

## ДУХПОТОКОВАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ – ВОЛНОВЫЕ ЛИНЕЙНЫЕ И НЕЛИНЕЙНЫЕ ЯВЛЕНИЯ НА СВЕРХВЫСОКИХ ЧАСТОТАХ

### Часть II

*А. В. Титов*

Национальный исследовательский  
Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского  
Россия, 410012 Саратов, Астраханская, 83  
E-mail: Titovav88@gmail.com

Данная статья представляет собой вторую часть обзора работ, посвященных явлению двухпотоковой неустойчивости в электронике сверхвысоких частот \*. Как известно, на сегодняшний день весьма актуальной является проблема создания приборов, работающих в терагерцовом диапазоне частот. И хотя существует немало устройств, способных генерировать или усиливать сигналы в этом диапазоне, все они, по большей части, относятся к сверхмощным релятивистским приборам. В то же время наблюдается дефицит компактных устройств средней мощности. В последнее время все чаще в работах различных иностранных научных групп для работы в терагерцовом диапазоне предлагаются модели, основанные на взаимодействии двух электронных потоков. Данный обзор является попыткой наиболее полного описания трудов, посвященных такому широкому во всех смыслах явлению, как двухпотоковая неустойчивость применительно к вакуумной электронике сверхвысоких частот. При этом авторы отдают себе отчет в том, что в общем случае это явление выходит далеко за границы рассмотренной здесь области, поскольку данное понятие часто встречается в работах исследователей в области аэро- и гидродинамики, астрофизики, плазменной, твердотельной электроники и пр. Из проведенного анализа следует, что общая тенденция к смещению рабочих частот в терагерцовый диапазон фактически подарила двухпучковым системам вторую жизнь. Исследователи со всего мира, в частности, из Китая, Кореи, Японии, Америки и других стран, изучают вопросы, связанные с генерацией и усилением сигналов на основе двухпотоковых систем. На наш взгляд, приведенные в данном обзоре работы, с одной стороны, в полной мере иллюстрируют заинтересованность зарубежных исследователей в данной теме, а с другой стороны, являются доказательством перспективности дальнейших исследований в этой области.

*Ключевые слова:* Двухпотоковая неустойчивость, два электронных потока, двухлучевой усилитель, электронно-волновая лампа.

DOI: 10.18500/0869-6632-2016-24-2-41-63

*Ссылка на статью:* Титов А.В. Двухпотоковая неустойчивость – волновые линейные и нелинейные явления на сверхвысоких частотах. Часть II // Известия вузов. Прикладная нелинейная динамика. 2016. Т. 24, № 2. С. 41–63.

\*Титов А.В. Двухпотоковая неустойчивость – волновые линейные и нелинейные явления на сверхвысоких частотах. Часть I // Известия вузов. Прикладная нелинейная динамика. 2016. Т. 24. № 1. С. 37–74.

## Современные работы

В первую очередь следует упомянуть работы научной группы из университета Нью-Мехико. Среди них наиболее полной является диссертационная работа Т. Свимонишвили [1]. В ней подробно описывается то же устройство, что и в других работах группы из Лос-Аламоса [2–4]. Устройство представляет собой систему из двух параллельных сферических зеркал (рис. 1), одно из которых полупрозрачно, образующих своеобразный открытый резонатор. Два электронных пучка с помощью отклоняющих систем вводятся в область между зеркалами, затем взаимодействуют и после выводятся из области взаимодействия. В результате в резонаторе накапливается энергия, которая впоследствии выводится через полупрозрачное зеркало.

Согласно автору [1], подобное устройство может генерировать до 100 Вт на частоте 1 ТГц, при этом иметь линейный размер порядка 1 м. Сама работа, в основном, посвящена двумерному моделированию процесса взаимодействия двух попутных электронных потоков конечного радиуса. К сожалению, в ней нет подробного расчета системы, приведенной в начале, а лишь показана перспективность двухлучевого взаимодействия для генерации излучения в терагерцовом диапазоне частот. Что примечательно, в ссылках фигурирует лишь 26 источников. На сегодняшний момент данная диссертационная работа является, по-видимому, последней работой научной группы из университета Нью-Мехико на эту тему.

В целом, следует отметить, что интерес к двухпотоковой неустойчивости проявляют исследователи всего мира. В частности, в последнее время иранские ученые опубликовали несколько работ, посвященных численному моделированию двухпотоковых систем [5, 6], а также исследованию двухлучевого лазера на свободных электронах (ЛСЭ) с плазменным фоном [7].

Продолжаются исследования двухлучевых ЛСЭ и в Украине. Например, в работе [8] изучается возможность получения фемтосекундных волновых пакетов с помощью ЛСЭ.

Схожие задачи интересуют и американских исследователей. В работе [9] предложен новый способ получения сверхкоротких аттосекундных импульсов рентгеновского диапазона на основе двухпотоковой неустойчивости в релятивистских электронных пучках. Рассматриваются также проблемы получения широкополосных источников терагерцового излучения на основе двухлучевых ЛСЭ [10].

В последнее время серьезные работы по исследованию двухпотоковой неустойчивости проводятся в Японии, Южной Корее и Китае. Об этом говорят появившиеся в последние годы монографии по численному моделированию неустойчивостей в электронных пучках [11, 12], а также ряд совместных работ исследователей из указанных стран, посвященных новым типам двухлучевых приборов.

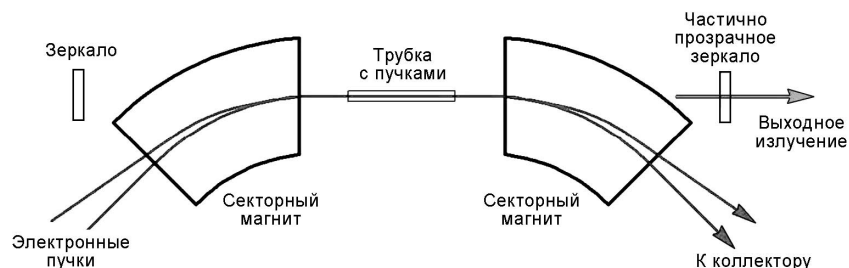


Рис. 1. Схема генератора на двух пучках [1]

## Современные двухпотоковые модели приборов О-типа

Пожалуй, наиболее интересной и достаточно полной работой за последнее время стала статья, посвященная исследованию системы, представляющей собой петляющий волновод, пронизываемый двумя электронными пучками. Согласно авторам [13], на сегодняшний день наиболее широко распространенным прибором среди компактных, низковольтных и широкополосных генераторов терагерцового диапазона частот является лампа обратной волны. В последнее время внимание исследователей сосредоточено на анализе различных типов замедляющих систем для ЛОВ и ЛБВ. Структура типа «петляющий волновод» является одной из часто используемых замедляющих систем. В качестве примера авторы [13] указали несколько работ, содержащих результаты экспериментов с ЛБВ терагерцового диапазона с такой замедляющей системой. Миниатюрный петляющий волновод был произведен по технологии LIGA (Lithographie, Galvanoformung, Abformung). Целью авторов [13] являлось улучшение выходных характеристик миниатюрных ЛОВ субмиллиметрового диапазона, в которых в качестве замедляющей системы применён петляющий волновод. Для повышения эффективности взаимодействия электронов с полями было предложено использовать механизм двухпотоковой неустойчивости. В этом случае волновод пронизывался не одним электронным пучком, а двумя. Принципиальная схема приведена на рис. 2.

В первой части работы [13] на основе метода эквивалентных схем было получено дисперсионное соотношение для такой системы. Секция волновода разбивалась на отдельные элементы (рис. 3). Весь волновод представлялся в виде двухпроводной линии, матрица передачи которой – произведение матриц передачи ее секций.

Каждый элемент секции волновода представлен в виде эквивалентного четырехполюсника (рис. 4). Более подробный анализ подобного перехода проведен в работе [14].

На основании метода эквивалентных контуров была получена дисперсионная характеристика волновода. Однако данный метод не учитывал ни наличия электронных потоков, ни того факта, что волновод имеет плавные изгибы. Поэтому авторами [13] был применен другой подход, основанный на совместном использовании метода согласования поля и теоремы Флоке. Рассмотренная модель представлена на рис. 5. Для анализа была взята половина периода волновода. Эта область была поделена на семь отрезков. Отрезки I и VII представляют собой изгибы по 90 градусов, отрезки II, IV и VI – прямоугольные волноводы без электронных пучков. В данной модели область с каналами для электронных пучков представляется в виде запердельного волновода. Более того, предполагается, что каналы заполнены пучками полностью, как это показано в области III и V рисунка. Электронные пучки в них могут быть рассмотрены с точки

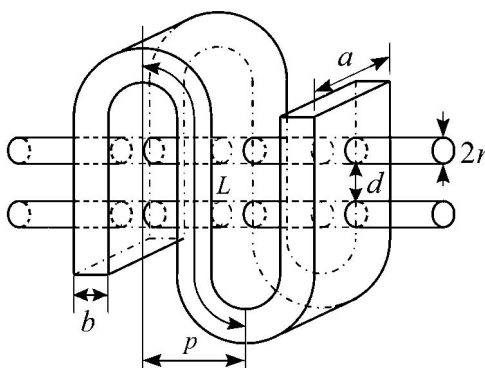


Рис. 2. Схема изогнутого волновода [13]

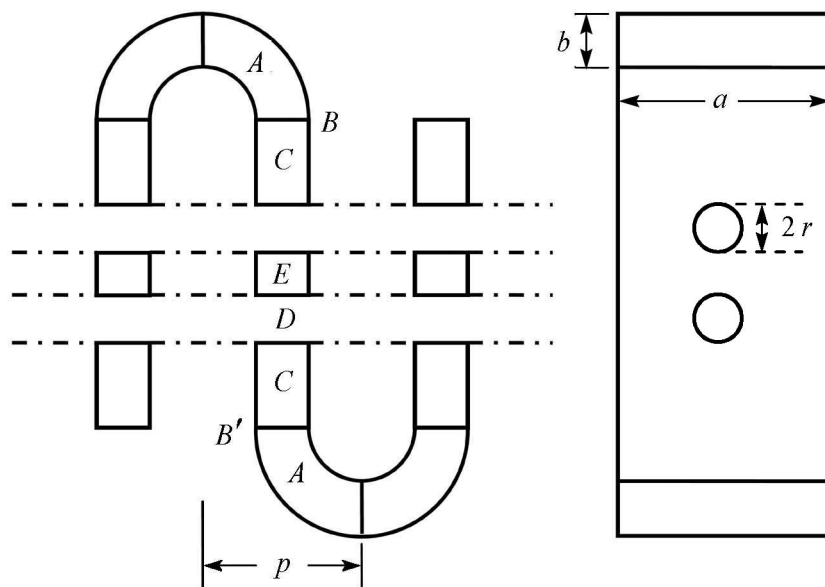


Рис. 3. Схема разбиения секции волновода на элементы [13]

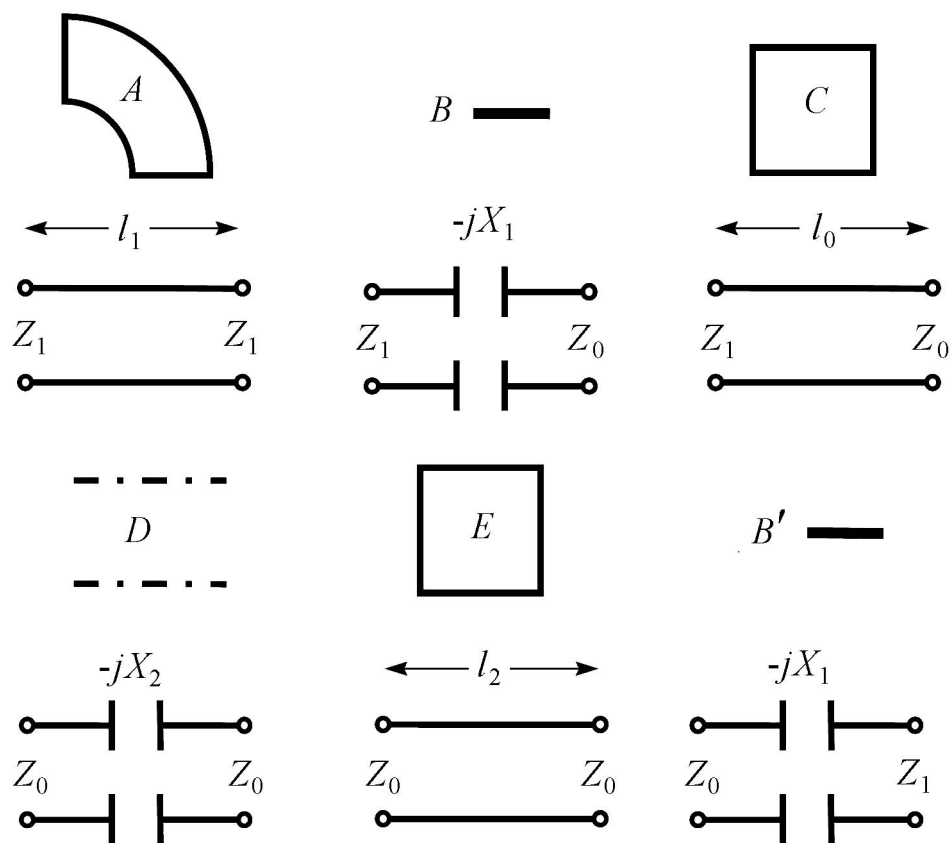


Рис. 4. Соответствие элементов волновода и элементов электрической цепи [13]

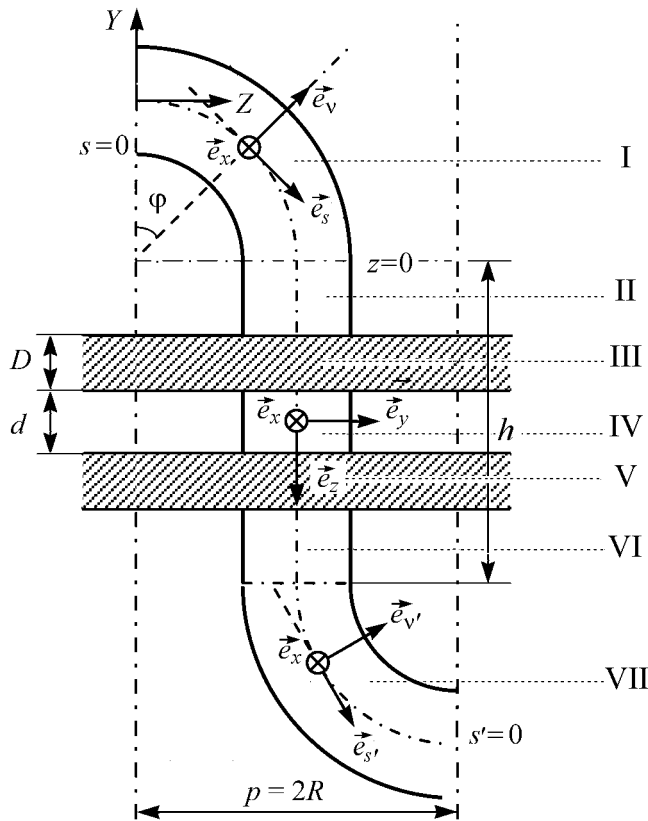


Рис. 5. Схематическое изображение модели, использованной в методе согласования поля [13]

зрения кинетической теории плазмы. Иными словами, вклад пучков может быть выражен через эквивалентную диэлектрическую проницаемость.

Компоненты электрического поля в прямоугольном волноводе удовлетворяют уравнениям Максвелла. В декартовых координатах волновое уравнение для прямоугольного волновода выглядит следующим образом:

$$\left[ \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \varepsilon_{e,a} \left( \frac{\omega^2}{c^2} - k_z^2 \right) \right] \psi(x, y, z) = 0. \quad (1)$$

Здесь индекс  $a = \text{II, III, IV, V, VI}$  соответствует пяти участкам волновода,  $\psi$  – некоторая функция,  $\omega$  – круговая частота,  $c$  – скорость света,  $\varepsilon_{e,a}$  – диэлектрическая проницаемость, которую можно выразить как

$$\varepsilon_{e,a} = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\gamma^2 (\omega - k_y v_0)^2}, \quad (\text{при } a = \text{III, V}), \quad (2)$$

$$\varepsilon_{e,a} = 1, \quad (\text{при } a = \text{II, IV, VI}), \quad (3)$$

где  $k_{y,z}$  – волновые числа в  $x$ - и  $y$ -направлениях,  $\omega_{pe}$  – плазменная частота,  $\gamma$  – релятивистский фактор.

На участках I и VII компоненты поля также удовлетворяют уравнениям Максвелла, однако волновое уравнение удобнее записать в других координатах следую-

щим образом:

$$\left( u^2 \frac{\partial^2}{\partial x^2} + u^2 \frac{\partial^2}{\partial v^2} + u \frac{\partial}{\partial v} + R^2 \frac{\partial^2}{\partial s^2} + u^2 \omega^2 \mu \varepsilon \right) \psi(x, v, s) = 0, \quad (4)$$

где  $u = v + R$ . Подробное решение данного уравнения приведено в работах [15, 16]. На основании данной модели также была получена дисперсионная диаграмма.

Наконец, третьим подходом, который использовали авторы статьи [13], явилось моделирование в CST Microwave Studio (рис. 6). В результате были получены графики зависимостей фазовой скорости волн от частоты в случаях отсутствия пучков, наличия одного или двух пучков (рис. 7), а также графики зависимостей фазовой скорости от частоты при различных диаметрах пучков (рис. 8).

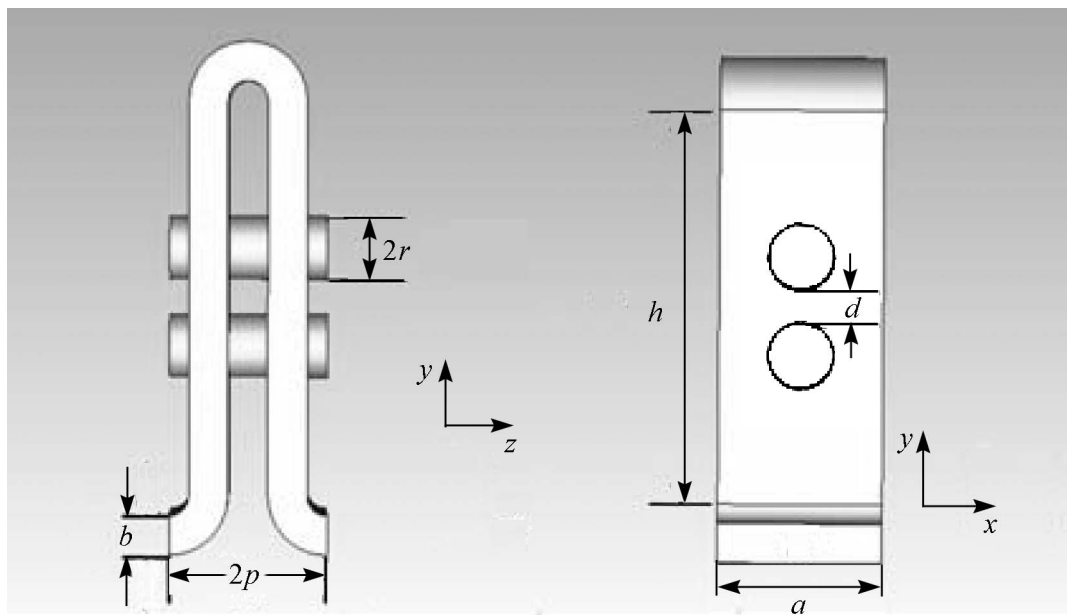


Рис. 6. Продольная и поперечная проекция модели при моделировании в CST Microwave Studio [13]

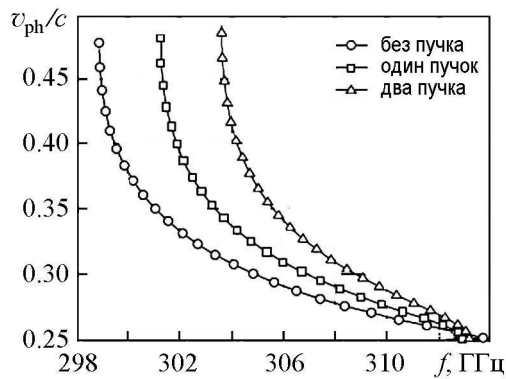


Рис. 7. Зависимость нормированной фазовой скорости от частоты при отсутствии пучков, при одном и двух пучках [13]

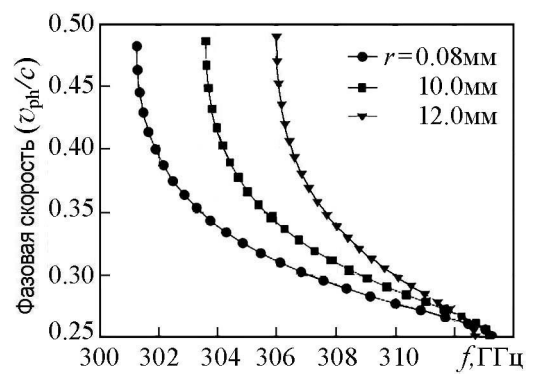


Рис. 8. Зависимость нормированной фазовой скорости от частоты при различных диаметрах каналов для пучка [13]

Авторами отмечено, что при увеличении количества каналов для пучков частота отсечки растет. Также было отмечено, что при уменьшении радиуса отверстий дисперсионная характеристика становится более пологой. Радиус отверстия влияет не только на значение фазовой скорости, но и на частоту отсечки. При увеличении радиуса частота отсечки также растет. Проведенный анализ способствует выбору параметров волновода в дальнейшем, к примеру, с целью получения более пологой дисперсионной характеристики.

Авторами [13] было проведено сравнение использованных методов. Результаты сравнения представлены в виде графиков зависимостей нормированной фазовой скорости от частоты (рис. 9) для трех значений диаметров пучков.

Авторы отмечают, что моделирование в CST учитывало все особенности исследуемой структуры в отсутствие электронных потоков, в то время как в остальных моделях некоторые особенности не учитывались. Это привело к возникновению незначительных расхождений характеристик. Из рисунков видно, что результаты моделирования в CST хорошо согласуются с результатами моделирования методом эквивалентных контуров в случае достаточно малого диаметра отверстий для пучков. Аналогично дела обстоят и с методом согласования поля. В случае малого диаметра отверстий метод согласования поля позволяет получить результат, достаточно близкий по точности к CST. Однако он требует несколько больше машинного времени, чем при тех же условиях менее точный метод эквивалентных контуров. При этом моделирование обоими методами (эквивалентных контуров и согласования поля) требует значительно меньше машинного времени, чем моделирование в CST.

Следует упомянуть еще одну интересную работу членов этой же научной группы, [17], посвященную моделированию системы, схема которой приведена на рис. 10. Предложенная система состоит из цилиндра с нанесенной на внутреннюю поверхность замедляющей системой типа «гребенка». Внутри цилиндра с различными скоростями распространяются два цилиндрических электронных пучка конечной тол-

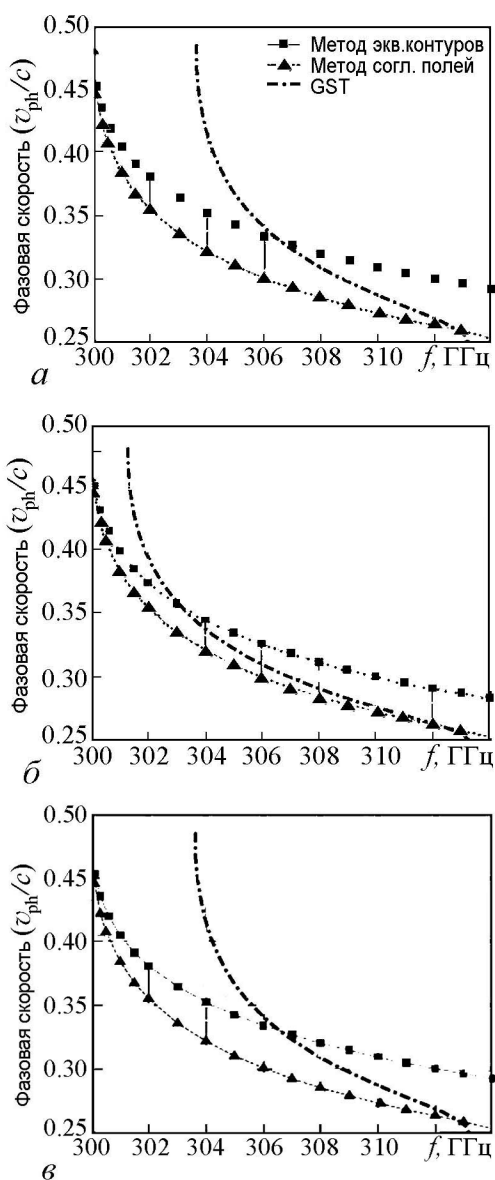


Рис. 9. Графики зависимостей фазовой скорости от частоты, полученные на основе трех методов при различных радиусах пучков, мм:  $r = 0.06$  (а),  $0.08$  (б),  $0.1$  (в) [13]

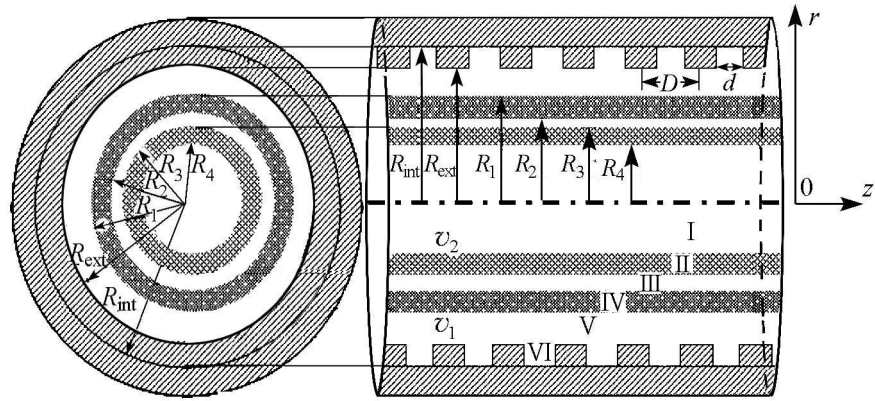


Рис. 10. Две проекции исследуемой системы [17]

щины. В обычном случае данная структура обладает аномальной дисперсией, что позволяет использовать ее в качестве замедляющей системы для ЛОВ. Авторами было сделано предположение о возможности применения двух электронных пучков с целью улучшения выходных характеристик такого генератора за счет явления двухпотоковой неустойчивости. Рассмотрим систему подробнее.

Период гребенки равен  $D$ , расстояние между кольцами гребенки  $d$ . Концентрические пучки имеют толщину  $b$  и находятся на расстоянии  $\Delta r = |R_2 - R_3|$ , где  $R_2$  – внутренний радиус первого и основного пучка, ток которого составляет 75% от общего тока. Радиус  $R_3$  – внешний радиус второго пучка, играющего роль возмущаемого пучка, ток которого составляет 25% от общего тока. Таким образом, пространство взаимодействия можно поделить на шесть областей:

$$\left. \begin{aligned}
 \text{(I)} : & \quad 0 \leq r < R_4 \\
 \text{(II)} : & \quad R_4 \leq r < R_3 \\
 \text{(III)} : & \quad R_3 \leq r < R_2 \\
 \text{(IV)} : & \quad R_2 \leq r < R_1 \\
 \text{(V)} : & \quad R_1 \leq r < R_{\text{ext}} \\
 \text{(VI)} : & \quad R_{\text{ext}} \leq r \leq R_{\text{int}}
 \end{aligned} \right\} . \quad (5)$$

Итак, предполагается, что пучки в данной системе движутся в бесконечном продольном магнитном поле только в направлении  $z$  со скоростями  $v_1$  и  $v_2$ . Пучок, расположенный ближе к гребенке, принимается за первый, а расположенный ближе к центру – за второй пучок. Таким образом, толщина первого пучка  $d_1 = |R_1 - R_2|$ , а толщина второго пучка  $d_2 = |R_3 - R_4|$ .

Авторы отмечают, что поведение двух электронных пучков в трубке удовлетворяет уравнениям Максвелла, уравнению Пуассона и уравнению непрерывности. Исходя из источников, ссылки на которые приведены в работе, волновое уравнение для  $n$ -й пространственной гармоники продольной компоненты электрического поля имеет вид

$$\left[ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial}{\partial r} \right) + \varepsilon_{L,n} \left( \frac{\omega^2}{c^2} - k_n^2 \right) \right] E_{zn}(r) = 0, \quad (6)$$



где индекс  $L$  соответствует номеру области,  $\omega$  – круговая частота,  $c$  – скорость света, а  $\varepsilon_{L,n}$  – диэлектрическая проницаемость различных участков:

$$\begin{aligned} \varepsilon_{2,n} &= 1 - \frac{\omega_{p2}^2}{\gamma_2^3 (\omega - k_n v_2)^2}, \\ \varepsilon_{4,n} &= 1 - \frac{\omega_{p1}^2}{\gamma_1^3 (\omega - k_n v_1)^2}, \\ \varepsilon_{1,n} &= \varepsilon_{3,n} = \varepsilon_{5,n} = 1. \end{aligned} \quad (7)$$

Здесь  $k_n = k_0 + 2\pi n/D$  – продольное волновое число  $n$ -й гармоники,  $\gamma_i = 1 + (eV_i)/(m_0 c^2)$  ( $i = 1, 2$ ) – релятивистский фактор первого и второго пучка,  $\omega_{pi}$  – плазменные частоты пучков. Поскольку период гребенки много меньше длины волны в свободном пространстве, поля в области VI удовлетворяют уравнениям Максвелла и могут быть представлены в виде стоячих ТЕМ-волн.

В ходе сложных преобразований, вынесенных в работе [17] в отдельное Приложение и включающих описание полей в каждой области, авторы получили дисперсионное уравнение системы. Осуществлен также переход к дисперсионным уравнениям для однолучевой системы и для «холодной системы» без пучков. Первым проанализировано дисперсионное уравнение для «холодной системы». Построены дисперсионные уравнения для различных значений радиусов гребенки при среднем ускоряющем напряжении 40 кВ. Для анализа авторами была выбрана одна из низших мод рис. 11, соответствующая частоте 33.4 ГГц. На рис. 12 показаны дисперсионные характеристики для выбранной низшей моды при различных радиусах гребенки. Видно, что по мере уменьшения радиуса значения рабочей частоты и частоты отсечки увеличиваются. Для случая наименьшего радиуса было проведено сравнение теоретической дисперсионной характеристики с характеристикой, полученной

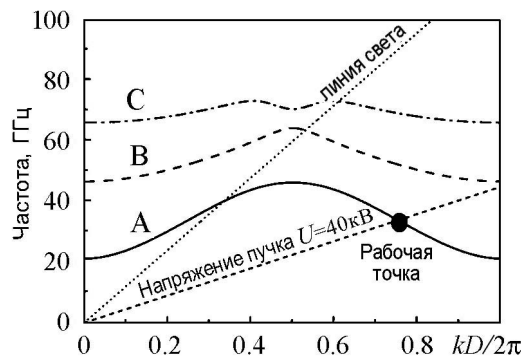


Рис. 11. Три низшие моды, полученные из дисперсионного уравнения (7) в работе [17]

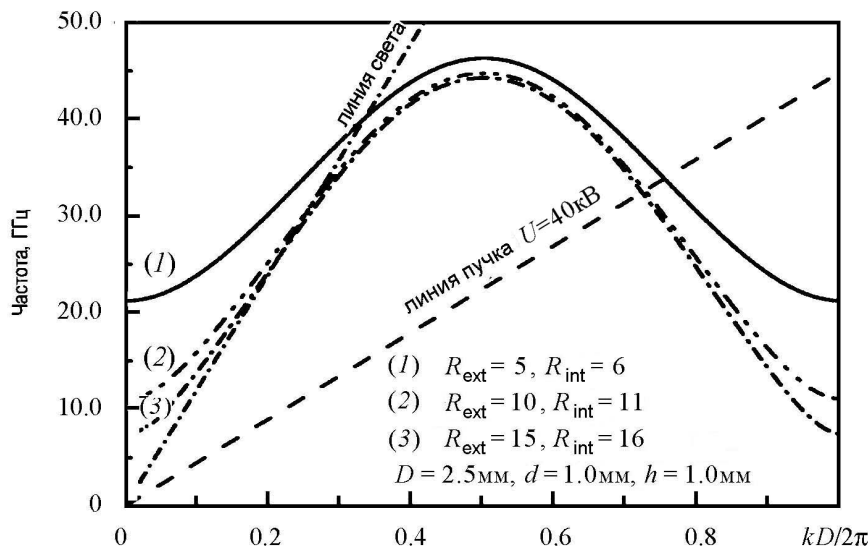


Рис. 12. Дисперсионные кривые при различных радиусах гребенки (мм) [17]

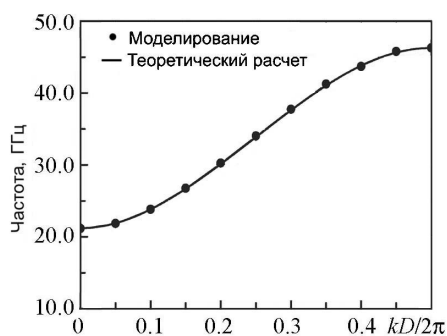


Рис. 13. Сравнение результатов моделирования и теоретического расчета [17]

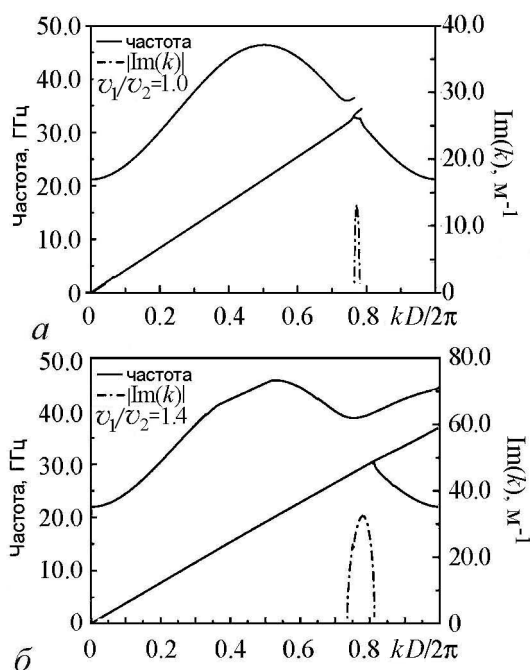


Рис. 14. Дисперсионные характеристики для случаев одного пучка (а) и двух пучков (б) [17]

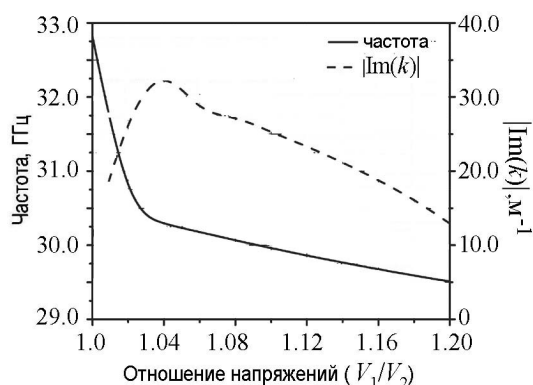


Рис. 15. График зависимости рабочей частоты и величины усиления от отношения напряжений [17]

с помощью моделирования методом «частица в ячейке». Теоретическая модель показала хорошее совпадение с результатами моделирования (рис. 13).

Далее авторы провели анализ уже «горячей» системы, который состоял из двух частей. В первой части анализа предполагалось, что имеет место только один электронный пучок. Это соответствует ситуации, когда у пучков отсутствует разность скоростей, а между пучками отсутствует зазор. При этом общий ток составлял 72 А, а ускоряющее напряжение было равно 40 кВ. Соответствующая дисперсионная характеристика приведена на рис. 14, а. Во второй части анализа предполагалось наличие уже двух пучков. Ток первого пучка составлял 54 А, а второго – 18 А, что в сумме давало то же значение, что и в первом случае. Полученная дисперсионная характеристика приведена на рис. 14, (б).

Анализ характеристик позволил авторам говорить о значительном преимуществе, возникающем при использовании двух пучков. Наиболее оптимальному усилению, как было показано, соответствует отношение напряжений  $V_1/V_2 = 1.04$ . Это вытекало из зависимости, приведенной на рис. 15. Было показано, что в случае применения двух пучков увеличивается значение усиления на единицу длины. Как отмечают авторы, это происходит за счет явления двухпучковой неустойчивости, возникающей при взаимодействии двух электронных потоков.

Помимо описанного выше анализа авторы статьи [17] провели моделирование изучаемой системы методом «частица в ячейке». Геометрия модели приведена на рис. 16. В данной цилиндрической системе по краям слева и справа расположены слои поглотителя. Цилиндрическая гребенка представлена в виде замедляющей структуры

с периодом  $D = 2.5$  мм и с количеством периодов  $N = 30$ . Предполагалось, что поверхность гребенки представляет собой идеальный проводник, а ее канавки строго параллельны и имеют ширину и глубину, равные 1 мм. Два близких concentрических пучка формировались двумя катодами, расположенными на левой границе области. Общий ток составлял 72 А, три четверти которого составлял ток первого, внешнего пучка, а оставшаяся четверть – ток второго, внутреннего пучка. Расстояние от замедляющей структуры до первого пучка  $h_0 = 0.1$  мм. Ускоряющее напряжение первого пучка было постоянным, 40 кВ. Ускоряющее напряжение второго пучка зависело от значения параметра  $V_r = V_1/V_2$ , которое изменялось в диапазоне от 1.0 до 1.12. Система находилась в продольном магнитном поле с индукцией 2 Тл.

Результаты моделирования представлены на рисунках. На рис. 17 дана зависимость выходной мощности от соотношения ускоряющих напряжений пучков. Видно, что максимальному значению выходной мощности соответствует  $V_r = 1.05$ . На рис. 18 представлена зависимость выходной мощности от параметра  $I_r = I_1/I$ , имеющего смысл доли, которую составляет ток первого пучка от полного тока  $I$  (случай  $I_r = 1$  соответствует системе с одним пучком). Видно, что максимальная мощность достигается при  $I_r = 0.75$ . Из графиков следует, что выходная мощность может быть значительно увеличена путем выбора оптимальных значений  $V_r$  и  $I_r$ . На рис. 19 приведена зависимость выходной мощности от расстояния между пучками. Очевидно, что эффект двухпотоковой неустойчивости экспоненциально убывает при увеличении расстояния между пучками.

Результаты, полученные в работе [17], говорят о том, что применение

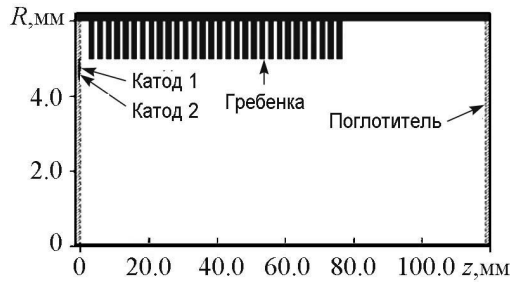


Рис. 16. Геометрия моделируемой системы [17]

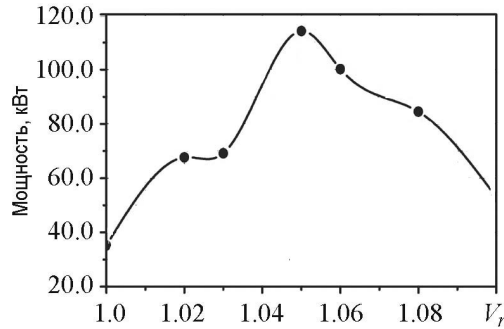


Рис. 17. График зависимости выходной мощности от параметра  $I_r = I_1/I$  [17]

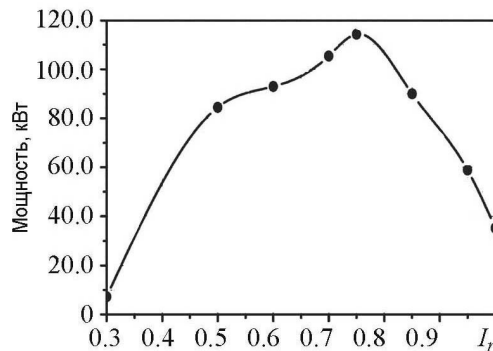


Рис. 18. График зависимости выходной мощности от параметра  $V_r = V_1/V_2$  [17]

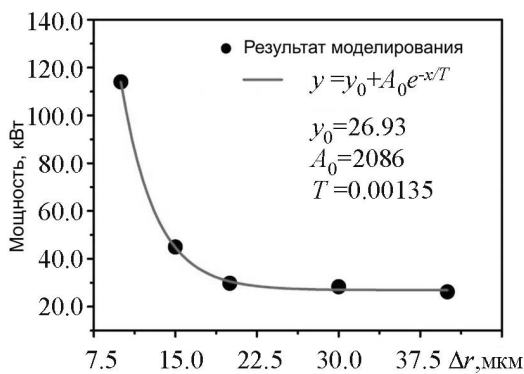


Рис. 19. Зависимость выходной мощности от расстояния между пучками  $\Delta r$ . Точками показаны результаты моделирования, кривая соответствует убывающей экспоненте вида  $y(x) = 26.93 + 2086 \cdot \exp(-x/0.00135)$  [17]

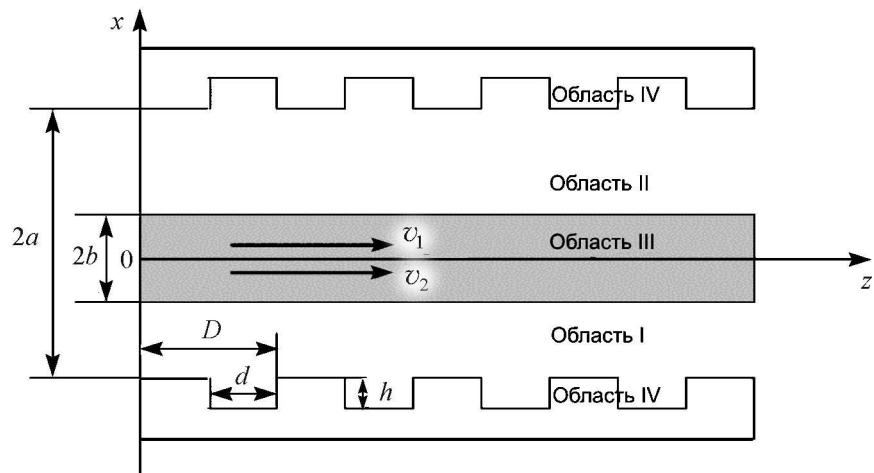


Рис. 20. Принципиальная схема исследуемой модели [18]

двух электронных пучков может значительно повысить выходные характеристики приборов за счет явления двухпучковой неустойчивости.

Следует отметить, что работе [17] предшествовало несколько более ранних статей этой же научной группы. При этом [17] является достаточно полной агрегацией идей, представленных в предыдущих работах этого коллектива. Тем не менее, следует хотя бы кратко перечислить их.

Первая работа, [18], была посвящена линейному анализу системы, представленной на рис. 20. Два хорошо перемешанных релятивистских электронных пучка движутся в пространстве между двумя поверхностями, на которые нанесена замедляющая структура типа «гребенка». В ходе работы получены дисперсионные уравнения и характеристики. Исходя из них, авторы предсказывали работу подобной системы на частотах до 375 ТГц.

Как видно из рисунка, система является прообразом цилиндрической системы с кольцевой гребенкой, рассмотренной авторами позднее. Результат линейного анализа приведённой системы показал перспективность использования двух электронных потоков.

Вскоре данной научной группой было проведено моделирование системы, в которой два ленточных электронных пучка движутся вдоль замедляющей системы типа «гребенка» [19]. Моделирование проводилось с помощью пакета MAGIC. Геометрия модели приведена на рис. 21. Пучки эмитировались с поверхностей двух катодов и ускорялись средним напряжением 40 кВ при суммарной плотности тока 1000 А/м. Пространство взаимодействия со всех сторон было окружено слоем поглотителя.

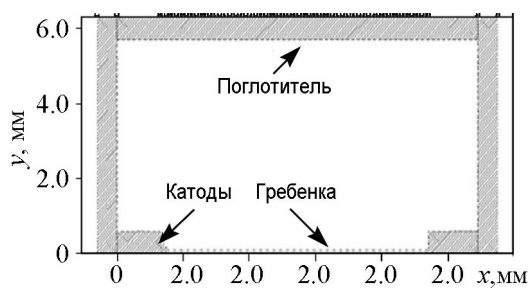


Рис. 21. Геометрия моделируемой системы [19]

Значительная часть исследования была посвящена нахождению оптимальных соотношений между токами пучков и ускоряющими напряжениями. Также было проведено сравнение с однолучевой моделью. Большая часть результатов использована при анализе уже

упоминавшейся цилиндрической системы. Интересным результатом моделирования стал тот факт, что применение двух пучков помимо снижения пусковых токов также может привести и к увеличению общей мощности излучения.

Похожую модель члены этой же научной группы рассмотрели в работе [20]. Исследования проводились как аналитически, так и с помощью моделирования. Остановимся на ней подробнее. Схема представлена на рис. 22.

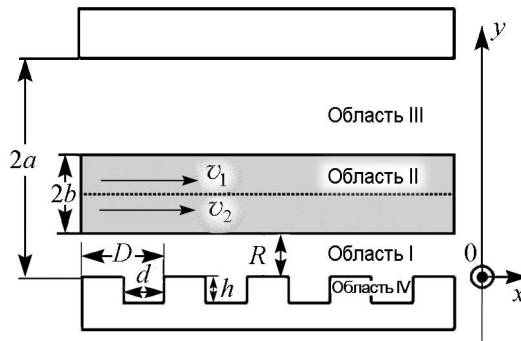


Рис. 22. Схема рассматриваемой модели [20]

Два электронных пучка с общей толщиной  $2b$  движутся вдоль прямоугольной гребенки в направлении  $x$  со скоростями  $v_1$  и  $v_2$ . Период гребенки обозначен через  $D$ ,  $h$  – глубина канавок,  $d$  – ширина канавок,  $R$  – расстояние до пучков,  $2a$  – расстояние между металлическими поверхностями. Для удобства пространство взаимодействия поделено на четыре области:  $0 < y < R$  – область I;  $R \leq y \leq R + 2b$  – область II;  $R + 2b < y \leq 2a$  – область III; а пространство внутри канавок, то есть  $-h \leq y \leq 0$  – область IV.

При выводе дисперсионного соотношения предполагалось, что система находится в бесконечно большом продольном магнитном поле, что исключает поперечное движение. Также предполагалось отсутствие статических полей, создаваемых пучками. Для описания системы применялись уравнения Максвелла и гидродинамические уравнения для холодных релятивистских пучков. В случае, когда ширина канавок  $d$  много меньше длины волны в свободном пространстве, поля внутри канавок могут быть представлены в виде стоячих ТЕМ-волн. С другой стороны, в областях I, II и III поля могут быть описаны с точки зрения пространственных гармоник с волновыми числами  $k_n = k_0 + 2\pi n/D$ , где  $n$  – номер гармоники. Используя граничные условия при  $y = 0$ ,  $y = R$ ,  $y = R + 2b$  и  $y = 2a$ , можно получить дисперсионное уравнение вида

$$\frac{D}{d} \operatorname{ctg} \left( \frac{\omega h}{c} \right) + \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{\omega}{c \kappa_n} H_n \left( \frac{\sin(k_n d/2)}{k_n d/2} \right)^2 = 0. \quad (8)$$

Здесь

$$H_n = \frac{\left\{ \varepsilon_{3,n}^{1/2} + \operatorname{tg}(\kappa_n R) \cdot G_n \right\}}{\left\{ \varepsilon_{3,n}^{1/2} \cdot \operatorname{tg}(\kappa_n R) - G_n \right\}}; \quad (9)$$

$$G_n = \frac{\left\{ \varepsilon_{3,n}^{1/2} \cdot \operatorname{tg}[\kappa_n (R + 2b - 2a)] - \operatorname{tg}(2\beta_n b) \right\}}{\left\{ 1 + \varepsilon_{3,n}^{1/2} \cdot \operatorname{tg}[\kappa_n (R + 2b - 2a)] \right\}}; \quad (10)$$

$\kappa_n = \left[ (\omega/c)^2 - k_n^2 \right]^{1/2}$  – поперечное волновое число для  $n$ -й пространственной

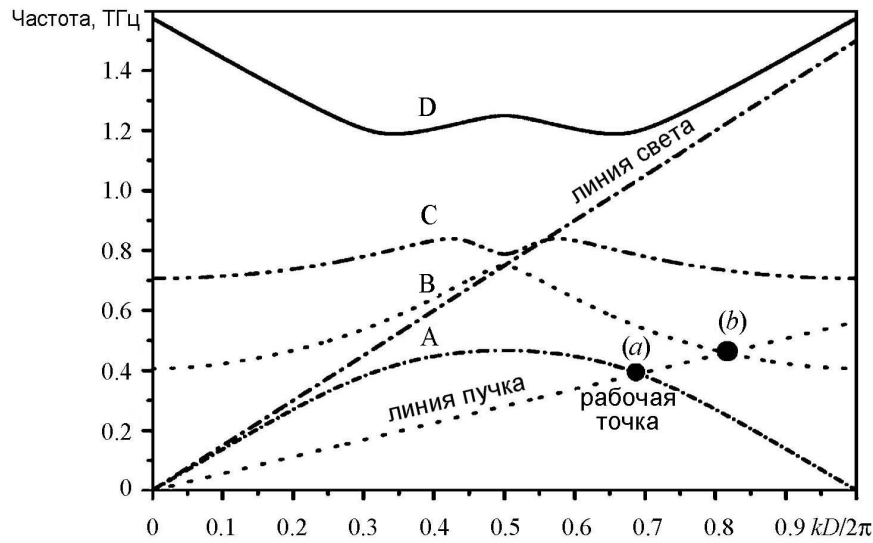


Рис. 23. Дисперсионная характеристика системы [20]

гармоники в вакууме;  $\beta_n = \sqrt{\varepsilon_{3,n}} \kappa_n$  – поперечное волновое число для  $n$ -й пространственной гармоники в области электронных пучков;  $\varepsilon_{3,n} = 1 - \sum_{i=1}^2 \left( \omega_{pi}^2 / \gamma_i^3 (\omega - k_n v_i)^2 \right)$  – диэлектрическая проницаемость в области пучка;  $\gamma_i = 1 + eV_i / m_0 c^2$  – релятивистский фактор  $i$ -го пучка;  $\omega$  – круговая частота;  $c$  – скорость света;  $V_i$  – ускоряющее напряжение  $i$ -го пучка;  $v_i = c [(\gamma_i^2 - 1) / \gamma_i^2]^{1/2}$  – скорость  $i$ -го пучка;  $\omega_{pi} = (e^2 n_{i0} / m_0 \varepsilon_0)^{1/2}$  – плазменная частота  $i$ -го пучка;  $n_{i0}$  – концентрация электронов в  $i$ -м пучке;  $e$  – заряд электрона;  $m_0$  – масса покоя электрона.

В случае отсутствия пучков дисперсионное уравнение будет иметь вид

$$\frac{D}{d} \operatorname{ctg} \left( \frac{\omega h}{c} \right) + \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{\omega}{c \kappa_n} \left[ \frac{\sin(k_n d / 2)}{k_n d / 2} \right]^2 \operatorname{ctg}(\kappa_n 2a) = 0. \quad (11)$$

Авторы [20] отмечают, что подробный вывод этих уравнений приведен в [21] и [22]. Далее авторами проведен численный анализ дисперсионного уравнения (11). На рис. 23 приведены дисперсионные характеристики для четырех низших мод, названных А, В, С, и D. Также на рисунок нанесена прямая, соответствующая пучку с ускоряющим напряжением 40 кВ. Из рисунка видно, что пучок может одновременно взаимодействовать с модами А и В на частотах, соответственно, 389.2 и 460.1 ГГц. При этом в обеих рабочих точках (а) и (b) фазовая скорость положительна, а групповая скорость отрицательна. Таким образом, волновод с гребенкой может быть использован в качестве замедляющей системы лампы обратной волны.

На рис. 24. приведена дисперсионная характеристика для случая, когда ускоряющие напряжения пучков одинаковы и равны 40 кВ. При этом пучки сливаются в один с суммарной плотностью тока 1000 А/м. Пунктиром обозначена мнимая часть решения, соответствующая нарастанию. Как видно из рисунка, максимальное нарастание наблюдается при синхронизме электронного пучка и медленной волны, что

для мод А и В составляет 387.2 и 457.6 ГГц, соответственно. При взаимодействии с модой А нарастание выше.

На рис. 25 приведена дисперсионная характеристика для случая с двумя пучками, скорости которых различаются. Параметры гребенки остались теми же. Напряжение первого пучка  $V_1 = 40$  кВ, плотность тока  $I_1 = 900$  А/м; напряжение второго пучка определяется из значения  $V_r = 1.02$ , где  $V_r = V_2/V_1$ , плотность тока второго пучка  $I_2 = 100$  А/м.

Из сравнения рис. 24 и 25 видно, что форма дисперсионной характеристики заметно меняется благодаря наличию двухпоточковой неустойчивости. Также можно отметить, что за счет двухпоточковой неустойчивости увеличивается коэффициент нарастания возмущений во времени. Авторы провели анализ зависимости коэффициента нарастания от соотношения ускоряющих напряжений для случая взаимодействия пучков с модой А. Результаты приведены на рис. 26.

Примечательно, что соотношение напряжений имеет оптимальное значение  $V_r = 1.02$ , и при нем коэффициент нарастания более чем в два раза выше коэффициента нарастания при  $V_r = 1$ .

Далее авторами было проведено моделирование исследуемой системы методом «частица в ячейке». Геометрия модели приведена на рис. 27. Отличие от предыдущей модели заключается в наличии верхней идеально проводящей стенки.

Идеально проводящая, прямоугольная, строго параллельная гребенка расположена в нижней части системы. Расстояние от гребенки до верхней пластины составляет 0.3 мм. Над гребенкой движутся два близких ленточных электронных потока, создаваемые двумя катодами, расположенными на левой гра-

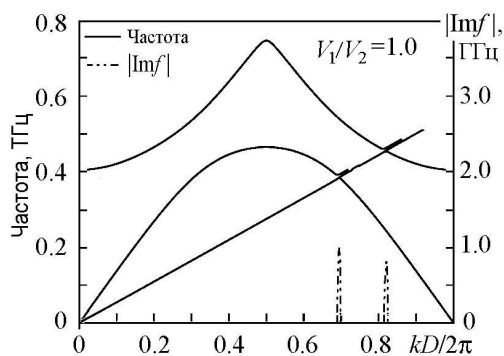


Рис. 24. Дисперсионная характеристика системы в случае совпадения скоростей пучков [20]

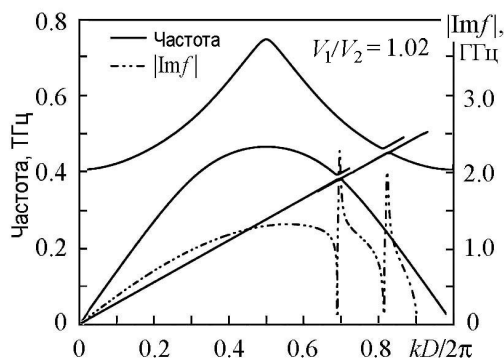


Рис. 25. Дисперсионная характеристика системы в случае  $V_r = 1.02$  [20]

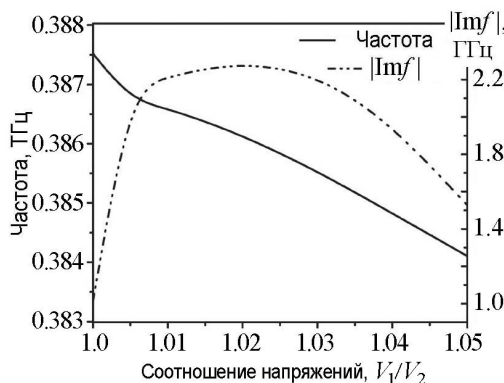


Рис. 26. Зависимость частоты генерации и коэффициента нарастания от соотношения ускоряющих напряжений пучков [20]

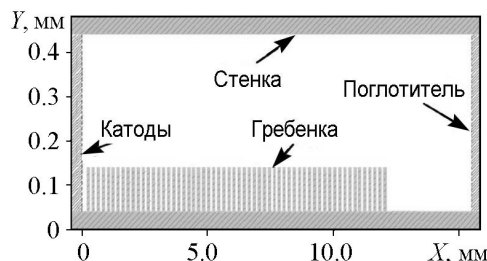


Рис. 27. Схема модели взаимодействия двух электронных пучков с гребенкой [20]

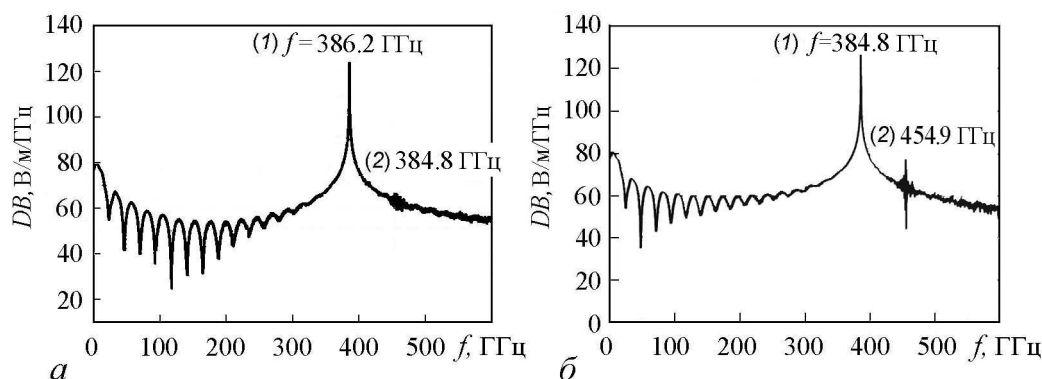


Рис. 28. Спектры генерируемых сигналов в системе с одним пучком (а) и в системе с двумя пучками (б) [20]

ни. Общая толщина двух пучков 60 мкм. Первый пучок, называемый основным, имеющий толщину 45 мкм и переносящий 90% общего тока, расположен вблизи поверхности гребенки на расстоянии 40 мкм. Второй пучок, переносящий остальные 10% общего тока, находится над основным пучком на расстоянии 3 мкм. Вся моделируемая область поделена на прямоугольные ячейки ( $\delta x = 10$  мкм,  $\delta y = 10$  мкм). Ускоряющее напряжение основного пучка 40 кВ, параметр  $V_r$  изменялся в пределах от 1.0 до 1.05. В системе предполагалось наличие постоянного продольного магнитного поля с индукцией 4 Тл.

На рис. 28 приведены спектры генерируемых сигналов, полученные в результате моделирования. Слева приведен спектр сигнала в системе с одним электронным пучком, справа приведен спектр сигнала в системе с двумя электронными пучками. Видно, что в первом случае происходит генерация на частотах 386.2 и 456.0 ГГц, а во втором случае генерация происходит на частотах 384.8 и 454.9 ГГц. Эти частоты соответствуют рабочим точкам на дисперсионных характеристиках, приведенных ранее, на рис. 23.

Авторы отмечают, что за счет эффектов пространственного заряда полученные значения частот оказались ниже значений, предсказанных теорией.

Интересной задачей оказалось нахождение наиболее оптимальных соотношений токов пучков, ускоряющих напряжений, а также соотношений толщин пучков.

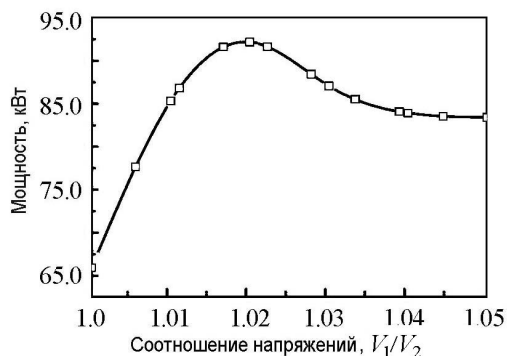


Рис. 29. Зависимость выходной мощности от соотношения ускоряющих напряжений [20]  
пучка,  $b$  – толщина двух пучков.

Ниже приведены соответствующие диаграммы зависимости мощности излучения от указанных параметров.

Из графика на рис. 29 следует, что оптимальное значение параметра  $V_r = V_1/V_2$  равно 1.02, что совпадает с данными теоретического расчета. При этом значении были построены графики зависимостей мощности излучения от соотношения  $I_1/I$  и соотношения  $b_1/b$ , приведенные на рис. 30 и рис. 31, соответственно. Здесь  $I_1$  – ток первого пучка,  $I$  – полный ток,  $b_1$  – толщина первого



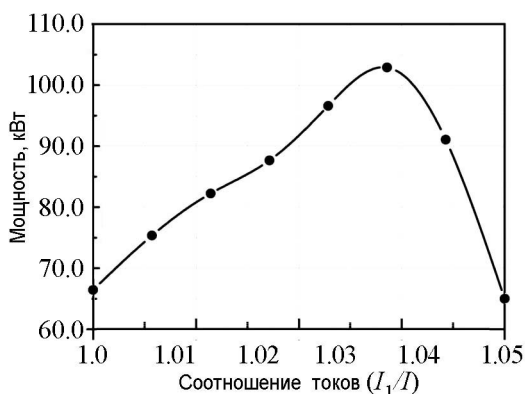


Рис. 30. Зависимости выходной мощности от отношения токов пучков [20]

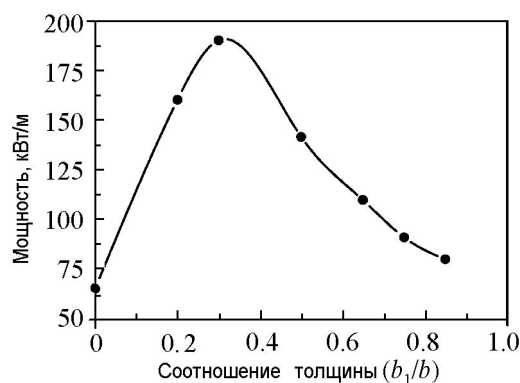


Рис. 31. Зависимости выходной мощности от отношения толщины пучков [20]

В описанных выше работах содержатся материалы, позволяющие говорить о перспективности применения двух электронных потоков для генерации излучения в терагерцовом диапазоне частот. Во всех четырех работах рассматриваются перспективные двухлучевые системы, позволяющие на их базе создать коротковолновые ЛОВ. На момент выхода каждой из этих работ, их авторами планировалось создание экспериментальных макетов систем.

### Двухпотоковые модели с дискретным взаимодействием

Последним стоит цикл работ, посвященный модели, сочетающей в себе особенности приборов с дискретным взаимодействием и приборов с дифракционным излучением. В одной из них, [23], авторы рассматривают систему, в которой два электронных потока сначала по отдельности группируются, а затем взаимодействуют сквозь перфорированный экран, что приводит к значительному увеличению излучаемой мощности. Рассмотрим подробнее структуру.

Как видно из рис. 32, система состоит из двух секций – секции модуляции и секции излучения. В первой секции пучки не взаимодействуют друг с другом, находясь каждый в своем канале. При этом каждый пучок движется вблизи двухсторонней замедляющей гребенки. Значительная часть указанной работы посвящена анализу процессов в модулирующей системе. Мы не будем останавливаться на этом подробно, поскольку схожие задачи уже упоминались ранее в этом обзоре, причем в двухлучевом случае. Отметим лишь основные моменты. Под действием возникающего излучения Смита–Парселла происходит группировка электронных пучков в каналах. Далее пучки влетают в пространство, в котором происходит их взаимодействие друг с другом сквозь перфорированный экран, а также происходит процесс излучения. Согласно авторам, из-за наличия отверстий связи возникает синхронизация пучков. За счет этого происходит увеличение мощности излучения более чем в два раза по сравнению с вариантом, когда используется только один пучок с тем же полным током. Данные выводы авторами были сделаны на основании результатов компьютерного моделирования. В дальнейшем авторы предполагают создание многолучевых приборов подобного типа.

Еще одна работа этой научной группы посвящена специфической сэндвич-структуре [24]. На рис. 33 приведена схема рассматриваемой ими модели.

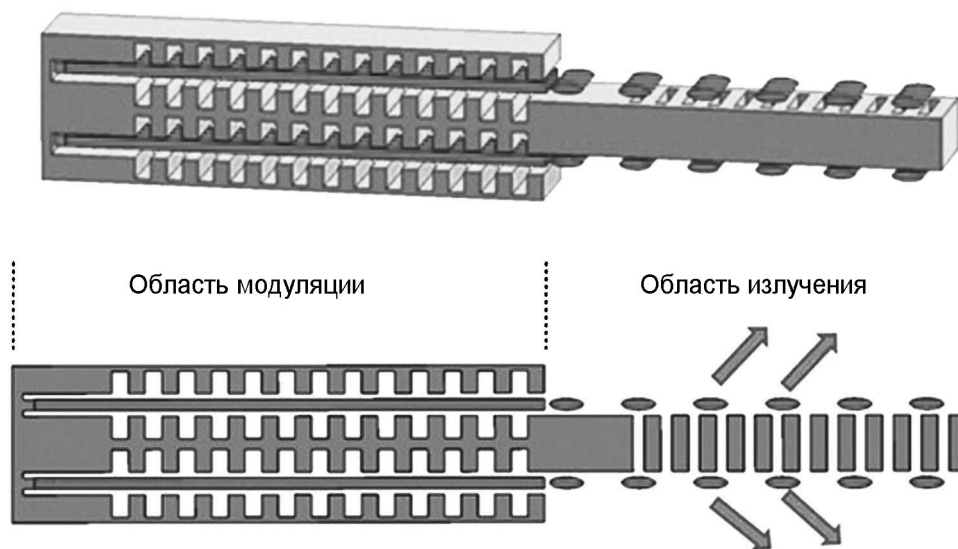


Рис. 32. Общий вид исследуемой системы с дискретным взаимодействием [23]

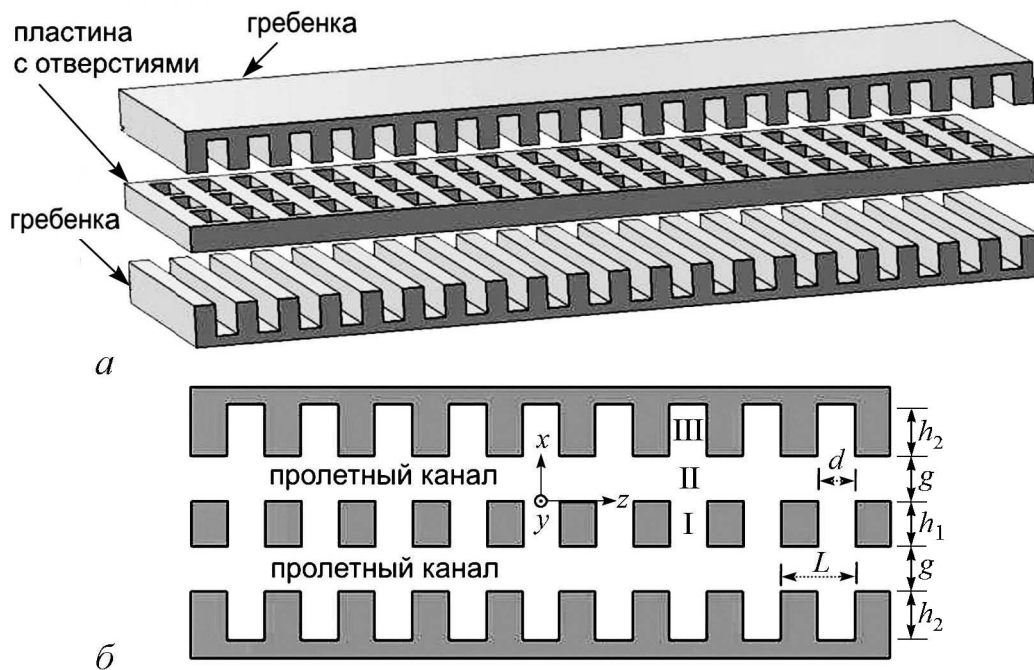


Рис. 33. *a* – трехмерная структура, *б* – двумерное изображение структуры [24]

Данная структура представляет собой три слоя – две замедляющие системы типа гребенка, между которыми находится пластина с отверстиями. Согласно терминологии, используемой авторами, по поверхности перфорированной пластины могут распространяться медленные электромагнитные волны, именуемые поверхностными плазмонами, способные взаимодействовать с электронными пучками. При достаточно малых размерах отверстий это может приводить к генерации электромагнитного излучения терагерцового диапазона частот. Этот же подход был использован в работе, описанной выше. Однако, поскольку данная структура является открытой, для ее

возбуждения требуются достаточно большие стартовые плотности токов (на частоте 0.3 ТГц требуется около  $50 \text{ А/см}^2$ ). Также не приходится говорить о высоком КПД, поскольку группировка электронов оказывается весьма слабой. Для решения этих проблем авторами предложено использовать двухрядную гребенку, поскольку данная замедляющая система обладает высокой эффективностью в терагерцовом диапазоне. Таким образом, новая конструкция с двумя пучками должна позволить увеличить выходную мощность, тем самым снизить пусковые токи, а также увеличить КПД.

Авторами было показано, что поверхностные волны гребенок могут взаимодействовать с поверхностными плазмонами, а электронные пучки могут взаимодействовать друг с другом сквозь отверстия в пластине. Благодаря таким связям значительно повышаются глубина модуляции пучков, а также мощность излучения. Таким образом, значение пускового тока снижается почти до  $10 \text{ А/см}^2$ , а КПД достигает 4%.

### Заключение

Данный обзор является попыткой наиболее полного описания трудов, посвященных такому широкому во всех смыслах явлению, как двухпотоковая неустойчивость, применительно к вакуумной электронике сверхвысоких частот. При этом авторы отдают себе отчет в том, что в общем случае это явление выходит далеко за границы рассмотренной здесь области, поскольку данное понятие часто встречается в работах исследователей в области аэро- и гидродинамики, астрофизики, плазменной, твердотельной электроники и пр.

В первой части данного обзора были собраны работы, которые, по мнению авторов, внесли основной вклад в развитие идей двухпотоковой неустойчивости в электронике. Анализ этих работ позволяет говорить о чрезвычайной теоретической и практической значимости представленных в них результатов. Можно отметить, что усилиями исследователей были созданы теоретические модели, а в некоторых случаях даже рабочие макеты, двухлучевых модификаций почти всех известных генераторов и усилителей, применяемых в СВЧ-диапазоне. Однако серийных образцов выпустить не удалось, и к концу XX века интерес исследователей к двухпучковым системам значительно снизился, а само явление двухпотоковой неустойчивости оказалось практически забытым, что, на наш взгляд кажется крайне несправедливым. Этого же мнения, по всей видимости, придерживаются и исследователи, чьи работы приведены во второй части обзора. В ней проведен анализ последних наиболее актуальных работ, посвященных явлению двухпотоковой неустойчивости в электронике СВЧ, а также системам и приборам, в которых применяются два взаимодействующих электронных потока. Из этого анализа следует, что общая тенденция к смещению рабочих частот в терагерцовый диапазон фактически подарила двухпучковым системам вторую жизнь. В последнее время количество работ, посвященных этой теме, резко возросло. Исследователи со всего мира, в частности, из Китая, Кореи, Японии, Америки и других стран, изучают вопросы, связанные с генерацией и усилением сигналов на основе двухпотоковых систем. На наш взгляд, приведенные в данном обзоре работы, с одной стороны, в полной мере иллюстрируют заинтересованность зарубежных исследователей в данной теме, а с другой стороны, являются доказательством перспективности дальнейших исследований в этой области.

## Библиографический список

1. *Svimonishvili T.* Modeling of a compact terahertz source based on the two-stream instability. Dissertation Submitted in Partial Fulfillment of the Requirements for the Degree of Doctor of Philosophy Engineering, The University of New Mexico, Albuquerque, New Mexico, 2012.
2. *Bishofberger K., Carlsten B., Faehl R.* Generation of millimeter and sub-millimeter radiation in a compact oscillator utilizing the two-stream instability // IVEC 2008, april 22-24, 2008. P. 164.
3. *Bishofberger K., Carlsten B., Faehl R.* // Proceedings of LINAC08, Victoria, BC, Canada, 1D-FELs, 504-505.
4. *Svimonishvili T., Bishofberger K., Faehl R.J., Carlsten B.E.* // Abstracts IEEE International Conference on Plasma Science. 2010. P. 1.
5. *Mohammadi S., Jazayeri M.* Parallel PIC simulation for two stream instability // Iranian Journal of Physics Research. 2010. Vol. 10, № 3.
6. *Ghorbanalilu M., Abdollahzadeh E., Rahbari E.* Particle-in-cell simulation of two stream instability in the non-extensive statistics // Laser and Particle Beams. 2014. Vol. 32. P. 399–407.
7. *Nadrifard S., Maraghechi B., Mohsenpour T.* Wave mode instabilities in a two-stream free-electron laser with a background plasma // Plasma Phys. Control. Fusion. 2013. Vol. 55.
8. *Kulish V.V., Lysenko O.V., Savchenko V.I., Majornikov I.G.* The two-stream free-electron laser as a source of electromagnetic femtosecond wave packages // Laser Physics. 2005. Vol. 15, № 12. P. 1629–1633.
9. *Marinelli A., Hemsing E., Rozenzweig J.B.* Using the relativistic two-stream instability for the generation of soft-X-ray attosecond radiation pulses // Phys. Rev. Lett. Feb. 2013. 110.
10. *Wang G., Litvinenko V.N., Jing Y.* Broad-band amplifier based on two-stream instability // Proceedings of FEL 2013. New York, NY, USA.
11. *Umeda T.* Study on Nonlinear Processes of Electron Beam Instabilities via Computer Simulations. Ph.D. Thesis, Kyoto University, 2004.
12. *Umeda T., Omura Y., Miyake T., Matsumoto H.* Nonlinear evolution of the electron two-stream instability: Two-dimensional particle simulation // Proceedings of ISSS-7, March, 2005. P. 26–31.
13. *Li K., Liu W., Wang Y., Cao M.* Dispersion characteristics of two-beam folded waveguide for terahertz radiation // IEEE Transactions on Electron Devices. Dec. 2013. Vol. 60, 12.
14. *Booske J.H., Converse M.C., Kory C.L., Chevalier C.T., Gallagher D.A., Kreisler K.E., Heinen V.O., Bhattacharjee S.* Accurate parametric modeling of folded waveguide circuits for millimeter-wave traveling wave tubes // IEEE Transaction on Electron Devices. May 2005. Vol. 52, № 5. P. 685.
15. *San-Blas A.A., Gimeno B.* A rigorous and efficient full-wave analysis of uniform bends in rectangular waveguide under arbitrary incidence // IEEE Trans. Microw. Theory Tech. Feb. 2003. Vol. 51, № 2. P. 397–405.
16. *Weisshaar A.* A rigorous and efficient method of moments solution for curved waveguide bends // IEEE Trans. Microw. Theory Tech. Dec. 1992. Vol. 40, № 12. P. 2200–2206,

17. *Liu W., Liu P., Yong W., Yang Z.* Enhancements of Cherenkov radiation by two electron beams // *IEEE Trans. on Plasma Science*. Dec. 1992. Vol. 40, 3.
18. *Liu W., Liang Zh., Yang Z., Li D., Imasaki K.* Two-stream Smith–Purcell free-electron laser using a dual-grating: Linear analysis // *Proceedings of FEL 2006*, Bessy, Germany.
19. *Liu W., Yang Z., Liang Zh., Li D., Imasaki K., Shi Z., Lan F., Park G.* Enhancement of terahertz Smith–Purcell radiation by two electron beams // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*. 2007. A 580.
20. *Liu W., Yang Z., Liang Zh., Li D., Imasaki K., Shi Z., Lan F., Park G., Liu Sh.* Enhancements of terahertz radiation from a grating waveguide by two-stream instability. // *IEEE Transactions on Plasma Science*. 2008. Vol. 36. Issue 3. P. 748–756.
21. *Freund H.P., Douglas D., and O’Shea P.G.* Multiple-beam free-electron lasers // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. Section A: Accel. Spectrom. Detect. Assoc. Equip.* Jul. 2003. Vol. 507, № 1. P. 373–377.
22. *Garate E., Cherry R., Fisher A., and Phillips P.* High gain metal grating free-electron laser // *J. Appl. Phys.* Dec. 1988. Vol. 64, № 12. P. 6618–6625.
23. *Zhang Y. and Dong L.* Enhanced coherent terahertz Smith–Purcell superradiation excited by two electron-beams // *Optics Express*. 24 September 2012. Vol. 20, № 20.
24. *Zhang Y., Zhou Y., Dong L.* THz radiation from two electron-beams interaction within a bi-grating and a subwavelength holes array composite sandwich structure // *Optics Express*. 23 September 2013. Vol. 21, № 19.

*Поступила в редакцию*      19.02.2016  
*После доработки*              15.04.2016

## TWO-STREAM INSTABILITY – LINEAR AND NONLINEAR MICROWAVE PHENOMENA

### Part II

*A. V. Titov*

National Research Saratov State University  
Russia, 410012 Saratov, Astrahanskaya, 83  
E-mail: Titovav88@gmail.com

This article is the second part of the review of works devoted to the phenomenon of two-stream instability in microwave electronics. As it is known, a problem of creating devices operating in the terahertz frequency range is a rather actual today. Although there are many devices that can generate or amplify signals in this range, most of them refer to extremely powerful relativistic devices. At the same time there is a lack of compact medium power devices. In recent years, models based on the interaction of two electron beams appear in the papers of foreign research groups even more often. This review is an effort more fully describe the articles dealing with such wide in every sense of the phenomenon of two-stream instability in relation to the vacuum microwave electronics. The authors realize that, in general, this phenomenon extends far beyond the boundary of a domain considered here, since this concept is often found in the papers in the field of aerodynamics and hydrodynamics, astrophysics, plasma, solid-state electronics, etc. It

follows that the general tendency to shift operating frequencies in the terahertz range gave a second life to two-stream system. Researchers from around the world, especially from China, Korea, Japan, America and other countries, are studying problems related to the generation and amplification of signals based on the two-stream system. In our view, on the one hand, contained in this review articles illustrate fully the interest of foreign researchers in this subject, and on the other hand, are proof of the prospects for further research in this area.

*Keywords:* Two-stream instability, two electron streams, double-stream amplifier, electron-wave tube.

DOI: 10.18500/0869-6632-2016-24-2-41-63

*Paper reference:* Titov A.V. Two-stream instability – linear and nonlinear microwave phenomena. Part II // *Izvestiya VUZ. Applied Nonlinear Dynamics*. 2016. Vol. 24, № 2. P. 41–63.

## References

1. *Svimonishvili T.* Modeling of a compact terahertz source based on the two-stream instability. Dissertation Submitted in Partial Fulfillment of the Requirements for the Degree of Doctor of Philosophy Engineering, The University of New Mexico, Albuquerque, New Mexico, 2012.
2. *Bishofberger K., Carlsten B., Faehl R.* Generation of millimeter and sub-millimeter radiation in a compact oscillator utilizing the two-stream instability // *IVEC 2008*, april 22–24, 2008. P. 164.
3. *Bishofberger K., Carlsten B., Faehl R.* // *Proceedings of LINAC08*, Victoria, BC, Canada, 1D-FELs, P. 504–505.
4. *Svimonishvili T., Bishofberger K., Faehl R.J., Carlsten B.E.* // *Abstracts IEEE International Conference on Plasma Science*. 2010. P. 1.
5. *Mohammadi S., Jazayeri M.* Parallel PIC simulation for two stream instability // *Iranian Journal of Physics Research*. 2010. Vol. 10, № 3.
6. *Ghorbanalilu M., Abdollahzadeh E., Rahbari E.* Particle-in-cell simulation of two stream instability in the non-extensive statistics // *Laser and Particle Beams*. 2014. Vol. 32, P. 399–407.
7. *Nadrifard S., Maraghechi B., Mohsenpour T.* Wave mode instabilities in a two-stream free-electron laser with a background plasma // *Plasma Phys. Control. Fusion*. 2013. Vol. 55.
8. *Kulish V.V., Lysenko O.V., Savchenko V.I., Majornikov I.G.* The two-stream free-electron laser as a source of electromagnetic femtosecond wave packages // *Laser Physics*. 2005. Vol.15, №12. P. 1629–1633.
9. *Wang G., Litvinenko V.N., Jing Y.* Broad-band amplifier based on two-stream instability // *Proceedings of FEL 2013*. New York, NY, USA.
10. *Marinelli A., Hemsing E., Rozenzweig J.B.* Using the relativistic two-stream instability for the generation of soft-X-ray attosecond radiation pulses // *Phys. Rev. Lett.* Feb. 2013. 110.
11. *Umeda T.* Study on Nonlinear Processes of Electron Beam Instabilities via Computer Simulations. Ph.D. Thesis, Kyoto University, 2004.
12. *Umeda T., Omura Y., Miyake T., Matsumoto H.* Nonlinear evolution of the electron two-stream instability: Two-dimensional particle simulation // *Proceedings of*

ISSS-7, March, 2005. P. 26–31.

13. *Li K., Liu W., Wang Y., Cao M.* Dispersion characteristics of two-beam folded waveguide for terahertz radiation // IEEE Transactions on Electron Devices. Dec. 2013. Vol. 60, 12.
14. *Booske J.H., Converse M.C., Kory C.L., Chevalier C.T., Gallagher D.A., Kreisler K.E., Heinen V.O., Bhattacharjee S.* Accurate parametric modeling of folded waveguide circuits for millimeter-wave traveling wave tubes // IEEE Transaction on Electron Devices. May 2005. Vol. 52, № 5. P. 685.
15. *San-Blas A.A., Gimeno B.* A rigorous and efficient full-wave analysis of uniform bends in rectangular waveguide under arbitrary incidence // IEEE Trans. Microw. Theory Tech. Feb. 2003. Vol. 51, № 2. P. 397–405.
16. *Weisshaar A.* A rigorous and efficient method of moments solution for curved waveguide bends // IEEE Trans. Microw. Theory Tech. Dec. 1992. Vol. 40, № 12. P. 2200–2206.
17. *Liu W., Liu P., Yong W., Yang Z.* Enhancements of Cherenkov radiation by two electron beams // IEEE Trans. on Plasma Science. Dec. 1992. Vol. 40, 3.
18. *Liu W., Liang Zh., Yang Z., Li D., Imasaki K.* Two-stream Smith–Purcell free-electron laser using a dual-grating: Linear analysis // Proceedings of FEL 2006, Bessy, Germany.
19. *Liu W., Yang Z., Liang Zh., Li D., Imasaki K., Shi Z., Lan F., Park G.* Enhancement of terahertz Smith–Purcell radiation by two electron beams // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. 2007. A 580.
20. *Liu W., Yang Z., Liang Zh., Li D., Imasaki K., Shi Z., Lan F., Park G., Liu Sh.* Enhancements of terahertz radiation from a grating waveguide by two-stream instability // IEEE Transactions on Plasma Science. 2008. Vol. 36. Issue 3. P. 748–756.
21. *Freund H.P., Douglas D., and O’Shea P.G.* Multiple-beam free-electron lasers // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. Section A: Accel. Spectrom. Detect. Assoc. Equip. Jul. 2003. Vol. 507, № 1. P. 373–377.
22. *Garate E., Cherry R., Fisher A., and Phillips P.* High gain metal grating free-electron laser // J. Appl. Phys. Dec. 1988. Vol. 64, № 12. P. 6618–6625.
23. *Zhang Y. and Dong L.* Enhanced coherent terahertz Smith–Purcell superradiation excited by two electron-beams // Optics Express. 24 September 2012. Vol. 20, № 20.
24. *Zhang Y., Zhou Y., Dong L.* THz radiation from two electron-beams interaction within a bi-grating and a subwavelength holes array composite sandwich structure // Optics Express. 23 September 2013. Vol. 21, № 19.



*Титов Алексей Владимирович* – родился в Саратове (1988). Окончил Саратовский государственный университет (2010). После окончания поступил в аспирантуру на специальность «радиофизика». Ассистент кафедры электроники, колебаний и волн СГУ. Круг интересов – электроника СВЧ, теория колебаний, радиофизика, нелинейная динамика, физика плазмы, вакуумная микроэлектроника. Опубликовал 5 научных статей в журналах, включенных в перечень ВАК, из них 3 по теме двухпотоковой неустойчивости.

410012 Саратов, ул. Астраханская, 83  
Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского  
E-mail: Titovav88@gmail.com