

10

Мазер на свободных электронах с высокоселективным брэгговским резонатором, основанным на связи бегущих и квазикритических волн

© Н.С. Гинзбург, И.И. Голубев, С.М. Голубых, В.Ю. Заславский,
И.В. Зотова, А.К. Каминский, А.П. Козлов, А.М. Малкин,
Н.Ю. Песков, Э.А. Перельштейн, С.Н. Седых, А.С. Сергеев

Институт прикладной физики РАН, Н.Новгород
Объединенный институт ядерных исследований, Дубна
E-mail: peskov@appl.sci-nnov.ru

Поступило в Редакцию 2 апреля 2010 г.

Исследован мазер на свободных электронах (МСЭ) с двухзеркальным резонатором, включающим новую модификацию брэгговских структур на связи бегущих и квазикритических волн. Наличие в цикле обратной связи квазикритических волн позволяет улучшить селективные характеристики брэгговских резонаторов и обеспечить стабильный режим одночастотной генерации при значительной сверхразмерности пространства взаимодействия. Работоспособность нового механизма обратной связи подтверждена экспериментально в 30-GHz МСЭ, реализованном на базе ускорителя ЛИУ-3000 (ОИЯИ), где получена узкополосная генерация с мощностью ~ 10 MW и частотой, близкой к частоте отсечки квазикритической моды, возбуждающейся во входном брэгговском зеркале.

Брэгговские резонаторы на основе слабоффрированных волноводов [1] позволили успешно реализовать мощные узкополосные МСЭ-генераторы в длинноволновой части миллиметрового диапазона длин волн [2–4]. В частности, в совместных экспериментах ОИЯИ и ИПФ РАН на базе ускорителя ЛИУ-3000 (ОИЯИ) создан узкополосный высокоэффективный МСЭ данного типа, который использован для тестирования высокоградиентных ускорительных структур [5]. В реализованных вариантах брэгговских МСЭ, как и в получивших широкое применение оптических лазерах с распределенной обратной связью (РОС) [6], имеет место связь бегущих навстречу друг другу волн, обладающих большой

групповой скоростью. Однако проведенные экспериментальные исследования МСЭ выявили проблему недостаточной стабильности частоты излучения по отношению к изменениям параметров электронных пучков: уже при радиусе волноводов $\sim 1-2$ длин волн наблюдаются перескоки частоты в нескольких зонах генерации, обусловленных связью на брэгговской гофрировке различных пар волноводных мод.

Вместе с тем продвижение МСЭ в коротковолновую часть миллиметрового диапазона неизбежно требует увеличения сверхразмерности пространства взаимодействия по двум поперечным координатам.¹ Это необходимо, с одной стороны, для формирования канала транспортировки интенсивного электронного пучка, с другой — для снижения омических потерь. Соответственно возрастают требования к селективным характеристикам брэгговских резонаторов.

Эффективным решением указанной задачи может рассматриваться использование новой модификации брэгговских структур, отличительной особенностью которой является использование связи бегущей и квазикритической волн [8]. Для обеспечения селекции мод при минимальных омических потерях представляется оптимальной двухзеркальная схема, в которой модифицированное брэгговское зеркало расположено на входе пространства взаимодействия, а на выходе используется традиционная брэгговская структура (рис. 1). В модифицированной брэгговской структуре непосредственная связь попутной и встречной волн отсутствует и возникает возбуждение квазикритической волны. Усиление попутной бегущей волны, синхронной с электронным потоком, в основном имеет место после входного зеркала в регулярной части резонатора. Небольших отражений усиленного излучения от традиционного брэгговского зеркала, расположенного на выходе системы, оказывается достаточным для самовозбуждения автоколебаний. Подобно гиротронам [9], вовлечение в цепь обратной связи критической волны позволяет значительно разредить спектр мод резонатора, поскольку при большой сверхразмерности частотный интервал между такими модами значительно превышает интервал между модами, формируемыми связью параксиальных волн. Вместе с тем секционирование пространства взаимодействия обеспечивает относительно невысокий уровень ам-

¹ Заметим, что задача увеличения размеров пространства взаимодействия по одной из поперечных координат с целью повышения интегральной мощности излучения решается с помощью двумерных брэгговских структур планарной и коаксиальной геометрии, реализующих двумерную РОС [7].

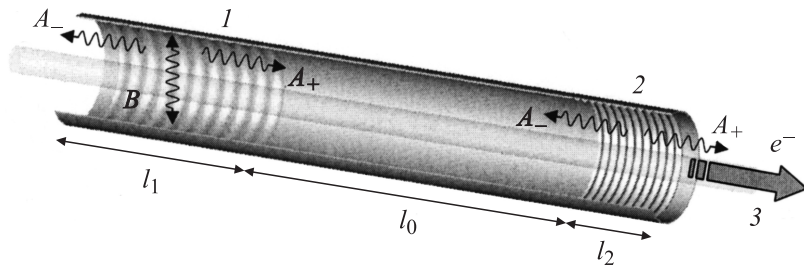


Рис. 1. Схема МСЭ с комбинированным двухзеркальным резонатором: 1 — модифицированный, 2 — традиционные брэгговские отражатели, 3 — электронный пучок. Волнистыми линиями показаны направления распространения электромагнитных потоков A_{\pm} и B . Период гофрировки модифицированной брэгговской структуры (1) примерно вдвое превосходит период традиционной (2).

плитуды квазикритической волны, что позволяет контролировать омические потери, связанные с возбуждением этой моды, и снизить пробойные ограничения. При оптимальном выборе параметров частота генерации в данной схеме МСЭ оказывается близка к частоте отсечки квазикритической волны, возбуждающейся в модифицированной брэгговской структуре, и малочувствительна к изменениям параметров электронного пучка [10]. В настоящем сообщении приведены результаты моделирования и экспериментального исследования данной новой схемы МСЭ.

Модифицированная брэгговская структура (рис. 1) может быть выполнена в виде отрезка цилиндрического волновода с неглубокой осесимметричной гофрировкой $r = r_0 + r_1 \cos(\bar{h}_1 z)$ ($\bar{h}_1 = 2\pi/d_1$, d_1 и r_1 — период и амплитуда гофрировки, r_0 — средний радиус волновода), которая при выполнении условия брэгговского резонанса $h \approx \bar{h}_1$ обеспечивает связь и взаимное рассеяние квазикритической волны

$$\vec{E} = \text{Re}(B(z, t)\vec{E}_B(r_{\perp}e^{i\omega t})) \quad (1a)$$

и двух бегущих во встречном направлении волн

$$\vec{E} = \text{Re}\left((A_+(t, z)e^{-ihz} + A_-(t, z)e^{ihz})\vec{E}_A(r_{\perp})e^{i\omega t}\right), \quad (1б)$$

где $\vec{E}_{A,B}(r_{\perp})$ — функции, описывающие поперечную структуру волн, совпадающую с модами регулярного цилиндрического волновода. Пред-

полагается, что период гофрировки и радиус волновода связаны соотношением $2\pi/d_1 \approx \sqrt{v_B^2 - v_A^2}/r_0$, где $v_{A,B}$ — нули производной функций Бесселя для соответствующих волн. Попутная парциальная волна $A_+(z)$ в условиях синхронизма $\omega - hv_{\parallel} = \Omega$ взаимодействует с электронным потоком, движущимся в $+z$ направлении и осциллирующим с баунс-частотой Ω в пространственно-периодическом поле ондулятора. Процесс рассеяния парциальных волн на гофрировке с учетом возбуждения пучком попутной волны может быть описан следующими уравнениями:

$$\frac{\partial \hat{A}_+}{\partial Z} + \frac{\partial \hat{A}_+}{\partial \tau} + i\alpha_1 \hat{B} = J, \quad J = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} e^{-i\theta} d\theta_0, \quad (2a)$$

$$-\frac{\partial \hat{A}_-}{\partial Z} + \frac{\partial \hat{A}_-}{\partial \tau} + i\alpha_1 \hat{B} = 0, \quad \frac{iC}{2} \frac{\partial^2 \hat{B}}{\partial Z^2} + \frac{\partial \hat{B}}{\partial \tau} + \sigma \hat{B} + i\alpha_1 (\hat{A}_+ + \hat{A}_-) = 0. \quad (2б, в)$$

Амплитуда высокочастотного электронного тока J находится из решения уравнений движения частиц

$$\left(\frac{\partial}{\partial Z} + \beta_{\parallel}^{-1} \frac{\partial}{\partial \tau} \right)^2 \theta = \text{Re}(\hat{A}_+ e^{i\theta}), \quad \theta|_{Z=0} = \theta_0 \in [0, 2\pi],$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial Z} + \beta_{\parallel}^{-1} \frac{\partial}{\partial \tau} \right) \theta \Big|_{Z=0} = \Delta. \quad (3)$$

Здесь использованы следующие безразмерные переменные и параметры: $Z = zCh$, $\tau = \omega_c Ct$, $\hat{A}_{\pm} = eK\mu A_{\pm}/mc\omega_c\gamma_0 C^2$, $\hat{B} = eK\mu B\sqrt{N_A}/mc\omega_c\gamma_0 C^2\sqrt{N_B}$, $\theta = \omega_c t - hz - \int \Omega dt$ — фаза электронов относительно синхронной волны, $\Delta = (\omega_c - hv_{\parallel} - \Omega)/C\omega_c$ — начальная расстройка синхронизма электронов с волной на несущей частоте, в качестве которой выбрана частота отсечки критической волны ω_c , $C = (eI_0\lambda^2 K^2 \mu / 4\pi^2 mc^2 \gamma_0 N_A)^{1/3}$ — параметр усиления (параметр Пирса), I_0 — невозмущенный ток пучка, $N_{A,B}$ — нормы волн, $v_{gr} = \beta_{gr}c$ — групповая скорость волны A_+ , $v_{\parallel} = \beta_{\parallel}c$ — продольная скорость электронов, σ — коэффициент омических потерь, которые существенны только для квазикритической моды. Коэффициент связи волн в модифицированной брэгговской структуре α_1 для рассеяния волн ТЕ-типа определяется соотношением [8] $\alpha_1 = r_1 \sqrt{v_A^2 - m^2} / 2Cr_0 \sqrt{v_B^2 - m^2}$, где m — азимутальный индекс

мод. Параметр связи электронов с волной и параметр инерционной группировки при инжекции пучка вдоль оси волновода определяются соотношениями $K \approx eH_u/\gamma_0 mc(\Omega + \omega_H)$, $\mu \approx \gamma_0^{-2}(1 + e^2\Omega H_u^2/m^2 c^2 \times (\Omega + \omega_H)^3)$, где H_u — амплитуда ондуляторного поля, ω_H — циклотронная частота (предполагается, что направление вращения электронов в поле винтового ондулятора противоположно направлению циклотронного вращения — режим обратного ведущего магнитного поля [4,5]).

В выходном (традиционном) брэгговском зеркале (рис. 1) при выполнении условия $2h \approx \hbar_2$ ($\hbar_2 = 2\pi/d_2$, d_2 — период гофрировки) попутная волна \hat{A}_+ рассеивается во встречную волну \hat{A}_-

$$\frac{\partial \hat{A}_+}{\partial Z} + \frac{\partial \hat{A}_+}{\partial \tau} + i\alpha_2 \hat{A}_- = J, \quad -\frac{\partial \hat{A}_-}{\partial Z} + \frac{\partial \hat{A}_-}{\partial \tau} + i\alpha_2 \hat{A}_+ = 0, \quad (4)$$

где α_2 — нормированный коэффициент связи волн на указанной структуре [1]. В регулярной части резонатора связь волн отсутствует, и усиление синхронной волны \hat{A}_+ электронным потоком описывается уравнением (2а), в котором следует положить $\alpha_1 = 0$.

Граничные условия к уравнениям (2), (4) соответствуют отсутствию потоков электромагнитной энергии извне и свободному вытеканию критической моды на границах модифицированной брэгговской структуры:

$$\hat{A}_+|_{Z=0} = 0, \quad \hat{A}_-|_{Z=L} = 0, \\ \left(\hat{B}(\tau) \pm \frac{1}{\sqrt{i\pi}} \int_0^\tau \frac{e^{\sigma(\tau-\tau')}}{\sqrt{\tau-\tau'}} \frac{\partial \hat{B}(\tau')}{\partial Z} \right) \Big|_{Z=0, L_1} = 0, \quad (5)$$

$L_j = l_j Ch$, $l = l_1 + l_0 + l_2$ — полная длина резонатора (рис. 1).

Работоспособность новой схемы обратной связи исследовалась в демонстрационном эксперименте, в котором на базе линейного индукционного ускорителя ЛИУ-3000 (ОИЯИ) в диапазоне 30 GHz был реализован МСЭ-генератор с описанной выше электродинамической системой. Формируемый ускорителем электронный пучок 0.8 MeV/200 A/250 ps инжектировался в соленоид с напряженностью поля ~ 0.15 Т, осуществлявший транспортировку пучка. Осцилляторная скорость обеспечивалась полем винтового ондулятора с периодом 6 см и амплитудой поля $\sim 0.11-0.12$ Т. При указанных параметрах параметр Пирса составлял $C \approx 0.01$.

Электродинамическая система МСЭ представляла собой комбинированный двухзеркальный резонатор на основе цилиндрического волновода с радиусом $r_0 = 0.85$ см. Входное („катодное“) модифицированное брэгговское зеркало, длина которого варьировалась в пределах $l_1 = 16–20$ см, имело осесимметричную гофрировку с периодом $d_1 = 10.6$ мм и амплитудой $r_1 = 0.25$ мм. Эта структура обеспечивала отражение рабочей волны $TE_{1,1}$ в волну того же типа через возбуждение квазикритической волны $TE_{1,2}$. На выходе системы использовалось традиционное брэгговское зеркало с длиной $l_2 = 7–10$ см, периодом гофрировки $d_2 = 5.3$ мм, связывающее две встречно распространяющиеся волны одного $TE_{1,1}$ типа. Зеркала были разделены регулярной секцией длиной $l_0 = 35–40$ см.

При параметрах, близких к условиям эксперимента, моделирование на основе уравнений (2)–(5) демонстрирует возможность установления одночастного стационарного режима генерации (рис. 2). Коэффициент отражения от выходного зеркала относительно невысок, и структура поля синхронной волны $A_+(z)$ благоприятна для отбора энергии у электронного потока. В результате, при оптимальных параметрах электронный КПД может достигать $\sim 15\%$ (рис. 2, *a*), что соответствует мощности излучения 20–25 MW. Поле квазикритической моды сконцентрировано в первом зеркале, и при умеренной амплитуде этого поля (см. рис. 2, *b*) омические потери имеют относительно малый уровень: для резонатора, выполненного из нержавеющей стали, они составляют не более 10% от мощности излучения.

Важным достоинством предлагаемой схемы является возможность стабилизации частоты генерации [10]. Из рис. 2, *c* видно, что при изменении расстройки синхронизма Δ во всей области самовозбуждения имеет место генерация вблизи частоты отсечки квазикритической моды с точностью до небольшой (~ 50 MHz) электронной перестройки.

Предварительно были проведены „холодные“ измерения электродинамических параметров модифицированного брэгговского зеркала (рис. 3, *a*), которые показали наличие для рабочей волны $TE_{1,1}$ относительно узкой ~ 200 MHz полосы отражений в окрестности частот 30.1–30.2 GHz, что хорошо соответствует расчету. Найденная в трехмерном моделировании частота основной моды модифицированной структуры составила 30.13 GHz, измеренная 30.15 GHz. Для традиционного брэгговского зеркала при одинаковой глубине гофрировки зона отражения была значительно шире — порядка 1.5 GHz (рис. 3, *b*).

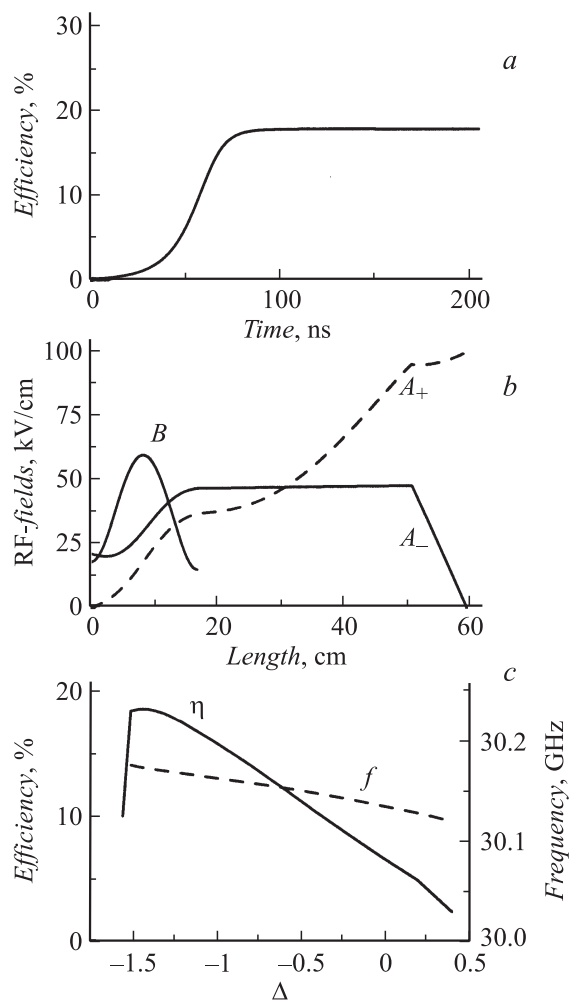


Рис. 2. Моделирование процесса установления автоколебаний в МСЭ с комбинированным брэгговским резонатором в условиях, близких к экспериментальным. Зависимость КПД от времени (*a*) и структура полей парциальных волн в стационарном режиме генерации (*b*) при оптимальных параметрах ($\Delta = -1.3$), а также зависимость частоты генерации и электронного КПД от расстройки синхронизма Δ (*c*) ($L_1 = 1$, $L_0 = 2$, $L_2 = 0.5$, $\alpha_1 = 0.5$, $\alpha_2 = 1$, $\sigma = 0.01$).

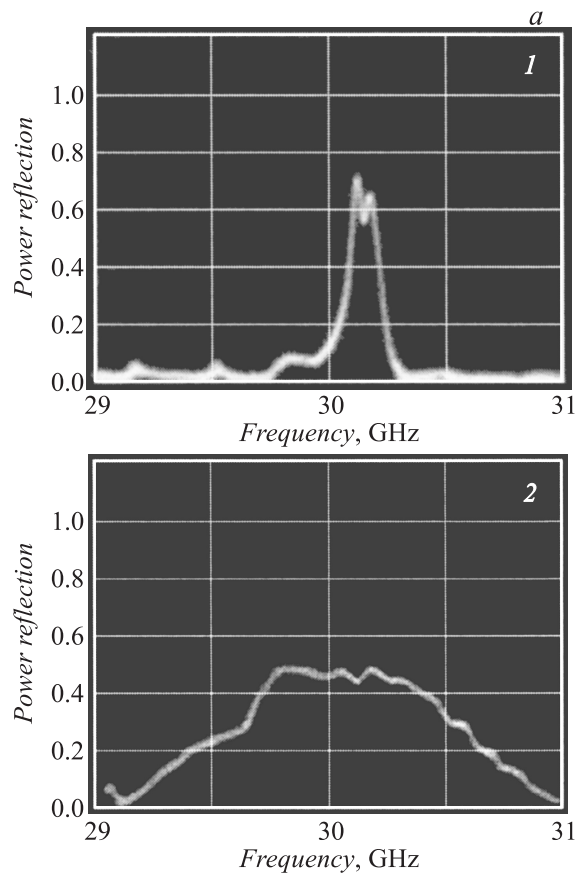


Рис. 3. Результаты экспериментального исследования МСЭ с комбинированным брэгговским резонатором: *a* — „холодные“ измерения коэффициентов отражения модифицированного ($l_1 = 16$ см) (1) и традиционного ($l_2 = 9$ см) (2) брэгговских зеркал. *b* — типичные осциллограммы: 1 — ВЧ-импульса, 2 — гетеродинированного сигнала со смесителя (100 ns/div.), 3 — спектра излучения (50 MHz/div.).

Экспериментально измеренные характеристики МСЭ-генератора на основе описанного выше комбинированного брэгговского резонатора также находятся в хорошем согласии с результатами моделирования.

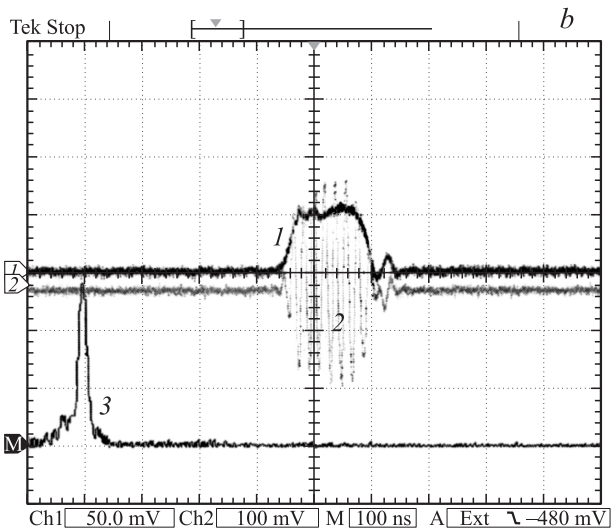


Рис. 3 (продолжение).

В расчетной области параметров получено узкополосное излучение на частоте 30.2 GHz, соответствующей возбуждению основной моды резонатора, сформированной описанной выше комбинацией бегущих и критической парциальных волн. Ширина спектра излучения составляла $\sim 7\text{--}10$ MHz (рис. 3, *b*), что близко к теоретическому пределу для импульсов 100–120 ns длительности. При оптимальных параметрах измеренная калориметром мощность излучения составляла $\sim 10\text{--}15$ MW. Важно отметить, что при изменении амплитуды ондуляторного поля и соответственно расстройки синхронизма Δ генерация на основной моде резонатора имела место во всей полосе зоны самовозбуждения, что демонстрирует стабильность рабочего режима к изменению параметров пучка (в МСЭ с традиционными брэгговскими зеркалами при подобном изменении ондуляторного поля происходят перескоки частоты генерации, соответствующие возбуждению различных пар волноводных мод [4,5]). Следует, однако, отметить, что при прогреве системы в процессе работы наблюдался небольшой ~ 20 MHz дрейф частоты генерации, который может быть объяснен уменьшением частоты отсечки критической моды входного брэгговского зеркала при его тепловом расширении.

Таким образом, проведенное моделирование и экспериментальное исследование демонстрируют возможность реализации стабильного режима узкополосной генерации в МСЭ на основе модифицированных брэгговских структур. Включение в цепь обратной связи квазикритической волны позволяет радикально улучшить селективные свойства по сравнению с традиционными брэгговскими структурами. При переходе к планарной геометрии модифицированные брэгговские структуры, открытые по одной из поперечных координат, сохраняют свои селективные свойства при зазоре между пластинами порядка 10–20 длин волн, и в этой связи перспективны при разработке мощных длинноимпульсных МСЭ (ЛСЭ) в коротковолновых диапазонах вплоть до терагерцового [11]. В этой связи реализованный генератор может рассматриваться в качестве прототипа указанного класса генераторов.

Работа выполнена при частичной поддержке грантов РФФИ и Федеральной целевой программы „Научные и научно-педагогические кадры инновационной России“ на 2009–2013 годы.

Список литературы

- [1] *Bratman V.L., Denisov G.G., Ginzburg N.S., Petelin M.I.* // IEEE. J. Quant. Electr. 1983. V. 19. P. 282.
- [2] *Ботвинник И.Е., Братман В.Л., Волков А.Б. и др.* // Письма в ЖЭТФ. 1982. Т. 35. В. 10. С. 418.
- [3] *Chu T.S., Hartemann F.V., Danly B.G., Temkin R.J.* // Phys. Rev. Lett. 1994. V. 72. В. 15. P. 2391.
- [4] *Ginzburg N.S., Kaminsky A.A., Kaminsky A.K. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2000. V. 84. P. 3574.
- [5] *Каминский А.К., Перельштейн Э.А., Седых С.Н. и др.* // Письма в ЖТФ. 2010. Т. 36. В. 5. С. 37.
- [6] *Ярив А.* Квантовая электроника. М.: Сов. радио, 1980. С. 416.
- [7] *Ginzburg N.S., Peskov N.Yu., Sergeev A.S.* // Opt. Comm. 1994. V. 112. P. 151.
- [8] *Гинзбург Н.С., Малкин А.М., Песков Н.Ю., Сергеев А.С.* // Письма в ЖТФ. 2006. Т. 32. В. 20. С. 60.
- [9] *Гапонов А.В., Гольденберг А.Л., Григорьев Д.П. и др.* // Письма в ЖЭТФ. 1965. Т. 2. В. 9. С. 430.
- [10] *Гинзбург Н.С., Заславский В.Ю., Малкин А.М. и др.* // ЖТФ. 2009. Т. 79. В. 9. С. 142.
- [11] *Гинзбург Н.С., Заславский В.Ю., Зотова И.В. и др.* // Письма в ЖЭТФ. 2010. Т. 91. В. 6. С. 286.