

УДК 537.86.029.65/.79+621.373

А. В. Аржанников<sup>1,2</sup>, Н. С. Гинзбург<sup>3</sup>, В. Ю. Заславский<sup>3</sup>, И. В. Зотова<sup>3</sup>,  
П. В. Калинин<sup>1,2</sup>, С. А. Кузнецов<sup>1</sup>, А. М. Малкин<sup>3</sup>, Н. Ю. Песков<sup>3</sup>, А. С. Сергеев<sup>3</sup>,  
С. Л. Синицкий<sup>2</sup>, В. Д. Степанов<sup>2</sup>, М. Тумм<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Новосибирский государственный университет  
ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090, Россия

<sup>2</sup> Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера СО РАН  
пр. Акад. Лаврентьева, 11, Новосибирск, 630090, Россия

<sup>3</sup> Институт прикладной физики РАН  
ул. Ульянова, 46, Нижний Новгород, 603950, Россия

E-mail: man@niic.nsc.ru

## РАЗРАБОТКА ДВУХСТАДИЙНОГО ПЛАНАРНОГО МСЭ ТЕРАГЕРЦОВОГО ДИАПАЗОНА НА ОСНОВЕ УСКОРИТЕЛЯ ЭЛМИ \*

В настоящее время разрабатывается проект двухстадийного МСЭ-генератора на базе ускорителя ЭЛМИ, формирующего параллельные ленточные пучки в едином катодном узле. В данной схеме первый пучок запитывает низкочастотную МСЭ-секцию, генерирующую мощное 75 ГГц излучение. Это излучение передается по волноводам связи во второй канал и используется в качестве волны накачки, которая на втором параллельном пучке рассеивается в излучение терагерцового диапазона. Статья посвящена моделированию различных режимов стимулированного рассеяния в указанной высокочастотной секции. Рассмотрены варианты как однопроходного усиления в режиме SASE, так и генератора, в котором резонатор на рассеянное излучение формируется модифицированными брэгговскими структурами, основанными на связи бегущих и квазикритических волн.

*Ключевые слова:* мазер на свободных электронах, ленточный электронный пучок, брэгговский резонатор, миллиметровое и терагерцовое излучение.

### Введение

Концепция лазеров и мазеров на свободных электронах (ЛЭС, МСЭ), в которых в качестве накачки используется интенсивная электромагнитная волна, развивается в течение длительного времени [1–5]. Преимуществом электромагнитной накачки, по сравнению с традиционной магнитостатической на основе ондуляторных полей, является

более короткий период. Это позволяет использовать умеренно-релятивистские электронные пучки для получения рассеянного излучения в коротковолновых диапазонах. Действительно, в соответствии с преобразованием Доплера длина волны рассеянного излучения  $\lambda_s$  связана с длиной волны накачки  $\lambda_i$  соотношением

$$k = \frac{\lambda_s}{\lambda_i} = \frac{(1 - \beta_{\parallel} \cos \theta_s)}{(1 - \beta_{\parallel} \cos \theta_i)},$$

\* Работа проводится при частичной финансовой поддержке Правительства РФ (грант № 11.G34.31.0033), программы Президента РФ для молодых ученых (грант № МК-5530.2011.2), Федеральной целевой программы «Научные и педагогические кадры инновационной России» на 2009–2013 гг. и Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 08-08-00966-а).

где  $v_{\parallel} = \beta_{\parallel} c$  – поступательная скорость электронов,  $\theta_i$  и  $\theta_s$  – углы распространения соответствующих волн по отношению к направлению поступательного движения частиц. В случае поперечного рассеяния длина волны рассеянного излучения составляет  $\lambda_s \approx \lambda_i / 2\gamma^2$ , а при встречном рассеянии –  $\lambda_s \approx \lambda_i / 4\gamma^2$ , где  $\gamma$  – релятивистский масс-фактор. Таким образом, при энергии пучка  $0,8 \div 1,1$  МэВ ( $\gamma \sim 2,6 \div 3,2$ ) и длине волны накачки  $\lambda_i = 4$  мм длина волны излучения будет лежать в диапазоне  $\sim 0,2 \div 0,3$  мм ( $1 \div 1,5$  ТГц) в схеме с поперечным рассеянием, а при использовании встречного рассеяния  $\sim 0,1 \div 0,15$  мм ( $2 \div 3$  ТГц).

Следует отметить, что для реализации МСЭ с электромагнитной накачкой перспективно использование схем с внутрирезонаторным рассеянием, когда генерируемая относительно низкочастотная волна используется в качестве волны накачки в процессе встречного комптоновского рассеяния на этом же или параллельном электронном пучке. Экспериментальные исследования подобных двухстадийных схем приведены в [6–9].

В настоящее время проект мощного двухстадийного МСЭ терагерцового диапазона развивается в ИЯФ СО РАН на базе ускорителя ЭЛМИ, формирующего параллельные ленточные пучки [10; 11]. Одной из главных проблем на пути создания подобного генератора является разработка селективной электродинамической системы, совместимой с системой транспортировки интенсивного релятивистского электронного пучка (РЭП) и способной обеспечить обратную связь для высокочастотной рассеянной волны в условиях существенной сверхразмерности пространства взаимодействия. В качестве подобных электродинамических систем могут быть использованы двухзеркальные резонаторы, формируемые модифицированными брегговскими структурами, отличительной особенностью которых является связь бегущих и квазикритических волн [12; 13].

Данная статья посвящена моделированию двухстадийного планарного терагерцового МСЭ с интенсивной волной накачки миллиметрового диапазона на основе двух параллельных ленточных РЭП с энергией  $\sim 1$  МэВ и плотностью тока до  $1$  кА/см,

формируемых ускорителем ЭЛМИ (ИЯФ СО РАН) [10; 11]. Ширина пучков составляет  $10 \div 20$  см при толщине  $3 \div 4$  мм. Схемы двухстадийного МСЭ для случаев встречного и поперечного рассеяния показаны на рис. 1. В обеих схемах первый пучок, осциллирующий в периодическом магнито-статическом (ондуляторном) поле, запитывает «низкочастотную» (НЧ) МСЭ-секцию, которая генерирует мощную волну накачки с частотой  $75$  ГГц. Основное внимание в работе уделено моделированию «высокочастотной» (ВЧ) секции рассеяния. Рассмотрен вариант однопроходного усиления в режиме SASE (self-amplified spontaneous emission) [14], а также вариант генератора с описанным выше модифицированным брегговским резонатором на рассеянную волну.

### Двухстадийный планарный МСЭ в режиме SASE

В первых экспериментах предполагается исследование двухстадийного МСЭ в так называемом режиме усиления собственных шумов (режим SASE) [14], т. е. в отсутствие резонатора для рассеянного излучения терагерцового диапазона. Рассмотрим для определенности случай встречного рассеяния. Предположим, что электронный пучок с погонным током  $j_b$ ,двигающийся с поступательной скоростью  $v_{\parallel}$ , осциллирует в поле волны накачки, поперечная структура которой соответствует ТЕМ волне планарного волновода с расстоянием между пластинами  $b_0$ . В исследуемой модели волна накачки и рассеянная волна задаются вектор-потенциалами:

$$\vec{A}_i = \vec{y}_0 \operatorname{Re} \left[ A_i e^{i(\omega_i t + k_i z)} \right],$$

$$\vec{A}_s = \vec{y}_0 \operatorname{Re} \left[ A_s(z, t) e^{i(\omega_s t - k_s z)} \right],$$

где  $\omega_{i,s} = 2\pi c / \lambda_{i,s}$  – частоты волн накачки и сигнала соответственно;  $k_{i,s} = \omega_{i,s} / c$ . В приближении фиксированной амплитуды волны накачки процесс усиления рассеянного излучения может быть описан системой уравнений, состоящей из нестационарного уравнения для амплитуды рассеянного поля и усредненных уравнений движения электронов в поле комбинационной волны:

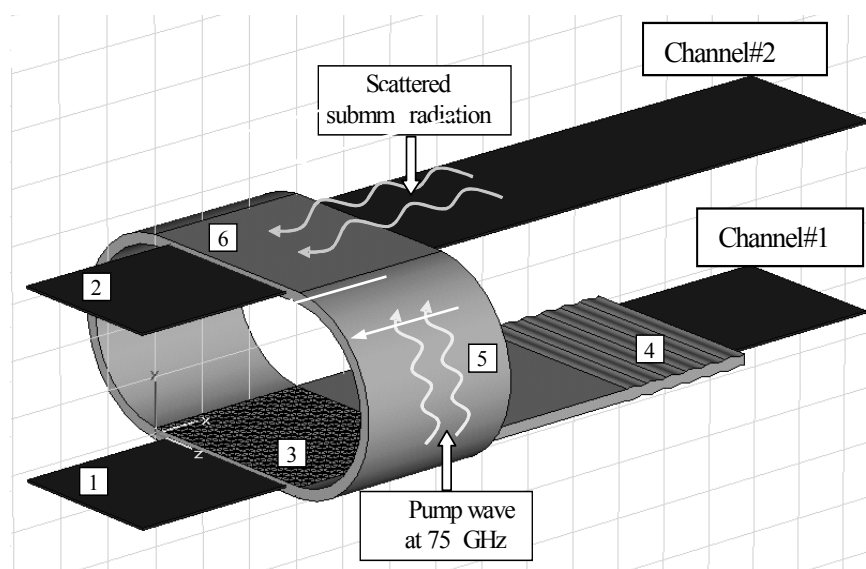
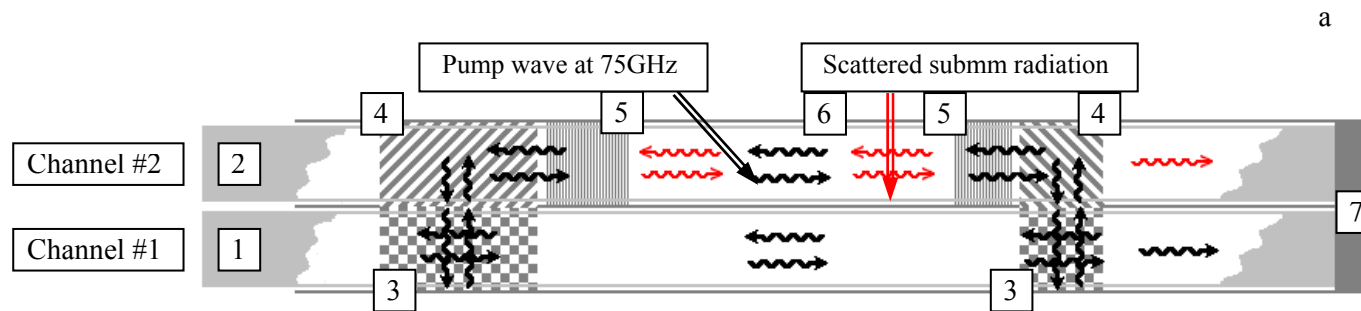


Рис. 1. Возможные схемы реализации двухстадийного планарного МСЭ на ускорителе ЭЛМИ при использовании параллельных ленточных РЭП в различных компоновках: а – встречное рассеяние (1 и 2 – ленточные РЭП, запитывающие различные секции; 3 – двумерные брэгговские рефлекторы, формирующие резонатор НЧ секции; 4 – дефлекторы НЧ волн; 5 – модифицированные брэгговские рефлекторы, формирующие резонатор ВЧ секции; 6 – область рассеяния излучения ВЧ секции; 7 – коллектор пучков); б – поперечное рассеяние (1 и 2 – ленточные РЭП, запитывающие различные секции; 3 и 4 – соответственно двумерный и традиционный брэгговские рефлекторы, формирующие резонатор НЧ секции; 5 – волноводы связи; 6 – область рассеяния излучения ВЧ секции)

$$\frac{\partial a}{\partial Z} + \frac{\partial a}{\partial \zeta} = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} e^{-i\theta} d\theta_0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial^2 \theta}{\partial Z^2} = \text{Re}\{ae^{i\theta}\},$$

Здесь

$$Z = C\omega_s z/c,$$

$$\zeta = C\omega_s (t - z/c)(\beta_{\parallel}^{-1} - 1)^{-1},$$

$$a = \mu a_s a_i^* C^{-2}, \quad a_{i,s} = eA_{i,s}/mc^2 -$$

безразмерные амплитуды волн;

$$\theta = (\omega_s - \omega_i)t - (h_s + h_i)z -$$

фаза электронов относительно комбинационной волны с частотой  $\omega_c = \omega_s - \omega_i \approx \omega_s$ ;

$$C = \left( \frac{ej_b \mu |a_i|^2 \lambda_s^2}{8\pi mc^3 \gamma_0^3 b_0} \right)^{1/3} -$$

параметр усиления;  $\mu = \gamma_0^{-2}(1 + |a_i|^2)$  – параметр инерционной группировки. В рассматриваемой системе пространственный инкремент дается соотношением

$$\Gamma = (\sqrt{3}/2)k_s C.$$

Соответственно при встречном рассеянии волны накачки с длиной волны  $\lambda_i = 4$  мм и амплитудой поля  $\sim 150$  кВ/см на ленточном электронном потоке с энергией частиц 0,8 МэВ ( $\gamma_0 \approx 2,6$ ), погонным током  $j_b = 500$  А/см в планарном волноводе с расстоянием между пластинами  $b_0 = 0,6$  см инкремент для рассеянного излучения терагерцового диапазона ( $\lambda_s \approx 0,015$  см) может

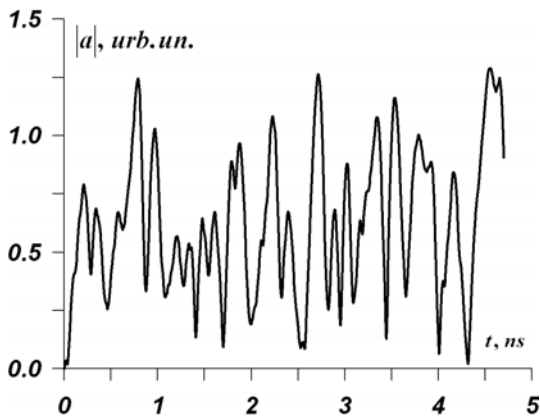


Рис. 2. Моделирование процесса вынужденного встречного рассеяния во второй секции двухстадийного МСЭ терагерцового диапазона в режиме усиления собственных шумов (SASE), реализующегося в отсутствие резонатора для рассеянного излучения

быть оценен на уровне  $\Gamma \sim 0,04 \text{ см}^{-1}$  ( $C \approx 10^{-4}$ ). Заметим, что здесь и далее используется приближение фиксированной амплитуды волны накачки.

Следует отметить, что полученные оценки справедливы для электронного пучка с разбросом по энергиям, определяемым формулой

$$\frac{\delta\gamma}{\gamma_0} \leq \frac{1}{N} \approx 0,01,$$

где  $N = 2/(\Gamma\lambda_i)$  – число осцилляций электрона в волне накачки на длине обратного инкремента. Для формирования электронного пучка с требуемым скоростным разбросом необходима оптимизация и диода, и геометрии катод-анодного промежутка (электронной пушки), и профиля магнитного поля, осуществляющего транспортировку РЭП [10].

На рис. 2 представлены результаты моделирования процесса вынужденного рассеяния на основе системы уравнений (1) для приведенных выше параметров. Считалось, что процесс инициируется малой ( $r \ll 1$ ) шумовой модуляцией плотности электронного потока:

$$\theta|_{Z=0} = \theta_0 + r \cos(\theta_0 + \phi(\tau)),$$

$$\theta_0 \in [0, 2\pi], \quad \frac{\partial \theta}{\partial Z}|_{Z=0} = 0,$$

где  $\phi(\tau)$  – случайная функция времени. Длина пространства взаимодействия  $l$  была выбрана равной 1,3 м, что в нормированных переменных соответствует  $L = C\omega_s l/c \approx 7$ . Процесс излучения в этом случае типичен для режима усиления собственных шумов (режим SASE), в котором рассеянное излучение имеет характер случайной последовательности импульсов с пиковой мощностью  $\sim 10\text{--}20$  кВт. Следует отметить, что мощность импульсов SASE может быть увеличена с ростом длины пространства взаимодействия.

### Двухстадийный планарный МСЭ-генератор с модифицированными брэгговскими зеркалами, основанными на связи бегущих и квазикритических волн

Генераторный режим в рассматриваемой схеме МСЭ может быть реализован при ис-

пользовании во второй секции высокодобротного резонатора для рассеянного высокочастотного излучения. Очевидно, подобная электродинамическая система должна: а) быть прозрачна для волны накачки миллиметрового диапазона; б) совместима с системой транспортировки сильноточного ленточного РЭП; в) обеспечивать цикл обратной связи для высокочастотного терагерцового излучения. В качестве такой системы, может быть использован двухзеркальный резонатор на основе модифицированных брэгговских структур [15]. Отличительной особенностью этих структур является использование связи бегущих и квазикритических волн. Такая связь реализуется при выполнении брэгговского условия

$$\bar{h} \approx k_s \quad (2)$$

в планарном волноводе с неглубокой синфазной гофрировкой

$$b(z) = b_1 \cos(\bar{h}z), \quad (3)$$

где  $\bar{h} = 2\pi/d$ ;  $d$  – период структуры;  $b_1$  – амплитуда гофрировки. Условие (2) соответствует тому, что период «модифицированной» гофрировки близок к длине волны излучения и примерно вдвое превышает период гофрировки традиционных брэгговских структур, в которых имеет место непосредственная связь двух встречно-распространяющихся бегущих волн.

Исследуемая схема секции рассеяния показана на рис. 3. Резонатор формируется двумя модифицированными брэгговскими зеркалами длиной  $l_{1,2}$ , которые расположены на входе и выходе пространства взаимодействия и разделены регулярной секцией длиной  $l_0$ . Поле рассеянного излучения в такой системе может быть представлено как сумма двух параксиальных встречно-распространяющихся квазиоптических волновых пучков

$$\vec{H} = \vec{x}_0 \times \times \text{Re} \left[ A_s^+(z, y, t) e^{i(\omega_s t - k_s z)} + A_s^-(z, y, t) e^{i(\omega_s t + k_s z)} \right] \quad (4)$$

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

$$\begin{aligned} \vec{H} &= \\ &= \frac{\vec{x}_0}{2} \text{Re} \left[ F_s(z, t) \left( e^{i(\omega_s t - k_{\perp} y)} + e^{i(\omega_s t + k_{\perp} y)} \right) \right] = \\ &= \vec{x}_0 \text{Re} \left[ F_s(z, t) \sin(k_{\perp} y) e^{i\omega_s t} \right]. \end{aligned}$$

Последние в предположении, что зазор между пластинами  $b_0$  и период гофрировки  $d$  связаны условием  $b_0 \approx pd/2$  ( $p$  – целое число), с учетом отражений от стенок волновода формируют стоячую волну ( $k_{\perp} = \pi p/b_0 \approx \bar{h}$ ), которую следует классифицировать как  $\text{TM}_p$  моду с частотой  $\omega_s$ , близкой к частоте отсечки  $\omega_s \approx \pi pc/b_0$ .

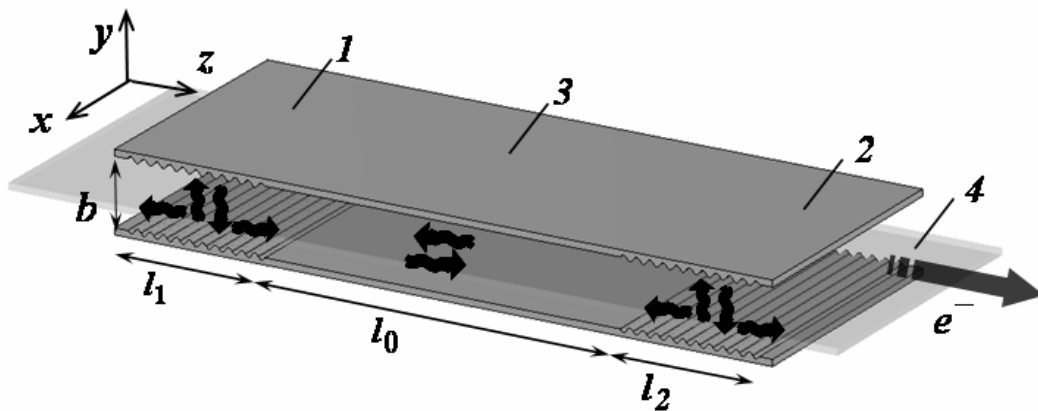


Рис. 3. Схема резонатора высокочастотной секции (секция № 2) планарного МСЭ на основе модифицированных брэгговских зеркал со связью параксиальных и квазикритических волновых пучков: 1, 2 – входное и выходное зеркала соответственно; 3 – секция регулярного волновода; 4 – ленточный электронный пучок (стрелками показаны направления распространения волновых потоков)

Усиливаемая электронным потоком синхронная волна  $A_s^+$  через возбуждение на брэгговской структуре (3) квазикритической моды  $F_s$  переизлучается во встречную бегущую волну  $A_s^-$ . В этих условиях процесс генерации может быть описан системой уравнений параболического типа, учитывающих дифракцию волновых потоков [15]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \hat{a}^+}{\partial Z} + \frac{\partial \hat{a}^+}{\partial \tau} + i \frac{\partial^2 \hat{a}^+}{\partial Y^2} &= \\ &= i \frac{\alpha B}{2} \hat{f} [\delta(Y) + \delta(Y-B)] + J, \\ -\frac{\partial \hat{a}^-}{\partial Z} + \frac{\partial \hat{a}^-}{\partial \tau} + i \frac{\partial^2 \hat{a}^-}{\partial Y^2} &= \\ &= i \frac{\alpha B}{2} \hat{f} [\delta(Y) + \delta(Y-B)], \\ \frac{\partial \hat{f}}{\partial \tau} + \frac{iC}{2} \frac{\partial^2 \hat{f}}{\partial Z^2} + \sigma \hat{f} &= \\ &= i\alpha \left[ (\hat{a}^+ + \hat{a}^-) \Big|_{Y=0} + (\hat{a}^+ + \hat{a}^-) \Big|_{Y=B} \right]. \end{aligned} \quad (5)$$

Здесь введены следующие нормированные переменные и параметры:

$$\begin{aligned} \tau &= C\omega_s t, \\ Y &= \sqrt{2C}k_s y, \\ \hat{a}^\pm &= \frac{e\mu a_i A_s^\pm}{2mc^2 k_s \gamma_0^2 C^2}, \\ \hat{f} &= \frac{e\mu a_i F_s}{2\sqrt{2}mc^2 k_s \gamma_0^2 C^2}, \\ \sigma &= \delta/Cb_0 - \end{aligned}$$

параметр омических потерь;  $\delta$  – глубина скин-слоя в металле;  $\alpha = b_1/Cb_0\sqrt{2}$  – коэффициент связи волн на брэгговской структуре;  $B = \sqrt{2C}k_s b_0$  – нормированная ширина волновода.

Для описания связи параксиальных  $\hat{a}^\pm$  и квазикритических волновых потоков  $\hat{f}$  на периодически гофрированных поверхностях в уравнениях (5) использована концепция поверхностных магнитных токов [16], которые задаются на плоскостях  $Y=0$  и  $Y=B$  регулярного невозмущенного волновода (волновода сравнения) соответствующими дельта-функциями. Параксиальные волновые потоки могут быть представлены в виде разложения в ряды Фурье:

$$\hat{a}^\pm = \sum_{n=0}^{\infty} \hat{a}_n^\pm(Z, \tau) \cos\left(\frac{n\pi Y}{B}\right), \quad (6)$$

где каждый член ряда, характеризующийся индексом  $n$ , соответствует нормальной моде регулярного планарного волновода с амплитудой  $\hat{a}_n^\pm$ .

Высокочастотный электронный ток

$$J = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} e^{-i\theta} d\theta_0, \quad (7)$$

обуславливающий усиление синхронной волны  $\hat{a}_+$ , имеет объемный характер (для определенности предполагаем, что поток частиц равномерно заполняет зазор между пластинами) и находится из решения усредненных уравнений движения частиц

$$\left( \frac{\partial}{\partial \tau} + \beta_{\parallel}^{-1} \frac{\partial}{\partial Z} \right)^2 \theta = \text{Re}(\hat{a}^+ e^{i\theta}) \quad (8)$$

с граничными условиями

$$\begin{aligned} \theta|_{Z=0} &= \theta_0 \in [0, 2\pi), \\ \left( \frac{\partial}{\partial \tau} + \beta_{\parallel}^{-1} \frac{\partial}{\partial Z} \right) \theta \Big|_{Z=0} &= -\Delta, \end{aligned} \quad (9)$$

где  $\theta$  – фаза электронов относительно комбинационной волны,  $\Delta$  – расстройка синхронизма.

В предположении, что потоки энергии извне отсутствуют, амплитуды параксиальных волновых пучков на соответствующих границах равны нулю:

$$\hat{a}^+(Z=0) = 0, \quad \hat{a}^-(Z=L) = 0, \quad (10)$$

где  $L = L_1 + L_0 + L_2$  – полная нормированная длина системы;  $L_j = Ck_s l_j$ . Для описания свободной дифракции квазикритической моды через открытые края пространства взаимодействия следует использовать известные в теории гиротронов [17] излучательные граничные условия:

$$\left[ \hat{f} \mp \sqrt{\frac{C}{\pi i}} \int_0^{\tau} \frac{e^{-\sigma(\tau-\tau')}}{\sqrt{\tau-\tau'}} \frac{\partial \hat{f}(\tau')}{\partial Z} d\tau' \right]_{Z=0,L} = 0. \quad (11)$$

Для стационарного режима генерации  $\hat{a}^\pm, \hat{f} \sim \exp(i\Omega\tau)$  ( $\Omega = (\omega - \omega_s)/C\omega_s$  – отстройка частоты генерации от несущей критической частоты) из уравнений (5), (8) следует закон сохранения энергии:

$$\hat{\eta}B = P_+ + P_- + P_{\text{dif}} + P_{\text{ohm}}, \quad (12)$$

где

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

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

электронный КПД;

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

$$P^- = \frac{1}{4} \int_0^B |\hat{a}^-|_{Z=0}^2 dY -$$

нормализованные мощности излучения, переносимые параксиальными волновыми пучками;

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

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

мощность дифракционных и омических потерь квазикритической моды соответственно. Полезная мощность пропорциональна  $P^+$ , в то время как все прочие члены в правой части (12) представляют собой различные каналы потерь энергии.

Моделирование нелинейной динамики МСЭ на основе уравнений (5)–(11) было проведено для тех же параметров электронного пучка и накачки, что и ранее ( $C \approx 10^{-4}$ ). Нормированная ширина волновода составила  $B = 4$ . Длины входного и выходного брегговских отражателей были выбраны равными  $l_1 = 15$  см и  $l_2 = 6,5$  см, глубина гофрировки в обоих зеркалах 4 мкм, что соответствует безразмерным параметрам  $L_1 = 0,7$ ,  $L_2 = 0,3$ ,  $\alpha_{1,2} = 4$ . Указанные отражатели разделены регулярной секцией планарного волновода длиной  $l_0 = 86$  см ( $L_0 = 4$ ). Считалось, что стенки резонатора выполнены из меди с глубиной скин-слоя  $\delta \approx 0,1$  мкм. В этом случае параметр омических потерь составляет  $\sigma \approx 0,06$ .

На рис. 4 показан процесс установления стационарного одночастного режима генерации при исследуемой сверхразмерности  $b \sim 40\lambda$ . Частотный спектр излучения представлен на рис. 4, б. Распределение амплитуд парциальных волновых пучков в этом режиме (рис. 5) демонстрирует форми-

рование 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. 4, в). 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  $\hat{f}$  относительно невелика (см. рис. 5) 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  $\eta \sim 0,3\%$  плотность мощности рассеянного излучения может достигать  $\sim 1$  МВт/см. Соответственно при ширине электронного пучка 10 см мощность терагерцового излучения может достигать  $\sim 10$  МВт. Время установления автоколебаний – порядка 300 нс. При этом в отличие от рассмотренного выше режима SASE спектр излучения близок к монохроматическому.

Для обеспечения одномодовой генерации частотный сдвиг между квазикритическими модами, отличающимися индексом  $p$ , должен превосходить полосу усиления МСЭ

$$c\pi/b_0 > \omega_p / N.$$

При выбранных параметрах электронного пучка и накачки допустимый зазор между пластинами  $b_{\text{max}} \approx 15$  мм. Соответственно выбранное расстояние между пластинами 6 мм удовлетворяет данному критерию и одновременно достаточно для формирования канала транспортировки интенсивного электронного пучка и введения в систему волны накачки. Таким образом, за счет включения в цепь обратной связи квазиперечных потоков энергии может быть реализован механизм селекции, аналогичный используемому в гиротронах [18] и оротронах [19]. Однако наличие параксиальных волновых потоков (4), с одним из которых синхронно взаимодействует электронный

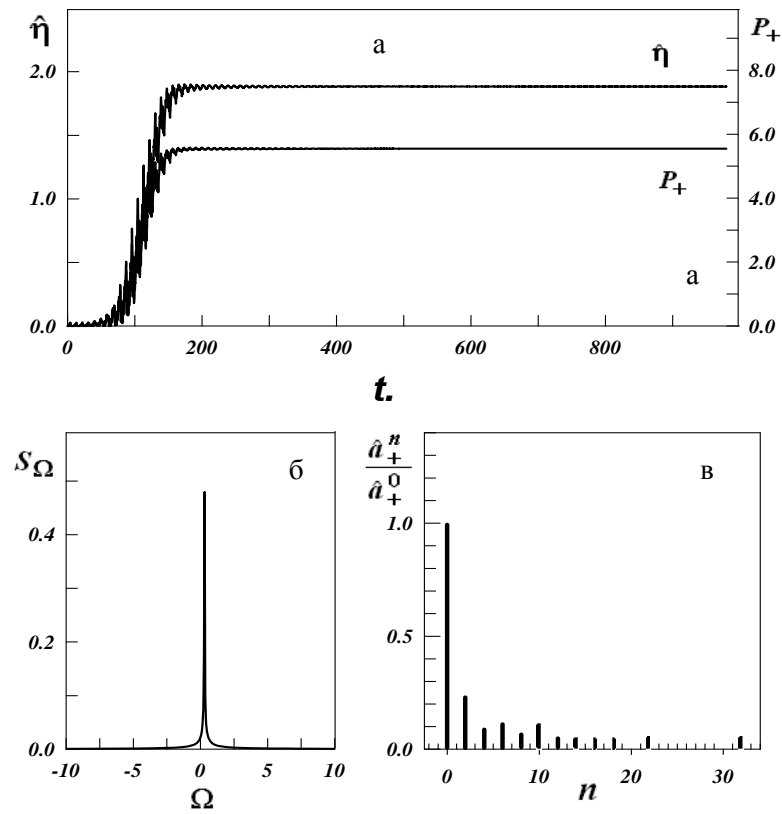


Рис. 4. Моделирование двухстадийного МСЭ на основе ускорителя ЭЛМИ: установление стационарного режима генерации. Зависимость от времени электронного КПД  $\eta$  и полезной мощности излучения  $P_+$  (а), частотный спектр излучения  $S_\Omega$  (б) и разложение волнового пучка в выходном сечении по собственным модам регулярного волновода (в)

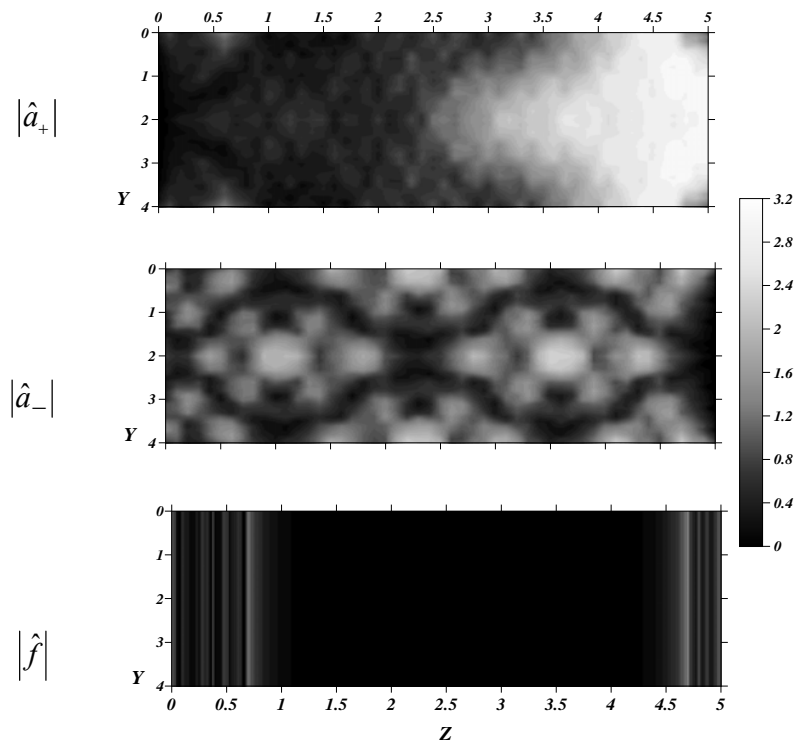


Рис. 5. Пространственная структура парциальных волновых потоков  $\hat{a}_\pm$  и  $\hat{f}$  в стационарном режиме генерации



поток, позволяет обеспечить доплеровское смещение частоты вверх.

По второй из поперечных координат (координата  $x$  на рис. 3) планарный волновод предполагается открытым. Соответственно для формирования когерентной структуры поля в этом направлении может быть использован механизм дифракционной селекции мод. Ленточный электронный пучок конечной ширины  $l_x$  может рассматриваться как активный волновод, в котором при определенных условиях может усиливаться единственная мода. Дифракционная селекция мод эффективна при параметрах Френеля

$$N_F = l_x^2 / l_{\text{эф}} \lambda_s \leq 1,$$

где  $l_{\text{эф}} = l_0 / (1 - R_1 R_2)$  – 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.

Необходимо отметить, что в отличие от уже реализованных ЛСЭ терагерцового диапазона на базе линейных высокочастотных ускорителей [20; 21] и микротронов [22], пучки которых представляют собой последовательность коротких (пикосекундных) импульсов достоинством предлагаемой схемы является возможность использования длинноимпульсных (микросекундных) электронных пучков и, таким образом, достижения высокой (мультимегаваттной) средней мощности излучения терагерцового диапазона и высокой энергии импульса  $\sim 1\text{--}10$  Дж.

### Список литературы

1. Pantell R. H., Soncini G., Puthoff H. E. Stimulated Photon-Electron Scattering // IEEE J. of Quant. Electr. 1968. Vol. QE-4. No. 11. P. 905–907.
2. McDermot D. B., Marshall T. C., Sclesinger S. E. et al. High-Power Free-Electron Laser on Stimulated Raman Backscattering // Phys. Rev. Lett. 1978. Vol. 41. No. 5. P. 1368–1371.
3. Братман В. Л., Гинзбург Н. С., Петелин М. И. Нелинейная теория вынужденного рассеяния волн на релятивистских электронных пучках // ЖЭТФ. 1979. Т. 76, № 3. С. 930–943.
4. Gover A., Sprangle P. A Unified Theory of Magnetic Bremsstrahlung, Electrostatic Bremsstrahlung, Compton-Raman Scattering, and Cerenkov-Smith-Purcell Free-Electron Laser // IEEE J. of Quant. Electr. 1981. Vol. QE-17. No. 8. P. 1196–1216.
5. Keks R., Carmel J., Granatstein V. L., Destler W. W. Free-Electron Laser Pumped by Powerful Traveling Electromagnetic Wave // IEEE Trans. on Plasma Sci. 1990. Vol. 18. No. 3. p. 437–446.
6. Жуков П. Г., Иванов В. С., Рабинович М. С., Райзер М. Д., Рухадзе А. А. Вынужденное комптоновское рассеяние волн на релятивистском электронном пучке // ЖЭТФ. 1979. Т. 76, № 6. С. 2065.
7. Carmel J., Granatstein V. L., Gover A. Demonstration of a Two Stage Backward Wave-Oscillator Free-Electron Laser // Phys. Rev. Lett. 1983. Vol. 51. No. 7. P. 566–569.
8. Bratman V. L., Denisov G. G., Ginzburg N. S., Smorgonsky A. V., Korovin S. D., Polevin S. D., Rostov V. V., Yalandin M. I. Stimulated Scattering of Waves in Microwave Generators with High-Current Relativistic Electron Beams: Simulation of Two-Stage Free Electron Lasers // Int. J. of Electron. 1985. Vol. 59. No. 3. P. 247–289.
9. Peskov N. Yu., Kaminsky A. K., Kalyonov Yu. K., Kuzikov S. V., Kornishin S. Yu., Perelshtein E. A., Saviolov A. V., Sedykh S. N. Sub-Millimeter Bragg FEM Based on Moderately Relativistic Electron Beam: Project and First Experiments // Digest of Joint 32<sup>nd</sup> Int. Conf. on Infrared and Millimeter Waves and 15<sup>th</sup> Int. Conf. on Terahertz Electronics. Cardiff, UK, 2007. Vol. 2. P. 837–838.
10. Аржанников А. В., Бобылев В. Б., Гинзбург Н. С., Иваненко В. Г., Калинин П. В., Кузнецов С. А., Песков Н. Ю., Сергеев А. С., Синицкий С. Л., Степанов В. Д. Одноканальные и многоканальные планарные мазеры на свободных электронах // Изв. ВУЗов. Радиофизика. 2003. Т. 46, № 10. С. 907–913.
11. Arzhannikov A. V., Ginzburg N. S., Kalinin P. V., Kuznetsov S. A., Peskov N. Yu., Rozental R. M., Sinitsky S. L., Stepanov V. D., Thumm M., Zaslavsky V. Yu., Zotova I. V. Intercavity Scattering Scheme for Two-Stage Generation of Submillimeter Radiation on the Base of Planar 2D Bragg FEM // Proc. of VI Int. Workshop «Strong Microwaves in Plasmas» / Ed. by A. G. Litvak. N. Novgorod, Russia, 2005. Vol. 1. P. 228–233.
12. Гинзбург Н. С., Малкин А. М., Песков Н. Ю., Сергеев А. С. О механизме самовозбуждения МСЭ-генераторов в условиях

связи распространяющихся и запертых волн // Письма в ЖТФ. 2006. Т. 32, № 20. С. 60–69.

13. *Ginzburg N. S., Malkin A. M., Peskov N. Yu., Sergeev A.S., Zaslavsky V. Yu., Kamada K., Soga Y.* Tunable Terahertz Band Planar Bragg Reflectors // *Appl. Phys. Lett.* 2009. Vol. 95. P. 043504.

14. *Murphy J. B., Pellegrini C., Bonifacio R.* Collective Instability of a Free Electron Laser Including Space Charge and Harmonics // *Opt. Comm.* 1985. Vol. 53. No. 3. P. 197–202.

15. *Гинзбург Н. С., Заславский В. Ю., Зотова И. В., Малкин А. М., Песков Н. Ю., Сергеев А. С.* Лазеры на свободных электронах терагерцового диапазона с брэгговскими структурами, основанными на связи бегущих и квазикритических волн // Письма в ЖЭТФ. 2010. Т. 91. С. 286–289.

16. *Каценеленбаум Б. З.* Теория нерегулярных волноводов с медленно меняющимися параметрами. М., 1961.

17. *Гинзбург Н. С., Завольский Н. А., Нусинович Г. С., Сергеев А. С.* Нестационарная теория электронных генераторов с дифракционным выводом излучения // *Изв. ВУЗов. Радиофизика.* 1986. Т. 29, № 1. С. 106–114.

18. *Гапонов А. В., Гольденберг А. Л., Григорьев Д. П., Орлова И. М., Панкратова Т. Б., Петелин М. И.* Индуцированное циклотрон-

ное излучение электронов в открытых резонаторах // Письма в ЖЭТФ. 1965. Т. 2, № 9. С. 430–435.

19. *Русин Ф. С., Богомолов Г. Д.* Генерация электромагнитных колебаний в открытом резонаторе // Письма в ЖЭТФ. 1966. Т. 4, № 6. С. 236–239.

20. *Dem'yanenko M. A., Esaev D. G., Knyazev B. A., Kulipanov G. N., Vinokurov N. A.* Imaging with a 90 Frames/s Microbolometer Focal Plane Array and High-Power Terahertz Free Electron Laser // *Appl. Phys. Lett.* 2008. Vol. 92. P. 131116.

21. *Neil G. R., Bohn C. L., Benson S. V., Bi-allas G., Douglas D., Dylla H. F., Evans R., Fugitt J., Grippo A., Gubeli J., Hill R., Jordan K., Li R., Merminga L., Piot P., Preble J., Shinn M., Siggins T., Walker R., Yunn B.* Sustained Kilowatt Lasing in a Free-Electron Laser with Same-Cell Energy Recovery // *Phys. Rev. Lett.* 2000. Vol. 84. P. 662.

22. *Kazakevich G. M., Pavlov V. M., Jeong Y. U., Lee B. C.* Magnetron-Driven Microtron Injector of a Terahertz Free Electron Laser // *Phys. Rev. ST-AB.* 2009. Vol. 12. P. 040701.

*Материал поступил в редколлегию 08.12.2011*

**A. V. Arzhannikov, N. S. Ginzburg, V. Yu. Zaslavkiy, I. V. Zotova, P. V. Kalinin, S. A. Kuznetsov, A. M. Malkin, N. Yu. Peskov, A. S. Sergeev, S. L. Sinitskiy, V. D. Stepanov, M. Tumm**

#### **DEVELOPMENT OF THE TWO-STAGE PLANAR FEM FOR THE TERAHERTZ BAND ON THE BASIS OF THE ELMI ACCELERATOR**

Project of the two-stage FEM-generator based on the ELMI accelerator with two parallel sheet electron beams formed in a single cathode unit is under development currently. In this scheme the first beam is used in the low-frequency section of the FEM for generating of high-power 75 GHz radiation. This radiation then goes through the coupling waveguides to the second channel and operates as a pumping wave which scatter on the second beam into the terahertz band. Our paper is devoted to modeling of various stimulated scattering regimes in this high-frequency section. Regime of the self-amplified spontaneous emission (SASE) is considered as well as a generator with resonator for the scattered radiation formed with advanced Bragg structures, based on coupling of traveling and quasi-critical waves.

*Keywords:* free electron maser, sheet electron beam, Bragg resonator, millimeter and terahertz radiation