

УДК 537.523.3

ОБРАЗОВАНИЕ ЧАСТИЦ В ЗОНЕ КОРОННОГО РАЗРЯДА

© 2022 г. В. А. Загайнов^{a, *}, В. В. Максименко^{a, **}, Н. П. Калашников^a,
И. Е. Аграновский^c, В. Д. Чаусов^{a, d}, Д. К. Загайнов^{b, d}

^aНациональный исследовательский ядерный университет “МИФИ”, Москва, 115409 Россия

^bНациональный исследовательский технологический университет “МИСиС”, Москва, 119049 Россия

^cSchool of Engineering and Built Environment, Griffith University,
Brisbane, QLD, 4111 Australia

^dИнститут энергетических проблем химической физики им. В.Л. Тальрозе ФИЦ ХФ
им. Н.Н. Семенова РАН, Москва, 119334 Россия

*e-mail: vzagaynov@yandex.ru

**e-mail: wmaksim@mail.ru

Поступила в редакцию 14.07.2021 г.

После доработки 23.09.2021 г.

Принята к публикации 29.09.2021 г.

Получена экспериментальная информация об образовании частиц в области коронного разряда. Измерено распределение этих частиц по размеру в зависимости от параметров разряда. Показано, что спектры размеров частиц практически не зависят от полярности коронирующего острия, а определяются только разностью потенциалов и силой тока. В качестве объектов были исследованы различные материалы: железо, медь, серебро, молибден, вольфрам, графит. Измерения проведены при нормальных условиях в различных газовых средах: в воздухе, азоте, аргоне. Создана теоретическая модель взаимодействия плазмы коронного разряда с поверхностью металла. Вырывание атомов из узлов кристаллической решетки предположительно происходит в результате коллективных возбуждений электронного газа металлов. Основа этой теоретической модели – резонансное возбуждение плазмона в поверхностном слое металла при неупругом рассеянии заряженных частиц коронного разряда на электронах металлического образца. С помощью электростатического метода изображений показано, что кулоновское взаимодействие волны отрицательной зарядовой плотности на поверхности с приповерхностным ионом кристаллической решетки способно вырвать ион из металла. Сделана оценка сечения взаимодействия этого процесса. Эти результаты качественно согласуются с данными эксперимента, что подтверждает пригодность выбранной модели взаимодействия.

Ключевые слова: коронный разряд, наночастицы, аэрозольный спектрометр, металлическая поверхность, поверхностные плазмоны, неупругое рассеяние.

DOI: 10.31857/S1028096022070184

ВВЕДЕНИЕ

Процессы, связанные с электрическими разрядами [1], находят свое применение в современных технологиях, поскольку с их помощью можно создавать наноразмерные элементы. В то же время из-за необходимости создавать объекты еще меньшего размера приходится применять и коронный разряд, так как в этом случае можно получить элементы размерами единиц и долей нанометров [2–4]. Однако до сих пор нет полного понимания того, как именно происходит переход вещества электродов в газообразное состояние [5–7]. Выяснить природу этого явления проще всего на коронном разряде из-за его относительно небольшой энергии.

При протекании коронного разряда атомы и молекулы вещества, из которого изготовлены электроды, оказываются в газовой среде. Это распыление надежно регистрируется спектрометром. Если предположить, что происходит классическое испарение из-за нагревания локальной области контакта плазмы с твердой поверхностью, то из-за теплопроводности материала эта локальная область не сможет достигнуть необходимой для испарения температуры. До сих пор это явление не было описано в литературе, хотя на существование такого испарения указывает появление углубления в месте соприкосновения шнура плазмы с поверхностью электрода. Механизм такого испарения или распыления поверх-

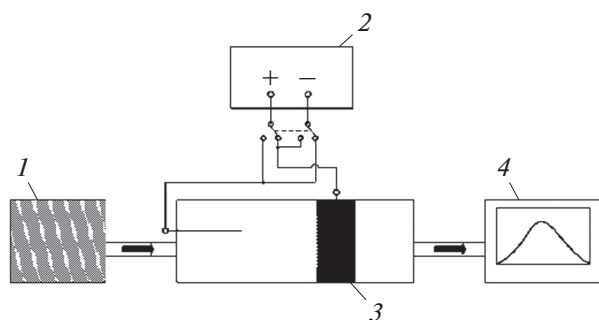


Рис. 1. Принципиальная схема установки: 1 – источник газа-носителя; 2 – источник высокого напряжения; 3 – герметизированная стеклянная трубка, коронирующий и *o*-образный электроды; 4 – диффузионный аэрозольный спектрометр, измеряющий распределение по размеру частиц.

ности остается неизвестным, хотя на его существование уже обращали внимание [8].

В настоящей работе экспериментально исследовано образование и характеристики частиц в коронном разряде при атмосферном давлении. Предложена теоретическая модель испарения или распыления металла. Показано, что причиной аномальной эмиссии атомов могут быть сильные локальные электромагнитные поля поверхностных плазмонов металла, возбуждаемых потоком электронов или ионов коронного разряда.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

Принципиальная схема установки представлена на рис. 1. В состав экспериментальной установки входит герметизированная стеклянная трубка, в которой помещены два электрода. К электродам прикладывается высокое напряжение — до 10 кВ. Один из электродов (коронирующий или активный) был заострен: он имел выступ с очень малым радиусом кривизны, вокруг которого возникало электрическое поле с высокой напряженностью. Второй электрод, выполненный в форме кольца, материал которого не принимал участия в процессе образования частиц, был изготовлен из произвольного металла. Через трубку был пропущен поток (0.5 л/мин) воздуха, азота или аргона при нормальном давлении. Затем этот поток проходил через диффузионный аэрозольный спектрометр (“ДАС 2702”) [7, 8] для исследования дисперсного состава. “ДАС” позволяет регистрировать размер частиц в диапазоне 3–5 мкм и их концентрацию до 10^5 см^{-3} .

Коронный разряд возникает при напряжении 3–10 кВ в зависимости от газа-носителя и материала электрода. При напряжении свыше 10 кВ коронный разряд переходит в искровой, это зависит и от геометрии электродов. При возникновении коронного разряда образуются частицы, раз-

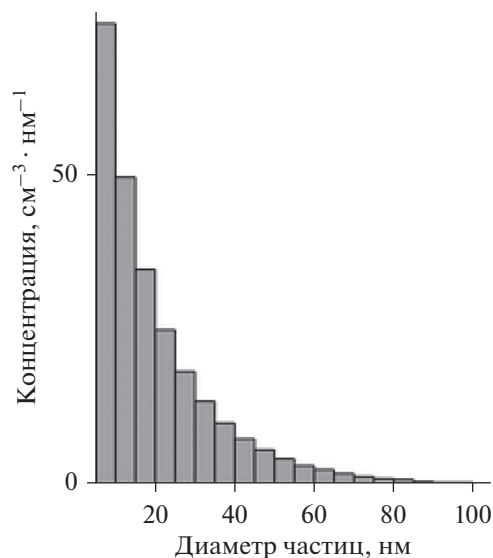


Рис. 2. Распределение по размеру частиц, образовавшихся в коронном разряде между электродами, изготовленными из железа. Газом-носителем является воздух при нормальном давлении, ток коронного разряда 8 мкА, напряжение между электродами 10 кВ.

меры которых находятся в пределах 3–100 нм, средний размер частиц 15–20 нм в зависимости от прикладываемого напряжения и возникающего тока. Концентрация и размеры образующихся частиц пропорциональны силе тока в коронном разряде. Ток коронного разряда изменяется в пределах 1–10 мкА. Характерные параметры распределения по размеру образующихся частиц принципиально не изменяются при смене полярности разряда.

Типичный спектр размеров частиц, возникающих в зоне коронного разряда в экспериментальных условиях, описанных выше, представлено на рис. 2. Подобные распределения были получены для случаев, когда активный электрод был выполнен из серебра, железа, молибдена, вольфрама или графита. Из-за ограниченной чувствительности спектрометра регистрация частиц размером 3 нм была осуществлена с эффективностью 50%, а более мелкие частицы вообще не были зарегистрированы. Поэтому на гистограмме распределения частиц по размеру часть шкалы 0–3 нм в настоящее время недоступна. При увеличении разности напряжений и соответствующем увеличении тока увеличивается размер частиц и их концентрация. Исследования показали, что распределение частиц по размеру не зависит ни от материала электродов, ни от газа-носителя, т.е. оно носит универсальный характер и определяется только напряжением между электродами и силой тока.

По силе тока коронного разряда можно определить верхнюю границу потока атомов металла из кристалла-электрода в объем трубки, где затем

из этих атомов и молекул образуются частицы, регистрируемые спектрометром. По концентрации частиц и их распределению по размеру можно найти количество вещества электрода, которое участвовало в образовании частиц. Сопоставление этих величин показывает, что эффективность конденсации составляет 10^{-2} – 10^{-3} , что означает, что каждый из 100–1000 атомов (или молекул) участвует в образовании частиц или что только небольшая доля ионов и электронов вызывает выбивание атомов или молекул электродов из кристаллической решетки.

ОПИСАНИЕ МОДЕЛИ

Предлагаемая теоретическая модель процессов, происходящих во время коронного разряда, объясняет, почему вырывание иона из вещества электрода происходит при сравнительно невысокой энергии заряженных частиц (порядка нескольких эВ), а также экспериментально наблюдаемую причину независимости явления от знака заряда этих частиц.

Некоторые механизмы потери энергии заряженной частицей, проходящей через конденсированную среду, рассмотрены, например, в [9]. В основе предлагаемой модели лежат особенности взаимодействия падающей заряженной частицы с коллективными электронными возбуждениями в металлическом образце [10–12]. При описании электродинамических свойств металла была использована стандартная модель “желе”, согласно которой ионная решетка заменена однородным положительным “фоном”, а электроны находятся в этом потенциальном поле. Кулоновское взаимодействие электронов проводимости в металле приводит к появлению в нем коллективных возбуждений. В неограниченном металле эти колебания называются объемными плазмонами. Их частота (так называемая классическая плазменная частота неограниченного электронного газа) равна:

$$\omega_0 = \sqrt{4\pi n_0 e^2 / m},$$

где n_0 – плотность электронов проводимости, m и e – масса и заряд электрона. Для реальных металлов ω_0 составила порядка 10^{15} – 10^{16} с⁻¹ (граница видимого и УФ-света). На плоской поверхности идеального металла в вакууме частота колебаний немного меньше:

$$\omega_s = \omega_0 / \sqrt{2}.$$

Эти колебания называются поверхностными плазмонами, поскольку колебания электронной плотности локализованы строго на поверхности образца. Обсуждение свойств поверхностных плазмонов можно найти в [13–17].

В случае тонкой металлической пленки толщиной l , которая в дальнейшем будет служить моделью поверхностного слоя металла, собственные возбуждения носят характер продольных волн, распространяющихся вдоль поверхности, с законом дисперсии [14]:

$$\omega_{\pm}^2 = \omega_s^2 (1 \pm \exp(-kl)), \quad (1)$$

где k – волновое число. Знак плюс соответствует асинфазным колебаниям электронной плотности на обеих поверхностях пленки, минус – синфазным. В зависимости от волнового вектора частота плазмона охватывает широкий диапазон вплоть до УФ. При низких частотах плазмон сильно затухает.

На идеально гладкой плоской поверхности металла возбуждение коллективных мод плоской электромагнитной волной запрещено из-за невозможности одновременного выполнения закона сохранения энергии и импульса. В случае шероховатой металлической поверхности при конечном радиусе ее кривизны, а также в тонкой пленке этот запрет снимается, и в этом случае говорят о смешанных продольно-поперечных модах, называемых плазмон-поляритонами. Запрет снимается при возбуждении поверхностных плазмонов заряженными частицами в неупругом канале рассеяния.

В основу рассматриваемой модели положена следующая схема событий. Падающая заряженная частица (ион или электрон) теряет энергию при неупругом рассеянии в электронном газе металла. Потеря энергии происходит как за счет одноэлектронных возбуждений, так и за счет коллективных. В рассматриваемом случае интерес представляют исключительно коллективные возбуждения. Сечение рассеяния резонансно возрастает, если переданная частицей энергия равна энергии возбуждаемого плазмона, которая, в свою очередь, может быть разной в зависимости от длины волны в соответствии с законом дисперсии плазмона. Как показано ниже, кулоновской силы взаимодействия приповерхностного иона решетки с флуктуацией электронной плотности, наведенной плазмой на поверхности, вполне достаточно для его вырывания из металла. Рассмотрим возбуждение плазмона заряженной частицей при ее неупругом рассеянии.

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ С ПОВЕРХНОСТЬЮ МЕТАЛЛА

Вычислим сечение неупругого рассеяния быстрой заряженной частицы на поверхностном слое металла, моделью которого является тонкая металлическая пленка. Предположим, что толщина пленки – это расстояние, на котором плотность электронов изменяется от нулевой (в вакууме) до

величины, соответствующей внутренней плотности электронов сплошного металла. Сечение неупругого рассеяния связывается с мнимой частью поляризуемости пленки во внешнем поле специфического вида. Она может быть вычислена вблизи частот поверхностных плазмонов в пленке с использованием стандартных приближений теории многоэлектронных систем.

В первом приближении Борна теории возмущений, где используется система единиц с $\hbar = 1$, вероятность неупругого рассеяния W заряженной частицы [17, 18] имеет вид:

$$W = 2\pi \sum_s |\langle \mathbf{p}_f, s | U | \mathbf{p}_i, 0 \rangle|^2 \delta(\omega_{if} - \omega_s),$$

где $U(\mathbf{r}) = e^2 \int d\mathbf{r}_1 \delta\rho(\mathbf{r}_1) |\mathbf{r} - \mathbf{r}_1|^{-1}$; $\mathbf{p} = (2\pi\Omega)^{-3/2} \times \exp(i\mathbf{p}\mathbf{r})$; $\delta\rho(\mathbf{r})$ – электронная плотность; Ω – нормировочный объем; суммирование ведется по всем возбужденным состояниям электронного газа s). Для определенности далее в качестве налетающей частицы использован электрон. Тогда переданная энергия $\omega_{if} = (p_i^2 - p_f^2)/2m$.

Разделив W на плотность потока падающих электронов и умножив на плотность конечных состояний $\Omega d\mathbf{p}_f / (2\pi)^3 = \Omega m dE_f d\mathbf{n}_f / (2\pi)^3$, получим для дифференциального сечения рассеяния следующее выражение:

$$\frac{d^2\sigma_{ee'}}{dE_f d\mathbf{n}_f} = \frac{4e^4 m^2 p_f}{q^4 p_i} \sum_s |\langle s | \rho_q | 0 \rangle|^2 \delta(\omega_{if} - \omega_s), \quad (2)$$

где \mathbf{q} – переданный импульс, \mathbf{n}_f – единичный вектор в направлении рассеявшегося электрона, $\rho_q = \int \rho(\mathbf{r}) \exp(i\mathbf{q}\mathbf{r}) d\mathbf{r}$.

Как известно, мнимая часть фурье-образа динамической поляризуемости металлического образца имеет следующее спектральное представление лемановского типа [17, 19]:

$$\text{Im}\alpha(\omega) = \pi \sum_s |\langle s | v | 0 \rangle|^2 \delta(\omega - \omega_s), \quad (3)$$

где v – произвольное внешнее поле, $\omega_s = E_s - E_0$ – энергии возбуждения электронного газа образца и $\delta \rightarrow +0$. Из сравнения выражений (2) и (3) следует, что

$$\frac{d^2\sigma_{ee'}}{dE_f d\mathbf{n}_f} = \frac{4e^4 p_f}{\pi q^4 v_i} \text{Im}\alpha_q(\omega_{if}),$$

где $\alpha_q(\omega)$ – динамическая поляризуемость образца во внешнем поле вида

$$v = \exp(i\mathbf{q}\mathbf{r}). \quad (4)$$

Дифференцирование тождества

$$q^2 = p_i^2 + p_f^2 - 2p_i p_f \cos\theta,$$

где θ – угол рассеяния, дает

$$q dq = p_i p_f \sin\theta d\theta.$$

В результате

$$\frac{d^2\sigma_{e'e}}{d\omega_{if} dq} = \frac{8e^4}{q^3 v_i^2} \text{Im}\alpha_q(\omega_{if}). \quad (5)$$

Переданный импульс q меняется от $q_{\min} = p_i - p_f$ до $q_{\max} = p_i + p_f$. При $p_i, p_f \gg p_i - p_f$ $q_{\min} \approx \omega_{if}/v_i$ и $q_{\max} \approx 2p_i$. В случае ионов характеристики электрона заменяются соответствующими характеристиками ионов, и в выражении (5) появляется множитель Z^2 , где Ze – заряд иона.

Поляризуемость металлического образца в произвольном внешнем поле $v(\mathbf{r})$ определяется следующим образом:

$$\alpha = \int v(\mathbf{r}) \delta\rho(\mathbf{r}) d\mathbf{r}.$$

Как показано в [13, 17], при частотах, много больших частот одноэлектронных переходов в металле, индуцированная электронная плотность $\delta\rho$ выражается через так называемое эффективное поле внутри образца $V(\mathbf{r})$:

$$\delta\rho(\mathbf{r}) = \frac{n_0 e^2}{m\omega^2} \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \left(\eta(\mathbf{r}) \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} V(\mathbf{r}) \right). \quad (6)$$

Последнее удовлетворяет уравнению

$$\left(1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2} \right) V(\mathbf{r}) = v(\mathbf{r}) - \frac{n_0 e^2}{m\omega^2} \int \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_1|} \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}_1} (z_1) V(\mathbf{r}_1) d\mathbf{r}_1, \quad (7)$$

где $\eta(z) = \theta\left(z + \frac{l}{2}\right) - \theta\left(z - \frac{l}{2}\right)$ – безразмерная плотность электронов поверхностного слоя металла, который моделируется пленкой толщиной l .

После перехода в фурье-представление

$$V(\mathbf{r}) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int V_k(z) \exp(i\mathbf{k}\mathbf{r}) d\mathbf{k},$$

где \mathbf{k} – двумерный вектор в плоскости (x, y) , для $F_k(z)$, связанного с $V_k(z)$ соотношением

$$V_k(z) = (2\pi)^2 F_k(z) \delta(\mathbf{k} - \mathbf{k}'),$$

получаем следующее уравнение:

$$\begin{aligned} \left(1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2}\right) F_k(z) = \exp(iq_z) - \\ - \frac{\omega_0^2}{2\omega^2} \left[\exp\left(-k\left|z + \frac{l}{2}\right|\right) F_k\left(-\frac{l}{2}\right) + \right. \\ \left. + \exp\left(-k\left|z - \frac{l}{2}\right|\right) F_k\left(\frac{l}{2}\right) \right], \end{aligned} \quad (8)$$

где (q_z, \mathbf{k}) – компоненты вектора \mathbf{q} падающего электрона. Из (8) следует, что

$$\begin{aligned} F_k\left(\frac{l}{2}\right) &= \frac{\omega^2}{\omega^2 - \omega_-^2} \cos\left(\frac{q_z l}{2}\right) + \frac{i\omega^2}{\omega^2 - \omega_+^2} \sin\left(\frac{q_z l}{2}\right), \\ F_k\left(-\frac{l}{2}\right) &= \frac{\omega^2}{\omega^2 - \omega_-^2} \cos\left(\frac{q_z l}{2}\right) - \frac{i\omega^2}{\omega^2 - \omega_+^2} \sin\left(\frac{q_z l}{2}\right), \end{aligned}$$

где ω_{\pm} определяются выражением (1). Полюса $F_k(z)$ соответствуют поверхностным плазмонам.

В результате вблизи плазмонных частот для мнимой части поляризуемости, приходящейся на единицу площади пленки, получаем следующее выражение:

$$\begin{aligned} \text{Im}\alpha(\omega_f) &= \frac{n_0 q_z e^2}{2m} \times \\ &\times \sin 2q_z l \left[\frac{\delta(\omega_f - \omega_-)}{\omega_-} - \frac{\delta(\omega_f - \omega_+)}{\omega_+} \right]. \end{aligned}$$

Рассмотрим простейший вариант, когда налетающая заряженная частица падает нормально к поверхности пленки. В этом случае из симметрии задачи переданный импульс может иметь только z -составляющую. Приходящееся на единицу площади пленки полное сечение неупругого рассеяния может быть представлено в следующем виде:

$$\frac{\sigma}{S} = \frac{e^2 \omega_0^2}{\pi v_i^2 p_i} \left(\frac{1}{\omega_-} \int_{\omega_-}^{\omega_-/2\varepsilon_i} f(x) dx - \frac{1}{\omega_+} \int_{\omega_+}^{\omega_+/2\varepsilon_i} f(x) dx \right), \quad (9)$$

где

$$f(x) = \frac{1}{x^2} \sin(2p_i x).$$

Окончательно:

$$\frac{\sigma}{S} = \frac{1}{\pi} \frac{r_e \omega_0}{v_i} \left(\frac{c}{v_i} \right)^2 (\Phi^- - \Phi^+),$$

где

$$\begin{aligned} \Phi^{\mp} &= \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{1 \mp \exp(-kl)}} \left(2\mu \xi ci(4\mu \xi) - \frac{\sin(4\mu \xi)}{2} - \right. \\ &\left. - 2\mu \xi ci(\xi^{\mp}) + 2\mu \xi \frac{\sin \xi^{\mp}}{\xi^{\mp}} \right), \end{aligned}$$

$\mu = \varepsilon_i / \omega_0$, $\xi = \omega_0 l / c$, $\xi^{\mp} = \omega^{\mp} l / c = \omega_s l \times \sqrt{1 \mp \exp(-kl)} / c$, $r_e = e^2 / mc^2$ – классический ра-

диус электрона и $ci(x)$ – интегральный косинус. Таким образом, сечение неупругого рассеяния есть функция параметра kl . При фиксированной величине l оно зависит от длины волны возбуждаемого плазмона, которая в соответствии с (1) может меняться в широких пределах.

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ИОНА КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ РЕШЕТКИ С ПОЛЕМ ПЛАЗМОНА

Теперь необходимо вычислить силу взаимодействия наведенного плазмоном отрицательно заряда на поверхности с ионом кристаллической решетки, расположенным вблизи поверхности металла. Эта сила равна

$$F = q_0 \int \frac{\delta\rho(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} d\mathbf{r}',$$

где q_0 – заряд иона, \mathbf{r} – его радиус-вектор и $\delta\rho$ определяется выражением (6). Напомним, что $\delta\rho$ определяется эффективным полем V , удовлетворяющим уравнению (7), где $v = \exp(i\mathbf{q}\mathbf{r})$ и \mathbf{q} – импульс, переданный налетающей частицей. Налетающая заряженная частица, подобно камню, падающему в воду, генерирует расходящуюся по поверхности металла цилиндрическую волну электронной плотности, “вырывающую” приповерхностный ион. Это обстоятельство учитывается выбором v в соответствии с выражением (4). Предложенный метод расчета, несмотря на его прозрачность, довольно трудоемок. Упростим задачу.

Как известно [9], в рамках законов электростатики индуцированные ионом с зарядом $q_0 = Ze$ заряды на поверхности металла можно заменить единственным зарядом-изображением:

$$q = -\frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 1} q_0.$$

Тогда сила притяжения иона и заряда-изображения:

$$F = -\frac{1}{2} \frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 1} \frac{q_0^2}{l^2}, \quad (10)$$

где l – расстояние от иона до поверхности металла. Как это характерно для классического приближения, формула (10) учитывает многое, в том числе и влияние поверхностного плазмона. Действительно, если воспользоваться выражением

$$\varepsilon = 1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2}, \quad (11)$$

для диэлектрической проницаемости металла в высокочастотной области, то увидим, что сила

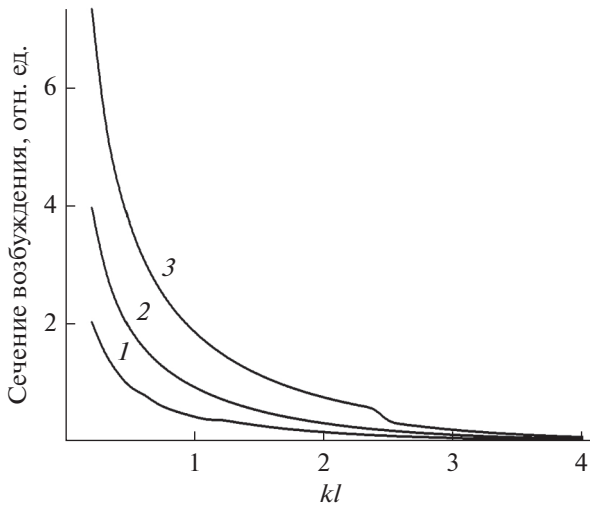


Рис. 3. Зависимость полного сечения возбуждения поверхностного плазмона от параметра kl , полученная при $\mu = 5$ для $\xi = 0.05$ (1), 0.1 (2) и 0.2 (3).

взаимодействия резонансно возрастает вблизи частоты ω_s :

$$F = \frac{1}{4} \frac{q_0^2}{l^2} \frac{\omega_0^2}{\omega^2 - \omega_s^2}. \quad (12)$$

С учетом ширины резонанса получим:

$$F = \frac{1}{4} \frac{q_0^2}{l^2} \frac{\omega_0^2}{\omega^2 - \omega_s^2 (1 - g)}. \quad (13)$$

Как было показано выше, сечение неупругого рассеяния максимальное, если сброшенная частицей энергия ω_f совпадает с частотой поверхностного плазмона. В этом случае сила взаимодействия определяется выражением:

$$F = \frac{1}{4} \frac{q_0^2}{l^2} \frac{\omega_0^2}{\omega_f^2 - \omega_s^2 (1 - g)} = \frac{1}{4} \frac{q_0^2}{l^2} \frac{\omega_0^2}{g \omega_s^2}.$$

Частота ω_s в последней формуле немного отличается от ω_{\pm} , но для качественных расчетов это вполне допустимо.

Элементарная трактовка движения свободных электронов дает для безразмерной ширины резонанса g следующую оценку [20]:

$$g = \frac{1}{\omega \tau},$$

где τ — характерное время свободного пробега электрона. Чем меньше τ , тем хуже проявляет себя резонанс.

Рассмотрим самый неблагоприятный сценарий, когда расстояние электрона от поверхности l меньше средней длины свободного пробега электрона в металле λ и ширина резонанса определя-

ется столкновениями электрона с поверхностью. В этом случае

$$g = v_F / (\omega_s l),$$

где v_F — скорость Ферми электрона. Электроны, расположенные на расстояниях больших l от границы, можно не рассматривать. Это оправдывает используемое моделирование поверхностного слоя с помощью металлической пленки толщины l . Сила взаимодействия нечувствительна к знаку бомбардирующей поверхность металла заряженных частиц.

Энергия взаимодействия

$$U = \int_l^{\infty} F(l) dl = \frac{q_0^2 \omega_s}{2v_F},$$

вовсе не зависит от l . При $v_F \sim 10^6$ м/с и вблизи плазмонных частот энергия U порядка десятков эВ. Этого вполне достаточно для вылета иона за пределы металла. Таким образом, достаточно возбудить плазмон за счет неупругого рассеяния налетающей частицы, далее все происходит согласно модели. Энергии взаимодействия иона решетки с флуктуацией электронной плотности на границе металла с избытком хватает для отрыва иона.

Зависимость сечения возбуждения плазмона от параметра $kl = 2\pi l/\lambda$ или от обратной длины волны плазмона при $\mu = 5$ для $\xi = 0.05, 0.1$ и 0.2 представлена на рис. 3. С ростом параметра kl сечение возбуждения плазмона снижается; при $kl \sim 1$ оно еще довольно велико; при значениях $kl \ll 1$ плазмон сильно затухает за счет распада на одночастичные электронно-дырочные возбуждения. Другими словами, существует область частот (или длин волн) плазмона, отвечающая условию $kl \approx 1$, при которых и плазмон эффективно возбуждается, и его затухание невелико.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Как можно заметить, сечение рассеяния зависит только от величины заряда падающей частицы и не зависит от ее массы. Параметр ξ при l в диапазоне 0.01–0.1 мкм и $\omega_0 \approx 10^{16}$ с⁻¹ меняется от единицы до десяти. Следовательно, $\sigma/S \sim 10^{-1} - 10^{-2}$. Из определения сечения рассеяния следует, что число N рассеянных электронов или ионов связано с числом падающих N_0 соотношением $N = N_0 \sigma/S$. Каждый акт рассеяния заряженной частицы с вероятностью, определяемой сечением рассеяния, сопровождается рождением плазмона. В свою очередь, рождение плазмона, как следует из приведенных оценочных выражений, эквивалентно вылету атома из металла. Следовательно, величина N определяет число “испарившихся” атомов. Как нетрудно увидеть, на каждые $10^2 - 10^3$ налетающих заряженных частиц прихо-

дится примерно один вылетающий атом. Таким образом, предложенная модель адекватно описывает представленные в работе экспериментальные результаты.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 19-05-50007, Микромир).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Megyeria D., Kohuta A., Geretovszky Z.* // *J. Aerosol Sci.* 2021. V. 154. P. 105758.
2. *Warburg E.* // *Ueber die Spitzenentladung* Wied. Ann. 1899. V. 67. P. 69.
3. *Niedbalski J.* // *Rev. Sci. Instrum.* 2003. V. 74. Iss. 7. P. 3520.
4. *Li M.-W., Hu Zh., Wang X.-Zh. et al.* // *J. Mater. Sci.* 2004. V. 39. Iss. 1. P. 283.
5. *Chang J.-S., Lawless P.A., Yamamoto T.* // *IEEE Trans. Plasma Sci.* 1991. V. 19. № 6.
6. *Goldman M., Goldman A., Sigmond R.S.* // *Pure Appl. Chem.* 1985. V. 57. № 9. P. 1353.
7. *Petrov A.A., Amirov R.H., Samoylov I.S.* // *IEEE Trans. Plasma Sci.* 2009. V. 37. № 7.
8. *Kurnayev V.A., Protasov Yu.S., Tsvetkov I.V.*, Introduction to Beam Electronics: Training Manual / Ed. Kurnayev V.A. М.: МЭФПИ, 2008.
9. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* // *Электродинамика сплошных сред.* М.: Наука, 1982. С. 620.
10. *Климов В.В.* // *Наноплазмоника.* Москва: Физматлит, 2009. С. 480.
11. *Майер С.А.* // *Плазмоника.* М.: НИЦ Регулярная и хаотическая динамика, 2011. С. 296.
12. *Борен К, Хафмен Л.* // *Поглощение и рассеяние света малыми частицами.* М.: Мир, 1986. С. 660.
13. *Lushnikov A.A., Simonov A.J.* // *Z. Physik.* 1974. V. 270. P. 17.
14. *Lushnikov A.A., Maksimenko V.V., Simonov A.J.* // *Solid State Commun.* 1976. V. 20. P. 545.
15. *Lushnikov A.A., Maksimenko V.V., Simonov A.J.* // *Z. Physik.* B. 1977. V. 27. P. 321.
16. *Maksimenko V.V., Simonov A.J., Lushnikov A.A.* // *Phys. Stat. Sol. B.* 1977. V. 82. P. 685.
17. *Lushnikov A.A., Maksimenko V.V., Simonov A.J.* *Electromagnetic Surface Modes in Small Metallic Particles / Electromagnetic Surface Modes /* Ed. Boardman A.D. Chichester: J. Wiley, 1982, P. 305.
18. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* // *Квантовая механика. Нерелятивистская теория.* М.: Наука, 1974. С. 752.
19. *Migdal A.B.* // *Theory of Finite Fermi System and Application to Atomic Nuclei.* New York: J. Wiley, 1967. P. 318.
20. *Куммель Ч.* // *Введение в физику твердого тела.* М.: Наука, 1978. С. 791.

Particle Generation in the Corona Discharge

V. A. Zagaynov^{1, *}, V. V. Maksimenko^{1, **}, N. P. Kalashnikov¹, I. E. Agranovski³,
V. D. Chausov^{1, 4}, D. K. Zagaynov^{2, 4}

¹National Research Nuclear University MEPHI, Moscow, 115409 Russia

²National Research Technology University MISIS, Moscow, 119049 Russia

³School of Engineering and Built Environment, Griffith University, Brisbane, QLD, 4111 Australia

⁴V.L. Talrose Institute for Energy Problems of Chemical Physics, N.N. Semenov Federal Research Center for Chemical Physics RAS, Moscow, 119334 Russia

*e-mail: vzagaynov@yandex.ru

**e-mail: vmaksim@mail.ru

Experimental data on the particle generation in the corona discharge space were obtained. The size distribution of these particles was measured as a function of the discharge parameters. The particle size spectra were shown to practically not depend on the polarity of the active electrode, but were determined only by the potential difference and current strength. Various materials were studied as objects: iron, copper, silver, molybdenum, tungsten, and graphite. The measurements were carried out under normal conditions in various gaseous media: in air, nitrogen, and argon. A theoretical model of the interaction of corona discharge plasma with a metal surface was developed. The extraction of atoms from crystal lattice was supposed to occur as a result of collective excitations of the metal electron gas. The model was based on the resonant excitation of a plasmon in the surface layer of a metal during inelastic scattering of charged particles of a corona discharge on the electrons of a metal sample. Using the electrostatic imaging method, it was shown that the Coulomb interaction of a negative charge density wave on the surface with a near-surface ion of the crystal lattice was capable of tearing the ion out of the metal. The interaction cross section of this process was estimated. These results are in qualitative agreement with the experimental data, which confirms the validity of the chosen interaction model.

Keywords: corona discharge, nanoparticles, aerosol spectrometer, metal surface, surface plasmons, inelastic scattering.