

УДК 537.5:621.3

ФИЗИКА ДВУХПОТОКОВЫХ ЛАЗЕРОВ НА СВОБОДНЫХ ЭЛЕКТРОНАХ

В. В. Кулиш *)

Изложены основы физики двухпотоковых лазеров на свободных электронах (ЛСЭ). Описаны как квазилинейные, так и квадратичные механизмы супергетеродинного усиления электромагнитных волн. Утверждается, что в области малых и средних уровней мощностей двухпотоковые ЛСЭ могут стать основными усилительными средствами в коммерческих системах субмиллиметрового — инфракрасного диапазонов.

Введение

Как известно, одной из традиционных проблем классической вакуумной электроники СВЧ является борьба с собственными неустойчивостями электронных пучков. Парадоксальность ситуации при этом состоит в том, что одни неустойчивости (собственные) подавляются лишь затем, чтобы далее в тех же пучках возбудить (с помощью внешних воздействий) другие неустойчивости (черенковские, переходные, циклотронные и др.). Возникает естественный вопрос: нельзя ли напрямую использовать собственные неустойчивости для целей генерации и усиления электромагнитных волн?

Следует отметить, что попытки найти конструктивный ответ на такого рода вопросы предпринимались еще на заре электроники СВЧ. Так, например, в 1949 г. А. Гаевым предложено устройство, использующее двухпотоковую неустойчивость, — электронно-волновая лампа (лампа Гаева) [1, 2]. Наиболее распространенный вариант схемы этой лампы представлен на рис. 1. Здесь нерелятивистский двухскорост-

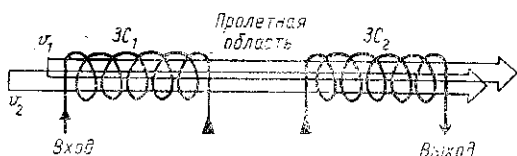


Рис. 1. Схема электронно-волновой лампы (лампа Гаева) [1, 2]

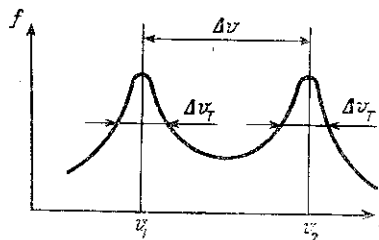


Рис. 2. Функция распределения двухскоростного пучка по скоростям

ной пучок (с парциальными скоростями v_1 и v_2) пронизывает последовательно два отрезка замедляющих систем ($ЗС_1$ и $ЗС_2$), разделенных пролетным промежутком. Первая замедляющая система служит в качестве входного устройства, в функции которого входит преобразование электромагнитной волны сигнала в электростатическую продольную пучковую волну (синхронную волну пространственного заряда). Основное усиление сигнала происходит в пролетной области за счет механизма двухпотоковой неустойчивости. В последней секции ($ЗС_2$) имеет

*) Сумской физико-технологический институт.

место обратное преобразование сигнала в электромагнитную форму. В 50-х гг. электронно-волновые лампы активно изучались как теоретически, так и экспериментально. Здесь особо необходимо отметить вклад научной школы В. М. Лопухина (Московский университет) [1]. Однако уже к концу 60-х гг. приборы обсуждаемого типа оказались основательно забытыми практиками. Отметим две главные причины этого.

Первая из них носила фундаментальный характер. Как известно [1], рабочая частота двухпотоковой неустойчивости определяется как

$$\omega_{\text{opt}} \simeq \frac{\sqrt{3} \omega_p}{\Delta v} v_0, \quad (1)$$

где ω_p — плазменные частоты парциальных пучков двухскоростной системы, $\Delta v = v_1 - v_2$, $v_0 = (v_1 + v_2)/2$ ($v_1 > v_2$). При характерных для приборов СВЧ значениях плазменной частоты $10^9 - 10^{10} \text{ с}^{-1}$, полагая $\Delta v/v_0 \sim 10^{-3} \div 10^{-2}$, имеем, казалось бы, возможность работать не только в миллиметровом, но даже и в субмиллиметровом диапазонах. На практике, однако, реально не удалось продвинуться за пределы СВЧ-диапазона. Проблема заключается в том, что для киловольтных электронных пучков принятые значения $\Delta v/v_0$ не могли быть обеспечены. Суть последнего утверждения проиллюстрирована на рис. 2. Здесь приведен график функции распределения двухскоростного пучка по скоростям. Как видим, раздвижка пучков по скоростям Δv не может быть меньше величины теплового «размытия» пучков Δv_T , что дает, согласно (1), на практике СВЧ-частоты. Однако даже если бы удалось получить достаточно «холодные» электронные пучки, например с помощью фотоэмиссионных катодов [3], создание электронно-волновых усилителей субмиллиметрового диапазона все равно было бы невозможным. На сей раз препятствия носят технологический характер, поскольку в качестве входных и выходных устройств здесь использовались элементы электродинамических систем традиционных микроволновых приборов (замедляющие системы, клистронные резонаторы и др.). В результате электронно-волновые лампы приобрели наиболее серьезные недостатки приборов-конкурентов (ЛОВ, ЛБВ, клистронов, магнетронов и т. д.), не получив при этом очевидных преимуществ.

Отметим, что в последние десятилетия ситуация в вакуумной электронике существенно изменилась. Появился новый класс электронных приборов — лазеров на свободных электронах (ЛСЭ) [4—6]. В концептуальном плане новизна ЛСЭ сводится к масштабному использованию доплеровского смещения частоты излучения электронов-осцилляторов. В эксперименте это выразилось в переходе к применению релятивистских электронных пучков (РЭП) и работе в субмиллиметровом — видимом диапазонах. Первые успешные эксперименты послужили толчком к выработке новых взглядов на возможности «старых» СВЧ-приборов в контексте развиваемой концепции релятивизма [7].

Электронно-волновые приборы, однако, при этом выпали из поля зрения исследователей. Вместе с тем довольно скоро выяснилось, что наиболее широко распространенные типы ЛСЭ (релятивистские H -убитроны, доплертроны и др.) [4—5] обладают относительно малым коэффициентом усиления. Для получения приемлемых значений коэффициента усиления требуется обеспечить высокие амплитуды полей накачки, а это, в свою очередь, приводит к конструкциям систем накачки с большим периодом ондуляции. В итоге для получения излучения в оптическом диапазоне энергии электронов должны были достигать величин в десятках МэВ [3—8].

Характерной иллюстрацией такого типа устройства служит параметрический ЛСЭ (*H*-убитрон), сооружаемый на ракетном полигоне «Белые пески» (шт. Нью-Мексико) [8]: ускоритель длиной 750 м, вигглер (ондулятор с большой амплитудой поля накачки) длиной 200 м. Рядом с установкой предусмотрено строительство специального компьютерного здания, корпуса пульта управления, складских помещений и т. д.

В настоящее время считается, что как класс устройств параметрические ЛСЭ наиболее явно демонстрируют свои преимущества лишь в области сверхбольших мощностей. Создание приборов непрерывного действия при этом оказывается затруднено, кроме всего прочего, проблемами энергообеспечения и теплоотвода. Переход к средним уровням мощности (по крайней мере, в ИК и видимом диапазонах) не дает кардинального уменьшения габаритов, веса и стоимости. В силу сказанного на сегодняшний день ЛСЭ — это уникальные, дорогостоящие установки, сооружаемые в основном с узкоспециальными военными и исследовательскими целями [5—6]. На практике же наиболее остро стоит вопрос о компактных, относительно недорогих приборах коммерческого типа, простых и надежных в эксплуатации, способных работать как в импульсном, так и в непрерывном режимах. Желательный уровень мощностей — до 1 МВт, диапазон длин волн — от миллиметровых до УФ, габариты — менее 10 м, вес — до 3 т. Создание ЛСЭ коммерческого типа — наиболее актуальная задача в данной области техники.

Как показано в [9—13], эта задача может быть решена при переходе к использованию релятивистских аналогов электронно-волновых ламп. При этом проблему ввода и вывода электромагнитных сигналов предложено решать путем использования стандартных для техники ЛСЭ систем накачки [3—6]. Механизм «переноса усиления» с продольных электростатических волн на поперечные электромагнитные классифицирован как эффект супергетеродинного усиления [14, 15]. Основная идея настоящей работы, таким образом, состоит в предложении развития техники двухпотоковых супергетеродинных ЛСЭ как альтернативы традиционному параметрическому.

1. Механизмы собственных неустойчивостей двухскоростных РЭП

Рассматриваем поперечно-неограниченную однородную модель двухскоростного РЭП. В качестве исходной выбираем систему уравнений Власова—Максвелла. Следуя стандартным процедурам [16], в линейном приближении нетрудно получить дисперсионное уравнение для продольных волн пространственного заряда (ВПЗ) двухпотоковой системы:

$$k_q + m\omega_p^2 \sum_a \int \frac{1}{\omega_q - v_{az}k_q} \frac{\partial g_a^{(0)}}{\partial p_z} dp_z = 0, \quad (2)$$

где ω_q , k_q — частота и волновое число q -й ВПЗ, m — масса покоя электрона, a — номер парциального РЭП, v_{az} — z -компонента скорости электрона a -го РЭП, p_z — продольный импульс электрона. Невозмущенная функция распределения выбиралась в виде

$$f^{(0)}(p_z) = \delta(p_x) \delta(p_y) g_a^{(0)}(p_z). \quad (3)$$

Здесь $\delta(p_{x,y})$ — дельта-функция Дирака, $p_{x,y}$ — поперечные импульсы электронов по осям x и y соответственно.

Более простой вид уравнение (2) приобретает в случае «холодного» РЭП:

$$\frac{1}{\gamma_1^3 (\omega_p - v_1 k_q)^2} + \frac{1}{\gamma_2^3 (\omega_p - v_2 k_q)^2} = \frac{1}{\omega_p^2}, \quad (4)$$

где $\gamma_j = (1 - v_j^2/c^2)^{-1/2}$ — парциальные релятивистские факторы. Решение уравнения ищем в виде

$$k_q = \frac{\omega_q}{v_0} + i\Gamma(\omega_q), \quad (5)$$

где для инкрементов Γ при $|v_0 \Gamma \delta / \omega_q| \ll 1$ получаем

$$\Gamma(\omega_q) = \pm \frac{\omega_p}{v_0 \gamma_0^{3/2}} \left\{ \left(\frac{\omega_q \delta}{\omega_p} \gamma_0^{3/2} \right)^2 + 1 \pm \left[4 \left(\frac{\omega_q \delta}{\omega_p} \gamma_0^{3/2} \right)^2 + 1 \right]^{1/2} \right\}^{1/2}. \quad (6)$$

Здесь $2\delta = \Delta v / v_0$.

Нетрудно видеть, что из четырех корней (6) два описывают нарастающую и затухающую синхронные волны с максимумами инкрементов:

$$\Gamma_{1,2} = \Gamma_{\max_{1,2}} \simeq \pm \frac{\omega_q}{2c \gamma_0^{3/2} v_0} \quad (7)$$

на частотах

$$\omega_{\text{opt}} \simeq \pm \frac{\sqrt{3}}{2} \frac{\omega_p}{\delta \gamma_0^{3/2}} = \pm \frac{\sqrt{3} \omega_p \gamma_0^{3/2}}{\Delta \gamma} (1 - \gamma_0^{-2}), \quad (8)$$

где $\Delta \gamma = \gamma_1 - \gamma_2$, $\gamma_0 = (1 - v_0^2/c^2)^{-1/2}$. Два других корня соответствуют медленной и быстрой ВПЗ:

$$\Gamma_{3,4} = \pm i \frac{\sqrt{15}}{2} \frac{\omega_p}{v_0 \gamma_0^{3/2}}. \quad (9)$$

Такая ситуация, однако, имеет место лишь при

$$\omega_q \leq \omega_{\text{cr}} = \pm \frac{\sqrt{2} \omega_p}{\delta \gamma_0^{3/2}}. \quad (10)$$

В обратном случае все четыре волны описываются действительными инкрементами. В частности, при $\omega_q \delta \gamma_0^{3/2} \gg \omega_p$ для законов дисперсий тогда нетрудно получить

$$k_{q1,2} = \frac{\omega_p}{v_{01}} \pm \frac{\omega_p}{v_0 \gamma_0^{3/2}}, \quad (11)$$

$$k_{q3,4} = \frac{\omega_q}{v_{02}} \pm \frac{\omega_p}{v_0 \gamma_0^{3/2}},$$

т. е. условно можно утверждать, что две из ВПЗ (быстрая и медленная) принадлежат одному парциальному РЭП, а две другие — другому.

Сравнивая выражения для оптимальных частот в нерелятивистском (1) и релятивистском (8) случаях, можем видеть, что при фиксированном значении разности энергии $\Delta \gamma m c^2$ частота ω_{opt} растет, как $\gamma_0^{3/2}$. Полагая, например, $\omega_p \sim 5 \cdot 10^{11} \text{ с}^{-1}$ (сильно компрессированный

пучок), $\Delta\gamma \sim 10^{-2}$, $\gamma_0 \sim 10$ (что соответствует рабочему напряжению 4,5 МэВ), из (8) находим $\omega_{opt} \sim 2,7 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}$, т. е. видимый диапазон длин волн. При этом важно отметить, что механизм резкого продвижения вверх по частоте здесь не связан напрямую с эффектом Доплера, как в параметрических ЛСЭ [5]. В данном случае он определяется тем обстоятельством, что с ростом энергии РЭП обе скорости парциальных пучков $v_{1,2}$ асимптотически стремятся к одному и тому же значению — скорости света в пустоте c . С другой стороны, с ростом γ_0 , как следует из (7), падает (и довольно резко) коэффициент усиления. Пример: выбирая по-прежнему $\omega_p \approx 5 \cdot 10^{11} \text{ с}^{-1}$, $\gamma_0 \approx 10$, получаем $\Gamma_{max} \sim 0,26 \text{ см}^{-1}$. Перехода к более релятивистским пучкам, например $\gamma_0 \sim 100$ (энергия РЭП 50 МэВ), при тех же значениях прочих параметров имеем $\Gamma_{max} \sim 8,2 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-1}$. Отсюда можем сделать вывод о том, что оптимальной областью для двухпотоковых ЛСЭ является, по-видимому, диапазон низких и средних энергий РЭП (сотни кэВ — единицы МэВ).

Проводя анализ обсуждаемой модели в квадратичном (по амплитудам волн) приближении, нетрудно установить, что здесь может иметь место эффект трехволнового параметрического резонанса продольных ВПЗ. Причем из трех ВПЗ одни могут удовлетворять критерию (8), другие — обратному, либо же все три ВПЗ могут обладать одинаковыми типами законов дисперсии. Для конкретности положим, что законы дисперсии всех трех взаимодействующих волн имеют вид (11). Тогда, используя метод нелинейных токов для медленно меняющихся амплитуд волн [16], получаем систему укороченных уравнений (стационарный случай):

$$\begin{aligned} \frac{dE_\alpha}{dz} &= -v_2 r_\alpha A_\alpha (E_\beta E_\gamma^* \delta_{v_2, -1} + E_\beta E_\gamma \delta_{v_2, +1}), \\ \frac{dE_\beta}{dz} &= v_2 r_\beta A_\beta (E_\alpha E_\gamma \delta_{v_2, -1} + E_\alpha E_\gamma^* \delta_{v_2, +1}), \\ \frac{dE_\gamma}{dz} &= r_\gamma A_\gamma (E_\alpha^* E_\beta \delta_{v_2, -1} + E_\alpha E_\beta^* \delta_{v_2, +1}), \end{aligned} \quad (12)$$

где E_q — комплексные медленно меняющиеся амплитуды ВПЗ ($q = \alpha, \beta, \gamma$), $\delta_{v_2, \pm 1}$ — символы Кронекера, $r_q = \pm 1$ — знаковые функции ($r_q = +1$ соответствует медленным, $r_q = -1$ — быстрым ВПЗ),

$$A_q = \frac{m e \omega_p^2}{2} \sum_{a=1}^2 \frac{1}{\Omega_{a\alpha}} \frac{\partial}{\partial p_z} \left(\frac{\Omega_{a\alpha}}{\Omega_{a\beta} \Omega_{a\gamma}} \frac{\partial}{\partial p_z} f_a^{(0)} \right) d^3 p, \quad (13)$$

$\Omega_{aq} = \omega_q - k_q v_{az}$. Условия параметрической связи волн формулировались в виде

$$\omega_\alpha = \omega_\beta + v_2 \omega_\gamma; \quad k_\alpha = k_\beta + v_2 k_\gamma, \quad (14)$$

где $v_2 = \pm 1$ — знаковая функция. При выводе уравнений (12) полагалось

$$\left| \frac{d^2 E_q}{dz^2} \right| \ll \left| \frac{2\Omega_{0q}}{v_0} \frac{dE_q}{dz} \right|, \quad (15)$$

т. е. квазирамановское приближение.

Как известно [16, 17], при выполнении условия

$$-v_2 r_\alpha = v_2 r_\beta = r_\gamma = \pm 1 \quad (16)$$

система вида (12) описывает режимы взаимодействия со взрывной неустойчивостью. Причем, согласно общей теории [16, 17], волна с наивысшей частотой должна обладать энергией, знак которой противоположен знаку энергии двух других волн.

2. Квазилинейные супергетеродинные двухпотоковые ЛСЭ

Считаем, что двухскоростной РЭП дрейфует вдоль оси z в объеме магнитоэлектростатического ондулятора. Модель полагаем стационарной. Поле накачки представляем в виде суперпозиций магнитных полей — заданного \mathbf{H}_0 (внешнее ондуляторное) и дополнительного \mathbf{H}_g (внутреннее, генерируемое в объеме РЭП за счет нелинейного взаимодействия):

$$\mathbf{H}_1(z, t) = \mathbf{H}_0(z) + \mathbf{H}_g(z, t), \quad (17)$$

$$\mathbf{H}_0 = \mathbf{e}_+ H_{01} \exp\{ip_1\} + \mathbf{e}_- H_{02} \exp\{-ip_1\}, \quad (18)$$

$$\mathbf{H}_g = \mathbf{e}_+ H_{g1} \exp\{ip_1\} + \mathbf{e}_- H_{g2} \exp\{-ip_1\}, \quad (19)$$

где H_{0j} , H_{gj} — комплексные амплитуды циркулярно поляризованных компонент векторов напряженности магнитных полей ондулятора и дополнительного соответственно; $p_1 = k_1 z$ — фаза, $k_1 = 2\pi/\Lambda_1$ — волновое число, Λ_1 — период ондулятора; $\mathbf{e}_\pm = (\mathbf{e}_x \pm i\mathbf{e}_y)/2$, $\mathbf{e}_{x,y}$ — орты в направлениях осей x , y соответственно.

Поле сигнала представим в виде

$$\mathbf{E}_2(z, t) = \mathbf{e}_+ E_{21} \exp\{ip_2\} + \mathbf{e}_- E_{22} \exp\{-ip_2\}, \quad (20)$$

где E_{2j} — медленно меняющиеся комплексные амплитуды электрического поля волны сигнала ($j=1$ — левая, $j=2$ — правая циркулярная поляризация), $p_2 = \omega_2 t - k_2 z$ — фаза, ω_2 — частота, k_2 — волновое число сигнала. Поле продольной электростатической волны (параметрически резонансной волнам накачки и сигнала) представляем в виде

$$E_3(z, t) = \tilde{E}_3 \exp\{ip_3\} + \text{к. с.}, \quad (21)$$

где $\tilde{E}_3 = E_3 \exp\{\Gamma z\}$, E_3 — комплексная медленно меняющаяся амплитуда, $p_3 = \omega_3 t - k_3 z$, ω_3 — частота, k_3 — волновое число ВПЗ. Влиянием всех остальных пучковых волн на расстояниях $z > 1/\Gamma$ пренебрегаем. Считаем, что удовлетворяются условия трехволнового параметрического резонанса:

$$\omega_3 = \omega_2; \quad k_3 = \nu_1 k_1 + k_2, \quad (22)$$

где $\nu_1 = \pm 1$ — знаковая функция.

Используя далее стандартную процедуру метода нелинейных токов [16], ограничиваясь учетом квадратичных нелинейностей, получаем систему укороченных уравнений для комплексных амплитуд волн:

$$\begin{aligned} H_{g1} &= iB_1 (E_{21} \tilde{E}_3^* \delta_{\nu_1, -1} + E_{22} \tilde{E}_3 \delta_{\nu_1, +1}), \\ H_{g2} &= -iB_1^* (E_{22} \tilde{E}_3 \delta_{\nu_1, -1} + E_{21} \tilde{E}_3^* \delta_{\nu_1, +1}), \\ \frac{dE_{21}}{dz} &= \nu_1 B_2 (H_{01} \tilde{E}_3 \delta_{\nu_1, -1} + H_{02} \tilde{E}_3^* \delta_{\nu_1, +1}), \\ \frac{dE_{22}}{dz} &= \nu_1 B_2^* (H_{02} \tilde{E}_3^* \delta_{\nu_1, -1} + H_{01} \tilde{E}_3 \delta_{\nu_1, +1}), \\ \frac{d\tilde{E}_3}{dz} - \Gamma \tilde{E}_3 &= \nu_1 B_3 \{ (E_{21} H_{01}^* + E_{22} H_{02}) \delta_{\nu_1, -1} + (E_{21} H_{02}^* + E_{22} H_{01}) \delta_{\nu_1, +1} \}, \end{aligned} \quad (23)$$

где $\delta_{v_i, \pm 1}$ — символы Кронекера,

$$B_1 = \frac{e\omega_p^2 c k_1 \gamma_0}{2\omega_1 (c^2 k_1^2 + \omega_p^2)} \kappa; \quad B_2 = \frac{e\omega_p^2}{2k_3 c k_1} \kappa,$$

$$B_3 = \frac{e\omega_p^2}{4\beta_0 c^2 k_1} \kappa; \quad \kappa = \sum_{a=1}^2 \int \frac{1}{\gamma_{az} \Omega_{az}} \frac{\partial g_a^{(0)}}{\partial p_z} dp_z.$$

При выводе (23) считалось, что выполняется критерий рамановского режима взаимодействия [18]:

$$\left| 2\Gamma \frac{dE_3}{dz} \right| \gg \left| \frac{d^2 E_3}{dz^2} \right|. \quad (24)$$

В обратном (24) случае имеем квазикомптоновский режим (далее приставку «квази» для краткости опускаем), а при примерном равенстве членов слева и справа в (24) — смешанный комpton-рамановский режим. В обоих случаях первые четыре уравнения (23) остаются без изменения, а последнее заменяется на

$$\frac{d^2 \tilde{E}_3}{dz^2} - \Gamma^2 \tilde{E}_3 = i\nu_1 \frac{\Omega_0}{v_0} B_3 \{ \dots \}, \quad (25)$$

где $\{ \dots \}$ обозначает выражение, стоящее в фигурных скобках (23), $\Omega_0 = \omega_3 - v_0 k_3$.

Рассматриваем односекционную (рис. 3) и клистронную (рис. 4) модели.

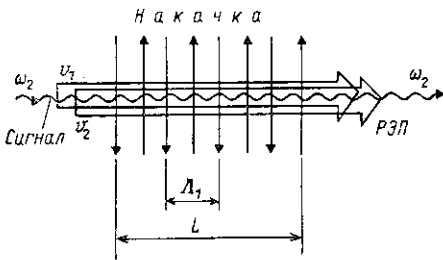


Рис. 3. Односекционная модель двух-поточкового ЛСЭ

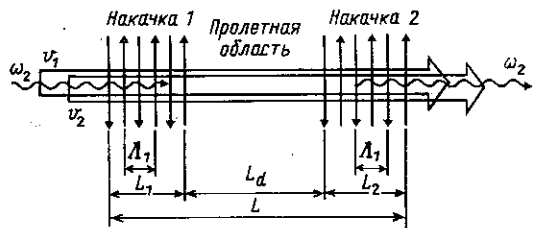


Рис. 4. Клистронная модель двухпоточкового ЛСЭ

Односекционная модель. Граничные условия выбираем в виде

$$z=0; \quad E_{2j} = E_{2j0}; \quad \tilde{E}_3 = 0. \quad (26)$$

В комптоновском и комpton-рамановском случаях, кроме того, полагаем

$$z=0; \quad \frac{d\tilde{E}_3}{dz} = 0. \quad (27)$$

В рамановском случае характеристическое уравнение можем привести к форме

$$\lambda^2 - \lambda\Gamma - \alpha_1^2 = 0, \quad (28)$$

для корней которого легко получить

$$\lambda_1 = \Gamma/2 + \bar{\alpha}; \quad \lambda_2 = \Gamma/2 - \bar{\alpha}, \quad \bar{\alpha} = \sqrt{(\Gamma/2)^2 + \alpha_1^2}. \quad (29)$$

где $\alpha_1^2 = B_2 B_3 (|H_{01}|^2 + |H_{02}|^2)$ — параметрический рамановский инкремент, $\lambda_{1,2}$ — инкременты супергетеродинной неустойчивости.

Упростим анализ, положив поляризации полей накачки и сигнала линейными в разных плоскостях. Для коэффициента усиления в таком случае находим

$$K_R = \sqrt{1 + F(L)[1 + F(L)/2](1 + \cos 2\psi_0)}, \quad (30)$$

где $F(L) = \text{ch}(\alpha_1 L) - \frac{\Gamma}{2\alpha_1} \text{sh}(\alpha_1 L) - 1$, $2\psi_0 = \varphi_{210} + \varphi_{220}$ — удвоенный начальный угол между двумя плоскостями поляризации; φ_{210} , φ_{220} — начальные фазы колебаний компонент волны сигнала тех же индексов.

Как видим из (30), для двухпоточковых ЛСЭ, как и для однопоточковых параметрических [18], характерен эффект поляризационной дискриминации. Коэффициент усиления K_R как функция ψ_0 достигает максимума при $\psi_0 = 0$ и минимума при $2\psi_0 = \pi$. Следовательно, в случае усиления поляризационно-модулированных сигналов двухпоточковые ЛСЭ могут дополнительно выполнять функции преобразователей поляризационной модуляции в амплитудную. Этот вывод может быть распространен также и на комптоновский и комптон-рамановский случаи взаимодействия. Полагаем далее $\psi_0 = 0$. Анализ критерия (24) позволяет выяснить, что рамановский вариант механизма супергетеродинного усиления реализуется в случае явного преобладания двухпоточковой неустойчивости над параметрической ($\Gamma^2 \gg 4\alpha_1^2$). Коэффициент усиления (30) при этом приобретает «классический супергетеродинный» [14, 15] вид:

$$K_R \simeq 1 + (\alpha_1/\Gamma) \exp\{\Gamma L\}. \quad (31)$$

Переходя к модели «холодного» РЭП после серии несложных, хотя и громоздких преобразований для параметрического инкремента α_1 , находим ($\gamma_0 \gg 1$)

$$\alpha_1 \simeq \frac{4\omega_2 \epsilon_1}{3c\gamma_0^3} \simeq \frac{4\omega_p \epsilon_1}{\sqrt{3} c\gamma_0^{3/2} (\Delta\gamma)}, \quad (32)$$

где $\epsilon_1 = e\mathcal{H}_{10}\Lambda_1/(mc^2\gamma_0 \cdot 2\pi)$ — ускорительный параметр, $\mathcal{H}_{10} = |H_{01}|$ ($H_{01} = H_{02}^*$). Сравнивая (32) с эквивалентным параметром однопоточкового ЛСЭ α_0 (см., напр., [18]), для выигрыша в рамановском параметрическом инкременте только за счет введения двух потоков получаем

$$\frac{\alpha_1}{\alpha_0} \sim \frac{2 \cdot 2^{3/4} \sqrt{\omega_p \Lambda_1}}{\sqrt{6\pi c} (\Delta\gamma) \gamma_0^{7/4}}. \quad (33)$$

Из (33) можно сделать вывод о том, что при

$$\omega_p \Lambda_1 \gg \pi c (\Delta\gamma)^2 \gamma_0^{7/2} \quad (34)$$

двухпоточковый рамановский параметрический инкремент α_1 может заметно превалировать над однопоточковым α_0 . Обращает на себя внимание факт наличия в знаменателях (32) и (33) параметра $\Delta\gamma$. Казалось бы, устремляя $\Delta\gamma \rightarrow 0$, т. е. переходя к однопоточковой модели, получаем расходимость в (32), (33), что не согласуется со здравым смыслом. Впечатление, однако, ложное, поскольку рассматриваемый предельный

переход в данной модели методологически некорректен. Во-первых, он противоречит сформулированному выше критерию $\Gamma^2 \gg 4\alpha_1^2$. Во-вторых — входит в противоречие с базовым исходным предположением $\Delta v \gg \Delta v_T$.

Оценочный числовой анализ по формулам (31)—(34) позволяет выяснить, что рамановский режим более характерен для сильноточных систем. В свете сформулированного выше (во введении) интереса к двухпоточковым ЛСЭ (малые габариты, стоимость, вес) для практики более привлекательным видится использование комptonовского и комpton-рамановского режимов взаимодействия, типичных для среднеточных устройств. К анализу последнего и обратимся далее. Характеристическое уравнение в данных случаях имеет вид

$$\lambda^3 - \Gamma^2 \lambda - \alpha_K^3 = 0, \quad (35)$$

где

$$\alpha_K = \sqrt[3]{\Gamma \alpha_1^2} \quad (36)$$

— комptonовский параметрический инкремент.

Анализ комptonовского и комpton-рамановского критериев (аналогичных (24)) позволяет установить, что комptonовский режим реализуется при явном преобладании параметрической неустойчивости над двухпоточковой, а комpton-рамановский — при примерной эквивалентности обоих механизмов. На первый взгляд может показаться, что использование таких режимов взаимодействия лишено практического смысла, поскольку в этом случае просматривается их возможная неконкурентоспособность с традиционными параметрическими ЛСЭ. Однако в действительности это не так. Дело в том, что, как и в рамановском случае, в комptonовском и комpton-рамановском возможен заметный выигрыш в инкременте супергетеродинного усиления за счет введения двух потоков в РЭП. Для простоты пучок считаем «холодным», поляризации обоих полей — линейными, векторы поляризации — лежащими в одной плоскости. Тогда для комptonовского инкремента α_K находим

$$\alpha_K \simeq \sqrt[3]{\Gamma \left(\frac{4\omega_2 \rho_1}{3\gamma_0^3} \right)^2} = \sqrt[3]{\Gamma \alpha_1^2}. \quad (37)$$

Сравнивая α_K с комptonовским инкрементом эквивалентной однопоточковой системы [19], получаем, что заметный выигрыш в рассматриваемом случае возможен при

$$\Lambda_1 \ll 8^3 \pi c / (9\omega_p \gamma_0^{5/2}), \quad (38)$$

т. е. для двухпоточковых ЛСЭ наиболее выгодно использовать мелкопериодные системы накачки, в частности микроондуляторы [3, 5]. Интересно отметить, что в случае лазерной накачки (электромагнитный ондулятор) имеем ту же закономерность — выигрыш тем больше, чем выше частота накачки:

$$\omega_1 \gg 9\omega_p^2 \gamma_0^{5/2} / 8^3. \quad (39)$$

Это позволяет надеяться, что идея многокаскадных ЛСЭ [5, 6] наконец получит хорошую основу для экспериментальной реализации. Проиллюстрируем сказанное числовыми оценками. В качестве примера выбираем установку двухкаскадного ЛСЭ, описанную в [20]. Пола-

гаем, что за счет компрессии РЭП достигнуты значения $\omega_p \approx 10^{11} \text{ с}^{-1}$. Ток каждого парциального пучка — 2 А, полная энергия — 2 МэВ. Согласно [20], частота генерируемого в первом каскаде излучения (накачка для второго каскада) $\omega_1 \approx 1,6 \cdot 10^{13} \text{ с}^{-1}$. Тогда, как нетрудно подсчитать, только за счет введения двух потоков инкремент возрастает в 10 раз. Второй каскад в экспериментах [20], судя по литературным данным, до настоящего времени запустить не удалось. Полученного приращения инкремента достаточно для того, чтобы обеспечить работоспособность указанной установки в полном объеме.

Клистронные модели проанализируем, ограничившись комptonовскими и комpton-рамановским случаями. Поляризации волн считаем линейными и векторы поляризации — лежащими в одной плоскости ($E_{21} = E_{22} = E_2$). Граничные условия выбираем в виде

$$\begin{aligned} z=0, E_2 = E_{20}, E_3 = 0; z=L_1, E_2 = 0, E_3 = E_3^I; \\ z=L_1 + L_d, E_3 = E_3^d, E_2 = 0. \end{aligned} \quad (40)$$

Здесь E_3^I и E_3^d — амплитуды ВПЗ на выходе первой и пролетной секций соответственно. Для анализа представляет интерес как случай преобладания (в том числе явного) параметрической неустойчивости над двухпотоковой, так и вариант с некоторым (не слишком заметным) преобладанием двухпотоковой неустойчивости над параметрической ($3^3\alpha_1^4 \ll 2^2 \Gamma^4$). В первом случае для коэффициента супергетеродинного усиления клистронной модели имеем ($\Gamma L_{1,2} > 1$)

$$K_K^{kl} = (4/\sqrt{3}) \exp\{\Gamma L_d\} \exp\{\alpha_K(L_1 + L_2)\}, \quad (41)$$

где $L = L_1 + L_2 + L_d$ — полная длина системы.

Для эксперимента заметный интерес представляет вариант модели, в которой основное усиление происходило бы в пролетной области. Как следует из (37), в рассматриваемом случае это возможно при $L_d \gg L_{1,2}$, причем если $\Gamma L_d > \alpha_K(L_1 + L_2)$, открывается возможность резкого упрощения конструкции системы накачки, что особенно актуально в случае применения мелкопериодных систем. Например, в случае использования составного микроундулятора [3, 5, 6] с периодом $\Lambda_1 \sim 2$ мм при длине системы накачки ~ 1 м требуемое количество самарий-кобальтовых магнитов может достигать $\sim 8 \cdot 10^8$ штук. Сборка, юстировка и изготовление таких систем — дело достаточно сложное и дорогое, что для приборов коммерческого типа далеко не безразлично.

Во втором из указанных случаев (комpton-рамановский режим, $3^3\alpha_1^4 \ll 2^2 \Gamma^4$) для коэффициента усиления находим ($\Gamma L_{1,2} > 1$)

$$K_{KR}^{kl} \approx 1 + \frac{4}{25} \left(\frac{\alpha}{\Gamma} \right)^2 \exp\{\Gamma L\}. \quad (42)$$

Как видим, в данной ситуации величина коэффициента усиления практически не зависит от длины секций накачки $L_{1,2}$. Соответственно, описанный выше эффект упрощения конструкции устройства накачки здесь выражен еще более ярко.

В табл. 1 приведены данные некоторых числовых оценок для трех характерных моделей двухпотоковых ЛСЭ клистронного типа.

Предполагалось, что в основе оцениваемых моделей лежат установки, построенные Л. Элиасом на базе электростатических ускорителей тандемного типа [20, 21 и др.]. В частности, тепловой разброс по

Таблица 1

Параметры	Модель 1	Модель 2	Модель 3
U , МВ	0,4	3,2	4
I , А	38,42	10	100
r_b , мм	6,98	0,5	0,4
λ_1 , см	1,5		0,16
λ_1 , мкм		10,6	
λ_2	2,7 мм	0,05 мкм	10,6 мкм
\mathcal{H}_{10} , кГц	2,35		1
ω_p , с ⁻¹	3,6·10 ⁹	3·10 ¹⁰	1,1·10 ¹¹
γ_0	1,785	7,28	9
$L_{1,2,d}$, см	15		20 ($L_{1,2}$) 100 (L_d)
L , м	0,45	1	1,4
Γ , см ⁻¹	0,036	0,051	0,069
α_1 , см ⁻¹	0,5	0,1	0,0183
α_K , см ⁻¹	0,206	0,063	
ΔU , кВ	5,5	0,014	14
K	10 ³ (K_K^{kl})	~10 ³ (K_K)	1,4·10 ² (K_{KR}^{kl})
P , МВт	≥0,8		≥1,5·10 ³
Накачка	Ондуляторная	Лазерная (СО ₂ -лазер) ($I_{10} = 35$ кВт/см ²)	Микроондуляторная
Общий КПД	>40%	>40%	>40%

Здесь U — рабочее напряжение, I — сила тока парциальных РЭП, ΔU — разность напряжений для парциальных РЭП, λ_1 — длина волны накачки, I_{10} — интенсивность поля лазерной накачки, P — выходная мощность, r_b — радиус РЭП, λ_2 — длина волны усиливаемого сигнала.

энергиям электронов здесь обеспечивался на уровне 0,2 эВ, глубина рекуперации достигала значений ~97,5% [21, 22], электронный КПД реализованных ЛСЭ — более 5%, что и обеспечивало общий высокий КПД.

Комментируя приведенные в табл. 1 данные (для модели 2), следует отметить, что достоверность их (особенно в отношении коэффициента усиления) не является высокой. Это связано с тем, что выбранные параметры находятся на границе применимости модели РЭП, использующей представление о потоке достаточно плотной холодной плазмы. Здесь, по-видимому, уже будут проявляться кинетические эффекты, характерные для распадных процессов в плазме. В этой связи можно констатировать, что вопрос о возможности создания двухпоточковых УФ-ВУФ ЛСЭ требует дополнительного изучения.

3. Квадратичные супергетеродинные двухпоточковые ЛСЭ

Полагаем, что один из парциальных РЭП поступает в область взаимодействия промодулированным на частоте ω_r . Поляризации полей накачки и сигнала считаем линейными в одной плоскости, частоты

всех ВПЗ системы $\omega_q (\omega_\alpha, \omega_\beta, \omega_\gamma)$ — лежащими в области частот, больших $\omega_{сг}$. Потребуем, чтобы частота и волновое число $\{\omega_\alpha, k_\alpha\}$ одновременно удовлетворяли как условию параметрического резонанса (12), так и условию (22). Таким образом, связь двух параметрических подсистем (12) и (22) осуществляется через общую ВПЗ.

Кинематический анализ. Волну $\{\omega_\gamma, k_\gamma\}$ считаем второй (электронно-волновой) накачкой. В эксперименте желательно, чтобы эта волна обладала наименьшей из ω_q частотой. Учитывая критерий (8) и законы дисперсии (9), из условий (14) нетрудно получить оценку для резонансной частоты электронно-волновой накачки [10, 12]:

$$\omega_\gamma \sim \frac{3\omega_p}{2\gamma_0^{3/2}\delta} \approx \frac{3\omega_p\gamma_0^{3/2}}{|\Delta\gamma|}, \quad (43)$$

причем в отношении знаковых функций r_q и v_2 получаем связь

$$v_2 r_\alpha = -v_2 r_\beta = r_\gamma = \text{sgn } \delta. \quad (44)$$

Сравнивая (44) с (16), можем убедиться, что в рассматриваемом случае во второй (т. е. (14)) подсистеме может реализоваться режим взрывной неустойчивости. Следовательно, через нелинейную связь между подсистемами эффект «взрыва» должен транслироваться и на процесс супергетеродинного усиления электромагнитной волны сигнала в первой подсистеме (т. е. (22)).

Амплитудный анализ. Пренебрегая эффектом генерации H -убитронного магнитного поля, в квадратичном приближении по амплитудам волн получаем систему укороченных уравнений вида (стационарная модель, рамановский режим)

$$\begin{aligned} \frac{dE_2}{dz} &= v_1 B_2 (H_1 E_\alpha \delta_{v_1, -1} + H_1^* E_\alpha \delta_{v_1, +1}), \\ \frac{dE_\alpha}{dz} &= v_1 r_\alpha B_3 (H_1^* E_2 \delta_{v_1, -1} + H_1 E_2 \delta_{v_1, +1}) - v_2 r_\alpha A_\alpha (E_\gamma^* E_\beta \delta_{v_2, -1} + E_\gamma E_\beta \delta_{v_2, +1}), \\ \frac{dE_\beta}{dz} &= v_2 r_\beta A_\beta (E_\gamma E_\alpha \delta_{v_2, -1} + E_\gamma^* E_\alpha \delta_{v_2, +1}), \\ \frac{dE_\gamma}{dz} &= r_\gamma A_\gamma (E_\beta E_\alpha \delta_{v_2, -1} + E_\beta^* E_\alpha \delta_{v_2, +1}), \end{aligned} \quad (45)$$

где $H_{01} = H_{02} = H_1$, а остальные величины определены выше. Учитывая ограниченность объема данной работы, остановимся лишь на некоторых особенностях процесса взаимодействия в случае заданного поля электронно-волновой накачки ($|E_\gamma| \gg |E_{\alpha, \beta}|$). Тогда для инкремента пространственного нарастания волн можем получить

$$\alpha = \sqrt{r_\alpha B_2 B_3 |H_1|^2 - r_\alpha r_\beta |E_\gamma|^2 A_\alpha A_\beta}. \quad (46)$$

Ограничимся случаем $v_2 = +1$. Поскольку, как отмечалось, при взрывной неустойчивости (а именно этот режим наиболее интересен для практики) знак энергии волны наибольшей частоты (т. е. $\{\omega_\alpha, k_\alpha\}$) должен быть противоположен знакам энергии двух других волн, то, следовательно, в данном случае имеем две возможности: $r_\alpha = +1$, $r_\beta = -r_\gamma = -1$ и $r_\alpha = -1$, $r_\beta = r_\gamma = +1$. Первый режим интересен тем, что при этом имеем максимально возможное значение инкремента. Его целесообразно использовать при создании усилителей мощности. Во втором

$$\alpha = \sqrt{A_\alpha A_\beta |E_\gamma|^2 - B_2 B_3 |H_1|^2}, \quad (47)$$

т. е. несколько меньше, чем в предыдущем варианте. Кроме того, трудно видеть, что процесс усиления волны сигнала возможен лишь при выполнении условия

$$A_{\alpha}A_{\beta}|E_{\gamma}|^2 > B_2B_3|H_1|^2, \quad (48)$$

где выражение слева совпадает с квадратом инкремента усиления волны $\{\omega_{\alpha}, k_{\alpha}\}$ в изолированной второй подсистеме, а выражение справа — с аналогичной величиной, характеризующей первую подсистему. Несмотря на то, что инкремент α здесь оказывается меньшим, чем в первом случае, именно этот вариант процесса представляет наибольший интерес для практики. Это связано с тем, что в качестве общей рабочей ВПЗ здесь используется быстрая волна, что открывает возможность [12] создания малощумящих входных усилителей субмиллиметрового — ИК диапазонов. Коэффициент усиления таких усилителей может быть достаточно высоким.

В частности, в ситуации, когда неравенство (48) сильно выражено, для коэффициента супергетеродинного усиления волны сигнала можно получить

$$K_2 \approx -1 + \left(\frac{\alpha'}{\alpha''} \right) \exp \{ \alpha'' L \}, \quad (49)$$

что с точностью до обозначений и знака перед единицей совпадает с (31). Здесь

$$\alpha'' = \sqrt{A_{\alpha}E_{\beta}}|E_{\gamma}|, \quad \alpha' = \sqrt{B_2B_3}|H_1|.$$

Проведем некоторые оценки. РЭП считаем «холодным», тогда для инкрементов α' и α'' находим

Таблица 2

$I = 0,2 \text{ А}$	$\alpha' = 3 \cdot 10^{-2} \text{ см}^{-1}$
$U = 1,2 \text{ МВ}$	$\alpha'' = 6,9 \cdot 10^{-2} \text{ см}^{-1}$
$r_b = 0,5 \text{ мм}$	$\lambda_2 = 100 \text{ мкм}$
$\Delta\gamma = 10^{-2}$	$\omega_{\gamma} = 7,6 \cdot 10^{13} \text{ с}^{-1}$
$M = 10^{-2}$	$\lambda_{\gamma} = 0,25 \text{ мм}$
$\mathcal{H}_{10} = 2,8 \text{ кГц}$	$K_2 = 95$
$\Lambda_1 = 2 \text{ мм}$	

$$\alpha' = \frac{\varepsilon_1}{2c} \sqrt{\frac{\omega_{\alpha}\omega_p}{\gamma_0^{3/2}}}; \quad \alpha'' = \frac{M\omega_{\gamma}}{6c\gamma_0^{3/2}}, \quad (50)$$

где M — коэффициент модуляции электронов по скорости на частоте ω_{γ} ($M = |\bar{v}|/v_0$, \bar{v} — величина переменной составляющей скорости

электронов). Результаты некоторых расчетов сведены в табл. 2.

В основу оценок положены параметры электростатического тандемного ускорителя непрерывного действия, построенного Л. Элиасом в Исследовательском центре электронной и лазерной оптики при Университете Центральной Флориды (США) (частное сообщение).

Выводы

В результате проведенного анализа можно сформулировать вывод о возможности создания нового класса ЛСЭ — электронно-волновых двухпотоковых. Практически совпадая по конструкции с традиционными параметрическими ЛСЭ, двухпотоковые при этом способны обеспечить усиление на два-три порядка (по амплитуде) больше, чем существующие аналогичные устройства. Это открывает возможности (за счет перехода к мелкопериодным системам накачки) резко упрощения конструкции устройства в целом, снижения веса, габаритов и стоимости. Можно утверждать, что в области малых и средних мощностей

двухпоточковые ЛСЭ смогут в перспективе стать основными усилительными (и преобразовательными) системами в субмиллиметровом — инфракрасном диапазонах.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Лопухин В. М. Возбуждение электромагнитных колебаний и волн электронными потоками. М., 1953. [2] Пирс Дж. Лампа с бегущей волной. М., 1952. [3] Артюх И. Г., Камальдинова Г. Ш., Сандалов А. Н. Лазеры на свободных электронах. Ч. 2. //Обзоры по электронной технике. Сер. 1, Электроника СВЧ. Вып. 11. М., 1988. [4] Генераторы когерентного излучения на свободных электронах/Под ред. А. А. Рухадзе. М., 1983. [5] Маршалл Т. Лазеры на свободных электронах. М., 1987. [6] Кулиш В. В. Физика лазеров на свободных электронах. Общие положения. Деп. в Укр. НИИНТИ. № 1526 Ук-90 от 05.09.90. Киев, 1990. [7] Гапонов-Грехов А. В., Петелин М. И. //Вестн. АН СССР. 1979. № 4. С. 11. [8] Доклад американскому физическому обществу экспертной группы о научных и технических аспектах пучкового оружия //УФН. 1988. 155, № 4. С. 659. [9] Болонин О. И., Кулиш В. В., Пугачев В. П. //Укр. физ. журн. 1988. 33, № 10. С. 1465. [10] Болонин О. И., Кохманьски С. С., Кулиш В. В. //Acta Phys. Polon. 1989. A-76, № 3. P. 455. [11] Кулиш В. В. //Укр. физ. журн. 1991. 36, № 1. С. 28. [12] Кулиш В. В. //Укр. физ. журн. 1991. 36, № 5. С. 686. [13] Кулиш В. В., Пугачев В. П. //Физика плазмы. 1991. 17, № 6. С. 696. [14] Коцаренко Н. Я., Кулиш В. В. //ЖТФ. 1980. 50, № 2. С. 220. [15] Коцаренко Н. Я., Кулиш В. В. //Радиотехн. и электроника. 1980. 25, № 11. С. 2470. [16] Вильгельмсон Х., Вейланд Я. Когерентные нелинейные взаимодействия волн в плазме. М., 1981. [17] Ситенко А. Г. Флуктуация и нелинейные взаимодействия волн в плазме. Киев, 1977. [18] Захаров В. П., Кулиш В. В. //Радиотехн. и электроника. 1984. 29, № 6. С. 1162. [19] Давыдова Т. А., Захаров В. П., Кулиш В. В. //ЖТФ. 1987. 57, № 4. С. 687. [20] Elias L. R. //IEEE J. Quant. Electr. 1987. 23, № 9. P. 1470. [21] Ramian G., Elias L. R. //Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. 1988. A272. P. 81. [22] Артюх И. Г., Камальдинова Г. Ш., Сандалов А. Н. Лазеры на свободных электронах. Ч. 1. //Обзоры по электронной технике. Сер. 1, Электроника СВЧ. Вып. 19. М., 1987.

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1992. Т. 33, № 3

УДК 519.6

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПУЧКОВ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

А. С. Рошаль *)

Обсуждается современное состояние проблемы численного моделирования пучков заряженных частиц, распространяющихся в электродинамических системах и средах. Описываются особенности математических моделей заряженных пучков; характеризуются численные методы исследования, перспективы их совершенствования и развития.

Численное моделирование представляет собой в настоящее время основной метод теоретического исследования нелинейных процессов в заряженных пучках, имеющий общие черты как с «чисто» теоретическими методами, так и с экспериментом, но занимающий свое, самостоятельное место. Специалисты отмечают следующие достоинства численного моделирования по сравнению с аналитической теорией и экспериментом:

1) оно основано на фундаментальных, хорошо подтвержденных экспериментом физических уравнениях, таких, как уравнения движения заряженных частиц, уравнения Максвелла, уравнения Больцмана и Власова, уравнения гидродинамики;

*) Московский инженерно-физический институт.