

МОЩНЫЕ МАЗЕРЫ НА СВОБОДНЫХ ЭЛЕКТРОНАХ НА ОСНОВЕ ЛИНЕЙНЫХ ИНДУКЦИОННЫХ УСКОРИТЕЛЕЙ

Н. Ю. Песков^{1*}, Н. С. Гинзбург¹, А. К. Каминский², С. Н. Седых², А. С. Сергеев¹

¹ Институт прикладной физики РАН, г. Нижний Новгород;

² Объединённый институт ядерных исследований, г. Дубна, Россия

В обзоре представлены результаты теоретических и экспериментальных исследований мощных мазеров на свободных электронах (МСЭ), проводимых в сотрудничестве ОИЯИ и ИПФ РАН на основе линейного индукционного ускорителя ЛИУ-3000 с энергией частиц около 0,8 МэВ, током пучка до 200 А и длительностью импульса 200÷250 нс. Проведено сравнение различных типов брэгговских резонаторов, включая двухзеркальные схемы и резонаторы со скачком фазы гофрировки. Исследована нелинейная динамика МСЭ с резонаторами указанных типов, найдены области реализации одномодовых одночастотных режимов при возбуждении генераторов релятивистскими электронными пучками, движущимися в винтовом ондуляторе и фокусируемыми однородным продольным магнитным полем.

Результаты теоретического анализа подтверждены экспериментальными исследованиями. При использовании брэгговского резонатора со скачком фазы гофрировки и режима обратного ведущего поля в 8-миллиметровом диапазоне длин волн реализован МСЭ с мощностью выходного излучения на уровне 20÷30 МВт и шириной спектра излучения 6÷7 МГц, близкой к теоретическому пределу. Полученный для данного класса генераторов рекордный набор параметров (эффективность, мощность, стабильность одномодового режима генерации в последовательности до 10⁶ импульсов) позволил использовать излучение МСЭ в ряде приложений, включая исследование ресурса высокоградиентных ускоряющих структур по отношению к импульсным циклическим тепловым нагрузкам. Для расширения сферы потенциальных приложений, требующих контроля частоты и фазы излучения, экспериментально продемонстрирована возможность создания широкополосных усилительных схем МСЭ.

С целью продвижения МСЭ в коротковолновую часть миллиметрового диапазона предложено использование модифицированных брэгговских структур, основанных на связи бегущих и квазикритических волн. Показано, что включение в цепь обратной связи квазикритических волн позволяет существенно улучшить (по сравнению с «традиционными» аналогами, основанными на связи встречных волновых пучков с большими групповыми скоростями) селективность брэгговских резонаторов при поперечных размерах, достигающих 10÷20 длин волн. Работоспособность резонаторов нового типа подтверждена экспериментально в макетах МСЭ-генераторов, реализованных от К_а- до W-диапазона с поперечным размером до 5 длин волн и работающими на мультимегаваттном уровне мощности. Обсуждаются перспективы продвижения исследуемого класса генераторов в субтерагерцовый/терагерцовый диапазон частот на основе нового поколения линейных индукционных ускорителей, созданных в Институте ядерной физики им. Г. И. Будкера СО РАН и формирующих электронные пучки с энергией частиц 5÷20 МэВ и килоамперными токами.

ВВЕДЕНИЕ

Брэгговские резонаторы, выполненные в виде отрезков слабогофрированных волноводов, были предложены в качестве электродинамических систем релятивистских электронных генераторов в работах [1–3]. В «традиционном» варианте, как и их предшественники оптические аналоги [4, 5], они обеспечивают распределённую обратную связь, возникающую при рассеянии двух встречно распространяющихся волн. Достоинством подобных резонаторов является совместимость с системами транспортировки интенсивных релятивистских электронных пучков (РЭП) и селективность обратной связи, которая имеет место только в узком частотном интервале. Использование брэгговских резонаторов позволило успешно реализовать узкополосные мазеры на

* peskov@appl.sci-nnov.ru

циклотронном авторезонансе (МЦАР) [6–9] и мазеры на свободных электронах (МСЭ) [3, 10–14] в длинноволновой части миллиметрового диапазона длин волн. Одним из наиболее законченных проектов в указанном классе генераторов является МСЭ K_a -диапазона, разработанный в совместных экспериментах ОИЯИ и ИПФ РАН, который ниже упоминается как МСЭ ОИЯИ-ИПФ [15–17].

Данный обзор посвящён результатам теоретических и экспериментальных исследований МСЭ с брэгговскими резонаторами, которые на протяжении ряда лет проводились на базе линейного индукционного ускорителя ЛИУ-3000 (ОИЯИ), формирующего электронный пучок с энергией частиц 0,8 МэВ, током до 200 А и длительностью 200÷250 нс.

Следует отметить ряд предшествующих успешных экспериментальных реализаций МСЭ на основе линейных ускорителей, в частности высокоэффективный усилитель в режиме захвата, созданный в Ливерморской лаборатории (США) [18]. Достоинством ускорителей данного типа, использующих термоэмиссионные инжекторы электронов, является высокое качество формирования РЭП с энергиями частиц от единиц до десятков мегаэлектронвольт при относительно большом токе (от сотен ампер до единиц–десятков килоампер) и длительности импульса (сотни наносекунд). Это позволяет обеспечить генерацию и усиление мощного коротковолнового излучения от миллиметрового до терагерцового диапазона с большим энергосодержанием в импульсах.

При энергии электронов в пучках, формируемых ускорителем ЛИУ-3000, который использовался в описываемом цикле работ, порядка 1 МэВ принципиальным фактором являлась необходимость использования ведущего магнитного поля для фокусировки РЭП, которое оказывает значительное влияние на характер энергообмена в МСЭ (см., например, [19–21]). В разделе 1 в рамках метода связанных волн, дополненного пространственно-временным походом, проведён анализ динамики МСЭ с магнитонаправляемыми электронными пучками. Исследованы условия реализации одномодовых и многомодовых режимов генерации при использовании брэгговских резонаторов различных типов.

Раздел 2 посвящён экспериментальному изучению МСЭ. В результате проведённых исследований реализован генератор, работающий на частоте 30 ГГц с мощностью выходного излучения 20÷30 МВт при длительности импульса 150÷200 нс и частоте следования импульсов 1 Гц. Использование брэгговского резонатора со скачком фазы гофрировки [1] и режима обратного ведущего магнитного поля [22, 23] позволило достичь рекордного для генераторов данного типа электронного коэффициента полезного действия (КПД) на уровне 20÷30 %. Ширина спектра излучения составила 6÷7 МГц, что близко к теоретическому пределу для импульсов указанной длительности. Описаны сопутствующие эксперименты по наблюдению группировки частиц и реализации механической перестройки частоты в МСЭ. Достигнутые уровни мощности и стабильности узкополосного режима генерации позволили использовать созданный генератор для тестирования компонентов высокоградиентных ускорителей [24].

Для расширения сферы приложений мощных сверхвысокочастотных (СВЧ) источников, которые требуют контроля частоты и фазы излучения, проведён цикл исследований по созданию усилительных схем МСЭ [25, 26], описанный в разделе 3. Обсуждаются механизмы, способные обеспечить большой коэффициент усиления и высокую мощность в сочетании с широкой мгновенной полосой усиления. В результате этих исследований в K_a -диапазоне реализованы мощные широкополосные МСЭ-усилители, работающие в режиме касания дисперсионных кривых и нерезонансного захвата.

Другим перспективным направлением исследований является продвижение мощных МСЭ-генераторов на основе интенсивных длинноимпульсных РЭП в коротковолновую часть миллиметрового и субмиллиметровый диапазоны длин волн. Для повышения селективности брэгговских резонаторов предложены модифицированные брэгговские структуры, реализующие связь

квазикритических и бегущих волноводных мод [27]. Как показывает теоретический анализ [28, 29], такие структуры сохраняют высокие селективные свойства при поперечных размерах, достигающих $10 \div 20$ длин волн, что в коротковолновых диапазонах представляется достаточным для формирования канала транспортировки интенсивных РЭП. Результатам моделирования и экспериментального исследования МСЭ на основе модифицированных брэгговских структур посвящён раздел 4. На базе ускорителя ЛИУ-3000 продемонстрирована работоспособность новой схемы резонаторов в МСЭ, реализованных от K_a - до W-диапазона при поперечном размере до 5 длин волн. Обсуждается возможность продвижения данного класса МСЭ в субтерагерцовый и терагерцовый диапазоны частот на основе нового поколения линейных индукционных ускорителей, созданных в настоящее время в Институте ядерной физики им. Г. И. Букара СО РАН (Новосибирск) и способных генерировать РЭП с энергией частиц $5 \div 20$ МэВ и килоамперным уровнем тока.

1. ДИНАМИКА МСЭ-ГЕНЕРАТОРОВ С БРЭГГОВСКИМИ РЕЗОНАТОРАМИ РАЗЛИЧНЫХ ТИПОВ

1.1. Модель и основные уравнения в рамках метода связанных волн

Рассмотрим цилиндрический волновод радиуса r_0 , на поверхность которого нанесена неглубокая гофрировка

$$r = r_0 + \frac{r_1}{2} \cos(\bar{h}z + \bar{m}\varphi), \quad (1)$$

где $r_1 \ll \lambda$ — глубина гофрировки, λ — длина волны, φ — азимутальный угол, z — продольная координата. Эта гофрировка обеспечивает связь двух встречных волн с электрическими полями

$$\check{A}_+ \mathbf{E}_+(\mathbf{r}_\perp) \exp(i\omega t - ih_+z - im_+\varphi) \text{ и } \check{A}_- \mathbf{E}_-(\mathbf{r}_\perp) \exp(i\omega t + ih_-z + im_-\varphi), \quad (2)$$

если параметры гофрировки $\bar{h} = 2\pi/d$ (d — период гофрировки) и $\bar{m}$ связаны с волновыми числами h_+ и h_- и азимутальными индексами m_+ и m_- волн брэгговскими условиями [30, 31]

$$\bar{h} \approx h_+ + h_-, \quad \bar{m} \approx \pm(m_+ + m_-). \quad (3)$$

Здесь $\mathbf{r}_\perp$ — радиус-вектор в поперечной плоскости, t — время. Зона эффективного рассеяния этих волн (зона отражения структуры) расположена симметрично относительно брэгговской частоты

$$\bar{\omega} = c \sqrt{\left(\frac{\bar{h}}{2}\right)^2 + \frac{1}{2}(\kappa_+^2 + \kappa_-^2) + \frac{(\kappa_+^2 - \kappa_-^2)^2}{4\bar{h}^2}}, \quad (4)$$

даваемой соотношениями (3) с учётом волноводной дисперсии $\omega^2/c^2 = h_+^2 + \kappa_+^2 = h_-^2 + \kappa_-^2$ (ω — частота волн, κ_+ и κ_- — их поперечные волновые числа, c — скорость света в вакууме). Ширина этой зоны определяется коэффициентом связи волн, пропорциональным глубине гофрировки r_1 и зависящим также от величины поперечных компонент электрического поля и тангенциальных компонент магнитного поля парциальных волн $\check{A}_+$ и $\check{A}_-$ на невозмущённой поверхности волновода [30]. Для круглого волновода коэффициенты связи мод типов $TE \leftrightarrow TE$ и $TE \leftrightarrow TM$ даются соотношениями [31]

$$\alpha_{TE \leftrightarrow TE} = \frac{r_1}{2r_0} \frac{-\kappa_+^2 \kappa_-^2 r_0^2 + m_+ m_- (h_+ h_- + \omega^2/c^2)}{\sqrt{h_+ h_-} \sqrt{(\kappa_+^2 r_0^2 - m_+^2)(\kappa_-^2 r_0^2 - m_-^2)}},$$

$$\alpha_{\text{TE} \leftrightarrow \text{TM}} = \frac{r_1}{2r_0} \frac{m_{\text{TE}} \omega (h_+ + h_-)}{c \sqrt{h_+ h_-} \sqrt{\kappa_{\text{TE}}^2 r_0^2 - m_{\text{TE}}^2}}. \quad (5)$$

Рассеяние парциальных волн на брэгговской структуре может быть описано уравнениями связанных волн [3, 5, 30]

$$\frac{d\check{A}_+}{dz} + i\delta\check{A}_+ + i\alpha\check{A}_- = 0, \quad \frac{d\check{A}_-}{dz} - i\delta\check{A}_- - i\alpha\check{A}_+ = 0, \quad (6)$$

где $\delta = (h_+ + h_- - \bar{h})/2$ — отстройка от брэгговского резонанса (3), α — коэффициент связи волн. Уравнения (6) справедливы в случае селективного двухволнового рассеяния, когда зоны брэгговского отражения для различных пар парциальных волн, удовлетворяющих соотношению (3), удалены друг от друга. Это возможно в случае, если отстройки выбранной пары волн ($\check{A}_+$, $\check{A}_-$) от остальных волн с индексом i , для которых также выполнено условие (3), значительно превышают соответствующие коэффициенты связи α_i ¹:

$$|\bar{h} - h_{\pm} - h_i| \gg \alpha_i. \quad (7)$$

На рис. 1 изображены различные типы брэгговских резонаторов и соответствующие им спектры собственных мод. В предшествующих экспериментальных реализациях миллиметровых МЦАР и МСЭ [3, 6–14] традиционно использовалась двухзеркальная схема брэгговского резонатора (см. рис. 1а), состоящая из двух гофрированных секций (зеркал) с длинами l_{Br1} и l_{Br2} , разделённых участком регулярного волновода l_0 . Подобный резонатор обладает квазиэквидистантным спектром продольных мод, которые расположены внутри зоны непрозрачности брэгговских зеркал и имеют приблизительно равные добротности. Серьёзным недостатком такой схемы является проблема фиксации частоты генерации, т. к. ввиду практически неизбежной неустойчивости в работе ускорителя и источников питания электронно-оптической системы МСЭ существует возможность перескоков частоты излучения, связанная с возбуждением различных продольных мод резонатора, как в течение одного импульса, так и от импульса к импульсу. В то же время большинство приложений мощных микроволновых генераторов налагает жёсткие требования на стабильность частоты излучения.

Более селективным (и традиционно используемым в лазерах с распределённой обратной связью [4, 5]) является односекционный резонатор в виде отрезка равномерно гофрированного волновода с длиной l_{Br} (см. рис. 1б), где максимальной добротностью обладают две моды, частоты которых лежат вблизи границы полосы непрозрачности брэгговской структуры и, таким образом, достаточно разнесены в масштабе полосы усиления МСЭ. Однако наиболее привлекательным с точки зрения электродинамической селекции мод представляется брэгговский резонатор, состоящий из двух гофрированных сегментов l_{Br1} и l_{Br2} , имеющих скачок фазы гофрировки π в месте их сочленения (рис. 1в) [1]. В этом случае основная мода расположена в центре зоны непрозрачности зеркал на частоте точного брэгговского резонанса и её добротность существенно превышает добротности остальных мод. На основе резонатора данного типа в МСЭ ОИЯИ-ИПФ был достигнут максимальный электронный КПД в сочетании с высокой стабильностью частоты генерации [15, 16].

Для моделирования процесса установления автоколебаний в МСЭ с брэгговским резонатором будем считать амплитуды $\check{A}_+(z, t)$ и $\check{A}_-(z, t)$ медленно меняющимися функциями времени

¹ Следует отметить, что соседние зоны брэгговского рассеяния оказывают влияние на спектр мод резонатора даже в том случае, если эти зоны заметно разнесены по частоте. Эффект расщепления рабочей моды резонатора, вызванный влиянием малого нерезонансного рассеяния парциальных волн с различной поперечной структурой, исследован далее в разделе 1.3.

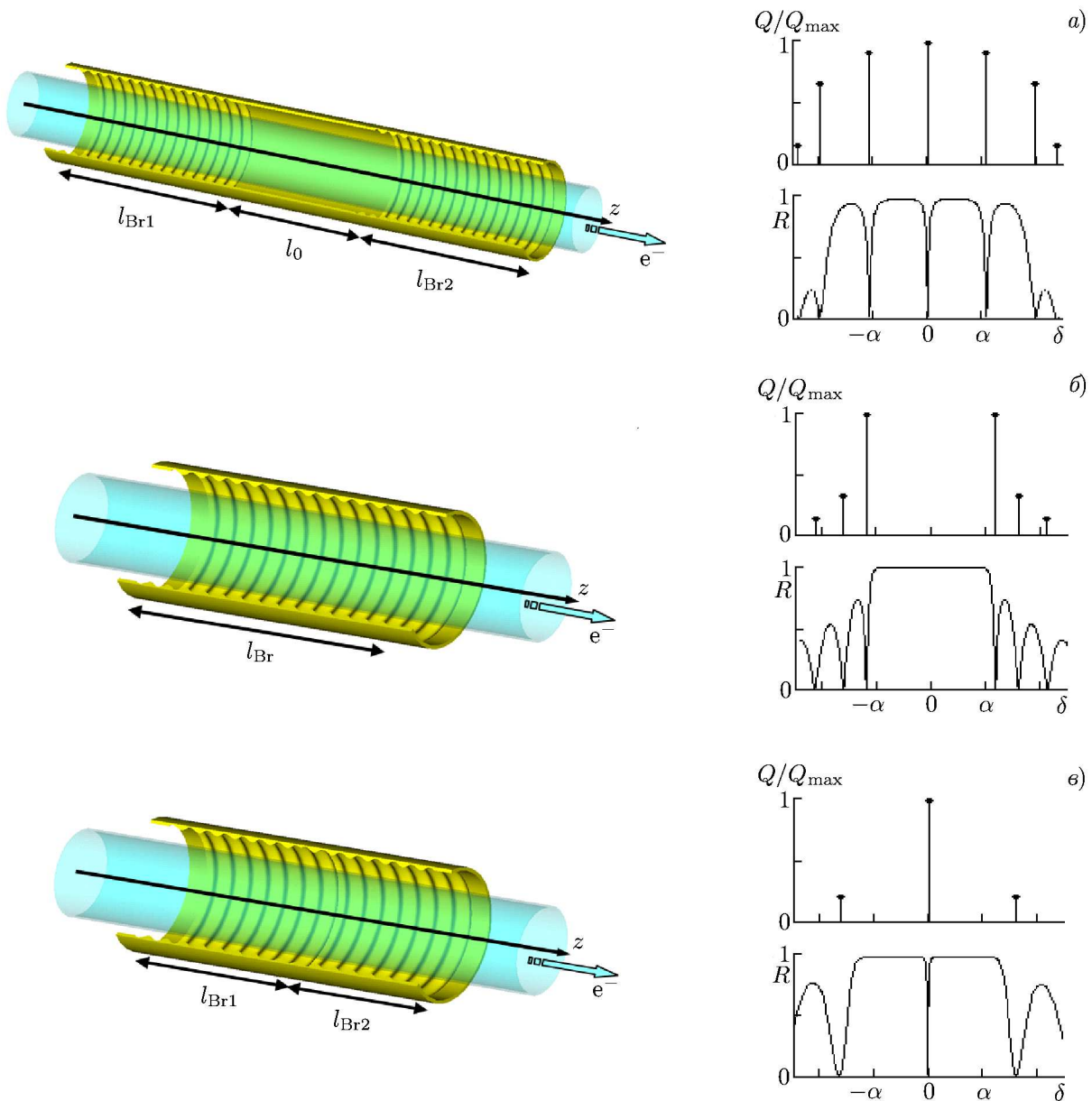


Рис. 1. Основные типы брэгговских резонаторов (слева): (а) двухзеркальный резонатор, (б) односекционный резонатор и (в) резонатор со скачком фазы гофрировки. Показано положение их наиболее добротных мод ($Q/Q_{\max}$ — нормированная на максимум добротность) и частотные зависимости коэффициента отражения R (справа)

и продольной координаты и выберем в качестве несущей частоты частоту точного брэгговского резонанса $\bar{\omega}$. Предположим также, что между попутной волной $\tilde{A}_+$ и электронами, движущимися в направлении $+z$ со скоростью $v_{\parallel} = \beta_{\parallel}c$ и осциллирующими в поле ондулятора с баунс-частотой $\Omega_b = h_u v_{\parallel}$ ($h_u = 2\pi/d_u$, d_u — период ондулятора), выполнено условие синхронизма

$$\omega - h v_{\parallel} = \Omega_b. \quad (8)$$

Тогда с учётом взаимного рассеяния попутной и встречной волн на гофрировке и в пренебрежении взаимодействием частиц со встречной волной эволюция амплитуд парциальных волн может быть

описана уравнениями (ср. [32, 33])

$$\left(\frac{\partial}{\partial Z} + \frac{1}{\beta_{\text{gr}}} \frac{\partial}{\partial \tau}\right) A_+ + i\tilde{\alpha} A_- = \frac{I}{I_a} \frac{\lambda^2}{8\pi S} J, \quad \left(-\frac{\partial}{\partial Z} + \frac{1}{\beta_{\text{gr}}} \frac{\partial}{\partial \tau}\right) A_- + i\tilde{\alpha} A_+ = 0, \quad (9)$$

где $Z = \bar{\omega}z/c$, $\tau = \bar{\omega}t$, $A_+ = e\tilde{A}_+/(mc\omega)$, $A_- = e\tilde{A}_-/(mc\omega)$, $v_{\text{gr}} = \beta_{\text{gr}}c$ — групповая скорость волн, $\tilde{\alpha} = \alpha c/\bar{\omega}$ — нормированный коэффициент связи волн, $I_a = mc^3/e$, I — невозмущённый ток пучка, S — норма волны, e — элементарный заряд, m — масса электрона. Амплитуда высокочастотного электронного тока

$$J = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} \frac{\beta_{\perp}}{\beta_{\parallel}} \exp(-i\theta) d\theta_0 \approx \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} \frac{\alpha_u}{\gamma - f} \exp(-i\theta) d\theta_0 \quad (10)$$

может быть найдена из усреднённых уравнений движения частиц. Эти уравнения в предположении, что приобретаемая в ондуляторе поперечная (осцилляторная) скорость электронов много меньше продольной ($\beta_{\perp}/\beta_{\parallel} \ll 1$), могут быть представлены в виде [20, 21]

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial}{\partial Z} + \frac{1}{\beta_{\parallel}} \frac{\partial}{\partial \tau}\right) \gamma &= -\frac{\alpha_u \text{Re}[A_+ \exp(i\theta)]}{\gamma - f}, \\ \left(\frac{\partial}{\partial Z} + \frac{1}{\beta_{\parallel}} \frac{\partial}{\partial \tau}\right) \theta &= \Delta + \frac{1}{2\gamma^2} + \frac{\alpha_u^2}{2(\gamma - f)^2} + \frac{\alpha_u \text{Im}[iA_+ \exp(i\theta)]}{(\gamma - f)^2} \end{aligned} \quad (11)$$

с граничными условиями

$$\gamma|_{Z=0} = \gamma_0, \quad \theta|_{Z=0} = \theta_0 \in [0, 2\pi). \quad (12)$$

Здесь $\alpha_u = eH_u/(h_u mc^2)$, $f = \omega_{H_0}/(h_u c)$, $\omega_{H_0} = \gamma\omega_H = eH_0/(mc)$ — нерелятивистская гиро-частота, γ — релятивистский масс-фактор частиц, H_u и H_0 — напряжённости ондуляторного и ведущего магнитного поля соответственно, $\theta = \bar{\omega}t - h_+z - h_u z$ — фаза электронов относительно синхронной волны, $\Delta = (\bar{\omega} - h_+c - h_u c)/\bar{\omega}$ — начальная расстройка синхронизма. В (10), (11) предполагается, что электроны в ондуляторе движутся вблизи стационарной винтовой траектории и их поперечная скорость при $\gamma \gg 1$ определяется выражением $\beta_{\perp} \approx \alpha_u \beta_{\parallel}/(\gamma - f)$ [19–21].

Для сильноточных РЭП, обладающих значительным разбросом параметров, оптимальными с точки зрения снижения чувствительности к начальному разбросу (и, соответственно, достижения высокого электронного КПД) являются режимы, удалённые от циклотронного резонанса [34, 35]. Прежде всего, это режим с обратным ведущим полем [22, 23] (обозначаемый далее знаком минус), в котором направление вращения частиц в винтовом ондуляторном поле противоположно направлению их возможного вращения (в отсутствие ондулятора) в однородном ведущем магнитном поле.

В режимах, удалённых от циклотронного резонанса, для описания движения электронов могут быть использованы уравнения, универсальные для приборов с преобладающей инерционной группировкой частиц (см. подробнее [20, 21]). Соответственно, самосогласованная система уравнений (9)–(11) приобретает вид

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial}{\partial \hat{Z}} + \frac{1}{\beta_{\text{gr}}} \frac{\partial}{\partial \hat{\tau}}\right) \hat{A}_+ + i\hat{\alpha} \hat{A}_- &= \hat{J}, \quad \hat{J} \approx \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} \exp(-i\theta) d\theta_0, \\ \left(-\frac{\partial}{\partial \hat{Z}} + \frac{1}{\beta_{\text{gr}}} \frac{\partial}{\partial \hat{\tau}}\right) \hat{A}_- + i\hat{\alpha} \hat{A}_+ &= 0, \quad \left(\frac{\partial}{\partial \hat{Z}} + \frac{1}{\beta_{\parallel}} \frac{\partial}{\partial \hat{\tau}}\right)^2 \theta = \text{Re}[\hat{A}_+ \exp(i\theta)], \end{aligned} \quad (13)$$

где $\hat{Z} = ZC$, $\hat{\tau} = \tau C$, $\hat{\alpha} = \alpha/C$, $\hat{A}_+ = A_+ K \mu / (\gamma_0 C^2)$, $\hat{A}_- = A_- K \mu / (\gamma_0 C^2)$,

$$C = \left(\frac{I}{I_a} \frac{\lambda^2 \mu K^2}{8\pi \gamma_0 S} \right)^{1/3}$$

— параметр усиления (параметр Пирса). В режиме обратного ведущего поля параметр инерционной группировки μ и коэффициент связи электронов с волной K определяются соотношениями [20, 21]

$$\mu \approx \frac{1}{\gamma_0^2} \left[1 + \frac{e^2 H_u^2 \Omega_b}{m^2 c^2 (\Omega_b + \omega_H)^3} \right], \quad K = \frac{\beta_\perp}{\beta_\parallel} \approx \frac{e H_u}{\gamma_0 m c^2 (\Omega_b + \omega_H)}. \quad (14)$$

В случае двухзеркального резонатора (см. рис. 1а) связь между прямой и встречной волнами в регулярной части отсутствует и коэффициент связи волн в уравнениях (9) и (11) следует считать функцией продольной координаты:

$$\alpha(z) = \begin{cases} \alpha \exp(i\varphi_1), & 0 < z < l_{\text{Br1}}; \\ 0, & l_{\text{Br1}} < z < l - l_{\text{Br2}}; \\ \alpha \exp(i\varphi_2), & l - l_{\text{Br2}} < z < l, \end{cases}$$

где $l = l_{\text{Br1}} + l_0 + l_{\text{Br2}}$ — полная длина резонатора. В резонаторе со скачком фазы гофрировки (см рис. 1б) следует полагать $l_0 = 0$, $\varphi_2 - \varphi_1 = \pi$.

Граничные условия для парциальных волн, соответствующие отсутствию потоков электромагнитной энергии извне, имеют вид

$$\hat{A}_+(\hat{Z} = 0) = 0, \quad \hat{A}_-(\hat{Z} = \hat{L}) = 0, \quad (15)$$

где $\hat{L} = lC\bar{\omega}/c$. Кроме того, считаем амплитуды полей непрерывными на границах разных секций. Граничные условия (12) для моноскоростного немодулированного электронного пучка принимают вид

$$\theta|_{\hat{Z}=0} = \theta_0 \in [0, 2\pi), \quad \left(\frac{\partial}{\partial \hat{Z}} + \frac{1}{\beta_\parallel} \frac{\partial}{\partial \hat{\tau}} \right) \theta \Big|_{\hat{Z}=0} = \hat{\Delta}, \quad (16)$$

где $\hat{\Delta} = c\Delta/(\bar{\omega}C)$.

Электронный КПД в новых переменных определяется соотношениями

$$\eta = \frac{C}{\mu(1 - \gamma_0^{-1})} \hat{\eta}, \quad \hat{\eta} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \left(\frac{\partial \theta}{\partial \hat{Z}} - \hat{\Delta} \right) d\theta_0. \quad (17)$$

Представленное далее моделирование динамики брэгговских МСЭ-генераторов базируется на численном решении уравнений (13) с граничными условиями (15), (16). Уравнения для амплитуд волн интегрировались вдоль характеристик, а для решения уравнений движения электронов использовался метод Рунге—Кутты четвёртого порядка. При пересчёте величины поля синхронной волны $\hat{A}_+$ в промежуточные узлы сетки для этих уравнений применялась кубическая сплайн-интерполяция. Следует отметить, что при проведении моделирования пренебрегалось «проскальзыванием» волны $\hat{A}_+$ относительно электронов на длине взаимодействия, т. е. полагалось $\beta_\parallel \approx \beta_{\text{gr}}$. Такое упрощение эквивалентно предположению, что полоса частот, в которой происходит

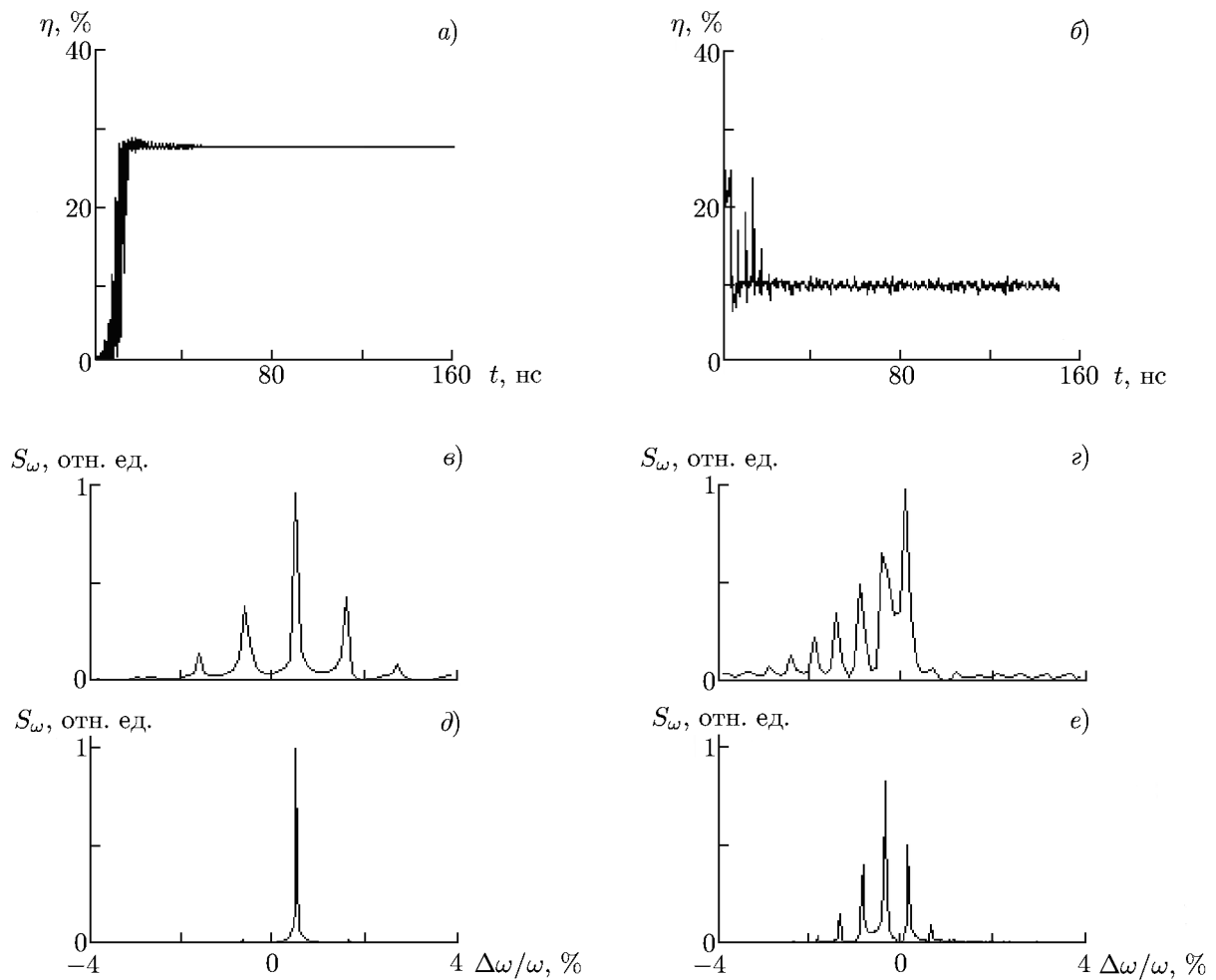


Рис. 2. Моделирование процесса установления автоколебаний в МСЭ с двухзеркальными брэгговскими резонаторами. Зависимость КПД η от времени (*а, б*) и спектры излучения S_ω в различные промежутки времени (*в, г* — $0 < t < 30$ нс, *д, е* — $t > 50$ нс); слева — резонатор с оптимальной добротностью $Q \approx 400$ ($l_{\text{Br1}} = 15$ см, $R_1 \approx 0,85$, $l_0 = 40$ см, $l_{\text{Br2}} = 3$ см, $R_2 \approx 0,3$), справа — высокодобротный резонатор с $Q \approx 2000$ ($l_{\text{Br1}} = l_{\text{Br2}} = 15$ см, $R_1 = R_2 \approx 0,85$, $l_0 = 88$ см)

усиление колебаний электронным потоком, существенно превосходит ширину полосы эффективного отражения брэгговских зеркал:

$$\left(\frac{\Delta\omega}{\bar{\omega}}\right)_{\text{amplif}} \approx \frac{1}{N} \gg \left(\frac{\Delta\omega}{\bar{\omega}}\right)_{\text{refr}} \approx \frac{2\alpha}{h}, \quad (18)$$

где N — число колебаний частиц (периодов ондулятора) на длине пространства взаимодействия. В моделируемых экспериментах на ЛИУ-3000 $N \approx 7 \div 10$, $\alpha \hbar^{-1} \approx 0,01 \div 0,02$ и соотношение (18) заведомо выполнялось.

1.2. Одночастотные и многочастотные режимы генерации в МСЭ с брэгговскими резонаторами

1.2.1. МСЭ с двухзеркальным брэгговским резонатором

Моделирование процесса установления автоколебаний проводилось для различных конфигураций брэгговских резонаторов при параметрах пучков, соответствующих условиям экспериментов на ЛИУ-3000 (см. далее раздел 2): энергия электронов $E_{\text{beam}} \approx 0,8$ МэВ, ток $I_{\text{beam}} \approx 150$ А, $H_0 \approx -2$ кЭ, $H_{\text{ч}} \approx 1$ кЭ. Для двухзеркальных резонаторов с различными добротностями зависимость КПД от времени, а также спектры выходного излучения в переходном и установившемся режимах приведены на рис. 2. Анализ частотного спектра показывает, что начальная стадия переходного процесса характеризуется биениями различных продольных мод, попадающих в полосы отражений брэгговских зеркал и возбуждаемых электронным пучком. В результате наблюдаются большие осцилляции мощности выходного излучения и КПД. Однако затем при оптимальной добротности резонатора ($Q \sim 400 \div 500$) в условиях экспериментов на ЛИУ-3000 в результате нелинейной конкуренции одна из продольных мод подавляет остальные и устанавливается режим стационарной одночастотной генерации на этой моде с относительно высоким электронным КПД на уровне $25 \div 30\%$ (см. рис. 2а). Дальнейшее увеличение добротности приводит к реализации многомодовых режимов генерации и характеризуется снижением эффективности (см. рис. 2б).

Следует, однако, отметить, что даже при оптимальной добротности двухзеркального резонатора изменение расстройки синхронизма приводит к возможности установления стационарного режима генерации на различных продольных модах резонатора, частоты и добротности которых близки. В результате могут наблюдаться перескоки частоты от импульса к импульсу, что является очевидным недостатком указанной схемы.

1.2.2. МСЭ с брэгговским резонатором со скачком фазы гофрировки

Стабильность одномодового одночастотного режима генерации может быть существенно улучшена в брэгговском резонаторе со скачком фазы гофрировки. В таком резонаторе при умеренном превышении тока пучка над пороговым значением электродинамическая селекция обуславливает устойчивое возбуждение основной моды на частоте точного брэгговского резонанса при практически полном отсутствии примеси «паразитных» мод даже в переходном режиме (см. рис. 3а и б).

Основным недостатком резонатора со скачком фазы гофрировки, состоящего из сегментов одинаковой длины $l_{\text{Br1}} = l_{\text{Br2}}$ [1–3], является зеркально симметричная структура парциальных волн $\tilde{A}_+$ и $\tilde{A}_-$. Равенство потоков СВЧ энергии в обе стороны вдоль резонатора примерно сохраняется и при его возбуждении электронным пучком (см. рис. 3а), что при экспериментальной реализации генератора приводит к технически сложной задаче вывода излучения из катодной области. Однонаправленный вывод излучения может быть обеспечен путём нарушения симметрии и использования сегментов с разными длинами [15], т. е. смещением положения скачка фазы в сторону коллектора (ср. рис. 3а и б).

Наряду с наиболее высокодобротной модой в спектре мод резонатора со скачком фазы гофрировки присутствуют дополнительные «боковые» моды, которые, по существу, представляют собой моды отдельных гофрированных секций с частотами, лежащими на границе полосы непрозрачности брэгговской структуры (ср. рис. 1б и в). При увеличении коэффициента связи волн (т. е. росте глубины гофрировки) добротности этих мод увеличиваются и в конечном итоге стартовые условия возбуждения для них также оказываются выполненными. В таком случае в переходном

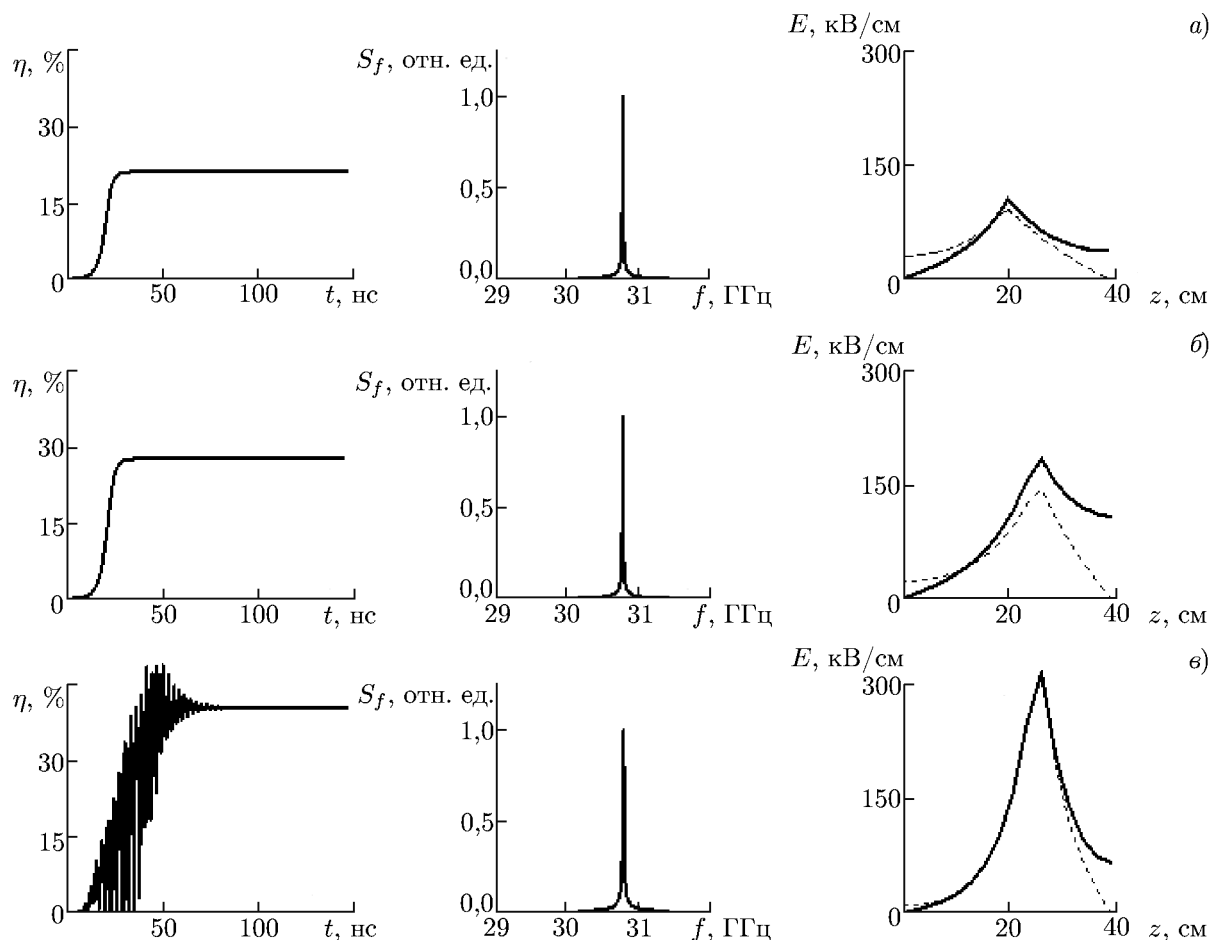


Рис. 3. Моделирование процесса установления автоколебаний в МСЭ с резонаторами со скачком фазы гофрировки. Зависимость КПД η от времени, а также спектр излучения S_f и продольная структура поля E парциальных волн (сплошная линия — попутная волна, штриховая — встречная волна) в стационарном режиме генерации: (а) $l_{Br1} = l_{Br2} = 19$ см, $r_1 = 0,4$ мм; (б) $l_{Br1} = 26$ см, $l_{Br2} = 13$ см, $r_1 = 0,4$ мм; (в) $l_{Br1} = 26$ см, $l_{Br2} = 13$ см, $r_1 = 0,6$ мм

режиме происходит возбуждение нескольких мод резонатора. Однако затем на нелинейной стадии в результате конкуренции наиболее высокочастотная мода подавляет остальные и устанавливается стационарный режим генерации на этой моде (см. рис. 3в). При оптимальных параметрах установление такого режима имеет место при практически любых расстройках синхронизма в полосе самовозбуждения, что является существенным преимуществом по сравнению с двухзеркальным брэгговским резонатором. Кроме того, продольная структура поля в резонаторе со скачком фазы гофрировки оказывается более благоприятной для отбора энергии у электронного пучка, чем в случае двухзеркального резонатора, что приводит к увеличению КПД примерно в полтора раза. Таким образом, при оптимальных параметрах возможно достижение КПД до $30 \div 35\%$ (см. рис. 3в) [16].

Ещё одним достоинством резонатора со скачком фазы гофрировки является возможность плавного изменения частоты основной моды. При изменении скачка фазы гофрировки между двумя секциями $\Delta\varphi = \varphi_2 - \varphi_1$ от 0 до 2π частота основной моды резонатора смещается от нижней до верхней границы брэгговской зоны. Важно подчеркнуть, что только одна высокочастотная мода существует внутри брэгговской полосы при любом скачке фазы (кроме «граничных»

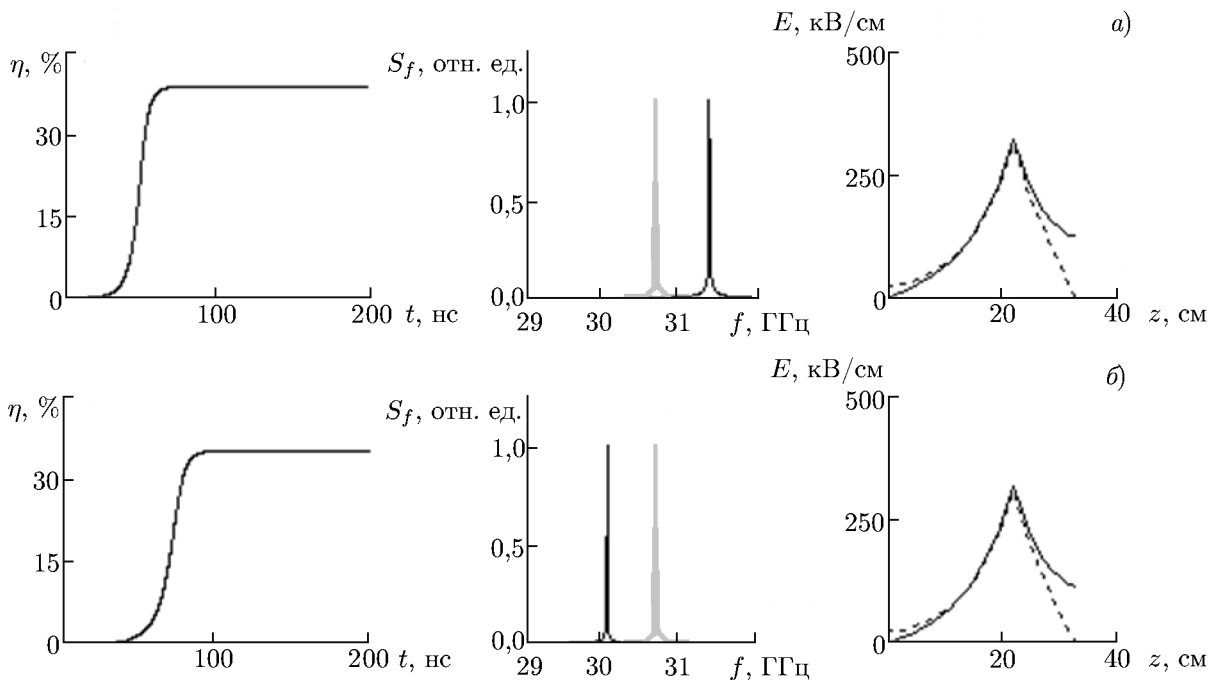


Рис. 4. Моделирование перестройки частоты излучения в МСЭ при изменении скачка фазы гофрировки $\Delta\varphi$ между брэгговскими структурами: (а) $\Delta\varphi = \pi/2$ и (б) $\Delta\varphi = 3\pi/2$ ($l_{Br1} = 22$ см, $l_{Br2} = 11$ см, $r_1 = 0,6$ мм). Серым цветом показано положение частоты генерации при $\Delta\varphi = \pi$

значений 0 и 2π) и селективные свойства резонатора сохраняются в достаточно широкой частотной полосе. При оптимальной геометрии структура поля и добротность основной моды остаются практически неизменными, что должно обеспечивать одинаковые условия энергообмена с пучком в широком частотном интервале. Рисунок 4 показывает, что изменение скачка фазы от $\pi/2$ до $3\pi/2$ позволяет перестраивать частоту излучения в пределах около 1,5 ГГц. При этом при оптимально выбранных параметрах во всём диапазоне перестройки частоты наблюдается установление одномодового режима генерации с высоким электронным КПД.

1.3. Эффект расщепления частоты рабочей моды в брэгговском резонаторе со скачком фазы гофрировки

Как уже отмечалось выше, использование МСЭ во многих потенциальных приложениях требует увеличения его мощности при сохранении стабильности частоты генерации. Проведённое выше моделирование показывает, что увеличение эффективности брэгговского МСЭ-генератора может быть достигнуто при одновременном уменьшении длины резонатора и увеличении глубины гофрировки (см., например, рис. 3б). В таких условиях в экспериментальных исследованиях МСЭ на базе ускорителя ЛИУ-3000 было обнаружено, что в резонаторе с осесимметричной гофрировкой, имеющей скачок фазы, при работе на связке волноводных мод с различными поперечными структурами (использовался резонатор, работающий на связке волноводных волн $TE_{1,1} \leftrightarrow TM_{1,1}$, который подробнее описан в разделе 2) возникает частотное расщепление основной моды [36]. Это расщепление может приводить к уширению спектра генерации МСЭ, а также к смене одночастотного режима генерации более сложными режимами, что в конечном итоге ведёт к ухудшению стабильности работы генератора.

1.3.1. Модель и основные уравнения в рамках четырёхволнового приближения

Для описания эффекта расщепления [36] рассмотрим цилиндрический волновод с осесимметричной гофрировкой ($m = 0$). Очевидно, что увеличение радиуса волновода или коэффициента связи волн приводит к сближению брэгговских зон, соответствующих рассеянию различных пар волноводных мод, удовлетворяющих условию (3). Описанная в разделе 1.1 модель предполагала удалённость соседних брэгговских зон (см. условие (7)). Однако, как показано ниже, соседние зоны брэгговского рассеяния оказывают влияние на спектр мод резонатора даже в том случае, когда эти зоны заметно разнесены по частоте.

Предположим, что в процессе рассеяния участвуют две волноводные моды с различными поперечными структурами $\mathbf{E}_1$ и $\mathbf{E}_2$, и представим поле в брэгговской структуре в виде четырёх парциальных волн, две из которых,

$$A_1^+ \mathbf{E}_1 \exp(i\omega t - ih_1 z) + A_2^+ \mathbf{E}_2 \exp(i\omega t - ih_2 z), \quad (19a)$$

распространяются в попутном к движению электронов, а две других,

$$A_1^- \mathbf{E}_1 \exp(i\omega t + ih_1 z) + A_2^- \mathbf{E}_2 \exp(i\omega t + ih_2 z), \quad (19b)$$

во встречном направлении. Взаимное рассеяние этих волн на структуре (1) может быть описано следующей системой уравнений для медленных амплитуд $A_1^+(z)$, $A_2^+(z)$ (ср. [3, 30]):

$$\begin{aligned} \frac{dA_1^+}{dz} &= iA_1^- \langle \alpha_{1 \leftrightarrow 1} \exp(2ih_1 z) \rangle + iA_2^- \langle \alpha_{1 \leftrightarrow 2} \exp[i(h_1 + h_2)z] \rangle, \\ \frac{dA_2^+}{dz} &= iA_1^- \langle \alpha_{1 \leftrightarrow 2} \exp[i(h_1 + h_2)z] \rangle + iA_2^- \langle \alpha_{2 \leftrightarrow 2} \exp(2ih_2 z) \rangle, \\ \frac{dA_1^-}{dz} &= -iA_1^+ \langle \alpha_{1 \leftrightarrow 1} \exp(-2ih_1 z) \rangle - iA_2^+ \langle \alpha_{1 \leftrightarrow 2} \exp[-i(h_1 + h_2)z] \rangle, \\ \frac{dA_2^-}{dz} &= -iA_1^+ \langle \alpha_{1 \leftrightarrow 2} \exp[-i(h_1 + h_2)z] \rangle - iA_2^+ \langle \alpha_{2 \leftrightarrow 2} \exp(-2ih_2 z) \rangle, \end{aligned} \quad (20)$$

где угловые скобки означают усреднение, $\alpha_{i \leftrightarrow j} = \alpha_{i \leftrightarrow j}^0 f(z)$, $\alpha_{i \leftrightarrow j}^0$ — коэффициенты связи волн $\mathbf{E}_i$ и $\mathbf{E}_j$, определяемые выражениями (5),

$$f(z) = \begin{cases} \sin(\bar{h}z), & 0 < z \leq l_{\text{Br1}}; \\ -\sin(\bar{h}z), & l_{\text{Br1}} < z < l_{\text{Br1}} + l_{\text{Br2}} \end{cases}$$

для резонатора со скачком фазы гофрировки. Следует отметить, что при записи уравнений (20) не учитывалось взаимное рассеяние волн, распространяющихся в одном направлении, т. е. $A_1^+ \leftrightarrow A_2^+$ и $A_1^- \leftrightarrow A_2^-$, т. к. эти резонансы сильно удалены в частотной области. Предполагалось, что «рабочим» выбран цикл обратной связи $A_1^+ \leftrightarrow A_2^-$ и ближайшая с ним по частоте зона рассеяния — это $A_2^+ \leftrightarrow A_2^-$. С учётом этого, усредняя быстроосциллирующие члены, соответствующие рассеянию $A_1^+ \leftrightarrow A_1^-$, и используя замену переменных

$$\begin{aligned} A_1^+ &= a_1^+ \exp[-i(h_1 + h_2 - \bar{h})z/2], & A_1^- &= a_1^- \exp[i(h_1 + h_2 - \bar{h})z/2], \\ A_2^+ &= a_2^+ \exp[-i(h_1 + h_2 - \bar{h})z/2], & A_2^- &= a_2^- \exp[i(h_1 + h_2 - \bar{h})z/2], \end{aligned}$$

приведём уравнения (20) к виду

$$\frac{da_1^+}{dz} + i\delta a_1^+ = i\alpha_{1 \leftrightarrow 2}^0 a_2^-, \quad (21a)$$

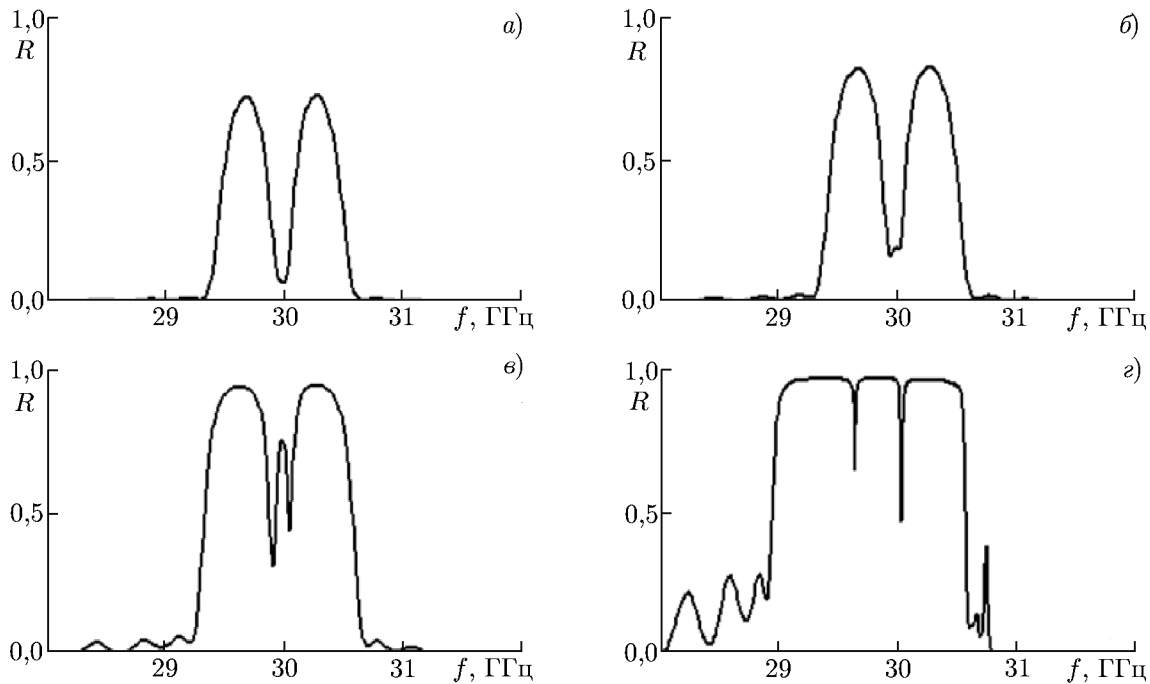


Рис. 5. Моделирование селективных свойств брэгговских резонаторов со скачком фазы гофрировки в рамках четырёхволнового приближения. Частотные зависимости коэффициента отражения R при различной глубине гофрировки r_1 (a — 0,25 мм, $б$ — 0,30 мм, $в$ — 0,40 мм, $г$ — 0,75 мм), $r_0 = 0,95$ см, $d = 0,58$ см, $l_{Br1} = 20$ см, $l_{Br2} = 15$ см, цикл обратной связи $TE_{1,1} \leftrightarrow TM_{1,1}$

$$\frac{da_2^-}{dz} - i\delta a_2^- = -i\alpha_{1\leftrightarrow 2}^0 a_1^+ - i\alpha_{2\leftrightarrow 2}^0 a_2^+ \exp(-i\varepsilon z), \quad (21б)$$

$$\frac{da_1^-}{dz} - i\delta a_1^- = -i\alpha_{1\leftrightarrow 2}^0 a_2^+, \quad (21в)$$

$$\frac{da_2^+}{dz} + i\delta a_2^+ = i\alpha_{1\leftrightarrow 2}^0 a_1^- + i\alpha_{2\leftrightarrow 2}^0 a_2^- \exp(i\varepsilon z), \quad (21г)$$

где $\delta = h_1 + h_2 - \bar{h}$, $\varepsilon = h_2 - h_1$. При умеренной сверхразмерности в условиях брэгговского резонанса (3), соответствующего рассеянию $A_1^+ \leftrightarrow A_2^-$, в этих уравнениях δ является малой величиной, а ε — относительно большой. При дальнейшем усреднении по быстроосциллирующим членам, пропорциональным $\exp(\pm i\varepsilon z)$, уравнения (21) распадутся на две независимых системы уравнений вида (6): первые два уравнения (21а) и (21б) для связи пары волн $a_1^+ \leftrightarrow a_2^-$ и уравнения (21в) и (21г) для связи пары волн $a_1^- \leftrightarrow a_2^+$. Очевидно, эти две пары уравнений в резонаторе со скачком фазы гофрировки описывают два вырожденных решения на брэгговской частоте ($\delta = 0$): моду, составленную из попутной парциальной волны A_1^+ и встречной парциальной волны A_2^- , и моду, составленную из волн A_2^+ и A_1^- (которые соответствуют замене $z \rightarrow -z$). Однако учёт нерезонансного рассеяния на основе полной системы уравнений (21а)–(21г) снимает указанное вырождение и приводит к расщеплению рабочей моды резонатора со скачком фазы гофрировки.

1.3.2. Моделирование эффекта расщепления мод

В моделировании параметры брэгговского резонатора выбирались близкими к используемым в экспериментальном макете МСЭ ОИЯИ-ИПФ. Исследовалась зависимость коэффициента от-

ражения от частоты. Для этого на левой границе $z = 0$ задавалась падающая волна в виде

$$a_1^+(z=0) = 1, \quad a_2^+(z=0) = 0. \quad (22a)$$

На противоположной границе резонатора $z = l = l_{\text{Br1}} + l_{\text{Br2}}$ предполагалось отсутствие электромагнитных потоков энергии и идеальное согласование для парциальных волн:

$$a_1^-(z=l) = 0, \quad a_2^-(z=l) = 0. \quad (22б)$$

Коэффициент отражения определялся как $R = |a_1^-(z=0)|^2 + |a_2^-(z=0)|^2$. Коэффициент прохождения равен $T = 1 - R$. Как известно, частотам собственных мод f_n соответствуют положения минимумов в коэффициенте отражения и максимумов в коэффициенте прохождения. Добротность мод равна $Q_n = f_n/\Delta f_n$, где Δf_n — ширина резонанса, соответствующего n -й собственной моде, на полувысоте.

Результаты моделирования на основе уравнений (21) с граничными условиями (22) представлены на рис. 5. В моделировании менялась глубина гофрировки r_1 , при этом коэффициенты связи для соответствующих пар волноводных мод вычислялись по формулам (5). Видно, что при малой глубине гофрировки в центре полосы существует одна мода на брэгговской частоте $\bar{\omega}$ (см. рис. 5а). С увеличением коэффициента связи волн (т. е. глубины гофрировки) отражение от резонатора и добротность его основной моды растут. Начиная с некоторой глубины возникает расщепление основной моды резонатора: в центре полосы становятся различимы две моды (см. рис. 5б). При умеренной глубине гофрировки добротности этих мод близки между собой, их частоты расположены симметрично относительно брэгговской частоты (рис. 5в). С возрастанием глубины гофрировки ширина зоны брэгговского отражения увеличивается, растут добротности «расщеплённых» мод и частотное расстояние между ними, и происходит нарушение симметрии относительно брэгговской частоты. Следует отметить, что при большой глубине гофрировки одна из «расщеплённых» мод, которая обладает чуть более низкой частотой и имеет большую добротность, становится малоразличима на частотной зависимости коэффициента отражения брэгговской структуры (см. рис. 5г).

Для проверки адекватности построенной четырёхволновой модели проведено дополнительное моделирование резонатора с указанными выше параметрами на основе трёхмерного FDTD-кода CST Microwave Studio. При этом на левом торце резонатора задавалось поле в виде $\text{TE}_{1,1}$ -волны круглого волновода. Результаты моделирования частотных зависимостей коэффициентов отражения и прохождения в различные волноводные волны представлены на рис. 6. Видно, что при малой глубине гофрировки резонатор обладает высокой электродинамической селективностью, а начиная с глубины $r_1 = 0,4$ мм становится заметным эффект расщепления рабочей моды. Сравнение рис. 6 и 5 демонстрирует хорошее соответствие результатов, полученных в рамках двух различных подходов.

1.3.3. Подавление расщепления мод путём профилирования параметров гофрировки

Эффект расщепления может быть ослаблен в резонаторах с профилированными параметрами гофрировки. Одной из подобных схем [36] является резонатор, выполненный в виде двух волноводных секций, гофрированных по закону

$$r = R_0 + \frac{r_1}{2} f(z), \quad f(z) = \begin{cases} \sin\left(\frac{\pi z}{l_{\text{Br1}}}\right) \cos(\bar{h}z), & 0 < z \leq l_{\text{Br1}}; \\ \sin\left[\frac{\pi(z - l_{\text{Br1}})}{l_{\text{Br2}}}\right] \cos(\bar{h}z + \pi), & l_{\text{Br1}} < z < l_{\text{Br1}} + l_{\text{Br2}}, \end{cases} \quad (23)$$

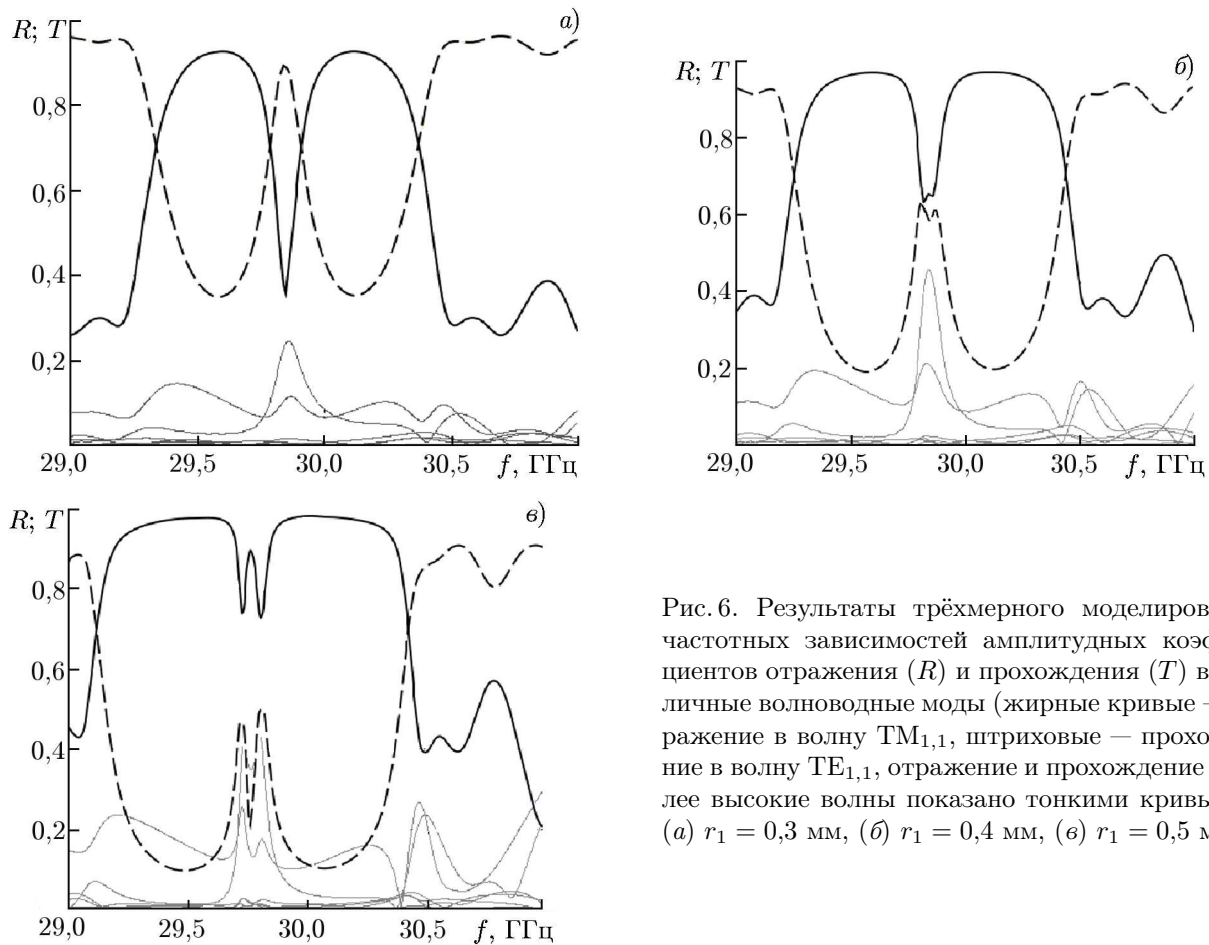


Рис. 6. Результаты трёхмерного моделирования частотных зависимостей амплитудных коэффициентов отражения (R) и прохождения (T) в различные волноводные моды (жирные кривые — отражение в волну $TM_{1,1}$, штриховые — прохождение в волну $TE_{1,1}$, отражение и прохождение в более высокие волны показано тонкими кривыми): (а) $r_1 = 0,3$ мм, (б) $r_1 = 0,4$ мм, (в) $r_1 = 0,5$ мм

т. е. амплитуда гофрировки плавно спадает к обоим краям каждой секции. При этом между секциями по-прежнему сохраняется скачок фазы гофрировки на π .

Моделирование профилированного резонатора проводилось при тех же радиусе волновода и периоде гофрировки (которые указаны на рис. 5 и 6), однако длины брэгговских структур были увеличены и составляли $l_{Br1} = 30$ см, $l_{Br2} = 18$ см, чтобы обеспечить необходимую добротность основной моды резонатора. Как и раньше, менялась максимальная глубина гофрировки r_1 . Результаты моделирования в рамках четырёхволнового приближения представлены на рис. 7а. Видно, что профилированная гофрировка обеспечивает более быстрое (по сравнению с гофрировкой с постоянной амплитудой) спадание коэффициентов взаимной трансформации парциальных волн в соседних («паразитных») брэгговских полосах и уменьшает, таким образом, влияние этих зон на рабочую полосу. В результате при всех глубинах гофрировки (вплоть до $r_1 = 0,9$ мм) эффект расщепления рабочей моды отсутствовал и в центре рабочей брэгговской полосы наблюдалась одна высокодобротная мода. Это подтверждает и прямое трёхмерное моделирование брэгговских резонаторов с профилированной гофрировкой данного типа, выполненное с использованием кода CST Microwave Studio (см. рис. 7б).

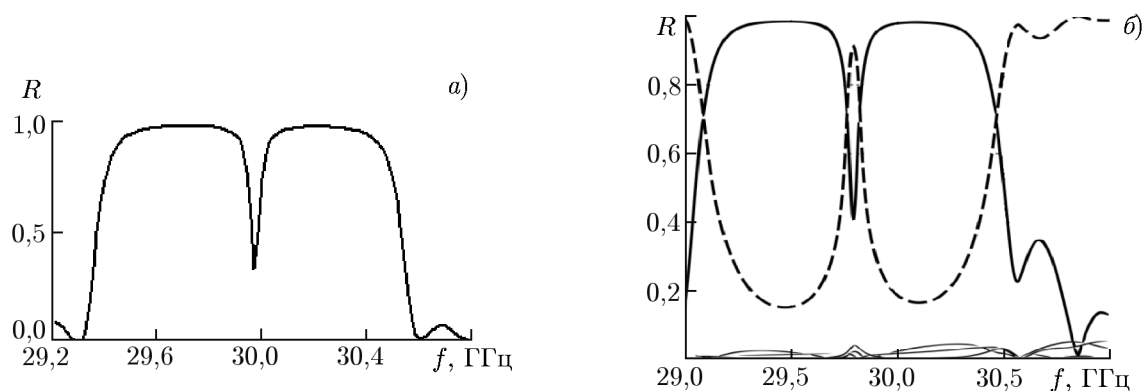


Рис. 7. Частотная зависимость коэффициента отражения R для резонатора с профилированной амплитудой гофрировки: (а) четырёхволновое приближение метода связанных волн ($r_1 = 0,5$ мм) и (б) трёхмерное моделирование ($r_1 = 0,6$ мм, обозначения кривых аналогичны рис. 6)

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ МСЭ-ГЕНЕРАТОРА ОИЯИ-ИПФ K_a -ДИАПАЗОНА

2.1. Электронно-оптическая система МСЭ

Экспериментальные исследования проводились на линейном индукционном ускорителе ЛИУ-3000 (ОИЯИ), формировавшем электронный пучок с энергией частиц около 0,8 МэВ, током до 200 А, длительностью импульса $200 \div 250$ нс и частотой следования импульсов до 1 Гц. Схема установки для последнего реализованного варианта МСЭ с рабочей частотой 30 ГГц приведена на рис. 8а. В экспериментах использовалась следующая последовательность формирования пучка. Первоначально прямолинейный (с точностью до начального разброса) электронный пучок, ускоряемый в индукторах ускорителя, инжектировался в соленоид. Для обеспечения точной инжекции пучка вдоль оси соленоида (и, соответственно, оси рабочего волновода) использовалась система согласующих магнитных линз. Раскачка поперечных осцилляций частиц осуществлялась в импульсном спиральном ондуляторе с периодом 6 см. Для улучшения поперечной однородности ондуляторного поля и увеличения отношения амплитуды поля к току в обмотках использовалась бифилярная геометрия с четырьмя спиральными проводниками, в которой проводники с одинаковым направлением тока располагались с азимутальным сдвигом около 60° относительно друг друга и зеркально к проводникам с противоположным направлением тока [37]. Амплитуда поперечного поля $H_\perp$ на оси составляла до 2 кЭ.

Ондулятор располагался внутри соленоида, магнитное поле которого могло регулироваться от 0 до 5 кЭ с возможностью изменения его направления (знака). Согласно результатам теоретического анализа [19–21] качество формирования винтовых магнитонаправляемых РЭП в ондуляторе определяется плавностью пространственного нарастания амплитуды ондуляторного поля (т. е. длиной входной секции ондулятора) и соотношением баунс- (Ω_b) и циклотронной (ω_H) частот. В идеальном случае в электронном пучке должны возбуждаться только вынужденные баунс-осцилляции с частотой Ω_b и практически полностью отсутствовать собственные циклотронные осцилляции. Это достигается путём адиабатического пространственного «включения» (профилирования) ондуляторного поля. При этом оптимальными с точки зрения уменьшения разброса параметров и дискриминации возбуждения паразитных циклотронных колебаний являются режимы, удалённые от циклотронного резонанса, в частности описанный в разделе 1 режим обратного ведущего поля, который использовался в качестве рабочего в МСЭ ОИЯИ-ИПФ. Настройка

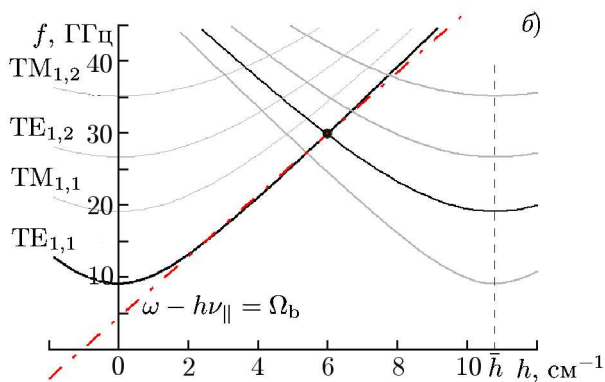
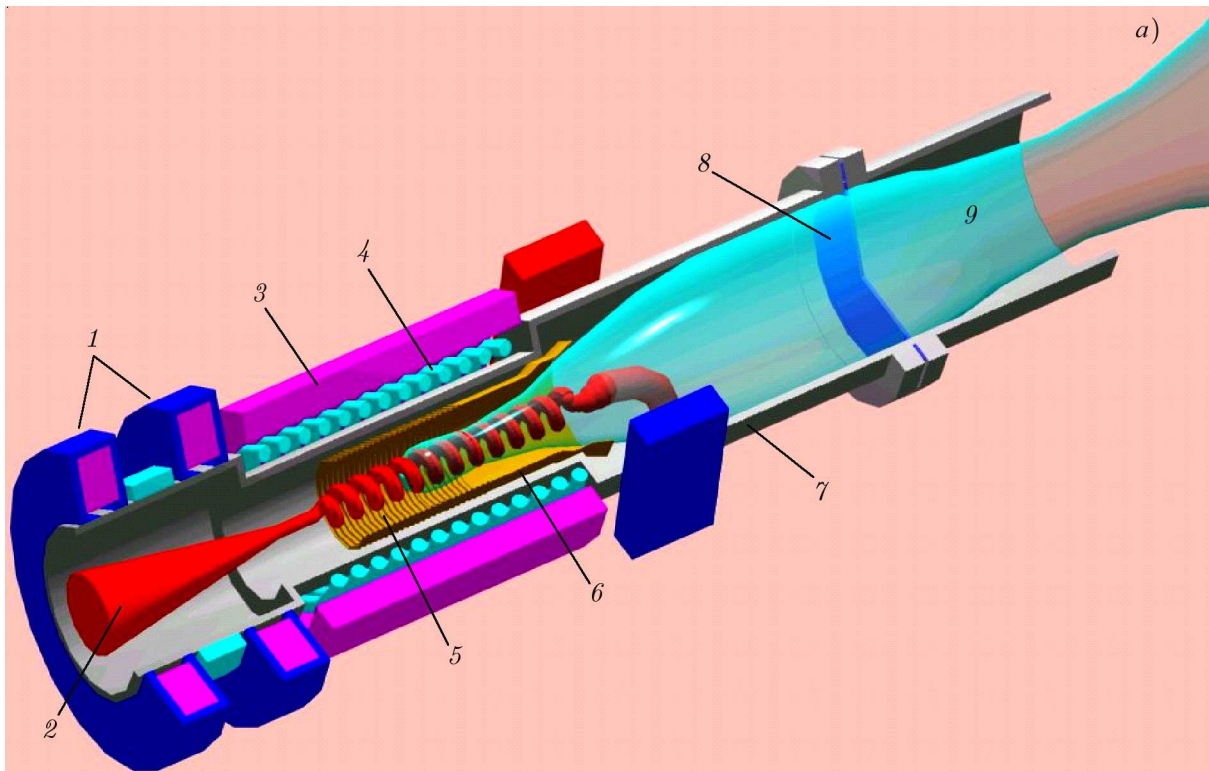


Рис. 8. (а) Схема МСЭ ОИЯИ-ИПФ: 1 — фокусирующие линзы ускорителя, 2 — электронный пучок, 3 — соленоид, 4 — винтовой ондулятор, 5 — брэгговский резонатор, 6 — преобразователь рабочей волны в гауссов пучок, 7 — выходная секция, основанная на эффекте Тальбо, 8 — вакуумное окно, 9 — волновой пучок. (б) Дисперсионная диаграмма, иллюстрирующая процесс рассеяния парциальных волн в брэгговском резонаторе (приведены только кривые для волноводных мод с азимутальным индексом $m = 1$). Точка соответствует рабочему циклу обратной связи $TE_{1,1} \leftrightarrow TM_{1,1}$. Штрихпунктиром показана дисперсионная кривая электронного пучка (режим ондуляторного синхронизма)

и оптимизация МСЭ-генератора на максимум мощности выходного излучения осуществлялись подбором величин ондуляторного и ведущего полей.

Плавное пространственное профилирование амплитуды ондуляторного поля на входе и выходе было выполнено на 6 периодах, что согласно результатам моделирования [21, 34, 35] и результатам электронно-оптических экспериментов [22] позволяет обеспечить формирование винтового РЭП с разбросом параметров, приемлемым для эффективной работы МСЭ в миллиметровом диапазоне длин волн. Профилирование амплитуды ондуляторного поля достигалось в различных экспериментальных реализациях путём сближения обмоток с токами противоположных направлений и/или уменьшения тока в обмотках. В последних сериях экспериментов были одновременно использованы оба указанных метода. Проведённое трёхмерное моделирование и измерения распределения магнитного поля показывают [37], что комбинация этих методов профилирова-

ния позволяет обеспечить высокую степень адиабатичности пространственного профилирования поля и подавление его паразитных «всплесков» на входе, присущих каждому из упомянутых методов в отдельности.

2.2. Электродинамическая система МСЭ

На основе приведённого в разделе 1 теоретического анализа для экспериментальных образцов МСЭ на ускорителе ЛИУ-3000 были реализованы различные варианты брэгговских резонаторов. Во всех сериях экспериментов в качестве рабочей попутной волны использовалась низшая волна $TE_{1,1}$ круглого волновода. Диаметр резонаторов составлял $19 \div 22$ мм. Использовалась осесимметричная гофрировка, которая в соответствии с (3) не меняет азимутального индекса волн. В условиях обсуждаемых экспериментов эта гофрировка обеспечивала в рабочем диапазоне частот три эффективные зоны отражения рабочей волны: 1) во встречно распространяющуюся волну того же типа ($TE_{1,1}$) в области частот $28 \div 29$ ГГц, 2) в волну $TM_{1,1}$ в окрестности $30 \div 31$ ГГц и 3) в волну $TM_{1,2}$ -типа вблизи $37 \div 38$ ГГц. Дисперсионная диаграмма, иллюстрирующая процесс брэгговского рассеяния парциальных волн, приведена на рис. 8б. Согласно (5) максимальным коэффициентом связи обладало рассеяние $TE_{1,1} \leftrightarrow TM_{1,2}$, а минимальным $TE_{1,1} \leftrightarrow TE_{1,1}$ (связь волн $TE_{1,1} \leftrightarrow TE_{1,2}$ при указанной геометрии в первом приближении отсутствует). Оптимальные параметры резонатора подбирались для цикла обратной связи $TE_{1,1} \leftrightarrow TM_{1,1}$.

В проведённых экспериментах исследовались брэгговские резонаторы с различными конфигурациями, при этом менялись длины структур и глубины гофрировки. Проведённые «холодные» электродинамические тесты продемонстрировали хорошее соответствие с результатами моделирования амплитудных (коэффициенты отражения и добротности мод) и частотных (ширины полос непрозрачности и положение собственных мод) характеристик указанных брэгговских структур.

2.3. Экспериментальное наблюдение конкуренции продольных мод в МСЭ с двухзеркальным брэгговским резонатором

В первых экспериментах на ЛИУ-3000 [38] использовались брэгговские резонаторы двухзеркального типа. Рефлекторы были выполнены из дюралюминия в виде отрезков волноводов со средним диаметром 22 мм и гофрировкой боковых стенок в форме меандра с периодом 5,4 мм и глубиной 0,3 мм. Длина входного (расположенного со стороны катода) рефлектора составляла около 16 см, длина выходного (расположенного со стороны коллектора) рефлектора менялась от 3 до 15 см, длина регулярной части резонатора — от 30 до 90 см. Согласно результатам «холодных» тестов в резонаторах с различными конфигурациями (отличающихся длиной секций) число продольных мод в каждой полосе брэгговского отражения было порядка $4 \div 6$, их измеренная добротность менялась от 400 до 2000. Параметры резонатора для цепи обратной связи $TE_{1,1} \leftrightarrow TM_{1,1}$ в районе частоты 31 ГГц соответствовали расчётным оптимальным значениям (см. рис. 2, левый столбец). На рис. 2 в правом столбце представлены результаты моделирования в случае превышения добротности резонатора над оптимальным значением, имеющего место при увеличении длины брэгговских зеркал, а также при росте коэффициента связи волн при рассеянии $TE_{1,1} \leftrightarrow TM_{1,2}$ в районе частоты 38 ГГц.

В результате экспериментов на выходе МСЭ наблюдалось циркулярно-поляризованное излучение на рабочей моде $TE_{1,1}$. Длительность СВЧ импульса составляла около 100 нс. При этом раздельно наблюдались три режима генерации на разных частотах, соответствовавших указанным выше цепям обратной связи. В соответствии с расчётом селекция этих режимов осуществлялась изменением амплитуд полей ондулятора и соленоида.

Максимальная мощность в соответствии с моделированием получена на частоте около 31 ГГц. Оптимизация параметров резонатора (добротности) достигалась подбором длин зеркал и регулярной секции. В двухзеркальном резонаторе максимальная мощность излучения, до $25 \div 30$ МВт, при эффективности около 25 % получена при длине выходного зеркала 3 см и длине регулярной части $30 \div 40$ см. При уменьшении длины выходного зеркала до 2 см стартовые условия возникновения генерации не были выполнены и излучение отсутствовало. В то же время увеличение длины выходного рефлектора свыше 3 см приводило к уменьшению КПД. Так, при длине зеркала около 5,5 см он составлял примерно 20 %. Уменьшение КПД, сопровождавшееся увеличением ширины спектра излучения, наблюдалось и при работе генератора в двух других цепях обратной связи [38]. Следует, однако, отметить, что экспериментально наблюдаемое уменьшение КПД было более значительным по сравнению с результатами моделирования.

Спектр излучения в данной серии экспериментов измерялся с использованием набора запреломных волноводных фильтров с шагом по диаметру 0,1 мм, позволяющих определять частоту в диапазоне $26 \div 40$ ГГц с точностью $1,5 \div 2,0$ % (при одновременном использовании нескольких фильтров с сопрягающимися частотами, устанавливаемых параллельно в нескольких измерительных каналах). Данные измерения спектра показали, что во всех режимах генерации частота излучения попадала в полосу эффективного отражения брэгговских зеркал, причём ширины спектров излучения не превышали ширин соответствующих полос. Это означало, что излучение наблюдалось либо на одной из собственных продольных мод резонатора, либо на совокупности указанных мод. Однако использованная в этих экспериментах методика измерения частоты излучения имела точность, сравнимую с частотным расстоянием между продольными модами резонатора, и не позволяла различать генерацию на разных продольных модах внутри каждой из полос обратной связи.

Для детального исследования модового состава излучения были проведены дополнительные эксперименты [39], в которых сигнал с выходного детектора анализировался при помощи осциллографа с высоким временным разрешением (до 2 нс) и сопоставлялся с результатами моделирования. При этом низкочастотная модуляция, наблюдаемая в сигнале с детектора, соответствовала биению различных продольных мод в многочастотных режимах генерации, в то время как отсутствие подобной модуляции указывало на установление одномодового одночастотного режима.

Типичные осциллограммы мощности выходного излучения в диапазонах частот в районах 31 и 38 ГГц для двухзеркальных резонаторов с различными геометриями показаны на рис. 9. Отметим, что для использованных брэгговских структур коэффициент связи для волн $TE_{1,1} \leftrightarrow TM_{1,2}$ примерно в 1,5 раза больше, чем для волн $TE_{1,1} \leftrightarrow TM_{1,1}$. Таким образом, при одинаковых длинах добротность мод в брэгговской полосе около 38 ГГц в 2 раза больше, чем в полосе, расположенной в районе 31 ГГц.

Осциллограммы на рис. 9а и в соответствуют резонатору оптимальной добротности ($Q \approx 450$); на рис. 9а показан сигнал в увеличенном до 10 нс/деление временном разрешении. Электронный КПД при использовании данного резонатора в МСЭ составлял около 25 %, а отсутствие низкочастотной модуляции подтверждает (в соответствии с моделированием) реализацию одномодового одночастотного режима генерации.

При увеличении добротности резонатора до $1000 \div 1500$ в эксперименте попеременно наблюдались как одночастотные, так и многочастотные импульсы (рис. 9б). Дальнейшее увеличение добротности ($Q \geq 2000$) приводило к тому, что во всех микроволновых импульсах (рис. 9г) наблюдалась модуляция сигнала, соответствующая реализации многомодовых режимов генерации. Коэффициент полезного действия в этих режимах составлял около 10 %.

Период низкочастотной модуляции был измерен при различных длинах регулярной части резонатора в обеих исследуемых цепях обратной связи. Сравнение результатов этих экспериментов

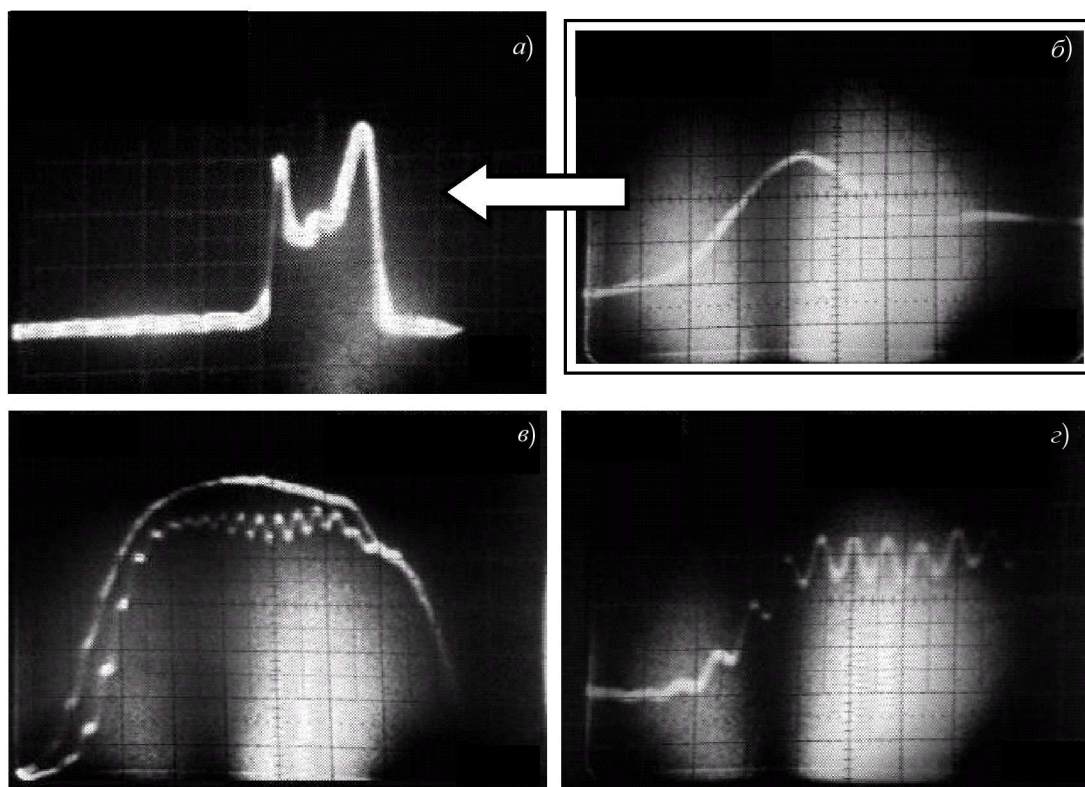


Рис. 9. Типичные осциллограммы высокочастотного (ВЧ) импульса в МСЭ-генераторе с двухзеркальными брэгговскими резонаторами: (а, б) при параметрах, близких к оптимальным (диапазон в районе 31 ГГц, $Q \approx 450$; $l_{Br1} = 16$ см, $l_0 = 40$ см, $l_{Br2} = 4,5$ см; разрешение 10 нс/деление (а) и 100 нс/деление (б)), и высокой добротности в диапазонах (в) в районе 31 ГГц ($Q \approx 1500$; $l_{Br1} = 16$ см, $l_0 = 85$ см, $l_{Br2} = 15$ см; разрешение 20 нс/деление) и (г) в районе 38 ГГц ($Q \approx 2400$; $l_{Br1} = 16$ см, $l_0 = 55$ см, $l_{Br2} = 15$ см; разрешение 10 нс/деление)

Таблица 1. Измеренные и расчётные (в скобках) периоды биений соседних мод двухзеркальных брэгговских резонаторов с различными геометриями (длины рефлекторов $l_{Br1} = 16$ см, $l_{Br2} = 15$ см)

частотный диапазон	длина регулярной секции резонатора		
	55 см	70 см	85 см
31 ГГц/цикл обратной связи $TE_{1,1} \leftrightarrow TM_{1,1}$	5,6 (5,1) нс	6,0 (5,9) нс	6,7 (7,1) нс
38 ГГц/цикл обратной связи $TE_{1,1} \leftrightarrow TM_{1,2}$	6,7 (6,4) нс	7,5 (7,7) нс	8,0 (9,0) нс

с расчётом дано в табл. 1. Проведённый анализ показал, что при фиксированной длине регулярной части резонатора период биений в брэгговской полосе в районе 38 ГГц больше, чем в полосе около 31 ГГц. Это объясняется тем, что расстояние между соседними продольными модами двухзеркального резонатора определяется расстоянием между зеркалами l_0 , а также фазовыми скоростями прямой (β_{ph+}) и встречной (β_{ph-}) волн:

$$\frac{\Delta\omega}{c} \approx \frac{2\pi}{l_0(\beta_{ph+} + \beta_{ph-})}. \quad (24)$$

Обратная связь в брэгговской полосе в районе 38 ГГц осуществляется волной $TM_{1,2}$, которая имеет большую фазовую скорость, чем волна $TM_{1,1}$, осуществляющая обратную связь около

31 ГГц. Это приводит к уменьшению межмодового расстояния в полосе в окрестности 38 ГГц. Хорошее совпадение между измерениями и расчётом позволяет интерпретировать наблюдаемую низкочастотную модуляцию как биения соседних продольных мод двухзеркального резонатора.

2.4. Высокоэффективный МСЭ на основе резонатора со скачком фазы гофрировки

Резонатор со скачком фазы гофрировки в микроволновом диапазоне был предложен в работе [1]. Как отмечалось выше, в условиях умеренной сверхразмерности он обладает высокой селективностью по продольному индексу мод, однако в симметричной геометрии [1–3] имеет неблагоприятную структуру поля синхронной волны с высокой долей вывода излучения в ка- тодном направлении. В результате такие резонаторы не использовались в предшествующих экс- периментальных реализациях МЦАР- и МСЭ-генераторов. Несимметричная схема резонатора со скачком фазы гофрировки была предложена и впервые реализована экспериментально в МСЭ ОИЯИ-ИПФ [15].

В начальных экспериментах по реализации МСЭ на основе брэгговского резонатора со скач- ком фазы [15, 16] также использовались дюралюминиевые структуры с гофрировкой в виде ме- андра, глубина гофрировки составляла 0,6 мм. Как и в случае МСЭ с двухзеркальными резонато- рами, описанными в разделе 2.3, оптимальные параметры были рассчитаны на зону брэгговского рассеяния $TE_{1,1} \leftrightarrow TM_{1,1}$ в окрестности частоты 31 ГГц. По результатам моделирования (см. рис. 3) длины сегментов резонатора были выбраны равными 26 и 13 см, в месте их сочленения реализовывался скачок фазы гофрировки, равный π . Измеренная в «холодных» тестах частота основной моды равнялась 30,7 ГГц, её добротность составляла около 1 500.

В проведённых экспериментах была зарегистрирована устойчивая генерация на рабочей цир- кулярно-поляризованной волне $TE_{1,1}$ с мощностью излучения на уровне 35÷40 МВт. Оптималь- ные значения полей ондулятора и соленоида составляли $H_0 = -2,1$ кЭ, $H_u = 1,2$ кЭ. При токе пучка на входе МСЭ 160÷170 А и токе на выходе около 150 А это соответствовало КПД до 35 %². Следует, однако, отметить, что в этой серии экспериментов, как и в экспериментах, описанных в разделе 2.3, мощность СВЧ-излучения восстанавливалась по измерениям диаграммы направ- ленности излучения с помощью калиброванных детекторов на «горячих носителях». Таким обра- зом, указанные величины следует рассматривать как оценочные. Впоследствии для более точных измерений мощности излучения использовались калориметрические методы.

Измерение спектрального состава излучения осуществлялось с помощью калиброванного на- бора волноводных фильтров. Достаточно большая разница частот основной и «боковых» мод ре- зонатора (около 2 %) позволяла различать указанным методом генерацию на этих частотах [15, 16], что было затруднено в предшествующих экспериментах с двухзеркальными резонаторами, и при сравнении с результатами «холодных» тестов интерпретировать измеренный спектр как реализацию одномодового режима. Важно подчеркнуть, что в соответствии с результатами мо- делирования при оптимальной геометрии резонатора во всей области изменения полей H_0 и H_u (т. е. во всей области изменения расстроек синхронизма) в полосе самовозбуждения генерация наблюдалась на основной моде. Отметим, что при смещении положения скачка фазы к середине резонатора (т. е. использовании сегментов равной длины) имело место уменьшение мощности выходного излучения (ср. рис. 3).

Одним из недостатков резонатора со скачком фазы гофрировки является то, что в нём мак- симум поля в продольной структуре основной моды сосредоточен вблизи дефекта гофрировки.

² Важно, что большой электронный КПД получен при использовании полного тока ускорителя без выреза- ния фракции пучка с малым разбросом скоростей, как это сделано, например, в экспериментальной реализации высокоэффективного МЦАР с брэгговским резонатором [8].

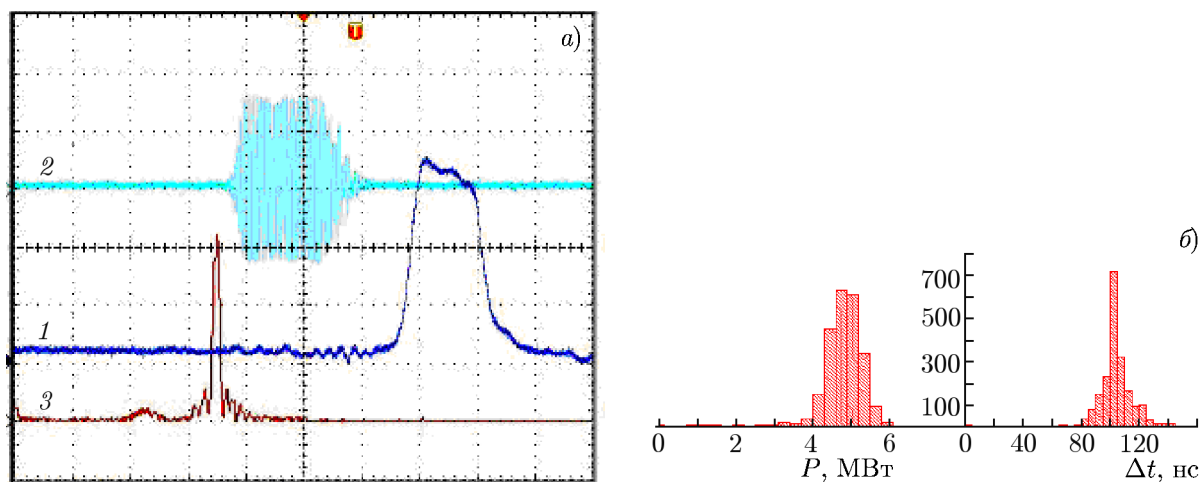


Рис. 10. Результаты экспериментального исследования МСЭ ОИЯИ-ИПФ: (а) типичные осциллограммы (1) ВЧ-импульса, (2) гетеродинированного сигнала (временное разрешение 100 нс/деление) и (3) соответствующий частотный спектр (частотное разрешение 50 МГц/деление); (б) статистическое распределение мощности (слева) и длительности импульсов (справа) на выходе тестового резонатора в типичной последовательности 10^4 импульсов (по вертикальной оси отложено число импульсов)

В результате в высокоэффективном режиме работы МСЭ напряжённость ВЧ-поля в области скачка фазы близка к пробойному значению (см. рис. 3в). Развитием ВЧ-пробоя может объясняться наблюдаемое в данной серии экспериментов укорочение длительности излучаемого импульса до $50 \div 100$ нс при длительности импульса тока $200 \div 250$ нс.

С целью увеличения электропрочности была разработана технология (обжим тонкостенной стальной трубки на оправке с её последующим химическим вытравливанием), позволившая изготавливать брегговские резонаторы с синусоидальной гофрировкой. Для экспериментов по тестированию компонентов коллайдера, проектируемого в группе СЛС (ЦЕРН) на частоту 30 ГГц (см. далее раздел 3), был также осуществлён сдвиг частоты основной моды резонатора. В результате в последующей серии экспериментов использовались резонаторы со средним диаметром 19 мм, периодом гофрировки 5,82 мм и её глубиной $0,25 \div 0,30$ мм. Для уменьшения амплитуды ВЧ-поля в области скачка фазы (с целью увеличения длительности ВЧ-импульса) было несколько изменено соотношение длин входного и выходного рефлекторов. В данной серии экспериментов длина входного рефлектора составляла 22 см, длина выходного рефлектора менялась от 14 до 16 см. Измеренная добротность основной моды резонатора на частоте 29,95 ГГц составляла около 1000.

В этой серии экспериментов [17, 24] была реализована гетеродинная система измерения частоты и проведены calorиметрические измерения мощности. Типичные осциллограммы ВЧ-импульса, сигнала с гетеродинного смесителя и соответствующий спектр показаны на рис. 10а. Ширина спектра составила $6 \div 7$ МГц, что близко к теоретическому пределу для импульсов указанной выше длительности. Были зарегистрированы два различных режима работы МСЭ (настройка режимов осуществлялась изменением полей ондулятора и соленоида): 1) с мощностью $30 \div 35$ МВт при длительности импульса до 100 нс и 2) с мощностью около 20 МВт при длительности импульса до 200 нс. Таким образом, было достигнуто энергосодержание в единичном импульсе на уровне около 4 Дж. Для измерения мощности микроволновых импульсов были использованы calorиметры различных конструкций с относительной погрешностью не более 10 %. Стабильность частоты излучения, мощности на выходе и формы импульса была продемонстрирована в последовательности порядка 10^5 импульсов. Результаты серии из 10^4 импульсов в режиме

1 представлены на рис. 106.

Таким образом, в описанных экспериментах был реализован высокоэффективный узкополосный МСЭ-генератор [17]. Высокий электронный КПД и уровень стабильности генерации достигнуты за счёт использования режима обратного ведущего поля, обеспечивающего высокое качество формирования РЭП, и высокоселективной схемы брэгговского резонатора со скачком фазы гофрировки. Достигнутый уникальный набор параметров позволил использовать МСЭ в ускорительных и других актуальных приложениях [24, 40].

2.5. Механическая перестройка частоты излучения в МСЭ-генераторе с брэгговским резонатором

Одним из достоинств МСЭ на основе резонатора со скачком фазы гофрировки является возможность перестройки частоты его излучения при изменении этого скачка. Согласно представленному в разделе 1.2 моделированию изменение скачка фазы на π (от $\pi/2$ до $3\pi/2$) позволяет осуществить перестройку частоты излучения в полосе около 1,5 ГГц при практически неизменном КПД генератора (см. рис. 4).

В эксперименте по перестройке частоты генерации в МСЭ [41] использовался брэгговский резонатор со скачком фазы гофрировки, составленный из двух рефлекторов равной длины, имеющих гофрировку в виде меандра с периодом $d = 5,64$ мм и глубиной 0,5 мм. Длины рефлекторов менялись от 17 до 19,7 см. Величина скачка фазы варьировалась путём добавления короткой регулярной вставки между рефлекторами. При длине вставки l_δ скачок фазы между гофрированными секциями составлял $\Delta\varphi = 2\pi l_\delta/d$.

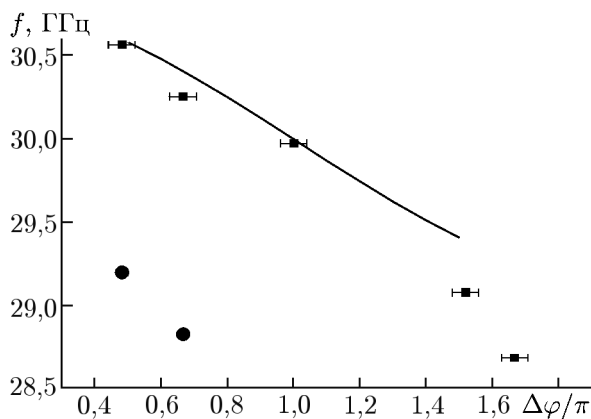


Рис. 11. Реализация механической перестройки частоты излучения в МСЭ ОИЯИ-ИПФ путём изменения скачка фазы гофрировки между рефлекторами: сплошная кривая — расчёт, точки — результаты измерений (■ — генерация на основной моде, ● — на «боковых» модах)

генерация на «боковых» модах резонатора (см. рис. 11).

Результаты экспериментов по измерению зависимости частоты излучения от скачка фазы приведены на рис. 11. При скачке фазы, равном π , излучение наблюдалось на частоте около 30 ГГц. При изменении скачка фазы получена перестройка частоты в диапазоне 6 %. Зависимость частоты излучения от скачка фазы близка к линейной, что хорошо согласуется с результатами моделирования. Спектр излучения измерялся с помощью перестраиваемого узкополосного волноводного фильтра. Ширина спектра во всех режимах генерации не превышала 0,1 %. Мощность излучения во всём диапазоне перестройки частоты составляла 15÷20 МВт.

Следует, однако, отметить, что при приближении скачка фазы к «граничным» значениям 0 и 2π наблюдалась дополнительная раздельная (при изменении полей ондулятора и соленоида)

2.6. Исследование группировки частиц в МСЭ

Информация о динамике сгруппированного электронного пучка в пространстве взаимодействия является важной при создании мощных СВЧ генераторов. Наиболее распространённым методом исследования поведения сгустков служат методы численного моделирования. Прямые

методы измерения достаточно сложны, и экспериментальная информация о степени группировки пучка в МСЭ, таким образом, является весьма неполной. В то же время подобная экспериментальная информация имеет ещё и прикладной аспект. Представляет интерес возможность создания на основе МСЭ группирователя интенсивного электронного пучка с энергией частиц $1 \div 10$ МэВ и током около 1 кА для запитки линейного коллайдера [42], которая обсуждалась, в частности, в рамках проекта CLIC для создания прототипа двухпучкового ускорителя с рабочей частотой 30 ГГц. Экспериментальное исследование возможности использования МСЭ-усилителя в качестве группирователя пучка для указанного проекта проводилось в лаборатории CESTA (Франция) [43].

Возможность создания группирователей на основе МСЭ-усилителей и генераторов также исследовалась в обсуждаемых экспериментах на базе ЛИУ-3000 [44]. Преимуществом усилительной схемы является возможность работы в линейном режиме и управления частотой следования сгустков. В то же время, как было показано выше, брэгговский МСЭ-генератор также позволяет осуществлять тонкую подстройку частоты излучения и, соответственно, частоту следования сгустков.

Для проведения экспериментов по наблюдению группировки пучка было проведено предварительное моделирование, в котором различные схемы брэгговских резонаторов сравнивались с точки зрения обеспечения глубины группировки как внутри, так и вне пространства взаимодействия, а также скорости развала сгустков (см. подробнее [44]). Моделирование показывает, что в случае резонатора двухзеркального типа, как и при использовании резонатора со скачком фазы гофрировки, достигается высокая степень группировки пучка с практически одинаковой амплитудой основной гармоники тока. В то же время в случае резонатора со скачком фазы гофрировки за его пределами имеет место более быстрый кинематический развал сгустков: высокий электронный КПД приводит к большому динамическому разбросу в пучке по энергиям частиц.

Для визуализации сгустков в МСЭ ОИЯИ-ИПФ [44] в различных сечениях пространства взаимодействия устанавливались мишени, степень группировки пучка оценивалась по интенсивности черенковского излучения электронов при их прохождении через мишень. По оригинальной технологии в ОИЯИ в качестве материала для мишеней был изготовлен кварцевый аэрогель с рекордно высоким показателем преломления 1,1 (обычный аэрогель имеет $n < 1,06$), который для энергии электронов пучка около 0,8 МэВ позволял работать вблизи порога возникновения черенковского излучения $n\beta_{\parallel} \geq 1$. Оптическое излучение сгустков, распространяющееся в волноводе под малым углом к оси (около $0,5^\circ$), регистрировалось стрик-камерой IMACON-500 с временным разрешением $20 \div 50$ пс/мм. Изображение на выходном экране стрик-камеры записывалось на видеокамеру и затем оцифровывалось.

Типичная структура сгруппированного пучка по фотографии стрик-камеры показана на рис. 12. В данных экспериментах использовался двухзеркальный брэгговский резонатор с частотой генерации в районе 37 ГГц. Измеренное расстояние между сгустками составляет около $8,1 \div 8,2$ мм, глубина группировки находится в хорошем соответствии с расчётом.

2.7. Эффект расщепления мод в МСЭ со сверхразмерным брэгговским резонатором

Проведённый в разделе 1.3 теоретический анализ показал, что увеличение глубины гофрировки в сверхразмерных брэгговских резонаторах, работающих на связке волноводных мод с различными поперечными структурами, приводит к эффекту расщепления мод, который является следствием взаимного влияния соседних зон брэгговского рассеяния. Данное расщепление существенно ухудшает селективные свойства резонатора со скачком фазы гофрировки. Согласно моделированию в МСЭ, в котором используется резонатор с «расщеплёнными» рабочими мо-

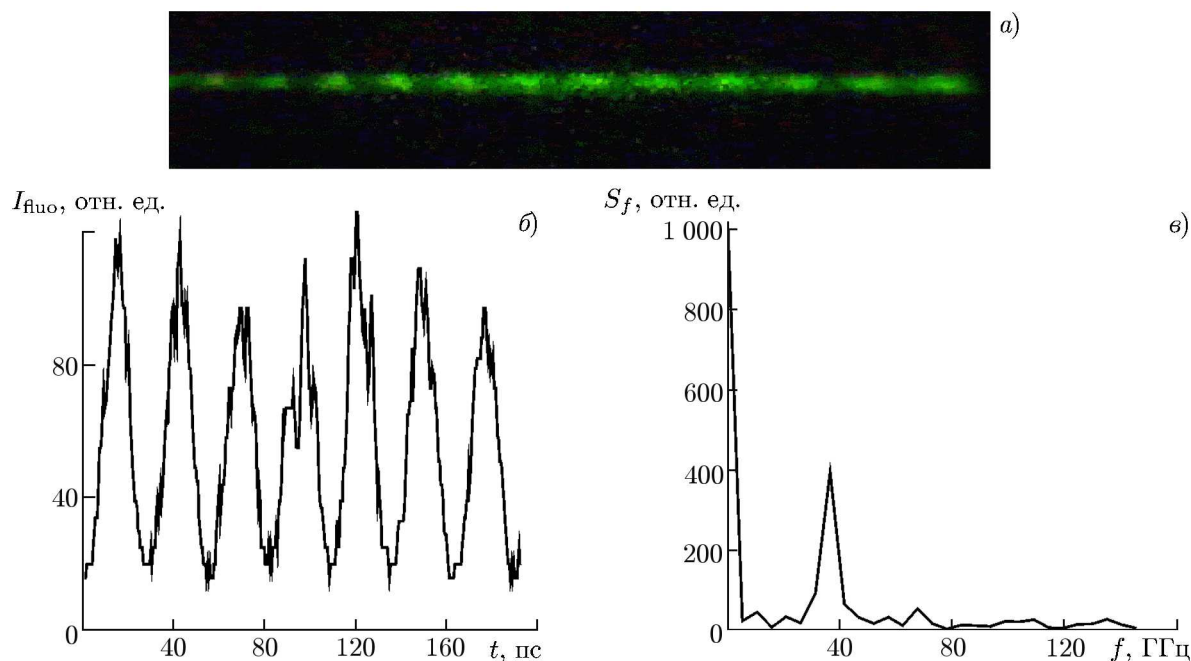


Рис. 12. Результаты экспериментов по исследованию группировки пучка в ОИЯИ-ИПФ МСЭ: (а) фотография сгруппированного пучка стрик-камерой, (б) результат оцифровки изображения пучка (временная зависимость интенсивности) и (в) соответствующий частотный спектр

дами, при оптимальных параметрах режим одночастотной генерации возникает на нелинейной стадии установления автоколебаний в результате конкуренции этих мод. Однако этот одночастотный режим может реализовываться на любой из мод, и небольшое изменение параметров пучка может приводить к перескоку частоты генерации или возникновению более сложных, двухчастотных режимов. Таким образом, расщепление рабочей моды резонатора существенно ухудшает стабильность одномодовой одночастотной генерации в МСЭ. Как следствие, это затрудняет использование генератора в потенциальных приложениях, в частности ускорительных задачах, связанных с запиткой высокочастотных структур (см. далее раздел 3) и требующих высокой стабильности частоты излучения.

Результаты проведённых «холодных» электродинамических тестов брегговских резонаторов (см. рис. 13а, б) находятся в хорошем соответствии с анализом их электродинамических свойств, представленным в разделе 1.3. Измерения показали, что, начиная с глубины гофрировки $0,30 \div 0,35$ мм, в рабочей полосе обратной связи $TE_{1,1} \leftrightarrow TM_{1,1}$ наблюдается расщепление основной моды резонатора со скачком фазы гофрировки (ср. рис. 13а, б с рис. 5, 6). Рост глубины гофрировки приводит к увеличению добротности «расщеплённых» мод и частотного интервала между ними.

В генераторе на основе подобных резонаторов наблюдалась как одномодовая генерация на одной из расщеплённых мод, так и двухчастотная генерация [36]. Настройка режимов осуществлялась изменением параметров пучка, полей ондулятора и соленоида. В одномодовых режимах наблюдались осциллограммы, аналогичные представленной на рис. 10а, с шириной спектра $6 \div 10$ МГц. Приближение к порогу возникновения «расщепления» (при глубине гофрировки $0,30 \div 0,35$ мм) характеризовалось уширением спектра. Вариант реализации двухчастотного режима генерации показан на рис. 13в. Частотное расстояние между возбуждаемыми модами в резонаторах с различными геометриями составляло от $20 \div 30$ до $100 \div 120$ МГц.

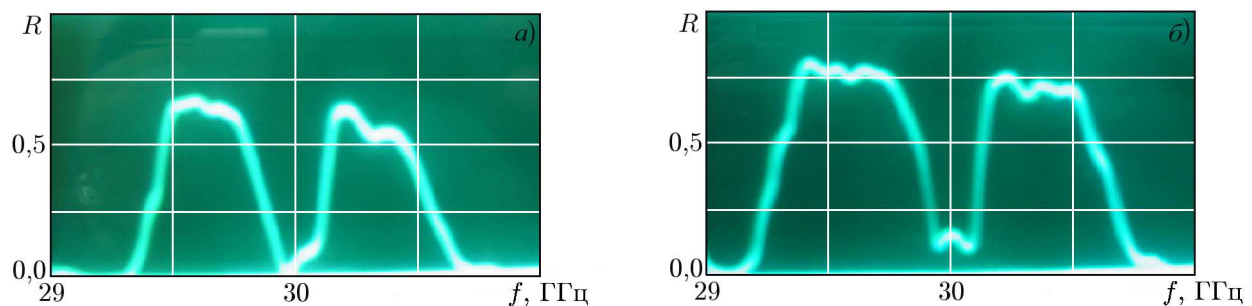


Рис. 13. Наблюдение эффекта расщепления рабочей моды в брэгговском резонаторе со скачком фазы гофрировки. (а, б) Результат «холодных» электродинамических измерений при различной глубине гофрировки (а — 0,3 мм, б — 0,4 мм) и (в) реализация двухчастотных режимов генерации в МСЭ ОИЯИ-ИПФ при использовании подобного резонатора с глубиной гофрировки $r_1 = 0,4$ мм (нумерация кривых и их временное/частотное разрешение аналогичны рис. 10а)

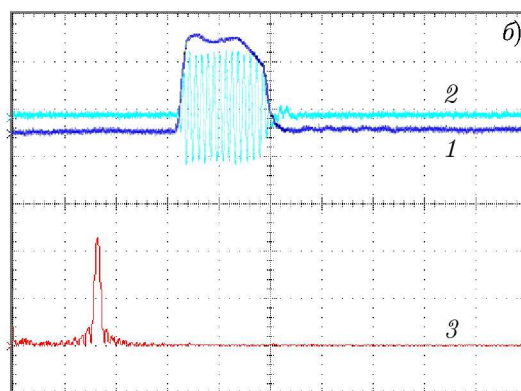
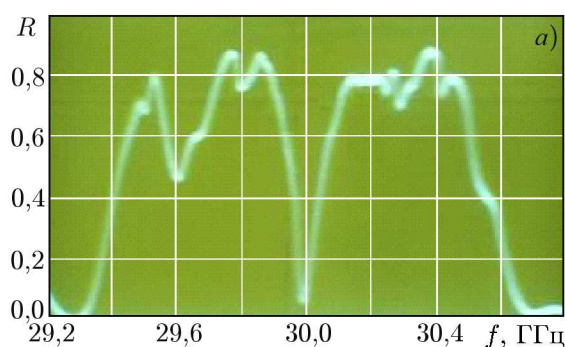
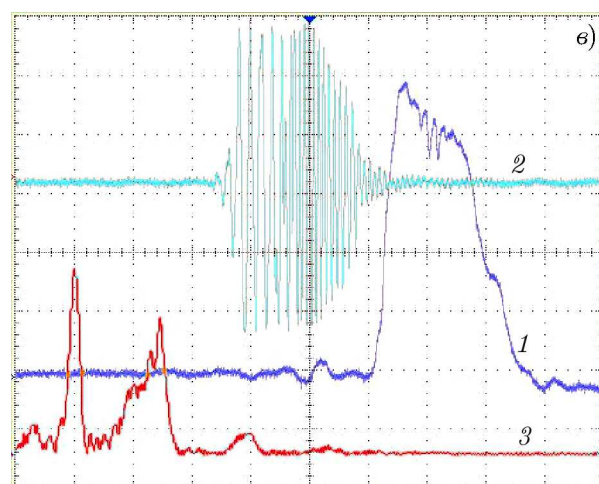


Рис. 14. Экспериментальное исследование брэгговского резонатора с профилированной амплитудой гофрировки: (а) результаты «холодных» измерений ($r_1 = 0,5$ мм) и (б) реализация МСЭ на его основе (нумерация кривых и их временное/частотное разрешение аналогичны рис. 10а)

Для подавления расщепления мод был изготовлен брэгговский резонатор с гофрировкой, профилированной по закону (23), длинами 30 см (входная структура) и 18 см (выходная структура), периодом 5,8 см и максимальной глубиной гофрировки $r_1 = 0,5$ мм. Результаты «холодного» тестирования данного резонатора в полосе частот в окрестности 30 ГГц приведены на рис. 14а и демонстрируют, в соответствии с расчётом, наличие одной моды в центре брэгговской полосы (ср. рис. 7). Использование профилированного резонатора в МСЭ ОИЯИ-ИПФ позволило увеличить стабильность одномодового режима генерации (см. рис. 14б), который был получен в широкой полосе изменений ондуляторного и ведущего полей [36]. Однако в профилированном резонаторе затруднена оптимизация длины, и, таким образом, мощность излучения не превышала 15 МВт.

Обсуждаемый здесь эффект расщепления рабочей моды резонатора является, очевидно, «паразитным», т. к. он ограничивает возможность «прямого» увеличения мощности МСЭ-генератора (и использования более сверхразмерных систем) и ухудшает стабильность его работы. В то же время реализованные двухчастотные режимы позволяют кардинально увеличить мощность ВЧ-импульсов путём их пассивной компрессии (см. подробнее [36]).

3. ИСПОЛЬЗОВАНИЕ МСЭ-ГЕНЕРАТОРА ОИЯИ-ИПФ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ТЕПЛООВОГО РЕСУРСА МЕДИ

Одним из приложений мощных СВЧ-источников является тестирование компонентов высокоградиентных ускорителей нового поколения. Обсуждаемый в разрабатываемых проектах переход в более коротковолновые диапазоны, в частности в миллиметровый диапазон длин волн, привлекателен возможностью увеличения ускоряющего градиента [45]. При этом одним из самых опасных ограничений на ресурс ускоряющих структур коллайдера становится деградация их поверхностей при циклическом нагреве короткими ВЧ-импульсами [46, 47]. Однако в настоящее время экспериментальные данные об импульсном ВЧ-нагреве остаются неполными, а в области миллиметровых волн они практически отсутствуют.

Цикл экспериментов по исследованию свойств материалов под воздействием сильных ВЧ-полей был проведён на базе реализованного 30-гигагерцового МСЭ-генератора ОИЯИ-ИПФ [24]. Возможность такого приложения МСЭ требует дополнительного анализа. Нетривиальность вопроса заключается в том, что при накачке высокодобротной резонансной нагрузки импульсным излучением МСЭ на начальной стадии прихода ВЧ-импульса в нагрузку должно происходить практически полное его отражение, а большие отражения могут отрицательно сказываться на работе автогенератора, вплоть до срыва генерации.

3.1. Моделирование работы брэгговского МСЭ на резонансную нагрузку

Схема экспериментов по работе МСЭ на резонансную нагрузку показана на рис. 15. Моделирование проводилось в рамках пространственно-временного подхода (см. подробнее [48]), анализ взаимодействия внутри МСЭ осуществлялся на основе приведённых выше в разделе 1 уравнений (9)–(11). Резонансная нагрузка в моделировании предполагалась расположенной на расстоянии b от выхода МСЭ и представляла собой два тонких полупрозрачных зеркала с зазором между ними l_0 . Комплексные коэффициенты отражения и прохождения через зеркала принимались равными $R_j = |R_j| \exp(i\varphi_j)$ и $T_j = \sqrt{1 - |R_j|^2} \exp[i(\varphi_j + \pi/2)]$ соответственно ($j = 1, 2$). Для описания эволюции полей парциальных волн в нагрузочном резонаторе были использованы уравнения

$$\left(\frac{\partial}{\partial Z} + \frac{\partial}{\partial \tau}\right) \hat{A}_+ = 0, \quad \left(-\frac{\partial}{\partial Z} + \frac{\partial}{\partial \tau}\right) \hat{A}_- = 0 \quad (25)$$

с учётом следующих соотношений на его левой ($z_{\text{left}} = l_{\text{Br}} + b$) и правой ($z_{\text{right}} = z_{\text{left}} + l_0$) границах:

$$\begin{aligned} \hat{A}_+|_{Z=z_{\text{left}}+0} &= T_1 \hat{A}_+|_{Z=z_{\text{left}}-0} + R_1 \hat{A}_-|_{Z=z_{\text{left}}+0}, & \hat{A}_-|_{Z=z_{\text{left}}-0} &= R_1 \hat{A}_+|_{Z=z_{\text{left}}-0} + T_1 \hat{A}_-|_{Z=z_{\text{left}}+0}, \\ \hat{A}_+|_{Z=z_{\text{right}}+0} &= T_2 \hat{A}_+|_{Z=z_{\text{right}}-0} + R_2 \hat{A}_-|_{Z=z_{\text{right}}+0}, & \hat{A}_-|_{Z=z_{\text{right}}-0} &= R_2 \hat{A}_+|_{Z=z_{\text{right}}-0}, \end{aligned} \quad (26)$$

где $Z_j = \bar{\omega} C z_j / c$ ($j = \text{left, right}$), l_{Br} — длина брэгговского резонатора. В промежутке между генератором и нагрузочным резонатором амплитуды полей парциальных волн удовлетворяют соотношениям

$$\hat{A}_+(\tau)|_{Z=z_{\text{left}}-0} = k \hat{A}_+(\tau - B)|_{Z=l_{\text{Br}}}, \quad \hat{A}_-(\tau)|_{Z=l_{\text{Br}}} = k \hat{A}_-(\tau - B)|_{Z=z_{\text{left}}-0}, \quad (27)$$

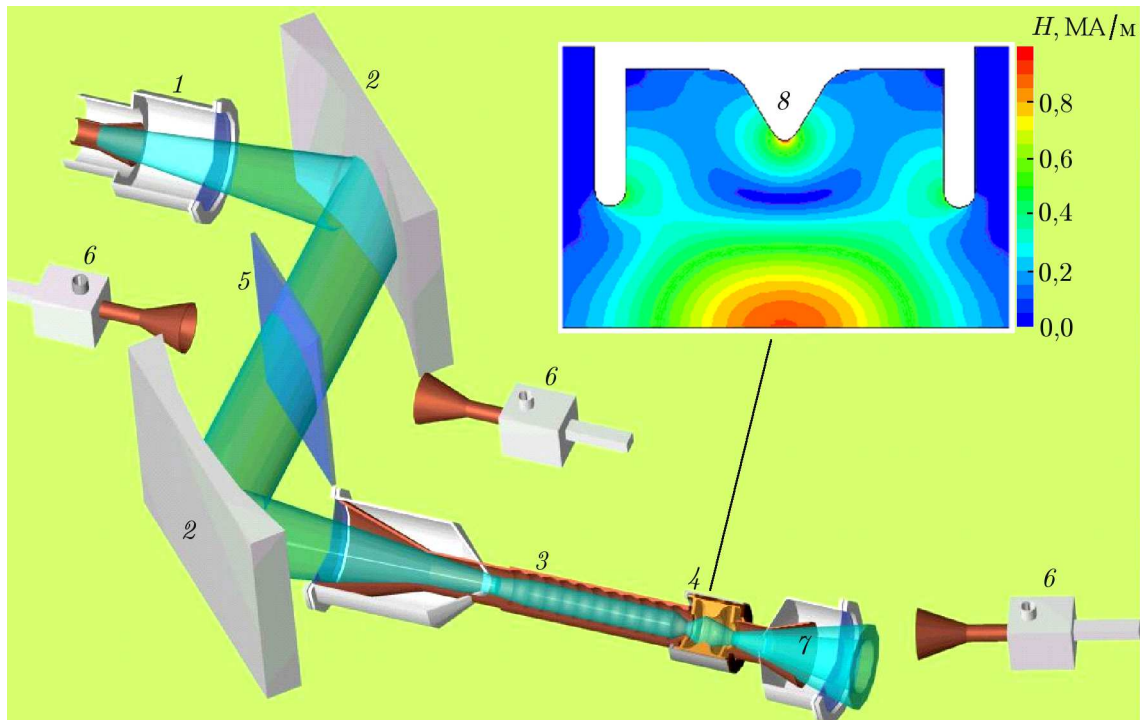


Рис. 15. Схема установки для исследования эффекта периодического импульсного нагрева: 1 — выходная секция МСЭ, 2 — квазиоптическая линия, 3 — преобразователи мод, 4 — тестовый резонатор, 5 — диэлектрический ответвитель, 6 — ВЧ-детекторы, 7 — волновой пучок. На выноске показана геометрия тестового резонатора (8 — «поясок») и результаты трёхмерного моделирования распределения в нём магнитного поля

где k — потери в тракте, $B = \bar{\omega}b/c$.

Добротность нагрузочного резонатора равна

$$Q \approx \frac{\omega l_0}{c(1 - |R_1 R_2|)}, \quad (28a)$$

а суммарный коэффициент отражения в стационарном режиме составляет

$$R = \exp(i\varphi_1) \frac{|R_1| - |R_2| \exp[i(2hl_0 + \varphi_1 + \varphi_2)]}{1 - |R_1 R_2| \exp[i(2hl_0 + \varphi_1 + \varphi_2)]} \quad (28б)$$

Расстояние между пластинами резонатора принималось равным половине длины волны на частоте точного брэгговского резонанса, т. е. $l_0 = \pi c/\bar{\omega}$. Настройка тестового резонатора на частоту генерации МСЭ (которая из-за наличия электронной перестройки частоты может отличаться от частоты собственной моды брэгговского резонатора) осуществлялась путём подбора фаз отражения от пластин φ_1 и φ_2 . При $|R_1| = |R_2|$ в условии резонанса $2hl_0 + \varphi_1 + \varphi_2 = 2\pi n$ из (28б) следует, что в стационарном режиме отражений от нагрузки отсутствуют ($R = 0$). Тем не менее возникает вопрос о влиянии отражений на работу МСЭ-генератора в процессе установления автоколебаний и накопления энергии в тестовом резонаторе.

Результаты моделирования работы МСЭ на резонансную нагрузку приведены на рис. 16, где показаны зависимости от времени электронного КПД, а также амплитуд полей парциальных волн на выходе брэгговского резонатора (кривые 1), прошедшей (2), отражённой (3) и накопленной внутри тестового резонатора (4). Коэффициенты отражения от пластин принимались равными

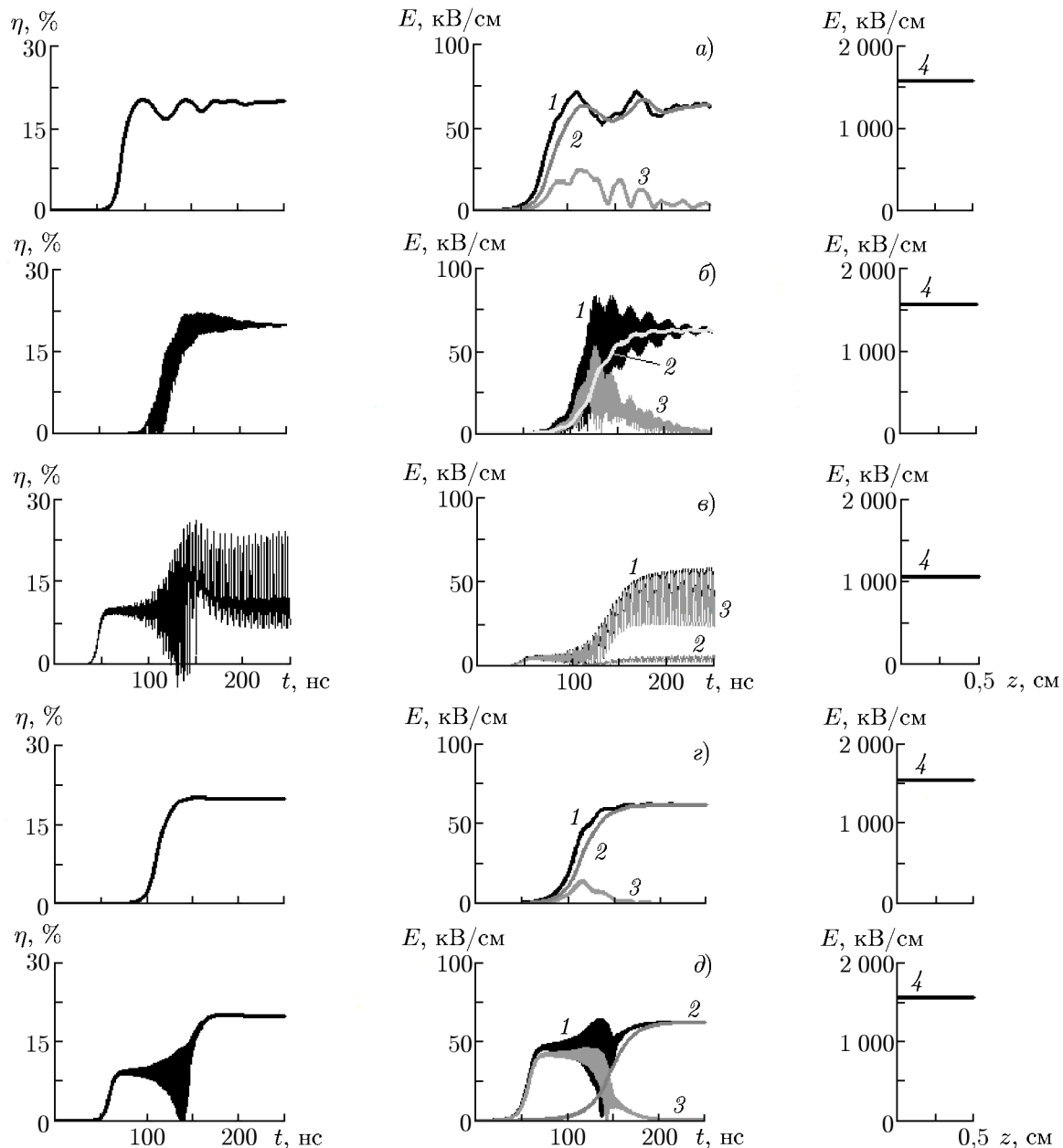


Рис. 16. Моделирование работы МСЭ на резонансную нагрузку, расположенную на различных расстояниях b (a — 150 см; $б$, $в$ — 40 см; $д$ — 3 см): (a – $в$) в отсутствие и ($з$, $д$) при наличии 10 % потерь поля в тракте. Зависимость от времени КПД (слева) и амплитуды парциальных волн (в центре) на выходе МСЭ (кривые 1), прошедшей через нагрузку (2) и отражённой от неё (3), а также структура поля внутри нагрузки (4) в установившемся режиме (справа)

$|R_1| = |R_2| = 0,9992$, что согласно (286) соответствует добротности тестового резонатора $Q_{\text{test}} \approx \approx 2000$, который был использован в описанном далее стенде.

Моделирование показывает, что при точной настройке тестового резонатора на частоту генерации МСЭ при больших расстояниях до нагрузки, т. е. $b \gg L$ (см. рис. 16а и б), процесс накопления энергии в тестовом резонаторе сопровождается уменьшением амплитуды отражённой волны. В результате происходит просветление нагрузки и установление режима стационарной генерации

в МСЭ. Накопленная величина поля в тестовом резонаторе превосходит амплитуду поля падающей на него волны примерно в $\sqrt{Q}$ раз. Следует отметить, что при больших расстояниях между МСЭ и нагрузкой характер процесса установления автоколебаний в генераторе слабо зависит от времени задержки (которое, очевидно, определяется расстоянием b) и фазы отражённого от нагрузки сигнала.

В то же время при малых расстояниях до нагрузки (см. рис. 16б) важным фактором, влияющим на режим работы МСЭ и процесс накопления в нагрузке ВЧ-энергии, является время задержки прихода отражённого сигнала. Структура поля в рабочем (брэгговском) резонаторе в присутствии нагрузки может сильно изменяться (можно говорить о комбинированном резонаторе, формируемом брэгговским резонатором МСЭ и внешней нагрузкой). При этом изменение структуры поля приводит к изменению частоты «горячей» моды в процессе генерации. В результате накопление СВЧ-энергии происходит не только в тестовом резонаторе, но и между брэгговским резонатором и нагрузкой. Существенное влияние отражений на структуру поля в МСЭ может приводить также к смене стационарных режимов генерации режимами периодической и стохастической автомодуляции [48].

Положительным фактором, повышающим стабильность установления одночастотного режима в МСЭ, является наличие 10÷15 % потерь по амплитуде в тракте между генератором и нагрузкой, которые практически не уменьшают величину накопленного в тестовом резонаторе поля, однако являются достаточными, чтобы отражённый сигнал не оказывал существенного влияния на работу МСЭ (см. рис. 16г и д).

При отстройке частоты резонатора от частоты генерации МСЭ происходит увеличение отражений от тестового резонатора. Однако, как показывает моделирование [48], если относительный сдвиг частоты генерации МСЭ меньше обратной добротности тестового резонатора, т. е. $\Delta\omega/\bar{\omega} \leq Q_{\text{test}}^{-1}$, то отражённый сигнал достаточно мал и его влияние на КПД генератора и накапливаемые в тестовом резонаторе поля незначительно. При большой отстройке частоты тестового резонатора возникают сильные отражения, которые оказывают существенное влияние на процесс генерации МСЭ вплоть до срыва автоколебаний, а энергия ВЧ поля в тестовом резонаторе стремится к нулю.

Таким образом, проведённый анализ показал возможность работы МСЭ-генератора на высокодобротную резонансную нагрузку при достаточно точном согласовании частот. Положительными факторами, уменьшающими влияние нагрузки на работу МСЭ, являются наличие временной развязки отражённого от нагрузки сигнала и небольших потерь в тракте.

3.2. Стенд для исследования теплового ресурса меди на базе МСЭ ОИЯИ-ИПФ

На основе проведённых расчётов был разработан стенд для тестирования свойств материалов под воздействием мощных ВЧ-импульсов на частоте 30 ГГц (рис. 15) [24, 40]. В качестве ВЧ-источника использовался МСЭ-генератор ОИЯИ-ИПФ, описанный выше в разделе 2.4. В данной серии экспериментов МСЭ генерировал импульсы с мощностью 15÷20 МВт, длительностью 150÷200 нс, частотой повторения 1 Гц и энергозапасом около 3÷4 Дж. Частота излучения составляла 29,92 ГГц при ширине спектра 6÷7 МГц, близкой к естественной ширине линии генератора.

Схема МСЭ-генератора использовавшегося в данной серии экспериментов, приведена на рис. 8. На выходе пространства взаимодействия МСЭ располагался неадиабатический рупор, профиль поверхности которого был оптимизирован для трансформации рабочей волны МСЭ $TE_{1,1}$ в гауссов пучок. Рупор имел выходной диаметр 7 см и обеспечивал ввод гауссова пучка в соосный рупору сверхразмерный волновод с круглым поперечным сечением с диаметром 10 см. Использование этого сверхразмерного волновода позволило решить ряд проблем, связанных с выводом

мощного ВЧ-импульса в атмосферу. Во-первых, при диаметре волновода 10 см и длине около 90 см на его выходе обеспечивалось повторение гауссова пучка с эффективностью около 95 % (эффект Тальбо в сверхразмерном волноводе [49]). Во-вторых, в средней части волновода поперечное распределение волнового пучка близко к однородному, и установка здесь барьерного вакуумного окна (представлявшего собой тонкую полиэтиленовую плёнку) позволила избежать пробоев по его поверхности. В-третьих, длинный сверхразмерный волновод обеспечил возможность сброса электронного пучка на его поверхность, предотвращая опасность разрушения вакуумного окна.

После прохождения сверхразмерного волновода излучение транспортировалось в атмосфере с помощью двухзеркальной конфокальной линии (см. рис. 15), которая обладала определёнными потерями. Нагрузка располагалась на расстоянии около 2 м от выхода МСЭ, на её входе использовался аналогичный сверхразмерный волновод с вакуумным окном. Последующие трансформаторы мод осуществляли сначала обратное преобразование гауссова пучка в волну $TE_{1,1}$, а затем в волну $TE_{0,1}$, которая запитывала нагрузку.

Для моделирования процесса импульсного нагрева и последующего эффекта старения был разработан тестовый резонатор, который при запитке излучением МСЭ позволял достигнуть интенсивностей ВЧ-полей ($E \sim 200$ МВ/м и $H \sim 1$ МА/м), реализуемых в ускоряющей структуре коллайдера CLIC. В качестве рабочей моды резонатора выбрана электропрочная мода $TE_{0,1,1}$, которая не имеет нормальной составляющей электрического поля на стенке и, таким образом, позволяет наблюдать тепловые эффекты в «чистом виде» в отсутствие поверхностного ВЧ-пробоя. Для достижения требуемых величин полей и температуры на поверхности металла нагруженная добротность резонатора Q_{test} была выбрана равной 1 500. Последний был изготовлен из бескислородной меди и состоял из двух диафрагм и профилированной цилиндрической вставки между ними, профиль поверхности которой оптимизировался для получения требуемой величины магнитного поля (см. выноски на рис. 15). Величина этого поля зависит от локального радиуса кривизны поверхности, и, таким образом, уменьшение ширины «пояска» позволяет увеличивать максимальную величину поля и пиковую температуру нагрева (сужая, однако, нагреваемый участок). Разработанный тестовый резонатор должен был при рабочих параметрах МСЭ ОИЯИ-ИПФ (с учётом потерь в тракте) обеспечивать нагрев его центральной кромки («пояска») за время импульса до 250°C , между импульсами кольцо остывало до комнатной температуры. Конструкция резонатора позволяла обеспечить плавную регулировку резонансной частоты для согласования с частотой излучения МСЭ.

«Холодное» и «горячее» тестирование всех компонентов экспериментального стенда показало хорошее соответствие с расчётными параметрами. Коэффициент передачи по мощности с выхода МСЭ на вход тестового резонатора составил около 80 %, коэффициент прохождения после резонатора был измерен на уровне $25 \div 30$ %. Кроме измерения диаграммы направленности излучения детекторами, для юстировки тракта и контроля модового состава излучения в его различных сечениях использовалась система визуализации в виде мелких металлических опилок, наклеенных на экран из оргстекла (см. рис. 17а, б). Эти опилки являются центрами воздушных разрядов в поле интенсивной ВЧ-волны, и, таким образом, их свечение позволяет наглядно контролировать поперечную структуру поля.

Проведённые эксперименты (рис. 17в) подтвердили принципиальную возможность работы МСЭ-генератора на резонансную нагрузку. В соответствии с моделированием при совпадении собственной частоты тестового резонатора с частотой генерации МСЭ в течение СВЧ импульса происходит уменьшение отражения от нагрузки (просветление), увеличение прошедшего сигнала и, таким образом, накопление в нагрузке энергии ВЧ поля.

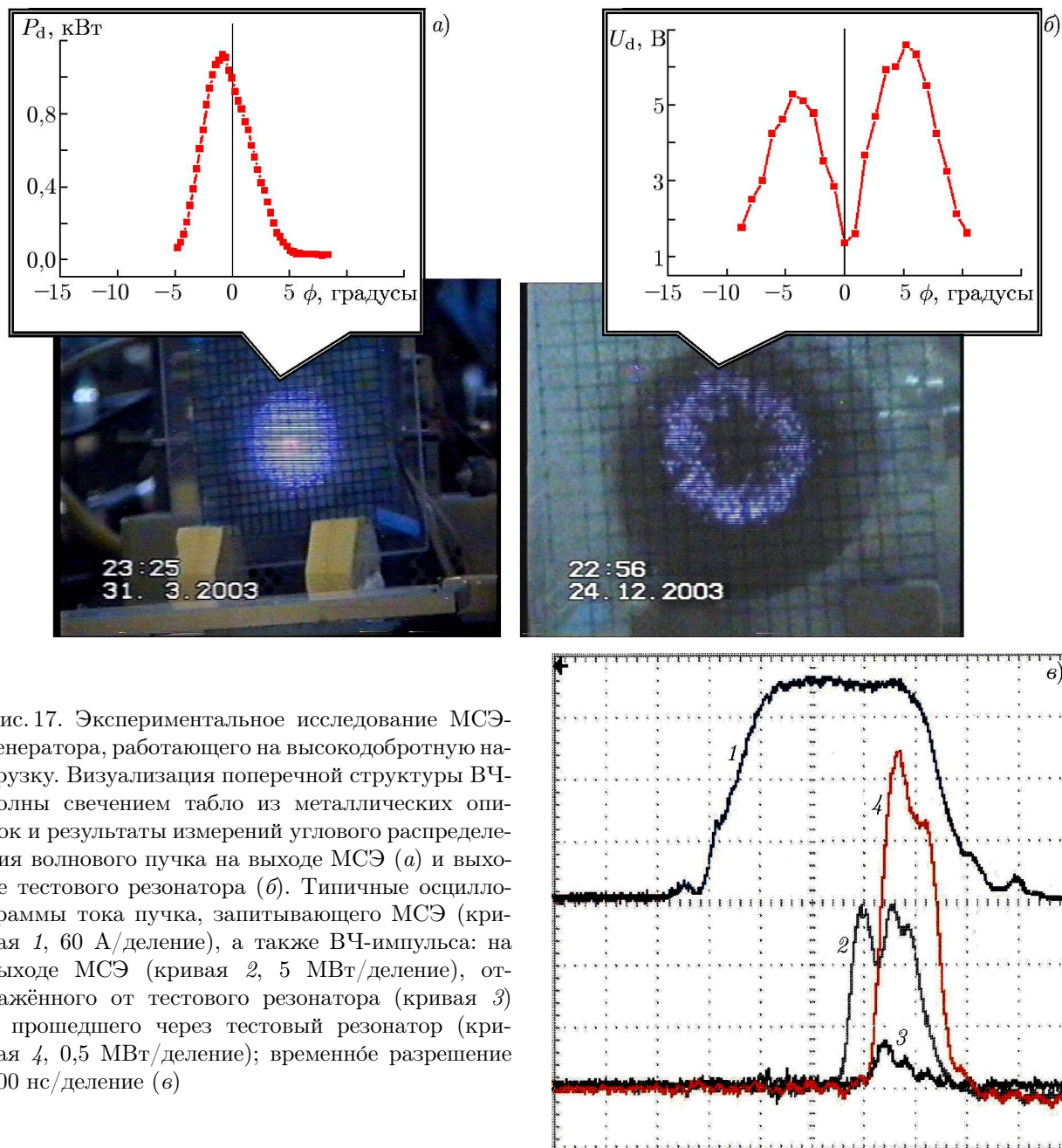


Рис. 17. Экспериментальное исследование МСЭ-генератора, работающего на высокочастотную нагрузку. Визуализация поперечной структуры ВЧ-волны свечением табло из металлических опилок и результаты измерений углового распределения волнового пучка на выходе МСЭ (а) и выходе тестового резонатора (б). Типичные осциллограммы тока пучка, запитывающего МСЭ (кривая 1, 60 А/деление), а также ВЧ-импульса: на выходе МСЭ (кривая 2, 5 МВт/деление), отражённого от тестового резонатора (кривая 3) и прошедшего через тестовый резонатор (кривая 4, 0,5 МВт/деление); временное разрешение 100 нс/деление (в)

3.3. Результаты экспериментов по исследованию деградации поверхности меди

В ходе эксперимента проводились калориметрические измерения мощности на выходе системы, для каждого «выстрела» с помощью ВЧ-детекторов осуществлялся текущий контроль длительности и формы импульса, прошедшего тестовый резонатор, а также гетеродинное измерение спектра импульса на выходе МСЭ (с последующей записью и оцифровкой). Эти измерения позволяли численно восстановить величину магнитного поля на кромке резонатора в зависимости от времени. По полученным результатам с учётом диффузии тепла внутрь металла из нагреваемого омического скин-слоя находилось значение температуры на поверхности. Чтобы проследить процесс разрушения металла, после воздействия определённого числа ВЧ-импульсов централь-

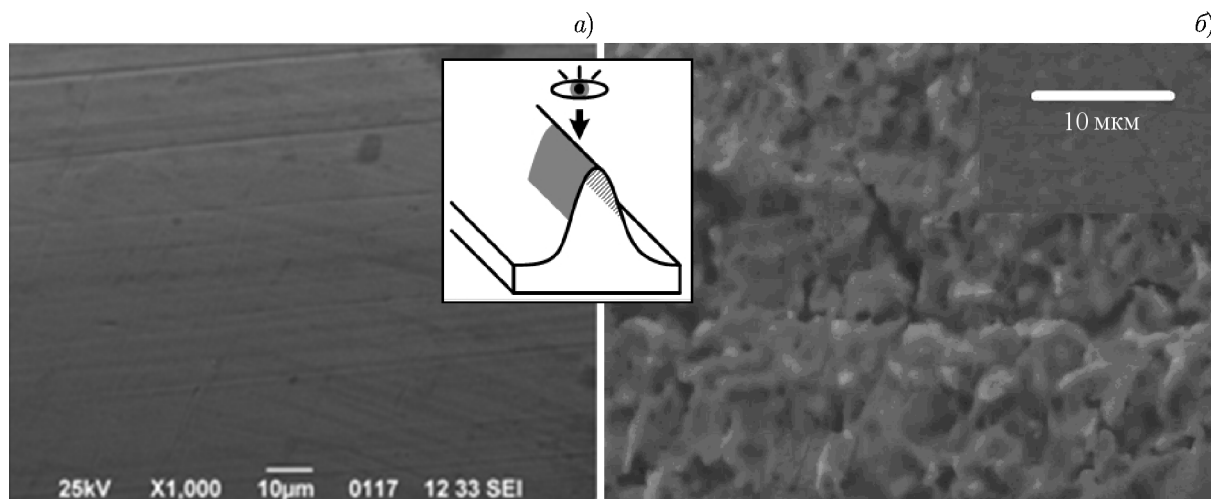


Рис. 18. Фотография центральной части кромки «пояска» до облучения (а) и после облучения $6 \cdot 10^4$ импульсами МСЭ (б; увеличение 3 000). На выноске показано направление сканирования микроскопа

ное кольцо резонатора извлекалось и его поверхность анализировалась с помощью оптического и электронного микроскопов. Фотография кромки кольца до облучения приведена на рис. 18а и демонстрирует наличие небольших дефектов (бороздок), направленных вдоль азимута системы и представляющих собой следы механической обработки поверхности резцом.

Целью экспериментов было исследование возникновения и развития повреждения различных участков «пояска» в зависимости от числа импульсов N , а также температуры нагрева поверхности δT . После первого извлечения кольца ($N_1 = 1,6 \cdot 10^4$ импульсов) повреждения в виде «острий» различной формы с размерами порядка единиц или десятков микрон наблюдались только на центральной кромке «пояска» ($\delta T = 220 \div 250^\circ\text{C}$). После второго извлечения кольца ($N_2 = 3,2 \cdot 10^4$) было обнаружено, что повреждение меди появляется также на некотором удалении от кромки кольца. После облучения $N_3 = 4,8 \cdot 10^4$ импульсами (третье извлечение кольца) на поверхности металла появилось большое количество «капель» микронного размера.

После $N_4 = 6,0 \cdot 10^4$ ВЧ-импульсов было зарегистрировано резкое (в $4 \div 5$ раз) уменьшение энергии и длительности ВЧ-импульсов, прошедших тестовый резонатор. По результатам наблюдений тракта видеокамерой было установлено, что укорочение ВЧ-импульсов связано с регулярными пробоями на разных азимутах тестового резонатора. Вероятной причиной локальных ВЧ-пробоев является разрыв высокочастотных токов Фуко на трещинах медного кольца, из-за чего на их рёбрах возникает большое электрическое поле, которое вызывает авто-, а затем и взрывную эмиссию электронов. Четвёртое извлечение кольца после $N_4 = 6,0 \cdot 10^4$ импульсов продемонстрировало возникновение вблизи кромки «пояска» большого количества трещин с различными глубинами с длиной от десятков до сотни микрон (см. рис. 18б). В результате сравнения с расчётным распределением температуры на кромке «пояска» была сделана оценка, что при указанном числе импульсов разрушение меди начинается при величине импульсного нагрева около 200°C [24]. Следует отметить, что полученные результаты по исследованию ресурса металлов по отношению к циклическому импульсному нагреву актуальны не только для задач ускорительной техники, но и для разработки мощных СВЧ-приборов [50].

4. РАЗРАБОТКА МОЩНОГО ШИРОКОПОЛОСНОГО МСЭ-УСИЛИТЕЛЯ К_α-ДИАПАЗОНА

Как уже отмечалось, многие потенциальные приложения мощных релятивистских мазеров и, в частности, их использование в системах питания высокоградиентных ускоряющих структур, требуют управления частотой и фазой их излучения. Ряд других прикладных задач, в том числе радиотехнических, включающих разработку систем локации, подавления и др., наряду с высокой мощностью, требуют расширения полосы усиления. В этой связи был проведён цикл теоретических и экспериментальных исследований, направленных на создание усилительных схем МСЭ, основным требованием к которым было обеспечение широкой мгновенной полосы усиления в сочетании с высоким уровнем эффективности при мультимегаваттном уровне мощности выходного излучения.

Для исследования были выбраны два режима. Первый из них, режим касания дисперсионных кривых, реализуется на основе ондулятора, имеющего в области взаимодействия постоянный период. В данном режиме параметры МСЭ подбираются таким образом, чтобы продольная скорость частиц в регулярной секции ондулятора совпадала с групповой скоростью рабочей волны. При этом условие ондуляторного синхронизма (8) оказывается выполненным в широком диапазоне частот, что обуславливает привлекательность такого режима с точки зрения расширения полосы усиления (ср. рис. 8б). Кроме того, за счёт касания дисперсионных кривых снижается критичность системы к разбросу скоростей частиц в пучке. Следует отметить, что широкополосное усиление в режиме касания дисперсионных характеристик было получено ранее в МСЭ сантиметрового диапазона длин волн, однако при относительно низком электронном КПД [51]. Основной целью экспериментов на ЛИУ-3000 была демонстрация возможности совмещения в указанном режиме широкой полосы усиления с высокой эффективностью электронно-волнового взаимодействия.

В качестве второго режима был выбран предложенный в работах [52, 53] режим нерезонансного захвата при использовании ондулятора с уменьшающимся по длине периодом. В этом режиме в начале пространства взаимодействия период превышает значение, соответствующее резонансу (8), и, таким образом, с уменьшением периода резонансное взаимодействие возникает вблизи некоторого сечения на определённом расстоянии от начала системы. В этой области за счёт быстрого роста амплитуды рабочей волны частицы захватываются её полем и при дальнейшем уменьшении периода теряют энергию аналогично тому, как это происходит в ондуляторе с резонансно-профилированными параметрами [54, 55]. Предшествующие экспериментальные исследования МСЭ-усилителей, работающих в режиме «традиционного» захвата [56, 57], в том числе на Ливерморском ускорителе [18], а также ускорителе ЛИУ-3000 [22], продемонстрировали перспективность этих режимов для увеличения КПД и мощности выходного излучения, однако в весьма узкой частотной полосе, определяемой резонансным характером взаимодействия. В то же время отсутствие резонанса на входе и фиксированного положения «резонансной точки» внутри системы, которыми характеризуется режим «нерезонансного» захвата, приводят к возможности сочетания высокой мощности с ультраширокой полосой усиления и дальнейшего (в том числе по сравнению с режимом касания) снижения критичности к разбросу параметров пучка.

Моделирование усилительных схем МСЭ проводилось в рамках стационарной модели (см. подробнее [25]), основанной на трёхмерных релятивистских уравнениях движения электронов в статическом (ведущем и ондуляторном) магнитном поле и электромагнитном поле рабочей волны, а также на уравнении возбуждения для амплитуды этой волны; учитывались поперечная неоднородность ондуляторного и ВЧ-поля, а также разброс скоростей частиц пучка. Результаты моделирования МСЭ в режиме касания дисперсионных характеристик при оптимальных

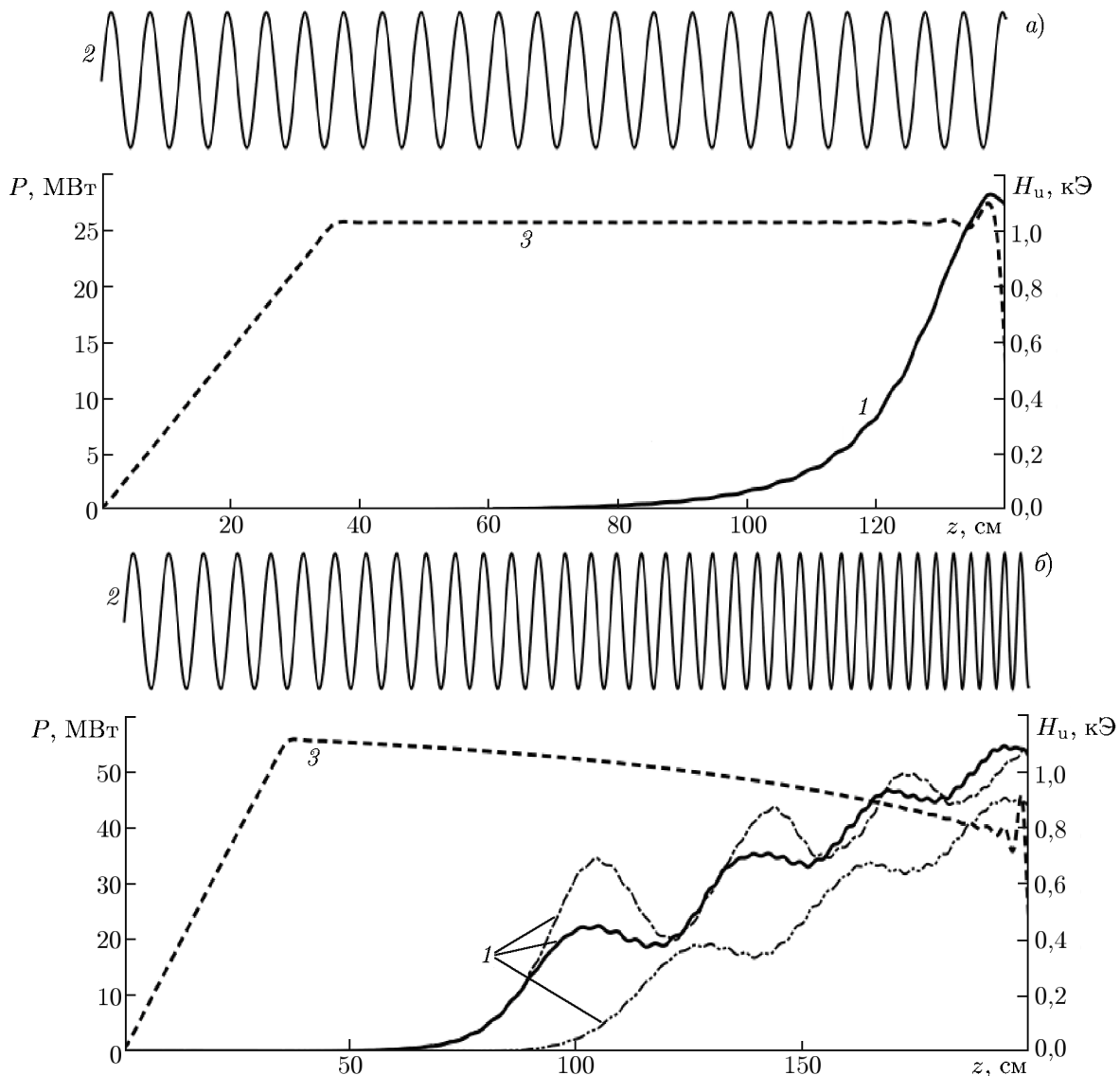


Рис. 19. Моделирование МСЭ-усилителя ОИЯИ-ИПФ, оптимизированного на достижение максимального электронного КПД: (а) в режиме касания дисперсионных кривых ($d_u = 6$ см, $H_u = 1$ кЭ) и (б) в режиме «нерезонансного» захвата (d_u профилирован от 7,2 до 4,0 см, $H_{u,\max} = 1,1$ кЭ). Зависимость мощности рабочей волны от продольной координаты (1) при различной частоте входного сигнала для «идеального» пучка ($\Delta\beta_{\parallel}/\beta_{\parallel} = 0$; сплошные линии — 30 ГГц, штрихпунктирная линия — 20 ГГц, штрихпунктирная с двумя точками — 40 ГГц). Показаны профиль обмотки ондулятора (2) и соответствующая зависимость амплитуды ондуляторного поля (3) ($E_{\text{beam}} = 800$ кВ, $I_{\text{beam}} = 175$ А, $H_0 = -1,5$ кЭ, мощность на входе $P_{\text{in}} = 4$ кВт)

параметрах представлены на рис. 19а. Мазер на свободных электронах оптимизировался на достижение максимальной мощности на центральной частоте 30 ГГц. В результате при мощности входного сигнала на уровне 4÷6 кВт коэффициент усиления составлял 30÷35 дБ, а мощность излучения на выходе для «идеального» пучка достигала около 25 МВт в полосе (по уровню 80 % от максимальной мощности) до 1,5÷2,0 ГГц (рис. 20). При токе пучка 170÷180 А оптимальная длина области взаимодействия (регулярной части ондулятора) до «насыщения» усиленного сигнала равнялась 90÷100 см. Увеличение и уменьшение тока приводило к некоторому смещению

полосы усиления в низкочастотную и высокочастотную области соответственно. Моделирование показывает (см. рис. 20), что вплоть до начального разброса скоростей $\Delta\beta_{\parallel}/\beta_{\parallel} \approx 1,5 \div 2,0\%$ (соответствующего согласно оценкам по результатам электронно-оптических экспериментов разбросу скоростей частиц пучка, формируемого ЛИУ-3000) мощность выходного излучения уменьшается не более чем на $20 \div 25\%$ от максимальной мощности (для «идеального» пучка). Это подтверждает достоинства рассмотренной схемы МСЭ с точки зрения низкой чувствительности к разбросу параметров. Результаты представленного теоретического анализа находятся в хорошем соответствии с трёхмерным моделированием методом частиц в ячейках (particle-in-cell, PIC) на основе кода CST Studio Suite [25].

Особенности процесса усиления при использовании режима «нерезонансного» захвата и его отличие от «традиционных» режимов иллюстрирует рис. 19б, на котором представлены результаты моделирования МСЭ-усилителя для оптимальных в условиях экспериментов на ЛИУ-3000 параметров. Видно, что в данном режиме вариация частоты рабочей волны приводит лишь к изменению положения «резонансной» области, в которой реализуется захват частиц, но практически не влияет на эффективность захвата. То же самое можно сказать о вариациях продольной скорости в различных скоростных фракциях пучка. Таким образом, данный режим обеспечивает ультраширокую полосу усиления и одновременно низкую чувствительность к разбросу параметров пучка (см. рис. 20).

Ещё одним немаловажным достоинством режима, унаследованным им от традиционного «резонансного» режима с профилированными параметрами, является достаточно высокий КПД, который реализуется вследствие длительного торможения частиц в условиях «подстраивающегося» под уменьшающуюся энергию электронов ондуляторного синхронизма. Таким образом, после захвата электроны испытывают эффективное торможение и отдают энергию ВЧ-волне, совершая несколько синхротронных колебаний в её потенциальной яме (см. рис. 19б). Согласно результатам моделирования при полной (с учётом входной плавно профилированной секции) длине ондулятора около 1,5 м мощность на выходе МСЭ при оптимальных параметрах (ведущее поле $H_0 = -1,5$ кЭ, максимальная амплитуда ондуляторного поля $H_{u,\max} = 1,1$ кЭ) может достигать $35 \div 40$ МВт (коэффициент усиления $38 \div 40$ дБ, электронный КПД $25 \div 30\%$) при наличии в пучке разброса скоростей частиц $\Delta\beta_{\parallel}/\beta_{\parallel}$ на уровне $1,5 \div 2,0\%$. При этом полоса усиления составляет от 25 до 40 ГГц, т. е. практически полностью перекрывает весь K_a -диапазон (рис. 20). Положительным фактором, приводящим к снижению чувствительности к разбросу скоростей и увеличению коэффициента усиления, является рост тока пучка, что объясняется зависимостью инкремента амплитуды поля при захвате различных скоростных фракций пучка от удельного электронного тока этих фракций. При уменьшении тока пучка, согласно проведённому выше анализу, происходит резкое падение эффективности данной схемы МСЭ, пороговое значение тока равно 50 А. Следует также отметить, что дальнейшее увеличение мощности вплоть до $45 \div 50$ МВт (КПД около 35%) и расширение полосы усиления наблюдались при увеличении длины пространства взаимодействия до 2 м (рис. 19б). Однако согласно результатам экспериментов, представленным

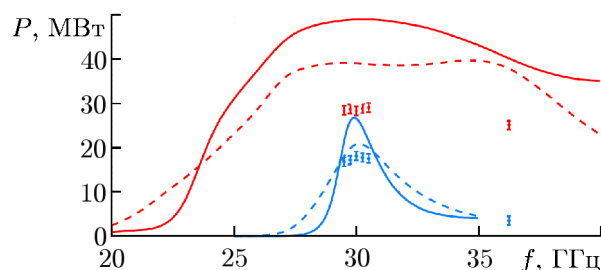


Рис. 20. Результаты моделирования и экспериментального исследования МСЭ-усилителя ОИЯИ-ИПФ в различных режимах работы (красные кривые — режим нерезонансного захвата, синие кривые — режим касания дисперсионных кривых). Зависимость мощности выходного излучения от частоты входного сигнала (моделирование) при $\Delta\beta_{\parallel}/\beta_{\parallel} = 0,5\%$ (сплошные кривые) и $1,5\%$ (штриховые кривые), полная длина магнитной системы (ондулятора) 1,5 м. Точками соответствующих цветов показаны результаты calorиметрических измерения мощности в данных режимах

далее, удлинение системы является критичным с точки зрения её «паразитного» самовозбуждения.

Экспериментальное исследование новых схем МСЭ-усилителей проведено на базе ускорителя ЛИУ-3000. Для достижения высокой эффективности электронно-волнового взаимодействия аналогично предшествующим экспериментальным реализациям генераторных схем использовалась обратная ориентация ведущего магнитного поля. Накачка рабочей поперечной скорости частиц $\beta_{\perp} \approx 0,2 \div 0,3$ в ондуляторе осуществлялась на участке плавного пространственного профилирования поля, выполненного на первых 6 периодах. В экспериментах по исследованию МСЭ-усилителя в режиме касания дисперсионных характеристик использовался винтовой ондулятор с периодом $d_u = 6$ см. Для реализации режима «нерезонансного» захвата период ондулятора профилировался от 7,2 до 4,0 см. Результаты магнитных измерений поля ондулятора продемонстрировали хорошее соответствие с трёхмерным моделированием [25].

В качестве источника входного сигнала для МСЭ-усилителей использовались два магнетрона: первый, допускающий механическую перестройку частоты в диапазоне 29,5 ÷ 30,5 ГГц, и второй, работающий на частоте 36,4 ГГц; мощность выходного излучения обоих магнетронов составляла около 10 кВт. В качестве системы ввода сигнала использовался квазиоптический отражатель в виде периодически расположенных на малом (в масштабе длины волны) расстоянии друг от друга ножевых пластин (см. подробнее [58]). Этот отражатель, установленный на выходе ускорителя, практически не возмущал транспортировку пучка (потери тока не превышали 2 ÷ 3 %) и обеспечивал передачу около 50 ÷ 60 % мощности входного сигнала во всём K_a -диапазоне. Профиль отражателя оптимизировался для дополнительной фокусировки волнового пучка на границе рабочего волновода. Таким образом, согласно расчётам и результатам «холодных» тестов, уровень ВЧ-сигнала на входе пространства взаимодействия P_{in} составлял около 4 ÷ 6 кВт. В качестве рабочей использовалась низшая волна цилиндрического волновода $TE_{1,1}$ -типа, секция эллиптического волновода с длиной около 20 см сообщала входному плоско поляризованному волновому пучку циркулярную поляризацию.

В первой серии экспериментов [25] был исследован режим касания дисперсионных характеристик. При этом наблюдался устойчивый режим усиления входного сигнала в расчётной области параметров. Оптимизация работы МСЭ осуществлялась изменением величины полей ондулятора и соленоида, а также небольшой вариацией энергии частиц. В оптимальном режиме ($H_0 \approx 1,5$ кЭ, $H_u \approx 1,0 \div 1,1$ кЭ) максимум мощности наблюдался на центральной частоте 30 ГГц и, согласно калориметрическим измерениям, достигал 17 МВт, что находится в хорошем согласии с результатами моделирования. Длительность выходного сигнала составляла около 170 ÷ 200 нс (т. е. практически равнялась полной длительности импульса тока), а ширина спектра усиленного в МСЭ сигнала — до 6 МГц при ширине спектра магнетрона около 3 МГц. При фиксированных параметрах пучка и электронно-оптической системы указанный уровень мощности выходного излучения наблюдался во всей полосе перестройки частоты магнетрона $\pm 0,5$ ГГц, что моделирует мгновенную полосу усиления. В то же время при использовании магнетрона с частотой 36,4 ГГц наблюдалось существенное падение мощности выходного излучения МСЭ, до уровня не более 3 ÷ 4 МВт.

В результате экспериментов в режиме «нерезонансного» захвата [26] устойчивое усиление наблюдалось при мощности выходного излучения, заметно превышающей полученную в режиме касания. Значения магнитных полей (ондулятора и соленоида) и энергия частиц пучка в оптимальном режиме находились в полном соответствии с их расчётными значениями. Максимальный уровень мощности по калориметрическим измерениям составил 25 ÷ 28 МВт при длительности импульса до 200 нс (рис. 21а). Важно, что указанный уровень мощности был получен при использовании обоих вышеупомянутых магнетронов. Следует заметить, что при замене магнетронов

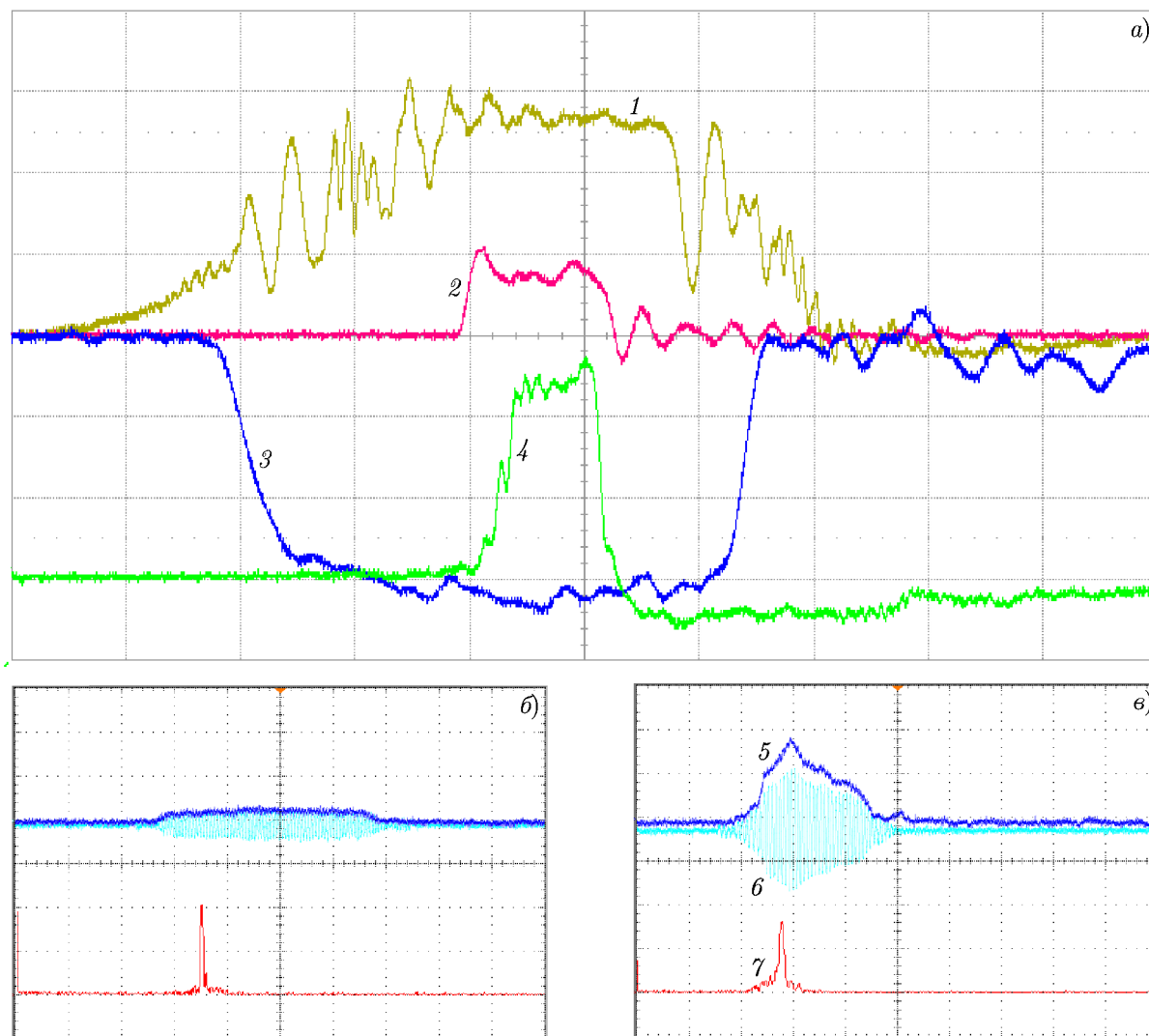


Рис. 21. Результаты экспериментального исследования МСЭ-усилителя K_a -диапазона длин волн, реализованного в режиме «нерезонансного» захвата на основе ускорителя ЛИУ-3000. Типичные осциллограммы: (а) тока пучка на выходе ускорителя (кривая 1) и выходе МСЭ (2), запитывающий сигнал магнетрона (3, $f \approx 36,4$ ГГц) и выходной ВЧ-импульс — сигнал с детектора высокой мощности (4; временное разрешение 100 нс/деление), а также (б) выходной ВЧ-импульс — сигнал с детектора низкой мощности 5, сигнал с гетеродинного смесителя 6 и соответствующий спектр усиленного импульса 7; для сравнения на панели б показаны входной сигнал магнетрона (синие кривые) и его частотный спектр (красная кривая; временное разрешение 100 нс/деление, частотное 50 МГц/деление)

параметры пучка и магнитных полей сохранялись, что также может служить неким моделированием «мгновенной» полосы усиления. Ширина спектра излучения по результатам гетеродинных измерений составляла $5 \div 6$ МГц (рис. 21б), что соответствует теоретическому пределу для реализованной длительности импульса.

Сравнение результатов, полученных в различных режимах работы (см. рис. 20), показывает, что мощность выходного излучения МСЭ-усилителя в режиме нерезонансного захвата превосходит максимальную мощность, полученную в режиме касания дисперсионных характеристик,

в области 30 ГГц примерно 1,5 раза и почти на порядок в области 36 ГГц. К сожалению, в ходе экспериментов в режиме нерезонансного захвата не достигнут выход на расчётные значения мощности. Это может быть объяснено усложнением оптимизации, в частности длины пространства взаимодействия, в профилированной системе.

Таким образом, в проведённых экспериментах исследованы усилительные схемы МСЭ, допускающие совмещение широкой мгновенной полосы усиления с высокой мощностью выходного излучения. Важно подчеркнуть, что указанные режимы усиления реализованы в гладком волноводе без привлечения специальных электродинамических элементов (например, волноводов с высоким поглощением [59, 60], профилированных волноводов [61], винтовых структур [62, 63] и других), используемых для увеличения коэффициента усиления и расширения полосы в мощных гирорезонансных лампах бегущей волны. Другим достоинством МСЭ является низкая чувствительность к начальному разбросу скоростей частиц РЭП, что позволяет обеспечить относительно высокий электронный КПД. Кроме того, экспериментально реализован новый режим работы — режим «нерезонансного» захвата и торможения частиц, который позволяет расширить полосу усиления и малокритичен к разбросу параметров. Подобные режимы в различных модификациях [26, 64] представляют несомненный интерес для разработки эффективных компактных лазеров на свободных электронах (ЛСЭ) в коротковолновых диапазонах длин волн вплоть до рентгеновского.

5. ПРОДВИЖЕНИЕ МСЭ В КОРОТКОВОЛНОВЫЕ ДИАПАЗОНЫ НА ОСНОВЕ МОДИФИЦИРОВАННЫХ БРЭГГОВСКИХ РЕЗОНАТОРОВ, В КОТОРЫХ ИСПОЛЬЗУЕТСЯ СВЯЗЬ БЕГУЩИХ И КВАЗИКРИТИЧЕСКИХ МОД

В МСЭ-генераторе, описанном выше в разделах 1 и 2, как и в предшествующих реализациях брэгговских МЦАР [6–9] и МСЭ [3, 10–13] с одномерной распределённой обратной связью и получивших широкое применение лазерах [4, 5], имеет место связь двух встречных волн, распространяющихся под малым углом к оси волновода и обладающих большой групповой скоростью. Однако поперечные размеры (диаметры D) «традиционных» одномерных брэгговских резонаторов, используемых в этих генераторах, были ограничены одной–двумя длинами волн излучения. Дальнейшее увеличение размеров подобных электродинамических систем сопряжено с потерей их селективности по поперечным индексам мод. В частности, в экспериментальном макете МСЭ ОИЯИ-ИПФ уже при $D/\lambda \approx 2$ при изменении параметров электронного пучка и/или полей ондулятора и соленоида наблюдались перескоки частоты между несколькими зонами генерации, соответствующими связи различных пар волноводных мод на брэгговской гофрировке [35, 39]. В этих условиях для стабилизации частоты излучения МСЭ (особенно для приложений, связанных с работой на высокооборотную резонансную нагрузку, см. раздел 3) требовалось обеспечение высокой стабильности источников питания электронно-оптической системы, использованной для формирования РЭП.

Вместе с тем продвижение мощных МСЭ-генераторов в коротковолновую часть миллиметрового диапазона и далее в субмиллиметровый диапазон неизбежно требует увеличения параметра сверхразмерности пространства взаимодействия D/λ . Это необходимо, с одной стороны, для формирования канала транспортировки интенсивного электронного пучка, а с другой — для снижения омических потерь. В таких условиях существенно возрастают требования к селективным характеристикам брэгговских резонаторов.

Эффективным подходом к решению указанной задачи является использование так называемых модифицированных брэгговских структур, отличительная особенность которых заключается в использовании связи бегущих и квазикритических волн [27]. Достоинством структур данного

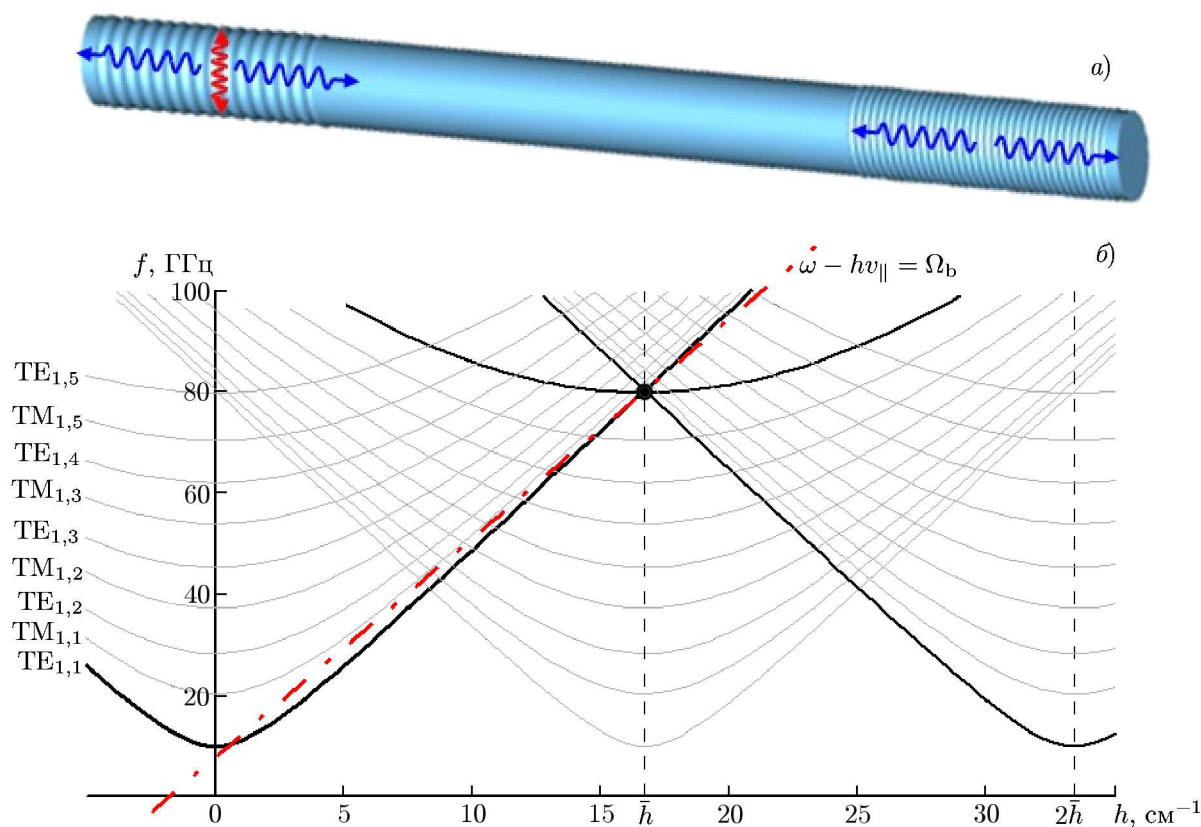


Рис. 22. (а) Схема комбинированного двухзеркального резонатора на основе модифицированного (слева) и «традиционного» (справа) брэгговских рефлекторов цилиндрической геометрии (волнистыми стрелками показаны направления распространения парциальных волновых потоков в соответствующих структурах). (б) Дисперсионная диаграмма, иллюстрирующая процесс рассеяния парциальных волн в модифицированной брэгговской структуре (приведены только волноводные моды с азимутальным индексом $m = 1$). Точка соответствует рабочему циклу обратной связи $\text{TE}_{1,1} \leftrightarrow \text{TE}_{1,5}^{\text{cutoff}} \leftrightarrow \text{TE}_{1,1}$. Штрихпунктиром показана дисперсионная кривая электронного пучка (режим ондуляторного синхронизма)

типа является существенно бо́льшая селективность по сравнению с «традиционными» аналогами. Согласно проведённому анализу как на базе усреднённых моделей, так и трёхмерных РЭС-кодов [28, 29] модифицированные брэгговские структуры позволяют обеспечить селективное возбуждение рабочей моды при поперечных размерах пространства взаимодействия до $10 \div 20$ длин волн, что представляется достаточным для формирования канала транспортировки интенсивных РЭП вплоть до терагерцового диапазона.

При умеренном параметре сверхразмерности ($D/\lambda \approx 5 \div 7$) оптимальной представляется комбинированная двухзеркальная схема, в которой модифицированное брэгговское зеркало, обеспечивающее селективное возбуждение мод, расположено на входе (с катодной стороны) пространства взаимодействия, а на выходе (с коллекторной стороны) для замыкания цепи обратной связи используется традиционная брэгговская структура с относительно невысоким коэффициентом отражения (рис. 22а). Секционирование пространства взаимодействия обеспечивает относительно невысокий уровень амплитуды квазикритической волны, что позволяет контролировать омические потери, связанные с возбуждением этой моды, и снизить пробойные ограничения. В то же время вовлечение в цепь обратной связи такой волны, как и в гиротронах [65], позволяет значительно разредить спектр мод резонатора, т. к. при большом параметре сверхразмерности

частотный интервал между квазикритическими модами значительно превышает интервал между модами, формируемыми связью бегущих волн, распространяющихся под малыми брэгговскими углами. В результате МСЭ на основе модифицированных брэгговских резонаторов позволяет объединить достоинства, присущие релятивистским генераторам (большое доплеровское преобразование частоты) и гиротронам (высокая селективность по поперечному индексу мод).

Модифицированная брэгговская структура в виде отрезка цилиндрического волновода с неглубокой осесимметричной ($m = 0$) гофрировкой вида (1) при выполнении условия брэгговского резонанса

$$h \approx \bar{h}_{\text{ad}} \quad (29)$$

обеспечивает связь и взаимное рассеяние квазикритической волны

$$\mathbf{E} = \text{Re}[B(z, t)\mathbf{E}_B(r_\perp) \exp(i\omega t)] \quad (30a)$$

и двух встречно распространяющихся бегущих волн, относящихся к одному типу:

$$\mathbf{E} = \text{Re}\{[A_+(z, t) \exp(-ihz) + A_-(z, t) \exp(ihz)]\mathbf{E}_A(r_\perp) \exp(i\omega t)\}, \quad (30b)$$

где $\bar{h}_{\text{ad}} = 2\pi/d_{\text{ad}}$, d_{ad} — период гофрировки, $\mathbf{E}_A$ и $\mathbf{E}_B$ — функции, описывающие поперечную структуру волн, которая совпадает со структурой мод регулярного цилиндрического волновода. Отметим, что непосредственная связь попутной и встречной волн (30b) отсутствует и возникает только через возбуждение квазикритической волны (30a).

В условиях волноводной дисперсии соотношение (29) выполняется при следующем соотношении геометрических размеров:

$$2\pi/d_{\text{ad}} \approx \sqrt{\nu_B^2 - \nu_A^2}/r_0, \quad (31)$$

где ν_A и ν_B — нули производной функций Бесселя для соответствующих волн, формирующих цикл обратной связи резонатора (30). При заданной брэгговской частоте модифицированная структура имеет вдвое больший период, чем традиционная.

Процесс рассеяния парциальных волн (30) в модифицированной брэгговской структуре с учётом возбуждения пучком попутной синхронной волны A_+ в условиях ондуляторного синхронизма (8) может быть описан следующими уравнениями [27, 29] (ср. (13)):

$$\begin{aligned} \frac{\partial \hat{A}_+}{\partial Z} + \frac{\partial \hat{A}_+}{\partial \tau} + i\alpha_{\text{ad}} \hat{B} &= J, & -\frac{\partial \hat{A}_-}{\partial Z} + \frac{\partial \hat{A}_-}{\partial \tau} + i\alpha_{\text{ad}} \hat{B} &= 0, \\ \frac{iC}{2} \frac{\partial^2 \hat{B}}{\partial Z^2} + \frac{\partial \hat{B}}{\partial \tau} + \sigma \hat{B} + i\alpha_{\text{ad}}(\hat{A}_+ + \hat{A}_-) &= 0. \end{aligned} \quad (32)$$

Амплитуда высокочастотного тока $J = (1/\pi) \int_0^{2\pi} \exp(-i\theta) d\theta_0$ находится из решения усреднённых уравнений движения частиц, совпадающих с (13в). Здесь использованы следующие безразмерные переменные и параметры: $Z = zCh$, $\tau = \omega_c Ct$, $\hat{A}_+ = eK\mu A_+/(m\omega_c\gamma_0 C^2)$, $\hat{A}_- = eK\mu A_-/(m\omega_c\gamma_0 C^2)$, $\hat{B} = eK\mu B\sqrt{S_A}/(m\omega_c\gamma_0 C^2\sqrt{S_B})$, θ — фаза электронов относительно синхронной волны, $\Delta = (\omega_c - h\nu_\parallel - \Omega)/(C\omega_c)$ — начальная расстройка синхронизма электронов с волной на несущей частоте, в качестве которой в данном случае выбрана частота отсечки критической волны ω_c , $C = [eI_0\lambda^2 K^2 \mu/(4\pi^2 m c^2 \gamma_0 S_A)]^{1/3}$ — параметр усиления (Пирса), S_A и S_B — нормы соответствующих волн, σ — коэффициент омических потерь, которые существенны для квазикритической моды. Коэффициент связи волн в модифицированной брэгговской структуре равен [27] (ср. (5a))

$$\alpha_{\text{ad}} = \frac{r_{\text{ad}} \sqrt{\nu_A^2 - m^2}}{4Cr_0 \sqrt{\nu_B^2 - m^2}} \quad (33)$$

в случае рассеяния парциальных волн типа $TE_{m,n}$, где r_{ad} — глубина модифицированной гофрировки. Параметр связи электронов с волной K и параметр инерционной группировки μ в режиме обратного поля определяются соотношениями (14).

В выходном («традиционном») брэгговском зеркале (см. рис. 22) при выполнении условия

$$2h \approx \bar{h}_{tr} \quad (34)$$

($\bar{h}_{tr} = 2\pi/d_{tr}$, d_{tr} — период «традиционной» гофрировки) попутная волна A_+ рассеивается во встречную волну A_- ; процесс рассеяния этих волн с учётом возбуждения синхронной волны A_+ электронным пучком описывается уравнениями (13). В регулярной части резонатора связь волн отсутствует и усиление синхронной волны A_+ может быть по-прежнему описано этими же уравнениями с $\alpha_{ad,tr} = 0$. Граничные условия к уравнениям (32) и (13) соответствуют отсутствию отражений парциальных волн на границах брэгговских структур. Также предполагается свободное вытекание критической волны на границах модифицированной брэгговской структуры и непрерывность амплитуд парциальных волн на границах различных волноводных секций.

Работоспособность МСЭ с новой схемой обратной связи исследовалась в серии экспериментов на базе линейного индукционного ускорителя ЛИУ-3000, в которых были реализованы генераторы с описанным выше типом электродинамической системы в диапазонах частот от K_a до W . Для раскачки поперечных осцилляций электронов магнитоуправляемого пучка в режиме обратного ведущего поля использовались импульсные токовые ондуляторы с периодом от 6,0 до 3,4 см [37]. Амплитуда поля ондулятора на оси составляла 1,0÷1,2 кГс. При этом в разных частотных диапазонах параметр Пирса C менялся от 0,010 до 0,005.

С целью продвижения в высокочастотные диапазоны была разработана серия резонаторов с последовательным увеличением параметра сверхразмерности. В качестве рабочей во всех экспериментальных реализациях использовалась волна $TE_{1,1}$. Для K_a -диапазона (частота около 30 ГГц) применялся резонатор с параметром сверхразмерности $D/\lambda \sim 2$, в котором модифицированная брэгговская структура обеспечивала отражение рабочей волны $TE_{1,1}$ в волну того же типа через возбуждение квазикритической волны $TE_{1,2}^{cutoff}$. В W -диапазоне (около 80 ГГц) модифицированная структура работала в цикле обратной связи $TE_{1,1} \leftrightarrow TE_{1,5}^{cutoff} \leftrightarrow TE_{1,1}$ при $D/\lambda \sim 5$ (рис. 22б). На выходе резонаторов использовались «традиционные» брэгговские зеркала, обеспечивающие связь и взаимное рассеяние двух встречно распространяющихся волн одного низшего $TE_{1,1}$ -типа.

Моделирование МСЭ с комбинированными резонаторами на основе модифицированных и традиционных брэгговских структур проводилось в рамках представленных выше уравнений (32) и (13). Параметры пучка и электродинамических систем принимались близкими к таковым в условиях экспериментов на ускорителе ЛИУ-3000. При выбранных для экспериментальных реализаций геометриях резонаторов моделирование демонстрирует установление одночастотного стационарного режима генерации при оптимальных параметрах. Результаты моделирования генератора W -диапазона представлены на рис. 23. Оптимальный коэффициент отражения от выходного зеркала относительно невысок, и в стационарном режиме генерации амплитуда поля синхронной волны $A_+(z)$ возрастает к коллекторному концу, что благоприятно для отбора энергии у электронного потока. В результате при оптимальных параметрах электронный КПД достигает 15÷20 % в K_a диапазоне [66] и около 10 % в W -диапазоне, что соответствует мощности излучения около 25 и 10 МВт. Усиление попутной бегущей волны, синхронной с электронным потоком, в основном имеет место после входного зеркала в регулярной части резонатора. Таким образом, поле квазикритической волны, сконцентрированное в первом зеркале, имеет умеренную амплитуду (см. рис. 23в). Соответственно, омические потери, связанные с возбуждением этой волны,

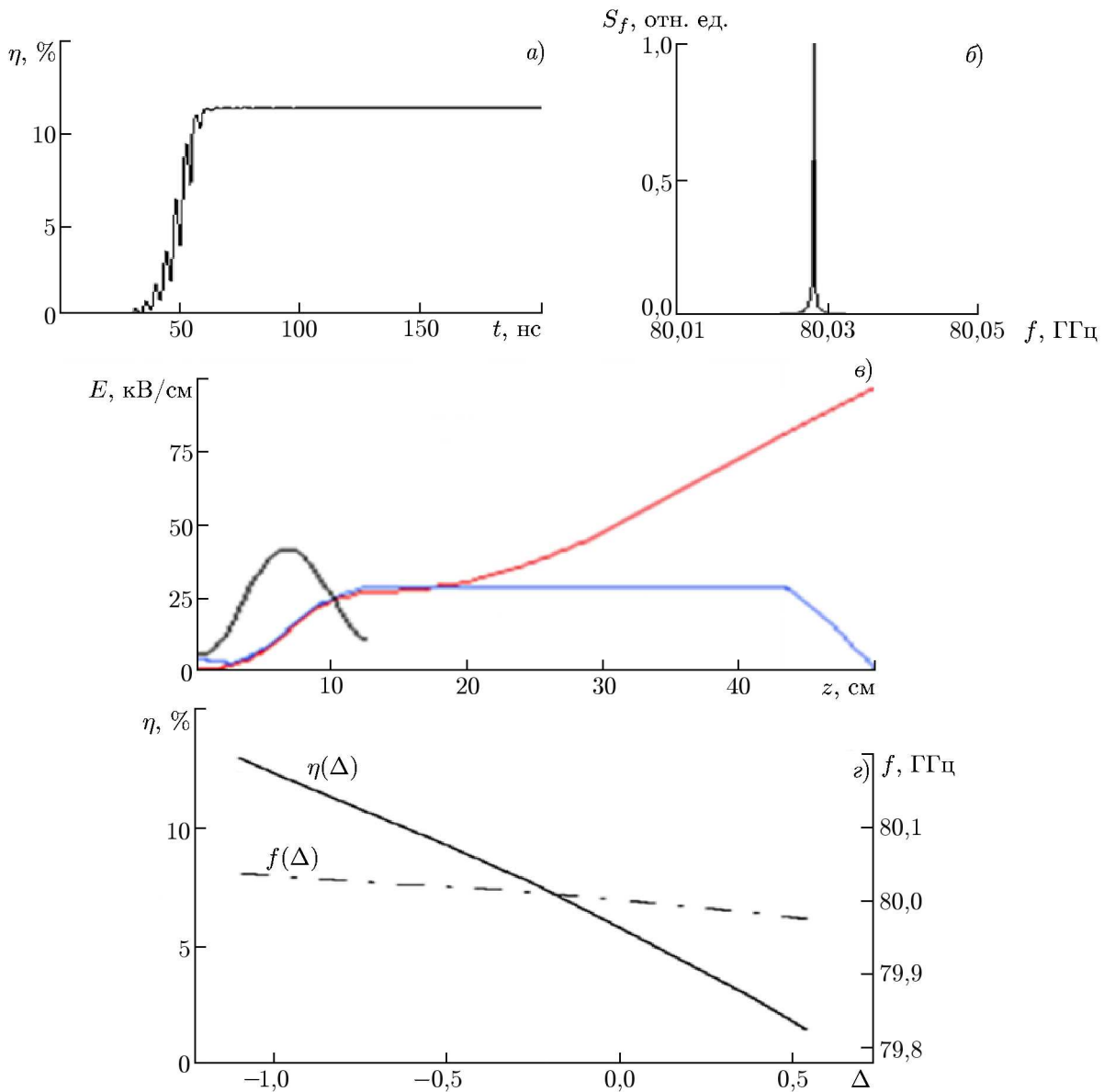


Рис. 23. Моделирование процесса установления автоколебаний в МСЭ с комбинированным двухзеркальным резонатором W-диапазона при параметрах, близких к таковым в условиях экспериментов на ЛИУ-3000 (в рамках усреднённого описания на основе метода связанных волн): (а) зависимость электронного КПД от времени, (б) спектр излучения и (в) продольная структура парциальных волн в стационарном режиме генерации (кривая красного цвета — попутная синхронная электронам парциальная волна, синего цвета — встречная бегущая волна, чёрного цвета — квазикритическая волна), а также (г) зависимость частоты излучения f и электронного КПД η от расстройки ондуляторного синхронизма Δ

относительно малы: для резонатора, выполненного из нержавеющей стали, они составляют не более $7 \div 10\%$ от мощности излучения.

Важным достоинством предлагаемой схемы является возможность стабилизации частоты генерации. Из рис. 23г видно, что при изменении расстройки синхронизма во всей области самовозбуждения имеет место генерация вблизи частоты отсечки квазикритической моды с точностью до небольшой (50 МГц) электронной перестройки.

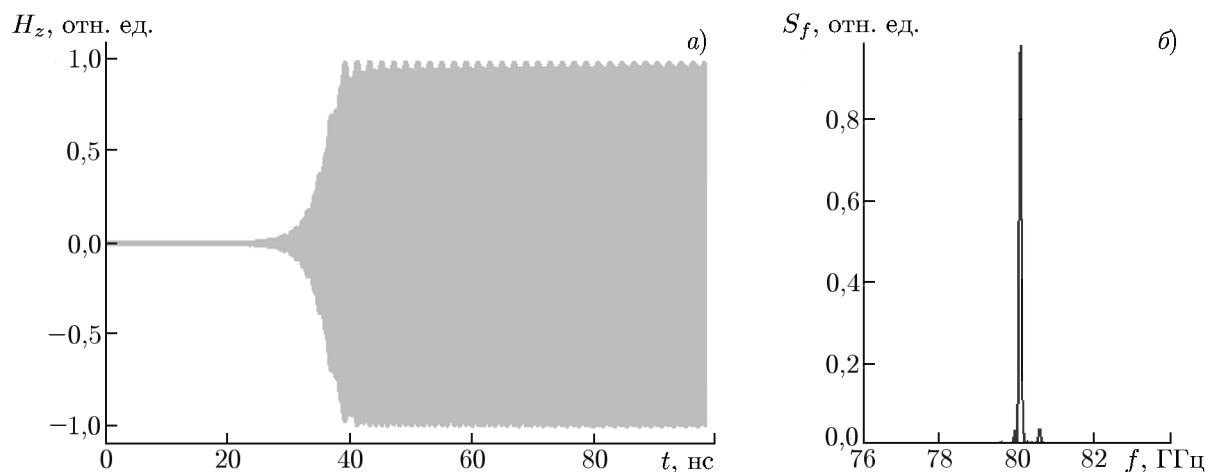


Рис. 24. Результаты моделирования МСЭ-генератора W-диапазона на основе трёхмерного кода CST Studio Suite. Установление стационарного режима генерации при оптимальных параметрах: (а) зависимость амплитуды ВЧ поля (H_z -компонента) на выходе комбинированного двухзеркального резонатора от времени и (б) частотный спектр излучения

Для проверки адекватности представленной усреднённой модели в рамках метода связанных волн было проведено трёхмерное моделирование с использованием PIC-кода CST Studio Suite, результаты которого представлены на рис. 24 для МСЭ W-диапазона и находятся в хорошем соответствии с результатами анализа в рамках усреднённой модели.

Предварительно были проведены измерения электродинамических параметров брэгговских структур, которые для W-диапазона представлены на рис. 25. Тестирования модифицированных брэгговских структур (рис. 25а, в) показали наличие для рабочей волны $TE_{1,1}$ относительно узких полос отражений шириной около $200 \div 500$ МГц на расчётных частотах, определяемых резонансом (29), что также хорошо соответствует результатам трёхмерного моделирования. Для традиционных брэгговских зеркал при той же глубине гофрировки зона отражения значительно шире и составляет порядка $1,5 \div 3,0$ ГГц в различных частотных диапазонах (см. рис. 25б, г). Важно отметить, что увеличение параметра свехразмерности в традиционных брэгговских структурах приводит к сближению соседних полос брэгговского резонанса (вплоть до их перекрытия при $D/\lambda \sim 5$). В то же время в модифицированных структурах при указанном параметре свехразмерности наблюдается уединённая узкая полоса отражения.

Экспериментально измеренные характеристики МСЭ-генераторов с комбинированными резонаторами на основе описанных выше брэгговских структур также находятся в хорошем согласии с результатами моделирования. Гетеродинная методика измерения частоты подтвердила реализацию узкополосного режима генерации в K_a -диапазоне. В расчётной области параметров было зарегистрировано излучение на частоте 30,2 ГГц с «предельной» для импульсов с длительностью $170 \div 200$ нс шириной спектра $6 \div 7$ МГц, что соответствовало возбуждению основной моды резонатора, сформированной описанной выше комбинацией бегущих и критической парциальных волн [66]. При оптимальных параметрах измеренная калориметром мощность излучения составляла $17 \div 20$ МВт (КПД около $15 \div 17\%$). 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. Для сравнения, в описанных в разделе 1 экспериментальных реализациях МСЭ с «традиционными» брэгговскими зеркалами при подобном изменении ондуляторного поля наблюдались перескоки частоты генерации, соответствующие

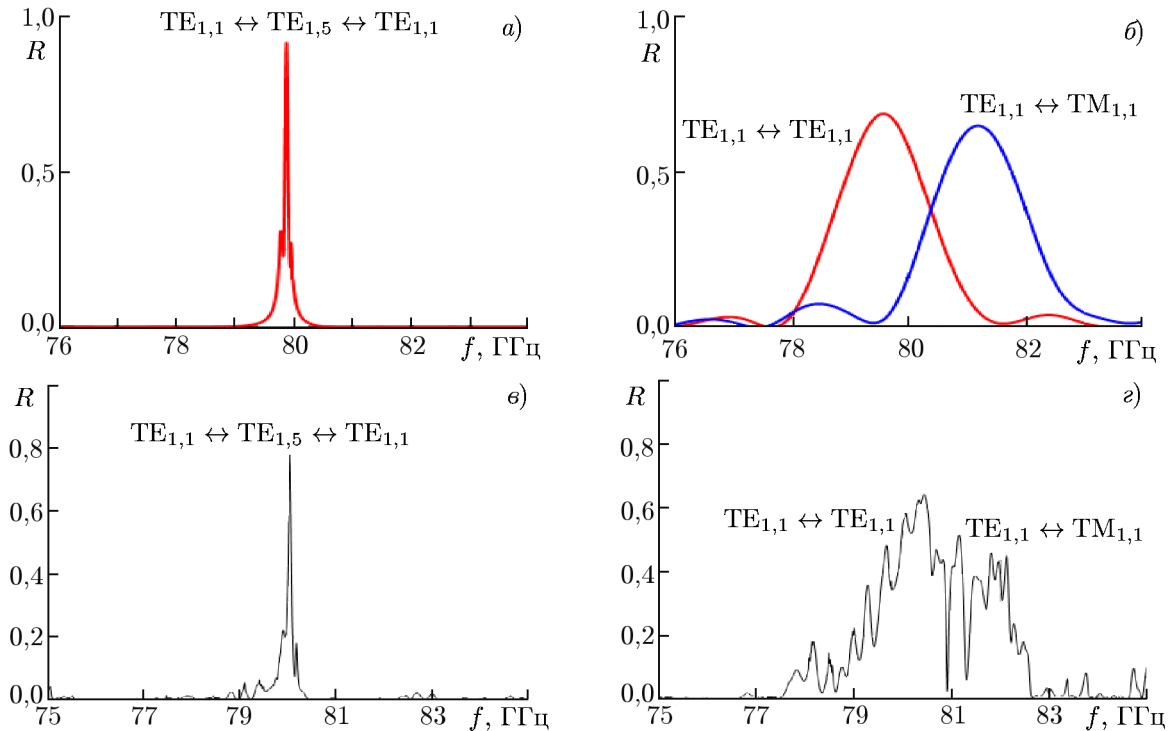


Рис. 25. Результаты трёхмерного моделирования (сверху) и «холодных» электродинамических тестов (снизу) брэгговских структур различных типов в W-диапазоне частот при $D/\lambda \sim 5$. Частотная зависимость коэффициентов отражения (а, в) модифицированного (длина структуры $l_{ad} = 12$ см, период гофрировки $d_{ad} = 3,7$ мм, глубина гофрировки $r_{1;ad} = 0,15$ мм) и (б, з) «традиционного» ($l_{tr} = 8$ см, $d_{tr} = 1,8$ мм, $r_{1;tr} = 0,2$ мм) рефлекторов. Указаны соответствующие циклы обратной связи, реализуемые в данных структурах

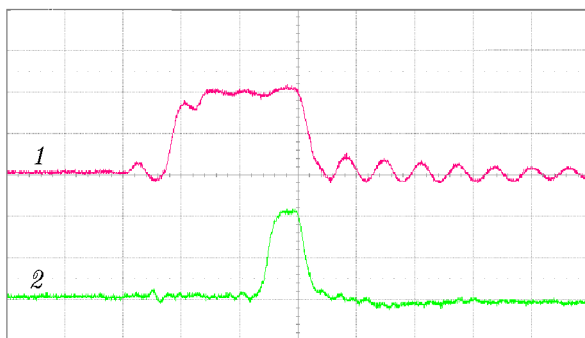


Рис. 26. Результаты экспериментального исследования МСЭ-генератора ОИЯИ-ИПФ с комбинированным двухзеркальным резонатором в W-диапазоне частот. Типичные осциллограммы (1) тока пучка на выходе МСЭ и (2) импульса СВЧ-излучения (временное разрешение 100 нс/деление)

которая во всей области самовозбуждения находилась в полосе, отсекаемой соседними волноводными фильтрами.

Таким образом, проведённое моделирование и экспериментальное исследование продемонстрировали возможность реализации стабильного режима узкополосной генерации в МСЭ на

возбуждению различных пар волноводных мод [35, 39].

В МСЭ-генераторе, реализованном в W-диапазоне, диагностика частоты излучения осуществлялась путём использования набора калиброванных волноводных фильтров, имеющих шаг по частоте около 1 ГГц. Измерения показали, что частота генерации лежит в полосе отражений модифицированной брэгговской структуры, найденной в моделировании и в «холодных» тестах. Типичные осциллограммы импульсов тока и СВЧ-излучения представлены на рис. 26. При токе пучка около 150 А мощность излучения составила примерно 7 МВт (КПД около 7 %), длительность импульса — до 150 нс. Частотные измерения в данных экспериментах также демонстрировали стабильность частоты генерации, ко-

основе модифицированных брэгговских структур в условиях существенной сверхразмерности. Включение в цепь обратной связи квазикритической волны позволяет радикально улучшить селективные свойства по сравнению с традиционными брэгговскими структурами. 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.

Следует отметить, что дальнейшее увеличение сверхразмерности в модифицированных брэгговских резонаторах может быть достигнуто переходом к планарной геометрии, когда электродинамическая система в виде планарного волновода открыта по одной из поперечных координат. В результате модифицированные брэгговские структуры подобного типа сохраняют селективные свойства при зазоре между пластинами до 20 длин волн и более. Это открывает перспективу их использования при разработке мощных длинноимпульсных МСЭ (или лазеров на свободных электронах, ЛСЭ) в коротковолновых (до субтерагерцового и терагерцового) диапазонах [28, 29].

Отметим в заключение, что освоение указанных частотных диапазонов при реализуемых периодах ондуляторов в экспериментах на ЛИУ-3000 было ограничено энергией частиц, которая не превышала примерно 1 МэВ. В настоящее время в ИЯФ СО РАН (Новосибирск) ведётся разработка нового поколения ЛИУ, способных формировать РЭП с энергией частиц от 2 до 20 МэВ, килоамперным уровнем тока и длительностью импульсов около 200 нс [67, 68]. При использовании таких пучков частота ондуляторного излучения может достигать субтерагерцового и терагерцового диапазонов. В этой связи реализованная серия генераторов на основе модифицированных брэгговских структур может рассматриваться в качестве прототипа электродинамических систем нового класса ЛСЭ. Проект сверхмощного длинноимпульсного субтерагерцового/терагерцового ЛСЭ на базе указанных ускорителей разрабатывается в сотрудничестве ИПФ РАН и ИЯФ СО РАН [69]. Согласно результатам теоретического анализа реализация такой схемы должна обеспечить генерацию излучения с уровнем мощности в несколько сотен мегаватт. Необходимо отметить, что, в отличие от уже существующих терагерцовых ЛСЭ на базе линейных высокочастотных ускорителей [70, 71] и микротронов [72], пучки которых представляют собой последовательность коротких (пикосекундных) импульсов, достоинством предлагаемой схемы является возможность использования длинноимпульсных (от сотен наносекунд до микросекунд) электронных пучков и, таким образом, достижения рекордной энергии терагерцовых импульсов, порядка $10 \div 100$ Дж.

Авторы выражают благодарность Э. А. Перельштейну за постоянные полезные обсуждения, С. В. Кузикову и А. А. Вихареву за участие в разработке стенда по исследованию теплового ресурса меди, И. В. Бандуркину и А. В. Савилову за участие в работах по созданию широкополосных МСЭ-усилителей, В. Ю. Заславскому и А. М. Малкину за участие в моделировании модифицированных брэгговских резонаторов и МСЭ на их основе, Е. В. Илякову и И. С. Кулагину за помощь в экспериментах по диагностике СВЧ излучения, Н. И. Зайцеву, который в своё время внес большой вклад в проведение этих экспериментов, а также группе сотрудников ЛИУ-3000, в разное время работавших на ускорителе: А. В. Елжову, А. А. Каминскому, А. П. Сергееву, И. И. Голубеву, С. М. Голубых, А. П. Козлову, А. Ф. Кратко и другим.

Обзор создан в рамках программы РФФИ «экспансия» (проект 19-18-50283). Работы проводились в рамках госзадания ИПФ РАН и ОИЯИ, а также в разные годы при частичной финансовой поддержке различных грантов РФФИ и Российского научного фонда: работы по исследованию режима «нерезонансного» захвата, описанные в разделе 4, при поддержке РФФИ (проект 18-02-40009), а разработка коротковолновых ЛСЭ-генераторов на основе модифицированных брэгговских структур (раздел 5) — при поддержке Российского научного фонда (проект 19-12-00212).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Авт. свид. 720592 СССР, МКИ H01P 7/06. Резонатор : № 2656731/18-09; заявл. 14.08.1978; опубл. 05.03.1980 / Ковалёв Н. Ф., Петелин М. И., Резников М. Г. Бюл. 9, 1980.
2. Братман В. Л., Гинзбург Н. С., Денисов Г. Г. // Письма в ЖТФ. 1981. Т. 7, № 21. С. 1 320–1 324.
3. Bratman V. L., Denisov G. G., Ginzburg N. S., Petelin M. I. // IEEE J. Quant. Electr. 1983. V. 19, No. 3. P. 282–296. <https://doi.org/10.1109/JQE.1983.1071840>
4. Kogelnik H., Shank C. V. // J. Appl. Phys. 1972. V. 43. P. 2 327–2 335. <https://doi.org/10.1063/1.1661499>
5. Yariv A. Quantum Electronics. New York : John Wiley and Sons Inc., 1975. 570 p.
6. Братман В. Л., Денисов Г. Г., Офицеров М. М. // Релятивистская высокочастотная электроника. Горький : ИПФ АН СССР, 1983. № 3. С. 127–159.
7. Bekefi G., DiRienzo A., Leibovitch C., Danly B. G. // Appl. Phys. Lett. 1989. V. 54. P. 1 302–1 304. <https://doi.org/10.1063/1.100700>
8. Bratman V. L., Denisov G. G., Kol'chugin B. D., et al. // Phys. Rev. Lett. 1995. V. 75, No. 17. P. 3 102–3 105. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.75.3102>
9. Cooke S. J., Cross A. W., He W., Phelps A. D. R. // Phys. Rev. Lett. 1996. V. 77. P. 4 836–4 839. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.77.4836>
10. Mima K., Imasaki K., Kuruma S., et al. // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A. 1991. V. 285, No. 1–2. P. 47–52. [https://doi.org/10.1016/0168-9002\(89\)90423-3](https://doi.org/10.1016/0168-9002(89)90423-3)
11. Chu T. S., Hartemann F., Danly B. G., Temkin R. J. // Phys. Rev. Lett. 1994. V. 72. P. 2 391–2 394. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.72.2391>
12. Zambon P., Wittman W. J., van der Slot P. J. M. // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A. 1994. V. 341. P. 88–92. [https://doi.org/10.1016/0168-9002\(94\)90324-7](https://doi.org/10.1016/0168-9002(94)90324-7)
13. Cross A. W., He W., Jaroszynski D. A., et al. // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A. 1998. V. 407. P. 181–186. [https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(97\)01391-0](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(97)01391-0)
14. Arzhannikov A. V., Ivanenko V. G., Kalinin P. V., et al. // IEEE Trans. Plasma Sci. 1998. V. 26, No. 3. P. 531–535. <https://doi.org/10.1109/27.700787>
15. Песков Н. Ю., Гинзбург Н. С., Каминский А. А. и др. // Письма в ЖТФ. 1999. Т. 25, № 11. С. 19–29.
16. Ginzburg N. S., Kaminsky A. A., Kaminsky A. K., et al. // Phys. Rev. Lett. 2000. V. 84. P. 3 574–3 577. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.84.3574>
17. Каминский А. К., Перельштейн Э. А., Седых С. Н. и др. // Письма в ЖТФ. 2010. Т. 36, № 5. С. 37–46.
18. Orzechowski T. J., Anderson B. R., Clark J. C., et al. // Phys. Rev. Lett. 1986. V. 57. P. 2 172–2 175. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.57.2172>
19. Freund H. P., Antonsen T. M. Principles of Free-Electron Lasers. Dordrecht : Springer, 1992. 479 p.
20. Гинзбург Н. С., Песков Н. Ю. // Журн. техн. физ. 1988. Т. 58, № 5. С. 859–886.
21. Ginzburg N. S., Peskov N. Yu. // Phys. Rev. ST. Accel. Beams. 2013. V. 16. Art. no. 090701. <https://doi.org/10.1103/PhysRevSTAB.16.090701>
22. Kaminsky A. A., Kaminsky A. K., Rubin S. B., et al. // Particle Accelerators. 1990. V. 33. P. 189–194.
23. Conde M. E., Bekefi G. // Phys. Rev. Lett. 1991. V. 67, No. 22. P. 3 082–3 088. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.67.3082>
24. Ginzburg N. S., Golubev I. I., Kaminsky A. K., et al. // Phys. Rev. ST. Accel. Beams. 2011. V. 14. Art. no. 041002. <https://doi.org/10.1103/PhysRevSTAB.14.041002>
25. Peskov N. Yu., Bandurkin I. V., Zaslavsky V. Yu., et al. // Appl. Phys. Lett. 2017. V. 110, No. 1.

- Art. no. 013501. <https://doi.org/10.1063/1.4973465>
26. Kaminsky A. K., Sedykh S. N., Bandurkin I. V., et al. // Appl. Phys. Lett. 2019. V. 115. Art. no. 163501. <https://doi.org/10.1063/1.5123409>
27. Гинзбург Н. С., Малкин А. М., Песков Н. Ю., Сергеев А. С. // Письма в ЖТФ. 2006. Т. 32, № 20. С. 60–69.
28. Ginzburg N. S., Malkin A. M., Peskov N. Yu., et al. // Appl. Phys. Lett. 2009. V. 95. Art. no. 043504. <https://doi.org/10.1063/1.3184592>
29. Гинзбург Н. С., Заславский В. Ю., Зотова И. В. и др. // Письма в ЖЭТФ. 2010. Т. 91, № 6. С. 286–290.
30. Ковалёв Н. Ф., Орлова И. М., Петелин М. И. // Изв. вузов. Радиофизика. 1968. Т. 11, № 5. С. 783–786.
31. Денисов Г. Г., Резников М. Г. // Изв. вузов. Радиофизика. 1982. Т. 25, № 5. С. 562–569.
32. Богомолов Я. Л., Гинзбург Н. С., Сергеев А. С. // Радиотехника и электроника. 1986. Т. 31, № 1. С. 102–107.
33. Ginzburg N. S., Peskov N. Yu., Sergeev A. S., et al. // IEEE Trans. Plasma Sci. 1996. V. 24, No. 3. P. 770–781. <https://doi.org/10.1063/1.1481193>
34. Peskov N. Yu., Samsonov S. V., Ginzburg N. S., Bratman V. L. // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A. 1998. V. 407. P. 107–111. [https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(97\)01377-6](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(97)01377-6)
35. Ginzburg N. S., Kaminsky A. K., Kaminsky A. A., et al. // IEEE Trans. Plasma Sci. 1998. V. 26, No. 3. P. 536–541. <https://doi.org/10.1109/27.700788>
36. Peskov N. Yu., Kaminsky A. K., Kuzikov S. V., et al. // Phys. Plasmas. 2016. V. 23. Art. no. 073106. <https://doi.org/10.1063/1.4956445>
37. Peskov N. Yu., Ginzburg N. S., Kaminsky A. K., et al. // Proc. 41st Int. Conf. Infrared, Millimeter and Terahertz Waves (IRMMW-THz 2016). 25–30 September 2016, Copenhagen, Denmark. P. F2E.01. <https://doi.org/10.1109/IRMMW-THz.2016.7758360>
38. Богаченков В. А., Гинзбург Н. С., Каминский А. А. и др. // Письма в ЖТФ. 1995. Т. 21, № 22. С. 44–50.
39. Ginzburg N. S., Kaminsky A. K., Kaminsky A. A., et al. // IEEE Trans. Plasma Sci. 1998. V. 26, No. 3. Art. no. 542–547. <https://doi.org/10.1109/27.700789>
40. Баев В. Г., Вдовин В. А., Вихарев А. А. и др. // Изв. вузов. Радиофизика. 2011. Т. 54, № 8–9. С. 719–726.
41. Ginzburg N. S., Elzhov A. V., Ilyakov E. V., et al. // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A. 2002. V. 483. P. 231–234. [https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(02\)00317-0](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(02)00317-0)
42. Shay H. D., Jong R. A., Ryne R. D., et al. // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A. 1991. V. 304. P. 262–267. [https://doi.org/10.1016/0168-9002\(91\)90865-N](https://doi.org/10.1016/0168-9002(91)90865-N)
43. Gardelle J., Labrousche J., Rullier J. L. // Phys. Rev. Lett. 1996. V. 76, No. 24. P. 4532–4535. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.76.4532>
44. Filin S. V., Ginzburg N. S., Kaminsky A. K., et al. // Strong Microwaves Plasmas—2000 / ed. by A. G. Litvak. Nizhny Novgorod : IAP RAS, 2000. V. 2. P. 821–826.
45. Ellis J., Wilson I. // Nature. 2001. V. 409. P. 431–435. <https://doi.org/10.1038/35053224>
46. Nezhevenko O. A. // Proc. 1997 Particle Accelerator Conf. 12–16 May 1997, Vancouver, Canada. P. 3013–3014.
47. Braun H., Corsini R., Delahaye J.-P., et al. CLIC 2008 Parameters : techn. rep. CERN-OPEN-2008-021; CLIC-Note-764. Geneva : CERN, 2008. 41 p.
48. Гинзбург Н. С., Каминский А. К., Кузиков С. В. и др. // Журн. техн. физ. 2006. Т. 76, № 7. С. 69–75.
49. Denisov G. G., Kuzikov S. V. // Strong Microwaves in Plasmas—2000 / ed. by A. G. Litvak. Nizhny

- Novgorod : IAP RAS, 2000. V. 2. P. 960–966.
50. Laurent L., Jongewaard E. // Proc. 10th IEEE Int. Vacuum Electron. Conf. (IVEC-2009). 28–30 April 2009, Rome, Italy. P. 542–543. <https://doi.org/10.1109/IVELEC.2009.5193449>
51. Whyte C. G., Jaroszynski D. A., Cross A. W., et al. // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A. 2000. V. 445, No. 1–3. P. 272–275. [https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(00\)00083-8](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(00)00083-8)
52. Savilov A. V. // Phys. Rev. E. 2001. V. 64. Art. no. 066501. <https://doi.org/10.1103/PhysRevE.64.066501>
53. Savilov A. V., Bandurkin I. V., Peskov N. Yu. // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A. 2003. V. 507, No. 1–2. P. 158–161. [https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(03\)00862-3](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(03)00862-3)
54. Sprangle P., Tang C.-M., Manheimer W. M. // Phys. Rev. Lett. 1979. V. 43. P. 1932–1935. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.43.1932>
55. Kroll N. M., Morton P. L., Rosenbluth M. N. // IEEE J. Quantum Electron. 1981. V. 17, No. 8. P. 1436–1440. <https://doi.org/10.1109/JQE.1981.1071285>
56. Grossman W. M., Slater J. M., Quimby D. C., et al. // Appl. Phys. Lett. 1983. V. 43. P. 745–749. <https://doi.org/10.1063/1.94482>
57. Edighoffer J. A., Neil J. R., Hess C. E., et al. // Phys. Rev. Lett. 1984. V. 52. P. 344–347. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.52.344>
58. Kaminsky A. K., Sedykh S. N., Bandurkin I. V., et al. // Proc. 43rd Int. Conf. Infrared, Millimeter and Terahertz Waves (IRMMW-THz 2018), 9–14 September 2018, Nagoya, Japan. Art. no. 4057938. <https://doi.org/10.1109/IRMMW-THz.2018.8509907>
59. Chu K. R., Chen H. Y., Hung C. L., et al. // Phys. Rev. Lett. 1998. V. 81. P. 4760–4763. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.81.4760>
60. Park G. S., Choi J. J., Park S. J., et al. // Phys. Rev. Lett. 1995. V. 74. P. 2399–2402. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.74.2399>
61. Pershing D. E., Nguyen K. T., Calame J. P., et al. // IEEE Trans. Plasma Sci. 2004. V. 32. P. 947–951. <https://doi.org/10.1109/TPS.2004.828823>
62. Bratman V. L., Cross A. W., Denisov G. G., et al. // Phys. Rev. Lett. 2000. V. 84. P. 2746–2749. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.84.2746>
63. Братман В. Л., Денисов Г. Г., Самсонов С. В. и др. // Изв. вузов. Радиофизика. 2007. Т. 50, № 2. P. 104–117.
64. Kuzikov S. V., Savilov A. V. // Phys. Plasmas. 2018. V. 25. Art. no. 113114. <https://doi.org/10.1063/1.5049880>
65. Flyagin V. A., Gaponov A. V., Petelin M. I., Yulpatov V. K. // IEEE Trans. Microw. Theory Techn. 1977. V. 25, No. 6. P. 514–519. <https://doi.org/10.1109/TMTT.1977.1129149>
66. Гинзбург Н. С., Голубев И. И., Голубых С. М. и др. // Письма в ЖТФ. 2010. Т. 36, № 20. С. 50–59.
67. Логачёв П. В., Кузнецов Г. И., Корепанов А. А. и др. // Приборы и техника эксперимента. 2013. № 6. С. 42–49. <https://doi.org/10.7868/S0032816213060220>
68. Никифоров Д. А., Блинов М. Ф., Фёдоров В. В. и др. // Письма в журнал «Физика элементарных частиц и атомного ядра». 2020. Т. 17, № 2 (227). С. 158–167.
69. Peskov N. Yu., Ginzburg N. S., Malkin A. M., et al. // Proc. 3rd Int. Conf. «Terahertz and Microwave Radiation: Generation, Detection and Applications» (TERA-2018). 22–25 October 2018, Nizhny Novgorod, Russia. EPJ Web of Conferences. V. 195. Art. no. 01010. <https://doi.org/10.1051/epjconf/201819501010>
70. Neil G. R., Bohn C. L., Benson S. V., et al. // Phys. Rev. Lett. 2000. V. 84. P. 662–665. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.84.662>
71. Dem'yanenko M. A., Esaev D. G., Knyazev B. A., et al. // Appl. Phys. Lett. 2008. V. 92. Art.

no. 131116. <https://doi.org/10.1063/1.2898138>

72. Kazakevich G. M., Pavlov V. M., Jeong Y. U., Lee B. C. // Phys. Rev. ST. Accel. Beams. 2009. V. 12. Art. no. 040701. <https://doi.org/10.1103/PhysRevSTAB.12.040701>

Поступила в редакцию 10 августа 2020 г.; принята в печать 28 декабря 2020 г.

HIGH-POWER FREE-ELECTRON MASERS BASED ON LINEAR INDUCTION ACCELERATORS

N. Yu. Peskov, N. S. Ginzburg, A. K. Kaminsky, S. N. Sedykh, and A. S. Sergeev

We review the results of theoretical and experimental studies of high-power free-electron masers (FEMs), which are performed jointly by the Joint Institute for Nuclear Research (JINR) and the Institute of Applied Physics of the Russian Academy of Sciences (IAP RAS), using the LIU-3000 linear induction accelerator that has a particle energy of about 0.8 MeV, a beam current of up to 200 A, and a pulse duration of 200–250 ns. Various types of Bragg resonators are compared, including two-mirror schemes and resonator cavities with a jump in the corrugation phase. The nonlinear dynamics of FEMs with the cavities of the above-specified types is studied, and the regions of realization of single-mode, single-frequency regimes, when generators are excited by relativistic electron beams moving in a helical undulator and focused by a uniform longitudinal magnetic field, are found.

The results of the theoretical analysis are confirmed by experimental studies. When a Bragg cavity with a corrugation phase jump is used in the regime of the reverse guiding field in the 8-mm wavelength range is used, a FEM with an output power of about 20–30 MW and a radiation spectrum width of 6–7 MHz is realized, which is close to the theoretical limit. The record-breaking set of parameters obtained for this class of generators (efficiency, power, stability of the single-mode generation regime in a sequence of up to 10^6 pulses) made it possible to use FEM radiation in several applications, including the study of the resource of high-gradient accelerating structures under pulsed periodic thermal loads. To expand the spectrum of potential applications that require the control over the frequency and phase of the radiation, the possibility to create wideband amplifying circuits of FEMs is demonstrated.

In order to bring FEMs over to the short-wave part of the millimeter-wave range, it is proposed to use modified Bragg structures based on the coupling of traveling and quasi-critical waves. It is shown that including quasi-critical waves in the feedback circuit allows one to improve significantly the selectivity of Bragg cavities (as compared with their “conventional” analogies based on the coupling of counterpropagating wave beams with high group velocities) for the transverse dimensions that reach up to 10–20 wavelengths. Operability of novel cavities has been confirmed experimentally in prototypes of FEM generators operating in the K_a- to W-bands at a multimewatt power level and having a transverse dimension of up to 5 wavelengths. The prospects of advancing the studied class of generators to the subterahertz/terahertz frequency range on the basis of new-generation linear induction accelerators, which have been developed at the Budker Institute of Nuclear Physics (BINP), Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences and form electron beams with a particle energy of 5–20 MeV and kiloampere currents, are discussed.