



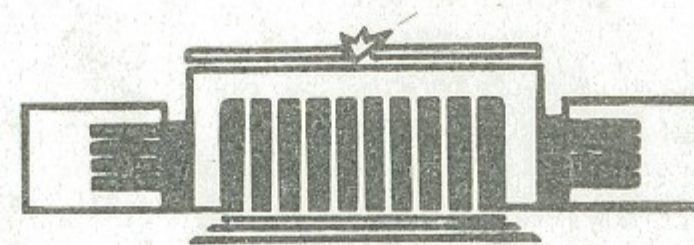
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СО АН СССР

3

Г.В.Ступаков, Е.М.Сыренин

**ФОРМИРОВАНИЕ ОБЛАКА
ОСЦИЛЛИРУЮЩИХ ЭЛЕКТРОНОВ
В ДИОДЕ С ТОНКОЙ АНОДНОЙ ФОЛЬГОЙ**

ПРЕПРИНТ 85-4



НОВОСИБИРСК

ФОРМИРОВАНИЕ ОБЛАКА ОСЦИЛЛИРУЮЩИХ ЭЛЕКТРОНОВ В ДИОДЕ С ТОНКОЙ АНОДНОЙ ФОЛЬГОЙ

Г.В.Ступаков, Е.М.Сырессин

А Н Н О Т А Ц И Я

Численно решена задача о накоплении облака осциллирующих электронов при инжекции сильноточного электронного пучка через тонкую анодную фольгу в плазменную область, когда существенной является сильная анизотропия функции распределения электронов облака. Показано, что в определенных условиях плотность облака может в 30 раз превышать плотность исходного электронного пучка. Рассмотрено влияние толщины и материала анодной фольги на работу диода. Проведено сравнение расчетов с экспериментальными результатами. Выполнен расчет параметров фольги, при котором возникает коллапс импеданса в диоде с ионами.

1. В в е д е н и е

При инжекции сильноточного электронного пучка в вакуум через плазменный шнур длины L (см.рис.1) при определенных условиях может быть создано облако осциллирующих электронов с плотностью, значительно превышающей плотность исходного пучка $[I]$. Накопление электронов в таком облаке в существенной мере определяется их взаимодействием с анодной фольгой. В случае тонкой фольги это взаимодействие можно характеризовать величинами $\bar{\theta}^2$ и δW , представляющими собой средний квадрат угла рассеяния и среднюю потерю энергии электрона при однократном прохождении через фольгу по нормали к ее поверхности.

Достаточно подробный анализ задачи о формировании облака осциллирующих электронов в случае, когда выполнено условие

$$\bar{\theta}^2 \gg \frac{\delta W}{eU}$$

рассмотрен в работе [1], eU - здесь энергия исходного электронного пучка. Однако в реальном эксперименте [2] для фольг толщиной несколько микрон, изготовленных из материала с атомным номером $Z < 50$, скорость углового рассеяния обычно сравнима со скоростью потерь энергии электронов в анодной фольге. В этом случае существенной становится анизотропия

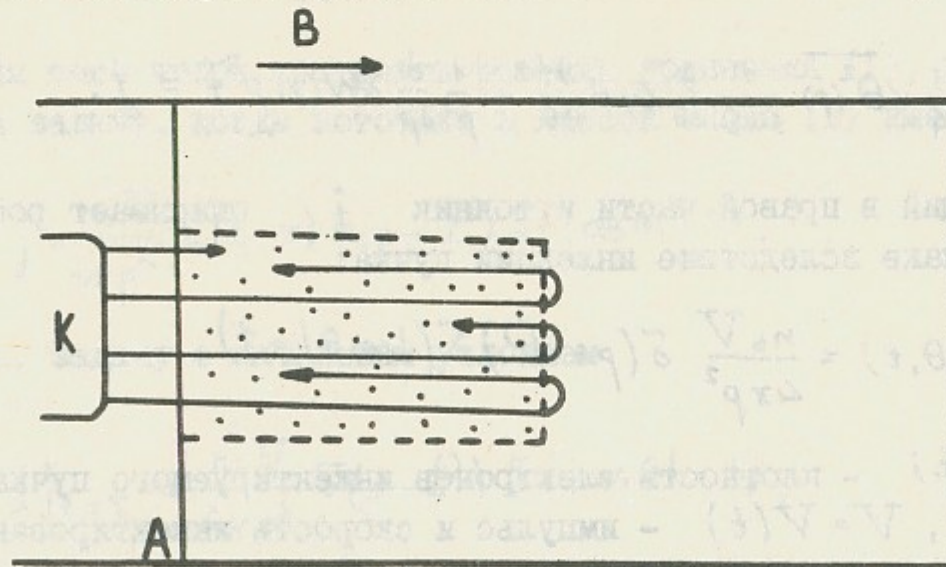


Рис.1. Схема диода с осциллирующими электронами.

K - катод, A - анодная фольга, точки - плазма, стрелки иллюстрируют характер движения электронов, В - ведущее магнитное поле.

функции распределения электронов в облаке, и получить аналитическое решение задачи не удастся.

Настоящая работа посвящена расчету динамики накопления облака на основе численного решения кинетического уравнения для функции распределения осциллирующих электронов. Описанию метода расчета посвящены второй и третий разделы работы. В четвертом разделе изложены результаты расчетов и проведено сравнение с экспериментом. Результаты этого раздела относятся к случаю, когда в диоде отсутствует нейтрализующий ионный фон. В пятом разделе рассмотрена ситуация, когда с анодной фольги эмиттируются ионы.

II. Решение кинетического уравнения

Состояние облака осциллирующих электронов характеризуется функцией распределения электронов f на анодной фольге. Эта функция зависит от модуля импульса p и угла θ между импульсом частицы и осью системы (питч-угол), а также от времени t : $f = f(p, \theta, t)$. Пользуясь медленностью изменения f по сравнению с временем пролета электроном длины плазменного шнура L , можно получить уравнение для f , усреднив кинетическое уравнение для электронов по продольным осцилляциям частиц [1]. Результат имеет вид

$$L \frac{\partial f}{\partial t} - \frac{1}{4} v \overline{\theta^2(p)} \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \sin \theta \frac{\partial f}{\partial \theta} - \frac{1}{p^2} \frac{\partial}{\partial p} \delta W(p) p^2 f = j, \quad (1)$$

где стоящий в правой части источник j описывает рост частиц в облаке вследствие инжекции пучка:

$$j(p, \theta, t) = \frac{n_b V}{4\pi p^2} \delta(p - P) \delta(|\cos \theta| - 1), \quad (2)$$

$n_b = n_b(t)$ - плотность электронов инжектируемого пучка, $P = P(t)$, $V = V(t)$ - импульс и скорость инжектированного электрона на анодной фольге, соответствующие ускоряющему напряжению $U(t)$.

Применительно к тонкой фольге $\overline{\theta^2(p)}$ и $\delta W(p)$ следующим образом связаны с характеристиками фольги [3]:

$$\overline{\theta^2(p)} = \frac{4\pi \ell N_0 Z^2 e^4 \Lambda_1}{p^2 v^2}, \quad (3)$$

$$\delta W(p) = \frac{2\pi \ell N_0 Z e^4 \Lambda_2}{m v^2},$$

где N_0 - число атомов в единице объема фольги, Z - атомный номер материала фольги, ℓ - толщина фольги, Λ_1 и Λ_2 - известные логарифмические множители [3].

Отметим, что при инжекции релятивистского электронного пучка через тонкую анодную фольгу существенную роль может играть дополнительное рассеяние электронов, связанное с разрывом азимутальной составляющей H_φ магнитного поля на анодной фольге^{*)}. Эта составляющая обусловлена током электронного пучка и отлична от нуля в диодном зазоре. В плазменном объеме ток пучка компенсируется обратным током, текущим по плазме, и $H_\varphi = 0$. В результате, H_φ терпит разрыв на анодной фольге и, вследствие несохранения магнитного момента, вызывает дополнительное рассеяние электронов. Среднеквадратичный угол рассеяния при одном пролете электрона через плазменный шнур за счет этого эффекта равен

$$\overline{\theta_H^2} = \frac{1}{2} \left(\frac{H_\varphi}{H} \right)^2 \quad (4)$$

Для того чтобы построить решение уравнения (1), решим сначала задачу, когда источник в правой части (1) имеет вид

$$j = \frac{n_b V}{4\pi p^2} \delta(t - \tau) \delta(p - P) \delta(|\cos \theta| - 1), \quad (5)$$

то есть, задачу с начальным условием

$$f|_{t=\tau} = \frac{n_b V}{4\pi p^2} \delta(p - P) \delta(|\cos \theta| - 1), \quad (6)$$

где импульс P соответствует напряжению на аноде U в момент τ

^{*)} На этот эффект обратил внимание авторов Д.Д.Рютов

$$P = P(\tau) = \sqrt{e^2 U^2(\tau) + 2emc^2 U(\tau)},$$

$$V = V(\tau) = c P (P^2 + m^2 c^2)^{-1/2} \quad (7)$$

По существу, полученное решение будет являться функцией Грина для уравнения (I). Решение однородного уравнения (I) с начальным условием (6) находится методом разделения переменных:

$$f(p, \theta, t) = F(p, t) G(\theta, t).$$

Из (I) следует, что

$$L \frac{\partial F}{\partial t} = \frac{1}{p^2} \frac{\partial}{\partial p} \delta W p^2 F, \quad F|_{t=\tau} = \frac{h\nu}{4\pi p^2} \delta(p - P). \quad (8)$$

Нетрудно убедиться, что решение (8) имеет следующий вид:

$$F(p, t) = \frac{h\nu}{4\pi p^2} \delta(p - P), \quad (9)$$

где функция $P = P(t, \tau)$ определяется уравнением

$$\int_{P(t, \tau)}^{P(\tau)} \frac{dp}{\delta W(p)} = \frac{t - \tau}{L}. \quad (10)$$

Воспользовавшись тем, что согласно (3)

$$\delta W(p) = \delta W(P) \frac{V^2}{v^2},$$

находим, что импульс электрона P , инжектированного в момент $t = \tau$, неявно задается следующим уравнением

$$Q(P) - Q(P) = \frac{\delta W(P)}{mc^2} \left(\frac{V}{c}\right)^2 \frac{c(\tau - t)}{L}, \quad (11)$$

где $Q(x) = x - \arctg x$.

Уравнение для угловой части $G(\theta, t)$, которое следует из (I), имеет следующий вид:

$$L \frac{\partial G}{\partial t} = \frac{1}{4} v(P) \bar{\theta}^2(P) \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \sin \theta \frac{\partial G}{\partial \theta}, \quad G|_{t=\tau} = \delta(|\cos \theta| - 1). \quad (12)$$

Вместо времени t удобно ввести независимую переменную ζ , однозначно связанную с t соотношением

$$\zeta = \zeta(t, \tau) = \int_{\tau}^t \frac{1}{4L} \bar{\theta}^2(P(t', \tau)) v(P(t', \tau)) dt'. \quad (13)$$

Подставляя в этот интеграл зависимость $\bar{\theta}^2(P)$ из (3) и используя (II), можно установить, что

$$\zeta = \frac{\bar{\theta}^2(P) P^2}{8m\delta W(P)} \ln \frac{[\chi(P) - 1][\chi(P) + 1]}{[\chi(P) + 1][\chi(P) - 1]}, \quad (14)$$

где релятивистский фактор $\chi(p) = (1 + p^2/m^2 c^2)^{1/2}$.

В случае, когда рассеяние электронов определяется разрывом $H\varphi$, а не кулоновскими столкновениями в фольге, вместо (II) надо пользоваться

$$\zeta = \frac{c^2 \bar{\theta}_n^2 mc^2}{2V^2 \delta W(P)} \frac{[\chi^2(P) + 1]\chi(P) - [\chi^2(P) + 1]\chi(P)}{\chi(P)\chi(P)}.$$

В переменных ζ, θ уравнение (12) имеет вид

$$\frac{\partial G}{\partial \zeta} = \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \sin \theta \frac{\partial G}{\partial \theta},$$

$$G|_{\zeta=0} = \delta(|\cos \theta| - 1).$$

Его решение находится с помощью разложения по полиномам Лежандра $P_\ell(\cos \theta)$ (см., например, [4]):

$$G(\theta, \zeta) = \sum_{\ell=0}^{\infty} \left(\ell + \frac{1}{2}\right) e^{-\ell(\ell+1)\zeta} [P_\ell(\cos \theta) + P_\ell(-\cos \theta)]. \quad (15)$$

При малых $\zeta, \zeta \ll 1$,

$$G \approx \frac{1}{4\zeta} \left(e^{-\theta^2/4\zeta} + e^{-(\pi-\theta)^2/4\zeta} \right). \quad (16)$$

При больших $\zeta, \zeta \gg 1$ функция G изотропна, $G = 1$.

Отметим, что при $\zeta \ll 1$, как следует из (16), параметр ζ определяет среднеквадратичный угол рассеяния электронов за промежуток времени $t - \tau$: $\zeta = \bar{\theta}^2 / 4$.

Для удобства расчетов мы аппроксимируем функцию $G(\theta, \zeta)$, задаваемую формулой (15), более простым выражением:

$$G(\theta, \zeta) = \frac{1}{H(\zeta)} e^{-\frac{\sin^2 \theta}{4\zeta}}, \quad (17)$$

где $H(\zeta)$ определяется из условия нормировки:

$$H(\zeta) = \int_0^\pi e^{-\frac{\sin^2 \theta}{4\zeta}} \sin \theta d\theta = 2 \int_0^1 e^{-\frac{x^2-1}{4\zeta}} dx. \quad (18)$$

Выражение (17) совпадает с асимптотиками (15) при $\zeta \ll 1$ и $\zeta \gg 1$ и с точностью до 10% описывает $G(\theta, \zeta)$ при $\zeta \sim 1$.

Таким образом, окончательно, приближенное решение кинетического уравнения (1) с правой частью (5) можно записать в следующем виде

$$f(p, \theta, t) = \frac{n_b}{4\pi p^2 H(\zeta)} e^{-\frac{\sin^2 \theta}{4\zeta}} \delta(p - P), \quad (19)$$

где ζ , H и P задаются формулами (14), (18) и (11), соответственно.

Медленность изменения f по сравнению с временем пролета электрона через систему позволяет вычислить плотность электронов в произвольной точке с потенциалом $\varphi(x)$ (x - координата, отмеряемая от катода вдоль оси системы). Для этого нужно воспользоваться постоянством функции распределения электронов вдоль фазовых траекторий. Результат имеет вид:

$$n(\varphi, t) = 2\pi \int f(p(\theta', p'), \theta(\theta', p'), t) \sin \theta' d\theta' p'^2 dp', \quad (20)$$

где p' и θ' - импульс иpitch-угол электрона в точке x , обладающего импульсом p и углом θ на фольге:

$$\sqrt{p'^2 + m^2 c^2} - \frac{e\varphi(x)}{c} = \sqrt{p^2 + m^2 c^2} - \frac{eU}{c}, \quad (21)$$

$$p' \sin \theta' = p \sin \theta,$$

U - потенциал анодной фольги. Подставляя в (20) функцию (19) и выполняя интегрирование, можно получить

$$n(\varphi, t) = n_b \frac{(\varepsilon' + mc^2) p'}{(\varepsilon + mc^2) P} \frac{H(\zeta P^2 / p'^2)}{H(\zeta)}, \quad (22)$$

где ε - кинетическая энергия, соответствующая импульсу P , $\varepsilon + mc^2 = \sqrt{P^2 c^2 + m^2 c^4}$, ε' - энергия электрона в точке с потенциалом φ , обладающего у фольги энергией ε , $\varepsilon' = \varepsilon - e(U(t) + \varphi)$, p' - импульс, соответствующий кинетической энергии ε' .

С помощью функции Грина (19) легко выписать решение уравнения (1) с источником (2), в котором плотность пучка n_b и импульс инжектированных электронов P меняются со временем:

$$f(p, \theta, t) = \frac{1}{4\pi p^2} \int_0^t n_b(\tau) \frac{1}{H(\zeta)} e^{-\frac{\sin^2 \theta}{4\zeta}} \delta(p - P) \frac{d\tau V}{L} =$$

$$= \frac{n_b(\tau) V(\tau)}{4\pi p^2 \delta W(p)} \left| 1 + \frac{L}{\delta W(p)} \frac{dP}{d\tau} \right|^{-1} \frac{1}{H(\zeta)} e^{-\frac{\sin^2 \theta}{4\zeta}}. \quad (23)$$

Напомним, что в интеграле (23) функциями τ являются ζ , P и V (см. (7), (10), (13)); при интегрировании по τ δ -функции мы использовали соотношение (10). В последнем выражении в (23) параметр τ фиксирован соотношением $P(t, \tau) = p$, т.е. определяется из уравнения

$$\int_p^{P(\tau)} \frac{dp'}{\delta W(p')} = \frac{t - \tau}{L}; \quad (24)$$

он задает момент времени, в который инжектируются электроны, обладающие импульсом p в момент t . Нам понадобится ниже также выражение для плотности $n_p(\varphi, t)$ частиц в точке с потенциалом φ , соответствующее функции распределения на фольге (23). Проще всего это выражение можно получить, воспользовавшись (22)

$$n_p(\varphi, t) = \int_0^t n_b(\tau) \frac{p'(\varepsilon' + mc^2)}{P(\varepsilon + mc^2)} \frac{H(\zeta P^2 / p'^2)}{H(\zeta)} \frac{V d\tau}{L}. \quad (25)$$

В (22) и (23) принято, что пучок включается в момент $\tau = 0$.

III. Алгоритм расчета

На основе приведенного выше решения кинетического уравнения, описывающего накопление электронов в облаке, была создана программа для численных расчетов на ЭВМ. Для ускорения скорости счета функция распределения электронов у фольги разбивалась на две части. Электроны со среднеквадратичным углом рассеяния $\sqrt{\theta^2} \approx 2\sqrt{\zeta}$, меньшим некоторого критического значения $\theta_{кр} \approx 1$, описывались функцией распределения (23). При этом группа электронов, эмиттированных катодом за промежуток времени L/V , рассматривалась как отдельный "пучок", энергия (импульс P) и среднеквадратичный угол рассеяния (параметр ζ) которого меняются в соответствии с (II), (I4). Вклад этих электронов в плотность облака вычислялся по формуле (25), в которой интегрирование ограничивалось областью значений τ , для которых $\zeta(t, \tau) < \theta_{кр}^2/4$; ниже мы обозначаем вклад этой области в плотность облака через $n_p(\psi, t)$.

В функции распределения электронов, для которых $4\zeta > \theta_{кр}^2$, угловая часть G полагалась равной единице и эти электроны описывались изотропной функцией распределения. Для простоты, далее мы будем рассматривать ситуацию, когда напряжение на диоде $U(t)$ имеет вид ступеньки: оно включается в момент $\tau = 0$ и далее поддерживается постоянным (хотя описываемый алгоритм легко обобщить на случай, когда U меняется со временем). Для постоянного U импульс P не зависит от τ , и изотропная часть функции распределения, как следует из (23), имеет следующий вид:

$$f(p, t) = \frac{n_b(\tau) V}{4\pi p^2 \delta W(p)}, \quad (26)$$

где τ связано с импульсом p и временем t соотношением (24). Поскольку, в силу (I4), ζ однозначно определяется текущим импульсом частицы p , условие $\zeta(t, \tau) > \theta_{кр}^2/4$, определяющее область, где справедливо представление (26), можно записать также в виде ограничения на текущую энергию частицы ε , соответствующую импульсу p : $\varepsilon < \varepsilon_{кр}$, $\varepsilon_{кр}$ задается выбранным значением $\theta_{кр}$. Вклад

электронов с изотропной функцией распределения будем обозначать через $n_c(\psi, t)$, его легко вычислить, подставив (26) в (20):

$$n_c(\psi, t) = \frac{mc^3}{\delta W(P) V} \int_{\gamma_1}^{\gamma_{кр}} n_b(\tau) \left[\gamma' - (\gamma - 1) \left(1 - \frac{\psi}{U}\right) \right] \left\{ \left[\gamma' - (\gamma - 1) \left(1 - \frac{\psi}{U}\right) \right]^2 - 1 \right\}^{1/2} \frac{d\gamma'}{\gamma'^3}, \quad (27)$$

где $\gamma_{кр} = 1 + \varepsilon_{кр}/mc^2$, $\gamma = 1 + eU/mc^2$, $\gamma_1 = 1 + (\gamma - 1) \left(1 - \frac{\psi}{U}\right)$, а время τ , как и выше, связано с импульсом p соотношением (24), которому соответствует релятивистский фактор γ' .

Плотность электронного пучка n_b , входящая в (23) и (25), находится из решения уравнения Пуассона в диоде:

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} = \frac{4\pi ed}{U} (n_b(\psi, t) + n_c(\psi, t) + n_p(\psi, t)) \quad (28)$$

$$\frac{d\psi}{dx} \Big|_{x=0} = 0, \quad \psi \Big|_{x=0} = 0, \quad \psi \Big|_{x=d} = 1,$$

где $\psi = \varphi/U$, d обозначает расстояние между катодом и анодом, а

$$n_b(\psi, t) = n_b(t) \frac{\sqrt{\gamma+1}}{\gamma} \frac{1 + (\gamma-1)\psi}{\sqrt{2\psi + (\gamma-1)\psi^2}}. \quad (29)$$

Интегрируя уравнение (28) аналогично тому, как это делается при выводе "закона 3/2", приходим к интегральному уравнению, из которого может быть найдена зависимость плотности электронного пучка n_b от t :

$$\int_0^1 d\psi \left[S_b(\psi, t) + S_c(\psi, t) + S_p(\psi, t) \right]^{-1/2} = \left(\frac{8\pi ed}{U} \right)^{1/2}, \quad (30)$$

$$S_b(\psi, t) = n_b(t) \frac{\sqrt{\gamma+1}}{\gamma} \sqrt{2\psi + (\gamma-1)\psi^2}, \quad (31)$$

$$S_c(\psi, t) = \frac{mc^3}{\delta W(P)(\gamma-1)V} \int_{\gamma_1}^{\gamma_{кр}} \left\{ \left[\gamma' - (\gamma - 1) \left(1 - \frac{\psi}{U}\right) \right]^2 - 1 \right\}^{3/2} n_b(\tau) \frac{d\gamma'}{\gamma'^3}, \quad (32)$$

$$S_p(\psi, t) = \frac{V}{(\gamma-1)L} \int_{t_{кр}}^t dt \frac{\rho^2 \zeta^{3/2} n_b(t)}{(\varepsilon + mc^2) H(\zeta)} \int_0^{\rho^{1/2} \zeta} H\left(\frac{1}{u}\right) u^{1/2} du, \quad (33)$$

где ρ' определяется так же, как и в формуле (22), а $t_{кр}$ находится из условия $\zeta(t, \tau = t_{кр}) = \theta_{кр}^2/4$.

При численном решении уравнения (30) параметр $\theta_{кр}$ выбирался равным единице. Изменение его от 1 до 1,5 приводило к изменению плотности облака осциллирующих электронов на 2-3%. Для определения точности используемых аппроксимаций (17) и (26) были проведены контрольные расчеты с точной функцией распределения, основанной на выражении для угловой части функции Грина (15). Они показали, что эти аппроксимации позволяют вычислять плотность облака с точностью до 5-7%. Было проведено также сравнение результатов численного счета с аналитическим решением для нерелятивистского диода, $\gamma - 1 \ll 1$, соответствующим стационарному режиму, в случае, когда $\zeta \gg 1$ (см. [1]) и $\zeta \rightarrow 0$. Это сравнение позволило судить о точности самих численных расчетов, которая обычно составляла $\sim 1\%$.

IV. Расчет параметров облака осциллирующих электронов и сравнение с экспериментом

На рис.2 показана зависимость плотности пучка n_b от времени для фольг из алюминия толщиной 30 мкм и 3 мкм. Плотность нормирована на величину n_{b0} - плотность электронного пучка, определяемую по "релятивистскому закону 3/2" [5]:

$$n_{b0} = \frac{mc^2}{8\pi e d^2} \frac{\gamma}{\sqrt{\gamma-1}} \left[\int_1^\gamma \frac{dx}{(x^2-1)^{1/4}} \right]^2. \quad (34)$$

Как видно из рис.2, в случае тонкой фольги за несколько первых пролетов электронов через плазму происходит запираание диода, связанное с накоплением электронов, не успевших рассеяться по углу. Диод отпирается после того, как эти электроны рассеются на угол порядка $\pi/2$. В дальнейшем наличие группы электронов с большим угловым разбросом приводит к подрастанию тока инжекции и выхода его фактически на стационарный режим. Для фольги толщиной 30 мкм Al зависимость диодного тока от времени несколько видоизменяется. Так же, как в первом случае, в начальный момент времени накопление электронов с малым угловым разбросом приводит к падению диодного тока. Затем первые электроны, потеряв часть

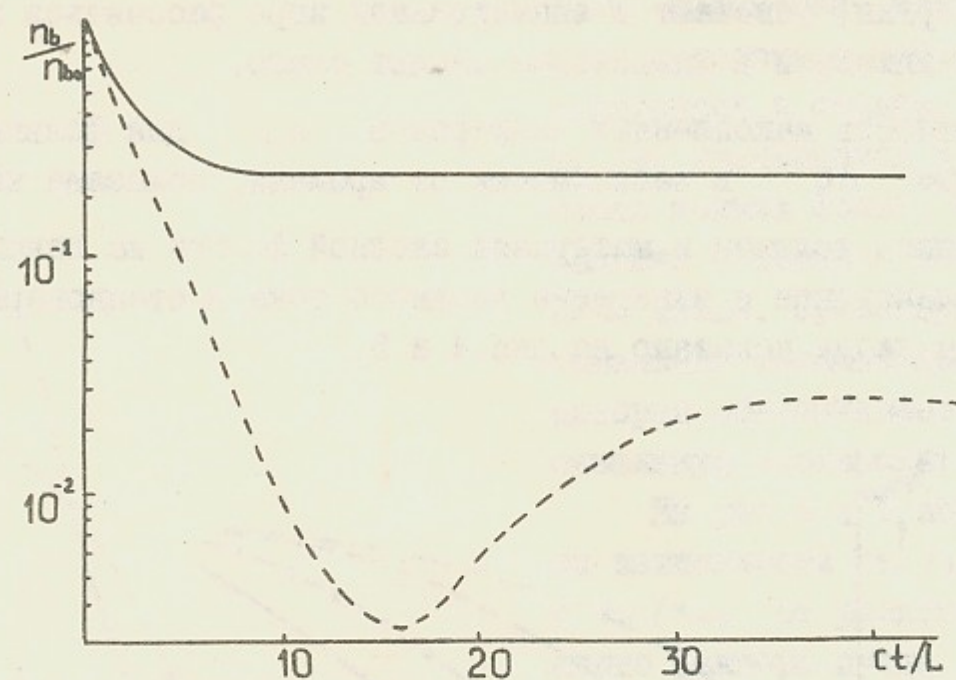


Рис.2. Отношение плотности пучка n_b к n_{b0} , как функция времени.

— 30 мкм Al, --- 3 мкм Al, $\gamma = 2,6$.

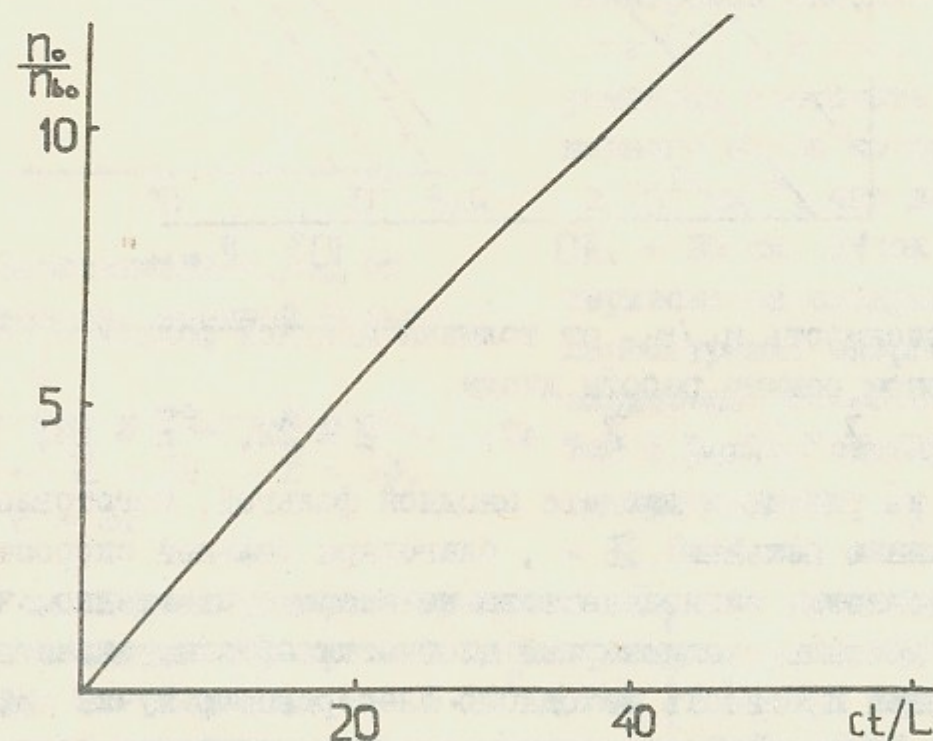


Рис.3. Зависимость плотности облака осциллирующих электронов на анодной фольге n_0 от времени; $l = 30$ мкм Al, $\gamma = 2,6$.

своей энергии, успевают в значительной мере рассеяться по углу и на ток инжекции в дальнейшем влияют слабо.

Плотность накопленных электронов n_0 для фольги толщиной 30 мкм Al в зависимости от времени, показана на рис.3.

Влияние толщины и материала анодной фольги на накопление облака электронов и запираание диодного тока в стационарном режиме работы диода показано на рис.4 и 5.

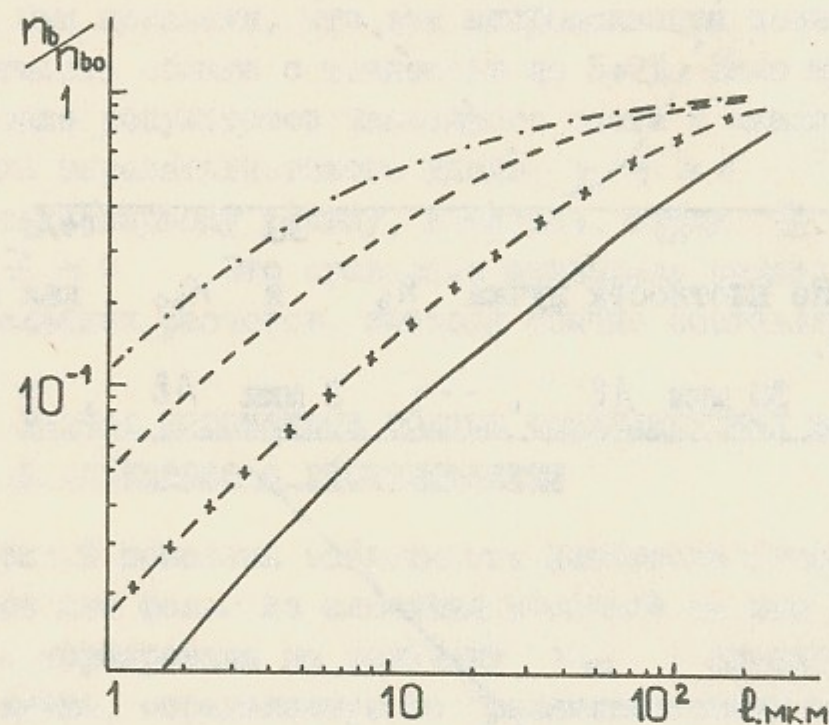


Рис.4. Зависимость n_b/n_{b0} от толщины анодной фольги в стационарном режиме работы диода.

$$\cdots Z = 79, \quad \text{---} Z = 47; \quad -x- Z = 22, \quad - Z = 13; \quad \gamma = 3.$$

Как видно из рис.4, в диоде с анодной фольгой, изготовленной из материала с большим Z , благодаря большой скорости углового рассеяния, запираение тока не очень существенно, что позволяет достичь стационарной плотности облака, значительно превосходящей плотность исходного электронного пучка n_{b0} (см.рис.5). С увеличением толщины фольги плотность облака падает (обратно пропорционально l), поэтому при накоплении облака быстрых электронов для фольг с $Z \geq 50$ необходимо использовать фольгу минимально возможной толщины. Что касается диодов, анодная фольга которых изготовлена из материала с $Z = 10+30$, то для них зависимость накопленных электронов от толщины анодной фольги меняется. Для толстых

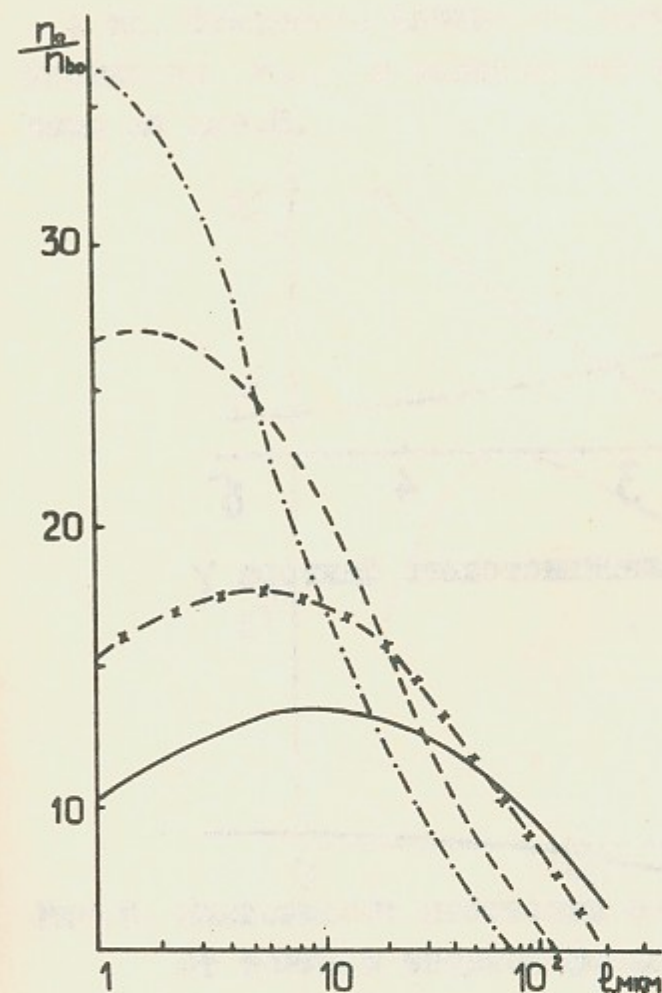


Рис.5. Зависимость n_0/n_{b0} от толщины анодной фольги l .

$$\cdots Z = 79, \quad \text{---} Z = 47, \\ -x- Z = 22, \quad - Z = 13, \\ \gamma = 3.$$

пучка 4 см. Характер нарастания тока I_g со временем может быть объяснен перекрытием диодного промежутка плазмой, движущейся со скоростью $\sim 5 \cdot 10^6$ см/сек [6]. При инжекции пучка в плазменный шнур в вакуум по внешней "шкурке" пучка толщиной ~ 3 мм стекал критический ток $I_g \approx 4+4,5$ кА.

В численных расчетах, проведенных нами с целью сравнения с экспериментом, наблюдаемый в эксперименте рост тока диода со временем моделировался уменьшением диодного промежутка d , соответствующим движению со скоростью $v_A = 5 \cdot 10^6$ см/сек. Кроме того, учитывалось влияние ва-

фольг накопление также падает вследствие поглощения электронов в фольге, однако оно уменьшается и для очень тонких фольг, что связано с сильным запираанием диода. Существует оптимальная толщина фольги, которая обеспечивает максимальную плотность n_0 .

На рис.6 и 7 показаны зависимости n_b/n_{b0} и n_0/n_{b0} от релятивистского фактора пучка γ .

Эксперименты по накоплению облака осциллирующих релятивистских электронов описаны в работе [2]. В этих экспериментах плотность плазменного шнура составляла $\approx 10^{14}$ см $^{-3}$, его длина $L = 20$ см. Пучок характеризовался следующими параметрами: энергия электронов $eU = 0,8$ МэВ, ток в режиме однократного прохождения $I_g =$

$= 12,5+14$ кА, диаметр пучка 4 см. Характер нарастания тока I_g со временем может быть объяснен перекрытием диодного промежутка плазмой, движущейся со скоростью $\sim 5 \cdot 10^6$ см/сек [6]. При инжекции пучка в плазменный шнур в вакуум по внешней "шкурке" пучка толщиной ~ 3 мм стекал критический ток $I_g \approx 4+4,5$ кА.

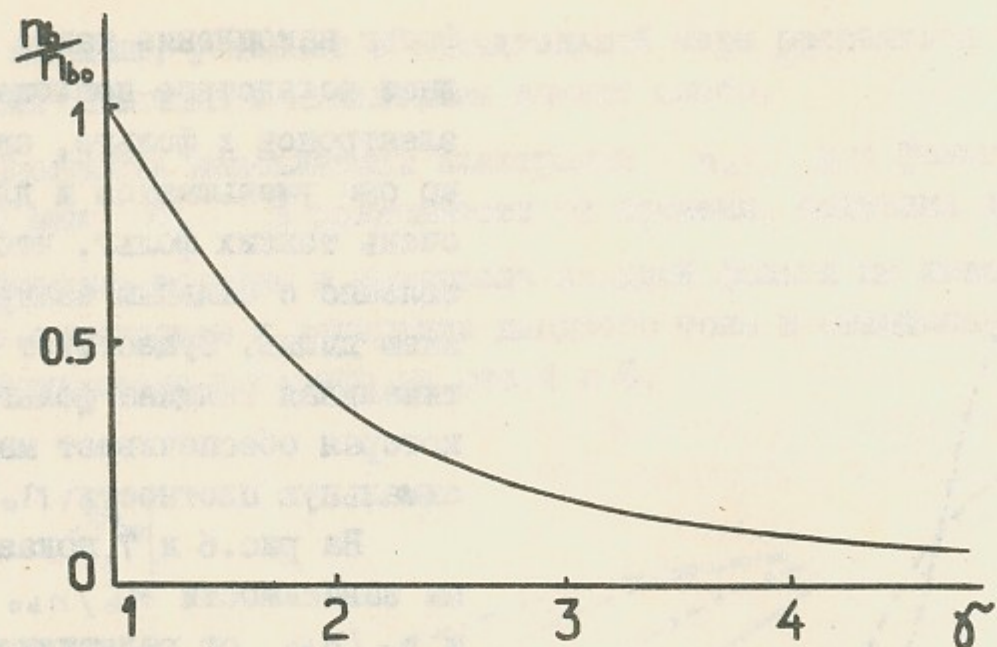


Рис.6. Зависимость n_b/n_{b0} от релятивистского фактора γ для фольги 30 мкм Al.

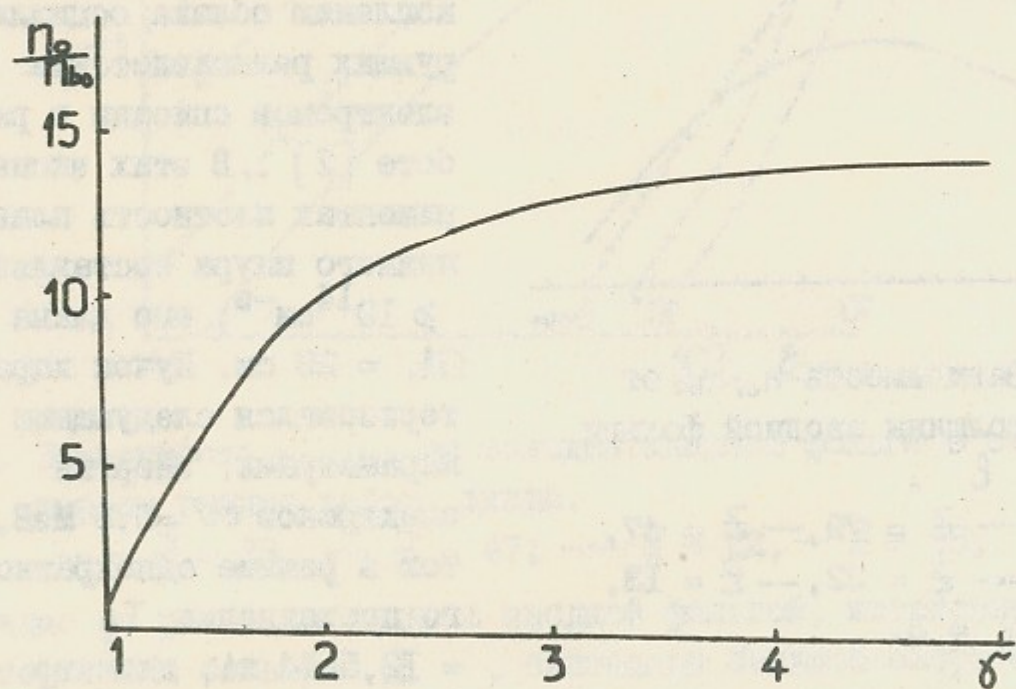


Рис.7. Зависимость n_0/n_{b0} от релятивистского фактора γ для фольги 30 мкм Al.

куумного тока на формирование облака. Расчеты были выполнены для случая, соответствующего значениям $I_g = 12,5$ кА, $I_d = 4$ кА. Отношение плотности накопленных электронов n_0 к плотности n_{b0} в зависимости от толщины анодной фольги показано на рис.8.

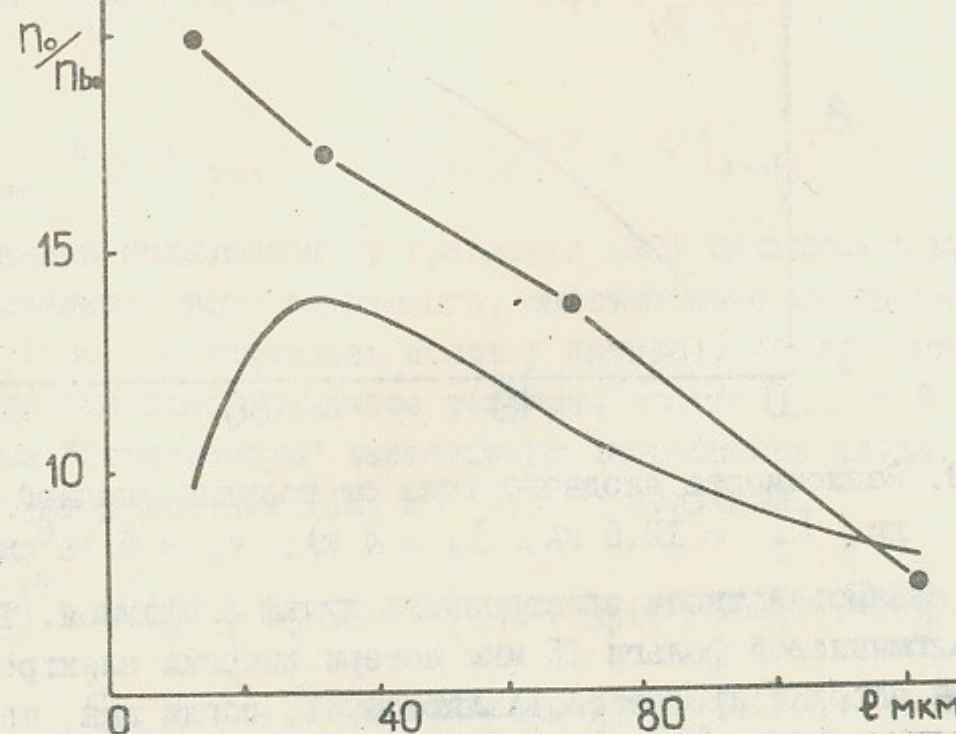


Рис.8. Зависимость плотности облака осциллирующих электронов от толщины анодной фольги.

--- эксперимент, — расчет.

Приведенные на этом рисунке результаты численного расчета относятся к моменту времени $t = 30$ нсек. Уменьшение числа накопленных электронов в расчете для тонких фольг связано с тем обстоятельством, что за время 30 нсек электронный облак не успевают рассеяться по углу и сильно забирают диодный ток.

Эффект уменьшения диодного тока в зависимости от толщины фольги иллюстрируется рис.9. Эти результаты также относятся к моменту времени $t = 30$ нсек. Как видно из рис.9, полный ток диода для фольги толщиной 15 мкм равен примерно 6 кА. В эксперименте [2] при тех же внешних параметрах было $I_d = 8,5-9$ кА. При толщинах фольг > 30 мкм уменьшения диодного тока в работе [2] не наблюдалось.

Как видно из рис.8, расхождение между расчетом и экспериментально измеренными значениями увеличивается при уменьшении толщины фольги. В определенной мере это может быть объяс-

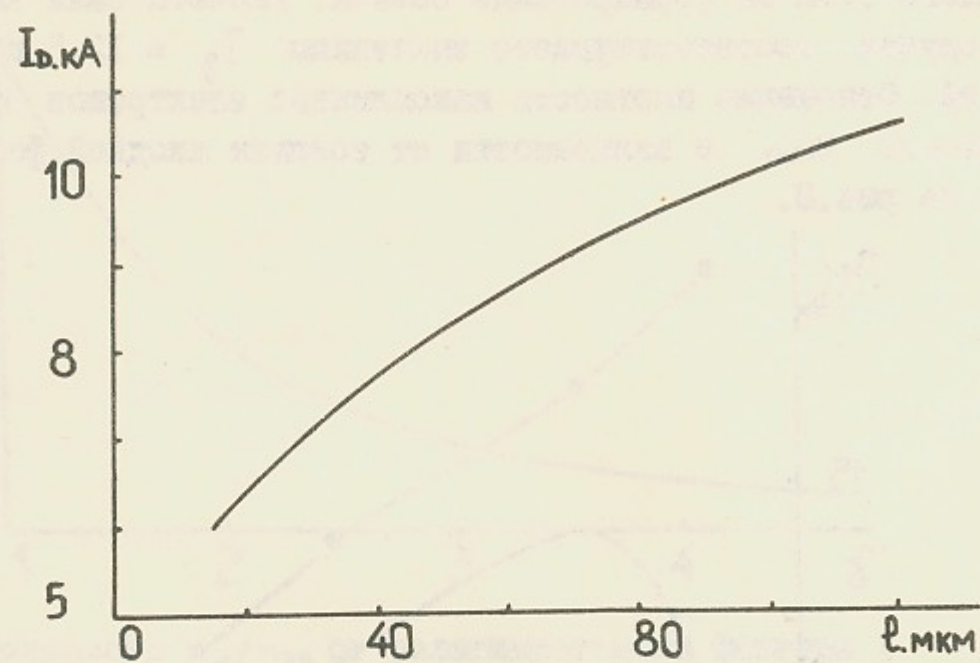


Рис.9. Зависимость диодного тока от толщины анодной фольги, $I_g = 12,5$ кА, $I_s = 4$ кА, $v_A = 5 \cdot 10^6$ см/сек.

нено взаимодействием электронного пучка с плазмой. Так, для алюминиевой фольги 15 мкм потери энергии электрона в фольге за один пролет составляют 0,4%, тогда как, по результатам работы [7], при однократном прохождении пучка через плазму в условиях эксперимента [2] теряется 3-5% его энергии. С увеличением числа пролетов электронов через плазму эффективность взаимодействия пучка с плазмой быстро падает, но тем не менее, как показывают оценки, это взаимодействие в значительной мере влияет на накопление первых пичков, и, соответственно, на запыряние диодного тока.

У. Коллапс импеданса

При решении задачи о накоплении облака электронов выше предполагалось, что в диодном промежутке отсутствует нейтрализующий ионный фон. Наличие ионов в диоде с осциллирующими электронами, как показано в работах [7,8], может приводить к качественно новому эффекту, который ниже называем "коллапс импеданса" - при постоянном напряжении, приложенном к диоду, ток через него непрерывно растет и не выходит на стационарный режим.

Для того, чтобы вывести условия, при которых возможен коллапс импеданса, рассмотрим уравнение Пуассона, описывающее стационарное протекание тока через биполярный диод с осциллирующими электронами.

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} = \frac{4\pi ed}{U} \left[n_b(\psi) + n_c(\psi) + n_p(\psi) - \frac{n_i}{\sqrt{1-\psi}} \right], \quad (35)$$

$$\frac{d\psi}{dx} \Big|_{x=0} = 0, \quad \psi \Big|_{x=0} = 0, \quad \frac{d\psi}{dx} \Big|_{x=d} = 0, \quad \psi \Big|_{x=d} = 1.$$

Это уравнение отличается от уравнения (28) наличием в правой части дополнительного слагаемого, описывающего вклад плотности ионов (n_i - плотность ионов у катода); соответственно, появляется еще одно граничное условие, $d\psi/dx|_{x=d} = 0$, означающее "бесконечную" эмиссионную способность анода. Проинтегрировав уравнение (35) по ψ , получаем

$$\frac{1}{2} \left(\frac{d\psi}{dx} \right)^2 = \frac{4\pi ed}{U} \left[S_b(\psi) + S_c(\psi) + S_p(\psi) - 2n_i(1-\sqrt{1-\psi}) \right], \quad (36)$$

где S_b , S_c , S_p задаются формулами (31)-(33). Воспользовавшись условием $d\psi/dx|_{x=d} = 0$, находим n_i :

$$n_i = \frac{1}{2} \left[S_b(1) + S_c(1) + S_p(1) \right]. \quad (37)$$

Условие существования стационарного решения уравнения (35) заключается в положительности правой части уравнения (36). Возможный вид зависимости ее от ψ при разных параметрах анодной фольги изображен на рис.10. Граница, разделяющая область, где есть стационарное решение, от области, где его нет, определяется из условия касания кривой на рис.10 оси абсцисс в некоторой точке ψ_0 , $0 < \psi_0 < 1$, т.е. из уравнений

$$\frac{S_b(\psi_0) + S_c(\psi_0) + S_p(\psi_0)}{S_b(1) + S_c(1) + S_p(1)} = 1 - \sqrt{1-\psi_0}, \quad (38)$$

$$\frac{n_b(\psi_0) + n_c(\psi_0) + n_p(\psi_0)}{S_b(1) + S_c(1) + S_p(1)} = \frac{1}{2\sqrt{1-\psi_0}}.$$

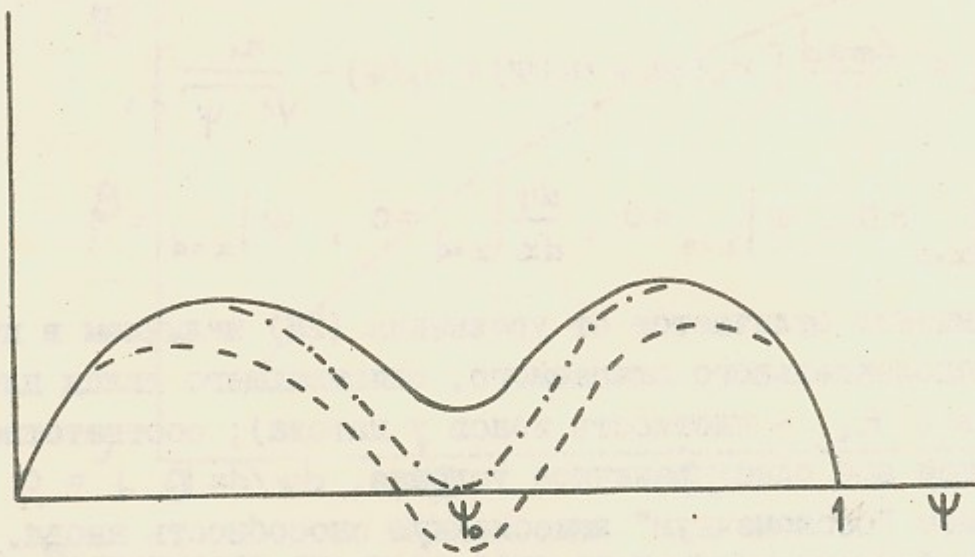


Рис.10. Зависимость правой части уравнения (36) от ψ в случае, когда имеется стационарное решение (сплошная линия) и когда стационарного решения нет (пунктир). Решение исчезает в момент касания кривой оси абсцисс (штрих-пунктирная линия).

Из двух уравнений (38) находится ψ_0 и критическая толщина анодной фольги l_k (или соответствующая ей величина δW_k), при которой начинается коллапс импеданса.

Результаты решения системы (38) изображены на рис.11,12. Как оказывается, коллапс импеданса имеет место для достаточно тонких фольг, $l < l_k$ ($\delta W < \delta W_k$). Зависимость отношения $eU/\delta W_k$ от релятивистского фактора пучка γ изображена на рис.11. Как видно, δW_k соответствует 10-30 пролетам электрона через фольгу до полного замедления. Отношение $eU/\delta W_k$, при котором возможен коллапс импеданса, в зависимости от атомного номера материала фольги показано на рис.12. При малых Z величина $eU/\delta W_k$ определяется конечной скоростью углового рассеяния электронов. При больших Z , когда скорость углового рассеяния становится много больше скорости потерь энергии электронов в фольге, величина $eU/\delta W$ перестает зависеть от материала фольги и определяется только энергией исходного электронного пучка.

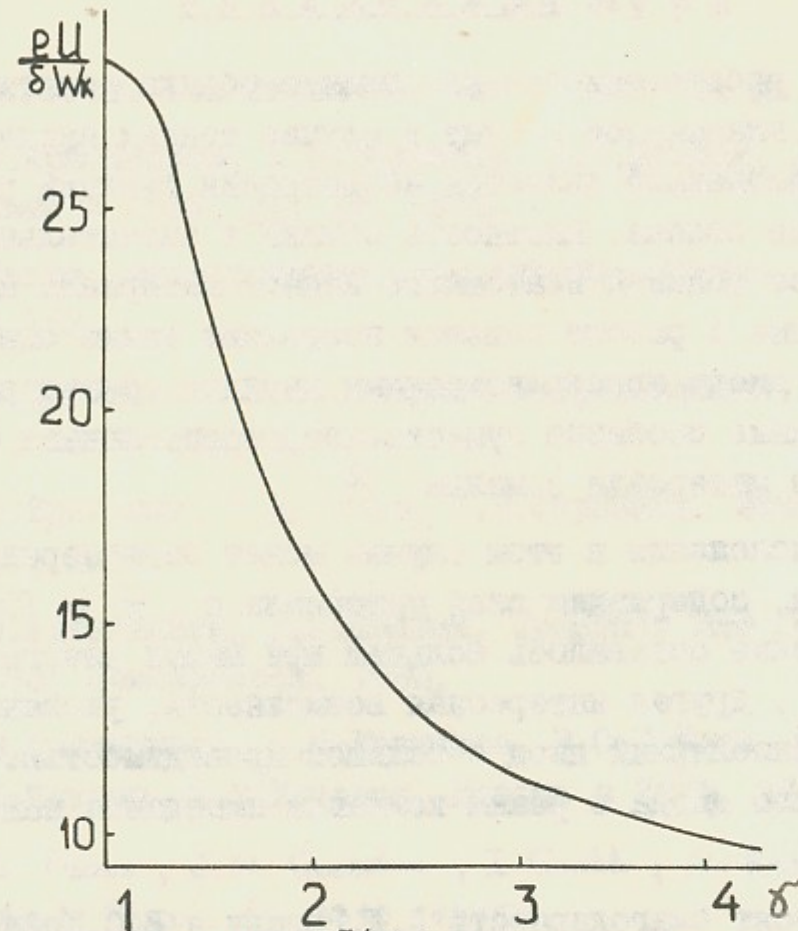


Рис.11. Зависимость $eU/\delta W_k$ от релятивистского фактора γ , $Z = 22$.

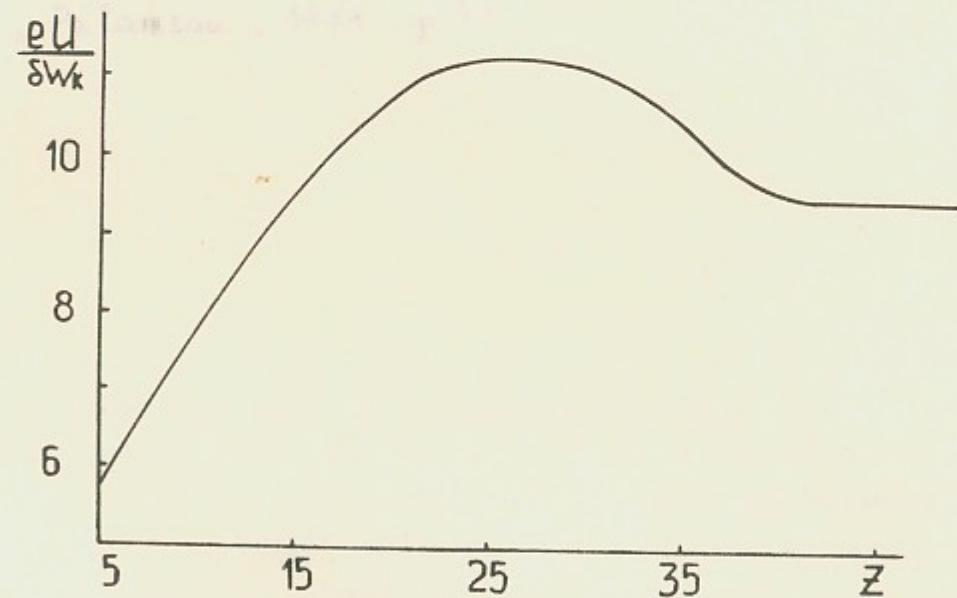


Рис.12. Зависимость $eU/\delta W_k$ от атомного номера материала анодной фольги Z , $\gamma = 3$.

VI. Заключение

В настоящей работе описано накопление облака релятивистских электронов в плазменном объеме в случае тонких анодных фольг, когда существенной является анизотропия функции распределения электронов облака. Плотность облака в значительной степени зависит от толщины и атомного номера материала анодной фольги. Приведенные в работе решения позволяют также оценить эффект запираания диода пространственным зарядом облака электронов. Это запираание особенно существенно, если анодная фольга изготовлена из материала с малым Z .

Выходом из положения в этом случае может быть переход к анодным сэндвичам, содержащим слой материала с $Z \approx 100$, так чтобы рассеянные оставалось большим при малых энергетических потерях [10]. Другая интересная возможность, указанная в работах [8,9], — биполярный диод с большой проводимостью. Условия перехода такого диода в режим коллапса импеданса найдены в разделе У.

Авторы приносят благодарность Д.Д.Рютову и В.С.Койдану за полезные обсуждения.

Литература

1. Д.Д.Рютов, Г.В.Ступаков. Физика плазмы, 2, 566, 1976.
2. А.В.Аржанников, А.В.Бурдаков, В.С.Койдан, Д.Д.Рютов. Письма в ЖЭТФ, 24, 19, 1976.
3. Э.Сегре. Экспериментальная ядерная физика, I, III, 1955, стр.153.
4. Б.А.Трубников. В сб. Вопросы теории плазмы, I, Госатомиздат, 1963, стр.98.
5. Б.И.Брейзман, Д.Д.Рютов, Г.В.Ступаков. Изв.вузов, Физика 10,7, 1979.
6. А.В.Аржанников, В.С.Койдан. Препринт ИЯФ СО АН СССР, 80-73, Новосибирск, 1980.
7. А.В.Аржанников, А.В.Бурдаков, В.С.Койдан, В.В.Коньхов, К.И.Меклер, А.И.Рогозин. Письма в ЖЭТФ, 27, 173, 1978.
8. D.S. Proso, J.M. Creedon, I. Smith, N. Bergstrom. J. Appl. Phys., 46, 3310, 1975.
9. Д.Д.Рютов, Г.В.Ступаков. Физика плазмы, 2, 767, 1976.
10. D.D. Ryutov. Proc. Intern. Conf. on High-Power Beams 81, Palaiseau, 1981, p.77.

Г.В.Ступаков, Е.М.Сыренин

ФОРМИРОВАНИЕ ОБЛАКА ОСЦИЛЛИРУЮЩИХ ЭЛЕКТРОНОВ
В ДИОДЕ С ТОНКОЙ АНОДНОЙ ФОЛЬГОЙ

Препринт
№ 85-4.

Работа поступила - 10 декабря 1984 г.

Ответственный за выпуск - С.Г.Попов
Подписано к печати 24.1-1985 г. МН 05029
Формат бумаги 60x90 1/16 Усл.1,7 печ.л., 1,4 учетно-изд.л.
Тираж 290 экз. Бесплатно. Заказ №4.

Ротапринт ИЯФ СО АН СССР, г.Новосибирск, 90