

ЗАРЯДОВАЯ И ТОКОВАЯ КОМПЕНСАЦИЯ ИОННОГО ПУЧКА В УСКОРИТЕЛЕ С АНОДНЫМ СЛОЕМ

А.А. Бизюков,
Вл.В. Бобков,
А.Е. Кашаба

Харьковский государственный универси-
тет, физико-технический факультет,
кафедра физики плазмы. Украина, 310108,
Харьков, пр. Курчатова, 31.

В данной работе рассматриваются условия, при которых в ускорителе с анодным слоем типа "Радикал" возникает токовая и зарядовая компенсация ионного пучка для случая изолированного коллектора. Исследуется образование дополнительного газового разряда у внешней щели источника ионов, необходимого для токовой компенсации пучка, рассчитывается перепад потенциала вблизи щели для двух существующих

режимов разряда: высоковольтного и сильноточного. Показано, что для обеспечения зарядовой компенсации ионного пучка в промежутке между источником и коллектором самосогласованно образуется падение потенциала вблизи коллектора, которое является причиной появления потока вторично-эмиссионных электронов, обеспечивающих зарядовую компенсацию пучка.

При использовании систем с ионным пучком для обработки поверхности диэлектрической или изолированной мишени возникает вопрос о нейтрализации пучка, так как заряд мишени при некомпенсированном пучке приводит к торможению налетающих ионов и, как следствие, к снижению эффективности воздействия пучка на поверхность.

Для устранения негативного действия поверхностного заряда изолированной (либо диэлектрической) мишени часто используется зарядовая нейтрализация ионного пучка с помощью дополнительных устройств, инжектирующих электроны или отрицательные ионы в ионный пучок. В работе [1] показано, что в ускорителе с анодным слоем типа "Радикал" у выходной щели снаружи ионного источника в условиях изолированного коллектора пучка автоматически формируется дополнительный газовый разряд магнетронного типа, вследствие чего наблюдается токовая компенсация ионного пучка. Возбуждение данного типа разряда обусловлено геометрическими и конструктивными особенностями источников данного типа.

Как показано в работе [1], практически все падение потенциала в промежутке между источником и коллектором пучка сосредоточено вблизи выходной щели источника. Потенциал плазмы φ_0 коллектора устанавливается автоматически таким, что обеспечивается равенство между током электронов и током ионов, приходящими на поверхность:

$$j_{eS} = j_{iS} \quad (1)$$

Если j_{i0} — ток ионов, инжектируемый источником, то:

$$j_{iS} = j_{i0} \cdot \exp(-e\varphi_0 / T_i) \quad (2)$$

где e — элементарный заряд, T_i — температура ионов, которая составляет $T_i = (0.3 - 0.4) \cdot eV$, где V — разрядное напряжение источника ионов.

В ток электронов на поверхность вносят вклад три группы электронов: электроны, появившиеся в результате вторичной ион-электронной эмиссии отразившихся от перепада потенциала φ_0 ионов; электроны, родившиеся при ионизации газа в объеме; электроны за

счет вторичной ион-электронной эмиссии ионов из плазменного объема. Выражение для электронного тока имеет вид:

$$j_{eS} = \gamma_i \cdot j_{i0} \cdot (1 - \exp(-e\varphi_0 / T_i)) + (1 + \gamma_i)j_{ep} \quad (3)$$

где γ_i — коэффициент вторичной ионно-электронной эмиссии, j_{ep} — ток электронов из объема за счет ионизации.

Источником энергии для разряда является ионный пучок. Энергия затрачивается на ионизацию нейтрального газа, ускорение образовавшихся в результате ионизации ионов к катодам и ускорение электронов, которые образовались за счет ионизации и γ — процессов на катодах. Математически это можно записать в терминах потоков энергии:

$$\varphi_0 \cdot j_{i0} \cdot \exp(-e\varphi_0 / T_i) = \frac{\varepsilon^*}{e} \cdot j_{ep} + \varphi_0 \cdot a_i \cdot j_{ep} + \varphi_0 \cdot a_e \cdot j_{i0} \exp(-e\varphi_0 / T_i) \quad (4)$$

где ε^* — энергетическая цена иона в разряде, коэффициенты a_i и a_e определяют среднюю энергию ионов и электронов, выходящих из плазменного объема, причем $a_i + a_e \approx 1$.

Из уравнений (1) — (4) можно получить следующее уравнение:

$$\exp(e\varphi_0 / T_i) = \frac{1 + \gamma_i}{\gamma_i} \cdot \frac{\varepsilon^*}{\varepsilon^* + a_i \cdot e\varphi_0} \quad (5)$$

В безразмерных переменных: $\tilde{\varphi}_0 = e\varphi_0 / T_i$; $\tilde{\varepsilon}^* = \varepsilon^* / T_i$ уравнение примет вид:

$$\exp(\tilde{\varphi}_0) = \frac{1 + \gamma_i}{\gamma_i} \cdot \frac{\tilde{\varepsilon}^*}{\tilde{\varepsilon}^* + a_i \cdot \tilde{\varphi}_0} \quad (6)$$

Уравнение (6) решается численно со следующими параметрами: $\gamma_i \approx 0.3$ (для катодов); $T_i \approx 1$ кэВ (при разрядном напряжении $V = 4$ кВ); энергетическая цена иона $\varepsilon^* \approx 60$ эВ $\Rightarrow \tilde{\varepsilon}^* = 0.06$. Результат счета зависимости $\tilde{\varphi}_0 = \tilde{\varphi}_0(a_i)$ приведен на рис. 1, а. Очевидно, что параметр a_i зависит от давления, так как определяется типом возбуждаемого дополнительного разряда. Экспериментально измеренная зависимость потенциала мишени от давления изображена на рис. 1, б. В работе [1] показано, что в эксперименте наблюдаются два типа разряда:

- 1) высоковольтный разряд — разряд при низких давлениях ($\leq 2 \cdot 10^{-4}$ мм рт. ст.), при этом потенциал мишени обратно пропорционален давлению. На рис. 1, б этому разряду соответствует диапазон изменения потенциала $\varphi_0 \approx 400 \div 800$ В.
- 2) разряд магнетронного типа — сильноточный разряд при более высоких давлениях ($> 2 \cdot 10^{-4}$ мм рт. ст.), при этом потенциал мишени практически не зависит от давления.

По измеренным в работе [2] функциям распределения ионов можно определить параметр a_i для этих двух типов разрядов: для высоковольтного разряда $a_i \approx 0.1$, что согласно кривой из рис. 1, а соответствует значению потенциала $\varphi_0 \approx 700$ В; для сильноточного разряда $a_i \approx 0.8$, что соответствует значению потенциала $\varphi_0 \approx 200$ В. Видно, что полученные теоретически результаты хорошо согласуются с экспериментальными данными.

На рис. 2 изображены другие полученные из уравнения (6) зависимости: а) зависимость $\tilde{\varphi}_0 = \tilde{\varphi}_0(\gamma_i)$ при $\tilde{\varepsilon}^* = 0.06$, б) зависимость $\tilde{\varphi}_0 = \tilde{\varphi}_0(\tilde{\varepsilon}^*)$ при $\gamma_i \approx 0.3$ для двух типов разряда. Видно, что при использовании в ускорителе с анодным слоем катодов с большим коэффициентом ион-электронной эмиссии и рабочих газов с низким потенциалом ионизации можно добиться практически полной токовой компенсации ионного пучка.

Однако следует отметить, что потенциал мишени φ_0 не является в точности потенциалом мишени, иначе в плазменном объеме между источником ионов и мишенью не будет обеспечиваться зарядовая нейтрализация.

О наличии зарядовой нейтрализации пучка говорит эксперимент: пучок беспрепятственно проходит к мишени, виртуальный анод не образуется, падение потенциала локализовано

вблизи катода, а в остальном пространстве до мишени потенциал практически постоянен. Покажем, что зарядовая нейтрализация ионного пучка может обеспечиваться потоком вторично-эмиссионных электронов с мишени, который скомпенсирован по току. Такой поток электронов возникает, если вблизи мишени реализуется перепад потенциала $\Delta\varphi$. При небольших расстояниях от источника ионов до мишени и низком давлении ионизацией в объеме можем пренебречь. Общая картина поведения потенциала в пространстве изображена на рис.3. Из условия квазинейтральности плазмы в промежутке между источником и мишенью:

$$n_{ib} - n_{eb} - 2 \cdot \frac{j_{ee}}{e \cdot \sqrt{\frac{2e}{m_e}} \cdot \Delta\varphi} = 0 \quad (7)$$

где n_{ib} и n_{eb} — соответственно плотности ионов и электронов, обеспечиваемые источником ионов и дополнительным внешним разрядом, j_{ee} — плотность тока вторичных электронов, $\Delta\varphi = \varphi_0 - \varphi_t$, φ_t — потенциал мишени, получаем выражение для тока вторичных электронов:

$$j_{ee} = e \cdot \sqrt{\frac{e}{2m_e}} \Delta\varphi \cdot (n_{ib} - n_{eb}) \quad (8)$$

Если вторичная эмиссия с мишени не ограничена образованием у мишени двойного слоя, то ток j_{ee} определяется только коэффициентами вторичной ионной (γ_i) и электронной (γ_e) эмиссии, зависящими от материала мишени. В этом случае с учетом токовой компенсации можно записать:

$$j_{ee} = \gamma_i \cdot j_{iS} + \gamma_e \cdot j_{eS} = (\gamma_i + \gamma_e) \cdot j_{iS} \quad (9)$$

где $j_{iS} = j_{eS}$.

Для области вблизи мишени в одномерном приближении можно записать уравнение Пуассона:

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = 4\pi e \left(-n_{ib} + n_{eb} + 2 \cdot \frac{j_{ee}}{e \cdot \sqrt{\frac{2e}{m_e}} \cdot (\varphi - \varphi_t)} \right) \quad (10)$$

Интегрируем уравнение и находим константу интегрирования из условия равенства нулю поля на границе слоя в плазме: $d\varphi/dx = 0$ при $\varphi = \varphi_0$. Получаем следующее уравнение для электрического поля в слое:

$$\frac{1}{2} \left(\frac{d\varphi}{dx} \right)^2 = 4\pi \left(-en_{ib}(\varphi - \varphi_0) + en_{eb}(\varphi - \varphi_0) + j_{ee} \sqrt{\frac{8m_e}{e}} (\varphi - \varphi_t) - j_{ee} \sqrt{\frac{8m_e}{e}} \Delta\varphi \right) \quad (11)$$

Если около мишени образуется двойной слой, то выполняется условие: $d\varphi/dx = 0$ при $\varphi = \varphi_t$. Потребовав выполнение этого условия из (11) получаем:

$$j_{ee} = e \sqrt{\frac{e}{8m_e}} \Delta\varphi \cdot (n_{ib} - n_{eb}) \quad (12)$$

Выражение (12) в два раза меньше выражения (8), что говорит о том, что эмиссионный ток при существовании двойного слоя недостаточен для выполнения условия квазинейтральности. Это значит, что двойной слой в области мишени не образуется, следовательно, нет ограничения эмиссии и можно пользоваться выражением (9). Плотностью электронов n_{eb} можно пренебречь по сравнению с плотностью ионного пучка n_{ib} , так как скорость

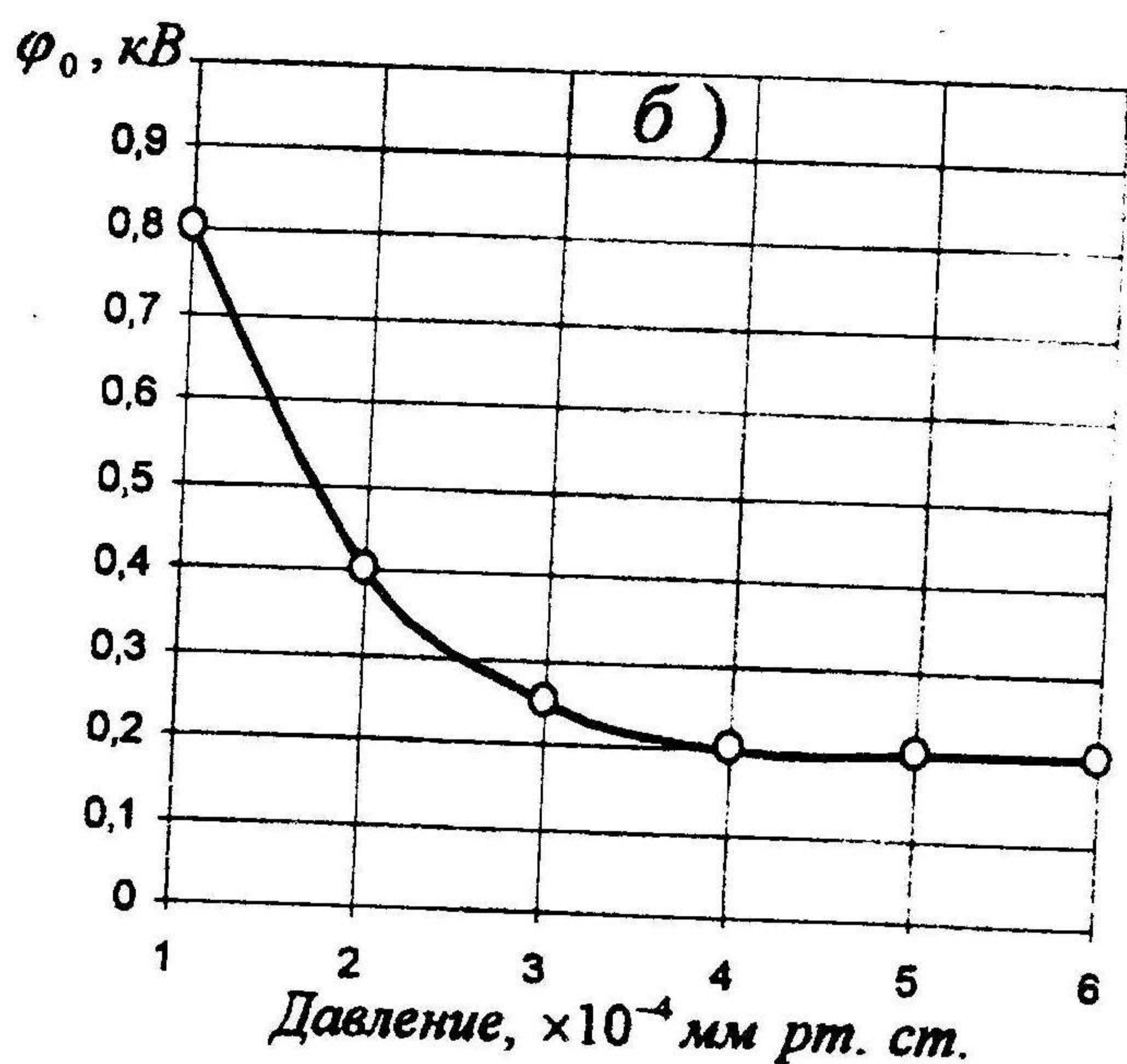
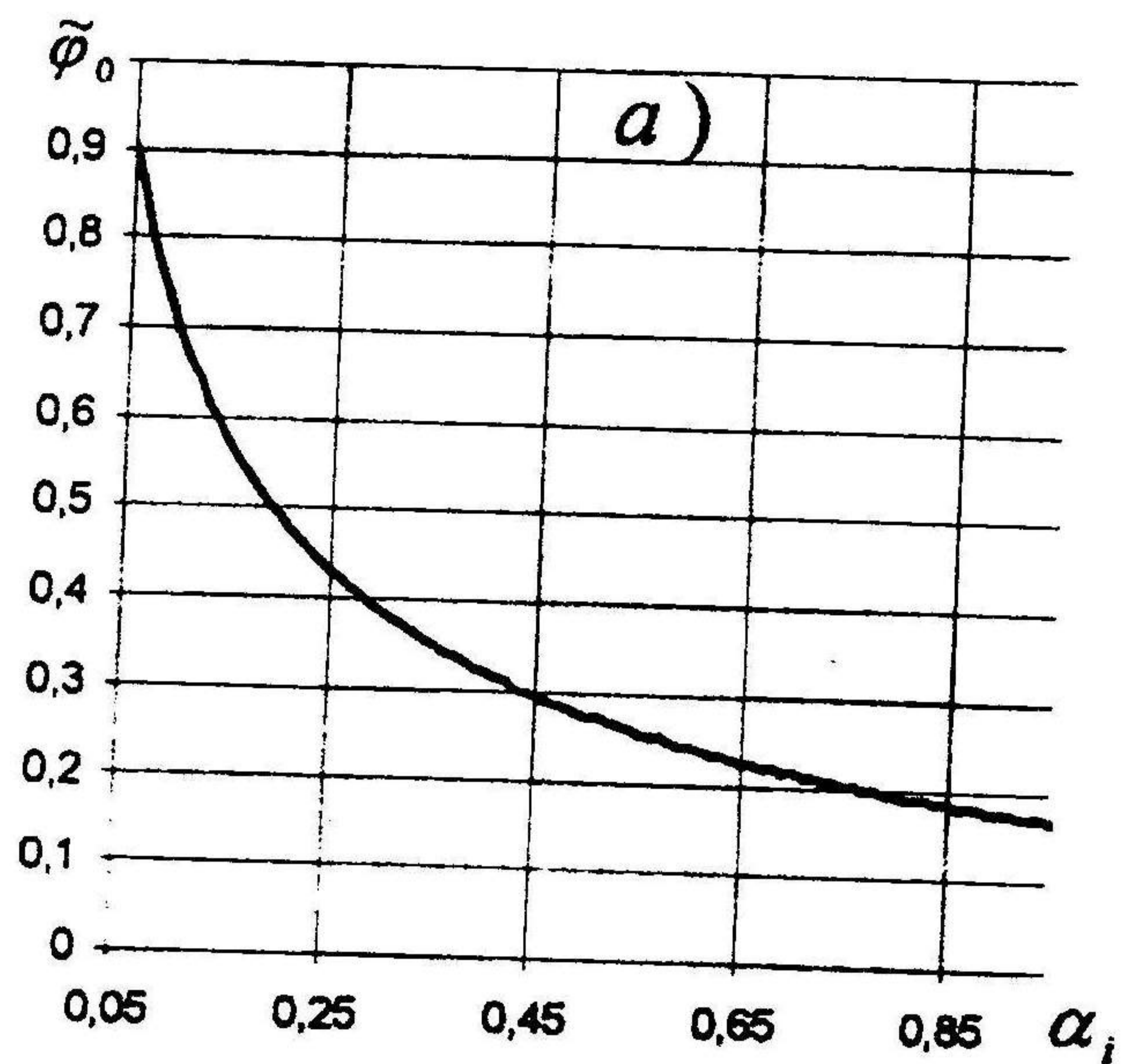


Рис.1. а) Зависимость перепада потенциала вблизи выходной щели источника ионов, нормированного на температуру ионов (1 кВ), от параметра α_i , полученная из расчетов ($\tilde{\varepsilon}^* = 0.06$, $\gamma_i \approx 0.3$). б) экспериментально полученная зависимость перепада потенциала φ_0 вблизи выходной щели от давления газа в камере.

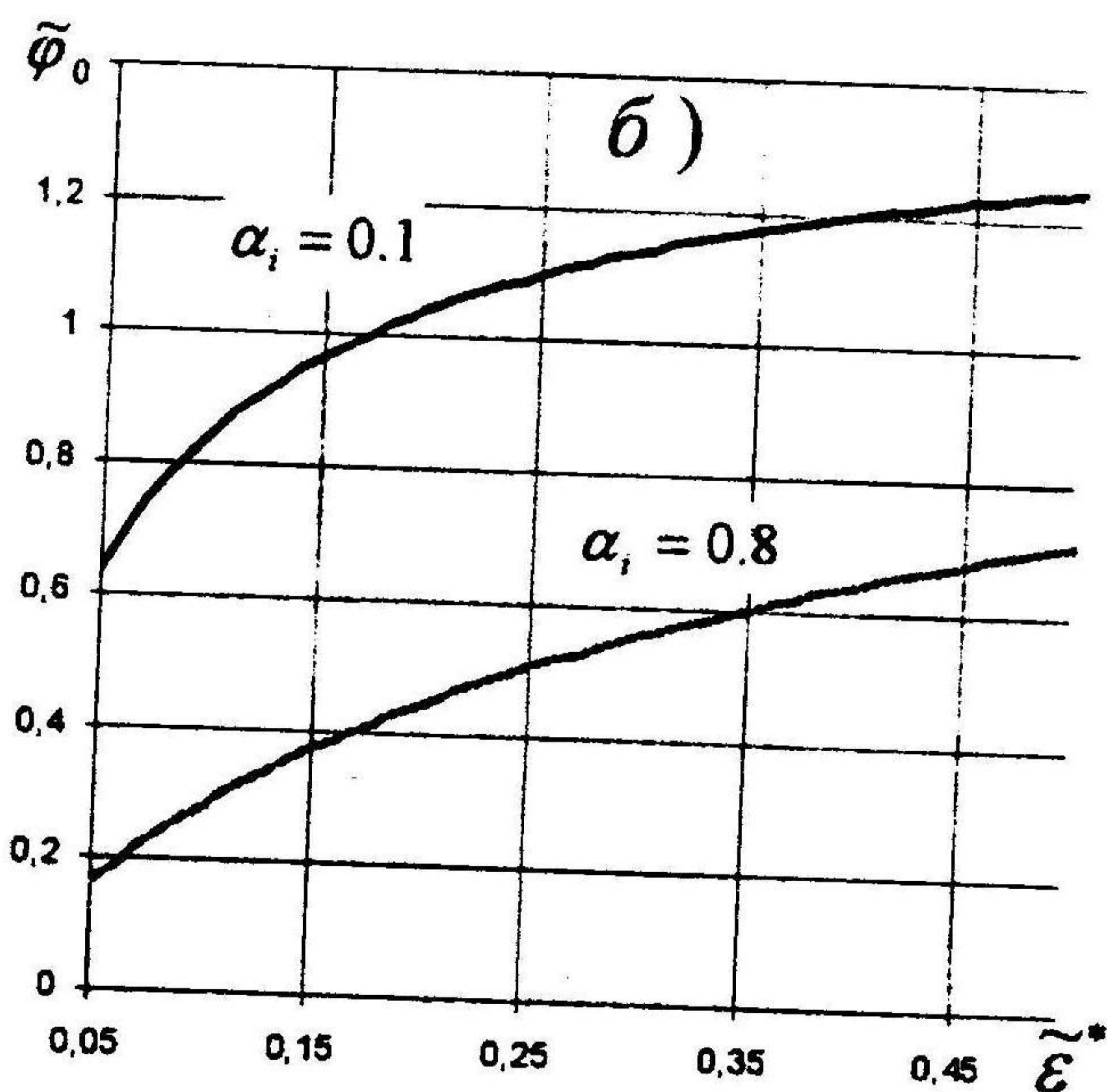
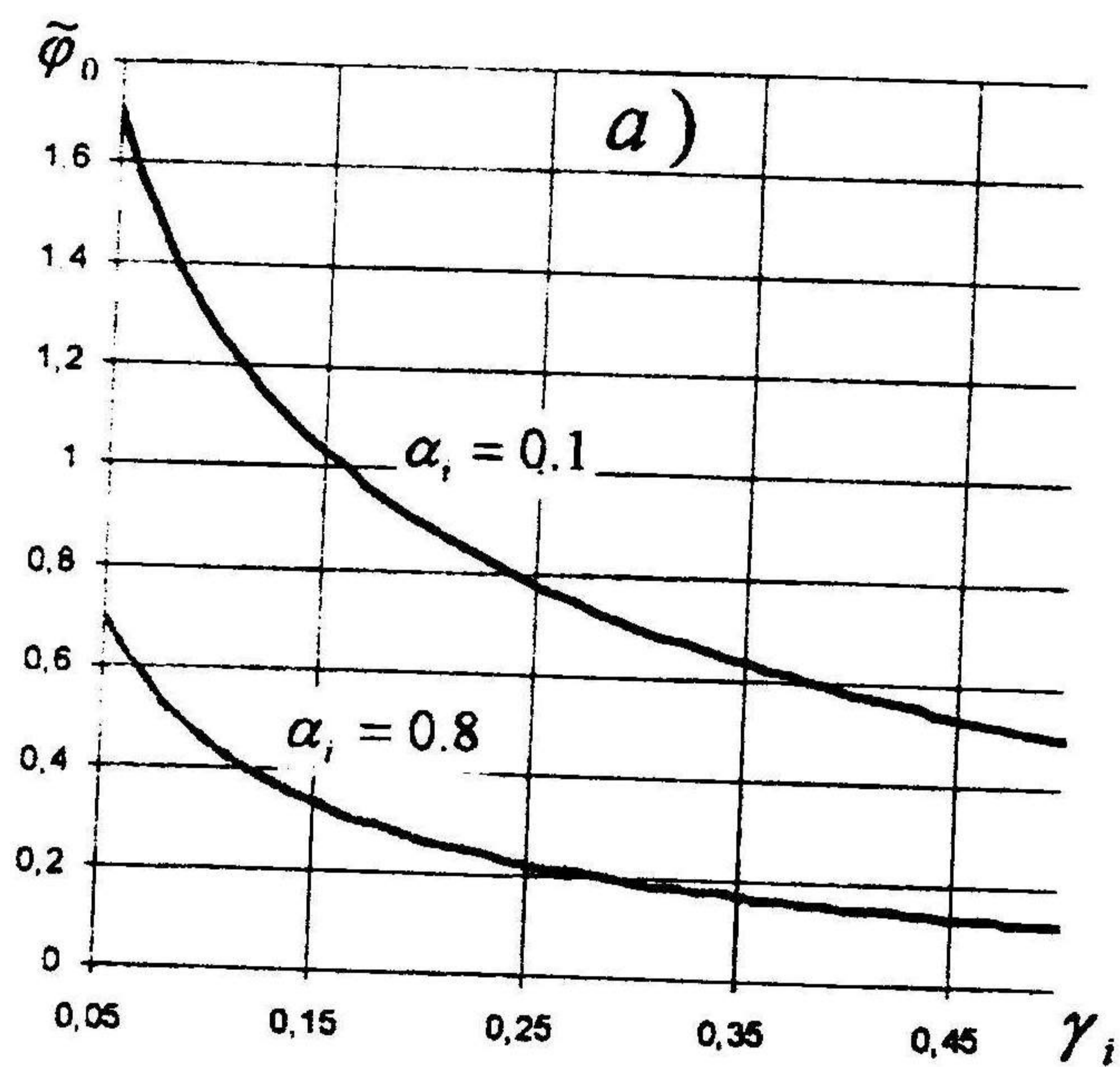


Рис.2. а) Расчетная зависимость перепада потенциала вблизи выходной щели источника ионов, нормированного на температуру ионов (1 кВ), от коэффициента вторичной ионно-электронной эмиссии при $\tilde{\varepsilon}^* = 0.06$ для высоковольтного разряда ($\alpha_i \approx 0.1$) и для сильноточного разряда ($\alpha_i \approx 0.8$). б) расчетная зависимость перепада потенциала от нормированной на температуру ионов энергетической цены иона при $\gamma_i \approx 0.3$ для высоковольтного разряда ($\alpha_i \approx 0.1$) и для сильноточного разряда ($\alpha_i \approx 0.8$).

электронного потока существенно больше скорости ионного пучка. Тогда приравняв уравнение (8) уравнению (9) получим:

$$\frac{e \cdot \Delta\varphi}{T_i} = 4(\gamma_e + \gamma_i)^2 \cdot \frac{m_e}{m_i} \quad (13)$$

Например, при обработке мишени ионами аргона с энергией $T_i = 1$ кэВ коэффициенты эмиссии электронов могут меняться от 0.3 для меди до $5 \div 10$ для ряда диэлектриков. При этом падение потенциала в слое изменяется в диапазоне $\Delta\varphi = 0.2 \div 15$ В. Таким образом при изменении материала мишени перепад потенциала около мишени может меняться на один – два порядка. Это делает возможным контроль за ионно-лучевым травлением многослойных покрытий. Данный контроль может осуществляться регистрацией перепада потенциала, например, зондовыми методами.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Бизюков А.А., Кашаба А.Е., Серода К.Н., Целуйко А.Ф., Юнаков Н.Н.. Автокомпенсация ионного пучка в ускорителе с анодным слоем. // Письма в ЖТФ, 1997, том 23, №10, с.69-73.
- [2] Тюрюканов П.М., Никольский А.Д., Фетисов И.К., Толстой И.Н. Характеристики импульсного разряда низкого давления в поперечном аксиально-симметричном поле. // ЖТФ, 1981, 51, №10, с.2028-2031.
- [3] Габович М.Д. Физика и техника плазменных источников ионов. М.: Атомиздат. 1972. 304 с.
- [4] Гришин С.Д., Ерофеев В.С., Жаринов А.В. В кн.: Плазменные ускорители. Под ред. Арцимовича Л.А. М.: Машиностроение, 1973. С. 54.

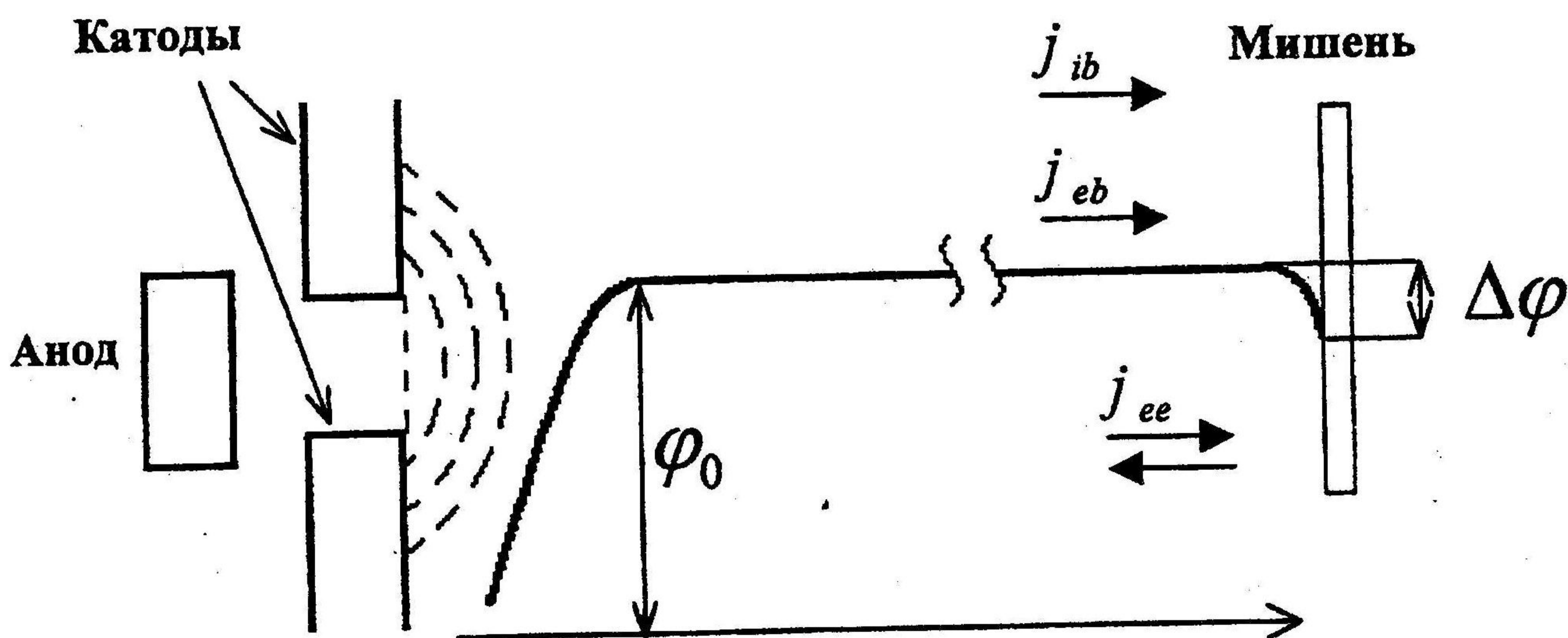


Рис.3. Качественная картина пространственного распределения потенциала плазмы и потоков заряженных частиц.