

A.18

41

**И Н С Т И Т У Т
ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СОАН СССР**

ПРЕПРИНТ 355

А.А.Лвдиенко

**ЛОКАЛЬНЫЙ ВЗРЫВ АНОДА И ВАКУУМНЫЙ
ПРОБОЙ**

Новосибирск

1969

В настоящее время наиболее вероятными процессами инициирования импульсного пробоя вакуумных промежутков представляются: локальный разогрев анода автоэмиссионным током и взрыв его, разогрев эмиттирующего участка катода и взрыв его. При пробое на постоянном напряжении и на импульсах с длительностью фронта больше 100 нсек и малым перенапряжением к упомянутым эффектам добавляются и другие / 1,3 /.

В настоящей работе приведены некоторые расчёты, проделанные с целью выяснения условия взрыва анода автоэмиссионным током с острия на катоде как возможного процесса инициирования вакуумного пробоя.

1. Плотность эмиссионного тока на аноде

Для описания процессов, связанных с автоэмиссионным током, естественно, необходимо определение распределения плотности тока вблизи эмиттера и на аноде. Рассмотрим в качестве эмиттера одиночный выступ на катоде. Рельеф реального катода представляет собой хаотический ансамбль выступов с различной высотой, радиусом кривизны и углом раствора конуса. Однако, всегда можно ввести некоторую эффективную поверхность катода и относительно неё рассмотреть одиночный выступ. При этом форму поля, создаваемую таким выступом, можно рассчитать аппроксимировав выступ полуэллипсоидом вращения / 4 /. Лучшее приближение можно получить, представляя выступ в форме усеченного конуса со сферическим закруглением / 5 /.

Для определения распределения плотности тока в электролитической ванне посредством моделирования на клине были сняты потенциальные картины для острий с различными углами раствора конуса, высотой и радиусами закруглений. Поле в зазоре при этом предполагалось однородным начиная с расстояния $3h$ (h - высота выступа) от эффективной поверхности катода.

Траектории электронов построены в области неоднородного поля графоаналитическим методом Гешпа в предположении нерелятивистских скоростей, малости пространственного заряда пучка и тепловых скоростей электронов (рис.1). Построения проводились для различных углов вылета электронов α в пределах $0 < \alpha < \alpha_{gr}$. α_{gr} определялся по потенциальной

картине при спадении коэффициента усиления поля M на 20%.

В результате таких построений найдено, что координата влёта электрона в область однородного поля уже на расстоянии $2,5h$ от катода линейно зависит от угла вылета его из эмиттера в указанной области углов вылета. В то же время d^2z/dz^2 при $z = 2,5h$ имеет более сложную зависимость от угла вылета электрона, но её можно аппроксимировать с точностью $\sim 15\%$ (рис.2).

Координата электрона на аноде в зависимости от угла вылета его из эмиттера в нерелятивистском случае равна

$$z_a = (2,2\sqrt{hd} + 1,5h)\alpha \quad (1)$$

где d - зазор между электродами.

Эта формула даёт хорошее согласие с формулами / 8 / при зазорах $d \gg h$, т.е. в пренебрежении уширением пучка в области неоднородного поля, и с / 9 / в пренебрежении действием пространственного заряда.

Распределение плотности тока легко получить используя результаты графоаналитических построений

$$j_a = j_z \frac{\sin \alpha}{z_a \cdot 1,5h} \quad (2)$$

Пронормируем на плотность тока при

$$j_a^* = j_z^* \frac{\sin \alpha}{\alpha} \quad (3)$$

Для определения $j_z(\alpha)$ необходимо знать $M(\alpha)$. Моделирование показало, что в случае конического выступа на поверхности плоского электрода приближение с ошибкой $< 5\%$ даёт формула $M(\alpha)/M_0$, использованная в работе / 5 /. В области $0 < \alpha_{1p} < \alpha_{2p}$ и вблизи поверхности это соотношение можно упростить

$$\frac{M(\alpha, z)}{M_0} = \sqrt{\left[\frac{M(0, z)}{M_0} P_k(\alpha) \right]^2 + \left[\frac{z - z_0}{z} \frac{P_k'(\alpha)}{P_k(\alpha)} \right]^2} \approx P_k(\alpha) \quad (4)$$

где k выбирается таким образом, чтобы функция Лежандра $P_k(\alpha)$ обращалась в нуль в точке A рис.1. $j_z(\alpha)$ можно определить, воспользовавшись общим выражением для эмиссионного тока / 6 /

$$j = \frac{1}{2} [\Phi(x_1) + \Phi(x_2)] 4,65 \cdot 10^{12} E \exp \left[-\frac{1,16 \cdot 10^4 \varphi}{T} + \frac{4,25 E^2}{T^3} \theta(z) \right] + \quad (5)$$

$$+ Q \frac{4,15 \cdot 10^8}{\varphi \cdot t^2(\varphi)} E^2 \exp \left[-\frac{2,34 \cdot 10^5 \varphi^{3/2} \theta(\varphi)}{E} \right] \text{ [CGSE]}$$

Первая часть этого соотношения даёт больший вклад при $T > 3,34 \cdot 10^{-2} \frac{E}{t(\varphi) \varphi^{1/2}}$, а вторая часть представляет собой модифицированное уравнение Фаулера-Нордгейма и даёт больший вклад при $T < 3,34 \cdot 10^{-2} \frac{E}{t(\varphi) \sqrt{\varphi}}$. Так как температура плавления многих металлов ниже величины $3,34 \cdot 10^{-2} \frac{E}{t(\varphi) \sqrt{\varphi}}$ при напряженности поля. $E > 2 \cdot 10^7$ в/см в основном дальнейшее рассмотрение будет вестись для второй части уравнения (5), в которой функции $t(\varphi)$ и $\theta(\varphi)$ / 6 / будем полагать ~ 1 .

Таким образом, получаем

$$j_a^* = \frac{\mu^2}{M_0^2} \frac{\sin \alpha}{\alpha} \exp \left[\frac{2,34 \cdot 10^5}{M_0 E} \varphi^{3/2} \left(1 - \frac{M_0}{M} \right) \right] \quad (6)$$

Оценим изменение распределения плотности тока на аноде при изменении напряженности поля в зазоре. Полагая $\frac{\sin \alpha}{\alpha} \approx 1$ в диапазоне $0 < \alpha < \alpha_{2p}$ и учитывая (1) достаточно оценить поведение функции $P_k(\alpha)$ с изменением напряженности поля при тех значениях α , при которых $j_a^* = 0,5$.

$$0,5 = P_k^2(\alpha) \exp \left[\frac{2,34 \cdot 10^5 \varphi^{3/2}}{M_0 E} \left(1 - \frac{1}{P_k(\alpha)} \right) \right]$$

Логарифмируя и разлагая $\ln P_k(\alpha)$ в ряд вблизи $P_k(\alpha) \approx 1$ находим

$$P_k(\alpha) = \frac{3,3 + \sqrt{\left(\frac{4,68 \cdot 10^5 \varphi^{3/2}}{M_0 E} \right)^2 - 11}}{2 \left(4,7 + \frac{2,34 \cdot 10^5 \varphi^{3/2}}{M_0 E} \right)} \quad (7)$$

Из полученного соотношения видно, что при всех постоянных параметрах область анода, эффективно бомбардируемая электронами растёт с увеличением напряженности поля в зазоре (рис.3).

П. Условие локального взрыва анода

Воспользовавшись выражениями (5,6) можно определить поверхностную плотность энергии, переносимой электронным пучком на анод

$$W_s = \int j_a \cdot U \cdot dS$$

где U - межэлектродное напряжение. Для упрощения заменим распределение тока (6) прямоугольным с радиусом $r_a|_{j_a} = 0,5$

$$W_s = Q M_0^2 \frac{4,15 \cdot U^3 \cdot 10^8}{\varphi d^2} \exp \left[- \frac{2,34 \cdot 10^5 \varphi^{3/2}}{M_0 E} \right] \quad (8)$$

Объемную плотность энергии, выделяемой электронным пучком в толще вещества анода можно записать как

$$W = w(x) W_s$$

где $w(x) = 1 - \eta(x) \cdot \xi(x)$ - нормированная функция потерь энергии электроном в толще вещества - нормированная координата / 7 /.

В свою очередь $X = C \cdot U_0^n$; $\eta(x) = \exp[-x^p]$

$\xi(x) = \exp[-Ax^s]$. Значения эмпирических констант C, n, p, A, s - для различных металлов в области энергий 1-100 кэВ приведены в / 7 /. В случае меди они равны $s = 0,9$; $A = 0,95$; $p = 2$; $n = 1,53$; $C = 6,8 \cdot 10^{-7}$ см; U_0 /кэВ/. При энергиях выше 100 кэВ более точное соответствие с экспериментом даёт формула Томсона-Виддингтона, имеющая вид

$$x = \frac{U_0^2}{2a} ; 2a = 3,6 \cdot 10^{12} \text{ эВ}^2/\text{см} = \frac{1}{C} \text{ для меди.}$$

Определяя глубину равнонагретого слоя как

$$x \approx X = C U_0^n \quad /7/ \text{ имеем}$$

$$W = \frac{W_s}{C U_0^n}$$

Теперь запишем условие локального взрыва объема

$$V = x \cdot \tau_a^2 \cdot \Pi \quad \text{материала анода с теплотой парообразования } \Omega \text{ и плотностью } \rho$$

$$W t > \Omega \rho \quad (9)$$

За характерное время t примем время, за которое тепловой фронт может распространиться на глубину x , т.к. $x < \tau_a$

$$t = \frac{x^2}{4D}$$

где D - коэффициент температуропроводности.

Таким образом, выражение

$$\frac{4,15 \cdot 10^8 Q \cdot M_0^2 \cdot C \cdot E^{3+n} \cdot d^{1+n}}{4 D \varphi} x$$

$$x \exp \left[- \frac{2,34 \cdot 10^5 \varphi^{3/2}}{M_0 E} \right] \geq \Omega \rho \quad (10)$$

определяет ту величину U при заданном d и определённых материалах анода и катода, ниже которой взрыв анода невозможен (рис.4).

III. Локальный взрыв анода как инициатор вакуумного пробоя

Соотношение (10) определяет условие взрыва только с учётом Q (6), M_0 и φ .

При пробоях на постоянном напряжении или на импульсах с длинным фронтом в связи с разогревом амиттирующих выступов, перестройкой микроструктуры поверхности катода под действием приложенного напряжения Q растёт (повышение температуры /6/), M_0 растёт (вытягивание острий /3/), а φ также может меняться в некоторых пределах за счёт изменения поверхностного адсорбированного слоя /3/. Кроме этого следует учесть разогрев катода ионной бомбардировкой, сопутствующей электронной эмиссии, возможность уширения пучка электронов за счёт рассеяния на остаточном газе в области давлений 10^{-6} - 10^{-3} тор и условие создания достаточной плотности вещества анода в зазоре при больших межэлектродных расстояниях.

Как видно из соотношения (10), в случае локального взрыва анода как инициатора вакуумного пробоя, зависимость пробивного напряжения от величины межэлектродного зазора несколько сложнее приближённого выражения $U_{пр} \approx d^m$ /2/. Полученные ранее различные значения m из опытов, охватывающих небольшие диапазоны напряжений и зазоров, могут быть в каждом случае некоторым приближением соотношения (10), и, следовательно, величина m должна зависеть от материала анода ($\Omega, \rho, \epsilon, D, n$), материала, способа обработки, тренировки и температуры катода (Q, μ, φ) и напряжения на зазоре (n).

Для получения наибольшей электрической прочности вакуумного промежутка согласно (10) материал анода следует выбирать из условия максимальности $\Omega \rho D / \epsilon$ и минимальности n . Поскольку величина n известна не для всех материалов и напряжений, воспользуемся значением $n=2$, т.е. законом Виддингтона-Томсона для поглощения энергии электрона в

металлах. Сопоставляя различные металлы, можно получить ряд по наибольшей прочности при использовании этих металлов в качестве анода при одинаковых условиях. Для некоторых металлов эта последовательность следующая:

$W, Ag, Mo, Cu, Ni, Fe, Al, Pb$.

Введём величину качества

$$K = U_{мет} / U_{прв}$$

и запишем эти величины для полученного ряда.

2,05; 1,82; 1,71; 1,46; 1,27; 1,26; 1,246; 1.

Поскольку известные нам измерения проводились для металлов, стоящих близко друг от друга в ряду прочности и условия опытов менялись от измерения к измерению, сопоставление вышеприведенного ряда с экспериментальными результатами несколько затруднительно, хотя качественное и некоторое количественное совпадение есть /3, 11/.

Существенная несопоставимость результатов возможна также из-за различия условий обработки анода. Действительно, если в случае электрохимической обработки анода мы имеем дело с чистым металлом с известными свойствами, то в большинстве случаев механической обработки поверхностный слой представляет собой очень мелкокристаллическую структуру, физические свойства которой сильно отличаются от свойств чистого металла.

Выбор металла катода и условий его обработки определяются максимумом величины φ / μ^2 . Для возможности протекания процессов, связанных с автоэлектронной эмиссией, необходимо сильное локальное изменение работы выхода и локальное увеличение напряженности поля ~ 100 в той же точке катода. Однако, в известных нам работах нет достаточно точного определения этих величин в условиях вакуумного пробоя.

Одной из возможностей определения величины μ может послужить измерение размеров кратера на подвижном аноде при пробое на коротких (~ 40 нсек) импульсах. В этом случае при хорошем согласовании электрической цепи можно пренебречь оплавлением кратера током дуги и затем, воспользовавшись соотношением (7) найти μ .

Проведенные нами предварительные опыты показали, что

действительно, размер кратера растёт с ростом напряженности поля в зазоре постоянной длины до некоторой величины, после чего практически перестаёт меняться. Одновременно начинает увеличиваться количество кратеров, что указывает на рост числа эмиссионных центров. При перенапряжениях ~ 2 число эмиссионных центров ~ 10 .

Однако количественное определение M оказалось затруднительным из-за непрерывно меняющихся условий на катоде.

Качественное согласие экспериментальных данных и условия взрыва (10) даёт некоторые основания считать локальный взрыв анода автоэмиссионным током возможным процессом иницирования вакуумного пробоя. Однако зависимость M и φ от условий разрядного промежутка изучена недостаточно, что создаёт некоторую неопределенность в процессах, связанных с автоэлектронной эмиссией.

В заключение автор считает приятным долгом выразить свою признательность А.В.Киселеву и О.Н.Брежневу за полезные обсуждения.

Л и т е р а т у р а

1. R. Hawley *Vacuum* v.10 №4 (1960)
2. A. Maitland *J. of Appl. Phys* v.32 №11 (1961)
3. И.Н.Сливков, В.Н.Михайлов и др. Электрический пробой и разряд в вакууме, Атомиздат, 1966.
4. И.Н.Сливков, ЖТФ 36, 342 (1966).
5. Dyke *J. of Appl. Phys.* v.31 p792 (1960)
6. S.C.Christov *Phys. st. solidi* 17, 11 (1966).
7. А.Ф.Махов, Ф.Т.Т. 2, в.9 (1960).
8. Smith, Elliott S68 RPP/14
9. И.Н.Мешков, Б.В.Чириков, ЖТФ 35, в.12.
10. А.А.Авдиенко, А.В.Киселёв. Временные характеристики вакуумного пробоя, в печати.
11. Ю.М.Волков. Влияние материала электродов на электрическую прочность малых (до 2 мм) вакуумных промежутков. Отчёт 182 ИЯФ СО АН СССР, 1958 г.

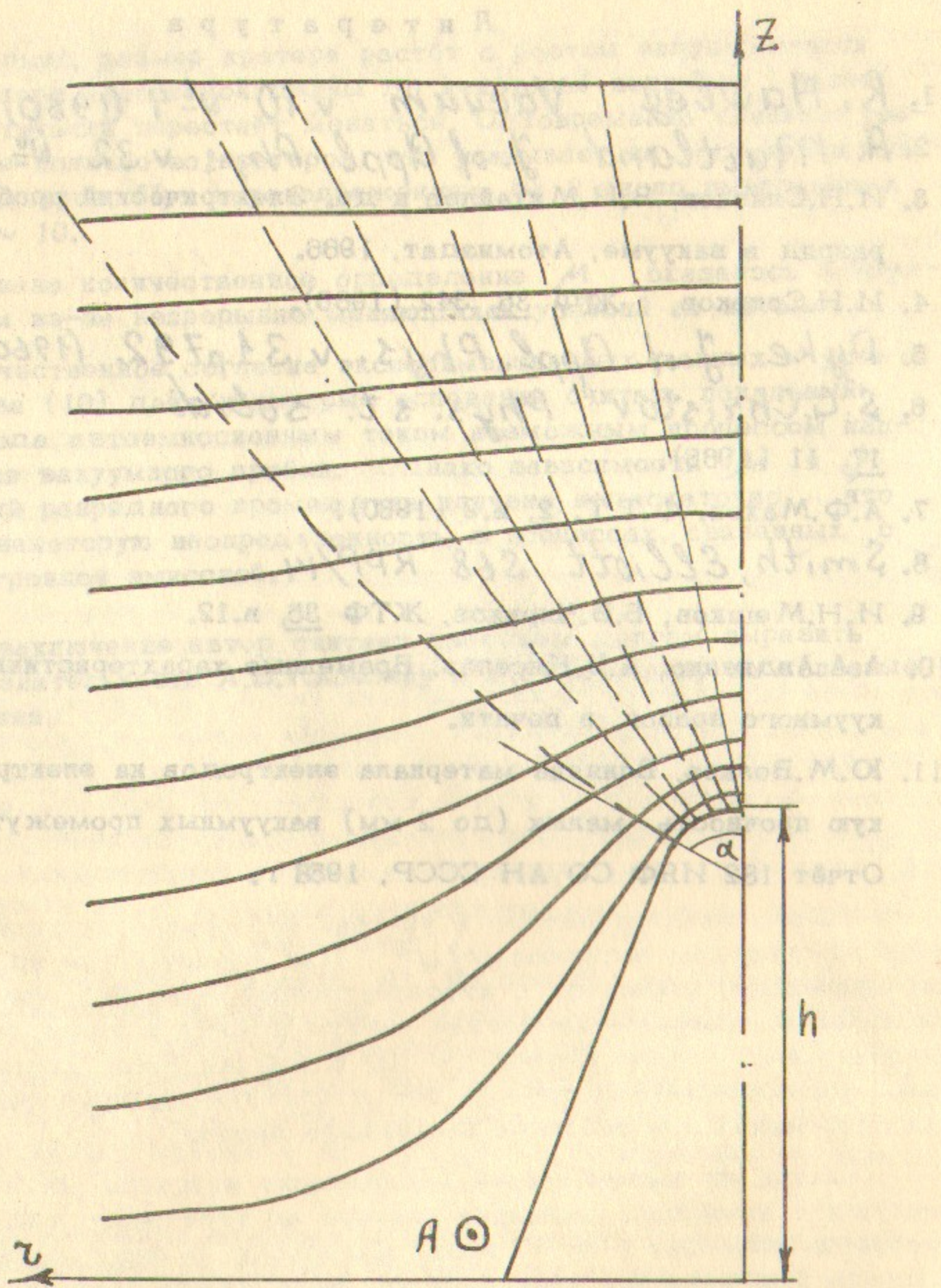


Рис.1. Потенциальная картина вблизи острия на катоде и траектории электронов.

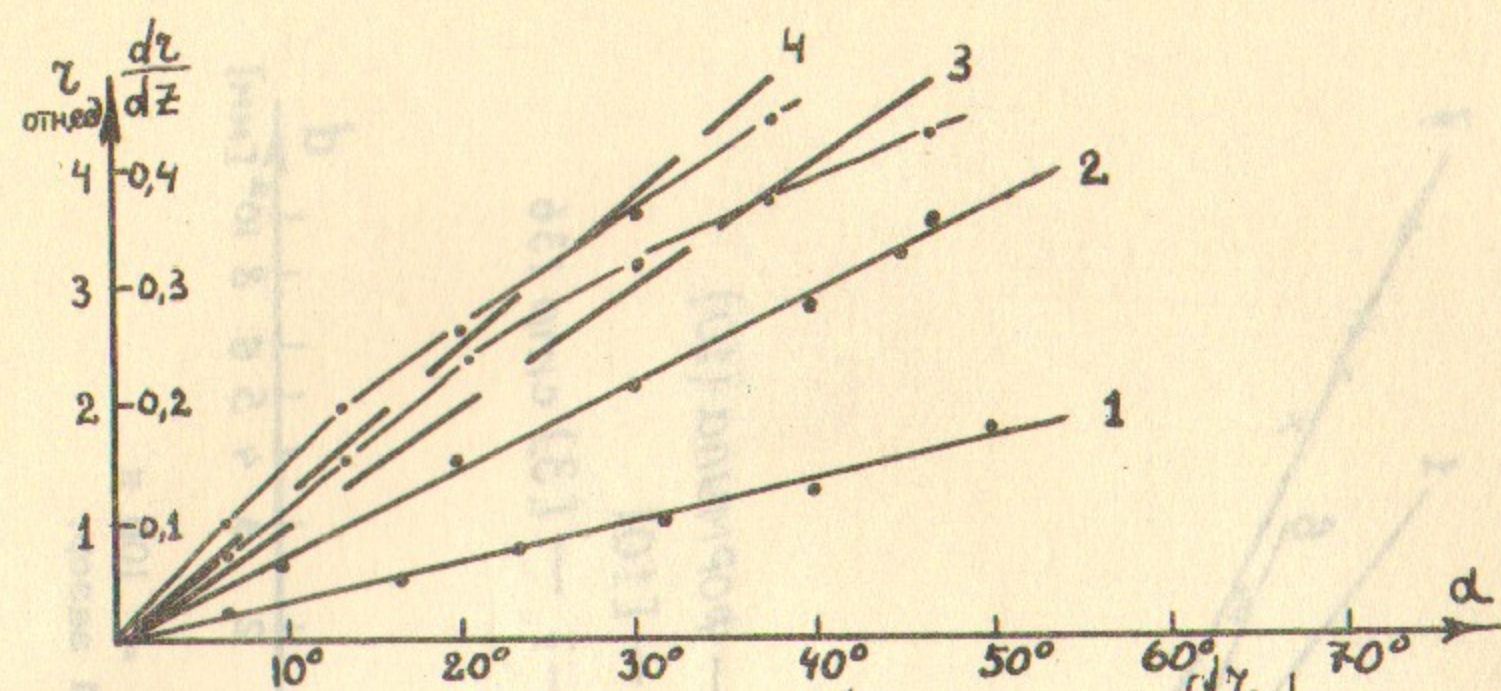


Рис.2. Зависимость координаты $z/2,5h$ и $\frac{dz}{dz}|_{2,5h}$ для электронов при влёте в область однородного поля от угла вылета из острия
 1,2 - $z/2,5h$ 3,4 - $\frac{dz}{dz}|_{2,5h}$

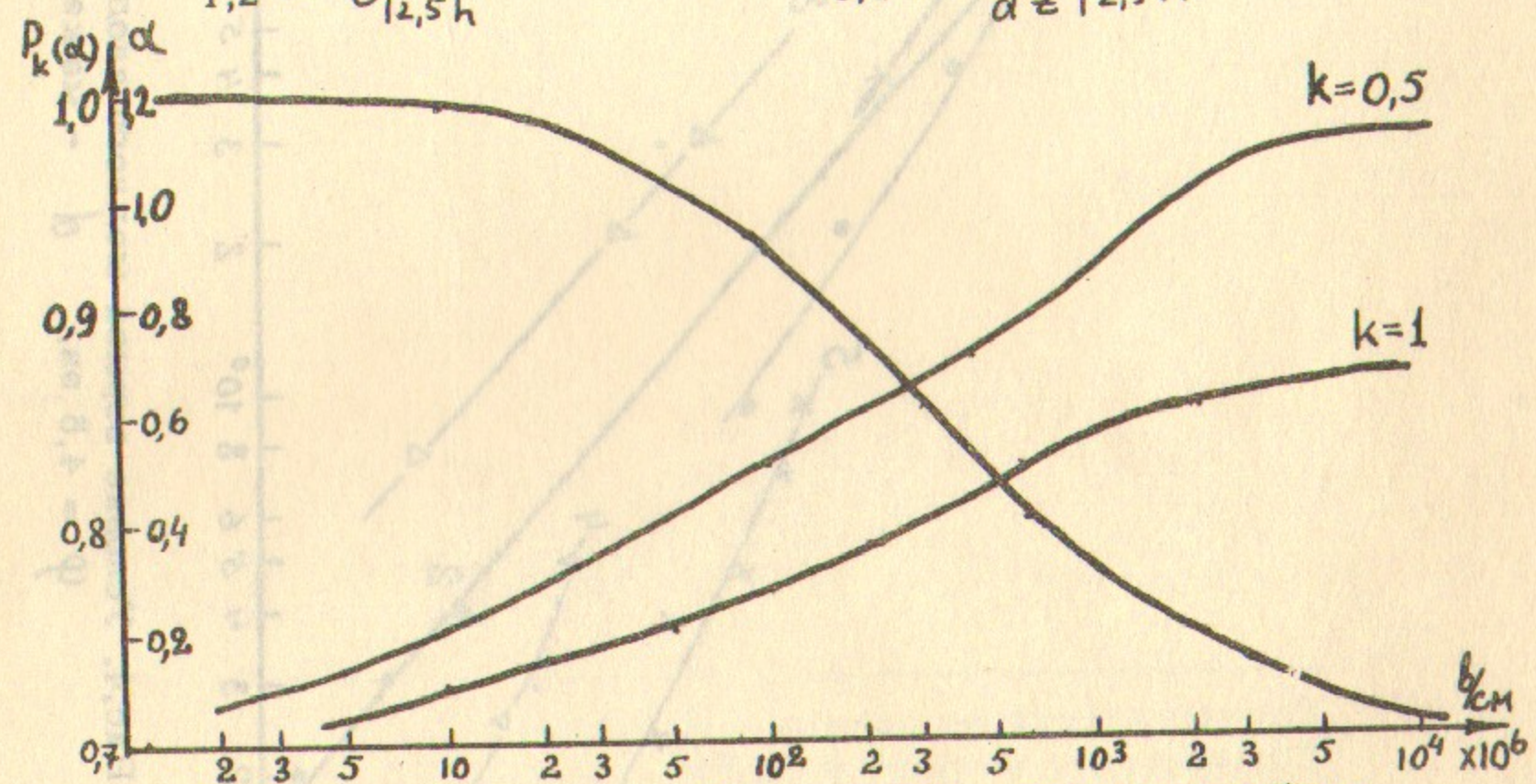


Рис.3. Зависимость радиуса области анода, эффективно бомбардируемой электронами, от напряжённости поля.

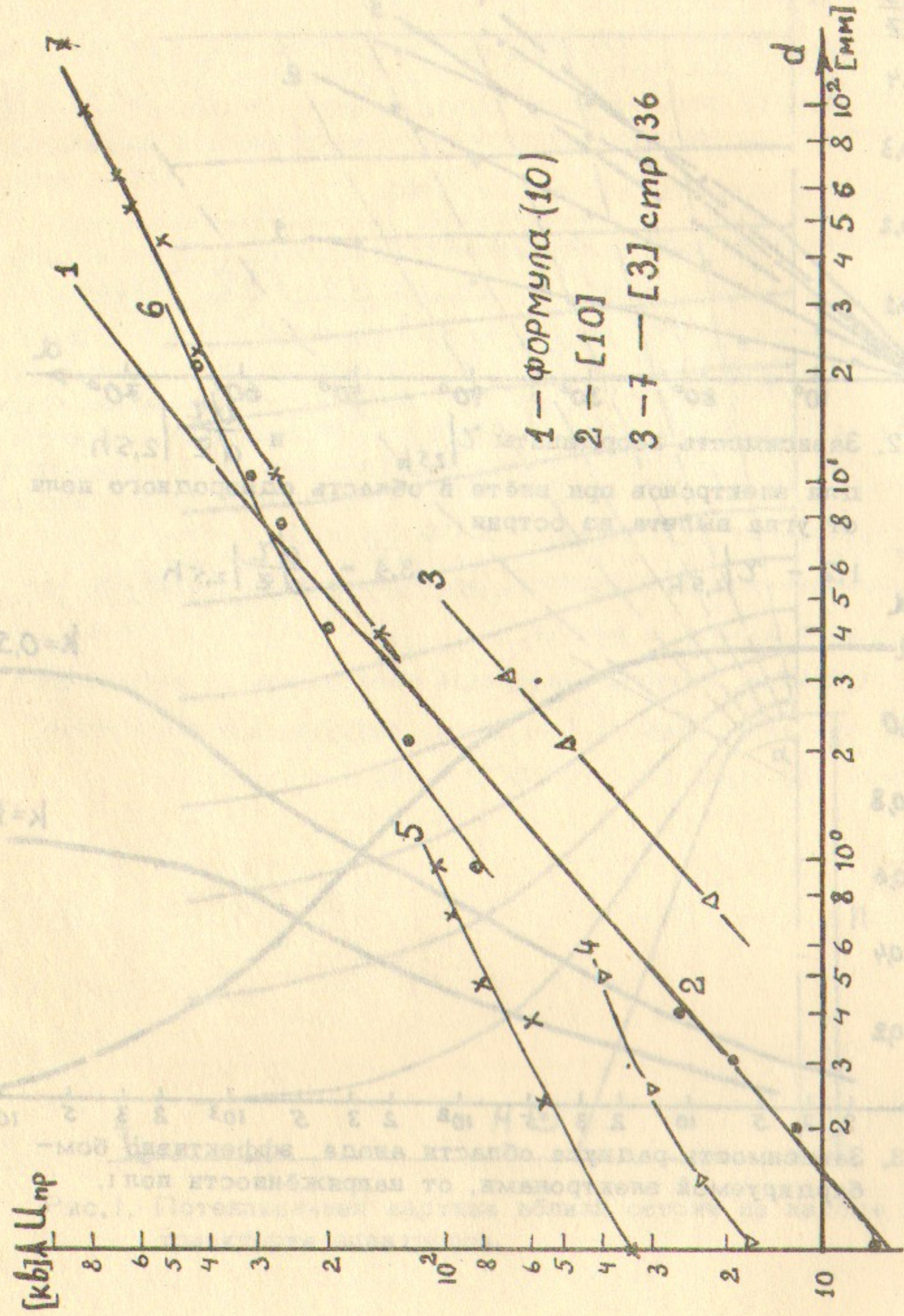
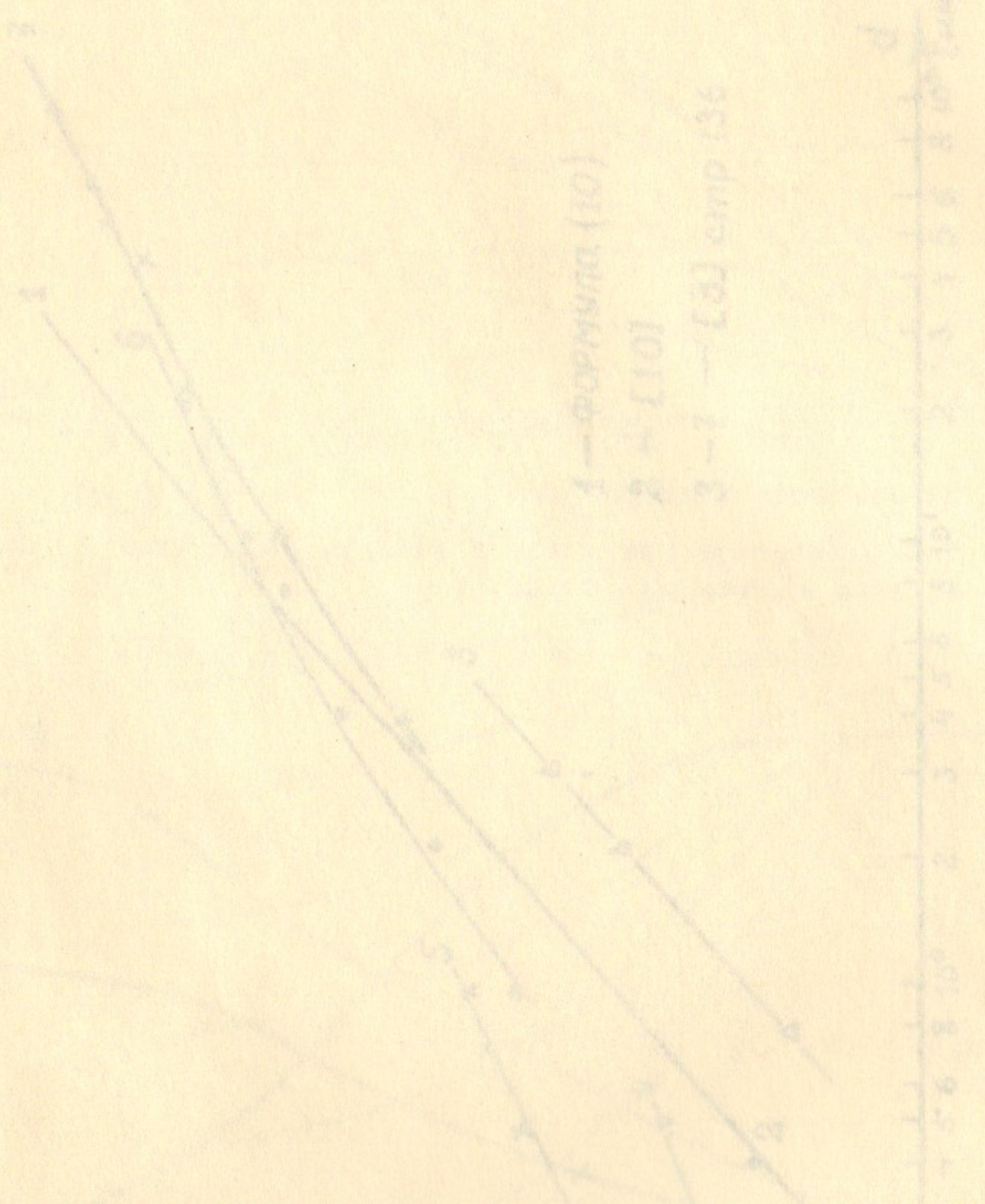


Рис.4. Условие взрыва медного анода при $M = 100$ и $\varphi = 4,5$ эв. d — межэлектродный зазор.

Одобрено на заседании в ИФ СО АН СССР, г.к.
 Заведующий кафедрой физики металлов
 доктор физ.-математических наук
 профессор А.А. Лавренко



1 — формула (10)
 2 — (10)
 3 — (10) стр 136

Рис. 1. Кривые нормированной функции потерь Δ при $\Delta = 10^{-4}$
 $\Delta = 10^{-4}$ м. Δ — нормированная функция потерь

Ответственный за выпуск А.А.Авдиенко
 Подписано к печати 4.1.70
 Усл. 06 печ.л., тираж 150 экз.
 Заказ № 355 . Бесплатно.

Отпечатано на ротапинтере в ИЯФ СО АН СССР, нв.