

10  
©1994 г.

## ИССЛЕДОВАНИЕ КОЛЕБАНИЙ ПРОСТРАНСТВЕННОГО ЗАРЯДА В ВИНТОВЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКАХ СИСТЕМ ГИРОТРОННОГО ТИПА

*О.И.Лукиа, Г.Г.Соминский*

Санкт-Петербургский государственный технический университет,  
195251 Санкт-Петербург, Россия  
(Поступило в Редакцию 22 марта 1994 г.)

Исследованы колебания пространственного заряда в винтовых электронных пучках (ВЭП) систем гиротронного типа. Наряду с низкочастотными (НЧ) колебаниями на частотах  $f < 200$  МГц в области между катодом и пробкой магнитного поля обнаружены неизвестные ранее высокочастотные (ВЧ) колебания ( $f \sim 600-900$  МГц), развивающиеся на участке дрейфа ВЭП в постоянном магнитном поле  $B_0$ . Определены характеристики НЧ и ВЧ колебаний в широком интервале магнитных полей  $2.0 \leq B_0 \leq 3.5$  Тл, токов пучка  $0 < I < 20$  А и энергии электронов до 10 кэВ. Обнаружено влияние на пороговые условия возникновения колебаний и их амплитуды неоднородностей ВЭП. Дано качественное объяснение колебательных процессов с учетом "двухпучкового взаимодействия" дискретных электронных потоков с отличающимися продольными скоростями и связи разных видов колебаний.

### Введение

Эффективность и спектральные характеристики систем гиротронного типа в значительной степени определяются процессами в пространственном заряде винтовых электронных пучков (ВЭП) — своеобразной активной среде этих перспективных источников мощных излучений миллиметрового диапазона длин волн (см., например, [1<sup>-3</sup>]).

Качество ВЭП (а вместе с этим и эффективность гиротронов) снижают колебания пространственного заряда на частотах, существенно меньших циклотронной. Они увеличивают разброс электронов по скоростям, ограничивают достижимые значения питч-фактора  $g_0 = v_{\perp}/v_{\parallel}^1$  [2,3].

К настоящему времени обнаружены коллективные колебания пространственного заряда в источнике ВЭП — магнетронно-инжекционной

<sup>1</sup>  $v_{\perp}$  и  $v_{\parallel}$  — соответственно поперечная и продольная скорости электронов по отношению к силовой линии магнитного поля.

пушке (МИП) и на участке магнитной компрессии ВЭП [3]. В исследованных режимах это колебания на частотах  $f = 20-50$  МГц, обусловленные движением электронных сгустков в ловушке между катодом и пробкой магнитного поля (аксиальные колебания), либо колебания в МИП типа бегущих в азимутальном направлении волн на частотах 200–250 МГц.

Имеющиеся экспериментальные данные не позволяют построить четкую и исчерпывающую модель колебательных и волновых процессов в ВЭП. В настоящей работе продолжено их исследование. Определены характеристики колебаний не только на участке компрессии, но и в области дрейфа ВЭП в постоянном магнитном поле. Выявлено влияние на развитие колебаний неоднородностей ВЭП.

### Методика измерений и аппаратура

Измерения выполнены в экспериментальном приборе гиротронного типа, сечение которого схематически показано на рис. 1. Поток электронов, эмиттированных металлопористым катодом 1 магнетронно-инжекторной пушки, сжимался магнитным полем, проходил по трубе дрейфа 5 через область постоянного магнитного поля, а затем в уменьшающемся магнитном поле оседал на удаленном от катода участке трубы дрейфа, выполняющем роль своеобразного коллектора. На этом же рисунке показаны изменение аксиальной составляющей магнитного поля  $B$  и характерная траектория электронов;  $B_k$  и  $B_0$  здесь — значения магнитного поля соответственно у катода и на полке магнитного поля.

Колебания пространственного заряда ВЭП исследовались с помощью широкополосных зондов 31 (7) и 32 (8), расположенных соответственно в начале и конце полки магнитного поля. Зонды диаметром 3 мм устанавливались за отверстием диаметром 5 мм в стенке трубы

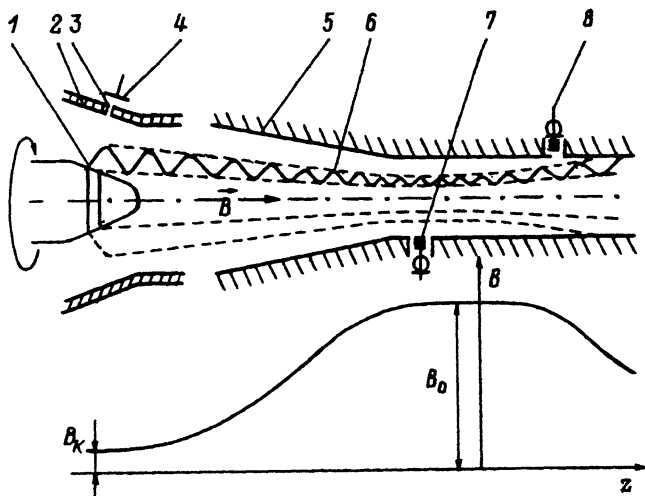


Рис. 1. Схема сечения пространства взаимодействия экспериментального прибора. Зависимость магнитного поля  $B$  от продольной координаты  $z$ .

1 — эмиттирующий пояснок катода магнетронно-инжекторной пушки (МИП); 2 — анод МИП с отверстием 3; 4 — коллектор; 5 — труба дрейфа; 6 — траектория электрона; 7, 8 — зонды 31 и 32;  $B_k$  и  $B_0$  — соответственно поле у катода и на полке магнитного поля.

дрейфа и фиксировали наведенные сигналы из ближней зоны ВЭП. В отсутствие электронного пучка "развязка" между зондами по мощности была не менее 70 дБ. Исследования выполнены с сильно замагниченным пучком в условиях, когда практически исключено попадание на зонды электронов из ВЭП. Последнее подтверждено прямыми измерениями, свидетельствующими об отсутствии электронного тока на зонды во всех исследованных режимах.

Сигналы с зондов регистрировались с помощью спектр-анализатора типа С4-60 в полосе частот  $0 < f < 1.5$  ГГц.

Размеры основных элементов экспериментального прибора, а также типичные характеристики ВЭП в области насыщения магнитного поля следующие: диаметр катода 83 мм, расстояние между катодом и анодом 7 мм, расстояние от катода до полки магнитного поля 22-26 см, расстояние между зондами 31 и 32 15 см, диаметр трубы дрейфа в области полки 22 мм, магнитное поле на полке 2.0-3.5 Тл, коэффициент перемангничивания  $B_0/B_k$  20-25, питч-фактор  $g_0$  0.5-1.7, средний диаметр ВЭП 17-19 мм, толщина стенки пучка 0.8 мм, энергия электронов 5-15 кэВ, ток пучка 0-20 А.

Коэффициент перемангничивания  $B_0/B_k$  можно было варьировать, перемещая вдоль оси сверхпроводящий соленоид-источник магнитного поля. Полная энергия электронов определялась напряжением  $U_{ка}$  между катодом и анодом 2 (рис. 1), которое менялось в пределах  $0 < U_{ка} < 10$  кВ, и разностью потенциалов  $U_{ат}$  между анодом и заземленной трубой дрейфа 5 ( $0 < U_{ат} < 5$  кВ).

Исследованы характеристики ВЭП в условиях, когда ток с катода ограничен его эмиссионной способностью. Такой режим характерен для систем гиротронного типа. Ток пучка варьировался в широких пределах изменением температуры катода.

В процессе работы измерялись характеристики азимутального распределения плотности тока эмиссии катода  $j_{\theta}(\theta)$ , а также плотности тока на коллектор  $j_k(\theta)$ , что позволяло обнаружить неоднородности потока электронов. Для определения вида зависимости  $j_{\theta}(\theta)$  в отсутствие магнитного поля при напряжении  $U_{ка} = 5-10$  кВ измерялся ток с центральной (вдоль оси) части катода, проникающий через отверстие 3 в аноде диаметром 0.5 мм на расположенный за ним коллектор 4. Фиксировались изменения тока, происходящие при повороте катода вокруг оси. Методика измерения характеристик  $j_k(\theta)$  описана в [3]. Проведенные измерения показали, что в исследованных режимах глубина азимутальной модуляции  $m_{\theta}$ , характеризуемая отношением

$$m_{\theta} = \frac{j_{\max} - j_{\min}}{j_{\max} + j_{\min}},$$

где  $j_{\max}$  и  $j_{\min}$  — соответственно максимальное и минимальное по распределению значения плотности токов  $j_{\theta}$  или  $j_k$ , приблизительно одинакова для зависимостей  $j_{\theta}(\theta)$  и  $j_k(\theta)$ , т.е. изменения плотности тока на коллектор определялись в основном неоднородностями эмиссии катода, что согласуется с результатами работы [3]. Глубину модуляции токов можно было изменить с помощью специальной термообработки катода. Проведение измерений при разных значениях  $m_{\theta}$  позволяло выяснить, влияют ли неоднородности эмиссии на характеристики колебаний пространственного заряда.

В отличие от стандартных гиротронов в использованном экспериментальном приборе не было добротного резонатора, который устанавливается в гиротронах в области полки магнитного поля. Это давало возможность определить характеристики колебаний пространственной частоте. Однако продольное (вдоль оси  $z$ ) распределение магнитного поля выбрано типичным для мощных гиротронов миллиметрового диапазона длин волн.

## Результаты измерений

Как и в предыдущих исследованиях [3], с помощью зонда 31 обнаруживались низкочастотные сигналы (НЧ) из области перемагничивания, обусловленные, видимо, аксиальными колебаниями. Наблюдались пики на дискретных и приблизительно кратных частотах, соответствующие фурье-гармоникам единого нелинейного процесса или разным модам колебаний, отличающимся количеством сгустков объемного заряда на пространственном периоде движения электронов. Меньшие из зафиксированных частот  $\sim 40-70$  МГц близки к частоте колебательного движения единичного электрона в ловушке между катодом и пробкой магнитного поля. Низкочастотные колебания существуют, если питч-фактор  $g_0$  и ток пучка  $I$  превышают соответствующие пороговые значения  $g_0^n$  и  $I_{нч}^n$ . При  $g_0 > g_0^n$  и  $I > I_{нч}^n$  характерно увеличение амплитуды колебаний  $A_{нч}$  с ростом  $g_0$  и  $I$ . Увеличение питч-фактора достигалось повышением коэффициента перемагничивания или напряжения между катодом и анодом МИП, а также уменьшением магнитного поля при постоянном коэффициенте перемагничивания.

На рис. 2,а приведена типичная зависимость амплитуды  $A_{нч}$  для одного из пиков спектра низкочастотных колебаний от величины магнитного поля  $B_0$ . Здесь же указано соответствующее изменение питч-фактора, рассчитанного по адиабатической теории [1]. Изменение величины  $A_{нч}$  с током для того же пика, измеренная при  $B_0 = 2.5$  Тл, показана на рис. 2,б.

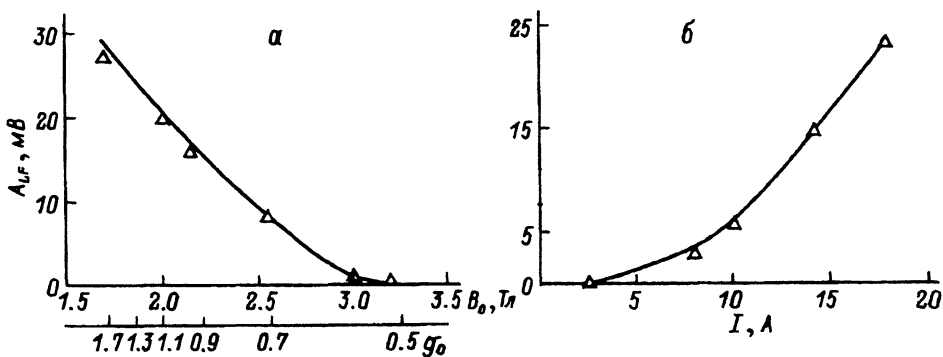


Рис. 2. Зависимости амплитуды пика спектра с зонда 31 на наименьшей из зафиксированных частот от магнитного поля (а) и тока пучка (б), измеренные при коэффициенте перемагничивания  $B_0/B_k = 25$ .

На рис. 2,а указано изменение питч-фактора; а — напряжения между анодом и катодом  $U_{ка} = 4.1$  кВ, напряжение между анодом и трубкой дрейфа  $U_{ат} = 4.1$  кВ, ток пучка  $I = 15$  А; б —  $U_{ка} = 4.8$  кВ,  $U_{ат} = 4.8$  кВ, магнитное поле  $B_0 = 2.5$  Тл.

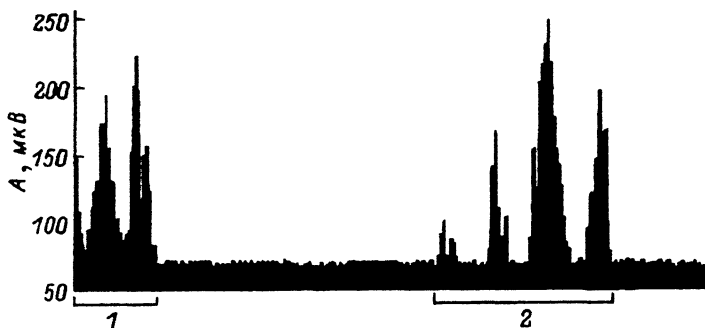


Рис. 3. Спектр сигналов с зонда 32 в полосе частот  $0 < f < 1000$  МГц. Указаны амплитуды  $A$  сигналов и области НЧ (1) и ВЧ (2) колебаний;  $U_{ka} = 5$  кВ,  $U_{ат} = 5$  кВ,  $B_0/B_k = 25$ ,  $I = 17$  А,  $B_0 = 2.5$  Тл.

С помощью зонда 31 не удавалось наблюдать сигналы на частотах  $f > 200$  МГц, существенно выделяющиеся на фоне шумов. В спектре же колебаний с зонда 32, расположенного вблизи коллектора, наряду с низкочастотными ( $f < 200$  МГц) были обнаружены и пики на ряде дискретных частот в интервале  $600 < f < 900$  МГц.

Калибровка, выполненная в холодных измерениях, свидетельствует, что зондовая система 31 не уступает по чувствительности 32 в интервале частот  $50 < f < 1500$  МГц. Поэтому можно заключить, что высокочастотные (ВЧ) колебания нарастают в канале дрейфа ВЭП в области участка плато магнитного поля. Эти колебания пространственного заряда, неизвестные ранее для винтовых электронных пучков гиротронных приборов, возникают, когда ток пучка превышает пороговое значение  $I_{вч}^n$ , заметно большее по величине, чем  $I_{нч}^n$ . На рис. 3 приведен типичный спектр с зонда 32 в полосе частот  $0 < f < 1000$  МГц, полученный при  $B_0 = 2.5$  Тл,  $U_{ak} = 5.0$  кВ,  $U_{ат} = 5.0$  кВ,  $I = 17$  А. Отмечены области НЧ и ВЧ колебаний. В данном режиме  $I_{вч}^n \approx 6$  А, т.е. обнаруженные высокочастотные колебания свойственны достаточно сильноточным ВЭП.

Низкочастотные сигналы зонда 32, как и зонд 31, выделяются на фоне шумов при токах  $I$ , значительно меньших  $I_{вч}^n$ . Близки по величине и характерные частоты этого типа колебаний, регистрируемых обоими зондами. Поэтому в отличие от высокочастотных они могут быть обусловлены не только специфическими процессами на участке

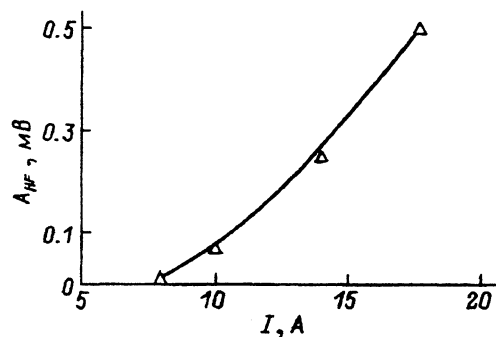


Рис. 4. Зависимость амплитуды ВЧ колебаний с зонда 32 от тока пучка.  $U_{ka} = 4.8$  кВ,  $U_{ат} = 4.8$  кВ,  $B_0/B_k = 25$ ,  $B_0 = 3$  Тл.

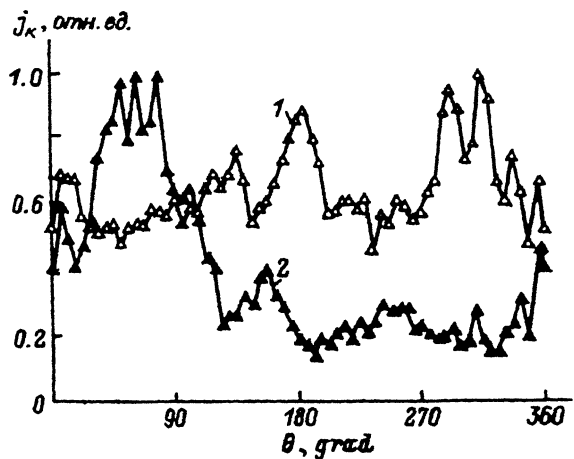


Рис. 5. Зависимость плотности тока на коллектор от азимутальной координаты.

$m_\theta$ : 1 — 0.4, 2 — 0.7;  $U_{ка} = 5$  кВ,  $U_{ат} = 5$  кВ,  $B_0/B_k = 25$ ,  $I = 15$  А,  $B_0 = 3.2$  Тл;  $T$ , °С: 1 — 1120, 2 — 1170.

дрейфа ВЭП, но, например, и модуляцией тока под действием аксиальных колебаний в ловушке между катодом и пробкой магнитного поля.

В спектре высокочастотных колебаний обычно выделяется 4–5 пиков, частоты которых слабо изменяются с током пучка и магнитным полем в исследованном интервале  $I_{вч}^n < I < 20$  А,  $2.0 < B_0 < 3.5$  Тл. Расстояние  $\Delta f$  между пиками близко по величине или кратно наименьшим значениям частоты низкочастотных колебаний, зафиксированных с помощью зондов 31 и 32.

Высокочастотные колебания нарастают с током пучка, и при  $I \sim 15$ –20 А амплитуды ВЧ и НЧ пиков в спектре сигнала зонда 32

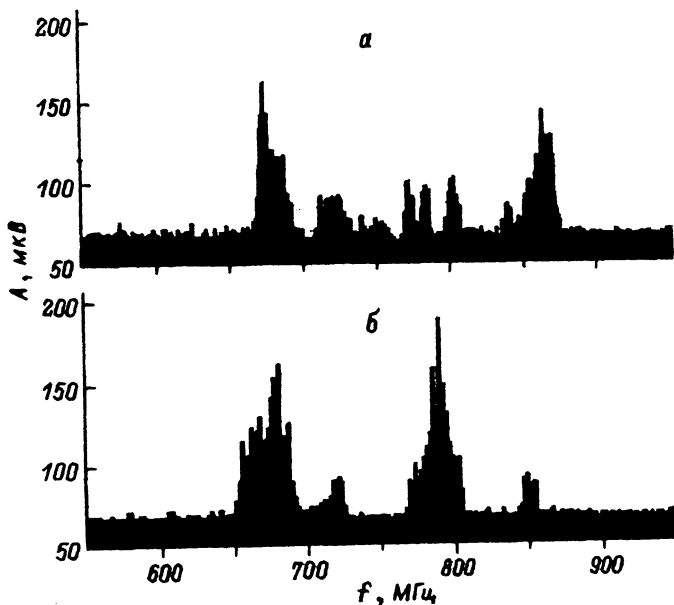


Рис. 6. Изображение ВЧ спектров сигнала с зонда 32, полученные при разных значениях коэффициента модуляции  $m_\theta$ .

а —  $m_\theta = 0.4$ , б — 0.7,  $U_{ка} = 4.5$  кВ,  $U_{ат} = 4.5$  кВ,  $B_0/B_k = 25$ ,  $I = 13.5$  А,  $B_0 = 3$  Тл.

близки по величине. Рис. 4 демонстрирует изменение с током амплитуды  $A_{вч}$  колебаний на частоте  $f \simeq 790$  МГц. При фиксированном токе амплитуды высококачественных пиков увеличиваются с ростом коэффициента перемагничивания и с уменьшением  $B_0$  при неизменном коэффициенте перемагничивания. Например, снижение магнитного поля от 3 до 2.5 Тл вело к увеличению амплитуды приблизительно в два раза. Уменьшение полной энергии электронов  $e(U_{ка} + U_{ат})$  при малых значениях  $g_0 < 1$  сопровождалось падением  $A_{вч}$ . Приведенные данные позволяют связать рост амплитуды колебаний с увеличением концентрации  $n$  электронов ВЭП на участке дрейфа в области полки магнитного поля, так как все перечисленные операции, приводящие к росту амплитуды, сопровождаются увеличением  $n$ .

Как показывают проведенные измерения, изменения характеристик азимутального распределения плотностей тока эмиссии  $j_e(\theta)$  и тока на коллектор  $j_k(\theta)$  слабо сказываются на частотах НЧ и ВЧ колебаний, но заметно меняют порог возникновения НЧ колебаний и амплитуды пиков ВЧ колебаний. Так, с ростом глубины модуляции от 0.4 до 0.7 (соответствующие этим значениям  $m_\theta$  характеристики  $j_k(\theta)$  приведены на рис. 5) пороговый пикч-фактор  $g_0^n$  для возникновения низкочастотных колебаний падает при токе пучка  $I = 2$  А от 0.8 приблизительно до 0.7. Типичные изменения спектра ВЧ колебаний при тех же значениях  $m_\theta$  иллюстрирует рис. 6.

## Обсуждение результатов

Сведения о колебаниях пространственного заряда в области между катодом и пробкой магнитного поля согласуются с результатами работы [3]. Полученные в отличной от [3] геометрии системы формирования ВЭП, они подтверждают общность аксиальных колебаний для устройств гиротронного типа.

Чтобы объяснить природу колебательных процессов на участке дрейфа ВЭП в области постоянного магнитного поля, интересно сопоставить полученные данные с существующими в литературе моделями коллективных явлений в удерживаемых магнитным полем электронных потоках. Основные механизмы развития неустойчивостей на частотах, значительно меньших циклотронной, связаны с существованием градиентов скоростей электронов. Наиболее известны так называемые диокотронная и слиппинг-неустойчивости (см., например, [4-11]). Анализ характеристик колебаний, возникающих при взаимодействии проскальзывающих электронных потоков, сложен, причем наибольшие трудности встречаются в трехмерном рассмотрении, когда приходится учитывать градиенты скоростей, связанных с движением электронов как в азимутальном, так и в продольном (вдоль магнитного поля) направлениях [8-10]. К сожалению, результатами теории трехмерных колебательных процессов не удается воспользоваться для интерпретации данных настоящей работы. Поэтому попытаемся сделать оценки на основе более простых рассмотрений.

Для исследованного нерелятивистского ВЭП в сильном магнитном поле согласно критериям, приведенным в [9], среди неустойчивостей, связанных с градиентами скоростей, наибольший инкремент нарастания имеет диокотронная с продольным волновым числом  $k \simeq 0$ . Для

такого типа неустойчивости можно в первом приближении пренебречь влиянием градиента продольных скоростей.

Расчеты, выполненные в работе [7] для моноскоростных в осевом направлении пучков, показывают, что диокотронные (азимутальные) колебания с  $k = 0$  могут развиваться в широком интервале частот, причем максимум инкремента нарастания для пучков кольцевого сечения с геометрией, близкой к геометрии исследованных нами ВЭП, соответствуют частоты  $\sim 20-40$  МГц, близкие по порядку величины к наименьшим частотам НЧ колебаний.

Таким образом, низкочастотные сигналы на участке дрейфа ВЭП могут быть обусловлены не только модуляцией тока пучка аксиальными колебаниями в области между катодом и магнитной пробкой, но и азимутальными колебаниями пространственного заряда на плато магнитного поля.

Объяснение спектра высокочастотных колебаний удастся получить с учетом механизма двухпучкового усиления волн пространственного заряда [4,6,11]. Известно, что в замагниченных электронных потоках с "дискретным распределением по скоростям" возможно усиление волн пространственного заряда, распространяющихся вдоль магнитного поля. Скорость нарастания таких волн на линейной стадии, определенная без учета движения электронов в поперечном магнитному полю направлении, зависит от частоты усиливаемых волн, значений редуцированной плазменной частоты<sup>2</sup>  $f_{рп}$  и соотношения продольных скоростей взаимодействующих потоков.

В исследованном ВЭП из-за неоднородностей эмиссии по поверхности катода формируются дискретные пучки с отличающимися продольными скоростями  $v_{||}$ . Различие значений  $v_{||}$  для потоков электронов, эмиттированных с разных участков катодного пояса, могут быть  $\sim 5-10\%$  (см., например, [12]). Соотношение же значений редуцированной плазменной частоты  $f_{рп}$  тех же потоков, согласно нашим измерениям, достигает нескольких раз. Взаимодействие таких потоков, как показывают оценки, выполненные с использованием расчетных данных работы [4], ведет к усилению волн пространственного заряда в широком интервале частот, включающем и колебания на частотах  $\sim 600-900$  МГц, обнаруженные в ВЭП.

Двухпучковая неустойчивость не объясняет существования дискретной структуры высокочастотных пиков (рис. 3, 6). Однако "линейчатый" вид спектра может быть понят, если учесть влияние на развитие двухпучковой неустойчивости аксиальных или азимутальных колебаний. Параметрическое, например, воздействие этих колебаний способно выделить и поддержать нарастание "продольных" волн пространственного заряда на зафиксированных в работе дискретных частотах.

Полученные в работе данные свидетельствуют, что для построения непротиворечивой модели колебательных процессов в ВЭП необходимо рассмотрение, учитывающее трехмерный характер волновых процессов и неоднородности пучка, а также связь разных видов коле-

<sup>2</sup> Редукция (уменьшение) плазменной частоты учитывает влияние ограничивающих электронный поток проводящих электродов и может достигать в рассматриваемом в настоящей работе случае значений  $\geq 10$ .



баний и колебаний, развивающихся на разных участках ВЭП. Такое теоретическое рассмотрение вряд ли возможно в настоящее время.

Авторы предполагают продолжить экспериментальное изучение колебательных процессов в ВЭП систем гиротронного типа, обратив внимание на их пространственные и временные характеристики. Такие данные позволят, возможно, уточнить объемную структуру коллективных процессов, особенности развития, взаимодействия и конкуренции разных видов колебаний.

### Список литературы

- [1] Флягин В.А., Цимринг Ш.Е. // Проблемы физической электроники. Л., 1987. С. 122-154.
- [2] Цимринг Ш.Е. // Лекции по СВЧ электронике и радиофизике (9-я Зимняя школа-семинар). Саратов, 1993. С. 11-19.
- [3] Лукша О.И., Цыбин О.Ю. // Лекции по СВЧ электронике и радиофизике (9-я Зимняя школа-семинар). Саратов, 1993. С. 20-29.
- [4] Шевчик В.Н., Шведов Г.Н., Соболева А.В. Волновые и колебательные явления в электронных потоках на сверхвысоких частотах. Саратов, 1962. 336 с.
- [5] Гладун А.Д., Дунаев А.С., Лейман А.Г. // Электронная техника. Сер. 1. Электроника СВЧ. 1968. № 10. С. 48-57.
- [6] Дэвидсон Р. Теория заряженной плазмы. М.: Мир, 1978. 215 с.
- [7] Нечаев В.Е. // Изв. вузов. Радиофизика. 1982. Т. 25. № 9. С. 1067-1074.
- [8] Siambis J.G., Uhm H.S. // Phys. Fluids. 1982. Vol. 25. N 3. P. 566-572.
- [9] Mostrom M.A., Jones M.E. // Phys. Fluids. 1983. Vol. 26. N 6. P. 1649-1658.
- [10] Buneman O., Barnes C.W., Green J.C., Nielsen D.E. // J. Comput. Phys. 1980. Vol. 38. P. 1383.
- [11] Рабинович М.И., Трубецков Д.И. Введение в теорию колебаний и волн. М.: Наука, 1984. 432 с.
- [12] Гольденберг А.Л., Лыгин В.К., Мануилов В.Н., Петелин М.И., Цимринг Ш.Е. // Гиротрон. Горький, 1981. С. 86-106.

