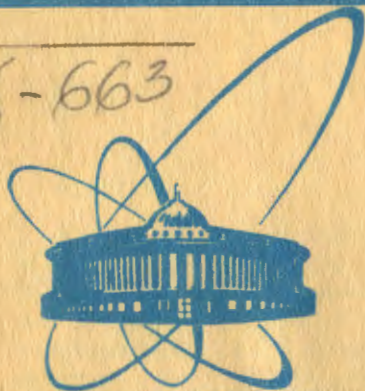


K-663



сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
Дубна

5798 / 2-81

23/11-81

9-81-573

С.А.Коренев

ФОРМИРОВАНИЕ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ
В СИЛЬНОТОЧНОМ ДИОДЕ

1981

ВВЕДЕНИЕ

Формирование электронных пучков килоамперного диапазона в сильноточных диодах состоит в токоотборе электронов электрическим полем с плазменной эмиттирующей поверхности. При этом для создания плазменной поверхности используется явление взрывной эмиссии^{/1/}, незавершенный разряд по поверхности диэлектрика и т.д.^{/2/}.

Взрывная эмиссия при напряженностях электрического поля в диоде < 400 кВ/см приводит к уменьшению тока по сравнению с расчетным значением из-за эффекта экранировки электрического поля объемным зарядом электронов в районе первичного центра взрывной эмиссии электронов^{/3/}.

Использование незавершенного разряда по поверхности диэлектриков как источника катодной плазмы для формирования электронных пучков килоамперного диапазона дает хороший эффект^{/4/}. Однако трудности, связанные с необходимостью введения дополнительного генератора для предварительного зажигания разряда, во многих случаях ограничивают применение таких катодов. Катоды на основе незавершенного разряда по поверхности диэлектриков состоят из металлической подложки с диэлектриком, на который уложена металлическая мелкоструктурная сетка.

До подачи на диод ускоряющего напряжения по поверхности диэлектрика зажигается разряд, из которого электрическим полем вытягиваются электроны. Обычно в качестве материалов диэлектрика используется керамика с высоким значением диэлектрической проницаемости $\epsilon > 1000$ /титанат бария и др./ . Напряжение зажигания разряда для этих материалов составляет ~ 500 В при толщине диэлектрика 1 мм.

В данной работе приводятся результаты экспериментального исследования формирования электронных пучков килоамперного диапазона при ускоряющем напряжении на диоде 100–300 кВ с плазменным катодом на основе незавершенного разряда по поверхности диэлектриков с диэлектрической проницаемостью $\epsilon < 10$ без дополнительного генератора для предварительного зажигания разряда.

1. АНАЛИЗ ДИОДА

На рис. 1 схематично показан исследуемый сильноточный диод. В нем катод состоит из металлической подложки /1/, диэлектри-

ка /2/ и металлической мелкоструктурной сетки /3/. На этом же рисунке приведена упрощенная эквивалентная схема диода, которая представляет собой два последовательно соединенных конденсатора, C_1 и C_2 . Первый конденсатор, C_1 , образован металлической подложкой /1/ и металлической сеткой /3/ с диэлектриком /2/ между ними, а второй, C_2 , - металлической сеткой /3/ и анодом /4/ с вакуумным заполнением. Напряжение на первом конденсаторе определяется по формуле:

$$U_{C_1} = \frac{U \cdot d}{\epsilon \cdot a + d}, \quad /1/$$

где U - напряжение на диоде, d - толщина диэлектрика /2/, ϵ - диэлектрическая проницаемость диэлектрика /2/, a - зазор между анодом и металлической сеткой.

Анализ этой формулы показывает, что с увеличением диэлектрической проницаемости ϵ напряжение на конденсаторе C_1 падает. Кроме этого, видно, что в этой системе с диэлектриком, имеющим $\epsilon \sim 1000-3000$, напряжение на конденсаторе C_1 при напряжении на диоде 100-300 кВ составляет несколько десятков вольт, что недостаточно для зажигания разряда. Однако при уменьшении ϵ до 10 напряжение на первом конденсаторе переходит в киловольтный диапазон. Так, при $\epsilon = 2$ /полиэтилен/, $d = 0,1$ см, $a = 1$ см и $U = 200$ кВ получаем $U_{C_1} = 10$ кВ. Этого напряжения достаточно, как показывают эксперименты, для зажигания разряда этого типа.

На рис.2 приведены графики, на которых представлены зависимости напряжения на первом конденсаторе U от диэлектрической проницаемости ϵ . На этих же графиках приведены экспериментальные данные о величине пороговых напряжений зажигания разряда в зависимости от ϵ . При выборе параметров ϵ , d , U , которые находятся в заштрихованных областях, можно сформировать разряд по поверхности диэлектрика.

Разряд представляет собой катодную плазму, из которой под действием электрического поля вытягиваются электроны. Эмиссия электронов из плазмы в ускоряющий промежуток через плазменную границу происходит в результате теплового и направленного движения электронов под действием электрического поля в плазме. Плотность эмиссионного тока определяется по формуле /5/

$$j = en_e \int_{\sqrt{2W/m_e}}^{\infty} v_z f(v_z) dv_z, \quad /2/$$

где v_z - составляющая скорости электронов; $f(v_z)$ - функция распределения электронов по скоростям v_z ; W - потенциальная энергия электрона; m_e , e - масса и заряд электрона; n_e - концентрация электронов.

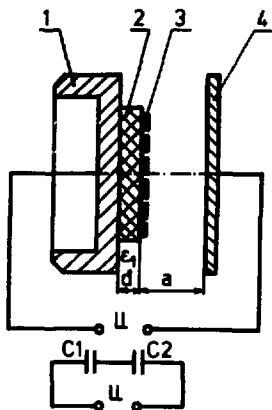


Рис. 1. Схема диода.

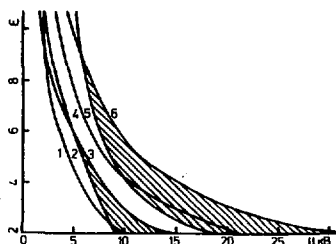


Рис. 2. Пороговое напряжение зажигания незавершенного разряда по поверхности диэлектриков толщиной 1 мм /кривая 2/ и 2 мм /кривая 5/ и напряжении на первом конденсаторе при толщине диэлектрика 1 мм, напряжении на диоде 200 кВ /кривая 1/ и 300 кВ /кривая 3/, а также при толщине диэлектрика 2 мм, напряжении на диоде 200 кВ /кривая 4/ и 300 кВ /кривая 6/.

Для нашего случая в электрическом поле тонкого плазменного слоя, в который проникает электрическое поле, функция распределения электронов по скоростям имеет вид

$$f(v_z) = f_{0e}(v) + f_{1e}(v), \quad /3/$$

где $f_{0e}(v)$ - максвелловская функция распределения электронов по скоростям,

$$f_{0e}(v) = \left(\frac{m_e}{2\pi kT_e} \right)^{3/2} \cdot \exp\left(-\frac{m_e v^2}{2kT_e}\right)$$

/ k - постоянная Больцмана, T_e - температура электронной компоненты;/ $f_{1e}(v)$ - функция распределения электронов при анизотропном возмущении, вызванном электрическим полем,

$$f_{1e}(v) = \frac{e}{m_e \nu_{ea}} \cdot E_z \cdot \frac{\partial f_{0e}(v)}{\partial v_z},$$

ν_{ea} - частота столкновений электрона с нейтральными атомами, E_z - напряженность электрического поля, проникшего в плазму.

Подставляя в выражение /3/ значение функции распределения $f_0(v)$, находим для случая, когда частота столкновений электронов с нейтральными атомами не зависит от скорости, плотность эмиссионного тока:

$$j = e \cdot n \left(\frac{kT_e}{2\pi m_e} \right)^{1/2} \cdot \left(1 + \frac{e \cdot \pi \cdot E_z}{m_e \cdot \nu_{ea}} \right). \quad /4/$$

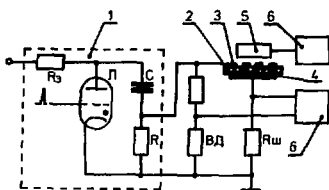
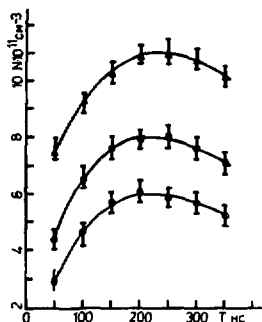


Рис. 4. Распределение концентрации электронной компоненты плазмы во времени. Δ , \circ , \bullet - расстояние от металлической сетки - 2, 4, 6 мм.

Рис. 3. Схема измерений характеристик незавершенного разряда.



Эта формула носит эмиссионный характер. Ее отличие от формулы, выведенной в работе /5/, состоит в том, что в ней учитывается скорость электронов, приобретенная в тонком плазменном слое, в который проникает ускоряющее электрическое поле.

2. ИЗМЕРЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК НЕЗАВЕРШЕННОГО РАЗРЯДА ПО ПОВЕРХНОСТИ ДИЭЛЕКТРИКОВ

Отсутствие экспериментальных и теоретических сведений по пороговым напряжениям зажигания разряда для диэлектриков с $\epsilon < 10$ вызвало проведение их измерений. Схема измерений приведена на рис. 3. От генератора импульсного напряжения /1/ импульс напряжения отрицательной полярности поступает на металлическую сетку /3/ и электрод /4/, между которыми расположен диэлектрик /2/. При этом металлическая сетка, диэлектрик и электрод помещены в вакуумную камеру.

Давление остаточного газа в камере составляло $\sim 10^{-5}$ Торр. Она откачивалась вакуумным агрегатом ВА-0,5 с вымораживанием паров масла. Напряжение измерялось высокоомным делителем ВД, а ток - шунтом тока $R_{ш}$ с помощью двухлучевого осциллографа /6/. Свечение регистрировалось фотоумножителем /5/, сигнал с которого поступал на осциллограф /6/. При проведении измерений использовались диэлектрики: оргстекло, капролон, винипласт, текстолит и др. Толщина диэлектрика выбиралась из условия электрической прочности:

$$\frac{U}{d} < E,$$

/5/

где U - напряжение между металлической сеткой и электродом,

d - толщина диэлектрика, E - пробивная напряженность электрического поля диэлектрика.

Выполнение этого условия устраняет пробойные эффекты.

На рис.2 приведены графики, на которых представлены зависимости напряжения зажигания этого типа разряда от диэлектрической проницаемости ϵ . Кривая 2 соответствует толщине диэлектрика 1 мм, а кривая 5 - толщине диэлектрика 2 мм.

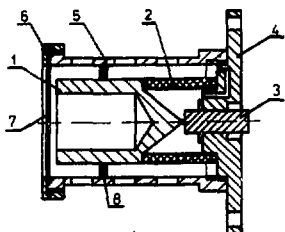
Изменение распределения концентрации электронной компоненты плазмы во времени показано на рис.4. Плазма, как видно из этих данных, носит газоразрядный характер. Определена скорость движения плазмы в направлении, перпендикулярном сетке, составляющая $1-5 \cdot 10^8$ см/с для различных материалов диэлектрика. Для полиэтилена - $3 \cdot 10^8$ см/с, для винилпласта $5 \cdot 10^8$ см/с.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Эксперименты по формированию электронных пучков проводились на сильноточном диоде, схема которого приведена на рис.1. Давление остаточного газа в вакуумной камере диода составляет $P \sim 10^{-5}$ Торр. Диод запитывался от промышленного генератора импульсного напряжения Аркадьева-Маркса типа ГИН-500. Длительность импульса напряжения $\sim 150 \cdot 10^{-9}$ с. Измерения напряжения на диоде проводились высокоомным делителем из сопротивлений типа ТВ0-60, а тока пучка - поясом Роговского и цилиндром Фарадея. Измерение плотности тока по поперечному сечению пучка проводилось секционированным цилиндром Фарадея с 9 цилиндрами диаметром $5 \cdot 10^{-3}$ м, сигналы с которых поступали на два осциллографа БЛОР-04. Полный ток измерялся поясом Роговского.

Цилиндр Фарадея для измерения тока пучка схематично показан на рис.5. В нем шунт тока выполнен в виде тонкостенной трубки из мелкозернистого графита МПГ-6. Величина сопротивления шунта составляла 0,5 Ом. Индуктивность его рассчитывалась по формуле ^{1/8/}

$$L = \frac{\mu_0 \ell}{2\pi} \ln \left(\frac{2\ell}{r} - 1 \right) + \frac{\mu_e}{2\pi t \sqrt{2\omega \nu}} \cdot \frac{\text{sh} \omega t - \sin \omega t}{\text{ch} \omega t - \cos \omega t} \quad /6/$$



/где μ_0, μ - магнитная проницаемость вакуума и графита; ℓ - длина цилиндра; r - внешний радиус трубки; t - толщина стенки; ω - круговая час-

Рис.5. Цилиндр Фарадея. 1 - коллектор электронов, 2 - шунт тока, 3 - герметичный высокочастотный разъем, 4 - фланец, 5 - корпус, 6 - крышка, 7 - поглощающая фольга, 8 - прокладка.

тота электрического поля; γ - проводимость графита/ и составляла $\sim 10^{-9}$ Гн. Постоянная времени шунта тока $\tau =$
 $= L/R = \frac{10^{-9}}{5 \cdot 10^{-1}} = 0,2 \cdot 10^{-8} \approx 2,0$ нс.

Энергетический спектр пучка электронов измерялся спектрометром с частичным поглощением электронов в металлических фольгах^{7/}. Для измерения токов прошедших фольгу и поглощенных фольгой электронов применялись интегрирующие пояса Роговского. Толщина поглощающей фольги из алюминия составляла 100 мкм.

Автографы пучка определялись по изменению окраски пленки из винипрозы.

Исследуемый диод имел катодный узел, состоящий из медной металлической подложки, в которую вставлялись диэлектрические пластинки из винипласта, полиэтилена, оргстекла. Поверх пластинок располагалась металлическая сетка из нержавеющей стали с коэффициентом прозрачности $\sim 60\%$ и диаметром проволок 0,2 мм. Площадь рабочей поверхности катода составляла 7 см. Расстояние между анодом и катодом было равно 1 см.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

В результате обработки синхронных осциллограмм построены вольт-амперные характеристики /ВАХ/ диода. На рис.6 /верхняя кривая/ приведена ВАХ диода с катодом, в котором диэлектрическая вставка выполнена из винипласта ($\epsilon = 3,3$) толщиной 2 мм. Для сравнения нижняя кривая представляет ВАХ диода с катодной диэлектрической вставкой из титаната бария ($\epsilon \sim 1500$). Из рисунка видно, что верхняя кривая соответствует большему токоотбору электронов, который обусловлен равномерной плазменной поверхностью. Фотографирование плазменных областей в промежутке между анодом и катодом показывает, что в первом случае площадь плазменной эмиттирующей поверхности соответствует площади катода, а во втором /диэлектрик - титанат бария/ плазма неоднородна по своему сечению и носит многоискровой характер, что приводит к существенному уменьшению тока электронов из-за уменьшения площади. Величина электронного тока определяется произведением плотности тока на площадь эмиттирующей электроны поверхности.

Распределение плотности тока по поперечному сечению, измеренное с помощью 9 цилиндров Фарадея, достаточно однородно в пределах 15%. Автографы на полимерных пленках из винипрозы показывают соответствие площади пучка площади катодов.

Зависимость времени задержки появления тока относительно напряжения от диэлектрической проницаемости приведена на рис.7.

Энергетический спектр пучка электронов, измеренный на расстоянии от анода 2 см, представлен на рис.8.

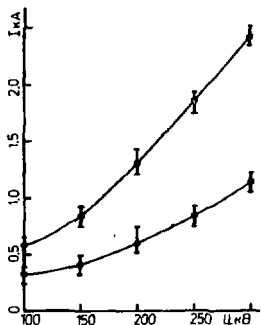


Рис. 6. Вольтамперная характеристика диода.

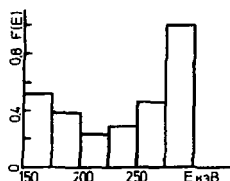


Рис. 8. Энергетический спектр электронного пучка.

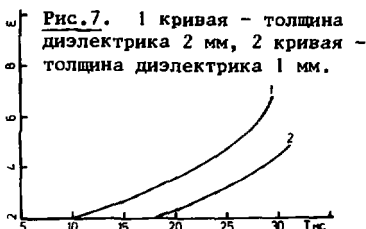


Рис. 7. 1 кривая - толщина диэлектрика 2 мм, 2 кривая - толщина диэлектрика 1 мм.

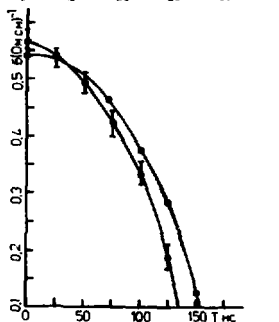


Рис. 9. Проводимость катодной плазмы в режиме закорачивания диода. ● - экспериментальная кривая, ○ - расчетная кривая.

В режиме закорачивания плазмой промежутка между анодом и катодом измерена ее проводимость. Эта характеристика плазмы несет информацию о ее свойствах.

Известно, что проводимость плазмы, помещенной в электрическое поле, определяется электронной проводимостью $\sigma(t)$, и для нашего случая она равна:

$$\sigma(t) = \frac{d}{s} \cdot \frac{J(t)}{U(t)}, \quad /7/$$

где d - расстояние между анодом и катодом, s - площадь плазменного цилиндра, $J(t)$ - ток, протекающий через плазму, $U(t)$ - напряжение на диоде.

Полученная зависимость $\sigma(t)$ от времени приведена на рис. 9. Через проводимость плазмы определяем с некоторым приближением температуру электронов из формулы

$$\sigma(t) = 0,3 \cdot 10^4 (Z \cdot \ln \Lambda)^{-1} \cdot T_e^{3/2}, \quad /8/$$

где Z - заряд ионов, $\ln \Lambda$ - кулоновский логарифм, T_e - температура электронов.

В результате вычислений найдено, что T_e составляет ~1600К. Концентрация электронов в плазме определяется по формуле

$$n_e = \frac{\sigma(t) \cdot U(t)}{e \cdot v}, \quad /9/$$

где e - заряд электрона, v - средняя скорость дрейфа электронов.

Подставив численные значения и проведя вычисления, получим, что $n_e \sim 10^{12} \text{ см}^{-3}$.

Эта цифра хорошо согласуется с данными, приведенными на рис.4, и указывает на тот факт, что созданная таким образом плазма носит газоразрядный характер.

5. ВЫВОДЫ

Таким образом, можно сделать выводы, которые состоят в следующем:

- применение диэлектрических вставок в катоде с $\epsilon < 10$ позволяет создать катодную плазму без дополнительного генератора зажигания разряда,
- сформированная плазма носит газоразрядный характер,
- с катодной плазмы можно производить равномерный токоотбор электронов с плотностью тока $100\text{--}400 \text{ А/см}^2$, что позволяет получать электронные токи килоамперного диапазона.

Автор выражает благодарность Н.Б.Рубину за поддержку данной работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Месяц Г.А., Проскуровский Д.И. Письма в ЖЭТФ, 1971, 13, с.7.
2. Месяц Г.А. Генерирование мощных наносекундных импульсов. "Сов. Радио", М., 1974.
3. Месяц Г.А. и др. В кн.: Тезисы IV Всесоюзного симпозиума по ненакаливаемым катодам. Изд-во Томского ин-та сильноточной электроники, Томск, 1980, с.53.
4. Бугаев С.П. и др. ПТЭ, 1970, №6, с.15.
5. Крейндель Ю.Е. Плазменные источники электронов. Атомиздат, М., 1977.
6. Калантаров П.Л., Цейтлин Л.А. Расчет индуктивностей. "Энергия", Ленинградское отделение, 1970.
7. Крастелев Е.Г. и др. ПТЭ, 1976, №3, с.39.
8. Синельников К.Д., Руткевич Б.Н. Лекции по физике плазмы. Изд-во Харьковского университета, Харьков, 1974.