УДК 621.762

Л. А. Лялин, К. И. Семенов, Н. Х. Копыт

Одесский национальный университет им. И. И. Мечникова,
г. Одесса, ул. Дворянская 2

Взаимодействие электронов и ионов кислорода с граничной сферой при фотоэмиссионной зарядке сферической аэрозольной частицы

С целью изучения процесса фотоэмиссионной зарядки сферической аэрозольной частицы представлена модель граничной сферы, предполагающая разделение воздушного пространства, окружающего аэрозольную частицу, на кинетическую и диффузионную зоны. Получено выражение для коэффициента отражения фотоэлектронов, эмиттированных поверхностью частицы, от граничной сферы и выражение для потока ионов кислорода от граничной сферы к поверхности частицы. Это позволяет сформулировать условие непрерывности потока заряда через границу кинетической зоны частицы и использовать его в качестве одного из граничных условий задачи диффузионного переноса заряда от граничной сферы в окружающее воздушное пространство.

При исследовании процесса фотоэмиссионной зарядки сферической аэрозольной частицы может быть использована модель граничной сферы [1-9]. Принятая нами модель предполагает окружение частицы радиуса r концентрической сферой, находящейся от ее поверхности на расстоянии $l=\left(l_{o_2}+l_e\right)/2$ среднем между длиной свободного пробега иона кислорода l_{o_2} и электрона l_e. Эти параметры соотносятся как $l_e=4\sqrt{2}l_{o_2}$ [10]. При нормальных условиях $l_{o_2}=6\cdot 10^{-8}$ м [11]. Предполагается, что внутри пространства, ограниченного поверхностью частицы и граничной сферой, электроны и ионы движутся без взаимных столкновений, сталкиваясь лишь с граничной сферой и поверхностью частицы. Это пространство называется кинетической зоной. Взаимодействие потока фотоэмиссионного заряда, испускаемого поверхностью частицы, с граничной сферой приводит к тому, что часть этого потока возвращается на частицу, а часть выходит за граничную сферу, участвуя в диффузионном переносе заряда. Используя условие непрерывности потока заряда через граничную сферу, можно получить уравнение зарядки частицы в явном виде.

Рассмотрим детально процесс столкновения электронов, эмиттированных поверхньостью частицы, с граничной сферой в области начального отрицательного заряда частицы. При попадании на поверхность частицы (капли) потока квантов излучения $\pi r^2 \Phi_0$, из неё выбивается поток заряда электронов

$$I_0 = \pi r^2 \Phi_0 \gamma e, \tag{1}$$

где Φ_0 — интенсивность излучения, γ — квантовый выход, e — заряд электрона. Все, испускаемые поверхногстью частицы электроны, отталкиваются её кулоновским полем и достигают граничной сферы. Часть электронов сталкивается с молекулами кислорода и образует отрицательные ионы 0_2^-, так как энергия сродства к электрону EA у молекулы кислорода положительна и процесс прилипания электрона к ней энергетически выгоден [12]. Некоторое количество ионов кислорода возвращается на поверхность частицы, отдавая ей электроны, если работа выхода электрона с поверхности частицы больше энергии сродства к электрону молекулы кислорода [12]. Другие ионы кислорода выходят за пределы граничной сферы, участвуя в диффузионном переносе заряда.

Электроны, столкнувшиеся с молекулами азота, ионов не образуют, а претерпевают упругие взаимодействия [12,13]. После этого часть рассеянного потока электронов может вернуться на поверхность частицы и захватиться ею. Другая его часть выходит за пределы граничной сферы, участвуя в образовании ионов кислорода O_2^- и, в конечном счёте, в диффузионном перенросе заряда.

При увеличении отрицательного заряда частицы вероятность возврата ионов O_2^- и электронов на частицу уменьшается и фотоэмиссионный ток с её поверхности может достигнуть состояния насыщения.

Явление фотоэмиссии с поверхности сферической частицы может быть охарактеризовано коэффициентом отражения фотоэлектронов от граничной сферы, который определим как отношение потока электронов, рассеянных на молекулах азота и вернувшихся на поверхность частицы I^*, к величине фототока насыщения I_0 [14]

$$K(Q) = \frac{I^*}{I_0}. \tag{2}$$

Коэффициент $K(Q)$ будет являться функцией величины заряда частицы. Важным параметром, связанным с $K(Q)$, является телесный угол Ω_0 рис.1, в пределах которого электроны, рассеянные на граничной сфере, возвращаются на частицу. Для нахождения телесного угла определим сначала связанный с ним предельный угол отскока электронов α_0 от граничной сферы рис.1. Электроны, векторы скоростей которых образуют с поверхностью граничной сферы углы бсльше α_0, возвращаются на частицу, электроны, отскочившие под меньшим углом, возвращаются к граничной сфере. По-видамому, величина угла α_0 связана с высотой потенциального барьера внутри кинетической зоны, который должен цреодолеть электрон, отражённый от граничсной сферы, для того, чтобы вернуться на поверхность частицы. Барьер этот обусловлен суперпозицией кулоновского поля отталкивания, действующего на электрон со стороны отрицательно заряженной частицы, и поля притяжения зеркальных сил на малых расстоаниях от электрона до поверхности частицы [15].

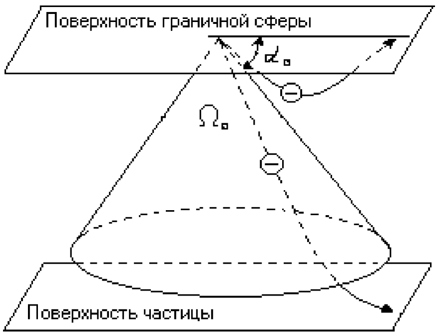

Рис. 1. α_0 — предельный угол отскока электрона от поверхности граничной сферы; Ω_0 — соответствующий телесный угол.

При условии, что $r >> l$ высота потенциального барьера внутри кинетической зоны определяется выражением [5]

$$\Pi = \frac{el}{4\pi\varepsilon_0 r^2}\left(Q^{\frac{1}{2}} - \frac{re^{\frac{1}{2}}}{2l}\right)^2, \tag{3}$$

где ε_O — электрическая постоянная, Q — величина отрицательного заряда частицы. Определим заряд частицы, при котором потенциальный барьер внутри кинетической зоны отсутствует, то есть Π=0. Для этого приравняем правую часть (3) нулю. Откуда $Q = er^2/4l^2$.

Для отрицательных зарядов сферической частицы, величина которых удовлетворяет неравенству $er^2/4l^2 \geq Q > 0$, электростатическое поле, действующее на электрон внутри кинетической зоны, будет полем притяжения и потенциальный барьер отсутствует.

Перейдем к определению угла α_0 рис.1. Для этого приравняем кинетическую энергию электрона после столкновения с молекулой азота, обусловленную нормальной составляющей скорости $\upsilon \sin\alpha_0$, высоте потенциального барьера (3)

$$\frac{m\upsilon^2}{2}\sin^2\alpha = \frac{el}{4\pi\varepsilon_0 r^2}\left(Q^{\frac{1}{2}} - \frac{re^{\frac{1}{2}}}{2l}\right)^2. \tag{4}$$

Столкновения электронов с молекулами азота в наших условиях можно считать абсолютно упругими.

Кинетическую энергию электрона найдём, используя уравнение Эйнштейна, и, учитывая, что пролетая расстояние l до граничной сферы. электрон получает дополнительную энергию в электростатическом поле, равную высоте потенциального барьера (3)

$$\frac{m\upsilon^2}{2} = \left(h\nu - A_b\right) + \frac{el}{4\pi\varepsilon_0 r^2}\left(Q^{\frac{1}{2}} - \frac{re^{\frac{1}{2}}}{2l}\right)^2 \tag{5}$$

Здесь h — постоянная Планка; ν — частота излучения; A_b — работа выхода. Подставляя (5) в (4), получим выражение, определяющее угол α_O

$$\sin\alpha_0 = \frac{\left(\frac{el}{4\pi\varepsilon_0 r^2}\right)^{\frac{1}{2}}\left(Q^{\frac{1}{2}} - \frac{re^{\frac{1}{2}}}{2l}\right)}{\left[\left(h\nu - A_b\right) + \frac{el}{4\pi\varepsilon_0 r^2}\left(Q^{\frac{1}{2}} - \frac{re^{\frac{1}{2}}}{2l}\right)^2\right]^{\frac{1}{2}}}. \tag{6}$$

Зная угол α_0, перейдём к телесному углу Ω_0 рис.1

$$\Omega_0 = 2\pi\left(1 - \sin\alpha_0\right). \tag{7}$$

Для телесных углов $\Omega \le \Omega_0$ все электроны, отражённые от граничной сферы, при столкновениях с молекулами азота возвращаются на частицу, для углов $\Omega > \Omega_0$ часть электронов возвращается на граничную сферу.

Найдём вероятность столкновенния электронов, испущенных поверхностью частицы вследствие фотоэмиссии, с молекулами азота. Для этогол будем считать, что воздух на 77% состоит из азота и на 23% из кислорода [16].

Другие его компоненты по причине малой концентрации не влияют существенным образом на рассматриваемый процесс. Тогда эта вероятность будет определяться долей площади поверхности граничной сферы, занятой молекулами азота [1]

$$\frac{S_{N_2}}{S}=\frac{\left(\frac{0,77}{\mu_{N_2}}\right)^{\frac{2}{3}}}{\left(\frac{0,77}{\mu_{N_2}}\right)^{\frac{2}{3}}+\left(\frac{0,23}{\mu_{O_2}}\right)^{\frac{2}{3}}}, \qquad (8)$$

где μ_{N_2} и μ_{O_2} — соответственно молярные массы азота и кислорода.

Будем считать, что после столкновений электронов с молекулами азота положения их векторов скоростей равновероятны по всем направлениям [2]. Если ток с поверхности частицы I_0, то часть потока электронов, рассеянных на молекулах азота и вернувшихся внутрь граничной сферы, то есть в пределы телесного угла 2π, найдём как [2]

$$I=0,5I_0\frac{S_{N_2}}{S}. \qquad (9)$$

Введем обозначение $0,5\frac{S_{N_2}}{S}=\sigma_{N_2}$. Из этого потока электронов доля, вернувшихся на частицу, пропорциональна отношению телесных углов $\Omega_O/2\pi$

$$I_1^*=\sigma_{N_2}I_0\frac{\Omega_0}{2\pi}. \qquad (10)$$

Электроны, отскочившие от поверхности граничной сферы в пределах угла $(2\pi-\Omega_0)$, возвращаются на сферу

$$I_1=\sigma_{N_2}I_0\left(1-\frac{\Omega_0}{2\pi}\right). \qquad (11)$$

Из этого потока электронов доля, участвующих в повторном столкновении с атомами азота и вернувшихся на частицу, запишется по аналогии с (10)

$$I_2^*=\sigma_{N_2}^2I_0\left(1-\frac{\Omega_0}{2\pi}\right)\frac{\Omega_0}{2\pi}. \qquad (12)$$

Соответственно доля птока электронов, вернувшихся на сферу, имеет вид

$$I_2 = \sigma_{N_2}^2 I_0 \left(1 - \frac{\Omega_0}{2\pi}\right)^2 . \qquad (13)$$

Запишем очередную составляющую потока электронов, столкнувшихся с молекулами азота и вернувшихся на поверхность частицы

$$I_3^* = \sigma_{N_2}^3 I_0 \left(1 - \frac{\Omega_0}{2\pi}\right)^2 \frac{\Omega_0}{2\pi} . \qquad (14)$$

Проводя аналогичные рассуждения, можно показать, что доля потока электронов, обусловленная n-ным столкновением с граничной сферой и вернувшихся на поверхность частицы равна

$$I_n^* = \sigma_{N_2}^n I_0 \left(1 - \frac{\Omega_0}{2\pi}\right)^{n-1} \frac{\Omega_0}{2\pi} . \qquad (15)$$

Из приведенных выше рассуждений ясно, что поток электронов, вернувшихся на поверхность частицы после многократных столкновений с молекулами азота, определяется суммой следующего вида:

$$I^* = \sum_{n=1}^{\infty} \sigma_{N_2}^n I_0 \left(1 - \frac{\Omega_0}{2\pi}\right)^{n-1} \frac{\Omega_0}{2\pi} . \qquad (16)$$

Выражение (16) представляет собой сумму членов бесконечной убывающей геометрической прогрессии, первый член которой $a_1 = \sigma_{N_2} I_0 \frac{\Omega_0}{2\pi}$, а знаменатель $q = \sigma_{N_2}\left(1 - \frac{\Omega_0}{2\pi}\right)$. Это обстоятельство позволяет найти I^* , используя известную формулу

$$I^* = \frac{a_1}{1-q} . \qquad (17)$$

Подставляя a_1 и q в (17) , получим выражение для потока электронов, вернувшихся на поверхность частицы в окончательном виде:

$$I^* = \frac{\sigma_{N_2} I_0 \Omega_0 / 2\pi}{1 - \sigma_{N_2}\left(1 - \frac{\Omega_0}{2\pi}\right)} . \qquad (18)$$

Учитывая ранее принятое обозначение (2), найдём выражение для коэффициента отражения электронов от граничной сферы

$$K(Q)=\frac{\sigma_{N_2}\Omega_0/2\pi}{1-\sigma_{N_2}\left(1-\dfrac{\Omega_0}{2\pi}\right)}. \tag{19}$$

Проводя элементарные преобразования с учётом (7), приведем (19) к виду:

$$K(Q)=\frac{\sigma_{N_2}(1-\sin\alpha_0)}{1-\sigma_{N_2}\sin\alpha_0}. \tag{20}$$

Рассмотрим зависимость $K(Q)$ от величины заряда частицы. Для отрицательного заряда частицы, величина которого $0\le Q\le er^2/4l$ и для её положительного заряда потенциальный барьер отсутствует, результирующим полем внутри граничной сферы будет поле притяжения, $\alpha_0=0$ и все электроны, рассеянные внутрь граничной сферы, захватываются поверхностью частицы. Коэффициент отражения электронов (20) будет постоянной величиной $K(Q)=\sigma_{N_2}$. Для отрицательного заряда частицы, величина которого $Q>er^2/4l^2$ с ростом Q происходит рост потенциального барьера, соответственно растёт угол α_0 рис.1. Из выражений (6) и (20) следует, что $Q\to\infty, \sin\alpha_0\to 1$, и $K(Q)\to 0$. В предельном случае все электроны, отражённые от граничной сферы, возвращаются на сферу, участвуют в повторных многократных рассеяниях на молекулах азота и, в конечном счёте, выходят за её пределы.

Численные оценки величины $K(Q)$ показывают, что для капель растворов красителей трифенилметанового ряда с r=140 мкм с которыми производились экспериментальные исследования [5,6] для $Q=5\cdot10^{-12}-10^{-11}$ Кл, величина $K(Q)$ составляет несколько сотых долей единицы. При таких отрицательных зарядах потоком электронов к поверхности частицы практически можно пренебречь.

Часть фотоэлектронов. испускаемых частицей, сталкиваясь с молекулами кислорода на граничной сфере, образуют отрицательные ионы O_2^-. Найдём концентрацию ионов кислорода на граничной сфере, величина скорости кроторых заключена в пределах от υ_{O_2} до $\upsilon_{O_2}+d\upsilon_{O_2}$, считая функцию распределения их по скоростям $f(\upsilon_{O_2})$ максвелловской

$$dn_{\upsilon_{O_2}}=n_{O_2}f(\upsilon_{O_2})d\upsilon_{O_2} \tag{21}$$

где n_{O_2} — концентрация ионов кислорода на граничной сфере. Из этого количества часть ионов будет иметь скорости, лежащие в пределах элементарного телесного угла $d\Omega_{\Theta,\varphi}$ рис.2

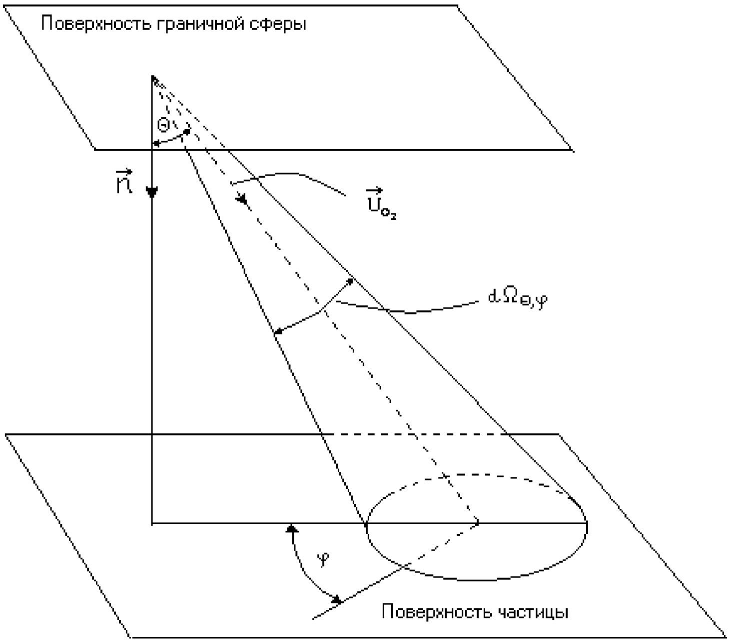

Рис. 2. $d\Omega_{\Theta,\varphi}$ — элементарный телесный угол, Θ — полярный угол, φ — азимутальный угол, $\vec{\upsilon}_{o_2}$ — вектор скорости иона кислорода, $\vec{n}$ — вектор нормали к поверхности частицы.

$$dn_{\upsilon_{O_2},\Theta,\varphi} = dn_{\upsilon_{O_2}} \frac{d\Omega_{\Theta,\varphi}}{4\pi} \tag{22}$$

где Θ и φ соответственно полярный и азимутальный углы. Количество ионов, которые в данном направлении с данным интервалом скоростей, за единицу времени достигнут единицы площади поверхности частицы, найдём как

$$di_{\upsilon_{O_2},\Theta,\varphi} = \frac{dn_{\upsilon_{O_2}}}{4\pi} d\Omega_{\Theta,\varphi} \upsilon_{O_2} \cos\Theta \tag{23}$$

Расписывая $d\Omega_{\Theta,\varphi} = \sin\Theta d\Theta d\varphi$, и подставляя (21) в (23), получим

$$di_{\upsilon_{O_2},\Theta,\varphi} = \frac{n_{\upsilon_{O_2}} \upsilon_{O_2} f(\upsilon_{O_2}) d\upsilon_{O_2} \sin\Theta \cos\Theta d\Theta d\varphi}{4\pi} \tag{24}$$

Для того, чтобы найти полное количество ударов ионов кислорода об единичную площадку поверхности частицы за единицу времени, следует проинтегрировать (24) по скоростям от 0 до ∞, по углу φ от 0 до 2π и по углу Θ от 0 до Θ_O, где Θ_O — предельный полярный угол. Ион кислорода, вектор скорости которого образует с направлением нормали к поверхности частицы угол меньше Θ_O, преодолевает потенциальный барьер, величина которого определяется формулой (3) и сталкивается с поверхностью частицы. Величину угла Θ_O найдём из закона сохранения энергии иона кислорода, приравнивая кинетическую энергию теплового движения иона кислорода, определяемую нормальной составляющей скорости, величине потенциального барьера (3)

$$\frac{m_{O_2}\upsilon_{O_2}^2}{2}\cos^2\Theta_0 = \frac{el}{4\pi\varepsilon_0 r^2}\left(Q^{\frac{1}{2}} - \frac{re^{\frac{1}{2}}}{2l}\right)^2 \tag{25}$$

Откуда

$$\cos^2\Theta_0 = \frac{el}{2\pi\varepsilon_0 r^2 m_{O_2}\upsilon_{O_2}^2}\left(Q^{\frac{1}{2}} - \frac{re^{\frac{1}{2}}}{2l}\right)^2 \tag{26}$$

Интегрируя (24) в указанных выше пределах по углам φ и Θ имеем

$$di_{\upsilon_{O_2}} = n_{O_2}\frac{\left(1-\cos^2\Theta_0\right)}{4}\upsilon_{O_2} f(\upsilon_{O_2}) d\upsilon_{O_2} \tag{27}$$

Последующее интегрирование (27) по скоростям, с учётом явного вида функции распределения Максвелла $f(\upsilon_{O_2}) = \left(m_{O_2}/2\pi kT\right)^{\frac{3}{2}} \exp\left(-m\upsilon_{O_2}^2/2kT\right)4\pi\upsilon_{O_2}^2$ и выражения (26), даёт полный поток ионов кислорода к единице площади поверхности отрицательно заряженной частицы

$$i_{O_2} = \frac{1}{4}n_{O_2}\left[\bar{\upsilon}_{O_2} - \frac{el}{\left(2m_{O_2}kT\right)^{\frac{1}{2}}\pi^{\frac{3}{2}}\varepsilon_0 r^2}\left(Q^{\frac{1}{2}} - \frac{re^{\frac{1}{2}}}{2l}\right)^2\right], \tag{28}$$

где $\overline{\upsilon_{O_2}} = \left(8kT/\pi m_{O_2}\right)^{\frac{1}{2}}$ — средняя скорость ионов кислорода.

Для отрицательного заряда частицы, величина которого удовлетворяет неравенству $0 \le Q \le er^2/4l^2$, и для её положительного заряда, тормозящее действие электростатического поля внутри граничной сферы отсутствует, член, зависящий от заряда в правой части выражения (28), равен нулю и данная формула сводится к известному выражению для потока молекул через площадь плоской поверхности равную единице $i_{O_2} = 1/4 n_{O_2} \overline{\upsilon_{O_2}}$ [17].

Полагая в (28) $i_{O_2} = 0$ и решая уравнение относительно Q , найдём предельный отрицательный заряд, при котором поток ионов кислорода к поверхности частицы от граничной сферы прекращается

$$Q_0 = \left[\frac{re^{\frac{1}{2}}}{2l} + 2\left(\frac{\pi kT \varepsilon_O r^2}{el} \right)^{\frac{1}{2}} \right]^2 . \tag{29}$$

Введем обозначение

$$\Psi(Q) = \frac{el}{\left(2m_{O_2} kT\right)^{\frac{1}{2}} \pi^{\frac{3}{2}} \varepsilon_O r^2} \left(Q^{\frac{1}{2}} - \frac{re^{\frac{1}{2}}}{2l} \right)^2 . \tag{30}$$

С учётом этого, полный поток заряда, создаваемый ионами кислорода к поверхности частицы, найдём, умножая (28) на площадь поверхности граничной сферы $S = 4\pi(r+l)^2$ и на величину элементарного заряда e

$$I_{O_2} = \pi(r+l)^2 n_{O_2} \left[\overline{\upsilon_{O_2}} - \Psi(Q) \right] e . \tag{31}$$

При отрицательных зарядах на частице, превосходящих величину Q_O , определяемую выражением (29), электростатическое поле полностью тормозит поток ионов кислорода от граничной сферы к поверхности частицы $I_{O_2} = 0$. В этом случае обмен зарядом между граничной сферой и частицей будет осуществляться только посредством электронов. В условиях нашего эксперимента [5,6] $Q_O = 4,5 \cdot 10^{-13}$ Кл.

Поток заряда, выносимый от поверхности сферической аэрозольной частицы за пределы граничной сферы, можно найти как разность между потоком фотоэлектронов с поверхности частицы и потоком заряда от граничной сферы к поверхности частицы

$$I = I_O - K(Q) I_O - \pi (r+l)^2 n_{O_2} e \left[\overline{\upsilon_{O_2}} - \Psi(Q) \right]. \qquad (32)$$

Выражение, подобное (32), использовалось для решения диффузионной задачи за пределами граничной сферы в качестве граничного условия [5,6]. Это позволило получить аналитическое выражение для потока фотоэмиссионного заряда с поверхности сфыерической аэрозольной частицы.

Литература

1. Лялин Л.А., Суслов А.В. Фотоэмиссия электронов из положительно заряженной аэрозольной частицы// Труды Моск. энерг. ин-та. — 1987. — №149. — С. 110-114.
2. Лялин Л.А., Позигун С.А., Суслов А.В. Влияние газовой среды на фотоэмиссию электронов с аэрозольной частицы, несущей отрицательный заряд// Труды Моск. энерг. ин-та. — 1987. — №149. — С. 115-121.
3. Лялин Л.А., Суслов А.В. Фотоэмиссия жидких аэрозольных частиц// Труды Моск. энерг. ин-та. — 1988. — №185. — С. 63-69.
4. A.V.Suslov, L.A.Lyalin. Eploing the boundary sphere method in modelling photonic emission from a spherical aerosol particle surface // J. aerosol Sci. — 2000. — V. 31. Supp. 1. — P. 761-762.
5. Лялин Л.А. Метод граничной сферы в теории фотоэмиссионной зарядки сферической седиментирующей аэрозольной частицы //Физика аэродисперсных систем. — 2001. — Вып. 38. — С. 36-44.
6. Лялин Л.А., Суслов А.В. Фотоэмиссионная зарядка монодисперсных аэрозольных частиц при атмосферном давлении // Инженерно-физический журнал. — 1991. — Т.60, № 4. — С. 603-610.
7. Лялин Л.А., Семенов К.И. Фотоэмиссионная зарядка коллектива аэрозольных частиц // Инженерно-физический журнал. — 2002. — Т.75, № 2. — С. 196-200.
8. Смирнов В.В. Скорость конденсационного и коагуляционного роста частиц аэрозолей// Труды ЦАО. — 1969. — Вып. 92. — С. 8-105.
9. Верещагин И.П. Левиров В.И., Мирзабекян Г.З., Пащин М.М. Основы электрогазодинамики дисперсных систем. — М.: Энергия, 1974. — 607 с.
10. Капцов Н.А. Электрические явления в газах и вакууме. — М.-Л.: Гостехиздат, 1950. — 833 с.
11. Кикоин И.К., Кикоин А.К. Молекулярная физика. — М.: Физматгиз, 1963. — 500 с.
12. Мак-Даниэль. Процессы столкновений в ионизированных газах: Пер. с англ. — М.: Мир, 1967. — 831 с.
13. Хаксли Л., Кромптон Р. Диффузия и дрейф электронов в газах: Пер. с англ. — М.: Мир, 1977. — 672 с.
14. Суслов А.В., Лялин Л.А., Позигун С.А. Определение коэффициента взаимодействия фотоэлектронов с газовой средой // Актуальные вопросы

физики аэродисперсных систем: Тез. докл. на XIV всесоюзн. конф.: 29 сентября — 2 октября 1986. — Одесса, 1986. — Т.1. — С.66.
15. Шимони К. Физическая электроника: Пер. с нем. — М.: Энергия, 1977. — 607 с.
16. Пилипенко А.Т. Краткий справочник по химии. — К.: Наук. думка, 1987. — 832 с.
17. Фукс Н.А. Испарение и рост капель в газообразной среде. — М.-Л.-Л.:Гостехиздат, 1950. — 91 с.

Л. А. Лялин, К. И. Семенов, Н. Х. Копит

Взаємодія електронів і іонів кисню з граничною сферою при фотоемісійній зарядці сферичної аерозольної частки

АНОТАЦИЯ

З метою вивчення процесу фотоемісійної зарядки сферичної аерозольної частки представлена модель граничної сфери, що припускає поділ повітряного простору, що оточує аерозольну частку, на кінетичну і дифузійну зони. Отримано вираження для коефіцієнта відображення фотоелектронів, эмиттированных поверхнею частки, від граничної сфери і вираження для потоку іонів кисню від граничної сфери до поверхні частки. Це дозволяє сформулювати умову безперервності потоку заряду через границю кінетичної зони частки і використовувати його в якості однієї з граничних умов задачі дифузійного переносу заряду від граничної сфери частки в навколишній повітряний простір.

Lyalin L. A., Semenov K. I., Kopit N. H.

Interaction of electrons and ions of oxygen with the boundary sphere under photoemission charging of spherical aerosol particle

SUMMARY

In order to study the process of photoemission charging of a spherical aerosol particle the model of a boundary sphere is represented. This model supposes the division of air space surrounding an aerosol particle into kinetik and diffusion zones. The expression of the reflection of photoelectrons, which had been emmitted by the surface of a particle from the boundary sphere, and the expression for the stream of ions of oxigen from the boundary sphere to the surface of a particle are received. It allows formulating the condition of the continuity of a stream of a charge through the boundari of the cinetic zone of a particle and use it as one of the boundary conditions of the problem of the diffusion transfer of a charge from the boundary sphere of the particle to the air space surrounding it.