

# Лазеры на свободных электронах терагерцового диапазона с брэгговскими структурами, основанными на связи бегущих и квазикритических волн

Н. С. Гинзбург, В. Ю. Заславский, И. В. Зотова<sup>1)</sup>, А. М. Малкин, Н. Ю. Песков, А. С. Сергеев

Институт прикладной физики РАН, 603950 Нижний Новгород, Россия

Поступила в редакцию 10 февраля 2010 г.

Показана возможность реализации мощных частотно-перестраиваемых планарных лазеров на свободных электронах терагерцового диапазона на основе модифицированных брэгговских структур, использующих связь параксиальных и поперечных (относительно направления поступательной скорости частиц) волновых потоков. Достоинством предлагаемых структур, наряду с совместимостью с каналами транспортировки интенсивных электронных пучков, является обеспечение пространственной когерентности излучения при значительной сверхразмерности пространства взаимодействия по двум поперечным координатам.

1. Распределенная обратная связь (РОС) на основе периодических брэгговских структур широко используется в генераторах когерентного излучения, основанных на принципах как классической, так и квантовой электроники. Соответственно, диапазон частот, охватываемый генераторами с указанным механизмом обратной связи, включает в себя как миллиметровый, так и оптический (инфракрасный) диапазоны [1–5]. Неоднократно обсуждалось использование брэгговских зеркал в рентгеновских лазерах [6]. В настоящем сообщении показано, что при соответствующей модификации брэгговские структуры могут быть эффективно использованы в терагерцовом диапазоне применительно к лазерам на свободных электронах (ЛСЭ). Достоинством предлагаемых структур, наряду с совместимостью с каналами транспортировки интенсивных электронных пучков, является возможность обеспечения пространственно-временной когерентности излучения при существенной сверхразмерности по двум поперечным координатам.

Исследуемая схема планарного ЛСЭ показана на рис.1. Отличительной особенностью этой схемы является использование брэгговских зеркал, связывающих продольные и поперечные по отношению к направлению поступательной скорости частиц  $\mathbf{V} = \mathbf{z}_0 V_0$  волновые потоки. Для организации подобной связи на боковые поверхности пластин, формирующих планарный волновод, нанесена неглубокая синфазная периодическая гофрировка

$$b(z) = \bar{b} \cos(\bar{h}z), \tag{1}$$

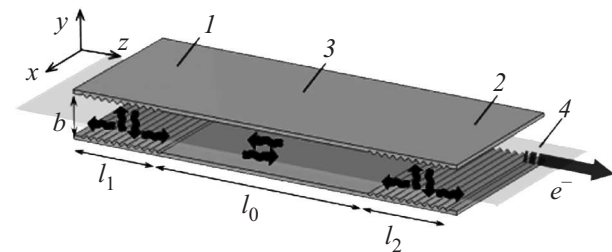


Рис.1. Схема планарного ЛСЭ с модифицированными брэгговскими зеркалами, основанными на связи параксиальных и квазикритических волновых пучков: 1, 2 – входное и выходное зеркала, соответственно; 3 – секция регулярного волновода; 4 – ленточный электронный пучок. Стрелками показано направление распространения волновых потоков

где  $\bar{h} = 2\pi/d$ ,  $d$  – период структуры. Глубина гофра  $\bar{b}$  мала в масштабе длины волны  $\lambda$  и периода структуры. При выполнении условия брэгговского рассеяния

$$\bar{h} \approx h = \omega/c \tag{2}$$

поле излучения может быть представлено как сумма двух параксиальных встречно-распространяющихся квазиоптических волновых пучков со следующим распределением магнитного поля (электрические поля волн определяются соотношением  $\mathbf{E} = -i(c/\omega)\text{rot } \mathbf{H}$ ):

$$\mathbf{H} = \mathbf{x}_0 \text{Re} [a_+(z, y, t)e^{i(\omega t - hz)} + a_-(z, y, t)e^{i(\omega t + hz)}] \tag{3a}$$

и двух волновых потоков, распространяющихся между пластинами в поперечном направлении:

$$\begin{aligned} \mathbf{H} &= \frac{\mathbf{x}_0}{2} \text{Re} [f(z, t)(e^{i(\omega t - h_\perp y)} + e^{i(\omega t + h_\perp y)})] = \\ &= \mathbf{x}_0 \text{Re} [f(z, t) \cos(h_\perp y) e^{i\omega t}]. \end{aligned} \tag{3b}$$

<sup>1)</sup> e-mail: zotova@appl.sci-nnov.ru

Последние в предположении, что зазор между пластинами и период гофрировки связаны условием  $b \approx \approx sd/2$  ( $s$  – целое число) с учетом отражений от стенок волновода формируют стоячую волну ( $h_{\perp} = \pi s/b \approx \tilde{h}$ ), которую следует классифицировать как  $TM_s$  моду с частотой  $\omega$ , близкой к частоте отсечки:  $\omega_c = \pi s c/b$ .

В ЛСЭ поток электронов, осциллирующих в поле планарного ондулятора, взаимодействует с попутной бегущей волной  $a_+$  в условиях комбинационного синхронизма  $\omega - hV_0 \approx h_u V_0$ , где  $h_u = 2\pi/d_u$ ,  $d_u$  – период ондуляторного магнитного поля. Эта волна через возбуждение на брэгговской структуре (1) квазикритической моды  $f$  рассеивается во встречную бегущую волну  $a_-$ . В результате за счет переизлучения квазикритических и квазипродольных волновых пучков оказывается возможным совместить механизмы селекции мод, используемые в гиротронах [7] и оротронах [8] (где электронный поток непосредственно возбуждает квазикритическую моду) с типичным для ЛСЭ доплеровским преобразованием частоты.

2. В принципе, брэгговская структура может занимать целиком все пространство взаимодействия. Однако, поскольку в ЛСЭ терагерцового диапазона характерная длина пространства взаимодействия составляет  $\sim 10^3$  длин волн, представляется рациональным разделить его на две секции (брэгговские зеркала [9]) длины  $l_{1,2}$ , расположенные на входе и выходе, между которыми параксиальные волновые пучки  $a_{\pm}$  распространяются в регулярном планарном волноводе длиной  $l_0$  (рис.1). Процесс усиления синхронной волны электронным потоком и последующего брэгговского рассеяния может быть описан системой уравнений параболического типа, учитывающих дифракцию волновых потоков:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \hat{a}_+}{\partial Z} + \frac{\partial \hat{a}_+}{\partial \tau} + i \frac{\partial^2 \hat{a}_+}{\partial Y^2} &= i \frac{\alpha B}{2} \hat{f} [\delta(Y) + \delta(Y - B)] + J, \\ - \frac{\partial \hat{a}_-}{\partial Z} + \frac{\partial \hat{a}_-}{\partial \tau} + i \frac{\partial^2 \hat{a}_-}{\partial Y^2} &= i \frac{\alpha B}{2} \hat{f} [\delta(Y) + \delta(Y - B)], \quad (4) \\ \frac{\partial \hat{f}}{\partial \tau} + \frac{iC}{2} \frac{\partial^2 \hat{f}}{\partial Z^2} + \sigma \hat{f} &= \\ &= i\alpha [(\hat{a}_+ + \hat{a}_-)|_{Y=0} + (\hat{a}_+ + \hat{a}_-)|_{Y=B}]. \end{aligned}$$

Здесь введены следующие нормированные переменные и параметры:

$$Z = Chz, \quad Y = \sqrt{2C}hy, \quad \tau = C\omega_c t, \quad \hat{a}_{\pm} = \frac{e\mu K a_{\pm}}{2mc^2 h \gamma_0^2 C^2},$$

$$\hat{f} = \frac{e\mu K f}{2\sqrt{2}mc^2 h \gamma_0^2 C^2}, \quad C = \left( \frac{eI_0 \mu K^2 \lambda^2}{8\pi mc^3 \gamma_0^3 b} \right)^{1/3}$$

– параметр усиления,  $I_0$  – погонный ток пучка,  $K = eH_u/h_u mc^2$  – параметр, определяющий кривизну траекторий электронов при движении в поле ондулятора с амплитудой  $H_u$ ,  $\mu \approx \gamma_0^{-2}(1 + K^2)$  – параметр инерционной группировки,  $\gamma_0 = (1 - \beta_0^2)^{-1/2}$ ,  $\sigma = \Delta_{sk}/Cb$  – параметр омических потерь,  $\Delta_{sk}$  – глубина скин-слоя в металле,  $\alpha = \tilde{b}/Cb\sqrt{2}$  – коэффициент связи волн на брэгговской структуре,  $B = \sqrt{2Ch}b$  – нормированная ширина волновода.

Для описания связи параксиальных  $\hat{a}_{\pm}$  и квазикритических волновых потоков  $\hat{f}$  на периодически гофрированных поверхностях в уравнениях (4) использована концепция поверхностных магнитных токов [10,11], которые задаются на плоскостях  $Y = 0$  и  $Y = B$  регулярного невозмущенного волновода (волновода сравнения [10]) соответствующими дельта-функциями. Параксиальные волновые потоки могут быть представлены в виде разложения в ряды Фурье:

$$\hat{a}_{\pm} = \sum_{n=0}^{\infty} \hat{a}_{\pm}^n(Z, \tau) \cos\left(\frac{n\pi Y}{B}\right),$$

где каждый член ряда, характеризующийся индексом  $n$ , может быть рассмотрен как нормальная мода регулярного планарного волновода с амплитудой  $\hat{a}_{\pm}^n$ .

В отличие от поверхностных токов, определяющих связь волн на гофрированных поверхностях, высокочастотный электронный ток  $J = 1/\pi \int_0^{2\pi} e^{-i\theta} d\theta_0$ , обуславливающий усиление синхронной волны  $\hat{a}_+$ , имеет объемный характер (для определенности предположим, что поток частиц равномерно заполняет зазор между пластинами). Указанный ток находится из решения усредненных уравнений движения частиц

$$\left( \frac{\partial}{\partial \tau} + \beta_0^{-1} \frac{\partial}{\partial Z} \right)^2 \theta = \text{Re}(\hat{a}_+ e^{i\theta}) \quad (5)$$

с граничными условиями:  $\theta_{Z=0} = \theta_0 \in [0, 2\pi)$ ,  $(\partial/\partial \tau + \beta_0^{-1} \partial/\partial Z)\theta|_{Z=0} = \Delta$ , где  $\theta = \omega_c t - hz - h_u z$  – фаза электронов относительно синхронной волны,  $\Delta = (\omega_c t - hV_0 - h_u V_0)/\omega_c C$  – расстройка синхронизма.

В предположении, что потоки энергии извне отсутствуют, амплитуды параксиальных волновых пучков на соответствующих границах равны нулю:  $\hat{a}_+(Z=0) = 0$ ,  $\hat{a}_-(Z=L) = 0$ , где  $L = L_1 + L_0 + L_2$  – полная нормированная длина системы,  $L_j = Chl_j$ . Для описания свободной дифракции квазикритической моды через открытые края пространства взаимо-

действия следует использовать известные в теории гиротронов [12] излучательные граничные условия:

$$\left[ \hat{f} \mp \sqrt{\frac{C}{\pi i}} \int_0^{\tau} \frac{e^{-\sigma(\tau-\tau')}}{\sqrt{\tau-\tau'}} \frac{\partial \hat{f}(\tau')}{\partial Z} d\tau' \right]_{Z=0,L} = 0. \quad (6)$$

Для стационарного режима генерации  $\hat{a}_{\pm}$ ,  $\hat{f} \sim \exp(i\Omega\tau)$  ( $\Omega = (\omega - \omega_c)/C\omega_c$  – отстройка частоты генерации от несущей критической частоты) из уравнений (4), (5) следует закон сохранения энергии:

$$\hat{\eta}B = P_+ + P_- + P_{difr} + P_{ohm}, \quad (7)$$

где

$$\eta = \frac{C}{\mu(1-\gamma_0^{-1})} \hat{\eta},$$

$$\hat{\eta} = \frac{1}{2\pi B} \int_0^B \int_0^{2\pi} \left( \frac{\partial \theta}{\partial Z} - \Delta \right) \Big|_{Z=L} d\theta_0 dY \quad (8)$$

– эффективность энергоотдачи электронного потока (КПД),

$$P_+ = \frac{1}{4} \int_0^B |\hat{a}_+|^2_{Z=L} dY, \quad P_- = \frac{1}{4} \int_0^B |\hat{a}_-|^2_{Z=0} dY$$

– нормализованные мощности излучения, переносимые парааксиальными волновыми пучками,

$$P_{difr} = \frac{CP}{4} \text{Im} \left( \hat{f} \frac{\partial \hat{f}^*}{\partial Z} \Big|_{Z=L} + \hat{f}^* \frac{\partial \hat{f}}{\partial Z} \Big|_{Z=0} \right),$$

$$P_{ohm} = \frac{\sigma B}{2} \int_0^L |\hat{f}|^2 dZ$$

– соответственно мощность дифракционных и омических потерь квазикритической моды. Полезная мощность пропорциональна  $P_+$ , в то время как все прочие члены в (8) представляют собой различные каналы потерь энергии.

**3. Моделирование нелинейной динамики ЛСЭ** на основе уравнений (4), (5) проведем для рабочей частоты 1 ТГц. Предположим, что энергия частиц составляет 6.5 МэВ при периоде ондулятора 4.5 см. Для ленточного электронного потока с плотностью тока инъекции  $I_0 = 120$  А/см и зазоре между пластинами  $b = 12$  мм при напряженности ондуляторного поля  $H_u = 2.8$  кЭ параметр усиления  $C \approx 1 \cdot 10^{-4}$ . Длины входного и выходного брэгговских отражателей выберем равными  $l_1 = 30$  см и  $l_2 = 12.5$  см, глубина гофрировки в обоих зеркалах 7.5 мкм ( $L_1 = 0.7$ ,

$L_2 = 0.3$ ,  $\alpha_{1,2} = 4$ ). Указанные отражатели разделены регулярной секцией ( $\alpha = 0$ ) длиной  $l_0 = 160$  см ( $L_0 = 4$ ). Для стенок резонатора, выполненных из меди, глубина скин-слоя  $\Delta_{sk} \approx 0.1$  мкм соответствует параметру омических потерь  $\sigma = 0.06$ .

На рис.2а показан процесс установления стационарного одночастотного режима генерации при выбран-

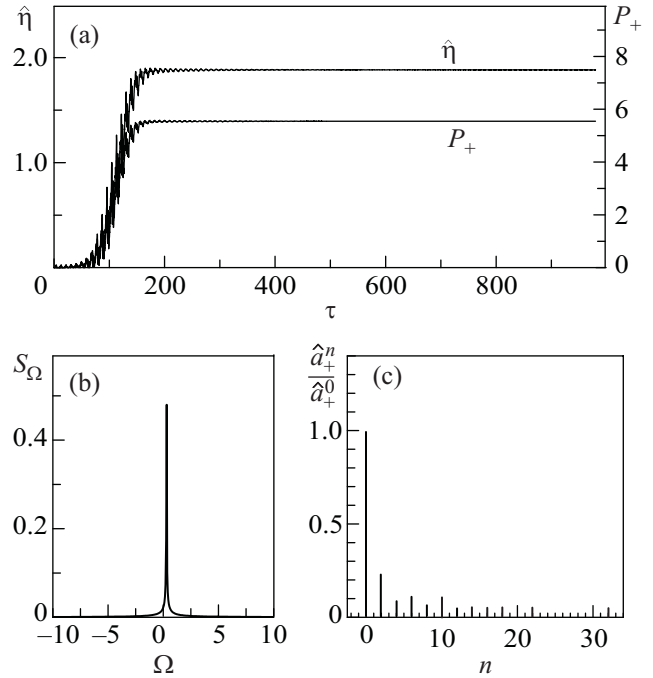


Рис.2. Установление стационарного режима генерации ( $B = 4$ ,  $L_1 = 0.7$ ,  $L_2 = 0.3$ ,  $L_0 = 4$ ,  $\alpha_{1,2} = 4$ ,  $\Delta = -0.5$ ). Зависимость от времени электронного КПД  $\hat{\eta}$  и полезной мощности излучения  $P_+$  (а), частотный спектр излучения (б), разложение волнового пучка в выходном сечении по собственным модам регулярного волновода (с)

ной сверхразмерности  $b \sim 40\lambda$ . Частотный спектр излучения представлен на рис.2б. Распределение амплитуд парциальных волновых пучков в этом режиме (рис.3) демонстрирует формирование когерентных структур с детерминированными фазами. При этом в разложении волнового пучка  $\hat{a}_+$  по собственным модам регулярного волновода в выходном сечении  $Z = L$  наиболее сильно представлена основная ТЕМ мода ( $n = 0$ ), отношение амплитуды которой к амплитуде следующей моды ( $n = 2$ ) с двумя вариациями поля составляет не менее 4 (рис.2с). Важно отметить, что в результате секционирования пространства взаимодействия основное усиление излучения электронным потоком происходит в пространстве между зеркалами. По этой причине в среднем по длине амплитуда квазикритической моды  $\hat{f}$  от-

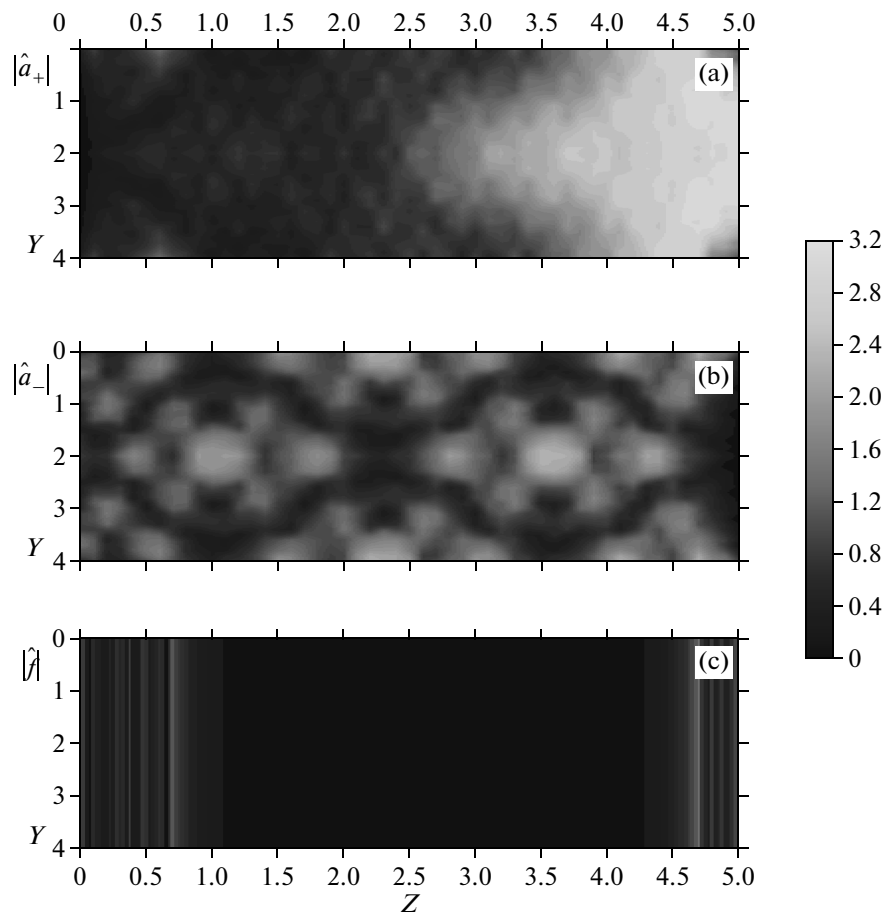


Рис.3. Пространственное распределение амплитуд парциальных волновых потоков в стационарном режиме генерации: (a) –  $|\hat{a}_+|$ , (b) –  $|\hat{a}_-|$ , (c) –  $|\hat{f}|$

носителем невелика (рис.3с) и, соответственно, невелики связанные с возбуждением этой волны омические и дифракционные потери. В рассмотренном варианте  $\sim 75\%$  мощности, излученной электронным потоком, выносятся из пространства взаимодействия с бегущей попутной волной  $\hat{a}_+$ . При электронном КПД  $\eta \sim 2\%$  плотность мощности излучения составит  $\sim 10$  МВт/см. Время установления автоколебаний порядка 300 нс.

Возбуждение квазикритической моды внутри пространства взаимодействия является принципиальным фактором для исследуемой схемы ЛСЭ, поскольку позволяет реализовать эффективную селекцию мод по поперечному индексу, соответствующему оси  $y$ . Для обеспечения одномодовой генерации частотный сдвиг между квазикритическими модами, отличающимися индексом  $s$ , должен превосходить полосу усиления ЛСЭ

$$c\pi/b > \omega/N,$$

которая в случае однородного уширения линии определяется числом осцилляций электронов внутри пространства взаимодействия и равна числу периодов ондулятора  $N = l_0/d_u$ . Отсюда получаем критерий селекции по указанной координате:

$$b \leq l_0\gamma_0^{-2}/2.$$

При выбранной длине пространства взаимодействия и энергии частиц допустимый зазор между пластинами порядка  $b = 12$  мм, что достаточно для формирования канала транспортировки интенсивного электронного пучка. Таким образом, за счет включения в цепь обратной связи квазипоперечных потоков энергии (3б) может быть реализован механизм селекции, аналогичный используемому в гиротронах [12]. Однако наличие параксиальных волновых потоков (3а), с одним из которых синхронно взаимодействует электронный поток, позволяет обеспечить доплеровское смещение частоты вверх.

Для планарной системы, открытой вдоль оси  $x$  (рис.1), пространственная синхронизация вдоль указанной координаты обеспечивается за счет естественной дифракционной расходимости излучения пока соответствующий параметр Френеля

$$N_F = l_x^2 / l_{\text{eff}} \lambda \leq 1,$$

где  $l_{\text{eff}} = l_0 / (1 - R_1 R_2)$  – эффективная длина распространения с учетом конечности коэффициентов отражения от зеркал  $R_{1,2}$ . При выбранных параметрах допустимая ширина  $l_x$  ленточного электронного пучка составляет несколько сантиметров, что сопоставимо с ЛСЭ с традиционными квазиоптическими резонаторами [13–15].

4. Отметим, в заключение, что в отличие от уже реализованных ЛСЭ терагерцового диапазона на базе линейных высокочастотных ускорителей [13, 14] и микротронов [15], пучки которых представляют собой последовательность коротких (пикосекундных) импульсов, предлагаемая схема может быть использована при создании генераторов на базе интенсивных квазинепрерывных (микросекундных) электронных пучков, формируемых линейными индукционными [16] или электростатическими ускорителями [17, 18], где зеркала резонатора ЛСЭ должны быть совмещены с каналом транспортировки пучка. Соответственно, достоинством новой схемы является возможность достижения высокой (мультимегаваттной) средней мощности излучения терагерцового диапазона и высокой энергии импульса 1–10 Дж. Важно также отметить перестраиваемость частоты генерации. Согласно результатам моделирования, при механическом изменении зазора между пластинами  $b$  возможно обеспечение сдвига частоты излучения порядка 1 ГГц.

Следует подчеркнуть достаточную универсальность описанного принципа организации обратной связи и селекции мод на основе модифицированных брэгговских структур. В частности, связь продольных и поперечных волновых потоков можно эффективно использовать в оптических РОС лазерах. Здесь включение в цепь обратной связи квазикритических мод может позволить более чем на порядок увеличить поперечный размер активной среды и, соответственно, мощность излучения при сохранении пространственной когерентности. Для реализации подобной схемы период гофра должен примерно вдвое превышать период традиционных брэгговских структур [1, 2] и, кроме того, обеспечить эффективное отражение поперечных волновых потоков путем час-

тичной металлизации поверхности диэлектрического волновода. Как и в случае ЛСЭ, селективное возбуждение единственной моды будет достигаться за счет того, что при заданном поперечном размере  $b$  спектр квазикритических мод значительно более разрежен, чем спектр мод, формируемых непосредственной связью параксиальных волновых потоков. Соответственно, относительно легко могут быть выполнены условия, при которых в полосу усиления активного вещества попадает единственная мода.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, грант # 08-08-00966.

1. Н. Kogelnik and C. V. Shank, J. Appl. Phys. **43**, 2327 (1972).
2. А. Ярив, *Квантовая электроника*, М.: Сов.радио, 1973.
3. V. L. Bratman, G. G. Denisov, N. S. Ginzburg, and M. I. Petelin, IEEE J. Quant. Electr. **QE-19(3)**, 282 (1983).
4. N. S. Ginzburg, A. A. Kaminsky, A. K. Kaminsky et al., Phys. Rev. Lett. **84**, 3574 (2000).
5. А. В. Аржанников, Н. С. Гинзбург, В. Ю. Заславский и др., Письма в ЖЭТФ **87**, 715 (2008).
6. K.-J. Kim, Y. Shvyd'ko, and S. Reiche, Phys. Rev. Lett. **100**, 244802 (2000).
7. А. В. Гапонов, А. Л. Гольденберг, Д. П. Григорьев и др., Письма в ЖЭТФ **2**, 430 (1965).
8. Ф. С. Русин, Г. Д. Богомолов, Письма в ЖЭТФ **4**, 236 (1966).
9. N. S. Ginzburg, A. M. Malkin, N. Yu. Peskov et al., Appl. Phys. Lett. **95**, 043504 (2009).
10. Б. З. Каценеленбаум, *Теория нерегулярных волноводов с медленно меняющимися параметрами*, М.: Изд. АН СССР, 1961.
11. M. I. Fuks, M. B. Goikhman, N. F. Kovalev et al., IEEE Trans. on Plasma Sci. **32**, 1323 (2004).
12. Н. С. Гинзбург, Н. А. Завольский, Г. С. Нусинович, А. С. Сергеев, Изв. вузов. Радиофизика **29**, 106 (1986).
13. M. A. Dem'yanenko, D. G. Esaev, B. A. Knyazev et al., Appl. Phys. Lett. **92**, 131116 (2008).
14. G. R. Neil, C. L. Bohn, S. V. Benson et al., Phys. Rev. Lett. **84**, 662 (2000).
15. G. M. Kazakevich, V. M. Pavlov, Y. U. Jeong et al., Phys. Rev. ST-AB **12**, 040701 (2009).
16. T. J. Orzechowski, B. R. Anderson, J. C. Clark et al., Phys. Rev. Lett. **57**, 17 (1986).
17. L. R. Elias, G. Ramian, J. Hu, and A. Amir, Phys. Rev. Lett. **57**, 424 (1986).
18. A. Abramovich, M. Canter, A. Gover et al., Phys. Rev. Lett. **82**, 5257 (1999).