

ЭЛЕКТРОННО-ОПТИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ  
МОЩНЫХ МЦР

В.Е.Запевалов, В.К.Лыгин, В.Н.Мануилов,  
Ш.Е.Цимринг

Основной тенденцией в разработках мощных МЦР, вытекающей из специфики этого класса приборов, является увеличение поперечного сечения области взаимодействия, т.е. переход к пространственно развитым структурам в сочетании с повышением мощности электронного пучка.

Указанное направление ставит ряд серьезных задач перед электронной оптикой. В частности, наращивание мощности электронного пучка связано с увеличением плотности тока, толщины пучка и переходом к релятивистским напряжениям. Во многих случаях эти изменения приводят к увеличению сил объемного заряда с соответствующим ростом скоростного разброса и возникновению неустойчивостей электронном потоке.

Применение пространственно развитых структур выдвигает как важнейшую проблему селекцию колебаний. Электронные методы селекции, которые широко используются наряду с электродинамическими, также ставят интересные задачи перед электронной оптикой.

В настоящей статье рассматриваются некоторые из перечисленных вопросов. Естественно, что в рамках одной статьи трудно это сделать достаточно подробно. Однако для полноты картины мы предпочли во многих случаях поступиться деталями. В статье не затрагиваются результаты экспериментальных исследований.

В первом разделе рассмотрены системы формирования плотных винтовых электронных пучков (ВЭП), имеющие при прочих равных условиях малый скоростной разброс. Во втором – содержится анализ аббераций ВЭП, вносимых линзой, которая образуется на стыке между анодом и резонатором, имеющими разные потенциалы. В третьем – описан синтез магнетронно-инжекторных пушек (МИП) МПР, работающих в режиме полного пространственного заряда. В четвертом разделе приведены результаты расчёта двухлучевых электронно-оптических систем (ЭОС) гиротронов. Возможности использования таких систем для электронной селекции колебаний рассмотрены в отдельной статье настоящего сборника. (см. с. 60).

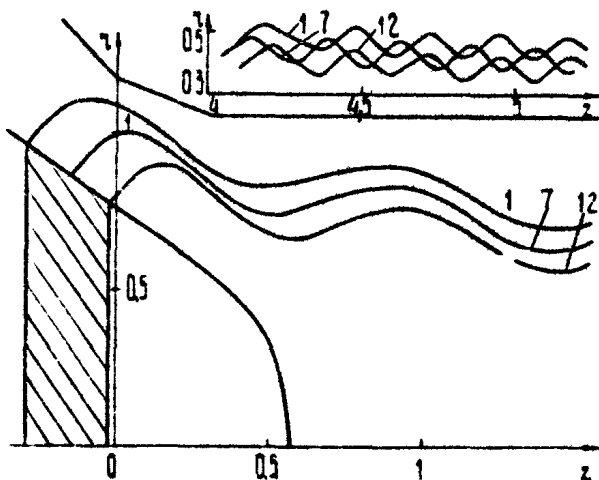
### 1. Сильноточные пушки с малым скоростным разбросом

Один из основных факторов, приводящих к возрастанию скоростного разброса в ВЭП под влиянием сил объемного заряда, связан [1,2] с наличием регулярных пересечений электронных траекторий в пучке. Устранить указанный эффект можно путём формирования в области пушки перемешанных или, наоборот, ламинарных пучков с непересекающимися траекториями.

1. Системы формирования ламинарных пучков. Траекторный анализ таких систем [3,4] показал, что устранение регулярных пересечений траекторий действительно способствует радикальному уменьшению скоростного разброса как функции тока пучка. Методика траекторного анализа, использованная в цитированных работах, позволяла исследовать пучки на временных интервалах, не превышающих 6–8 циклотронных периодов. Однако в результате эффектов обгона, связанных с наличием скоростного разброса  $\delta v_{\perp}$ , ламинарные пучки могут на достаточно большой длине трансформироваться в пересекающиеся. Оценки показывают, что число витков, требующееся для указанной трансформации,

$$N \approx 1/2 \bar{q}^2 \delta v_{\perp},$$

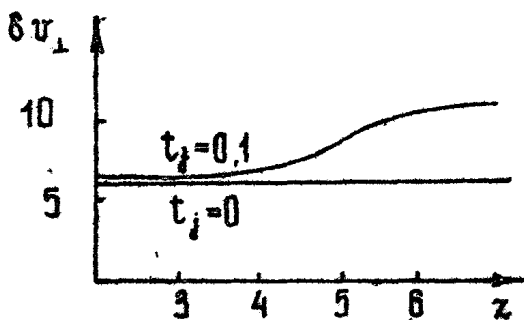
где  $\bar{q}$  – усредненное отношение осцилляторной скорости электронов к их скорости дрейфа вдоль магнитного поля. Полагая  $\bar{q} = 1$ ,  $\delta v_{\perp} = 5\%$ , получаем  $N \sim 10$ . Пересечение траекторий на начальной стадии имеет регулярный характер, что способствует формированию дополнительного скоростного разброса под действием сил объемного заряда. На рис.1 представлена система формирования с ламинарным пучком.



Р и с.1. Пушка с квазиламинарным пучком электронов. Вверху приведены электронные траектории в переходной области ( $\bar{t}_j = 0,1$ )

Согласно данным траекторного анализа [5] в области пушки (плоскость окончания счёта  $z = 3$ ), разброс  $\delta v_{\perp}$  практически не зависит от величины тока и составляет 7% в холодной системе и 6% при  $\bar{t}_j = 0,1$  ( $\bar{t}_j = I/I_A$ , где  $I$  – ток пучка,  $I_A$  – ленгмюровский ток пушки, соответствующий безмагнитному диодному промежутку анод-катод). Последующий траекторный анализ системы в области, простирающейся до рабочего пространства ( $z = 7$ ), показал, что в переходной области возникают регулярные пересечения траекторий при  $4 < z < 6$  (рис. 1). Соответственно разброс на этом участке увеличивается

с 7 до 11% (рис.2). При  $z > 6$  траектории перемешиваются и величина  $\delta v_{\perp}$  перестает возрастать.



Р и с.2. Зависимость скоростного разброса от продольной координаты для системы рис.1

При наличии регулярных пересечений осцилляторная скорость электронов, оказавшихся на левом краю пучка \*), увеличивается, а на правом – уменьшается [2] по сравнению с величинами, удовлетворяющими условию сохранения поперечного адиабатического инварианта. Согласно рис.1 при  $4 \leq z \leq 6$  слева оказываются электроны, вылетевшие из центра эмиттера, справа – с краев. В таблице приведены относительные величины осцилляторных скоростей в трёх трубках тока после прохождения области регулярных пересечений при  $t_j = 0$  и 0,1.

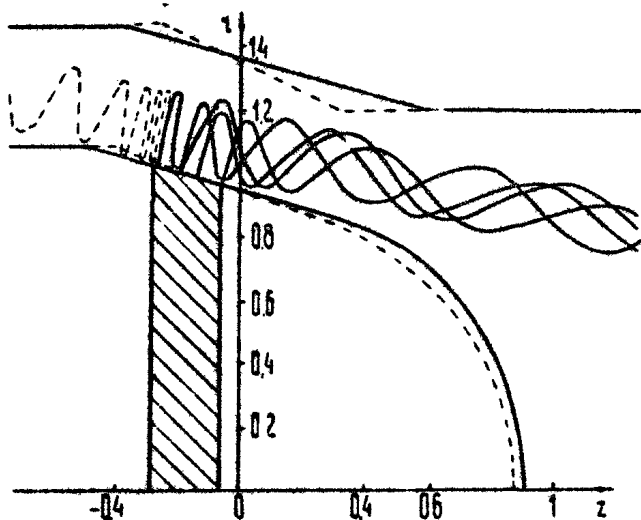
$t_j$	1-я трубка	7-я трубка	12-я трубка
0	1,185	1,184	1,188
0,1	1,159	1,209	1,163

\*) "Левыми" ниже называются электроны, находящиеся на восходящем участке внешней границы полого пучка.

При слабом пространственном заряде (см. таблицу) возрастание вдоль траектории всех осцилляторных скоростей одинаково и соответствует условию сохранения поперечного адиабатического инварианта. В режиме с пространственным зарядом скорости центральных электронов увеличиваются быстрее, а крайних – медленнее.

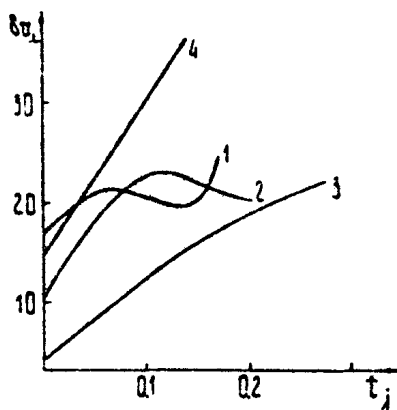
Таким образом, увеличение разброса в квазиламинарном пучке связано с резонансным механизмом [2], который нарушает адиабатичность. Важно, что увеличение разброса в квазиламинарных пучках заметно меньше, чем в традиционных системах, где регулярное пересечение траекторий начинается непосредственно у инжектора [2].

2. Системы формирования пучков с траекториями, перемешанными в области пушки, реализуются в МИП, имеющих малые углы наклона  $\psi$  магнитного поля к поверхности катода. Специфической особенностью этих систем является малый разброс ведущих центров в резонаторе при большой ширине эмиттирующего пояска. На рис.3 показаны расчётные траектории, а на рис.4 – зависимость скоростного разброса  $\delta v_1$  от  $t_j$ .



Р и с.3. МИП с малым  $\psi$ . Штрих-пунктир – траектория отраженного электрона

Р и с.4. Зависимость скоростного разброса от тока пучка в пушке рис.3 при разной ширине эмиттера



Как видно,  $\delta v_1$  слабо зависит от тока пучка (ср. кривую 1 с кривой 4).

Эффект вызван быстрым перемешиванием траекторий за счёт большой ширины  $l$  эмиттера (согласно рис.3  $l/L \sim 2$ , где  $L$  — длина первого шага электронной траектории). Этот вывод подтверждается результатами траекторного анализа системы с вдвое и вчетверо меньшей шириной эмиттирующего пояска, когда вблизи инжектора появляются области с регулярным пересечением траекторий и резко возрастает  $\delta v_1$  (кривые 2,3). Полный скоростной разброс у широкого пучка при  $t_j = 0,14$  меньше соответствующей величины для более узких поясков, несмотря на двукратное снижение тока (точки  $t_j = 0,14$  и  $0,28$  для кривых 2 и 3). К аналогичным результатам приводит увеличение угла  $\varphi$  при неизменной ширине эмиттера и плотности тока (профиль электродов показан на рис.3 пунктиром). Несмотря на большую величину позиционного скоростного разброса (15% для кривой 4), прирост  $\delta v_1$  при  $t_j = 0,14$  достигает 20% по сравнению с 2% в исходной геометрии.

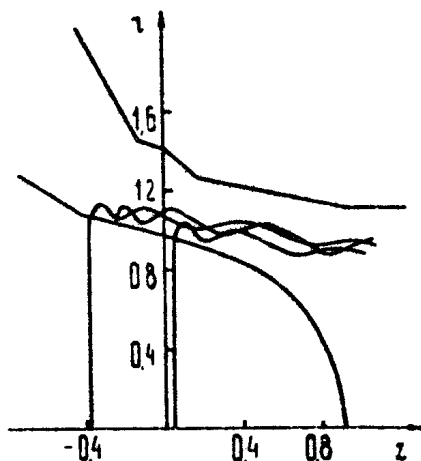
Согласно рис.4 при некоторой величине  $t_j = t_{jk}$  на  $\delta v_1$  наблюдается максимум. Соответствующие значения  $t_{jk}$  и прирост  $\delta v_1$  при вдвое суженном эмиттере существенно больше, что вполне естественно, учитывая меньший ток пучка.

По мере увеличения тока падает компонента электрического поля  $E_{||}$ , определяющая дрейф электронов из области пушки. В результате при некотором критическом токе

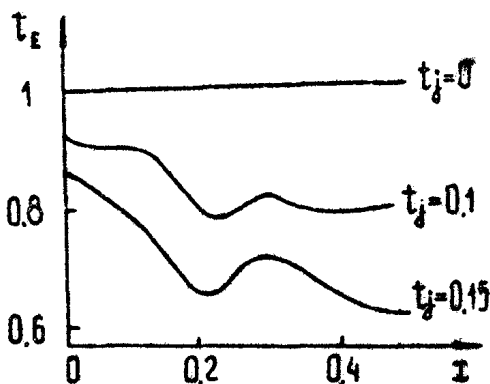
$I_s$  на катоде формируется пробка для электронов, стартовавших с левого края эмиттера. Эти электроны дрейфуют влево и попадают на анод. Для системы рис.3 подобный режим реализуется при  $t_j \geq 0,2$ . С увеличением ширины пояса  $I_s$  несколько возрастает.

Применение методики траекторного анализа, модифицированной на случай отражений, показало, что при  $I > I_s$  итерационный процесс становится неустойчивым (отсутствует сходимость). Указанная вычислительная неустойчивость, по-видимому, свидетельствует о реальной неустойчивости таких режимов (ср. [6]). Для устранения эффекта отражения электронов необходимо увеличить положительную компоненту продольной скорости "левых" электронов. Одним из способов является введение заднего фокусирующего электрода (рис.5), что по данным траекторного анализа позволяет существенно увеличить  $I_s$ .

Р и с.5. МИП с малым  $\varphi$ , работающая в сильно закритическом режиме



В МИП с малыми  $\varphi$  при достаточной ширине эмиттера скоростной разброс в основном определяется экранирующим действием пучка. На рис.6 приведено распределение коэффициента экранировки электростатического поля  $t_E = E_k$ :  $[E_k^{(0)}]$  при различных плотностях тока ( $E_k^{(0)}$  — поле на катоде в холодной системе) для системы с задним фокусирующим электродом (см.рис.5).



Р и с.6. Распределение коэффициента экранировки электростатического поля вдоль эмиттера для системы рис.5 ( $x$  – координата вдоль эмиттирующего пояса, отсчитываемая от его левого края)

Пространственный заряд вызывает заметное изменение  $t_E$  даже при относительно небольших  $t_j$ . Максимум  $t_E$  (и, соответственно, осцилляторной скорости) оказывается на левом краю эмиттера. Поэтому очевидным способом снижения  $\delta v_{\perp}$  является подбор конфигурации электродов, обеспечивающей в холодной системе снижение поля к левому краю эмиттера.

В пушках с  $t_R = R/d \sim 1$  ( $t_R \approx 0,5 \div 0,8$ ) ( $R$  – высота первого максимума электронной траектории) получение требуемого распределения  $E_{\kappa}^{(0)}(x)$  возможно лишь в системах с достаточно резким изменением профиля анода, нарушающим при больших  $t_R$  условия адиабатичности. Оптимизация системы формирования в этом случае, как правило, существенно усложняется. Указанное ограничение играет меньшую роль в МИП, работающих в сильно закритическом режиме ( $t_R \ll 1$ ). На рис.5 представлен один из вариантов. При такой форме электронов холодное распределение  $v_{\perp}(x)$  является монотонно возрастающим слева направо и практически точно совпадает с адиабатическим [1]. По данным траекторного анализа величина разброса падает с 22% при  $t_j = 0$  до 12,5% при  $t_j = 0,1$ . Дальнейшее увеличение тока, однако, приводит к сильной экранировке электрического поля, снижению средней осцилляторной скорости и возрастанию  $\delta v_{\perp}$  до 51% при  $t_j = 0,2$ .

Таким образом, применение МИП с малым углом на –



клона магнитного поля к поверхности катода и широким эмиттером позволяет формировать сильноточные винтовые электронные пучки с достаточно малым скоростным разбросом.

## 2. Скоростные aberrации в электронно-оптических системах МЦР, содержащих иммерсионную линзу

Формирование интенсивных ВЭП в прикатодной области не гарантирует сохранение малого скоростного разброса в пучке при разных потенциалах анода и рабочего пространства. Возникающее в этом случае неоднородное поле между анодом и резонатором (указанную область в дальнейшем будем называть иммерсионной линзой [7]) может привести к дополнительному разбросу осцилляторных скоростей из-за нарушений адиабатичности, если параметры винтовой траектории (шаг, радиус) сравнимы с масштабом неоднородности электрического поля.

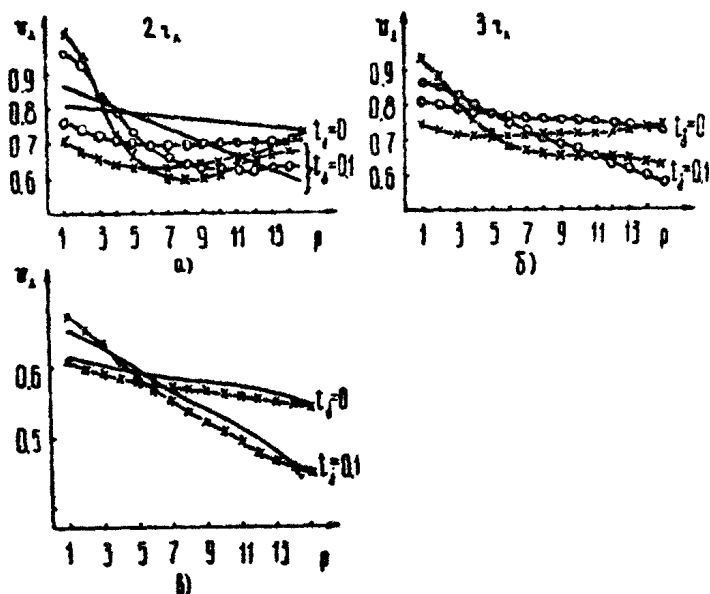
Скоростной разброс может возрасти еще больше в результате действия сил пространственного заряда. Ниже рассматривается влияние иммерсионной линзы на скоростной разброс в типичной пучке МЦР с широким эмиттером ( $l/d \sim 1$ ) и током  $I$ , соответствующим  $t_j = 0,1 + 0,15$ .

Изменение параметров пучка при прохождении области линзы исследовалось численными методами траекторного анализа [5] при расположениях ведущего центра пучка относительно электродов линзы на расстояниях, кратных ларморовскому радиусу ( $r_L$  в области линзы).

Влияние электрического поля линзы на параметры траекторий иллюстрируется сравнением рис.7, а, б, где приведены кривые распределения осцилляторных скоростей как функции  $p$  (номер трубки тока) при различных удалениях ведущего центра от краев линзы, с рис.7, в, на котором представлено распределение осцилляторных скоростей в области влета электронов в линзу ( $\chi = 2,7$ ).

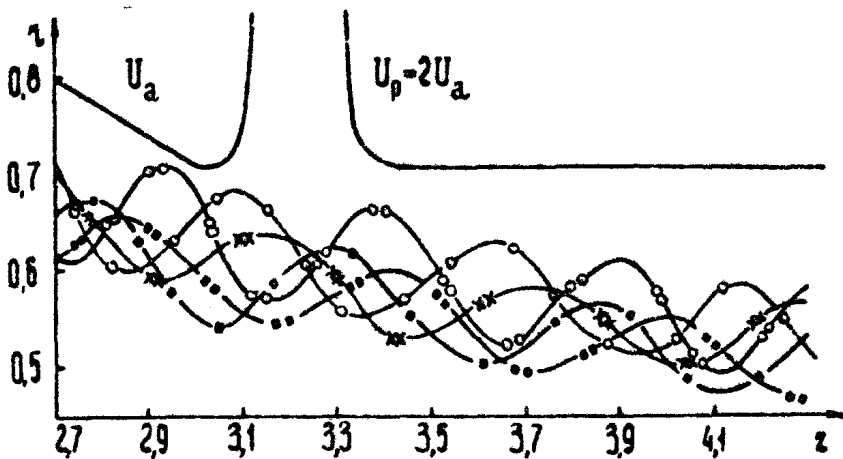
Согласно этим рисункам поле линзы оказывает наибольшее влияние на электроны, ведущий центр которых располагается на расстояниях  $2 r_L$  от краев электродов. Из рис. 7, а видно, что при  $t_j = 0$  увеличение напряжения на элек-

тродях линзы сильнее всего влияет на частицы, вылетающие с левой половины эмиттера. Действие иммерсионной линзы ослабляется по мере удаления ведущего центра от краёв электродов и практически исчезает на расстояниях, превышающих  $4 \tau_A$ .



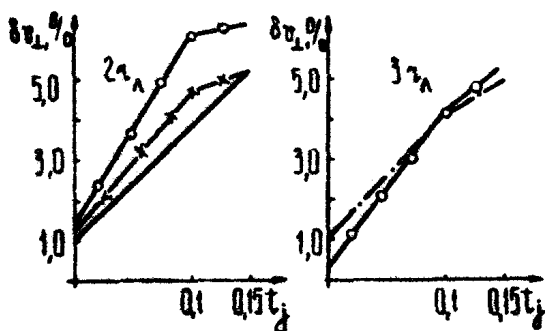
Р и с. 7. Кривые распределения осцилляторных скоростей по трубкам тока при различных удалениях ведущего центра от электродов линзы: а-б - в конечной плоскости после прохождения линзы; в - в плоскости влета в линзу ( $\chi = 2,7$ ).  
 — при  $U_p = U_a$ ; —○— при  $U_p = 2 U_a$ ;  
 —x—x— при  $U_p = 2,5 U_a$

На рис.8 построены центральные траектории трёх трубок тока (в режиме  $t_j = 0$  и  $t_j = 0,1$ ), соответствующие точкам вылета частиц с краёв и из центра эмиттера для случая удаления ведущего центра от электродов линзы на  $2 \tau_A$ . Изменения скоростного разброса  $\Delta v_1$  пучка как функции  $t_j$  при различном расположении ведущего центра показаны на рис.9.



Р и с.8. Электронные траектории в области иммерсионной линзы

$\circ$  — 1-я трубка     $\times$  — 7-я трубка     $\square$  — 15-я трубка для  $t_j = 0$   
 $\circ\circ$  — трубка     $\times\times$  — трубка     $\square\square$  — трубка для  $t_j = 0,1$



Р и с.9. Зависимость скоростного разброса от  $t_j$ ; при различных удалениях ведущего центра от электродов линзы:

— при  $U_p = U_a$ ;    — — — при  $U_p = 1,3 U_a$ ;  
 —  $\times$  —  $\times$  — при  $U_p = 2 U_a$ ;     $\circ$  —  $\circ$  — при  $U_p = 2,5 U_a$

При  $t_j = 0,1$  также наибольшие возмущения испытывают частицы, выходящие из левого участка эмиттера. Осцилляционные скорости этих частиц в результате действия поля пространственного заряда в области линзы возрастают (ср. осцилляционные скорости для трубок  $p = 1, p = 2$  на рис. 7,а и рис. 7,б, относящихся к одинаковым величинам  $U_p$  и  $t_j$ , а также значения осцилляционных скоростей при различных величинах линзового напряжения  $U_p - U_a$ ). Удаление ведущего центра от края линзы на  $3 \lambda_A$  согласно рис. 7,б и рис. 9 значительно ослабляет возмущения функции распределения и скоростного разброса. Для случая  $4 \lambda_A$  поле линзы практически не влияет на электронные траектории.

Проведенный анализ показывает, что если геометрия электронно-оптической системы и электрические режимы обеспечивают прохождение ведущих центров электроны орбит на расстояниях, больших  $4 \lambda_A$  от электродов линзы, то действие последней на электронные траектории практически отсутствует. Отметим, что в ряде случаев условия  $\lambda > 4 \lambda_A$  удается обеспечить соответствующим выбором обрыва анода.

### 3. Синтез магнетронно-инжекторных пушек с полным пространственным зарядом

В отличие от большинства ЭОС приборов СВЧ, магнетронно-инжекторные пушки (МИП) МЦР работают в режиме температурного ограничения эмиссии ( $T$  - режим). Последний позволяет управлять током пучка и параметрами электронных траекторий независимо друг от друга. Однако по сравнению с режимом пространственного заряда ( $p$  - режимом)  $T$  - режим характеризуется значительно большей неоднородностью эмиссии, ведущей к снижению срока службы катода и тепловым перегрузкам коллектора, а также более чувствителен к влиянию шероховатостей эмиттирующей поверхности на скоростной разброс, особенно в коротковолновых МЦР.

$p$  - режим позволяет в принципе получить максимальный ток пучка при заданных потенциалах электродов. Это особенно важно для приборов субмиллиметрового и коротковолновой части миллиметрового диапазонов.

В работах [8,9] дана теория синтеза МИП, работающих в  $T$  - режиме, когда отношение тока к ленгмюровскому параметру  $0,3-0,5$ . Ниже теория развивается на  $\beta$  - режим.

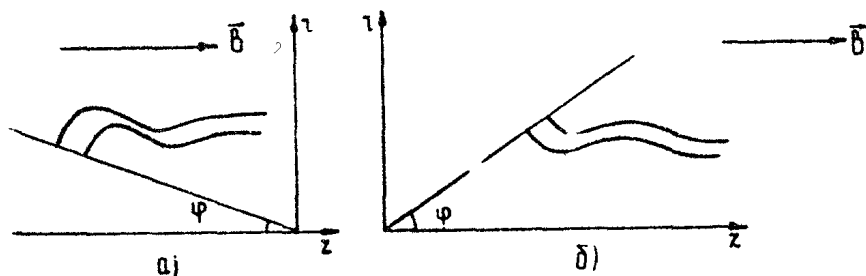
1. Внутренняя задача синтеза. Рассмотрим безграничный поток, образованный электронами, выходящими с поверхности конического катода и движущимися в однородном магнитном поле (рис.10), который описывается системой обыкновенных дифференциальных уравнений (1)-(9) из [9] при замене  $\mu \rightarrow 1$ ,  $\gamma \rightarrow \nu$  с начальными ( $t=0$ ) условиями \*

$$\tau = 1, z = \mp ctg\varphi, \theta = v_r = v_\theta = v_z = E_r = E_z = V = 0. \quad (1)$$

Знак "-" соответствует обычному потоку Драйдена, "+" - обращенному (рис.10). Параметр цилиндричности

$$\nu = j_0' / \epsilon_0 \eta'^2 \tau_k' B'^3 \quad (2)$$

по порядку величины равен отношению радиуса ларморовской окружности к радиусу катода.

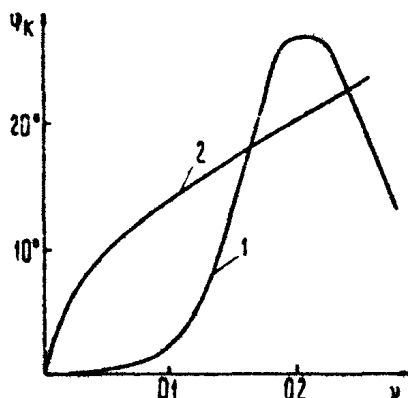


Р и с.10. Потоки Драйдена в прямой (а) и обращенной (б) пушках

\* Здесь и ниже использованы обозначения и безразмерные переменные, введенные в [9]. Для электрического поля принята нормировка

$$\bar{E} = \bar{E}' / \tau_k' \eta'^2 B'^2.$$

Так же как для потока Драйдена в  $\Gamma$  - режиме [9], формальные решения уравнений не всегда соответствуют ламинарным пучкам. На рис.11 представлена найденная из предложенного в [9] критерия зависимость критических (минимальных) величин  $\psi = \psi_k$  от параметра  $\gamma$ . Как видно, обращенная система предъявляет более жесткие требования к выбору угла  $\psi$ .



Р и с.11. Зависимость критического угла от параметра цилиндричности для прямой (кривая 1) и обращенной (кривая 2) пушек

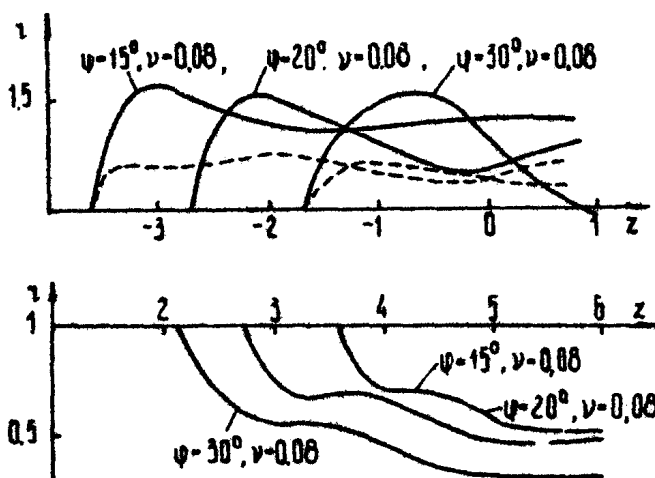
Увеличение осцилляторной скорости связано с использованием достаточно больших величин  $\gamma$ . Однако расчёт электронных траекторий прямого потока Драйдена (рис.12) при различных  $\psi$  и  $\gamma$  показал, что системы с  $\gamma > 0,1$  или  $\psi < 10^\circ$  непригодны ввиду недопустимого возрастания высоты подъема электронов в пушке. Для достаточно больших  $\gamma$  ( $\gamma \geq 0,03$ ) потенциал  $V$  на траекториях имеет максимум, при наличии которого электронные траектории не пересекают анодную эквипотенциаль с  $V > V_{\text{анод}}$ . Указанное обстоятельство открывает возможность синтеза электродной системы с минимальной последующей коррекцией.

Для обращенных пушек согласно рис.13 параметр  $\gamma$  не должен превышать значение 0,08\*. С уменьшением  $\psi$

---

\* В обращенных системах ограничением является условие  $E'_a < E'_{np}$ , где  $E'_a$  - напряженность электрического поля на аноде,  $E'_{np}$  - пробивное значение поля.

скорость радиального дрейфа падает. Для этих пушек зависимость потенциала от угла пролета является монотонно возрастающей при любых  $\psi$ .

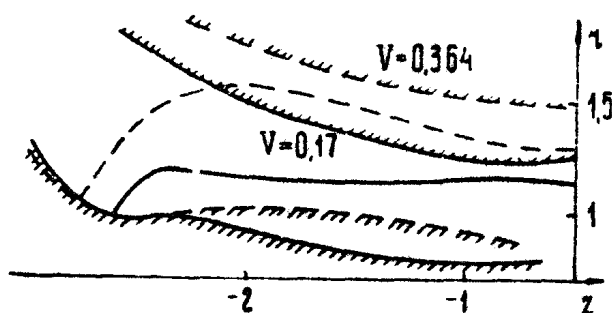


Р и с.12. Электронные траектории в прямом потоке Драйдена (пунктир -  $\nu = 0,03$ )

Р и с.13. Электронные траектории в обращенном потоке Драйдена

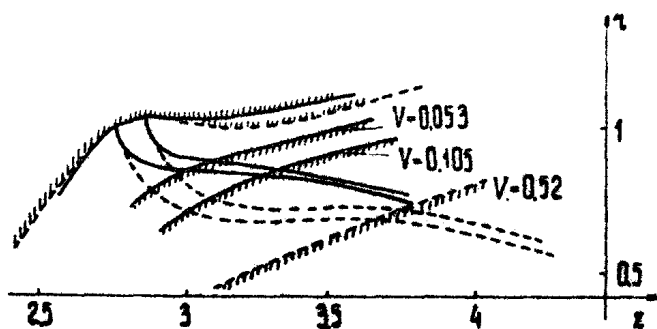
2. Решение внешней задачи синтеза проводилось методом Харкера по описанному в [9] алгоритму. На рис.14 представлены результаты расчёта двух вариантов пушек с  $\psi = 20^\circ$ ;  $\nu = 0,03$  и  $0,08$ . Вблизи эмиттера передняя и задняя катодные эквипотенциали наклонены к пучку под углом Пирса ( $67^\circ 30'$ ). Форма заднего фокусирующего электрода слабо зависит от параметра  $\nu$ . Результаты решения внешней задачи позволяют уточнить ограничения на величину  $\nu$ . Из рис.14, а также из результатов расчёта других вариантов следует, что уже при  $\nu = 0,08$  расстояние анод-катод оказывается одного порядка с радиусом катода. Это значение следует приять за верхнюю границу  $\nu$ . При  $\psi \leq 10^\circ$  экстремальные значения потенциала на траек-

тории и соответствующий угол пролета сильно возрастают. В этом случае целесообразно выбирать  $\gamma$  анодную эквипотенциаль с  $V < V_{\text{max}}$  (с последующей коррекцией формы анода [8]).



Р и с.14. Форма электродов и электронные траектории в прямой МИП, формирующей поток Драйдена с  $\psi = 20^\circ$  и  $\gamma = 0,03$  (пунктир -  $\gamma = 0,08$ )

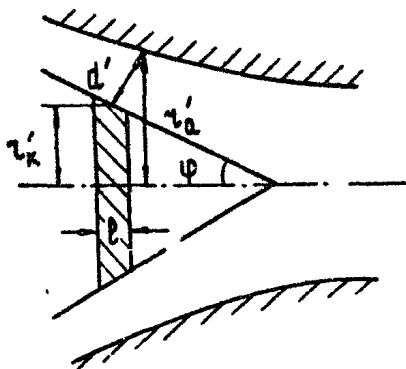
Для обращенных систем, как уже отмечалось, потенциал является монотонно возрастающей функцией угла пролета  $\theta$ , поэтому электронный пучок всегда пересекает анодную эквипотенциаль. На рис.15 приведена форма электродов и электронные траектории для  $\psi = 20^\circ$ ,  $\gamma = 0,03$  и  $0,08$ .



Р и с.15. Форма электродов и электронные траектории в обращенной МИП, формирующей поток Драйдена с  $\psi = 20^\circ$  и  $\gamma = 0,03$  (пунктир -  $\gamma = 0,08$ )



Целесообразно выбирать в качестве анода эквипотенциаль, соответствующую углу пролета  $\uparrow \sim (1,5 \div 2) \pi$ . При больших  $\uparrow$  конфигурация электродов не технологична (требуется увеличивать  $r_k/r_a$  - см. рис. 16). Кроме того, электрическое поле на аноде может превышать пробивное значение. Величину угла  $\psi$  целесообразно выбирать в диапазоне  $\psi_k < \psi \leq 20^\circ$ . Это же относится к системам с внутренним катодом.



Р и с. 16. К расчёту основных параметров системы формирования

3. Полная процедура расчёта МИП в  $\rho$  - режиме требует привлечения численных методов. Для предварительной оценки параметров ЭОС целесообразно воспользоваться плоской моделью, допускающей простое аналитическое решение внутренней задачи [8]. Проводя в расчетных соотношениях [8] предельный переход  $\chi \rightarrow \infty$ , что соответствует  $\rho$  - режиму, получаем основные параметры системы

$$I = 1,07 t_p (t_1 U_0)^{1/2} E_k^{(0)} R_0 K_a^2 \cos \psi F_a^{-1}, \quad (3)$$

$$d_k = 10,4 E_k^{(0) 5/3} B_0^{1/3} K_a^{5/3} \cos^{2/3} \psi (t_1 U_0)^{-1/3} F_a^{-5/3}, \quad (4)$$

$$U_a = 1,32 (t_1 U_0)^{2/3} E_k^{(0)} F_a^{1/3} K_a^{2/3} \cos^2 \psi B_0^{-2/3}, \quad (5)$$

$$\alpha = 1,52(t_1 U_0)^{1/3} B_0^{2/3} F_a^{2/3} E_k^{(0)2/3} K_a^{-2/3} \cos^{-2/3} \varphi, \quad (6)$$

$K_a$  и  $F_a$  – безразмерное расстояние до анода и анодный потенциал, даваемые соотношениями

$$K_a = \frac{\Phi_a^3}{6} \lg^2 \varphi + \Phi_a - \sin \Phi_a, \quad (7)$$

$$\Phi_a = \frac{\Phi_a^4}{8} \lg^2 \varphi + \frac{\Phi_a^2}{2} - \Phi_a \sin \Phi_a + 1 - \cos \Phi_a. \quad (8)$$

$\Phi_a \sim 2\pi$  – угол пролета до анода. Здесь приняты обозначения и система единиц, обычно используемые при расчётах МИП МЦР (см. [10]).

Расчёты по формулам (3) – (8) показывают, что использование пушек в  $\rho$  – режиме для приборов сантиметрового диапазона нецелесообразно, так как при этом анодное напряжение  $U_a$  как правило превышает рабочее  $U_0$ . Приемлемые результаты получаются для МИП МЦР миллиметрового диапазона ( $B_0 \geq 30$  кгс).

Совместное использование адиабатической теории МИП и результатов численного решения внутренней и внешней задач синтеза приводит к следующим расчётным соотношениям для аксиально симметричных систем

$$I = 22,2 t_p t_d \nu t_1 U_0 K_E E_k^{(0)} (\nu_{1y}^2 V_a B_0)^{-1}, \quad (9)$$

$$j_k = 32,5 \nu E_k^{(0)5/3} K_E^{5/3} B_0^{1/3} \nu_{1y}^{2/3} (t_1 U_0)^{-1/3} V_a^{-5/3}, \quad (10)$$

$$U_a = 1,04 (t_1 U_0)^{2/3} V_a^{1/3} K_E^{2/3} E_k^{(0)2/3} B_0^{-2/3} \nu_{1y}^{-4/3}, \quad (11)$$

$$\alpha = 0,96 (t_1 U_0)^{1/3} B_0^{2/3} V_a^{2/3} (\nu_{1y}^{2/3} E_k^{(0)2/3} K_E^{2/3})^{-1}, \quad (12)$$

$$R_0 = 1,07 t_p (t_1 U_0)^{1/2} (B_0 \nu_{1y})^{-1}, \quad (13)$$

$$R_k = R_0 \sqrt{\alpha}; t_d = d'/R'_k; t_e = l'/d'; t_r = R'_y/R'_k; K_E = \ln \frac{R_2}{R_k} / \cos \varphi. (14)$$

Здесь  $R_k$  и  $R_0$  - в мм,  $I$  - в А,  $j_k$  - в А/см<sup>2</sup>,  $U_0$ ,  $U_d$  - в кВ,  $E_k^{(0)}$  - в кВ/мм,  $B_0$  - кгс,  $R'_y$  - радиус ведущего центра на выходе из пушки (см. также рис. 16).

Согласно (9) - (14) все параметры ЭОС определяются через непосредственно задаваемые величины ( $U_0, B_0, E_k^{(0)}, \nu, \varphi, t_e$ ) и величины  $V_d, K_E, t_r, t_d$ , находящиеся из решения внутренней и внешней задач синтеза. Безразмерную осцилляторную скорость  $v_{\text{ш}}$  в области пушки можно определить из графиков  $v_0(t)$  и  $v_1(t)$  как полуразность максимального и минимального значений соответствующих компонент скорости на периоде гирочастоты. Как показывают расчёты, при  $\nu \lesssim 0,03$  величина  $v_{\text{ш}} \approx \nu$ , а  $t_r \approx 1$ . При этих условиях

$$\nu = (t_1 U_0)^{1/2} / R_0 B_0. (15)$$

Окончательно процедура расчёта МИП выглядит следующим образом. Сначала по формуле (15) оценивается  $\nu$ , а по рис. 11 определяется (с учётом приведенных выше ограничений углов) величина  $\varphi$ . Затем при выбранных  $\nu$  и  $\varphi$  по методике [9] решается задача синтеза и по формулам (9)-(14) находятся основные параметры системы формирования. После этого производится коррекция параметров внутренней задачи и предыдущие три этапа повторяются до получения приемлемых характеристик ЭОС. На рис. 14 показана конфигурация электронов пушки, рассчитанной для  $\beta$  - режима с параметрами:  $U_0 = 70$  кВ,  $B_0 = 35$  кгс,  $t_1 = 0,6$ ,  $E_k^{(0)} = 2,8$  кВ/мм. Оценочное значение  $\nu$ , вычисленное по формуле (15), равно приблизительно 0,03. В качестве параметров при решении задачи синтеза были выбраны  $\nu = 0,03$  и  $\varphi = 20^\circ$ . В результате решения внутренней и внешней задач  $t_d = 0,6$ ,  $V_d = 0,155$ ,  $v_{\text{ш}} = 0,032$ ,  $t_r = 1,18$ . Подставляя полученные значения в (9)-(14), находим:  $j_k = 4,8$  А/см<sup>2</sup>,  $U_d = 70$  кВ,  $t_e = 0,3$ ,  $I = 140$  А,  $\alpha = 90$ .

#### 4. ЭОС двухлучевых гиротронов

Многочуевые гиротроны позволяют существенно повысить селекцию мод по поперечному индексу [11].

Наиболее простой является двухлучевая система. Ниже рассмотрено несколько конструктивных вариантов двухлучевых МИП:

- а) эмиттирующие пояски 3 расположены на общем катоде 1 обычной МИП (рис.17,а);
- б) эмиттеры 3 расположены на общем катоде обращенной МИП (рис.17,б);
- в) эмиттер 1 на общем катоде 2 образует с внутренним анодом 3 обращенную МИП, а поясок 4 с внешним анодом 5—обычную МИП (рис.17,в);
- г) общий анод 1 с катодом 2 образует обычную МИП, а с катодом 3—обращенную МИП (рис.17,г);
- д) вариант, в), но катоды разделены;
- е) вариант г), но аноды разделены;
- ж) основной эмиттирующий поясок 1 располагается обычным образом в прямой или обращенной МИП, а дополнительный эмиттер 2, помещенный на анод 3 пушки, является катодом в системе анод—резонатор (рис.17,д,е,).

Выбор того или иного варианта в значительной степени зависит от назначения второго пучка (излучатель или поглотитель);

1. В двухлучевых МИП с обоими излучающими пучками должны быть выполнены следующие условия:

- а) достаточно большие для каждого из пучков параметры  $\bar{t}_1^{(1)}, \bar{t}_1^{(2)}$  (отношения колебательной энергии электронов в рабочем пространстве к их полной энергии);
- б) близкий к единице коэффициент токопрохождения;
- в) малый разброс осцилляторных скоростей;
- г) формирование пучков с заданными радиусами в резонаторе.

Для реализации указанных условий существенны относительные масштабы трех характерных величин радиуса катода  $R_k$ , высоты подъема электронов в пушке  $h$  и межэлектродного расстояния  $d$ . Всего возможно 4 случая ( $h/R_k \sim 1, h/d \sim 1; h/R_k \ll 1, h/d \sim 1, h/R_k \sim 1, h/d \ll 1, h/R_k \ll 1, h/d \ll 1$ ).

Рассмотрим первый из них ( $R/R_k \sim 1, R/d \sim 1$ ) для варианта а) (рис.17, а). Чтобы уменьшить электростатическую связь обоих пучков, радиусы ведущих центров пучков в области пушки должны быть разнесены на величину  $\Delta \geq R$ .

Это обстоятельство приводит к условию

$$\frac{d^{(2)}}{d^{(1)}} \approx \frac{E_k^{(1)}}{E_k^{(2)}} = n \geq 2, \quad (16)$$

где  $E_k^{(p)}$  — электрическое поле на поверхности эмиттера ( $p=1,2$ ). Эмиттеры должны быть также разнесены по оси на величину порядка  $R + 0,5(l^{(1)} + l^{(2)})$  (см.рис.17,а). Следовательно, отношение магнитных полей в центрах эмиттеров

$$\alpha_{1,2} = \frac{B_k^{(2)}}{B_k^{(1)}} = 1 + \frac{1}{B_k^{(1)}} \frac{dB}{dz} \left( R + \frac{l^{(1)} + l^{(2)}}{2} \right). \quad (17)$$

Согласно адиабатической теории МИП [1] при фиксированном магнитном поле в резонаторе поперечная энергия

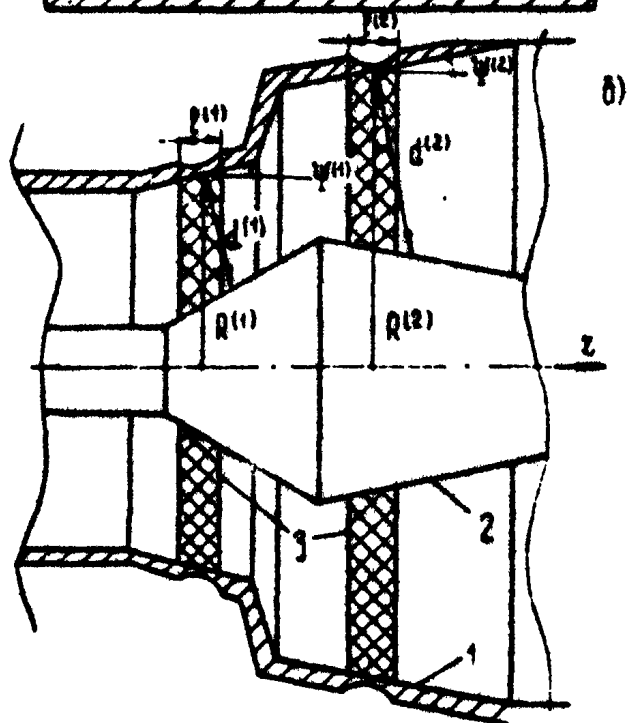
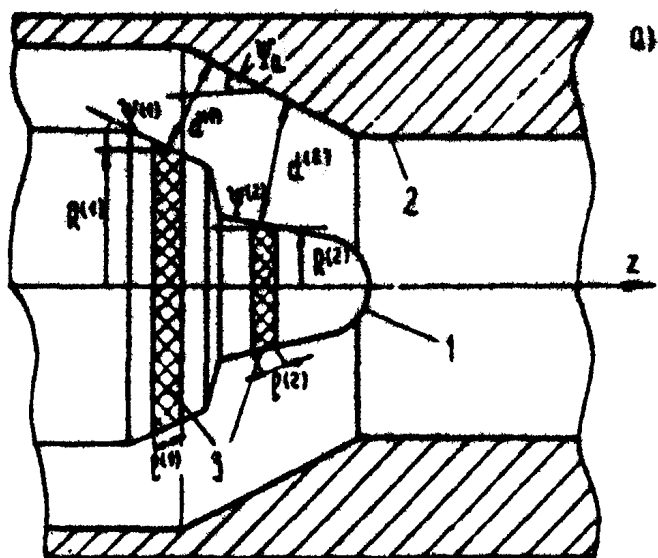
$$2\eta U_0 t_1 \sim E_{1k}^2 B_k^3 \quad (18)$$

Комбинируя (16)–(18), получаем отношение поперечных энергий электронов в обоих пучках

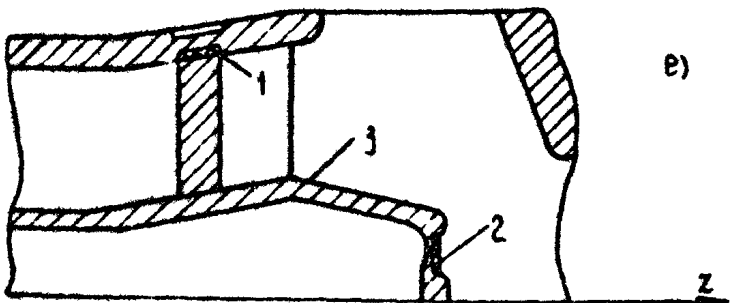
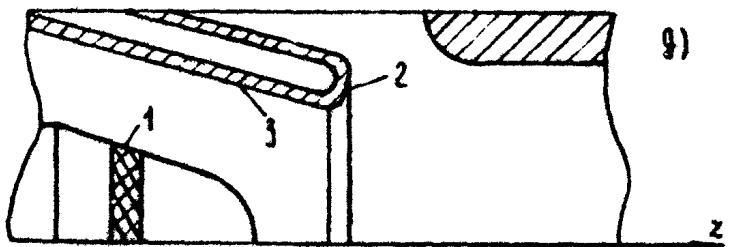
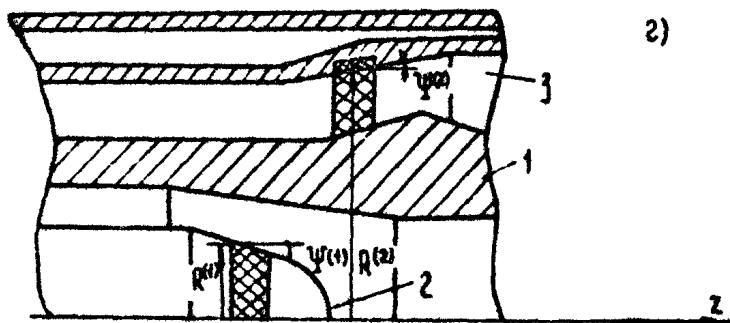
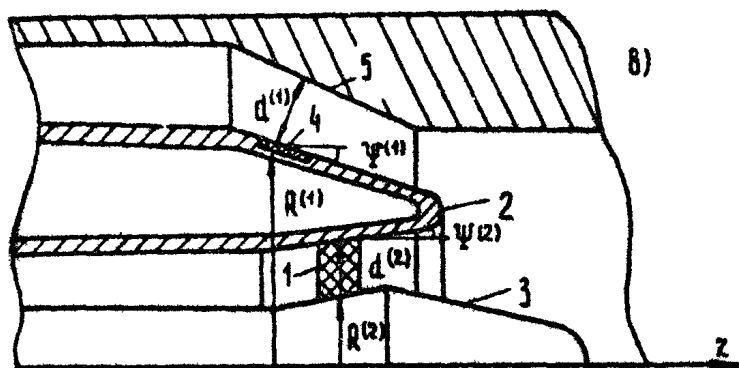
$$t_1^{(1)}/t_1^{(2)} = n^2 \alpha_{1,2}^3 \geq 4 \alpha_{1,2}^3. \quad (19)$$

В результате при удовлетворительных параметрах первого пучка недостаточна энергия второго пучка. Дополнительным ограничением является близость высоты подъёма электронов в пушке к радиусу второго эмиттера  $R_k^{(2)}$ , что затрудняет использование широких внутренних пучков.

Приведенные соображения показывают, что использование варианта а) требует существенно изменить традиционную геометрию МИП. В частности, для получения  $E_1^{(1)} = E_1^{(2)}$  при условии (16) должны использоваться  $\Psi^{(1)} > 60^\circ$ , что увеличивает разброс ведущих центров и скоростной разброс. Компромиссным решением является одновременное увеличение  $\Psi^{(1)}$  до  $30-40^\circ$ , межэлектронного расстояния  $d^{(1)}$  и анодного угла  $\Psi_a$ . При значительной величине  $\alpha_{1,2}^3$  указанные меры могут оказаться недостаточными. В этом



Р и с. 17. Варианты пушек двухлучевых гиротронов

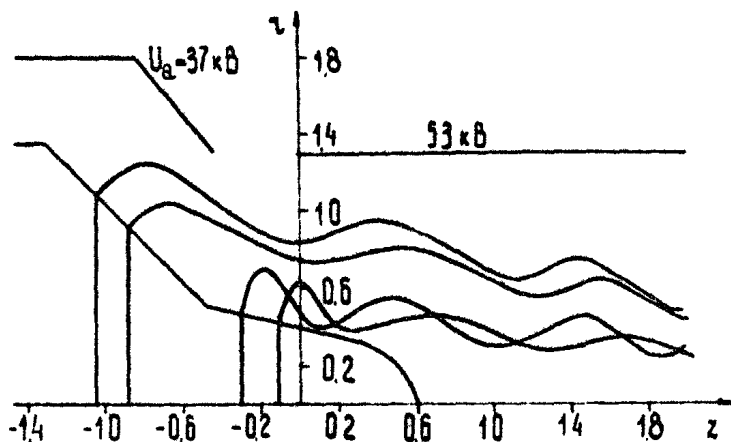


Р и с. 17. (продолжение)

случае целесообразно использовать бипотенциальный анод (два анода с разными потенциалами) и (или) магнитные системы с однородными в области катода или плавно спадающим от 1-го ко 2-му эмиттеру магнитным полем.

Аналогичное рассмотрение других систем с использованием соотношений (16)–(19) при разных  $R/d$  и  $R/R_k$  показывает, что при условиях  $R/d \sim 1$ ,  $R/R_k \sim 1$  и  $R/R_k \sim 1$ ,  $R/d \ll 1$  целесообразно использовать вариант а). При условии  $R/R_k \ll 1$ ,  $R/d \sim 1$  можно использовать любую из систем а)–г). Наконец, при условии  $R/R_k \ll 1$ ,  $R/d \ll 1$  реализуются варианты а), б), а при дополнительном условии  $d/R_k \ll 1$  и в), г) \*). Приведенные соображения носят направляющий характер. Окончательный выбор геометрии электродов и магнитных систем должен производиться по результатам траекторного анализа. Ниже приведены расчётные данные для трёх систем формирования типа рис.17,а с различными  $R/R_k$  и  $R/d$ .

Системы с  $R/R_k \sim 1$ ,  $R/d \sim 1$ . На рис.18 представлена система формирования гиротрона с бипотенциальной пушкой.



Р и с.18. Двухлучевая МИП с бипотенциальным анодом

\*) Отметим, что использование указанных вариантов требует (полностью или частично) реализовать рассмотренные выше рекомендации для систем типа а).



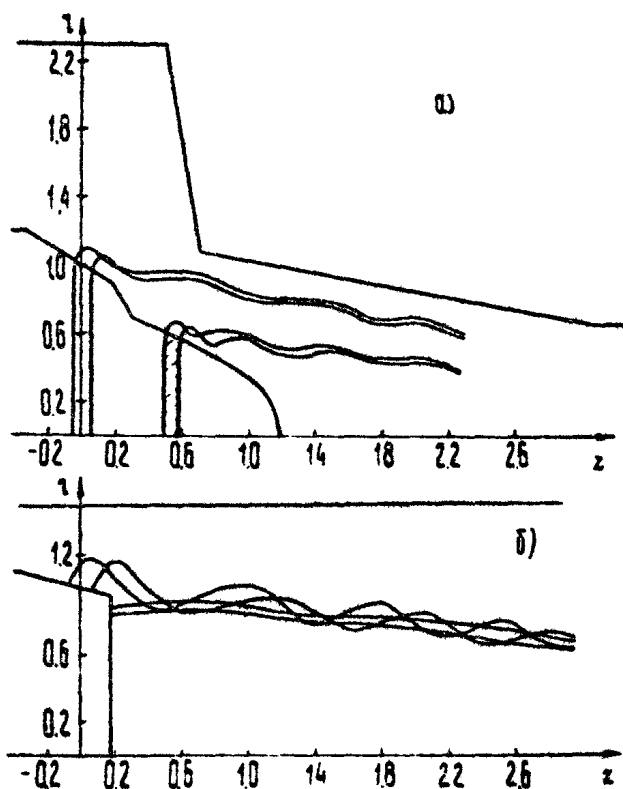
Траекторный анализ [5], проведенный без учета сил объемного заряда, дал  $t_1^{(1)} = 0,75$ ,  $\delta v_1 = 22\%$ ,  $t_1^{(2)} = 0,65$ ,  $\delta v_1 = 18\%$ . Однопотенциальная пушка с аналогичными параметрами, спроектированная на основе адиабатической теории с учетом данных выше рекомендаций, дает  $t_1^{(1)}/t_1^{(2)} > 2$  при  $t_1^{(2)} = 0,7$ . Одним из основных факторов, препятствующих получению одинаковых  $t_1^{(p)}$ , является большая величина  $\alpha_{1,2}^3 = 2$ . Задача облегчается в МИП с однородным магнитным полем на катоде, где по данным траекторного анализа параметры пучков:  $t_1^{(1)} = 0,67$ ,  $\delta v_1^{(1)} = 19\%$ ;  $t_1^{(2)} = 0,5$ ,  $\delta v_1^{(2)} = 11\%$ . Следует отметить, что в некоторых случаях даже в МИП с однородным магнитным полем требуемые параметры пучков реализуются только при использовании бипотенциального анода.

На рис. 19, а изображена система формирования электронного пучка для двухлучевого гиротрона с  $R/R_k \ll 1$ ,  $R/d \ll 1$ . Коррекция формы электродов (на рис. 19, а показан окончательный вариант) приводит к следующим параметрам пучков:  $t_1^{(1)} = 0,61$ ,  $\delta v_1^{(1)} = 9\%$ ,  $t_1^{(2)} = 0,69$ ,  $\delta v_1^{(2)} = 13\%$ .

Результаты траекторного анализа подтверждают возможность создания систем формирования двухлучевых гиротронов с удовлетворительными параметрами обоих пучков. Проектирование ЭОС существенно упрощается, когда высота подъема  $h$  много меньше других характерных масштабов пушки. В случае  $R/R_k \sim 1$ ,  $R/d \sim 1$  изменения профиля анода и катода, рекомендованные выше, недостаточны для формирования 2-х пучков с близкими  $t_1^{(p)}$  в системе с однопотенциальным анодом. Однопотенциальные ЭОС с однородным магнитным полем практически одnoreжимны, и их применение требует точной юстировки ЭОС и затрудняет управление электронными пучками. Поэтому целесообразно применять МИП с бипотенциальным анодом и сглаженным распределением  $B(z)$ .

2. Конструкция МИП с поглощающим пучком существенно проще. Общей особенностью таких пушек является возможно меньшая осцилляторная энергия электронов в поглощающем пучке. Последнее условие диктуется возрастом эффективности поглощения по мере уменьшения полной энергии электронов поглощающего пучка [11]. Варианты а)

и б) менее эффективны по сравнению с г), д), е), но проще в реализации. На рис.19,б приведен пример системы, использованной в экспериментальном гиротроне [12], которая формирует пучки с параметрами  $t_1 = 0,63$ ,  $\delta v_1^{(1)} = 45\%$ ,  $t_1^{(2)} = 0,05$ ,  $\delta v_1^{(2)} = 19\%$ .



Р и с.19. Двухлучевые МИП: а – с обоими генерирующими; б – с генерирующим и поглощающим пучками

Отметим значительное влияние краевых полей на величину осцилляторной скорости поглощающего пучка, которая вдвое превосходит величину, следующую из адиабатической теории. Вариант ж) соединяет высокую эффективность с относительной простотой конструкции. Для него возможна и

обращенная модификация. В случае, когда радиусы встрела разнесены на величину  $|R_0^{(1)} - R_0^{(2)}| > 2r_{A0}$ , использование подобных систем позволяет при достаточной длине анода дополнительно уменьшить  $t_1^{(2)}$  в  $(B_k^{(2)}/B_k^{(1)})^3$  раз.

## Л и т е р а т у р а

1. Гольденберг А.Л., Петелин М.И., Формирование винтовых электронных пучков в адиабатической пушке. - Изв.вузов. Радиофизика, 1973, 16, №1, с.141-149.
2. Мануилов В.Н., Цимринг Ш.Е. Траекторный анализ винтовых электронных пучков с учётом сил пространственного заряда. - Электронная техника. Сер.1. Электроника СВЧ, 1977, №4, с.67-76.
3. Цимринг Ш.Е., Лыгин В.К. Траекторный анализ протяженных винтовых электронных пучков с учётом сил пространственного заряда. - Изв.вузов. Радиофизика, 1978, 21, №9, с.1363-1370.
4. Лыгин В.К. Расчёт адиабатических пушек МЦР, формирующих квазиламинарные пучки с малым разбросом осцилляторных скоростей. - Электронная техника. Сер.1. Электроника СВЧ, 1980, №1, с.62-68.
5. Мануилов В.Н., Цимринг Ш.Е. Об учёте сил пространственного заряда при траекторном анализе протяженных электронных пучков. - Изв.вузов. Радиофизика, 1981, 24, №4,
6. Запевалов В.Е., Малыгин С.А., Цимринг Ш.Е. Катодная неустойчивость в мощном гиротроне. - В наст. сборнике, с. 74.
7. Рустерхольц А. Электронная техника, М., ИЛ, 1952.
8. Цимринг Ш.Е. Синтез систем формирования винтовых электронных пучков. - Изв.вузов. Радиофизика, 1977, 20, №10, с.1550-1560.
9. Мануилов В.Н., Цимринг Ш.Е. Синтез аксиально симметричных систем формирования винтовых электронных пучков. - Радиотехника и электроника, 1978, 23, №7, с.1486-1495.
0. Цимринг Ш.Е. - В кн.: Лекции по электронике СВЧ на 3-ей зимней школе. Кн. IV. 1974, с.3-94.

11. Запевалов В.Е., Цимринг Ш.Е. Многолучевые гиротроны. В наст. сборнике, с. 60.
12. Запевалов В.Е., Малыгин С.А., Цимринг Ш.Е. Гиротроны на второй гармонике циклотронной частоты. - В наст. сборнике, с. 171.