

Численное моделирование и экспериментальное исследование винтовых электронных пучков сверхмощных гиротронов миллиметрового диапазона длин волн

В. Е. Запезалов, А. Н. Куфтин, В. К. Лыгин, А. С. Постникова
Институт прикладной физики РАН, г. Нижний Новгород, Россия

Представлен современный подход к исследованиям характеристик интенсивных винтовых электронных пучков для гиротронов, состоящий в нахождении функций распределения электронов по осцилляторным скоростям в пучке, как при численном моделировании, так и в эксперименте. Проведено сопоставление экспериментальных и расчетных данных для пучков с различной топологией в гиротронах различных частотных диапазонов. Прослежена эволюция функции распределения электронов по осцилляторным скоростям с ростом тока пучка.

Создание современных эффективных гиротронов в немалой степени зависит от качества формируемых магнетронно-инжекторными пушками (МИП) винтовых электронных пучков (ВЭП). До недавнего времени проектирование МИП гиротронов базировалось на модели с нулевыми начальными скоростями (программы EPOSR [1], EGUN [2] и т. д.). Данная модель полезна для качественного анализа и оперативного поиска оптимальных по скоростному разбросу конфигураций электродов и достаточно хорошо предсказывает величину t_{\perp} (отношения осцилляторной энергии пучка к полной) для требуемого тока пучка I . Однако при сравнении расчетных и экспериментальных данных для скоростного разброса δV_{\perp} расхождения остаются значительными [3].

Причина указанного расхождения связывалась, главным образом, с тем обстоятельством, что в реальных МИП эмиттируемые электроны обладают начальными скоростями, причем наибольшее влияние на δV_{\perp} оказывает азимутальная компонента скорости $V_{\phi 0}$ [4]. Тем не менее, уточнение расчетной модели, основанное на включении в нее начального скоростного распределения [3], не позволило устранить имевшихся расхождений расчетных и экспериментальных величин δV_{\perp} . Обусловлено это было рядом других обстоятельств. Первое из них – методического характера и связано с тем, что определение скоростного разброса в данной модели не совпадало с методикой определения δV_{\perp} , используемой в эксперименте [5]. Переход в численном моделировании к определению скоростного разброса, аналогичного экспериментальному [6], ликвидирует эту методическую причину и делает возможным корректное сопоставление расчетных и экспериментальных данных. Другое обстоятельство связано с тем, что в экспериментальных условиях существенную роль играют факторы, которые не могут быть учтены в процессе численного моделирования в современных условиях (в частности, влияние отраженных от магнитной пробки электронов). Следовательно, для корректного сопоставления расчетных и измеренных характеристик ВЭП необходимо как усложнять расчетные модели с учетом новых факторов, так и

ослаблять или исключать возмущающие факторы в условиях эксперимента. Ниже дано краткое описание методики исследований и проведено сопоставление большого количества расчетных и экспериментальных характеристик ВЭП с различной топологией.

Методика расчета ВЭП с учетом разброса начальных скоростей

Начальное скоростное распределение (т. е. распределение при пренебрежимо малых токах пучка) в ВЭП формируется как за счет неоднородных полей на катоде, определяемых формой электродов и магнитной системы (позиционный разброс), так и вследствие разброса тепловых скоростей и изменения свойств эмитирующей поверхности катода [4]. Действие двух последних факторов легко моделируется заданием начальных азимутальных скоростей электронов $V_{\varphi 0}$ [6]. Начальные скорости по другим направлениям не учитываются, поскольку их влияние на δV_{\perp} пренебрежимо мало [4].

При численному моделировании электронный пучок заменяется набором трубок тока, каждая из которых разбивается на несколько скоростных групп с разными значениями тока dI и азимутальной скорости $V_{\varphi 0}$, вычисляемыми в соответствии с функцией распределения начальных скоростей $dI/dV_{\varphi 0}$ на катоде. Дисперсия начального скоростного распределения для $I \approx 0$ при выбранном распределении $dI/dV_{\varphi 0}$ подбиралась так, чтобы скоростной разброс оказывался близким к экспериментальным значениям. В результате можно проводить сопоставление численных и экспериментальных кривых зависимости $\delta V_{\perp}(I)$. Кроме того, появляется возможность проследить трансформацию $f(V_{\perp})$ с ростом тока пучка I . Слабое влияние конкретного вида выбранной функции распределения начальных скоростей на характеристики пучка продемонстрировано в [6].

Численное моделирование ВЭП проводится при следующих предположениях:

- статическая модель;
- аксиальная симметрия;
- режим температурного ограничения эмиссии;
- отсутствие отраженных от магнитной пробки электронов.

Действие поля пространственного заряда пучка при траекторном анализе учитывается по методике [1]. Траекторный анализ МИП в целях сокращения затрат машинного времени производится до некоторой конечной плоскости, а после этого осуществляется пересчет осцилляторных скоростей в рабочее пространство по адиабатической теории. Затем по известным токам I_i , скоростям $V_{\perp i}$ (i — номер трубки тока) и потенциалу пучка строится кривая отсечки и уже по ней $f(V_{\perp})$ (соответствующую методику см. в [7]). Параметры ВЭП при численном моделировании определяются по уровням 0,1; 0,5 и 0,9 нормированной кривой отсечки проходящего тока пучка, принятым в эксперименте. Изложенная методика реализована в программе траекторного анализа ВЭП EPOS-V [6] и полностью соответствует экспериментальной методике нахождения параметров пучка методом тормозящего поля [5].

Автоматизированная установка и модифицированная методика экспериментального определения параметров ВЭП

На рис. 1 показана схема экспериментальной установки для автоматизированного определения характеристик электронных пучков методом тормозящего поля в моделирующем режиме [5]. Значения магнитного поля,

напряжения и тока в моделирующих режимах удовлетворяли соотношениям подобия [3], при выполнении которых траектории частиц не меняются.

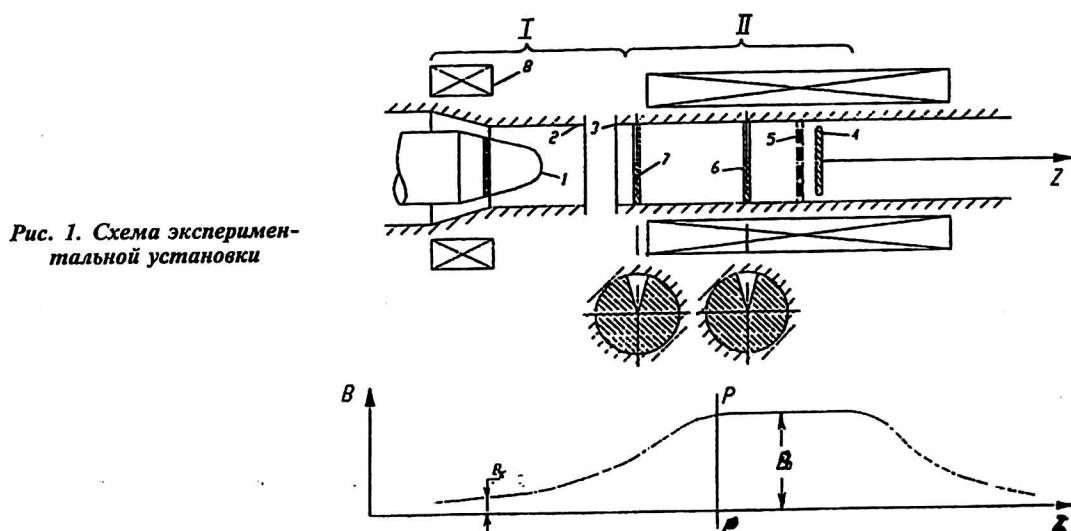


Рис. 1. Схема экспериментальной установки

Анодное напряжение прикладывается между катодом 1 и анодом 2 (см. рис. 1), а ускоряющее — между катодом и резонатором 3. Катодная катушка 8 служит для тонкой подстройки магнитного поля на катоде. Непосредственно измеряется величина продольной относительно магнитного поля компоненты скорости, которая определяется по кривой отсечки тока на коллектор 4, проходящего через диафрагму 6 при подаче тормозящего напряжения на сетку 5 в области однородного магнитного поля (распределение последнего также см. на рис. 1). Осцилляторная скорость находится из интеграла энергии в предположении моноэнергетичности ВЭП. Диафрагма 6 с секторным вырезом перехватывает электроны, отраженные от тормозящей сетки. Однако эта диафрагма не позволяет устранить электроны, отраженные от магнитной пробки, существующей в области нарастающего магнитного поля (левее плоскости P-P на рис. 1).

Допустимые значения входных и выходных параметров системы: магнитное поле 0–8 Тл; ускоряющее напряжение 2–100 кВ; ток эмиссии 0–70 А; частота импульсов 0,5–20 Гц; длительность импульса 20–1000 мкс.

При создании автоматизированной системы были использованы компьютеры фирмы DEC (HiCOM) и аппаратура КАМАК. Последняя обеспечивает варьирование параметрами эксперимента в широком диапазоне, а использование стандартных модулей позволяет повысить надежность системы.

Управляемые параметры системы: магнитное поле (ток соленоида), ускоряющее напряжение, ток эмиссии. В ходе эксперимента система меняет значения тока эмиссии с заданным шагом и при этом поддерживает ускоряющее напряжение на заданном уровне. За время импульса значения коллекторного напряжения (кривая отсечки) и значения напряжения на сетке (см. рис. 1) с тактом 200 нс записываются в буфер АЦП. Для удаления одиночных выбросов и других погрешностей измерений считываемые в компьютер данные проходят через программные фильтры: медианный 5-го порядка и скользя-

заций 3-го порядка. Кроме того, для повышения точности измерений и ослабления уровня помех применяется переключение диапазонов входных сигналов АЦП.

В результате за один импульс по полученной кривой отсечки определяются следующие характеристики электронных пучков:

$$\text{относительная осцилляторная энергия } t_{\perp} = \frac{U_0 - U_T^{0,5}}{U_0};$$

$$\text{скоростной разброс } \delta V_{\perp} = \frac{U_T^{0,1} - U_T^{0,9}}{2(U_0 - U_T^{0,5})};$$

функция распределения электронов по поперечным скоростям

$$f(V_{\perp}) = \frac{2U_0 V_{\perp}}{U_{\text{кол}}^{\text{max}}} \frac{dU_{\text{кол}}}{dU_T} \text{ для } U_T = U_0(1 - V_{\perp}^2), \quad 0 < V_{\perp} < 1,$$

где U_0 — ускоряющее напряжение; $U_T^{0,5}$, $U_T^{0,1}$, $U_T^{0,9}$ — напряжения на сетке (см. рис. 1), соответствующие коллекторному току (напряжению) на уровне 0,5, 0,1 и 0,9 от максимального; $U_{\text{кол}}$ — напряжение на коллекторе; $U_{\text{кол}}^{\text{max}}$ — максимальное коллекторное напряжение; V_{\perp} — безразмерная поперечная скорость электронов, которая здесь и ниже нормирована к полной скорости $\sqrt{2\eta U_0}$.

На этапе обработки результатов, не связанном непосредственно с процессом измерений, применяются компьютеры PC, объединенные с NiCOM в локальную сеть. Программы, обслуживающие эксперимент, работают под управлением операционной системы TSX (V.5.1). Для вторичной обработки и анализа экспериментальных данных с применением элементов математической статистики (мат. ожидание — средняя осцилляторная скорость, дисперсия — разброс), получения твердых копий служат программы, работающие в среде Windows (3.11, 95, 98). Применение оконной среды облегчило создание удобного интерфейса компьютер—пользователь, необходимого для успешного анализа результатов. Примеры кривых, получаемых с помощью данной системы автоматизации, приводятся ниже. Применение рассмотренной системы позволяет повысить точность измерений, получить и обработать большой объем экспериментальных данных за короткий промежуток времени.

Для более корректного сопоставления расчетных и экспериментальных данных целесообразно экспериментальные исследования параметров ВЭП проводить таким образом, чтобы, по возможности, исключить влияние отраженных электронов. С этой целью в области нарастающего магнитного поля устанавливалась вторая диафрагма 7 (можно и совместно с диафрагмой 6 на рис. 1) [8]. Применение данной модифицированной экспериментальной методики позволяет в значительной степени исключить влияние отраженных от магнитной пробки и приходящих в прикатодную область электронов за счет их перехвата дополнительной диафрагмой. В этом случае измеряемые параметры ВЭП близки к величинам, соответствующим отсутствию отраженных электронов. Формируемый в таких условиях ВЭП будем называть "первичным". Как показано ниже, знание характеристик даже для первичного пучка позволяет прогнозировать устойчивость и стабильность работы гиротрона в режиме генерации, когда имеются и отраженные электроны. Пучок, который измеряется без перехвата отраженных электронов (при

наличии лишь одной диафрагмы 6, см. рис. 1), будем называть "результующим".

Результаты исследования электронно-оптических систем мощных гиротронов различных частотных диапазонов

Сопоставление результатов численного моделирования и экспериментальных параметров ВЭП, полученных в соответствии с изложенными выше методиками, проводилось для пучков с различной топологией и в различных частотных диапазонах. Характеристики ВЭП с изменением рабочей частоты, при прочих равных условиях, могут отличаться вследствие изменения коэффициента перемангничивания $\alpha = B_0/B_{\text{кат}}$, где B_0 и $B_{\text{кат}}$ — магнитные поля в рабочем пространстве и на катоде, соответственно. Действительно,

согласно адиабатической теории коэффициент $\alpha \sim \frac{t_{\perp}^1 U_0^3 B_0^2}{E_{\text{кат}}^2} (E_{\text{кат}} - \text{элек-}$

трическое поле на катоде). Поэтому величина α при сохранении U_0 , $E_{\text{кат}}$, t_{\perp} для более высоких частотных диапазонов будет возрастать. Поскольку

$$t_{\perp} \sim \frac{\alpha V_{\text{кат}}^2}{U_0} \sim \frac{B_0^4 h^2}{U_0} (V_{\text{кат}} - \text{средняя осцилляторная скорость в области}$$

эмиттера, h — высота подъема частиц над катодом [4]), то h с ростом B_0 понижается и возрастает роль шероховатостей в формировании относительного начального скоростного разброса (отношение радиуса шероховатости для модели в виде полусферы к h входит в степени $1/2$ [4]). Поэтому следует ожидать при сохранении t_{\perp} возрастания относительного начального δV_{\perp} и повышения в пучке доли отраженных от магнитной пробки и захваченных в ловушку электронов.

Отметим, что представленные ниже расчетные данные пучков гиротронов миллиметрового диапазона длин волн получены в модели без учета отраженных электронов.

МИП для 83 ГГц гиротрона, $\alpha = 19$

Согласно [3], характеристики ВЭП существенным образом зависят от их топологии, определяемой, главным образом, углом φ между катодом и магнитным полем в точке вылета.

Ниже представлены результаты исследований МИП гиротронов для всех применявшихся на практике типов пучков, ранее изученных в [3] на основе модели с $V_{\varphi 0} = 0$. Соответствующие оптимизированные по δV_{\perp} конфигурации электродов и электронные траектории в них приведены в [3]. Пучки при $V_{\varphi 0} = 0$ в области пушки имели следующую топологию:

пучок с нерегулярно пересекающимися (перемешанными) траекториями ($\varphi = 7^\circ$);

пучок с регулярно пересекающимися траекториями ($\varphi = 12^\circ$);

пограничный пучок (промежуточный между ламинарным и регулярно пересекающимся потоками) ($\varphi = 17^\circ$);

ламинарный пучок ($\varphi = 27^\circ$).

Параметры скоростного распределения ВЭП измерялись по изложенной выше методике в моделирующих режимах (коэффициент подобия по напряжению составлял $K_m = 10$). Для сравнения с экспериментальными данными расчет МИП также проводился в этих моделирующих режимах. Функция распределения начальных скоростей $dI/dV_{\varphi 0}$ задавалась близкой к гауссовой и одинаковой для всех анализируемых МИП.

Строго говоря, начальная величина δV_1 в проектируемых МИП заранее неизвестна. Однако типичная величина скоростного разброса в пушках миллиметрового диапазона при малых токах пучка составляет около 20 % [3]. Поэтому при численном моделировании дисперсия распределения $dI/dV_{\varphi 0}$ подбиралась таким образом, чтобы при $I \approx 0$ $\delta V_1 \approx 20$ %. Расчетные зависимости δV_1 и t_1 от тока пучка I приведены на рис. 2. Для сравнения на этом же рисунке показаны аналогичные расчетные величины в модели с $V_{\varphi 0} = 0$ (программа EPOS [1]) и измеренные значения δV_1 и t_1 для первичного пучка. Параметры ВЭП (при $V_{\varphi 0} \neq 0$) определялись по уровням 0,1; 0,5 и 0,9 кривой отсечки.

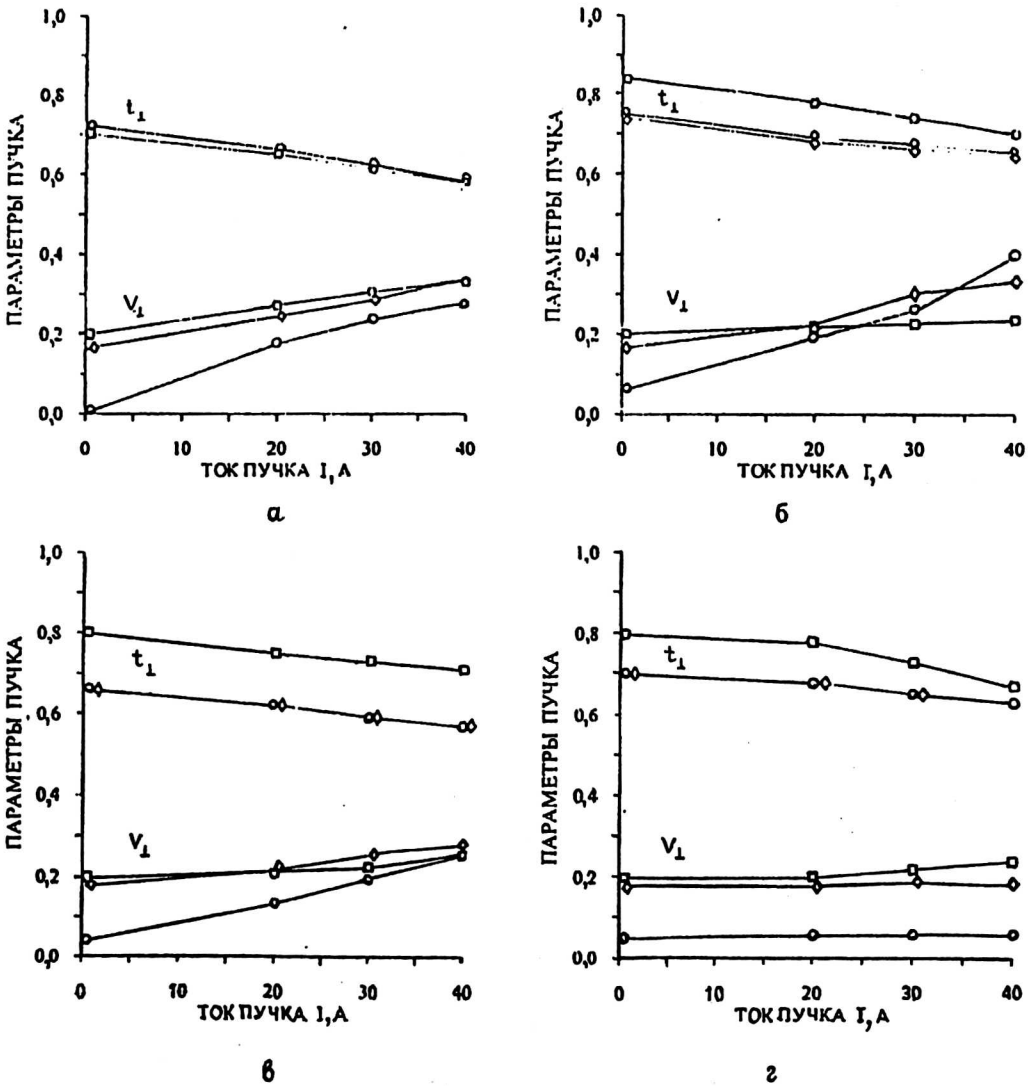


Рис. 2. Зависимость скоростного разброса δV_1 и относительной осцилляторной энергии t_1 от тока пучка для МИП 83 ГГц гиротрона, $\alpha = 19$:

а – МИП с перемешанным пучком ($\varphi = 7^\circ$); б – МИП с регулярно пересекающимся пучком ($\varphi = 12^\circ$); в – МИП с пограничным пучком ($\varphi = 17^\circ$); г – МИП с квазиламинарным пучком ($\varphi = 27^\circ$)

○ – модель $V_{\varphi 0} = 0$; □ – эксперимент; ◇ – EPOS = V $V_{\varphi 0} \neq 0$

Как видно из рис. 2, изменение расчетных величин t_{\perp} с ростом тока пучка в каждой из рассматриваемых МИП, полученное как в модели с $V_{\varphi 0} = 0$, так и при учете начальных скоростей, практически одинаково и слабо отличается от изменения экспериментальной $t_{\perp}(I)$. Прирост скоростного разброса δV_{\perp} под действием сил пространственного заряда для первых трех типов пучков ($\varphi = 7, 12, 17^{\circ}$) в рассмотренном интервале токов в модели с $V_{\varphi 0} = 0$ оказался в 1,5–2 раза больше, чем в модели с $V_{\varphi 0} \neq 0$. Полученный результат указывает на ослабление действия сил пространственного заряда в модели с $V_{\varphi 0} \neq 0$ и на то, что конечная величина скоростного разброса в ВЭП создается не за счет суммирования отдельных составляющих δV_{\perp} , обусловленных действием различных факторов [4], а определяется в результате композиции соответствующих функций распределения.

Согласно полученным данным, модель с учетом разброса начальных скоростей дает более близкие к экспериментальным значения δV_{\perp} , чем модель с $V_{\varphi 0} = 0$, особенно в диапазоне до $I = 20$ А, в котором параметр объемного заряда $t_j \leq 0,1$ ($t_j = I/I_L$, где I_L – ленгмюровский ток эквивалентного безмагнитного диода), что вполне естественно. Однако при дальнейшем повышении тока пучка расхождения с экспериментальными данными в приросте δV_{\perp} начинают возрастать и для модели с $V_{\varphi 0} \neq 0$ (за исключением МИП с $\varphi = 7^{\circ}$). Здесь можно отметить два характерных момента. Прежде всего, наблюдается существенное превышение прироста расчетного δV_{\perp} по сравнению с экспериментальным в МИП с регулярно пересекающимися траекториями ($\varphi = 12^{\circ}$). Другая особенность касается МИП с ламинарным пучком ($\varphi = 27^{\circ}$), в которой и в модели с $V_{\varphi 0} \neq 0$ не регистрируется возрастание δV_{\perp} , в то время как в эксперименте наблюдается небольшой прирост δV_{\perp} , но лишь при $t_j > 0,1$. Как видно, проведенное усовершенствование теоретической модели не обеспечивает полного согласия расчетных параметров пучка с экспериментальными. Одной из возможных причин такого поведения экспериментальных δV_{\perp} может служить, по-видимому, наличие захваченных в магнитную ловушку электронов, которые не исключаются полностью даже при использовании модифицированной методики измерения параметров ВЭП.

Функции распределения расчетных осцилляторных скоростей для каждой МИП при $I = 20, 30$ и 40 А приведены на рис. 3.

Как видно из рис. 3, для $f(V_{\perp})$ характерны расширение с ростом тока и сдвиг максимума в область меньших осцилляторных скоростей. Аналогичная картина изменения функции распределения при повышении I была получена в эксперименте [7]. Заметим, что для регулярно пересекающегося пучка с ростом его тока расширение $f(V_{\perp})$ происходит как в сторону уменьшения, так и в сторону увеличения осцилляторных скоростей (см. рис. 3, б). Согласно рис. 3, а, б, в системах с $\varphi = 7^{\circ}$ и $\varphi = 12^{\circ}$ $f(V_{\perp})$ при больших токах пучка перестает быть унимодальной (функцией с одним экстремумом). Физическая интерпретация обнаруженного явления пока не ясна полностью. Можно лишь констатировать, что для этих систем при измерении скоростного разброса в результирующем пучке характерно более резкое нарастание скоростного разброса с ростом тока по сравнению с двумя остальными ($\varphi = 17^{\circ}$ и $\varphi = 27^{\circ}$, см. [3]), а в эксперименте в рабочих режимах регистрировалось нарушение устойчивости пучка. В связи с этим вполне допустимо предположение о том, что нарушение унимодальности функции распределения $f(V_{\perp})$ при численном моделировании первичного пучка может явиться возможной причиной возникновения неустойчивостей в реальных пучках [9].

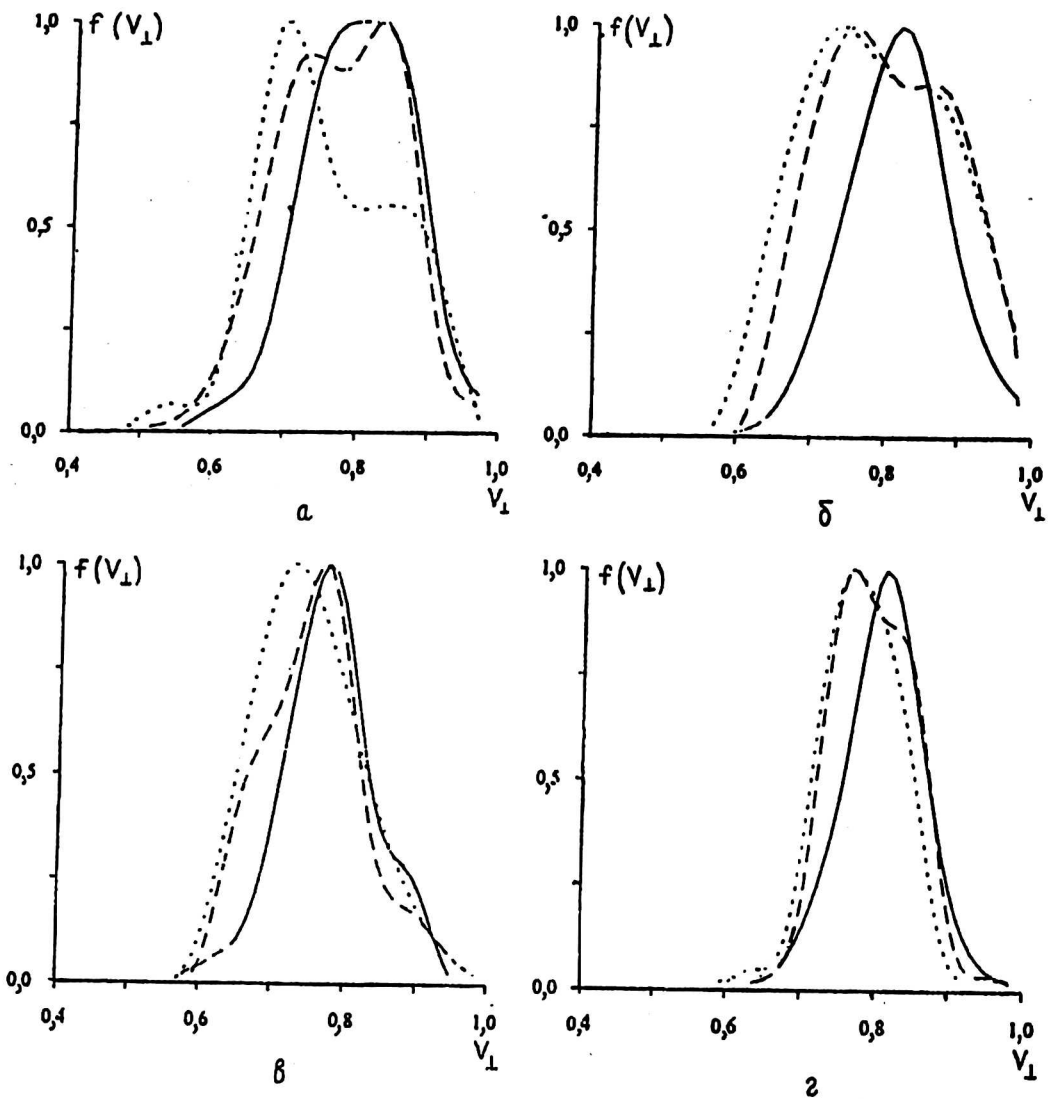


Рис. 3. Функции распределения осцилляторных скоростей в зависимости от тока пучка для МИП 83 ГГц гиротрона, $\alpha = 19$:

а – МИП с перемешанным пучком ($\varphi = 7^\circ$); б – МИП с регулярно пересекающимся пучком ($\varphi = 12^\circ$); в – МИП с пограничным пучком ($\varphi = 17^\circ$); г – МИП с квазиламинарным пучком ($\varphi = 27^\circ$);
 — — $I = 20$ А; - - - - $I = 30$ А; ····· $I = 40$ А

В результате исследований, описанных выше, и последующей проверки характеристик гиротронов в режимах генерации было установлено, что наиболее эффективными оказались системы, в которых формировались либо пограничные, либо ламинарные пучки. Поэтому при переходе к другим частотам миллиметрового диапазона волн рассматривались только такие системы.

МИП для 110 ГГц гиротрона, $\alpha = 22,5$.

Экспериментальные и теоретические кривые зависимостей δV_{\perp} и t_1 от тока пучка I для МИП с пограничным и ламинарным пучками в моделирующем режиме приведены на рис. 4.

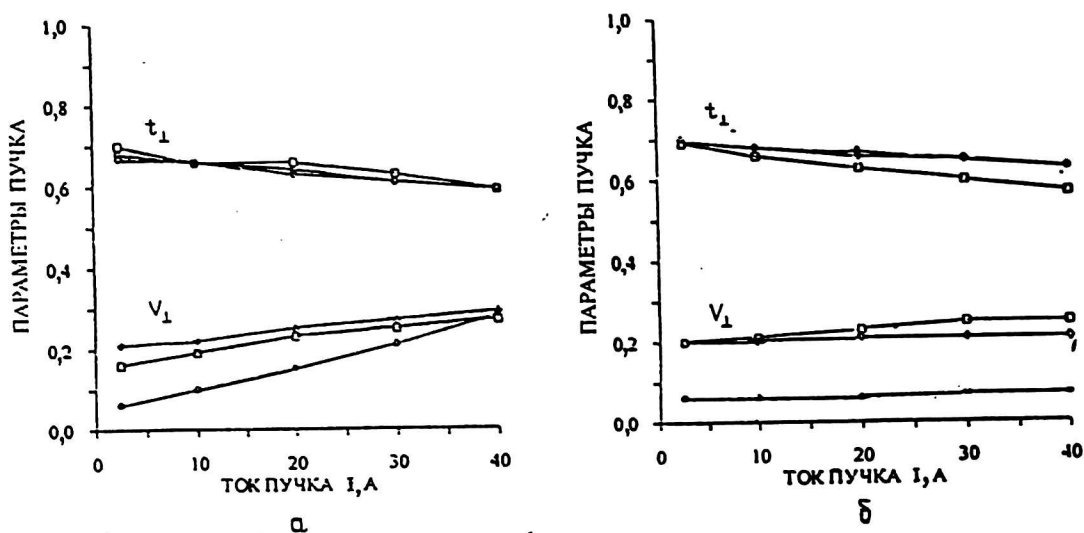


Рис. 4. Зависимость скоростного разброса δV_1 и относительной осцилляторной энергии t_1 от тока пучка для МИП 110 ГГц гиротрона, $\alpha = 22,5$:

а – МИП с пограничным пучком ($\varphi = 17^\circ$); б – МИП с квазиламинарным пучком ($\varphi = 27^\circ$);
 \ominus – модель $V_{\varphi 0} = 0$; \square – эксперимент; \diamond – EPOS-V $V_{\varphi 0} \neq 0$

Как видно из рис. 4, в системе с пограничным пучком наблюдается хорошее соответствие расчетных и экспериментальных зависимостей $\delta V_1(I)$ и $t_1(I)$ при учете разброса начальных скоростей. В ламинарном пучке (в отличие от соответствующей МИП для 83 ГГц) расхождение экспериментальных и расчетных параметров пучка увеличивается (см. рис. 4, б). Изменение теоретической функции распределения осцилляторных скоростей с ростом тока пучка для каждой из рассматриваемых систем аналогично приведенным на рис. 2, в и рис. 2, г, соответственно. Отметим, что в МИП с пограничным пучком прослеживается тенденция к нарушению унимодальности $f(V_1)$ при достаточно больших значениях тока ($I > 50$ А).

МИП для 140 ГГц гиротрона, $\alpha = 28$

В пограничном пучке вновь наблюдается достаточно хорошее соответствие расчетных и экспериментальных зависимостей $\delta V_1(I)$ и $t_1(I)$ (рис. 5, а) при учете разброса начальных скоростей. Однако для ламинарного пучка (рис. 5, б) имеет место уже довольно существенное отличие измеренных параметров пучка от полученных при численном моделировании.

Эволюция расчетной функции распределения осцилляторных скоростей с ростом тока пучка для каждой из рассматриваемых систем снова близка к приведенным на рис. 2, в и рис. 2, г. Нарушение унимодальности $f(V_1)$ проявляется опять только в МИП с пограничным пучком и при достаточно высоких значениях тока пучка ($I > 50$ А). Некоторые из семейства экспериментальных функций распределения, снятых в МИП с пограничным пучком в различных режимах и при разных величинах тока пучка, представлены на рис. 6, а и рис. 6, б.

Согласно приведенным данным, расчетные величины наиболее близки к экспериментальным в системах с пограничным пучком. В то же время в МИП с ламинарным пучком по мере повышения коэффициента перематничивания α отмечается возрастающее расхождение между расчетными и

экспериментальными значениями даже для такой усредненной величины, как t_1 . Обнаруженные закономерности указывают на то, что эффект захвата и накопления возросшего числа отраженных электронов в пространстве между катодом и второй диафрагмой с повышением α проявляется сильнее в ламинарном пучке.

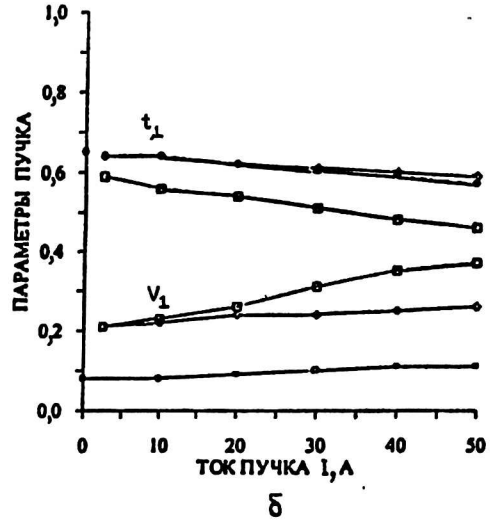
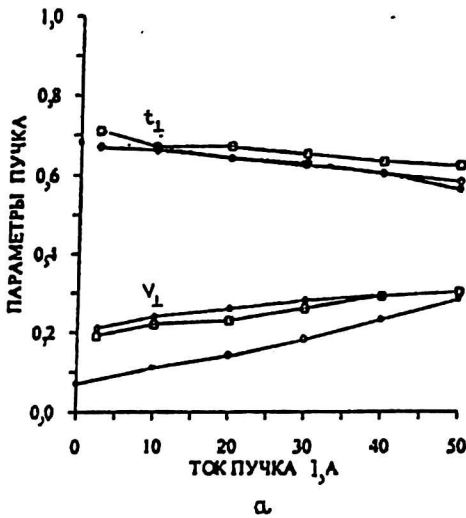


Рис. 5. Зависимость скоростного разброса δV_1 и относительной осцилляторной энергии t_1 от тока пучка для МИП 140 ГГц гиротрона, $\alpha = 28$:
 а – МИП с пограничным пучком ($\varphi = 17^\circ$); б – МИП с квазиламинарным пучком ($\varphi = 27^\circ$);
 —○— модель $V_{\varphi 0} = 0$; —□— эксперимент; —◇— EPOS-V $V_{\varphi 0} \neq 0$

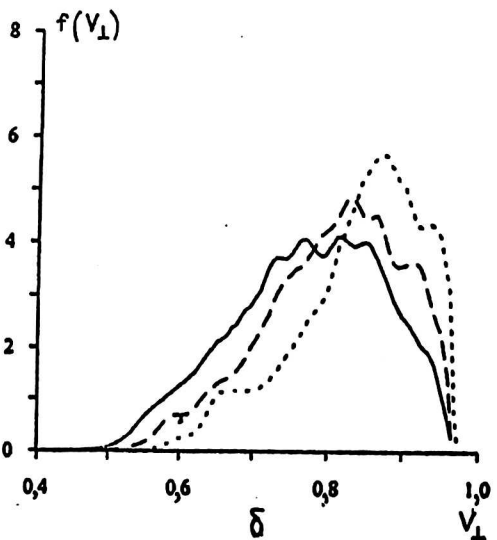
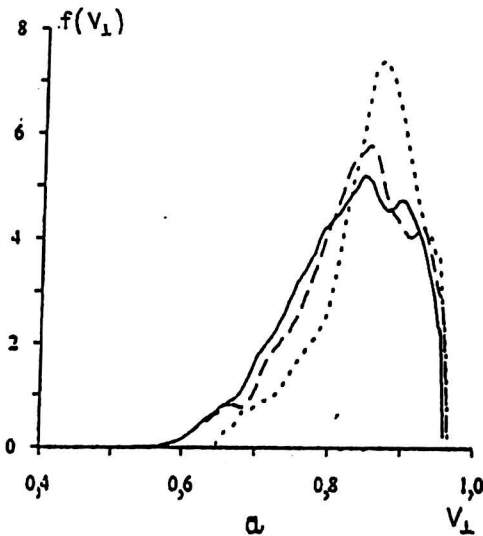


Рис. 6. Функции распределения осцилляторных скоростей в зависимости от тока пучка для МИП с пограничным пучком 140 ГГц гиротрона, $\varphi = 17^\circ$, $\alpha = 28$, эксперимент:
 а – первичный пучок; б – результирующий пучок;
 — $I = 50$ А; - - - $I = 30$ А; ···· $I = 10$ А

Заклучение

Усовершенствованная методика траекторного анализа МИП с учетом начального скоростного разброса позволяет более достоверно прогнозировать δV_{\perp} в реальных пучках. На основе анализа функции распределения электронов по осцилляторным скоростям $f(V_{\perp})$ появляется возможность выбирать оптимальный вариант из нескольких МИП при равенстве заданных усредненных параметров пучка (i_{\perp} и δV_{\perp}).

Усовершенствованная автоматизированная установка позволяет наряду с традиционно измеряемыми средними параметрами пучка производить снятие функций распределения электронов по поперечным скоростям. Наряду с этим повышаются точность и достоверность измерений, практически исключаются ошибки за счет временных уходов параметров, снимается и обрабатывается большой объем экспериментальных данных за короткий промежуток времени.

Разработанные методики численного моделирования процессов в интенсивных ВЭП и экспериментального исследования их характеристик дают возможность проводить более полное и корректное сопоставление расчетных и экспериментальных данных и, соответственно, позволяют оптимизировать выходные параметры гиротронов, что является необходимым условием разработки высокоэффективных мощных микроволновых комплексов.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ,
грант № 99-02-17779.

Л и т е р а т у р а

1. Лыгин В. К., Мануилов В. Н., Цимринг Ш. Е. // Электронная техника. Сер. 1. Электроника СВЧ. 1987. Вып. 7. С. 36.
2. Hermansfeldt W. B. Electron Trajectory Programm. SLAC-226, Stanford University, Stanford, CA. 1979.
3. Запезалов В. Н., Куфтин А. Н., Лыгин В. К., Цимринг Ш. Е. // Изв. вузов. Радиофизика. 1992. Т. 35. № 11-12. С. 999.
4. Цимринг Ш. Е. // Там же, 1972. Т. 15. № 8. С. 1247.
5. Авдошин Е. В., Гольденберг А. Л. // Там же, 1973. Т. 16. № 10. С. 1605.
6. Лыгин В. К. // Радиотехника и электроника. 1996. Т. 41. № 5. С. 627.
7. Антаков И. И., Гинцбург В. А., Засыпкин Е. В., Соколов Е. В. // Изв. вузов. Радиофизика. 1975. Т. 18. № 8. С. 1196.
8. Tsimring Sh. E., Zapevalov V. E. // Int. J. Electronics. 1996. V. 81. № 2. P. 199.
9. Flyagin V. A., Goldenberg A. L., Zapevalov V. E. // Conf. Digest 18th Int. Conf. on Infrared and Millimeter Waves, 1993. University of Essex, Colchester. SPIE 2104. P. 581.

Numerical simulation and experimental investigation for millimeter waves powerful gyrotrons helical electron beams

V. E. Zapevalov, A. N. Kuftin, V. K. Lygin, A. S. Postnikova
Institute of Applied Physics RAS, N. Novgorod, Russia

The paper presents a modern approach to studies of characteristics of intense helical electron beams for gyrotrons. The essence of the method consists in finding electron distribution functions with respect to oscillatory velocities in the beam both by numerical simulation and experimentally. Experimental and calculated data for beams with different topologies were compared in different frequency ranges. Evolution of the electron oscillatory velocity distribution function as the beam current grows has been traced.