

09;10

Стабилизация частоты излучения в лазерах на свободных электронах с двумерной и одномерной распределенной обратной связью

© Н.С. Гинзбург, В.Ю. Заславский, А.М. Малкин, Н.Ю. Песков, А.С. Сергеев

Институт прикладной физики РАН,
603950 Нижний Новгород, Россия
e-mail: ginzburg@appl.sci-nnov.ru

(Поступило в Редакцию 22 сентября 2008 г.)

Проведен анализ динамики лазеров на свободных электронах (МСЭ) с двухзеркальными гибридными брэгговскими резонаторами, отличительной особенностью которых является использование связи бегущих и квазикритических мод во входном зеркале. Данное зеркало может представлять собой как двумерную брэгговскую структуру коаксиальной геометрии, так и участок полого цилиндрического волновода, имеющего осесимметричную гофрировку с периодом, близким к длине волны. Выходное зеркало является традиционной брэгговской структурой, связывающей две встречные бегущие волны (период гофра близок к половине длины волны). Показано, что при оптимальных условиях в описанной схеме может быть реализована устойчивая одномодовая генерация, при которой частота излучения близка к частоте отсечки квазикритической моды, возбуждающейся во входном зеркале. Такой режим малокритичен к изменениям параметров электронного потока. Проведено моделирование экспериментально реализованных и разрабатываемых схем МСЭ.

PACS: 84.40.Ik

В настоящее время в Стратклайдском университете (Великобритания) в сотрудничестве с ИПФ РАН ведутся экспериментальные исследования коаксиальной схемы лазеров на свободных электронах (МСЭ) с двумерной распределенной обратной связью (РОС) [1–3]. Такой механизм обратной связи может быть реализован на основе двумерных брэгговских резонаторов [4,5] и позволяет получать мощное пространственно-когерентное излучение от трубчатых электронных потоков с периодом, на несколько порядков превосходящим длину волны. В упомянутых экспериментах измерения спектра излучения демонстрируется селективное возбуждение рабочей моды с заданным азимутальным индексом при периметре электродинамической системы до 25 длин волн. В то же время возможности селекции мод по продольному индексу исследованы в настоящий момент в недостаточной степени.

В указанном эксперименте использован гибридный резонатор [6,7], состоящий из двумерного входного и традиционного одномерного выходного брэгговских зеркал (рис. 1, *a*). В двумерном брэгговском зеркале, обеспечивающем азимутальную селекцию, имеет место связь волн, бегущих в продольном направлении (ось z), и квазикритических мод (мод шепчущей галереи). Усиление волн электронным потоком происходит в основном в регулярной части резонатора. При этом небольших отражений от выходного традиционного брэгговского зеркала, связывающего две встречные волны, оказывается достаточно для самовозбуждения генератора.

В настоящей работе показано, что при оптимальных условиях в описанной схеме возможна устойчивая одночастная одномодовая генерация, не критичная к изменениям параметров электронного потока. В таких

режимах с точностью до электронной перестройки частота излучения оказывается близка к частоте отсечки квазикритической моды, возбуждающейся во входном зеркале. Соответственно указанный механизм стабилизации частоты может быть реализован и в случае МСЭ с цилиндрическим полым резонатором (рис. 1, *b*), в котором во входном брэгговском зеркале используется связь бегущих и квазикритических волн [7,8], а второе, выходное, зеркало связывает две встречные волны. В последнем варианте описанная схема представляет прежде всего интерес как метод повышения частоты

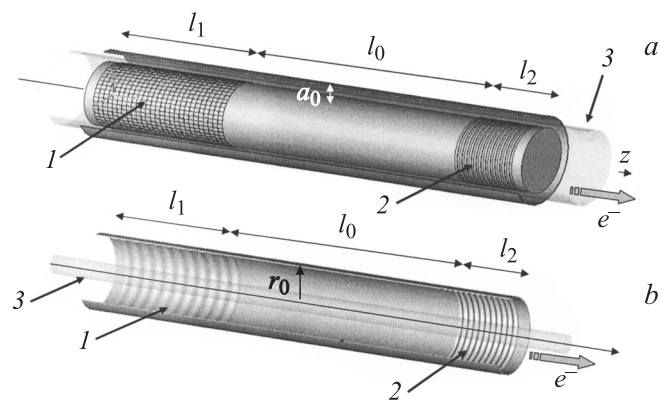


Рис. 1. Схемы МСЭ с гибридными резонаторами, *a*) коаксиальная схема: 1 — двумерный (двокопериодический) брэгговский рефлектор, 2 — одномерный традиционный брэгговский рефлектор, 3 — трубчатый РЭП, *b*) цилиндрическая схема: 1 — модифицированный брэгговский рефлектор, связывающий бегущие и квазикритические волны, 2 — традиционный брэгговский рефлектор, связывающий бегущие волны, 3 — параксиальный РЭП.

МСЭ с тонким приосевым пучком, разрабатываемых ОИЯИ (Дубна) на базе линейных индукционных ускорителей [8,9].

Двумерная брэгговская структура образуется отрезком коаксиального волновода, стенки которого гофрированы по закону

$$a = \frac{a_1}{4} [\cos(\bar{h}_1 z - \bar{M}\varphi) + \cos(\bar{h}_1 z + \bar{M}\varphi)], \quad (1)$$

где $\bar{h}_1 = 2\pi/d_1$, d_1 и a_1 — период и глубина гофрировки соответственно, $\bar{M} = \bar{h}_1 r_0 \gg 1$ — число азимутальных заходов гофра, r_0 — средний радиус волновода. Генерируемое в экспериментах [1–3] поле может быть представлено как совокупность двух распространяющихся в продольном направлении осесимметричных волн

$$\mathbf{E} = \text{Re} \left\{ \mathbf{E}_A(r) (A_+(t, z) e^{-ihz} + A_-(t, z) e^{+ihz}) e^{i\bar{\omega}t} \right\} \quad (2)$$

и одной квазикритической моды с азимутальным индексом, равным числу заходов гофра

$$\mathbf{E} = \text{Re} \left(\mathbf{E}_B(r) B(z, t) \cos(\bar{M}\varphi) e^{i\bar{\omega}t} \right), \quad (3)$$

где $\bar{\omega}$ — критическая частота моды, выбранная в качестве несущей; функции $\mathbf{E}_{A,B}(r)$ задают радиальную структуру волн, совпадающую с модами регулярного волновода.

Электронный поток синхронен с полем попутной бегущей волны A_+ . Связь и взаимное рассеяние парциальных волновых потоков на двумерной брэгговской структуре (1), а также возбуждение электронным потоком поля синхронной волны описываются в квазиоптическом приближении следующей системой, состоящей из уравнений переноса для бегущих волн и уравнения параболического типа для квазикритической волны:

$$\begin{aligned} \frac{\partial A_+}{\partial Z} + \frac{1}{\beta_{\text{gr}}} \frac{\partial A_+}{\partial \tau} + \hat{\sigma} A_+ + 2i\hat{\alpha}_1 B &= J, \\ -\frac{\partial A_-}{\partial Z} + \frac{1}{\beta_{\text{gr}}} \frac{\partial A_-}{\partial \tau} + \hat{\sigma} A_- + 2i\hat{\alpha}_1 B &= 0, \\ \frac{iC}{2} \frac{\partial^2 B}{\partial Z^2} + \frac{\partial B}{\partial \tau} + \hat{\sigma} B + i\hat{\alpha}_1 (A_+ + A_-) &= 0. \end{aligned} \quad (4)$$

Фактор возбуждения синхронной волны — высокочастотный ток

$$J = 1/\pi \int_0^{2\pi} e^{-i\theta} d\theta_0$$

— находится из решения усредненных уравнений движения для фаз электронов

$$\left(\frac{\partial}{\partial Z} + \frac{1}{\beta_{\parallel}} \frac{\partial}{\partial \tau} \right)^2 \theta = \text{Re} \{ A_+ e^{i\theta} \} \quad (5)$$

с граничными условиями

$$\theta|_{Z=0} = \theta_0 \in [0, 2\pi), \quad \left(\frac{\partial}{\partial Z} + \frac{1}{\beta_{\parallel}} \frac{\partial}{\partial \tau} \right) \theta \Big|_{Z=0} = \Delta. \quad (6)$$

В выходном одномерном брэгговском отражателе (см. рис. 1) присутствуют только две парциальные волны, взаимное рассеяние которых на одномерной брэгговской решетке $a = (a_2/2) \cos \bar{h}_2 z$ ($\bar{h}_2 = 2\pi/d_2$, d_2 — период структуры) описывается уравнениями

$$\frac{\partial A_+}{\partial Z} + \frac{1}{\beta_{\text{gr}}} \frac{\partial A_+}{\partial \tau} - i\hat{\alpha}_2 A_- = J, \quad (7)$$

$$-\frac{\partial A_-}{\partial Z} + \frac{1}{\beta_{\text{gr}}} \frac{\partial A_-}{\partial \tau} - i\hat{\alpha}_2 A_+ = 0. \quad (8)$$

Усиление синхронной волны A_+ в регулярной секции резонатора описывается уравнениями (5), (7), в которых следует положить $\hat{\alpha}_2 = 0$. При моделировании предполагалось, что внешние потоки энергии отсутствуют, т.е. амплитуды парциальных волн A_{\pm} на соответствующих границах равны нулю.

Для квазикритической моды на торцах брэгговской структуры используются излучательные граничные условия, учитывающие дифракцию полей этой моды через границу [10]:

$$B \pm \sqrt{\frac{C}{\pi i}} \int_0^{\tau} \frac{e^{-\hat{\sigma}(\tau-\tau')}}{\sqrt{\tau-\tau'}} \frac{\partial B(\tau')}{\partial Z} d\tau' \Big|_{z=0, L_1} = 0. \quad (9)$$

Электронный КПД генератора определяется соотношениями

$$\eta = \frac{C}{\mu(1-\gamma_0^{-1})} \hat{\eta}, \quad \hat{\eta} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \left(\frac{\partial \theta}{\partial Z} - \Delta \right) \Big|_{Z=L_1+L_2+L_0} d\theta_0. \quad (10)$$

При записи (4) использованы следующие нормированные переменные: $\tau = tC\bar{\omega}$, $Z = zC\bar{\omega}/c$, $L_j = l_j C\bar{\omega}/c$, l_j — длина секций, $(A_{\pm}, B_{\pm}) = (A_{\pm}, B_{\pm}) e k \mu / (\gamma m c \bar{\omega} C^2)$, $k = \beta_{\perp} / \beta_{\parallel}$ — параметр связи электронов с волной, пропорциональной осцилляторной скорости частиц β_{\perp} в поле ондулятора, $\mu \approx \gamma^{-2}$ — параметр инерционной группировки, γ — релятивистский масс-фактор, $v_{\parallel} = \beta_{\parallel} c$ — поступательная скорость частиц, $v_{\text{gr}} = \beta_{\text{gr}} c$ — групповая скорость бегущих волн,

$$C = \left(\frac{e I_0}{m c^3} \frac{\lambda^2 \mu k^2}{8\pi \gamma a_0} \right)^{1/3}$$

— параметр усиления, I_0 — погонный ток пучка, $\alpha_1 = a_1 \bar{h} / 8a_0$, $\alpha_2 = a_2 \bar{h} / 2a_0$ — коэффициенты связи волн на двумерной и одномерной брэгговской структуре, записанные в приближении малой кривизны поверхности, $\hat{\alpha}_{1,2} = \alpha_{1,2} / hC$, $\hat{\sigma} = \sigma / hC$ — параметр омических потерь, $\Delta = (\bar{\omega} - h v_{\parallel} - h_w v_{\parallel}) / \bar{\omega} C$ — расстройка синхронизма на несущей частоте, $h_w = 2\pi / D_w$, D_w — период ондулятора.

На рис. 2 представлены результаты моделирования на основе системы уравнений (4)–(8) процесса установления режима одномодовой одночастотной генерации в коаксиальной схеме 37 GHz Стратклайдского МСЭ с параметрами, близкими к экспериментально реализованному

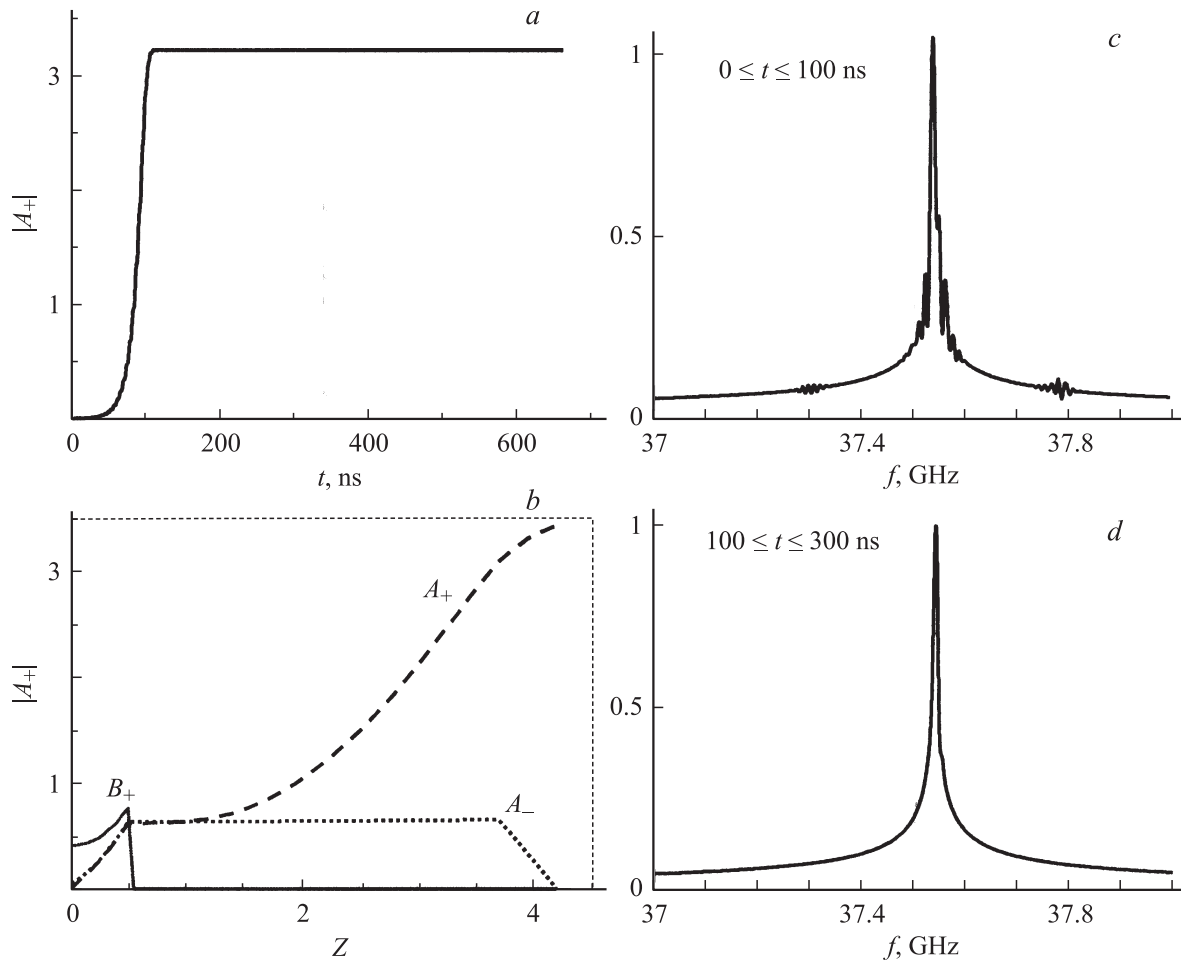


Рис. 2. Результаты моделирования МСЭ с гибридным резонатором: *a*) временная зависимость выходной амплитуды $|A_+|$; *b*) продольное распределение амплитуд полей парциальных волн в стационарном режиме генерации; *c, d*) спектр излучения в переходном и установившемся режиме генерации: $L_1 = 0.6$, $L_0 = 4$, $L_2 = 1$, $C \approx 0.007$, $\hat{\alpha}_1 = 2$, $\hat{\alpha}_2 = 0.1$, $\Delta = -1$, $\hat{\sigma} \approx 0.01$.

макету: длины входной, выходной и регулярной секций: $l_1 = 10.4$, $l_2 = 6$, $l_0 = 65$ см, энергия частиц 0.5 MeV, ток инжекции 1 кА, параметр усиления $C \approx 0.007$, коэффициенты связи: $\alpha_1 = 0.13$, $\alpha_2 = 0.04$ см $^{-1}$. В спектре сигнала в переходной стадии процесса $0 < t < 100$ ns (рис. 2, *c*) присутствуют несколько мод, которые могут быть интерпретированы как продольные моды входной двумерной брэгговской структуры, модифицированные небольшими (менее 10% по мощности) отражениями от выходного зеркала.

Уже после $t > 100$ ns в спектре представлена одна составляющая (рис. 2, *d*), т.е. устанавливается режим одномодовой одночастотной генерации. При этом важно отметить, что имеющейся в эксперименте длительности токового импульса ~ 250 ns должно быть достаточно для выделения основной моды. Распределение полей парциальных волн в стационарном режиме генерации показано на рис. 2, *b*, который демонстрирует, что основное усиление сигнала происходит после входного зеркала. В результате амплитуда квазикритической моды B_+ , возбуждающейся в двумерной брэгговской структуре, относительно невелика. Соответственно невелики и обу-

словенные этой модой омические и дифракционные потери. В таких условиях до 95% энергии, излученной электронным потоком, выносится с бегущей волной A_+ .

Заметим, что в случае, когда в моделируемом эксперименте в качестве выходного зеркала использовалась двумерная брэгговская структура, более половины энергии излучения диссипировалось в этом зеркале [1,2]. Переход к гибридной схеме [6] позволил при сохранении расчетного электронного КПД на уровне $\sim 20\%$ в несколько раз поднять регистрируемую выходную мощность излучения [3].

При использовании релятивистских электронных потоков, энергия частиц которых изменяется в течение одного импульса, а также от импульса к импульсу, принципиальное значение имеет не критичность частоты генерации к изменению параметров пучка. Это обстоятельство иллюстрируется рис. 3, на котором представлен сдвиг частоты генерации от несущей частоты: $\Delta\omega/\bar{\omega}$ как функция параметра расстройки синхронизма Δ . Видно, что во всей полосе генерации частота излучения близка к частоте отсечки квазикритической моды. Перестройка частоты в условиях моделируемого эксперимента не

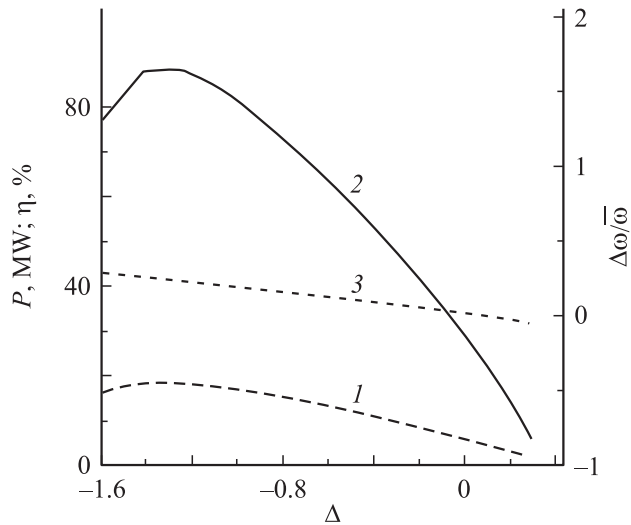


Рис. 3. Зависимость интегрального КПД η (1), мощности излучения P (2) и электронной перестройки частоты $\frac{\Delta\omega}{\omega}$ (3) от параметра расстройки Δ .

превышает 40 MHz при допустимом изменении энергии частиц $\Delta\gamma/\gamma \approx 20\%$.

В случае МСЭ с цилиндрическим полым резонатором (рис. 1, b) для осесимметричной гофрировки $r = (r_1/2) \cos \bar{h}_1 z$ ($\bar{h}_1 = 2\pi/d_1$, d_1 и r_1 — период и глубина гофрировки) при выполнении условия брэгговского резонанса $h \approx \bar{h}_1$ имеет место связь и взаимное рассеяние поля квазикритической моды

$$\mathbf{E} = \text{Re}(B(z, t)\mathbf{E}_B(r)e^{im\psi}e^{i\bar{\omega}t}) \quad (11)$$

и двух бегущих во встречном направлении волн

$$\mathbf{E} = \text{Re}(A_{\pm}(t, z)\mathbf{E}_A(r)e^{\mp ihz}e^{im\psi}e^{i\bar{\omega}t}). \quad (12)$$

В выходном брэгговском зеркале, гофрированном по закону $r = (r_2/2) \cos \bar{h}_2 z$, при выполнении условий $2h \approx \bar{h}_2$ попутная волна A_+ рассеивается во встречную волну A_- . Период этого зеркала примерно вдвое короче периода входного зеркала.

Уравнения, описывающие процесс генерации в указанной схеме, могут быть сведены к виду (4)–(9), где для бегущих волн нормировки не претерпевают изменений, а нормированная амплитуда поля квазикритической волны дается соотношением: $B = e\kappa\mu B\sqrt{N_A}/mc\gamma_0 C^2\sqrt{\bar{\omega}N_B}$. Здесь $N_A = c/2\pi \times \text{Re} \int_S [\mathbf{E}_A \mathbf{H}_A^*] dS$, $N_B = c/2\pi \int_S |\mathbf{E}_B(r)|^2 dS$ — нормы волн.

Для рассеяния бегущих волн ТЕ-типа и квазикритической моды ТМ-типа коэффициенты связи во входной и выходной брэгговской структуре даются соотношениями: $\alpha_1 = (\bar{h}r_1/4r_0)m(v_A^2 - m^2)^{-1/2}$, $\alpha_2 = (r_2/4r_0)v_A^2/\bar{h}r_0^2$, где v_A — корни функций Бесселя.

На основе развитой теории оценим возможности реализации 75 GHz МСЭ с гибридным брэгговским резонатором на базе ускорителя ЛИУ-3000 (ОИЯИ): энергия частиц 1 MeV, ток инжекции 200 А, радиус

рабочего канала 6.5 mm. В качестве бегущих волн выберем волны TE_{11} . Во входном зеркале при периоде гофра 4.1 mm и глубине 0.5 mm к рабочей частоте будет близка частота отсечки волны TM_{13} . Выходное зеркало имеет гофрировку с периодом 2.1 mm и глубиной 0.4 mm. При параметре усиления $C = 0.005$ и длине входной, выходной и регулярной секций $l_1 = 7.3$, $l_0 = 47.7$, $l_2 = 12.7$ cm нормированные значения длины составят $L_1 = 0.6$, $L_0 = 4$, $L_2 = 1$. При указанных параметрах моделирование в рамках уравнений (4)–(9) показывает возможность получения стабильной одночастотной генерации в описанной схеме МСЭ с КПД 15% и выходной мощностью 30 MW.

Таким образом, проведенный анализ демонстрирует, что в разработанном в Стратклайдском университете 37 GHz МСЭ с коаксиальным гибридным резонатором, составленным из двумерного и одномерного брэгговских зеркал, может быть реализован одномодовой одночастотный режим генерации, устойчивый к изменению параметров импульсного электронного потока. Данный механизм стабилизации частоты, основанный на возбуждении во входном зеркале квазикритической моды, является достаточно универсальным и может быть перенесен на МСЭ с полыми цилиндрическими резонаторами. Заметим также, что подобный метод стабилизации частоты может быть использован в экспериментах [11] по реализации планарной схемы МСЭ с двумерной РОС путем замыкания поперечных потоков энергии в двумерном брэгговском зеркале с помощью дополнительного волновода связи.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ (№ 06-02-17129-а, 08-08-00966-а, 07-02-00617-а), а также фонда „Династия“.

Список литературы

- [1] Konoplev I.V., Cross A.W., Phelps A.D.R. et al. // Phys. Rev. E. 2007. Vol. 76. P. 056 406.
- [2] Konoplev I.V., McGrane P., He W. et al. // Phys. Rev. Lett. 2006. Vol. 96. P. 035 002.
- [3] Konoplev I.V., Phelps A.D.R., Cross A.W. et al. // Proc. of 32nd Int. Conf. on IRMM. Cardiff, UK, 2007. P. 839.
- [4] Гинзбург Н.С., Песков Н.Ю., Сергеев А.С. // Письма в ЖТФ. 1993. Т. 19. Вып. 18. С. 51.
- [5] Ginzburg N.S., Peskov N.Yu., Sergeev A.S. // Optics Comm. 1993. Vol. 96. N 4–6. P. 254; Optics Comm. 1994. Vol. 112. P. 151.
- [6] Гинзбург Н.С., Песков Н.Ю., Сергеев А.С. // ЖТФ. 2001. Т. 71. Вып. 8. С. 80.
- [7] Ginzburg N.S., Malkin A.M., Peskov N.Yu. et al. // Phys. Rev. ST Accel. Beams. 2005. P. 040 705.
- [8] Гинзбург Н.С., Малкин А.М., Песков Н.Ю., Сергеев А.С. // Письма в ЖТФ. 2006. Т. 32. Вып. 10. С. 896.
- [9] Ginzburg N.S., Kaminsky A.A., Kaminsky A.K. et al. // Phys. Rev. Lett. 2000. Vol. 84. P. 3574.
- [10] Гинзбург Н.С., Завольский Н.А., Нусинович Г.С., Сергеев А.С. // Изв. вузов. Радиофизика. 1986. Т. 2. № 1. С. 106.
- [11] Аржанников А.В., Гинзбург Н.С., Заславский В.Ю. и др. // Вестн. НГУ. Сер. Физика. 2006. Т. 1. Вып. 2. С. 71.