

Math-Net.Ru

All Russian mathematical portal

S. V. Sizykh, The runaway frequency of electrons in a gas discharge, *TVT*, 1993, Volume 31, Issue 1, 3–7

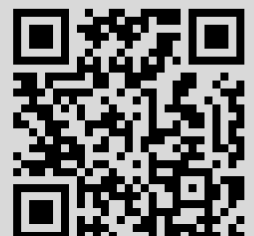
Use of the all-Russian mathematical portal Math-Net.Ru implies that you have read and agreed to these terms of use

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

Download details:

IP: 18.97.9.169

February 18, 2025, 16:16:57



## ИССЛЕДОВАНИЕ ПЛАЗМЫ

УДК 537.52

### ЧАСТОТА УБЕГАНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ В ГАЗОВОМ РАЗРЯДЕ

© 1993 г. С. В. Сизых

Ангарский технологический институт

Поступила в редакцию 18.05.91 г.

На основе решения уравнения типа Фоккера – Планка для функции распределения электронов получена аналитическая оценка частоты убегания электронов в условиях газового разряда. Показано, что вблизи порога частота убегания скачкообразно возрастает при малом увеличении напряженности электрического поля, далее изменяясь сравнительно слабо.

Убегающие электроны (УЭ) в газовом разряде появляются при превышении некоторого критического значения напряженности электрического поля. Перенос УЭ в электрическом поле существенно отличается от обычного дрейфа электронов. Поэтому возникновение УЭ и ионизация ими газа может сильно изменить форму, время формирования и другие параметры разряда. В частности, возможно резкое увеличение скоростей распространения стримеров вследствие опережающей затравочной ионизации газа убегающими электронами [1]. Для исследования механизмов распространения стримеров и других процессов с участием УЭ необходимо знать частоту их образования в газоразрядной плазме.

Убегающие электроны описываются существенно нестационарной и нелокальной функцией распределения электронов (ФРЭ). В стационарных условиях ограниченного газового разряда исследование убегания электронов проводится на основе ФРЭ, зависящей только от координаты [2]. В случае неограниченной однородной плазмы можно рассматривать эволюцию во времени не зависящей от координат ФРЭ [3]. Однако в докритических полях, когда убегание слабо и связанная с ним нестационарность ФРЭ в области энергий ниже и вблизи пороговой энергии убегания не существенна, возможно рассмотрение убегания на основе ФРЭ, зависящей только от энергии электрона и не зависящей ни от времени, ни от координат. Такая задача для условий полностью и слабоионизованной плазмы решалась в [4], где получена зависимость потока УЭ от напряженности электрического поля  $E$ . В данной работе процесс образования УЭ рассматривается в докритических полях для слабоионизованной плазмы, характерной для условий газового разряда. В отличие от [4] оценивается влияние ионизации газа на стационарность ФРЭ. Вместо используемого в [4] борновского приближения принимается характерное для газов сечение столкновений электронов с молекулами, что позволя-

ет объяснить скачкообразный характер зависимости частоты убегания электронов от  $E$ .

Будем считать электрон убегающим, если его энергия больше некоторого критического значения, при котором средняя энергия, набираемая электроном в направлении ускорения данным электрическим полем, превышает потери в результате столкновений с молекулами газа. УЭ могут существовать при любом значении  $E$ , так как потери энергии уменьшаются с ростом энергии УЭ вместе со спадом сечений всех процессов столкновений. Практически УЭ появляются при значениях  $E$ , приблизительно вдвое меньших критического [2]. Под частотой убегания в данной точке следует понимать относительную долю электронов, приобретающих энергию выше критической в единицу времени.

Обсудим кинетику столкновений электронов. В газовом разряде степень ионизации газа мала, поэтому можно пренебречь электрон-электронными и электрон-ионными столкновениями и газ считать холодным. При этом ФРЭ существенно неравновесна и формируется в столкновениях электронов с молекулами газа. Поскольку энергия УЭ много больше энергии возбуждения молекул, то потери энергии происходят в основном в неупругих столкновениях. Дифференциальное сечение рассеяния электрона энергии  $\epsilon$  в газе с возбуждением молекул на уровень с энергией  $\epsilon_i^*$  обозначим  $d\sigma_i(\epsilon, \chi)$ , где  $\chi$  – угол рассеяния.

В рассматриваемых неравновесных условиях восполнение убыли электронов энергии  $\epsilon$  происходит в результате возбуждения уровня молекулы с энергией  $\epsilon_i^*$  электронами с энергией  $\epsilon_i' = \epsilon + \epsilon_i^*$ . Кроме возбуждения существенную роль может играть ионизация молекул электронным ударом. В этом случае энергия  $\epsilon_i^*$ , теряемая падающим электроном, зависит от угла рассеяния  $\chi$  и от полной начальной энергии электрона  $\epsilon_i' = \epsilon + \epsilon_i^*$ . В случае упругих столкновений потери энергии относительно малы и их можно не учитывать. Из-за малости концентрации возбужденных частиц сверхупругие столкновения не учитываются.

Запишем уравнение Больцмана для ФРЭ  $f(t, z, v, \theta)$

$$\frac{\partial f}{\partial t} + v_z \frac{\partial f}{\partial z} + \frac{eE \partial f}{m_e \partial v_z} = Sif, \quad (1)$$

где  $t, z$  – время и продольная координата, совпадающая по направлению с вектором ускорения электрона полем;  $\theta$  – угол между вектором скорости  $v$  и осью  $z$ ,  $v_z$  – проекция  $v$  на ось  $z$ .

Представим интеграл столкновений  $Sif$  в дифференциальной форме [4], учитывая перечисленные процессы столкновений электронов,

$$Sif = \frac{1}{v^2} \frac{\partial}{\partial v} \left\{ v^2 \left[ D(v) \frac{\partial f}{\partial v} + \frac{f(v)}{m_e} \right] \right\} + \frac{v_n(v)}{2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left( \sin \theta \frac{\partial f}{\partial \theta} \right), \quad (2)$$

где  $F(v) = n \sum_i \epsilon_i^* \sigma_i(v)$ ;  $D(v) = IF(v)/2m_e^2 v$ ;  $n$  – концентрация молекул газа;  $I$  – энергия ионизации;  $\epsilon_i^*$  и  $\sigma_i(v)$  – энергия и полное сечение возбуждения для  $i$ -го процесса;  $v_n(v) = nv \sum_i (1 - \cos \theta) d\sigma_i(v, \theta)$  – частота рассеяния электрона молекулой. В случае ионизации роль энергии возбуждения играет среднее значение энергии, теряемой падающим электроном  $\bar{\epsilon}_i^* = \int \epsilon_i^*(\chi) d\sigma_i(v, \chi) / \sigma_i(v)$ . Представление (2) справедливо, если энергия электрона  $\epsilon$  заметно больше средних потерь энергии в одном соударении.

Обсудим условия квазистационарного и однородного приближений для (1). Согласно расчетам [5] в  $N_2$ , например, характерная энергия УЭ  $\epsilon_y \approx 150$  эВ. Напряженность поля, при которой появляется УЭ в  $N_2$  для давления 1 атм  $E_{кр} \approx 4 \times 10^5$  В/см [6]. Пороговая энергия убегания увеличивается обратно пропорционально  $E$ , однако само убегание, видимо, существенно лишь до  $E \sim E_{кр}/2$  [2]. Поэтому оценка  $\epsilon_y$  может быть увеличена не более чем вдвое, и остается справедливой по порядку величины. Характерные значения времени и длины набора электронами энергии убегания  $\epsilon_y$ , соответственно,  $\tau \sim 2\epsilon_y / eE_{кр} v_y \sim 10^{-12}$  с,  $\Delta \sim \epsilon_y / eE_{кр} \sim 10^{-3}$  см, где  $v_y$  – скорость электрона с энергией  $\epsilon_y$ . Характерное время торможения электрона с энергией, меньшей пороговой ( $\epsilon < \epsilon_y$ ), порядка  $\tau$ , так как при этом средняя скорость потерь энергии в неупругих столкновениях  $(d\epsilon/dt)_{неупр}$  порядка средней скорости набора энергии  $eE_{кр} v_y$ . Таким образом,  $\tau$  и  $\Delta$  определяют время и длину формирования ФРЭ. Для выполнения условий квазистационарности и однородности время и длина формирования ФРЭ должны быть много меньше характерных времени и длины изменения ФРЭ в разряде  $\tau \ll \tau_{хар}$ ,  $\Delta \ll \Delta_{хар}$ .

Если частота убегания достаточно мала, то время  $\tau_{хар}$  определяется временем изменения концентрации электронов в результате ионизации газа электронным ударом. При условии малости концентрации УЭ ионизация газа определяется электронами сравнительно малой энергии  $\epsilon < 10$  эВ и для рассматриваемых условий  $\tau_{хар} \sim \tau_{ион} \sim 10^{-11}$  с. Поскольку  $\tau \ll \tau_{хар}$ , то условие квазистационарности выполнено. Предположим, что условие однородности также выполняется.

В приближениях квазистационарности и однородности левую часть уравнения (1) можно записать в виде

$$\frac{df}{dt} = \frac{eE \partial f}{m_e \partial v_z} = \frac{eE}{m_e} \left( \cos \theta \frac{\partial f}{\partial v} - \frac{\sin \theta}{v} \frac{\partial f}{\partial \theta} \right).$$

Перейдем в последнем выражении, а также в (2) от переменной  $v$  к энергии  $\epsilon$ . В результате (1) запишется в виде уравнения типа Фоккера – Планка

$$eE \left[ \frac{1}{\epsilon} \frac{\partial (\epsilon f)}{\partial \epsilon} v \cos \theta - \frac{1}{m_e v \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (f \sin^2 \theta) \right] = \frac{2}{m_e v} \frac{\partial}{\partial \epsilon} \left\{ \epsilon F(\epsilon) \left[ \frac{I \partial f}{2 \partial \epsilon} + f \right] \right\} + \frac{v_n(\epsilon)}{2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left( \sin \theta \frac{\partial f}{\partial \theta} \right). \quad (3)$$

Проинтегрируем (3) по телесному углу. При этом в силу резкой анизотропии  $f(\epsilon, \theta)$  в области убегания [7] положим  $\cos \theta = 1$ . После преобразований можно получить уравнение для проинтегрированной по углу  $\Omega$  ФРЭ, через которую будет выражена частота убегания

$$\frac{1}{\epsilon} \frac{\partial (\epsilon f)}{\partial \epsilon} = \frac{1}{\epsilon} \frac{\partial}{\partial \epsilon} \left\{ \frac{\epsilon \epsilon^*}{\epsilon_\sigma} \left[ \frac{I \partial f}{2 \partial \epsilon} + f \right] \right\}, \quad (4)$$

где  $\dot{f}(\epsilon) = \int f(\epsilon, \theta) d\Omega$ ;  $\epsilon^* = \sum_i \epsilon_i^* \sigma_i(\epsilon) / \sigma(\epsilon)$  – средняя энергия возбуждения;  $\sigma(\epsilon) = \sum_i \sigma_i(\epsilon)$  –

полное сечение столкновений;  $\epsilon_\sigma = eE / n\sigma$  – средняя энергия, набираемая электроном в поле между двумя столкновениями.

Обсудим зависимости от энергии  $\epsilon$  параметров, входящих в коэффициенты (4). В области больших энергий сечения возбуждения в рамках брнновского приближения имеют одинаковую зависимость от энергии  $\sigma_i \sim 1/\epsilon$ . Поэтому средняя энергия возбуждения  $\epsilon^*$  практически от  $\epsilon$  не зависит и ниже считается постоянной. Энергетическая зависимость  $\epsilon_\sigma$  определяется зависимостью от

энергии полного сечения столкновений  $\sigma = \sum_i \sigma_i$ .

На рис. 1. приведено полное сечение рассеяния электронов  $\sigma$  в лучае  $N_2$  по данным [8]. Видно, что сечение  $N_2$  (кривая 1) удовлетворительно аппроксимируется постоянным значением  $\sigma_0 = 1.5 \times 10^{-15} \text{ см}^2$  в области энергий электронов  $\epsilon \leq \epsilon_0 \approx 200 \text{ эВ}$  и зависимостью вида  $\sigma = \sigma_0 \epsilon_0 / \epsilon$  в области  $\epsilon > \epsilon_0$  (кривая 2). Подобная аппроксимация приближенно описывает реальные сечения рассеяния электронов в любом газе и ниже используется при решении (4). Детальные зависимости сечения и ФРЭ  $\hat{f}(\epsilon)$  в области малых энергий  $\epsilon \leq 10 \text{ эВ}$  несущественны, поскольку убежание электронов происходит в области больших энергий.

В области малых энергий электронов  $\epsilon$  уравнение (4) неприменимо. Поэтому в этой области используются расчетные данные по ФРЭ в  $N_2$  [7, 8], которые хорошо аппроксимируются зависимостью вида

$$\hat{f}(\epsilon) \sim e^{-\epsilon/\Delta\epsilon}, \quad (5)$$

где значение  $\Delta\epsilon$  близко к энергии ионизации.

Рассмотрим (4) для области больших  $\epsilon$ . После первого интегрирования получим

$$\epsilon \left[ \left( 1 - \frac{\epsilon^*}{\epsilon_\sigma} \right) \hat{f} - \frac{\epsilon^* I \partial \hat{f}}{2 \epsilon_\sigma \partial \epsilon} \right] = C, \quad (6)$$

где  $C$  – поток электронов в пространстве энергий.

Решение (6) имеет вид

$$\hat{f}(\epsilon) = F(\epsilon) \left[ 1 - \frac{2C}{\epsilon^* I} \int_{\epsilon_\sigma}^{\epsilon} \frac{\epsilon_\sigma d\epsilon}{\epsilon F(\epsilon)} \right], \quad (7)$$

где  $F(\epsilon) = \hat{f}_n \exp \left[ \int_{\epsilon_n}^{\epsilon} 2(\epsilon_\sigma - \epsilon^*) / (\epsilon^* I) d\epsilon \right]$ ,  $\hat{f}_n = \hat{f}(\epsilon_n)$  – значение ФРЭ при некотором гранич-

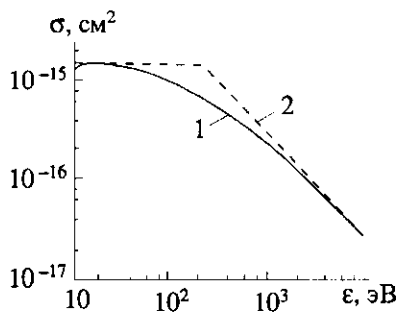


Рис. 1. Полное сечение рассеяния электронов в  $N_2$  (1) и его аппроксимация (2).

ном значении энергии  $\epsilon_n \sim I$ , выше и ниже которого ФРЭ имеет вид, соответственно, (5) и (7).

Решение (7) справедливо для энергий электронов вблизи порога убежания  $\epsilon \sim \epsilon_c$ , где критическая энергия  $\epsilon_c$  определяется условием равенства набираемой в поле и теряемой в соударениях энергии  $\epsilon_\sigma = \epsilon^*$ . Подставляя  $\epsilon_\sigma$  из (4) и учитывая зависимость полного сечения от энергии  $\sigma = \sigma_0 \epsilon_0 / \epsilon$ , получим

$$\epsilon_c = \frac{\epsilon_0 \epsilon^*}{\epsilon_{\sigma_0}} = \frac{\epsilon_0 E_c}{E}, \quad (8)$$

где  $\epsilon_{\sigma_0} = eE/n\sigma_0$ ,  $E = \sigma_0 n \epsilon^* / e$ . Зависимость критической энергии (8) верна в области  $E < E_c$ . В области же  $E > E_c$  стационарное решение неприменимо и порог убежания определить нельзя, так как при любых энергиях  $\epsilon_\sigma > \epsilon^*$ .

Вычислим поток  $C$ , входящий в (7). Стационарное приближение (7) справедливо, пока  $\epsilon \sim \epsilon_c$ . В области более высоких энергий движение УЭ в газовом разряде носит направленный характер и они покидают область образования. Уход УЭ из области образования учтем введением некоторого верхнего значения энергии УЭ  $\epsilon_b > 2\epsilon_c$ , при котором приблизительно выполняются условия квазистационарности и отсутствия УЭ  $\hat{f}(\epsilon_b) = 0$ .

Подставляя в последнее условие  $\hat{f}(\epsilon)$  из (7), найдем выражение для потока

$$C = \frac{\epsilon^* I}{2} \int_{\epsilon_n}^{\epsilon_b} \frac{\epsilon_\sigma d\epsilon}{\epsilon F(\epsilon)}. \quad (9)$$

Можно убедиться вычислением, что поток  $C$  практически не зависит от  $\epsilon_b$  и, таким образом, неопределенность выбора значения  $\epsilon_b$  несущественна.

Частота убежания электронов  $\nu_y$  равна доле электронов, протекающих через порог убежания  $\epsilon_c$  в единицу времени. Поскольку ионизацией газа пренебрегается, то число убегающих электронов определяется относительным изменением числа электронов с энергией  $\epsilon < \epsilon_c$ . Соответственно,

$$\text{частота убежания записывается в виде } \nu_y = \int_0^{\epsilon_c} \frac{d\hat{f}}{dt} /$$

$$/ dt \int_0^{\epsilon_c} \sqrt{\epsilon} d\epsilon, \text{ где } d\hat{f}/dt = (eE\nu/\epsilon) \partial(\epsilon\hat{f})/\partial\epsilon - \text{интеграл по телесному углу левой части (3). После}$$

$$\text{подстановки } d\hat{f}/dt \text{ и интегрирования получим } \nu_y =$$

$$= eE \sqrt{2/m_e} \epsilon_c \hat{f}(\epsilon_c) / \int_0^{\epsilon_c} \sqrt{\epsilon} d\epsilon. \text{ Далее подставляя } \hat{f}(\epsilon)$$

из (7) и  $C$  из (9), можно получить

$$v_y = eE \sqrt{\frac{2}{m_e}} \epsilon_c \frac{\gamma f_n}{\int_0^{\epsilon_c} \sqrt{\epsilon} d\epsilon} \exp \left[ - \int_{\epsilon_n}^{\epsilon_c} \frac{2}{\epsilon^* I} (\epsilon^* - \epsilon_\sigma) d\epsilon \right],$$

$$\text{где } \gamma = \frac{\int_{\epsilon_c}^{\epsilon_n} \epsilon_\sigma d\epsilon}{\epsilon F(\epsilon)} / \frac{\int_{\epsilon_n}^{\epsilon_c} \epsilon_\sigma d\epsilon}{\epsilon F(\epsilon)}.$$

В последнем выражении вычислим показатель экспоненты с учетом принятой аппроксимации полного сечения  $\sigma(\epsilon)$  от энергии  $\epsilon$  (рис. 1.). В области  $\epsilon_n > 2\epsilon_c$  оценим входящий в предэкспонент параметр  $\gamma \sim 0.5$ , который слабо зависит от  $\epsilon_n$ . С учетом соотношений  $\epsilon_n \sim \Delta\epsilon \sim \epsilon^* \sim I$  из (5) и (7) следует, что в докритических полях в основной области изменения характерный размер спада ФРЭ  $\tilde{f}(\epsilon)$  порядка  $\epsilon^*$ . Поэтому в предэкспоненте по порядку величины можно оценить  $\int_0^{\epsilon_c} \sqrt{\epsilon} d\epsilon \sim \tilde{f}_n \epsilon^* \sqrt{\epsilon^*}$ . В результате запишем частоту убегания в виде

$$v_y = \frac{eE v_c}{2\epsilon^*} \sqrt{\frac{\epsilon_c}{\epsilon^*}} \exp \left[ - \frac{E_0}{E} \left( 1 - \frac{E^2}{E_c^2} \right) \right], \quad (10)$$

где  $v_c = \sqrt{2\epsilon_c/m_e}$ ,  $E_0 = \sigma_0 n \epsilon_0 (\epsilon^* / I) / e$ .

Оценим входящие в (10) параметры для случая  $N_2$ . Средняя энергия возбуждения приблизительно равна  $\epsilon^* \sim 10$  эВ. Учитывая, что  $\sigma_0 = 1.5 \times 10^{-15}$  см<sup>2</sup>,  $\epsilon_0 = 200$  эВ, для давления в одну атмосферу получим  $E_0 = 8 \times 10^6$  В/см,  $E_c = 4 \times 10^5$  В/см. Предэкспонент  $eE v_c \sqrt{\epsilon_c/\epsilon^*} / 2\epsilon^*$  близок по величине к частоте набора электроном с энергией  $\epsilon_c$  дополнительной энергии  $\epsilon^*$  диффузионного расплыва порога убегания  $\epsilon = \epsilon_c$ , после чего электрон становится убегающим.

Поскольку в (10)  $E_0 \gg E_c$ , то вблизи  $E_c$  частота убегания скачкообразно растет. Полученная оценка  $E_c$  близка к оценке поля убегания в [6], где методом Монте-Карло исследовалась эволюция ФРЭ во времени.

Следует отметить, что учет относительно слабой анизотропии ФРЭ при малых энергиях приведет к увеличению значения поля убегания  $E_c$ . Степень анизотропии ФРЭ определяется упругим рассеянием, учет которого увеличивает  $E_c$  примерно вдвое [2, 9].

Область применимости полученной для частоты убегания  $v_y$  оценки (10) ограничена докритическими полями  $E < E_c$ . В случае  $E > E_c$  приближения, используемые в (4), неприменимы, поскольку существенную роль в формировании ФРЭ

начинают играть процессы роста и убыли числа электронов, соответственно, в результате ионизации газа электронным ударом и убегания. Поскольку в области  $E > E_c$  любой электрон переходит в режим убегания, то однозначно разделить области убегающих и неубегающих электронов нельзя. Однако приближенно будем считать электрон убегающим, если он набрал некоторую энергию  $\epsilon_c \sim \epsilon_0$ , при которой его движение носит направленный характер с постоянным нарастанием энергии. Поскольку при этом диффузия в пространстве энергий не существенна, то уравнение для средней энергии отдельного электрона  $E$  можно записать в элементарном виде

$$\frac{dE}{dt} = (eE - \sigma n \epsilon^*) v, \quad (11)$$

где  $E > \sigma n \epsilon^* / e$ .

Оценим частоту убегания  $v_y$  величиной, обратной времени набора электроном энергии  $\epsilon_0$ , при которой полное сечение  $\sigma$  начинает спадать. Учитывая, что в области  $\epsilon < \epsilon_0$  сечение постоянно ( $\sigma = \sigma_0$ ), согласно (11), получим

$$v_y \sim \frac{eE v_0}{2\epsilon_0} \left( 1 - \frac{E_c}{E} \right). \quad (12)$$

Следует отметить, что формулы (10) и (12), определяющие частоту убегания, соответственно, в областях  $E < E_c$  и  $E > E_c$ , саму область  $E \sim E_c$  не описывают. Объясняется это тем, что в области  $E \sim E_c$  существенны и диффузия в пространстве энергий, и процессы изменения числа электронов в результате ионизации газа и убегания. Результаты численных расчетов процесса убегания электронов в критических и сверхкритических полях с учетом ионизационного роста полного числа электронов приведены, например, в [6, 10]. Как и следовало ожидать, частота убегания (10), (12) удовлетворяет соотношению подобия  $v_y/n = f(E/n)$ .

Оценим начальную энергию УЭ. Это есть минимальная энергия, удовлетворяющая условию убегания, равная в случае  $E < E_c$  согласно (8)  $\epsilon = \epsilon_c = \epsilon_0 E_c / E$ . При  $E > E_c$  энергию УЭ следует положить равной  $\epsilon = \epsilon_0$ , что соответствует частоте убегания (12).

Обсудим характер зависимости частоты убегания  $v_y$  от напряженности электрического поля  $E$ . Большая величина отношения  $E_0/E_c = \epsilon_0/\epsilon^* \gg 1$  в зависимости  $v_y$  от  $E$  (10) определяет экспоненциально малое значение  $v_y$  вплоть до значений  $E \approx E_c$ . Таким образом, в газовом разряде  $v_y$ , имея очень малые значения в докритических электрических полях  $E < E_c$  (10), скачкообразно возрастает в области  $E \sim E_c$ . Далее в области  $E > E_c$   $v_y$  согласно (12) изменяется сравнительно слабо.

## ЛИТЕРАТУРА

1. *Kunhardt E.E., Tzeng Y.* // *Phys. Rev. A.* 1988. V. 38. P. 1410.
2. *Алхазов Г.Д.* // *Ж. техн. физ.* 1974. Т. 44. С. 1044.
3. *Бабич Л.П., Петров Ю.В.* // *Физ. плазмы.* 1977. Т. 3. С. 832.
4. *Гуревич А.В.* // *ЖЭТФ.* 1960. Т. 39. С. 1296.
5. *Бабич Л.П., Станкевич Ю.Л.* // *Ж. техн. физ.* 1972. Т. 42. С. 1669.
6. *Kunhardt E.E., Tzeng Y., Boeuf J.P.* // *Phys. Rev. A.* 1986. V. 34. P. 440.
7. *Kunhardt E.E., Tzeng Y.* // *Phys. Rev. A.* 1986. V. 34. P. 2148.
8. *Phelps A.V.* // *Phys. Rev. A.* 1985. V. 31. P. 2932.
9. *Швейгерт В.А.* // *ТВТ.* 1990. Т. 28. № 1. С. 35.
10. *Gurevich A.V., Dnestrovsky Y.N., Istomin Ya.N. et. al.* // *Proc. XV Int. Conf. Phenom. Ionized Gases. Minsk.* 1981. Contrib. Paper. P. 603.