаторе. Ожидается, что в пространстве дрейфа после компенсирующего резонатора фазы электронов будут изменяться по закону

$$\begin{aligned} \theta(z > L_{d1} + L_{d2}) &\approx \theta_0 + \frac{2}{\pi} \nu \kappa_1 (a_1 L_1 z - |a_{i2}| L_{i2} (z - L_{d1} - L_{d2})) \sin \theta_0 \\ &\quad + \frac{2}{\pi} \nu \kappa_s a_{i1} L_{i1} (z - L_{d1}) \sin(s\theta_0), \end{aligned}$$

где L_{d1} — расстояние между модулирующим и первым промежуточным резонаторами, L_{d2} — расстояние между первым и вторым промежуточными резонаторами, а индексы „i1“ „i2“ относятся соответственно к первому и второму промежуточным резонаторам.

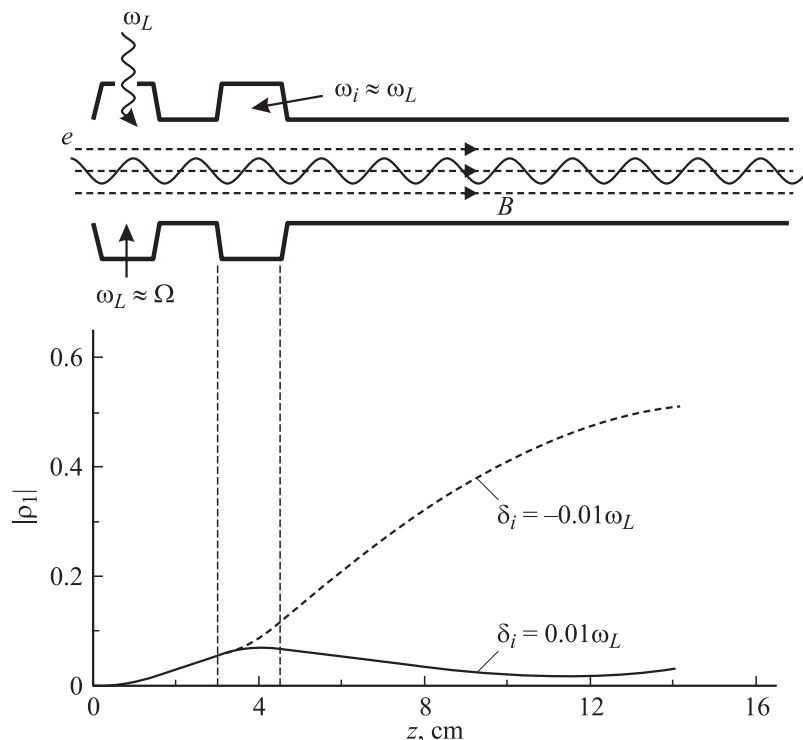


Рис. 1. Влияние частотной отстройки промежуточного резонатора на дополнительную модуляцию электронного пучка: зависимость первой гармоники электронного тока от продольной координаты при положительной (сплошная кривая) и отрицательной (пунктирная кривая) отстройках δ_i .

Численное моделирование подтверждает, что предложенный метод позволяет одновременно улучшить селективность возбуждения высокочастотных гармоник тока и увеличить эффективность группировки на рабочей высокой гармонике. Моделирование проводилось для случаев, когда первый промежуточный резонатор настроен на вторую ($s = 2$) и на третью ($s = 3$) гармоники сигнальной частоты 150 GHz при следующих параметрах пучка: ускоряющее напряжение 30 kV, ток 1 A, питч-фактор электронов $v_{\perp}/v_{\parallel} = 1.2$. В качестве рабочих мод выбраны соответственно мода $TE_{1,3}$ при взаимодействии на основной

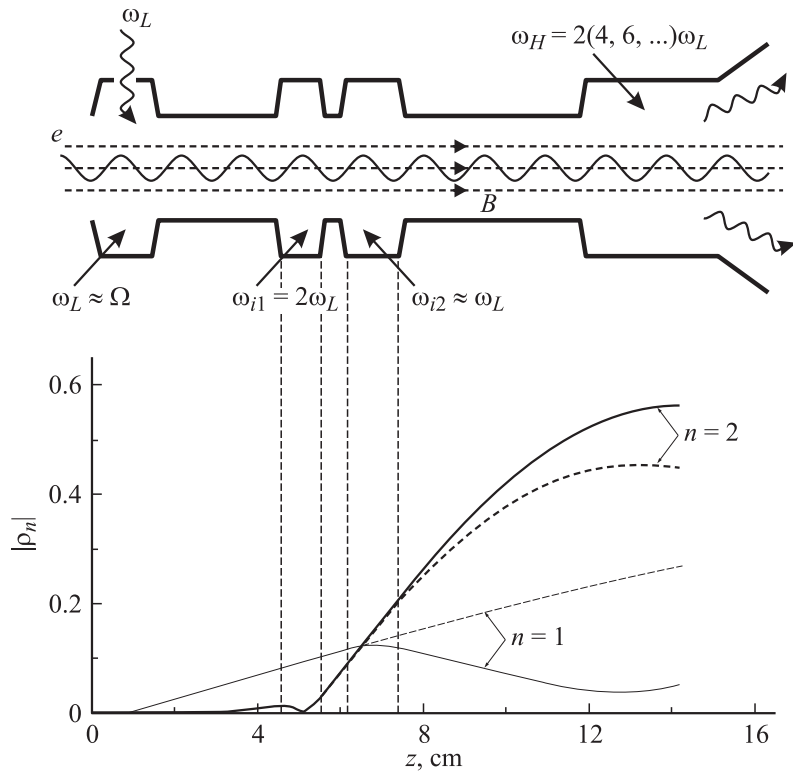


Рис. 2. Подавление группировки на первой гармонике в схеме с возбуждением первого промежуточного резонатора на удвоенной частоте; второй промежуточный (компенсирующий) резонатор возбуждается на основной гармонике (сплошные кривые). Пунктирными кривыми показаны зависимости высокочастотных гармоник тока от координаты в схеме без компенсирующего резонатора.

гармонике частоты и моды $TE_{2,5}$ и $TE_{3,7}$ при взаимодействии на второй и третьей гармониках. В схеме с удвоением частоты (рис. 2) кроме уменьшения амплитуды паразитной первой гармоники происходит также увеличение амплитуды второй гармоники по сравнению со схемой без компенсирующего резонатора. Это объясняется тем, что после компенсирующего резонатора модуляция пучка почти точно

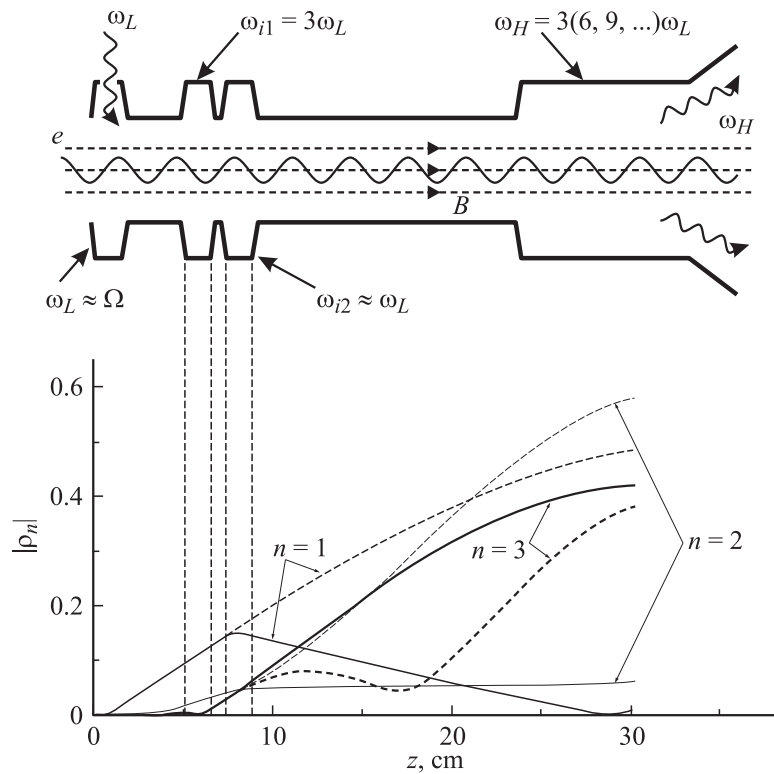


Рис. 3. Подавление группировки на низких (первой и второй) гармониках тока в схеме с возбуждением первого промежуточного резонатора на утроенной частоте; второй промежуточный (компенсирующий) резонатор возбуждается на основной гармонике (сплошные кривые). Пунктирными кривыми показаны зависимости высокочастотных гармоник тока от координаты в схеме без компенсирующего резонатора.

соответствует „чистой“ модуляции на второй гармонике; при этом в отличие от традиционной схемы максимум эффективности группировки на второй гармонике определяется функцией Бесселя не второго, а первого порядка: $\rho_2 \approx -J_1(\nu\kappa_2 L_{i1} a_{i1}(z - L_{d1}))$. В примере с утроенной частоты (рис. 3), наряду с улучшением группировки на третьей гармонике и подавлением группировки на основной частоте, после

второго промежуточного резонатора прекращается также рост и второй гармоники тока. Действительно, компенсация первичной модуляции пучка на основной частоте приводит к уменьшению всех гармоник тока, возникновение которых связано с этой модуляцией. Неполное подавление группировки на второй гармонике объясняется некоторыми неучтенными при получении формулы (6) эффектами, главными из которых являются поправки, связанные с неравномерностью распределения частиц пучка по фазам на входе в промежуточные резонаторы, а также динамическое изменение фазы электрона под действием поля внутри каждого отдельного резонатора.

Авторы признательны В.Л. Братману и Ю.Ю. Данилову за плодотворные дискуссии.

Работа поддержана РФФИ (проекты 05-02-16852 и 06-02-91176-ЯФ), Фондом содействия российской науке, грантом президента РФ (МД 1320.2005.2), программой президиума РАН „Электромагнитное излучение терагерцового диапазона“ и CRDF (грант RUP1-2688-NN-05).

Список литературы

- [1] Гапонов А.В., Петелин М.И., Юлпатов В.К. // Изв. вузов. Радиофизика. 1967. Т. 10. № 9–10. С. 1414.
- [2] Жураховский В.А. Нелинейные колебания электронов в магнитонаправляемых потоках. Киев: Наук. думка, 1972. 303 с.
- [3] Белоусов В.И., Ергаков В.С., Моисеев М.А. // Электронная техника. Сер. I. Электроника СВЧ. 1978. № 9. С. 41.
- [4] Трубецков Д.И., Храмов А.Е. Лекции по СВЧ электронике для физиков. М.: Физматлит, 2003. Т. 1.
- [5] Nusinovich G.S., Dumbrajs O. // Phys. of Plasmas. 1995. V. 2. P. 568.
- [6] Walter M.T., Nusinovich G.S., Lawson W.G., Granatstein V.L., Levush B., Danly B.G. // IEEE Trans. on Plasma Sci. 2000. V. 28. P. 688.
- [7] Bratman V.L., Ginzburg N.S., Petelin M.I. // Opt. Commun. 1979. V. 30. N 3. P. 409–412.