

ЛИТЕРАТУРА

1. Павлович В. С., Пикулик Л. Г.— ЖПС, 1972, т. 16, с. 1017.
2. Рубинов А. Н., Томин В. И. Спектрально-люминесцентные и генерационные свойства красителей при ориентационном уширении электронно-колебательных уровней. / Препринт № 101 ИФ АН БССР.— Минск, 1976.
3. Гулис И. М., Комяк А. И., Томин В. И.— Изв. АН СССР, 1978, т. 42, с. 307.
4. Тамм Т. Б., Кикас Я. В., Сирк А. Э.— ЖПС, 1976, т. 24, с. 315.
5. Кикас Я. В.— Изв. АН Эст. ССР. Физ., мат., 1976, т. 25, с. 374.
6. Бахвалов Н. С. Численные методы.— М., 1975, т. 1.
7. Степанов Б. И., Грибковский В. П. Введение в теорию люминесценции.— Минск, 1963.
8. Мелищук М. В., Тихонов Е. А., Шпак М. Т.— Укр. физ. журнал, 1975, т. 20, с. 448.
9. Коява В. Т., Попечниц В. И., Саржевский А. М., Севченко А. Н.— Докл. АН СССР, 1978, т. 240, с. 66; 1979, т. 246, с. 1095.
10. Szabo A.— Phys. Rev. Lett., 1970, v. 25, p. 924.
11. Персонов Р. И., Альшиц Е. И., Быковская А. А.— Письма в ЖЭТФ, 1972, т. 15, с. 609.
12. Персонов Р. И., Альшиц Е. И., Быковская А. А., Харламов Б. М.— ЖЭТФ, 1973, т. 65, с. 1825.
13. Бахшиев Н. Г. Спектроскопия межмолекулярных взаимодействий.— Л., 1972.

Поступила в редакцию
13.10.79.

Кафедра общей физики

УДК 621.362

И. Г. НЕКРАШЕВИЧ, А. В. СМЕРНОВ, В. Н. БАРИНОВ
**ПРИЭЛЕКТРОДНЫЕ ЯВЛЕНИЯ
В ИМПУЛЬСНОМ ВАКУУМНОМ РАЗРЯДЕ**

До недавнего времени процессам на аноде в вакуумных дугах уделялось недостаточное внимание. Такое положение оправдано для небольших значений разрядных токов, когда дуга содержит преимущественно катодную область [1], в которой развиваются основные процессы, определяющие существование разряда. При увеличении тока существенно возрастает роль анодных явлений в результате появления анодных пятен (АП) и интенсификации электроэрозионных процессов на аноде. Эти явления зачастую ограничивают область применения разного рода вакуумных приборов, действие которых связано с возникновением дугового разряда (управляемые вакуумные разрядники, вакуумные выключатели и др.).

Согласно [2—5], образование АП стационарной вакуумной дуги и переход разряда из диффузной формы в контрагированную происходят при следующих условиях: 1) наличие на поверхности анода участков с температурой T , превышающей температуру плавления $T_{пл}$ материала; 2) образование положительного анодного падения потенциала. Исследования [4, 5] показали, что разогрев поверхности анода осуществляется потоком электронов, поступающих из катодных пятен дуги. Выполнение второго условия возможно при наличии нескомпенсированного пространственного заряда вблизи анода, появляющегося вследствие нехватки положительных ионов, генерируемых в прикатодной области. Исходя из этого, можно предположить, что на образование АП должны существенно влиять процессы, протекающие в прикатодной области и прежде всего способность катода поставлять в разряд необходимое количество нейтральных частиц и носителей заряда.

Данная работа посвящена изучению влияния эмиссионных процессов на катоде и в прикатодной области, а также теплофизических свойств материала анода на величину порогового тока образования АП вакуумной дуги.

Блок-схема экспериментальной установки представлена на рис. 1. Исследуемые электроды 1 и 2 закрепляются в электрододержателях разрядного устройства, помещенного внутрь герметизированной рабочей камеры, которая откачивается до давления $\sim 10^{-3}$ Па. Источником пита-

ния вакуумной дуги служит ($L - C$) контур с изменяющимися параметрами, позволяющий получать аperiodические импульсы разрядного тока с амплитудой I_{\max} от 10 А до 16 кА, длительностью τ_d от 1 до 600 мс при напряжении на батарее конденсаторов $U_c = 310$ В. Скорость нарастания тока на переднем фронте импульса изменялась в пределах $(5 \cdot 10^3 - 2 \cdot 10^8)$ А/с. Зарядка конденсаторной батареи осуществляется с постоянной скоростью при помощи блока зарядки (БЗ), который поддерживает также напряжение U_c на заданном уровне с точностью 0,1%.

Пробой основного разрядного промежутка осуществляется при помощи внешнего иницирующего устройства, состоящего из поджигающего электрода (вольфрамовая проволока диаметром 0,3 мм), помещенного в непосредственной близости от катода 2, разрядного контура

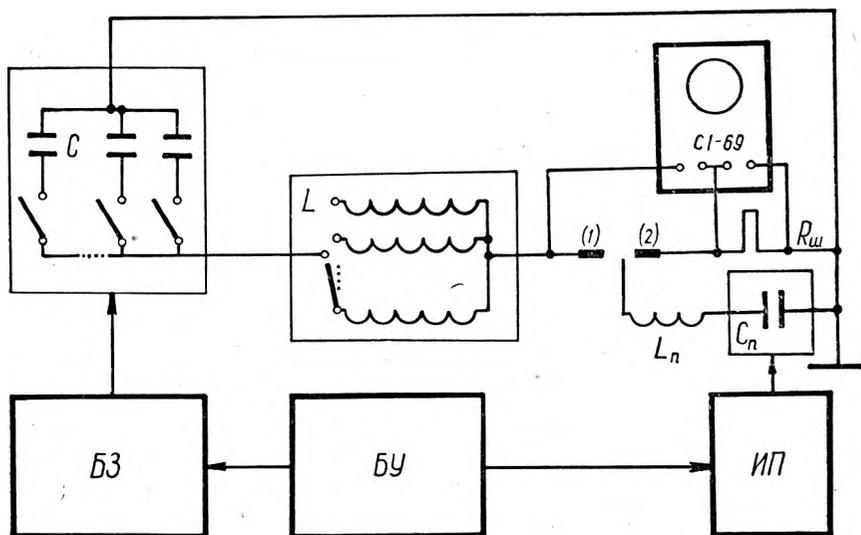


Рис. 1. Блок-схема экспериментальной установки

($L_n - C_n$) и источника питания (ИП). При поступлении командного сигнала с блока управления (БУ) происходит отключение блока зарядки и источника питания от накопительных элементов схемы. Одновременно с этим поджигающий электрод кратковременно замыкается с катодом 2, в результате чего между ними возникает маломощный разряд, инициирующий пробой разрядного промежутка между электродами 1 и 2. Для исключения влияния магнитных полей на процессы, протекающие в плазме импульсной вакуумной дуги, все элементы разрядного устройства и сильноточные тоководы выполнены в коаксиальном виде.

Для регистрации электрических характеристик разряда (напряжения на электродах и тока в цепи) использовались осциллографы С1-54 и С1-69. В отдельных случаях проводилось скоростное фотографирование канала дуги камерой СКС-1 со скоростью $2 \cdot 10^3$ кадр/с.

При изучении влияния теплофизических характеристик материала анода на процесс образования АП применялись электроды цилиндрической формы диаметром 20 мм, выполненные из различных металлов (Мо, Сu, Al, Ti и Zn). Катодом при этом служил стержень из монокристаллического вольфрама диаметром 18 мм.

В тех исследованиях, задачей которых являлось изучение влияния эмиссионной активности катода* на прианодные процессы вакуумной дуги, вызывающие появление АП, в качестве катодов использовались электроды из различных материалов, а анод изготавливался из алюми-

* Под эмиссионной активностью катода в данном случае подразумевается его способность поставлять в плазму дугового разряда нейтральные частицы (атомы) и носители заряда (ионы).

ния. Эксперименты проводились в условиях протекания разрядных импульсов тока, характеризующихся одинаковой скоростью нарастания $\frac{dl}{dt} \sim 2 \cdot 10^6$ А/с. Одновременно с этим методом точного взвешивания оценивались значения эрозии G_k различных катодов в расчете на один разряд. При эрозионных исследованиях параметры импульса тока выбирались такими, чтобы в процессе горения дуги АП не возникало ($I_{\max} = 1,2$ кА, $\tau_d = 3,5$ мс).

Известно, что начальный момент образования АП в вакуумных дугах можно определить тремя способами: 1) по исчезновению высокочастотной шумовой компоненты на осциллограммах напряжения горения дуги [2, 3]; 2) с помощью скоростной киносъемки [3]; 3) по началу плавления анода [6].

Как выяснилось, при небольших межэлектродных расстояниях d (величина d составляла 2,5 и 5 мм) и описанных условиях эксперимента наиболее приемлемым является третий способ определения момента образования АП, заключающийся в том, что после проведения серии разрядов поверхность анода исследуется металлографическими методами с целью определения на ней количества оплавленных участков, являющихся местом привязки АП. На основании результатов этих исследований строились зависимости вероятности Φ образования АП от амплитуды I_{\max} импульсов тока. Величина Φ для каждого конкретного случая бралась равной отношению количества импульсов N_1 , при которых фиксировались АП к суммарному количеству N_2 произведенных разрядов ($N_2 = 50$).

Анализ полученных зависимостей Φ (I_{\max}) показал, что процесс образования АП носит вероятностный характер и описывается распределением Пуассона. На основании этих зависимостей определялись значения пороговых токов $I_{\text{ап}}$ образования АП из следующих условий: $I_{\text{ап}} = \bar{I}_{\max}$; $\Phi(\bar{I}_{\max}) = 0,5$ (где \bar{I}_{\max} — математическое ожидание величины I_{\max}).

Для выявления взаимосвязи пороговых токов образования АП вакуумных дуг с теплофизическими характеристиками материала анода в работе [3] дается решение следующего уравнения:

$$T(0, t) = \left(\frac{1}{\pi k \rho c} \right)^{1/2} \cdot \int_0^t \frac{q(\tau) d\tau}{(t-\tau)^{1/2}}, \quad (1)$$

где $T(0, t)$ — температура поверхности анода; q — мощность теплового потока на анод; k, ρ, c — соответственно коэффициент теплопроводности, плотность и удельная теплоемкость материала анода.

Исследуя процесс образования АП, авторы [3] использовали импульсы тока в виде полуволны синусоиды с постоянной длительностью. В связи с этим они положили, что

$$q(t) = q_0 \sin \omega t. \quad (2)$$

Решение уравнения (1) с учетом (2) показало, что величина $I_{\text{ап}}$ должна находиться в прямой пропорциональной зависимости от параметра $\alpha = T_{\text{пл}}(k\rho c)^{1/2}$. Однако, сравнивая расчетные и экспериментальные данные, они указали лишь на существование монотонной зависимости $I_{\text{ап}}(\alpha)$, что объясняется, вероятнее всего, применением ими в качестве катода и анода однотипных электродов и изменением величины dl/dt в процессе эксперимента.

Следует отметить, что эти расчеты можно применить и для случая аperiодических импульсов тока, характеризующихся относительно большой длительностью τ_d , когда задний фронт импульсов существенно влияет на временную зависимость температуры на поверхности анода [3]. Как показали результаты скоростной киносъемки канала дуги, при переходе к коротким импульсам тока (значения $dl/dt > 10^6$ А/с) образование АП происходит, как правило, до прохождения максимума тока или близ-

ко к нему, т. е. в той части импульса, где скорость изменения тока в первом приближении является постоянной величиной. Для этого случая справедливо соотношение

$$q(t) = \delta_e \frac{dI}{dt} \cdot V_a^e \cdot t, \quad (3)$$

где δ_e — доля электронного тока; V_a^e — эффективное значение анодного падения потенциала.

Совместное решение (1) и (3) позволяет получить выражение для порогового тока образования АП:

$$I_{ан} = \left[\frac{9\pi}{16} \left(\frac{dI}{dt} \right) (\delta_e \cdot V_a^e)^{-2} \right]^{1/3} (T_{пл}^2 \cdot k \rho c)^{1/3}. \quad (4)$$

Из уравнения (4) видно, что величина $I_{ан}$ находится в прямо пропорциональной зависимости от параметра $\beta = (T_{пл}^2 \cdot k \rho c)^{1/3}$.

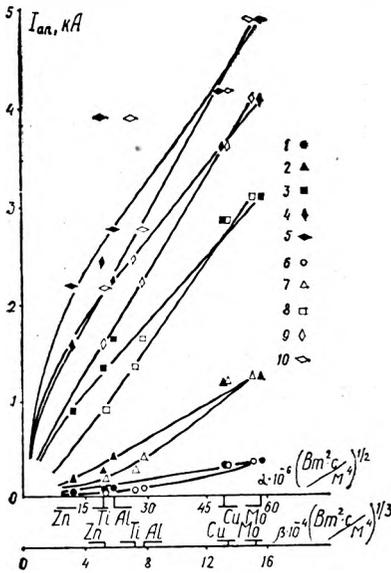


Рис. 2. Зависимости пороговых токов $I_{ан}$ образования анодного пятна от параметров α (1—5) и β (6—10) для $d=2,5$ мм и различных скоростей нарастания тока в импульсе:

1, 6 — 10^4 А/с; 2, 7 — 10^5 А/с; 3, 8 — 10^6 А/с; 4, 9 — 10^7 А/с; 5, 10 — 10^8 А/с

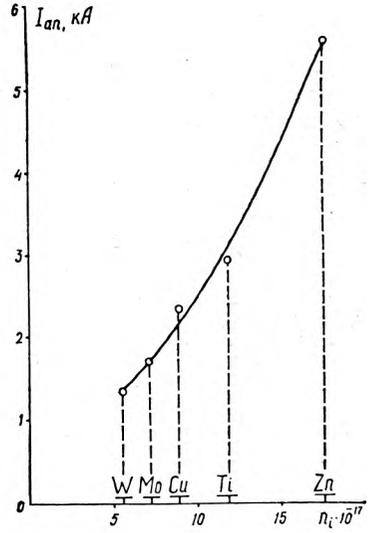


Рис. 3. Зависимость порогового тока $I_{ан}$ образования анодного пятна на алюминии от количества ионов n_i , генерируемых разными катодами ($d=2,5$ мм)

На рис. 2 представлены зависимости $I_{ан}$ от параметров α и β . Видно, что для импульсов тока, характеризующихся значениями $dI/dt \sim (10^4 \div 10^5)$ А/с, ближе к линейной является зависимость $I_{ан}(\alpha)$. Однако при $dI/dt \geq 10^6$ А/с связь величины порогового тока $I_{ан}$ с теплофизическими параметрами материала анода лучше осуществляется через параметр β . Исключением в этом отношении является титан, отличающийся очень низкой теплопроводностью и относительно высокой температурой плавления. Данное обстоятельство, по-видимому, связано с увеличением влияния на процесс образования АП при коротких импульсах (больших скоростях ввода энергии в электрод) температуры плавления анода и уменьшением удельного вклада в данный процесс теплопроводности [7].

Результаты исследования влияния эмиссионной активности катодов из различных металлов на величину $I_{ан}$ для алюминиевого анода представлены в табл. 1.

Если предположить, что материал катода поступает в разрядный про-

межуток в атомарном состоянии, что имеет место для большинства металлов при токах дуги до 1—2 кА [8], можно определить количество атомов n_a , эмиттируемых катодом за время существования разряда:

$$n_a = \frac{G_k}{A} \cdot N_A, \quad (5)$$

где A — грамм-атомный вес; N_A — число Авогадро.

Часть испарившихся атомов в прикатодной области превращается в положительные ионы, количество которых можно определить из соотношения

$$n_i = f_i \cdot n_a, \quad (6)$$

где f_i — коэффициент ионизации.

Таблица 1

Значения порогового тока $I_{ан}$ образования анодного пятна вакуумной дуги на алюминии для различных катодных материалов ($d = 2,5$ мм)

Катод	$I_{ан}$, А	G_k , мкг	$n_a \cdot 10^{17}$	f_i [4]
W	1350	76	2,5	2,2
Mo	1700	60	3,76	1,8
Cu	2450	153	14,39	0,55
Al	2550	104	23,18	—
Ti	2900	112	14,35	0,8
Zn	5600	770	71,31	0,25

Таблица 2

Значения эрозии G_k алюминиевого катода для различных анодных материалов

Анод	G_k , мкг	
	$d=2,5$ мм	$d=5$ мм
Zn	210	180
Cu	260	205
Mo	265	220

Сравнивая данные, представленные в табл. 1, нетрудно убедиться в том, что между численными значениями $I_{ан}$, G_k и n_a не существует однозначной корреляции. На рис. 3 приведена зависимость $I_{ан}$ для алюминиевого анода от количества ионов n_i , поставляемых различными катодами за время существования разряда. Как видно, эта зависимость близка к линейной, что указывает на применимость модели вакуумной дуги [2, 4, 5] при переходе от диффузной формы разряда к контрагированной.

Анализ приведенных результатов, а также экспериментальных данных, представленных в табл. 2, указывает на существование взаимосвязи между процессами, протекающими в прикатодной и прианодной областях вакуумного дугового разряда. Значения эрозии G_k в табл. 2 даны для алюминиевого катода в условиях протекания аperiодического импульса тока амплитудой 1600 А и длительностью 4 мс. В качестве анодов использовались электроды из различных материалов.

Металлографические исследования показали, что при указанных условиях эксперимента и межэлектродном расстоянии $d=2,5$ мм АП образуется только на цинковом аноде. Возникновение стационарного АП приводит к интенсивному поступлению материала анода в разрядный промежуток, что вызывает уменьшение скорости испарения алюминиевого катода. При значении $d=5$ мм АП образуются на цинковом и медном анодах. Однако время существования АП на цинке больше чем на меди, в связи с этим эрозия алюминиевого катода минимальна для пары Al—Zn и максимальна для пары Al—Mo. К аналогичным выводам приводит анализ результатов, полученных для других сочетаний электродных материалов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кесаев И. Г. Катодные процессы электрической дуги.— М., 1968.
2. Mitchell G. R.— Proc. IEE, 1970, v. 117, p. 2315.

3. Rich J. A., Prescott L. E., Cobine J. D.—J. Appl. Phys. 1971, v. 42, p. 587.
 4. Кимблин С. У.—В сб.: Экспериментальные исследования плазматронов.—Новосибирск, 1977, 226 с.
 5. Miller H. C.—IEEE Trans. Plasma Sci., 1977, v. PS-5, N 3, p. 181.
 6. Rich J. A.—Proc. IEEE, 1971, v. 59, N 4, p. 539.
 7. Анисимов С. И. и др. Действие излучения большой мощности на металлы.—М., 1970, 272 с.
 8. Раховский В. И. Физические основы коммутации электрического тока в вакууме.—М., 1970.

Поступила в редакцию
03.02.81.

НИИ ПФП, кафедра радиотехники
и физической электроники

УДК 539.12

Т. В. КУХТО, Н. М. ШУМЕЙКО

ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ПОПРАВКИ К ПОЛЯРИЗАЦИОННОЙ АСИММЕТРИИ В ГЛУБОКОНЕУПРУГОМ lN -РАССЕЯНИИ

В последние годы наступил новый этап в экспериментальном исследовании глубоконеупругого рассеяния лептонов на нуклонах (ГНР) $l\pm + N \rightarrow l\pm + \text{адроны}$. Во-первых, после серии электронных опытов при энергии $E < 20$ ГэВ (см., например, [1, 2]), проводятся мюонные эксперименты в области $E < 300$ ГэВ [3—5] и планируются опыты с мюонами еще больших энергий [6]. Во-вторых, после довольно подробного изучения сечения, усредненного по состояниям поляризации (структурные функции $W_{1,2}$), началось исследование спиновых свойств взаимодействий (структурные функции $G_{1,2}$) [5, 7].

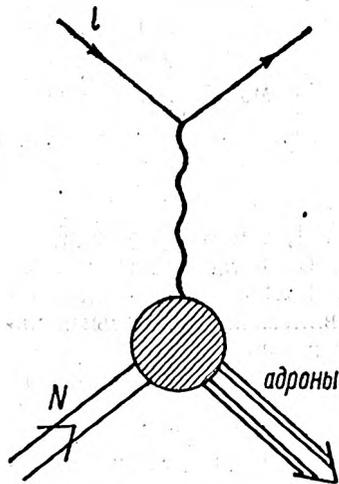


Рис. 1. Диаграмма глубоконеупругого lN -рассеяния в однофотонном приближении

Для того, чтобы интерпретировать экспериментальные данные по ГНР в терминах структурных функций с некоторой точностью Δ , необходимо учесть ненаблюдаемые радиационные поправки к борновскому вкладу (диаграмма рис. 1) с точностью, лучшей Δ . К настоящему времени детально рассмотрены поправки к сечению ГНР неполяризованных частиц [8—12], а также к P -нечетным асимметриям в рассеянии поляризованных лептонов на неполяризованных нуклонах [13].

В предлагаемой работе в связи с экспериментами [5—7] исследуются электромагнитные поправки (ЭП) для ГНР поляризованных лептонов на поляризованных нуклонах. В ковариантной форме получены точные формулы ЭП низшего порядка к лептонному току — основного вклада в ЭП. На их основе построено и проанализировано выражение для наблюдаемой величины — продольной асимметрии:

$$A(E, x, y) = [d\sigma(\uparrow\downarrow) - d\sigma(\uparrow\uparrow)] / [d\sigma(\uparrow\downarrow) + d\sigma(\uparrow\uparrow)], \quad (1)$$

где $[d\sigma(\uparrow\downarrow)]d\sigma(\uparrow\uparrow)$ — дифференциальное сечение *) $d\sigma(k_1, k_2) \equiv k_2^0 d^3\sigma/d^3k_2$ с (анти)параллельной ориентацией продольных поляризаций лептона и нуклона; x и y — обычные скейлинговые переменные. Проведены подробные численные расчеты ЭП при $E=200$ и 500 ГэВ для μp -ГНР и при $E=10$ и 16 ГэВ для ep -ГНР. Анализ численных результатов показывает, что ЭП к борновской асимметрии A_0 в большей части кинематической области не превосходит 10%, но в области $x \rightarrow 0, y \rightarrow 1$ может достигать нескольких десятков процентов.

* $p_1, p_2, k_1(k_2), k$ — импульсы (например, $k = (k, ik^0)$) соответственно нуклона, конечных адронов, начального (конечного) лептона и фотона.