

04;12

Исследование процессов формирования плазмы сильноточного разряда в парах металла

© М.А. Красноголовец

Институт физики высоких энергий и ядерной физики, Национальный научный центр,
Харьковский физико-технический институт,
310108 Харьков, Украина

(Поступило в Редакцию 10 ноября 1998 г.)

Исследован метод преобразования энергии емкостного накопителя в энергию сильноточного газового разряда в парах алюминия. Изучены пространственные и временные характеристики плазмы газового разряда. Определены электронная температура, концентрация заряженных частиц и проводимость плазмы.

Введение

Высокотемпературная плазма находит широкое применение в технологических процессах, связанных с изменением состава и свойством поверхности материала: плавка, закалка, сварка. Создание новых коммутирующих устройств, плазменных усилителей и генераторов, высокоинтенсивных источников света невозможно без применения высокотемпературной плазмы в качестве активной среды когерентного излучения. В работе приведены результаты экспериментальных исследований некоторых параметров плазмы, образующейся при развитии сильноточного газового разряда в парах алюминия.

Исследования проведены на установке, предназначенной для изучения процессов рекомбинирующей плазмы в парах металла. Основными узлами установки являются разрядная камера, вакуумный пост, устройство управления моментом поджига разряда, диагностическая аппаратура.

Вакуумная камера, выполненная из нержавеющей стали, имеет объем около 0.2 м^3 и откачивается до давления остаточных газов $p = 10^{-5} \text{ мм рт.ст.}$ Через специальные изолирующие фланцы в камеру вводятся металлические электроды, образующие разрядный промежуток. Длина разрядного промежутка может изменяться в пределах от 1 до 10 см. Электроды соединены коаксиальным кабелем с накопителем энергии, представляющим собой батарею малоиндуктивных высоковольтных конденсаторов типа УК 100-0.44Н, общей емкостью $C = 8 \cdot 10^{-6} \text{ Ф}$. Батарея конденсаторов заряжается от высоковольтного источника напряжения $U_0 = 5-50 \cdot 10^3 \text{ В}$. Электроды, изготовленные из алюминия, являются основными поставщиками вещества в плазму. Один электрод в первый полупериод разрядного тока является анодом и имеет очень простую конструкцию. Он представляет собой цилиндр диаметром $d = 2 \cdot 10^{-2} \text{ м}$, торцевая поверхность которого имеет форму полусферы. Второй электрод (катод) внешне по форме такой же, но представляет сложную внутреннюю конструкцию. Внутри электрода смонтирована плазменная пушка, предназначенная для поджига электрического разряда между основными электродами.

При подаче на поджигающий электрод короткого импульса высокого напряжения с амплитудой $u = 2 \cdot 10^4 \text{ В}$ и длительностью $\tau = 2-3 \cdot 10^{-6} \text{ с}$ между электродами и по диэлектрической шайбе. Возникающий разряд бежит по стволу плазменной пушки и в конце пути "выстреливает" в разрядную камеру сгусток ионизированного газа, тем самым ослабляя электрическую прочность разрядного промежутка, что способствует развитию импульсного дугового разряда между электродами. Энергия, накопленная батареей конденсаторов, вкладывается в плазму, нагревая ее до высоких температур. При рекомбинации плазма излучает в широком диапазоне длин волн. Длительная эксплуатация установки показала надежную работу такой системы запуска.

Синхронизация работы установки с диагностической аппаратурой осуществляется с помощью импульсного генератора Г-5-15. Генератор запускает ждущие развертки двухлучевого осциллографа с1-16 и запоминающего осциллографа типа с1-41, а также вырабатывает задержанный импульс положительной полярности амплитудой $80-100 \text{ В}$ и длительностью $4-5 \cdot 10^{-6} \text{ с}$, который поступает на блок управления моментом поджига.

Для измерения силы тока в разрядном контуре используются коаксиальный шунт или пояс Роговского. Осциллограммы напряжения, приложенного к разрядным электродам, получали с помощью емкостного резистивного делителя напряжения. Для исследования временных характеристик излучения плазмы в рентгеновской области спектра используется датчик рентгеновских лучей, состоящий из отсекающего фильтра (бериллиевая фольга толщиной $d = 30 \cdot 10^{-6} \text{ м}$), который не пропускает видимое и ультрафиолетовое излучение; сцинтиллятора (кристалл NaI), преобразующего рентгеновское излучение в видимое; фотоумножителя (ФЭУ-19М), преобразующего видимое излучение в электрический сигнал. Электрические сигналы с коаксиального шунта, пояса Роговского, делителя напряжения и датчика рентгеновского излучения поступают на вход осциллографа.

Экспериментальные исследования параметров сильноточного газового разряда

Сравнительно точные данные о электронной температуре T_e можно получить, применяя простую методику, основанную на измерении относительной интенсивности неразложенного рентгеновского излучения плазмы, проходящего через поглощающие пленки различной толщины [1].

Если известна зависимость коэффициента поглощения μ для выбранного фильтра от длины волны, то относительно ослабление интенсивности неразложенного спектра излучения плазмы выразится формулой [2]

$$F_k(P_k) = \frac{2}{3} \int_{y_k}^{y_{k+1}} \left(1 + \frac{1}{2}y\right) \exp\left(-\frac{P_k^4}{y^3} - y\right) dy,$$

$$y_k = \frac{h\nu_k}{T_e}, \quad P_k = \left(\frac{a_k d h^3}{T_e}\right)^{1/4}, \quad a_k = \mu_k \nu^3,$$

где μ — линейный коэффициент ослабления фильтра; d — толщина поглощающего фильтра; h — постоянная Планка; индексы k и $k+1$ обозначают скачки поглощения в области резонансных частот, соответствующих энергиям атомных уровней ($\nu_1 < \nu_2 < \dots < \nu_n$).

Используя эту формулу, были рассчитаны относительные коэффициенты поглощения бериллиевых фольг для различных T_e , которые приведены на рис. 1. Экспериментальные кривые получены при измерении интенсивности излучения, прошедшего через набор поглощающих бериллиевых фольг толщиной 30–210 μm . Интенсивность прошедшего излучения регистрировалась рентгеновской пленкой РФ-7, спектральная чувствительность которой практически равномерна в исследуемом диапазоне длин волн. Результаты фотометрирования пленок позволили получить относительные коэффициенты поглощения бериллиевых фольг для различной T_e , по этим данным построены экспериментальные кривые для трех случаев (при зарядном напряжении $U_0 = 2 \cdot 10^4, 3 \cdot 10^4, 4 \cdot 10^4$ В). Сравнивая расчетные и экспериментальные кривые, определяем электронную температуру плазмы для указанных случаев: $u_0 = 2 \cdot 10^4, 3 \cdot 10^4, 4 \cdot 10^4$ В; $T_e \approx 1200, 1600, 2200$ эВ. Из полученных результатов можно сделать вывод, что при развитии газового разряда в парах алюминия образуется высокотемпературная плазма. Значение электронной температуры используется при определении концентрации плазмы, ее степени и кратности ионизации и других параметров.

Не менее важным параметром, чем T_e , является концентрация электронов n_e высокотемпературной плазмы. Концентрацию электронов будем находить из условий локального термодинамического равновесия (ЛТР). В модели ЛТР предполагается, что распределение электронов по энергетическим уровням целиком определяется столкновениями между частицами, процессы столкнове-

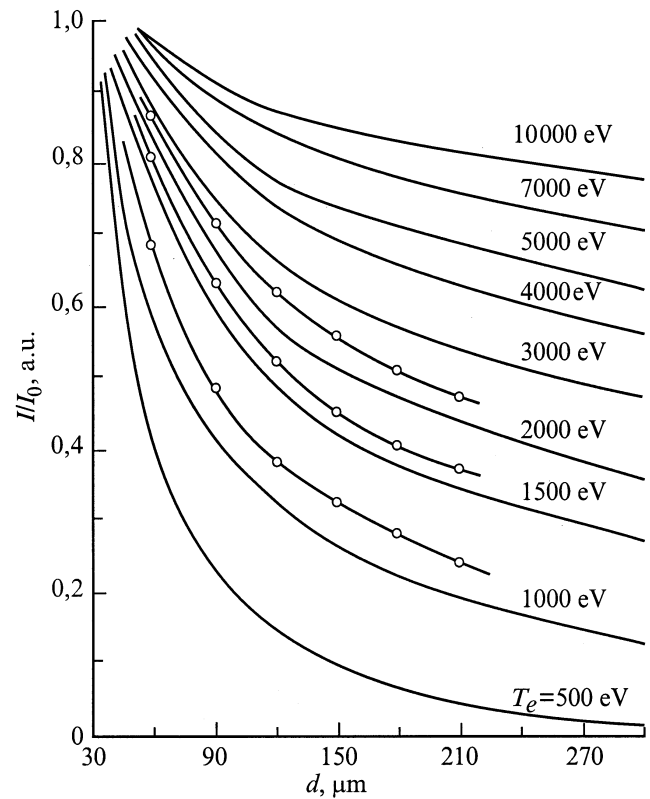


Рис. 1. Кривые поглощения бериллия при различной электронной температуре плазмы: — — расчет, —○— эксперимент.

ний происходят настолько часто, что при любом изменении условий в плазме соответствующее распределение устанавливается мгновенно. Расчет производим исходя из выражения [3] $n_e \geq 1.6 \cdot 10^{12} T_e^{1/2} x(p; q)^3$, где T_e — электронная температура в К; $x(p; q)$ — потенциальная энергия возбуждения с уровня q на уровень p в эВ. Для алюминия $x(p; q) = 4.0$ эВ.

Результаты расчетов приведены на рис. 2. Эти результаты показывают, что при развитии сильноточного газового разряда в парах алюминия образуется плазма с концентрацией электронов $n_e \geq 10^{17} \text{cm}^{-3}$.

Используя формулу Спитцера [4], можно определить проводимость плазмы

$$\sigma = \frac{3.3 \cdot 10^2 \gamma(Z) T_e^{3/2}}{z^2 \ln \Lambda}, \quad \ln \Lambda = \ln \frac{3(kT_e)^{3/2}}{2(4\pi)^{1/2} z^3 e^2 n_e^{1/2}},$$

где Z — средний заряд ионов плазмы $\gamma(Z=1) = 0.58$, $\gamma(Z=2) = 0.68$, $\gamma(Z=3) = 0.78$, Λ — кулоновский логарифм, e — заряд электрона.

При высоких температурах мы имеем практически 100%-ную ионизацию плазмы с кратностью ионизации $Z = 2$. Результаты расчета приведены на рис. 3, из которого видно, что разряд в парах алюминия создает плазму с проводимостью $\sigma > 10^{11} \Omega^{-1}$. Это открывает

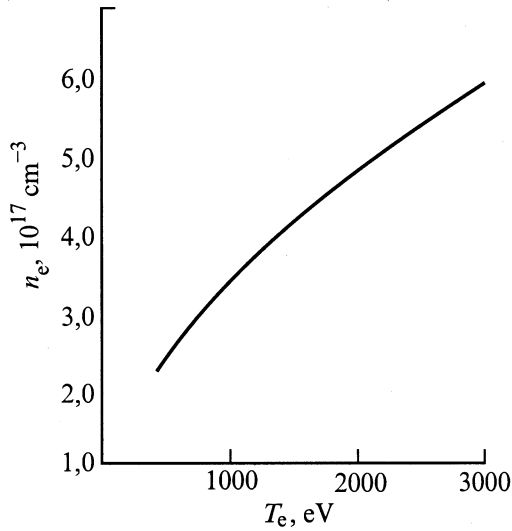


Рис. 2. Зависимость концентрации электронов от электронной температуры.

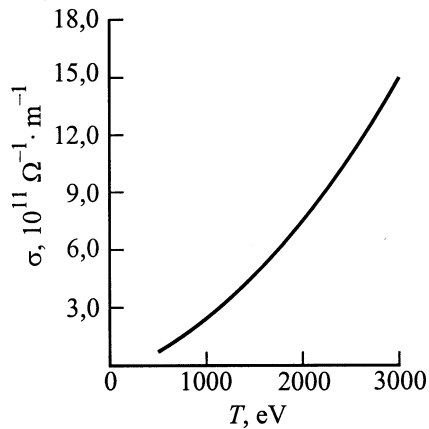


Рис. 3. Зависимость проводимости плазменного шнура от электронной температуры.

широкую перспективу для применения плазмы при передаче энергии.

Исследования временного поведения плазмы проводилось в видимой рентгеновской области спектра излучений. Рентгеновское излучение преобразовалось в видимое с помощью сцинтиллятора на кристалле и регистрировалось фотоумножителем. На рис. 4 приведена осциллограмма рентгеновского излучения при $U_0 = 35 \cdot 10^3 \text{ V}$ и давления остаточных газов в камере $p = 10^{-5} \text{ mm Hg}$.

Изрезанность осциллограммы можно объяснить развитием неустойчивости в разряде [5], что приводит к обрывам тока и характерной для этого случая вспышке рентгеновского излучения. Мощность дозы рентгеновского излучения измерялась с помощью дозиметров из комплекта КИД-2 и оказалась довольно большой. Так, при зарядном напряжении на каждой стороне батареи всего лишь $2.5 \cdot 10^4 \text{ V}$, мощность дозы оказалась равной

$P = 2800 \text{ R/s}$. Зная мощность дозы излучения, можно определить интенсивность рентгеновского излучения $I = 0.11P/\gamma$, где 0.11 — энергетический эквивалент рентгена в воздухе, P — мощность дозы излучения, $\gamma = 6 \cdot 10^2 \text{ l/cm}^{-1}$. Следовательно, интенсивность рентгеновского излучения равна $I = 0.52 \text{ W/cm}^2$.

Проведено также исследование интенсивности рентгеновского излучения от давления остаточных газов в разрядной камере. Выяснилось, что с повышением давления остаточных газов интенсивность рентгеновского излучения уменьшалась и при давлении $p_0 = 2 \cdot 10^{-2} \text{ mm Hg}$ рентгеновское излучение отсутствует. Длительность излучения в видимой части спектра также составляет $50-60 \cdot 10^{-6} \text{ s}$. Зависимость интенсивности излучения во времени по характеру сходна с зависимостью интенсивности излучения в рентгеновских областях спектра.

Пространственные характеристики разряда исследовались с помощью камеры-обскуры в видимой области спектра и рентгеновских лучах. Как показывает анализ фотографий вакуумных разрядов, на электродах наблю-

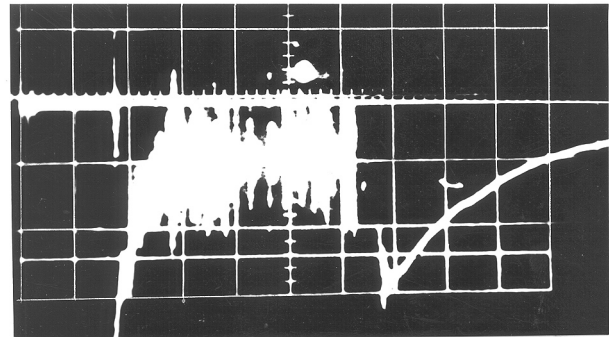


Рис. 4.



Рис. 5.

даются многочисленные катодные пятна. Вблизи анода образовывалось плазменное облако, которое интенсивно излучало.

На рис. 5 приведен разряд в рентгеновских лучах, что позволило определить объем наиболее горячей плазмы, которая оказалась вблизи анода. Этот объем составил около 4 см^3 и интенсивно излучало в рентгеновском диапазоне длин волн.

Список литературы

- [1] *Лукьянов С.Ю.* Горячая плазма и управляемый ядерный синтез. М.: Наука, 1975. 355 с.
- [2] *Алексин В.Ф., Супруненко В.А.* // ЖТФ. 1965. Т. 35. С. 1498.
- [3] Диагностика плазмы / Под ред. Р. Хаддстоуна, С. Леонарда. Пер. с англ. М.: Мир, 1967. С. 515.
- [4] *Зарянов В.Д., Клементов А.Д., Кулиновский Н.Г., Розанов В.Б.* // Квантовая электрон. 1976. Т. 3. № 2. С. 131.
- [5] *Гусев Ю.Г.* Справочник по радиационной защите. М.: Атомиздат, 1968. 286 с.