

Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

Е. А. Литвинов, Г. А. Месяц, А. Г. Парфенов, О
величине катодного падения потенциала вакуумной
дуги, *Докл. АН СССР*, 1990, том 310, номер 2, 344–
348

Использование Общероссийского математического портала Math-
Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользователь-
ским соглашением

<http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 18.97.14.83

19 января 2025 г., 06:36:35



Это обусловлено тем, что при достаточном увеличении концентрации плазмы и сопротивлении ее сверхзвуковому расширению растет с увеличением n быстрее, чем внутреннее давление, что связано с дополнительной экспоненциальной зависимостью F от $k_F \sim n^{1/3}$ при развитии вынужденных процессов. На рис. 1 представлены зависимости нормированной безразмерной расстройки Δ от потока носителей, создаваемого оптическим излучением различной длительности в Ge ($b \approx \approx 1,4 \cdot 10^{20}$ эрг \cdot см [8]). Развитая теория указывает на ограничение V в Ge в случае $\tau_L \approx 100$ нс при $J \approx 3 \div 5$, что согласуется с экспериментом [1]; однако ограничение происходит при меньших скоростях расширения (Ge: $\Delta_0 \approx 0,5/\tau_L$ [нс], для $|D| \approx 7$ эВ), чем наблюдалось в [1]. Подчеркнем, что в результате оказалось (рис. 1), что $\Delta \lesssim 0,15 \ll 1$ и, следовательно, использованное нами приближение околосвукового расширения (13) оправдано.

Рассмотренный механизм ограничения скорости дрейфа плазмы включается раньше, чем проявляются процессы рекомбинации ЭД-пар. Возможность не учитывать оже-рекомбинацию определяется неравенством $\tau_L \lesssim (\gamma n^2)^{-1}$, где γ – константа Оже. Соответствующая ему верхняя по интенсивности света граница применимости (18) приближенно отмечена на рис. 1 вертикальной линией ($\gamma \approx \approx 10^{-31}$ см⁶ \cdot с⁻¹ в Ge [14]). Таким образом, гипотеза о связи насыщения дрейфовой скорости плазмы с рекомбинацией ЭД-пар [1] не подтверждается.

Московский государственный университет
им. М.В. Ломоносова

Поступило
16 I 1989

ЛИТЕРАТУРА

1. Tamor M.A., Greenstein M., Wolfe J.P. – Phys. Rev. B, 1983, vol. 27, № 12, p. 7353–7371.
2. Laurich B., Forchel A., Hillmer H. et al. – J. Luminescence, 1984, vol. 31/32, p. 681–683.
3. Damen T.C., Worlock J.M. Proc. III Int. Conf. on Light Scattering in Solids. Campinas, Brasil, 1975, p. 183–188.
4. Гусев В.Э. – Письма в ЖЭТФ, 1987, т. 45, № 6, с. 288–291.
5. Гусев В.Э. – Акуст. журн., 1987, т. 33, № 4, с. 624–628.
6. Такер Дж., Рэмpton В. Гиперзвук в физике твердого тела. М.: Мир, 1975. 454 с.
7. Келдыш Л.В. Сб.: Экситоны в полупроводниках. М.: Наука, 1971, с. 5–16.
8. Райс Т., Хенсел Дж., Филлипс Т., Томас Г. Электронно-дырочная жидкость в полупроводниках. М.: Мир, 1980. 350 с.
9. Дьяконов М.И., Субашнев А.В. – ЖЭТФ, 1978; т. 75, № 5 (11), с. 1943–1951.
10. Тиходеес С.Г. – Краткие сообщ. по физике, 1975, № 5, с. 13–17.
11. Дьяконов М.И., Субашнев А.В. – Письма в ЖЭТФ, 1978, т. 27, № 12, с. 692–696.
12. Тиходеес С.Г. – Там же, 1979, т. 29, № 7, с. 392–395.
13. Mahler G., Schroder U. – Solid State Commun., 1978, vol. 26, № 11, p. 787–790.
14. Auston D.H., Shank C.V., Le Fur P. – Phys. Rev. Lett., 1975, vol. 35, № 15, p. 1022–1025.

УДК 537.525.5

ФИЗИКА

© Е.А. ЛИТВИНОВ, академик Г.А. МЕСЯЦ, А.Г. ПАРФЕНОВ

О ВЕЛИЧИНЕ КАТОДНОГО ПАДЕНИЯ ПОТЕНЦИАЛА ВАКУУМНОЙ ДУГИ

Величина напряжения на разрядном промежутке является одной из важнейших характеристик любого разряда. В случае вакуумной дуги почти все падение потенциала (10–30 В) сосредоточено в узкой прикатодной области причем размер этой области не поддается прямому экспериментальному измерению [1, 2]. Существующие представления о природе катодного падения потенциала основаны в основном на предположении о существовании между катодом и плазмой слоя

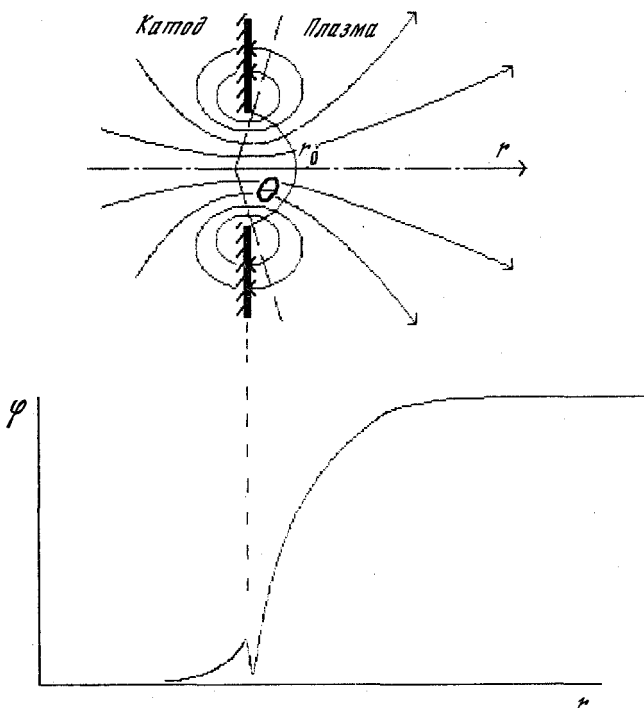


Рис. 1. Геометрия эмиссионного центра и качественное поведение потенциала в области эмиссионного центра

положительного объемного заряда, назначение которого — ускорять электроны эмиссии до энергии, соответствующей первому потенциалу ионизации паров металла, испаряющегося с катода [2]. Однако экспериментально установлено, что быстроперемещающееся катодное пятно (КП) вакуумной дуги генерирует плазму со средним зарядовым числом $Z > 1$, причем основную долю составляют многократно заряженные ионы, потенциал ионизации которых больше напряжения на дуге [2]. С другой стороны, в [3] утверждается, что высокая плотность тока в КП, определяемая по размеру микрократеров ($\sim 10^8$ А/см²), требует гораздо большего напряжения на дуге, чем это наблюдается. Подобные противоречия заставляют более подробно проанализировать процессы в прикатодной плазме.

След КП на катоде представляет собой серию микрократеров с характерным размером $\sim 10^{-4}$ см. Поскольку других следов эрозии не наблюдается, обычно предполагается, что именно эти микрократеры и являются источником высокоскоростных плазменных струй. Для понимания процессов в токонесящей прикатодной плазме, в частности поведения потенциала вдоль струи, было предпринято численное моделирование процесса истечения плазменной струи из отдельного микрократера.

Геометрия разлета плазмы и протекания тока предполагались сферически-симметричными (рис. 1). Угол раствора струи 2θ являлся параметром; он, видимо, определяется топологией микрократера, из которого истекает струя.

Размер основания струи (поверхность с координатой r_0) соответствовал наблюдаемому размеру микрократера ($\sim 10^{-4}$ см). Величина тока в основании струи варьировалась от единиц до десятков ампер, поток массы определяли из известной удельной эрозии катода (для меди 10–20 электронов на атом). Состав

плазмы рассчитывали покомпонентно (нейтралы, 1-, 2-, 3- и 4-кратные ионы). Реакции ионизации и рекомбинации записывали в борновском приближении [4], учитывались ударная ионизация и тройная рекомбинация.

Плазма предполагалась квазинейтральной. Уравнения двужидкостной гидродинамики плазмы записывались на основе 8-моментного приближения [5].

$$(1) \quad \frac{\partial n^i}{\partial t} + \operatorname{div} n^i \mathbf{v} = f^i, \quad i = 0, 1, 2, 3, 4, \quad n_i = \sum_1^4 n^i;$$

$$(2) \quad \operatorname{div} \mathbf{j} = en_e u_t \exp(-\varphi/T_e) \frac{\sin \theta}{r(1 - \cos \theta)};$$

$$(3) \quad m_i n_i \left(\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial r} \right) = -\operatorname{grad} (n_e T_e + n_i T_i);$$

$$(4) \quad \frac{\partial T_i}{\partial t} + v \frac{\partial T_i}{\partial r} + \frac{2}{3} T_i \operatorname{div} \mathbf{v} = \frac{2n_e e^2 k}{m_i n_i} (T_e - T_i) - f_{T_i};$$

$$(5) \quad \frac{\partial T_e}{\partial t} + u \frac{\partial T_e}{\partial r} + \frac{2}{3} T_e \operatorname{div} \mathbf{u} + \frac{2}{3n_e} \operatorname{div} \mathbf{q} = \\ = -\frac{2e^2 k}{m_i} (T_e - T_i) + \frac{2}{3n_e} k j^2 - \frac{2}{5} \frac{ekj q}{n_e T_e} - f_{T_e} - Q;$$

$$(6) \quad en_e \mathbf{E} = -\operatorname{grad} n_e T_e - en_e k \mathbf{j} + \frac{3}{5} n_e e^2 k \frac{\mathbf{q}}{T_e};$$

здесь n^i — концентрация ионов с зарядом i ; n_i — общая концентрация ионов; v — скорость ионов (общая для всех сортов, так как ион-ионное трение вблизи катода велико); f^i — изменение числа ионов данной фракции за счет реакций; n_e, u — концентрация и скорость электронов; u_t — тепловая скорость электронов; T_e, T_i — электронная и ионная температуры; E — электрическое поле; k — удельное электрическое сопротивление; f_{T_e}, f_{T_i} — изменение температуры в электронной и ионной подсистемах за счет реакций; q — поток тепла в электронной подсистеме; j — плотность тока в струе; m_e, m_i — массы электрона и иона; e — элементарный заряд; φ — потенциал плазмы. Правая часть в уравнении (2) учитывает уход электронов через боковую поверхность струи на катод; Q — связанное с этим изменение температуры электронов. Уход тепловых ионов из струи не существен и здесь не учитывался. Уравнение (6) использовалось для нахождения E и φ . Проблема постановки граничных условий для уравнений (1), (4), (5) существенно облегчалась тем, что в струе вблизи катода действуют мощные объемные источники частиц и энергии, которые определяют величины n^i, T_e, T_i в струе независимо от их значения на границе. Скорость тяжелых частиц на границе бралась равной их тепловой скорости, т.е. $v \approx 10^5$ см/с, а их концентрация, определенная из плотности тока и удельной эрозии, составляла $\sim 10^{21}$ см $^{-3}$.

Результаты расчетов дали хорошее совпадение с экспериментом по скорости разлета тяжелых частиц ($\sim 2 \cdot 10^6$ см/с), по ионному составу плазмы, что говорит о правильности основных предпосылок, заложенных в модель. Обсудим здесь только результаты, связанные с формированием потенциала вдоль плазменной струи.

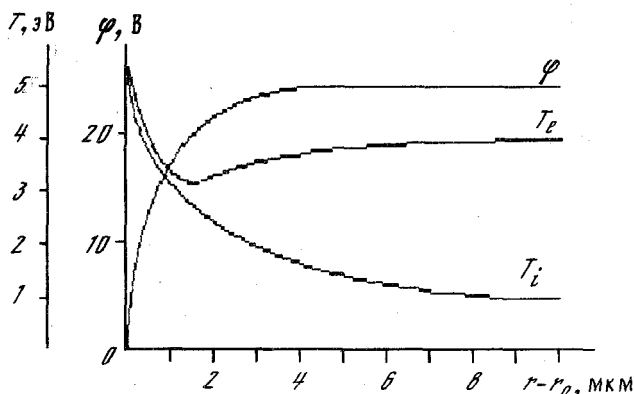


Рис. 2. Поведение потенциала, электронной и ионной температур вдоль плазменной струи. $r_0 = 2 \cdot 10^{-4}$ см, $I_0 = 75$ А, $j_0 = 3 \cdot 10^8$ А/см², $2\theta = 180^\circ$, $n_0 = 2,2 \cdot 10^{21}$ см⁻³

Тепловая скорость электронов много больше их дрейфовой скорости, благодаря чему электроны свободно перемещаются во всех направлениях в пределах объема струи, который определяется геометрией разлета ионов. Часть электронов, имеющих достаточно высокие тепловые скорости (соответствующие "хвосту" максвелловского распределения), преодолевает разность потенциалов между боковой поверхностью струи и катодом. Ток, переносимый этими электронами, может замыкаться только сам на себя через эмиссионную зону, образуя в окрестности эмиссионного центра токовое кольцо (или, точнее, тороид) (рис. 1). Для того чтобы часть тока могла пойти по направлению к аноду, потенциал вдоль струи должен возрасти достаточно быстро до величины, запирающей обратный ток электронов (рис. 2). Точнее, поскольку в переносе тока участвуют также ионы, потенциал плазмы вдоль струи должен стремиться к плавающему потенциалу относительно катода. Подъем потенциала вдоль струи имеет омическую природу, т.е. обусловлен проходящим током. Однако помимо электрического поля существенный вклад в токоперенос дает градиент электронного давления. С учетом этих двух факторов падение напряжения на медной плазме в 20–30 В соответствует плотности тока в основании струи $\geq 10^8$ А/см², что хорошо согласуется с экспериментом [1] и с эрозионной моделью эмиссионного центра [6]. Меньшая плотность тока приводит к меньшему падению напряжения и такому увеличению обратного электронного тока, когда он формально превышает эмиссионный ток, чего не может быть. В действительности в такой ситуации плазма обедняется электронами, ее потенциал тут же возрастает до величины, обеспечивающей необходимое превышение эмиссионного тока над закольцованным током.

Доля закольцованного тока в общем токе эмиссии растет с уменьшением последнего. При малых токах дуги ток эмиссии может быть достаточно большим, при этом большая часть тока закольцована. Этим можно объяснить большие кратеры при малых токах дуги [2].

В заключение дадим качественную картину поведения потенциала, если двигаться из глубины катода в область плазменной струи (рис. 1). В области стягивания тока вблизи эмиссионной зоны омическое падение потенциала в металле может достигать единиц вольт, как следует из расчета по модели [6]. Далее, при переходе электронов из металла в плотную неидеальную плазму им следует совершить работу, соответствующую контактной разности потенциалов. Однако расчеты [6] дают, что эмиссионная способность катода существенно превышает необходимую (иногда более чем на порядок). Поэтому на границе раздела двух сред должен существо-

вывать слой отрицательного объемного заряда, повышающий работу перехода для электронов из металла в плазму. Глубина барьера может достигать единиц вольт. Затем следует участок роста потенциала на плазме. В пределах этого участка часть электронного потока возвращается обратно на катод, другая часть дрейфует дальше по направлению к аноду.

Институт электрофизики
Уральского отделения Академии наук СССР
Свердловск

Поступило
21 XII 1988

ЛИТЕРАТУРА

1. Литвинов Е.А., Месяц Г.А., Проскуровский Д.И. — УФН, 1983, т. 139, № 2, с. 265–302.
2. Вакуумная дуга / Под ред. Дж. Лафферти. М.: Мир, 1982. 432 с.
3. Зацер М.П., Раховский В.И. — ДАН, 1984, т. 276, № 1, с. 86–89.
4. Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных явлений. М.: Наука, 1966. 688 с.
5. Силин В.П. Введение в кинетическую теорию газов. М.: Наука, 1971. 332 с.
6. Литвинов Е.А., Месяц Г.А., Парфенов А.Г. — ДАН, 1983, т. 269, № 2, с. 343–345; 1984, т. 279, № 4, с. 864–866.

УДК 530.145

ФИЗИКА

© Н.Ф. ШУЛЬГА

ИЗЛУЧЕНИЕ В УСЛОВИЯХ МНОГОЗНАЧНОСТИ ФУНКЦИИ ОТКЛОНЕНИЯ БЫСТРОЙ ЧАСТИЦЫ ВО ВНЕШНЕМ ПОЛЕ

(Представлено академиком С.Т. Беллевич 1 XII 1988)

Угол рассеяния быстрой заряженной частицы во внешнем поле далеко не всегда является однозначной функцией прицельного параметра. Такая ситуация имеет место, например, при рассеянии частиц атомами и атомными ядрами и приводит к явлению радужного рассеяния частиц [1–4]. Аналогичная ситуация может возникать и при прохождении быстрых частиц через кристалл [5]. В настоящей работе рассматривается излучение ультрарелятивистских частиц (электронов или позитронов) в условиях многозначности функции отклонения. В этих условиях может проявиться своеобразный интерференционный эффект в излучении, связанный с интерференцией полей излучения, соответствующих однозначным ветвям функции отклонения, причем данный эффект возможен даже при излучении во внешнем поле одной частицей.

Рассмотрим излучение ультрарелятивистского позитрона в поле непрерывного потенциала кристаллических плоскостей при падении частицы на кристалл под малым углом к этим плоскостям. Рассмотрение проведем в классическом пределе ($\hbar \rightarrow 0$) квантовой теории излучения, когда можно пренебречь отдачей при излучении и движение частицы в кристалле можно трактовать в терминах классической механики.

Вероятность излучения фотона с волновым вектором \mathbf{k} и частотой ω при переходе частицы (электрона или позитрона) из начального состояния i в конечное f определяется в квантовой электродинамике формулой (см., например [6])

$$(1) \quad dW_{fi} = \frac{e^2 d^3 k}{4\pi^2 \hbar \omega} |\mathbf{n} \times \int dt d^3 r \mathbf{j}_{fi}(\mathbf{r}, t) e^{i(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})}|^2,$$

где $\mathbf{n} = \mathbf{k}/k$ и \mathbf{j}_{fi} — ток перехода частицы из начального состояния в конечное.