

представляет собой время пролета ведущей частицы между плоскостями  $s=s_1$  и  $s=s_2$ , а величина

$$\Delta t = -\frac{1}{\sqrt{2q}} \int_{s_1}^{s_1-\tau_1} \frac{dz}{\sqrt{\Phi(z)}} + \frac{1}{\sqrt{2q}} \int_{s_2}^{s_2-\tau_2} \frac{dz}{\sqrt{\Phi(z)}} \quad (8)$$

имеет смысл суммарной времяпролетной абберации в плоскости  $s=s_2$ , причем первое слагаемое в равенстве (8) определяется временной структурой потока в начальной плоскости  $s=s_1$ .

Если задан ансамбль частиц с разными значениями начальных величин ( $r_1$ ,  $r'_1$ ,  $\varepsilon$ ) при  $z=z_1$ , то с помощью системы уравнений (4), (5), (8) можно проследить за изменением структуры этого ансамбля в процессе его перемещения в электронно-оптической системе и исследовать, таким образом, эффекты радиальной и аксиальной фокусировки, а также времяпролетные характеристики электронно-оптической системы.

Важно отметить, что выведенная система уравнений допускает разложение в ряд по степеням малых величин  $\eta$  и  $\tau$ , что позволяет исследовать эффекты фокусировки коротких импульсов тока в первом порядке и учесть пространственные и времяпролетные абберации более высоких порядков малости [2]. Отметим также, что при этом не исключаются из рассмотрения эмиссионные системы и зеркала, так как линеаризация системы уравнений (4) и (5) производится без наложения обычных для электронной оптики условий малости величин

$$|r'| \ll 1, \quad \varepsilon/\varphi \ll 1.$$

В этом отношении выведенная система уравнений выгодно отличается от уравнений широкого потока, полученных Фрейкманом [3].

### Литература

- [1] Якушев Е. М., Сапаргалиев А. А., Еленгеев А. К. ЖТФ, 1985, т. 55, № 7, с. 1291—1299.  
 [2] Адилова З. Т., Якушев Е. М. Деп. ВИНТИ, 1986, № 86.  
 [3] Фрейкман Б. Г. ЖТФ, 1983, т. 53, № 11, с. 2119—2124.

Институт ядерной физики  
 АН КазССР  
 Алма-Ата

Поступило в Редакцию  
 21 мая 1986 г.  
 В окончательной редакции  
 17 ноября 1986 г.

## О РАБОТЕ ДИОДА МАГНЕТРОННОГО ТИПА С МНОГООСТРИЙНЫМ ВЗРЫВОЭМИССИОННЫМ КАТОДОМ

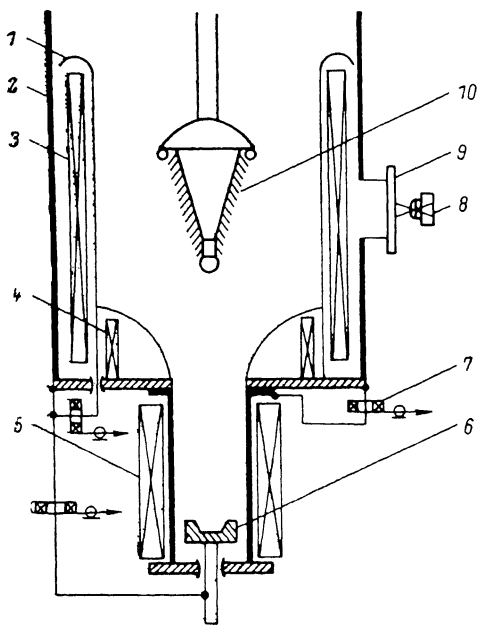
В. Т. Астрелин, В. Г. Ковалев, О. Л. Комаров, В. Б. Марков,  
 О. П. Печерский, Ю. М. Савельев, К. И. Ткаченко,  
 В. И. Энгелько

В исследованиях [1-4] было показано, что использование в диодах магнетронного типа многоострийных взрывоэмиссионных катодов (МВК) позволяет получать трубчатые сильно-точные электронные пучки (СЭП) длительностью до  $\sim 10^{-4}$  с. В [2, 3] эксперименты проводились с МВК, имеющим угол раствора конуса  $2\alpha_k = 5.4^\circ$ . Целью экспериментов, результаты которых описываются в настоящей работе, являлось исследование возможности увеличения первеанса магнетронного диода с МВК за счет увеличения  $\alpha_k$ . Приводятся также результаты численного анализа формирования электронного потока в исследуемом диоде и их сопоставление с экспериментальными данными.

### Методика проведения эксперимента

Схема эксперимента показана на рис. 1. Использовался МВК с углом раствора конуса  $2\alpha_k = 28^\circ$ . Длина рабочей поверхности МВК равнялась 32 см, максимальный и минимальный радиусы — 13 и 5 см соответственно. В отличие от использовавшейся ранее схемы [2], где

катод размещался в объеме ускорительной трубки, в данном случае МВК был установлен в объеме цилиндрического анода диаметром 50 и длиной 100 см. На рабочей поверхности МВК располагалось 600 острий, сгруппированных в 30 продольных рядов. Конструкция основных элементов МВК такая же, как и в [2]. Исключение составляет верхний экранный электрод, который в данном случае имел форму полушеры.



Источником ускоряющего напряжения служил ГИН Аркадьева—Маркса, каждый каскад которого представлял собой однородную искусственную формирующую линию. ГИН формировал на согласованной нагрузке прямоугольные импульсы длительностью 50 мкс с фронтом  $< 1$  мкс. Индукция магнитного поля в катодной области  $B_k$  достигала  $\sim 2$  кГс, в однородной области канала дрейфа  $B_d \sim 20$  кГс. Усредненный по длине катода угол  $\alpha$  между магнитными силовыми линиями (МСЛ) и рабочей поверхностью катода менялся от  $8.5$  до  $11.5^\circ$  в зависимости от соотношения токов в соленоидах 3 и 4.

Рис. 1. Схема экспериментальной установки. 1 — экран, 2 — вакуумный объем, 3—5 — соленоиды, 6 — коллектор, 7 — пояс Роговского, 8 — фотокамера, 9 — диагностическое окно, 10 — многоострый взрывозамиссионный катод.

### Результаты экспериментов

На рис. 2 показаны типичные осциллограммы импульсов ускоряющего напряжения  $U$  и тока электронного пучка  $I$  на коллекторе. Из-за конструктивных особенностей установки в данных экспериментах не была осуществлена полная магнитная изоляция катодного узла, как это было сделано в [2]. В результате этого мог развиваться пробой вдоль МСЛ, соединяющих катодный узел с анодным в верхней части диода. Этот механизм, а также перемыкание катод-коллекторного промежутка в результате возникновения паразитной эмиссии с нижнего экранного электрода [4], как правило, ограничивали длительность пучка на уровне  $\sim 35$  мкс, если амплитуда ускоряющего напряжения превышала 220 кВ. При меньших значениях  $U$  длительность импульса определялась энергоемкостью ГИНа и была равна  $\sim 50$  мкс.

Из результатов работ [2, 3] следует, что ожидаемое значение первеанса диода в начале импульса  $P_0$  должно определяться соотношением

$$P_0 = \frac{2}{9} \sqrt{\frac{2e}{m}} \frac{L \sin \alpha}{r_a \beta^2 (r_a/r_k)}, \quad (1)$$

где  $L$  — длина эмиттирующей поверхности катода,  $r_a$  и  $r_k$  — радиусы анода и катода,  $\beta^2$  — табулированная функция Ленгмюра.

Полученные в эксперименте и рассчитанные из приведенного соотношения значения  $P_0$  показаны на рис. 3, 1. Видно, что экспериментальные значения меньше расчетных. Обусловлено это, по нашему мнению, тем, что в данных экспериментах МВК работал неоднородно по своей длине. Из отпечатков пучка на металлических мишенях можно сделать вывод, что плотность тока в средней части катода меньше, чем на его краях. Более того, в средней части катода имеются участки, эмиссия с которых практически отсутствует. Отметим, что в диоде без магнитного поля МВК работает однородно, о чем свидетельствуют фотографии свечения плазмы на остриях.

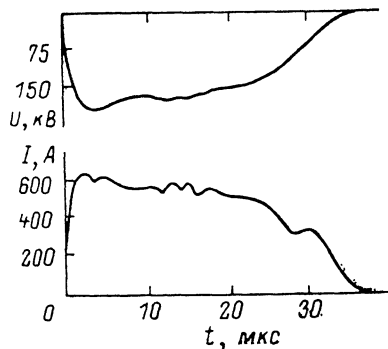


Рис. 2. Осциллограммы напряжения  $U$  и тока пучка  $I$ .

На рис. 4 стрелками отмечена зона катода, в которой эмиссия понижена или отсутствует. Ее границы получены путем перенесения геометрии отпечатка вдоль МСЛ на катод. Такой перенос корректен, поскольку, как показал траекторный анализ, поперечное смещение

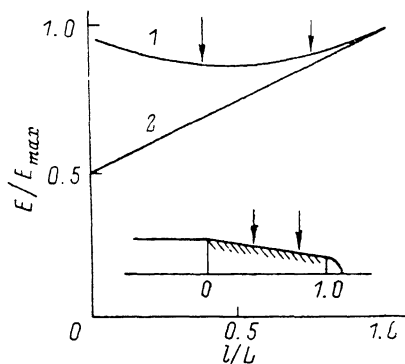
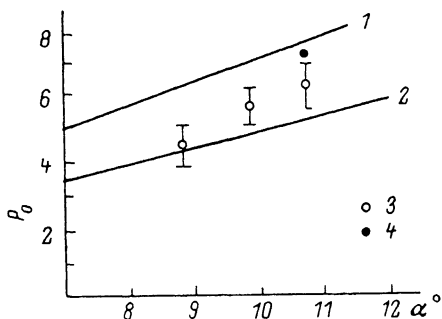


Рис. 3. Зависимость микропервеанса пучка в начале импульса  $P_0$  от угла  $\alpha$ .

1, 2 — рассчитано по формуле (1); 3 — экспериментальные значения; 4 — значение, полученное с помощью «POISSON-2».

Рис. 4. Распределение нормальной к поверхности катода составляющей вакуумного электрического поля  $E$  по длине катода.

электрона на всей длине траектории от катода до коллектора не превышает 3 % от ширины пучка. Если из величины  $L$  вычесть длину отмеченного участка поверхности катода, то из соотношения (1) получается зависимость 2 (рис. 3). Она лежит несколько ниже экспериментальных точек, что объясняется, по-видимому, неполным заполнением диодного промежутка электронным потоком. Отметим, что в экспериментах [2, 3] МВК работал более однородно.

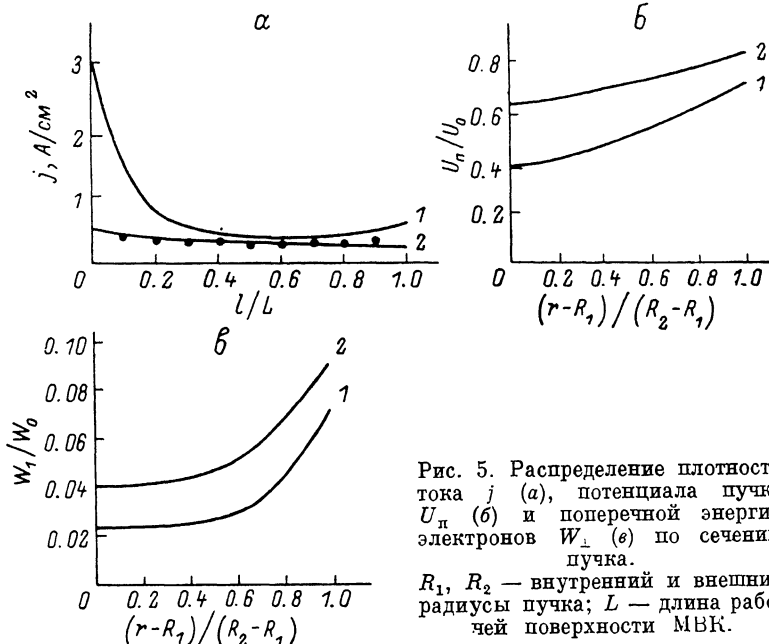


Рис. 5. Распределение плотности тока  $j$  (а), потенциала пучка  $U_n$  (б) и поперечной энергии электронов  $W_{\perp}$  (в) по сечению пучка.

$R_1, R_2$  — внутренний и внешний радиусы пучка;  $L$  — длина рабочей поверхности МВК.

Это видно как на отпечатках пучка, так и из распределения плотности тока эмиссии  $j(l)$  по длине катода, которое показано на рис. 5, а точками. Распределение  $j(l)$  было измерено с помощью полупроводниковых детекторов рентгеновского излучения СПДЗЭТ. Детектор, установленный в свинцовом коллиматоре, перемещался вдоль образующей конического расширения нижней части трубы дрейфа, которая являлась в этом случае коллектором электронов пучка. Пересчет распределения плотности тока с коллектора на катод осуществлялся на основе расчетов геометрии МСЛ. ■

Очевидно, что на однородность работы МВК сильное влияние должно оказывать распределение электрического поля по его поверхности. На рис. 4 представлено распределение нормальной к поверхности катода составляющей вакуумного электрического поля по длине катода  $E(l)$  для диодов, исследованных в данной работе (кривая 1) и в работе [2] (кривая 2). Видно, что в первом случае  $E(l)$  имеет минимум приблизительно в средней части рабочей поверхности катода. Это и приводит, вероятно, к неравномерному распределению плотности тока по длине катода. Кроме того, условия взрыва острий, расположенных в верхней и нижней частях катода при таком распределении  $E(l)$ , оказываются более благоприятными, чем для острий, расположенных в средней части катода. В результате этого на краях катода эмиссия возбуждается раньше, чем на его середине. Генерируемый в верхней части катода электронный поток, проходя над остриями в средней части катода, приводит к еще большему уменьшению электрического поля в этой области, что может сделать взрыв части острий вообще невозможным. Распределение электрического поля в диоде [2] более благоприятно для однородной работы катода, что подтверждается результатами экспериментов (рис. 5, а).

### Результаты численного анализа

Численное исследование формирования СЭП в магнетронных диодах с МВК проводилось с помощью пакета прикладных программ «POISSON-2», разработанного в СО АН СССР [5]. Расчеты проводились в стационарном приближении, динамика катодной плазмы не учитывалась. Эмиссионная поверхность МВК считалась гладкой.

На рис. 5, а (кривая 1) показано расчетное распределение плотности тока по длине катода  $j(l)$  для диода, исследованного в данной работе. Видно, что зависимость  $j(l)$  (так же как и  $E(l)$ ) имеет минимум в центральной части катода. Такой характер распределения качественно согласуется с наблюдаемым в эксперименте.

Однако в эксперименте, как уже отмечалось выше, неоднородность работы МВК оказывается еще более сильной. Это можно объяснить тем, что электрическое поле влияет не только на плотность эмиссии из катодной плазмы, но и на задержку возбуждения взрывной эмиссии на остриях. Расчетное значение первеанса пучка  $10.0 \text{ мкА/В}^{3/2}$ . Оно на  $\sim 60\%$  превышает измеренную в эксперименте величину  $j(l)$ . Если рассчитать величину первеанса из распределения  $j(l)$  с учетом отсутствия эмиссии в отмеченной области, то получим  $P_0 = 7.3 \text{ мкА/В}^{3/2}$ . Это значение (на рис. 3 оно отмечено точкой) ближе к экспериментальному. На рис. 5, а кривая 2 представляет собой расчетную зависимость  $j(l)$  для диода [2]. Видно, что в этом случае распределение плотности тока практически однородно и хорошо согласуется с экспериментальным. При этом расчетное и экспериментальное значения первеанса диода совпадают с точностью  $\leq 5\%$ .

На рис. 5, б, в показаны расчетные распределения потенциала  $U_{\perp}$  и поперечной энергии  $W_{\perp}$  электронов пучка по его сечению в канале транспортировки ( $W_0$  — энергия электронов, рассчитанная по полному анодному потенциалу  $U_0$ ). Более сильное провисание потенциала в канале дрейфа в условиях данных экспериментов по сравнению с [2] объясняется большей величиной тока пучка. Величина  $W_{\perp}$ , полученная из расчета, не превышает  $10\%$  от полной энергии  $eU_0$ . Это значение  $W_{\perp}/W_0$  хорошо соответствует оценкам, сделанным с использованием адиабатического инварианта. Отметим, что в диоде [2], несмотря на меньшую величину тока,  $W_{\perp}$  имеет большее значение, чем в исследованном диоде. Это обусловлено тем, что угол между электрическим и магнитным полем вблизи поверхности МВК в диоде [2] больше, чем в диоде, использованном в данных экспериментах.

### Выводы

1. На работу МВК в диоде магнетронного типа большое влияние оказывает распределение электрического поля по длине катода. Хорошая однородность работы МВК достигается в случае, когда напряженность внешнего электрического поля монотонно уменьшается с ростом радиуса поверхности катода. Наличие минимума на распределении электрического поля по длине катода ухудшает однородность работы МВК. Величина первеанса при этом может быть заметно меньше расчетной.

2. Результаты расчета с помощью пакета прикладных программ геометрии пучка, первеанса, распределения плотности тока хорошо согласуются с экспериментальными данными.

Результаты численных расчетов свидетельствуют о том, что диод магнетронного типа позволяет формировать сильноточные электронные пучки со сравнительно небольшой поперечной энергией электронов.

- [1] Ройфе И. М., Буруцев В. А., Василевский М. А., Энгелько В. И. ЖТФ, 1980, т. 50, № 5, с. 944—956.  
 [2] Василевский М. А., Никонов А. Г., Ройфе И. М. и др. Письма в ЖТФ, 1983, т. 9, № 1, с. 26—30.  
 [3] Василевский М. А., Ройфе И. М., Энгелько В. И. В кн.: Релятивистская высокочастотная электроника. Горький, 1983, в. 3, с. 184—203.  
 [4] Гусев О. А., Ковалев В. Г., Марков В. Б. и др. Атомная энергия, 1985, т. 58, № 5, с. 348—350.  
 [5] Астрелин В. Т., Иванов В. Я. Автометрия, 1980, № 3, с. 92—99.

Поступило в Редакцию  
5 ноября 1986 г.

УДК 537.523.9

Журнал технической физики, т. 58, в. 3, 1988

## ИССЛЕДОВАНИЕ ОПТИЧЕСКОГО ПРОБОЯ АТМОСФЕРНОГО ВОЗДУХА ПРИ БОЛЬШИХ СЕЧЕНИЯХ ЛУЧА

О. Г. Иванов, Р. И. Окунев, Л. Н. Пахомов, В. Ю. Петрунькин

При фокусировании мощного лазерного излучения в газах возникает оптический пробой среды с образованием плазмы. Данное явление хорошо изучено для чистых газов при малых фокальных объемах и достаточно точно описывается теорией лавинной ионизации [1]. При пробоях в пучках большого сечения, обычно наблюдаемом в атмосферном воздухе, происходит значительное снижение пороговой интенсивности пробоя  $I_{\text{пор}}$  и разбиение плазмы на ряд светящихся областей. Это явление получило название длинной лазерной искры (ДЛИ) [2]. Протяженность ДЛИ может превышать 60 м [3].

В настоящее время установлено, что на формирование ДЛИ влияют аэрозольные частицы, концентрация которых при нормальных условиях достаточно велика. Нагрев достаточно крупных аэрозольных частиц и их испарение способствуют оптическому пробоям газов [4].

В большинстве работ исследовался пробой при относительно малом сечении луча или в средах с искусственным распределением аэрозолей. В настоящей работе приведены результаты экспериментального исследования динамики развития пробоя в воздухе и его пороговой интенсивности при значительном изменении площади пучка в фокальной перетяжке (на 3 порядка). Показано, что полученные данные могут быть объяснены влиянием аэрозольных частиц.

Рассмотрим пробой воздуха сфокусированным лазерным пучком. Примем, как и в работе [5], что при пробое воздуха на аэрозольных частицах

$$I_{\text{пор}} = Aa^{-k}$$

(где  $A$  — постоянный коэффициент,  $a$  — радиус частицы,  $k=1+2$ ), а распределение частиц по размерам описывается формулой Юнге

$$dn/da = Ba^{-(\beta+1)},$$

причем  $n$  — концентрация частиц,  $B$  — постоянный коэффициент,  $\beta=2\div 4$ ,  $k=2\div 4$ . Тогда, учитывая эти соотношения, в случае, если можно пренебречь потерями энергии на образование лазерной искры, что справедливо при небольшом количестве отдельных пробоев и их сечении, много меньшем сечения лазерного пучка, можно получить следующие выражения для основных пространственных параметров лазерной искры:

$$n_{\text{пр}} = \frac{BA^{1/k}}{\beta} I^{k/1k} \quad (1)$$

— концентрация очагов пробоя, — средняя частота отдельных вспышек вдоль оси луча

$$\nu = \frac{BA^{1/k}}{\beta} \int_S I^{\beta/k} (S') dS', \quad (2)$$