

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

ПРЕПРИНТ И Я Ф 76 - 16

Д.Д.Рютов, Г.В.Ступаков,

О ВЛИЯНИИ ИОННОГО ФОНА НА НАКОПЛЕНИЕ
ЭЛЕКТРОНОВ В СИЛЬНОТОЧНОМ ДИОДЕ

Новосибирск

1976

О ВЛИЯНИИ ИОННОГО ФОНА НА НАКОПЛЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ
В СИЛЬНОТОЧНОМ ДИОДЕ

Д.Д.Рютов, Г.В.Ступаков

В в е д е н и е

В работе /1/ мы рассмотрели, как происходит формирование облака быстрых электронов вблизи анодной фольги сильноточного вакуумного диода, помещенного в сильное продольное магнитное поле. Как показано в /1/, в процессе накопления облака можно выделить две стадии. На первой происходит накопление почти моноэнергетических электронов, и после того, как плотность облака достигает некоторой критической величины, диод запирается, т.е. ток пучка обращается в нуль. В запертом состоянии диод находится до тех пор, пока не станут существенными эффекты, связанные с потерями энергии электронов в фольге. Затем наступает вторая стадия: диод отпирается и переходит в истинно стационарный режим работы, когда прибыль частиц из пучка полностью компенсируется поглощением замедленных электронов в фольге. Если за анодной фольгой находится область плазмы длины L , много большей величины диодного промежутка a , $L \gg a$, то, как отмечено в /1/, число накопленных электронов может быть существенно увеличено по сравнению со случаем, когда плазма отсутствует.

В работе /1/ предполагалось, что в диодном промежутке отсутствует нейтрализующий ионный фон. Ниже, в разделе I, рассматриваются некоторые эффекты, возникающие при учете ионов, причем, так же как в /1/, предполагается наличие плазмы за фольгой. Как оказывается, присутствие в диодном промежутке ионов приводит к принципиальному изменению характера работы диода, которое, в частности, проявляется в том, что плотность облака осциллирующих электронов не ограничивается каким-либо значением, а непрерывно возрастает со временем¹⁾.

¹⁾ Отметим, что попытка рассмотреть влияние ионов в задаче об осциллирующих электронах была предпринята в работах /2,3/. Однако, функция распределения электронов в них выбиралась более или менее произвольным образом, без учета специфики взаимодействия электронов с материалом фольги.

Во втором разделе анализируется одна из возможных схем, позволяющих передать энергию, накопленную в электронном облаке, на нагрузку.

I. Влияние ионов в диодном промежутке на работу диода

Возникающая при работе вакуумного диода анодная плазма является источником ионов, которые эмиттируются в диодный промежуток. В зависимости от разности потенциалов между катодом и анодом и длины диодного промежутка ионы могут заполнить диод либо на стадии, когда потерями энергии электронов в фольге можно пренебречь, либо позже, когда эти потери становятся существенными. Для определенности мы рассмотрим здесь первый случай; рассмотрение влияния ионов на работу диода в режиме, когда облако "размазано" по энергии, может быть без труда проведено по такой же схеме.

Будем считать, что анодная плазма образуется за время, малое по сравнению со временем пролета ионами диодного промежутка. Поскольку тепловая скорость ионов плазмы много меньше их направленной скорости, приобретаемой в электрическом поле диода, то это означает, что толщина переднего фронта движущихся ионов будет мала по сравнению с размером диодного промежутка (рис. I). После образования анодной плазмы число ионов, которое вовлечено в каждый момент времени в движение от катода к аноду, определяется из условия равенства нулю напряженности электрического поля у поверхности анода (приближение бесконечной эмиссионной способности плазмы). Так как поле у поверхности катода тоже равно нулю, то число движущихся ионов просто равно числу электронов, находящихся в промежутке катод-анод (считаем ионы однозарядными).

Наличие плазменного облака большой длины L , как отмечено в /I/, позволяет считать постоянной энергию электронов облака при изменении распределения потенциала в диодном промежутке, что значительно упрощает описание динамики облака. Вместе с тем, мы предположим, что справедливо неравенство

$$L \ll a \sqrt{\frac{M}{m}}, \quad (I)$$

которое будет использовано в дальнейшем. Здесь m - масса электрона, M - масса иона.

Поскольку характерное время заполнения диода ионами много больше электронного времени пролета, то по мере движения ионов параметры электронного облака и пучка меняются медленно, и для их определения можно считать ионы неподвижными, с заданным распределением плотности заряда. Более того, так как при фиксированном положении ионов рост числа электронов в облаке приводит к тому, что диод запирается за несколько электронных времен пролета, в каждый момент можно полагать плотность пучка равной нулю. Последнее утверждение, как мы увидим, верно, пока ионный фронт находится не слишком близко к катоду.

Ясно, что пока ионы не приблизились к катоду, т.е. пока $z_i \sim a$ (см. рис. Iб), плотность электронного облака существенно не отличается от своего начального значения (в отсутствие ионов). Поэтому мы рассмотрим ситуацию, когда $z_i \ll a$, т.е. когда ионный фронт подходит к катоду на малое расстояние; как оказывается, при этом плотность облака может сильно возрасти. Будем сначала считать, что потенциал анода φ_0 таков, что $e\varphi_0 \ll mc^2$ (e - заряд электрона, c - скорость света, потенциал катода принят за нуль). В этом случае распределение плотности облака в диодном промежутке находится по формуле (см. /I/):

$$n_e(z) = n_0 \sqrt{\frac{\varphi(z)}{\varphi_0}}, \quad (2)$$

$\varphi(z)$ - потенциал точки z , n_0 - плотность облака у анодной фольги. Относительно ионов мы предположим, что их плотность распределена по закону

$$n_i(z) = \begin{cases} 0 & \text{при } 0 \leq z < z_i, \\ n_{i0} & \text{при } z_i \leq z \leq a. \end{cases} \quad (3)$$

Решив задачу, можно убедиться, что основной вклад в решение вносит значение ионной плотности непосредственно за фронтом, поэтому аппроксимация (3) правомерна, если под n_{i0} понимать плот-

ность ионов на фронте. Составив уравнение Пуассона, в правую часть которого входят плотности облака (2) и ионов (3), и проинтегрировав его с граничными условиями $\varphi|_{z=0} = 0$, $d\varphi/dz|_{z=0} = 0$, $\varphi|_{z=a} = \varphi_0$, получим:

$$\int_0^{\chi/\varphi_0} dx \left(\frac{2}{3} x^{3/2} \right)^{-1/2} = \left(\frac{8\pi e n_0 z_i^2}{\varphi_0} \right)^{1/2}, \quad (4)$$

$$\int_{\chi/\varphi_0}^1 dx \left[\frac{2}{3} x^{3/2} - \varepsilon \left(x - \frac{\chi}{\varphi_0} \right) \right]^{-1/2} = \left[\frac{8\pi e n_0 (a - z_i)^2}{\varphi_0} \right]^{1/2}, \quad (5)$$

где $\chi = \varphi(z_i)$, $\varepsilon = n_{i0}/n_0$. Соотношения (4) и (5) есть уравнения для нахождения неизвестных величин n_0 и χ . Интеграл, стоящий в левой части (5), рассматриваемый как функция ε , обладает следующим свойством: он монотонно возрастает от величины порядка единицы до бесконечности при изменении ε от нуля до $\sqrt{3\chi/\varphi_0}$ (при больших значениях ε подкоренное выражение принимает отрицательные значения). Как будет видно, при малых z_i $n_0 \gg \varphi_0/ea^2$, т.е. этот интеграл должен быть равен величине, много большей единицы. Поэтому приблизительно можно считать, что $\varepsilon = \sqrt{3\chi/\varphi_0}$. Из (4) получаем $\chi/\varphi_0 = (\pi e n_0 z_i^2 / 3\varphi_0)^2$, что дает зависимость плотности облака у фольги от z_i :

$$n_0 = \left(\frac{\sqrt{3} \varphi_0 n_{i0}}{\pi e z_i^2} \right)^{1/2}. \quad (6)$$

Отметим, что по порядку величины n_{i0} равно средней по длине диода плотности электронного облака в момент, когда диод заперт, а ионы в промежутке отсутствуют; в нерелятивистском случае $n_{i0} \sim \varphi_0/ea^2$.

Для релятивистского диода, где $e\varphi_0 \gg mc^2$, с помощью аналогичных вычислений получаются следующие результаты. Пока ионы находятся не очень близко к катоду, так что $e\chi \gg mc^2$, зависимость плотности облака от z_i имеет вид

$$n_0 = \frac{3}{16\pi} B^2\left(\frac{1}{4}, \frac{1}{2}\right) \gamma \frac{\varphi_0}{e z_i^2} = 1,64 \gamma \frac{\varphi_0}{e z_i^2}, \quad (7)$$

где $\gamma = e\varphi_0/mc^2$, $B\left(\frac{1}{4}, \frac{1}{2}\right)$ - бета-функция. Если воспользоваться оценкой $n_{i0} \sim \sqrt{\gamma} \varphi_0/ea^2$, то условие применимости (7), $e\chi \gg mc^2$, записывается в виде

$$z_i \gg z_1 \equiv a \gamma^{-3/4}. \quad (8)$$

По мере движения фронта неравенство (8) перестает выполняться, и когда $z_i \ll z_1$, т.е. потенциал на фронте становится нерелятивистским, формула (7) заменяется на

$$n_0 = \left(\frac{\sqrt{3}}{2\pi} \gamma^3 n_{i0} \frac{\varphi_0}{e z_i^2} \right)^{1/2}. \quad (9)$$

С приближением ионов к катоду z_i уменьшается, а n_0 растет со временем ($z_i = v_i(t_0 - t)$, где t_0 - момент, когда ионный фронт касается катода, v_i - скорость фронта у катода). Причиной изменения n_0 является, разумеется, приток частиц из пучка. Плотность пучка находится из того условия, что увеличение числа частиц в облаке равняется потоку электронов в пучке:

$$n_p v_0 = L \frac{dn_0}{dt}, \quad (10)$$

где n_p - плотность пучка, а v_0 - скорость электронов у фольги. Пока z_i не очень мало, пучок слабый, и им можно пренебречь (что и сделано при выводе формул (6), (7), (9)), но с уменьшением z_i n_p растет, и, начиная с некоторого момента, его нужно принимать в расчет. Находя по формуле (10) с помощью заданной зависимости $n_0(z_i)$ плотность пучка (при этом используется оценка для скорости ионов у фольги $dz_i/dt = v_i \sim \sqrt{e\varphi_0/M}$), нетрудно написать условие, когда пучком действительно можно пренебрегать. В частности, в нерелятивистском диоде формула (6) перестает быть справедливой, когда

$$z_i \sim (La^2)^{1/3} \left(\frac{m}{M} \right)^{1/6}, \quad (11)$$

чему соответствует плотность

$$n_0 \sim \frac{\varphi_0}{ea^2} \left(\frac{a}{L} \right)^{1/3} \left(\frac{M}{m} \right)^{1/6}. \quad (12)$$

Видно, что соотношение (I) обеспечивает выполнение использованного нами неравенства $n_0 \gg \varphi_0 / ea^2$. Для релятивистского случая критерий справедливости (7) имеет вид

$$z_1 \gg L \gamma^{5/2} \left(\frac{m}{M}\right)^{1/2} \quad (I3)$$

и аналогичное условие применимости (9)

$$z_1 \gg z_2 \equiv \gamma^{1/3} (La^2)^{1/3} \left(\frac{m}{M}\right)^{1/6}$$

Заметим, что для того, чтобы существовала область применимости (9), очевидно, необходимо $z_2 \ll z_1$, что требует выполнения неравенства

$$\gamma^{13/4} \frac{L}{a} \left(\frac{m}{M}\right)^{1/2} \ll 1. \quad (I4)$$

Тогда максимальная плотность облака, при которой еще можно пользоваться (9), равна

$$n_0 \sim \gamma^{17/12} \frac{\varphi_0}{ea^2} \left(\frac{a}{L}\right)^{1/3} \left(\frac{M}{m}\right)^{1/6} \quad (I5)$$

Выписанные условия накладывают довольно жесткие ограничения на область применимости полученных зависимостей $n_0(z_1)$. Поэтому мы рассмотрим теперь, как работает диод, когда ионы полностью перекрыли диодный промежуток²⁾. Оказывается, что при этом диод не может запереться ни при какой плотности облака n_0 . Для доказательства этого утверждения покажем, что ^{если} $n_b = 0$, то не существует решения уравнения Пуассона, удовлетворяющего необходимым граничным условиям: $\varphi|_{z=0} = 0$, $\varphi|_{z=a} = \varphi_0$, $d\varphi/dz|_{z=0} \leq 0$

(условие $d\varphi/dz|_{z=0} \leq 0$ соответствует бесконечной эмиссионной способности катода). Поскольку плотность облака стремится к нулю вблизи катода (где $\varphi \rightarrow 0$), а плотность ионов там конечна, то плотность заряда у катода положительна и $d^2\varphi/dz^2 < 0$. Вместе с равенствами $\varphi|_{z=0} = 0$, $d\varphi/dz|_{z=0} \leq 0$ это означает, что $\varphi < 0$ вблизи катода. Но тогда $\varphi < 0$ во всем диодном промежут-

2) Такая задача имеет и самостоятельный интерес. Она соответствует случаю, когда диодный промежуток с самого начала работы диода заполнен плазмой.

ке, т.к. вследствие закона сохранения энергии электроны облака не могут попасть в точки с отрицательным потенциалом и в них всюду $d^2\varphi/dz^2 < 0$. А это противоречит тому, что $\varphi|_{z=a} = \varphi_0 > 0$.

Таким образом, в диоде, заполненном ионами, при любой плотности облака плотность пучка отлична от нуля, и число электронов в облаке непрерывно растет. Вместе с тем это означает, что растет и число ионов, вовлеченных в движение. Но для того, чтобы ион, начавший движение у анодной фольги, достиг катода, требуется относительно большое время $\tau \sim a\sqrt{M/e\varphi_0}$. Поэтому в течение времени τ с момента перекрытия ионами диодного промежутка, которое происходит при $t = t_0 \sim \tau$, плотность ионов у катода не меняется существенным образом и по порядку величины равна n_{i0} . Аппроксимируя распределение плотности ионов в диоде константой, $n_i(z) = n_{i0}$ (опять основной вклад в решение вносит область вблизи катода), с помощью вычислений, аналогичных проведенным выше, можно найти зависимость плотности пучка n_b от n_0 , справедливую при $t_0 < t \leq t_0 + \tau$.

В нерелятивистском диоде она имеет вид

$$n_b = \frac{3}{16} \frac{n_{i0}^2}{n_0} \quad (I6)$$

Уравнение (I6) вместе с (I0) описывает динамику накопления электронов в облаке при $t_0 < t \leq t_0 + \tau$. Оценим с их помощью плотность облака при $t \approx t_0 + \tau$, предположив, что она много больше плотности облака при $t \approx t_0$ (последняя дается формулой (I2)). Тогда из (I0) следует

$$n_0 \sim \frac{n_b v_0 \tau}{L}$$

и, воспользовавшись (I6), найдем

$$n_0 \sim n_{i0} \sqrt{\frac{v_0 \tau}{L}} \sim \frac{e\varphi_0}{a^2} \left(\frac{a}{L}\right)^{1/2} \left(\frac{M}{m}\right)^{1/4} \quad (I7)$$

Написанная величина заметно превышает значение плотности, получающееся из (I2), поскольку мы считаем выполненным (I).

Для релятивистского диода, когда $e\varphi_0 \gg mc^2$, вместо (I6) будем иметь

$$n_b = \frac{3}{16} \gamma^2 \frac{n_{i0}^2}{n_0} \quad (18)$$

Это выражение получается в предположении, что плотность облака достаточно велика, $n_{i0}/n_0 \ll \gamma^{-2}$. При выполнении условия (14) (мы рассмотрим только такой случай) последнее неравенство справедливо непосредственно с момента перекрытия, и можно пользоваться формулой (18) на всем промежутке времени $t_0 < t \leq t_0 + \tau$. Аналогично (17) найдем плотность облака при $t \approx t_0 + \tau$:

$$n_0 \sim \gamma n_{i0} \sqrt{\frac{c\tau}{L}} \sim \gamma^{5/4} \frac{e\varphi_0}{a^2} \left(\frac{a}{L}\right)^{1/2} \left(\frac{M}{m}\right)^{1/4}, \quad (19)$$

что существенно больше величины (15).

Качественная зависимость плотности электронного облака ^{от времени} в нерелятивистском диоде приведена на рис.2. Начало отсчета времени выбрано в момент образования анодной плазмы. Аналогичный вид имеет соответствующая зависимость и для релятивистского диода.

2. Истечение ионов в вакуум

В рассмотренной нами выше схеме диода с осциллирующими электронами (рис.1а) плазма, находящаяся за анодной фольгой, под действием газокINETического давления электронов облака будет свободно расширяться вдоль оси z . Практически может быть удобнее использовать еще одну фольгу, ограничивающую плазменную область справа и препятствующую расширению плазмы (фольга Φ , рис.3). С точки зрения динамики накопления электронов в облаке добавление Φ эквивалентно увеличению толщины анодной фольги на толщину фольги Φ .

Со временем, так же как и у анодной фольги, с внешней стороны Φ образуется тонкий плазменный слой, из которого начинается эмиссия ионов. Вместе с ионами, движущимися вдоль оси z (координата z отсчитывается теперь от Φ) и компенсирующими объемный заряд осциллирующих электронов, отходит от фольги Φ и правая граница облака. Этот эффект расширения электронного облака по мере движения ионов можно использовать для передачи

энергии, накопленной в облаке, на нагрузку. Если нагрузка (на пример, плазменный столб) находится на некотором расстоянии a_1 от Φ , то по достижении ионами точки $z = a_1$, электроны облака вылетают из области II через заполненный ионами промежуток III в нагрузку. По этой причине исследование движения эмиттированных ионов в области III представляет определенный интерес.

Будем предполагать, что в течение рассматриваемого времени влиянием на работу диода ионов, эмиттированных анодной плазмой в диодный промежуток, можно пренебречь³⁾. Тогда плотность облака у анода не меняется со временем и равна критическому значению n_0 , при котором диод заперт (напомним, что мы считаем, что процессы, связанные с ионами, протекают за такое время, что можно не учитывать потери энергии электронами в фольгах).

Рассмотрим нерелятивистский диод. Пусть z_i — координата переднего фронта ионов. Характерная дебаевская длина в плазме, состоящей из эмиттированных ионов и электронов облака, равняется $\lambda_D \sim \sqrt{e\varphi_0 / 4\pi n_0 e^2} \sim a$, поэтому, когда ионный фронт отойдет от фольги на расстояние $z_i \gg a$, можно пользоваться условием квазинейтральности $n_i = n_e$. Это обстоятельство позволяет написать простую систему уравнений для исследования течения ионов:

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} n v = 0, \quad (20)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial z} = -\frac{e}{m} \frac{\partial \varphi}{\partial z}, \quad (21)$$

$$n = n_0 \sqrt{\frac{\varphi}{\varphi_0}}. \quad (22)$$

3) В принципе этого можно достичь с помощью специальных покрытий, нанесенных на поверхность фольги Φ , и очистки анодной фольги от адсорбированных на её поверхности атомов. Тогда эмиссия ионов с Φ начнется раньше, чем с анода, причем можно сделать так, что с Φ будут эмиттироваться более легкие ионы (например, H^+), чем ионы материала анода (скажем, титана).

Здесь $n(z, t)$ — плотность ионов, $v(z, t)$ — их направленная скорость; в условии квазинейтральности (22) мы воспользовались выражением (2). Из (21) и (22) получаем

$$\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial z} = - \frac{e\varphi_0}{M} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{n}{n_0} \right)^2 \quad (23)$$

Система уравнений (20), (23) по виду совпадает с уравнениями одномерной газодинамики для адиабатического течения газа с показателем адиабаты равным 3. Поскольку ни в уравнениях, ни в начальных условиях нашей задачи нет параметра, имеющего размерность длины, то естественно, что решение системы (20), (23) будет автомодельным. Соответствующее решение газодинамической задачи хорошо известно [4]. В безразмерных переменных

$$u = \frac{v}{v_*}, \quad N = \frac{n}{n_0}, \quad \xi = \frac{z}{tv_*}, \quad \psi = \frac{\varphi}{\varphi_0}, \quad (24)$$

где $v_* = \sqrt{e\varphi_0/M}$, оно имеет вид

$$u = \frac{1}{2}(c + \xi), \quad N = \frac{1}{2\sqrt{2}}(c - \xi), \quad \psi = \frac{1}{8}(c - \xi)^2, \quad (25)$$

$$0 \leq \xi \leq c,$$

где константа интегрирования c подлежит определению из граничных условий задачи.

Для ее нахождения заметим, что использованное нами условие квазинейтральности нарушается в слое толщиной порядка a вблизи фольги Φ , поскольку при приближении к фольге скорость ионов стремится к нулю (они эмиттируются с начальной нулевой энергией), а их плотность стремится к бесконечности. Плотность же облака у фольги равна n_0 . Скорость ионов на границе этого слоя с областью квазинейтрального течения определяется из закона сохранения энергии

$$\frac{u^2}{2} + \psi = 1. \quad (26)$$

Условие (26) и есть граничное условие (соответствующее точке $\xi = 0$) для определения c . Из него получаем $c = 2$. Теперь можно найти координату ионного фронта, где $N = 0$:

$$z_i = 2 \sqrt{\frac{e\varphi_0}{M}} t. \quad (27)$$

Отметим, что энергия ионов на фронте равна $2e\varphi_0$.

Укажем условия применимости полученного решения. Кроме уже приведенного неравенства $z_i \gg a$ необходимо, чтобы $z_i \ll L$. Последнее неравенство, использованное при выводе формулы (2), означает, что область, в которой форма потенциала зависит от времени, мала по сравнению с длиной плазменной области, и энергия осциллирующих электронов почти не меняется со временем.

Наконец, приведем решение для сильно релятивистского диода. В тех же переменных (24)

$$u = \frac{1}{5}(\sqrt{10} + 4\xi), \quad N = \frac{4}{625}(\sqrt{10} - \xi)^4, \quad \psi = \frac{2}{25}(\sqrt{10} - \xi)^2,$$

$$0 \leq \xi \leq \sqrt{10}.$$

Энергия ионов на фронте равна $5e\varphi_0$. Это обстоятельство может представлять определенный интерес в связи с проблемой коллективного ускорения ионов.

3. Краткие выводы

Анализ, проведенный в настоящей работе, показывает, что появление ионов в диодном промежутке существенно влияет на работу диода с осциллирующими электронами. При приближении ионов к катоду плотность облака начинает возрастать и продолжает расти после того, как ионы перекроют диодный промежуток. Через время $\tau \sim a\sqrt{M/e\varphi_0}$ после перекрытия она достигает величины

$$n_0 \sim \gamma^{5/4} \frac{e\varphi_0}{a^2} \left(\frac{a}{L} \right)^{1/2} \left(\frac{M}{m} \right)^{1/4}$$

(для релятивистского диода) и может заметно превышать плотность облака в начальный момент, когда ионов нет. Под действием поля осциллирующих электронов с вакуумной стороны внешней фольги диода возникает течение ионов, которое приводит к расширению облака в продольном направлении. Получено аналитическое решение, описывающее этот процесс.

Л и т е р а т у р а

1. Д.Д.Рютов, Г.В.Ступаков. Физика плазмы, 2 (1976).
2. J.M. Creedon, I.D. Smith, D.S. Prono.
Phys. Rev. Lett., 35, 91 (1975).
3. D.S. Prono, J.M. Creedon, I. Smith, N. Bergstrom.
J. Appl. Phys., 46, 3310 (1975).
4. Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. Механика сплошных сред. М.-Л., ОГИЗ,
1944, § 72.

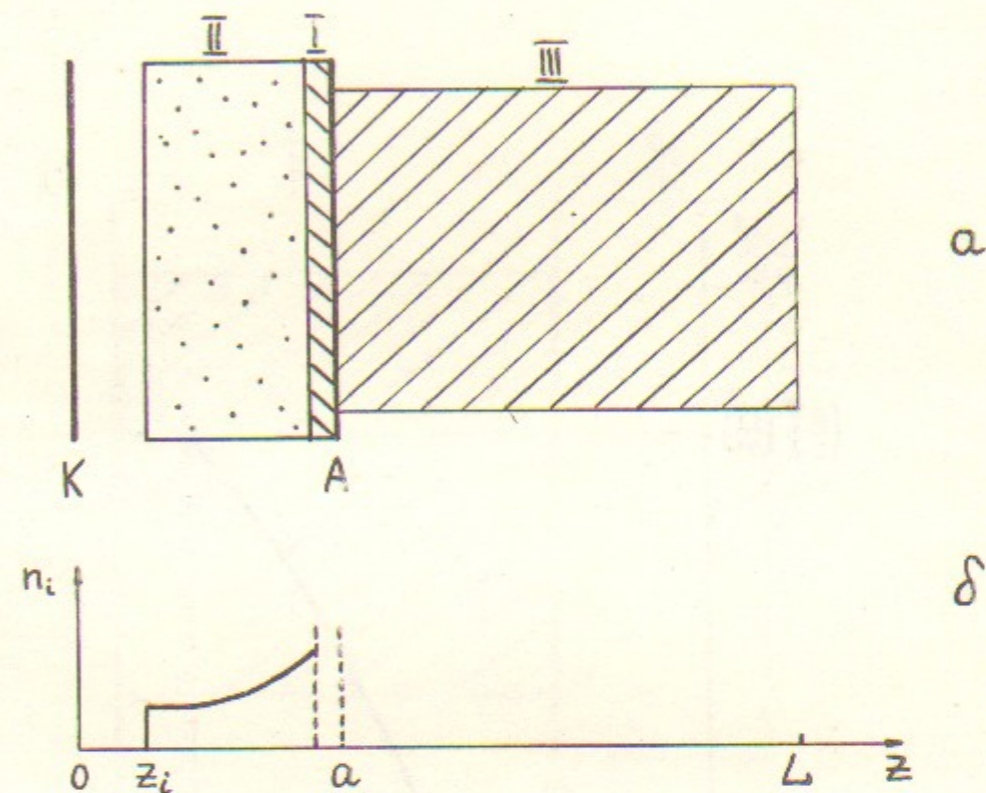


Рис. I. Схема диода:

- а) К - катод, А - анод, I - анодная плазма, II - эмиттированные ионы, III - область, длины L , занятая плазмой
- б) качественный график плотности ионов в диодном промежутке.

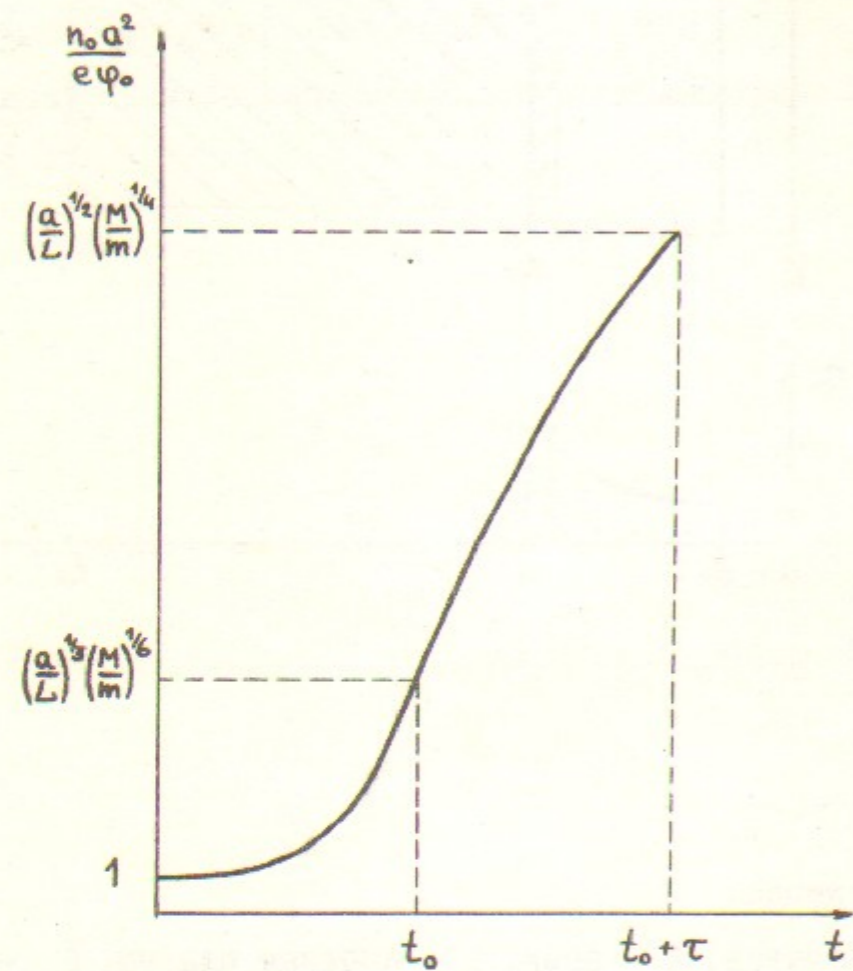


Рис.2. Качественная зависимость плотности электронов облака от времени.

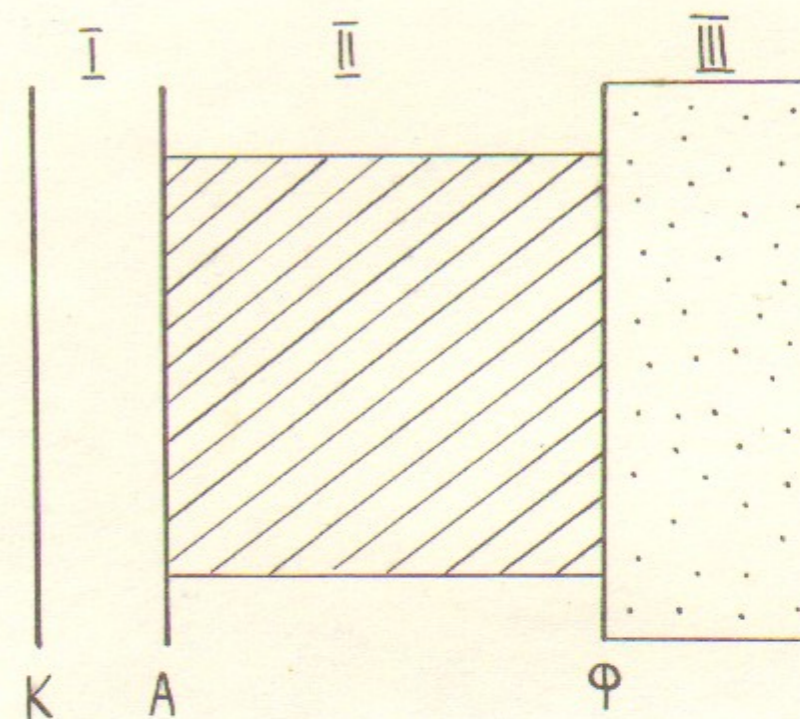


Рис.3. Схема диода с дополнительной фольгой:

- I - диодный промежуток
- II - область, занятая плазмой
- III - область истечения ионов в вакуум.

Работа поступила 16 января 1976 г.

Ответственный за выпуск А.Н.СКРИНСКИЙ
Подписано к печати 26.1-1976 г. МН 02668
Усл. 1,0 печ.л., тираж 200 экз. Бесплатно
Заказ № 16.

Отпечатано на ротапринте в ИЯФ СО АН СССР