

04

РОЛЬ НЕЛОКАЛЬНЫХ ЭФФЕКТОВ В ФОРМИРОВАНИИ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ ПО ЭНЕРГИЯМ В ПЛАЗМЕ ПОСЛЕСВЕЧЕНИЯ МОЛЕКУЛЯРНОГО АЗОТА

© А.И.Коротков, А.А.Кудрявцев, Н.А.Хромов

Санкт-Петербургский государственный университет,
199034 Санкт-Петербург, Россия
(Поступило в Редакцию 29 июня 1995 г.)

Приведены результаты теоретического и экспериментального исследования функции распределения электронов по энергиям (ФРЭ) в плазме послесвечения молекулярного азота в условиях, когда в различных областях энергии возможен как локальный, так и нелокальный режимы ее формирования. Показано, что по относительным измерениям ФРЭ в областях колебательного возбуждения и девозбуждения можно получить количественную информацию об абсолютных значениях соответствующих сечений столкновений. Предложена и реализована методика экспериментальной идентификации нелокального формирования ФРЭ в том или ином диапазоне энергии.

В работе [1] теоретически и экспериментально исследовалось формирование функции распределения электронов по энергиям (ФРЭ) в плазме послесвечения молекулярного азота в локальном режиме. Соответствующие критерии применимости локального приближения для ФРЭ в молекулярных газах подробно обсуждались в [2]. Они находятся из сравнения в кинетическом уравнении для изотропной части ФРЭ членов с радиальными градиентами с ее изменениями за счет различных столкновений в объеме и определяются параметром релаксации [2]

$$k = \left(\nu_e + \delta_m \nu_m + \delta_a \nu_a + 8B\nu_r/T + \Delta\varepsilon \nu_v/\varepsilon + \nu^* \right) \tau_{df} = \Lambda^2/\lambda_\varepsilon^2, \quad (1)$$

где ν_e , ν_m , ν_a , ν_r , ν_v , ν^* — соответственно частоты межэлектронных, упругих электрон-молекулярных и электрон-атомных столкновений, возбуждения вращательных, колебательных и электронных состояний молекул; δ_m и δ_a — соответствующие коэффициенты передачи энергии; B — вращательная постоянная; $\Delta\varepsilon$ — колебательный квант; $\tau_{df} = \Lambda^2/D_r$ — время свободной диффузии электрона к стенкам; $D_r = \sqrt{2\varepsilon/m\lambda}/3$ — коэффициент диффузии; $\Lambda = R/2.4$ — диффузионная длина; λ_ε — длина энергетической релаксации электрона с энергией ε [3].

Если $k \gg 1$, что соответствует $\lambda_\epsilon \ll \Lambda$, то ФРЭ можно находить в локальном приближении. В обратном случае $k \gg 1$ ($\Lambda \ll \lambda_\epsilon$), когда поперечная диффузия электронов происходит быстрее, чем изменение их энергии за счет столкновений различного типа, функция распределения является нелокальной [3]. При этом в кинетическом уравнении существенными становятся члены с диффузией и радиальным электрическим полем, а аргументом f является полная энергия $\epsilon = w + e\varphi(r)$, где $w = mv^2/2$, $\varphi(r)$ — профиль радиального потенциала.

При заданном давлении газа p и концентрации электронов N_e в различных областях энергий, где доминируют те или иные процессы столкновений с электронами, возможны различные соотношения между Λ и λ_ϵ . В частности, длина энергетической релаксации относительно упругих соударений с атомами и молекулами и возбуждения вращательных уровней N_2 в силу малости факторов энергообмена ($\delta_m, \delta_a \ll 1, 8V/T \ll 1$) существенно превышает соответствующую величину для неупругих процессов колебательного ν и электронного ν^* возбуждения. Оценки на основе (1) (подробнее см. [2]) показывают, что для типичных $\Lambda = 1$ см в слабоионизованной плазме молекулярного азота ФРЭ локальна во всем диапазоне энергий при давлениях $p > 0.3$ Тор. При уменьшении давления газа возникает ситуация, когда в области колебательного ($1.6\text{эВ} = \epsilon_1 < \epsilon < \epsilon_2 = 3.5\text{эВ}$) и электронного ($\epsilon > \epsilon_3 = 6.2\text{эВ}$) возбуждения ФРЭ локальна, в то время как при энергиях $T_e < \epsilon < \epsilon_1$ и $\epsilon_2 < \epsilon < \epsilon_3$ в слабоионизованной плазме уже возможно $\lambda_\epsilon \gg \Lambda$. При дальнейшем уменьшении давления ФРЭ становится нелокальной во всем интервале энергий [2].

В данной работе приведены результаты теоретического и экспериментального исследования ФРЭ в плазме послесвечения молекулярного азота, когда в областях энергий $\epsilon < \epsilon_1$ и $\epsilon_2 < \epsilon < \epsilon_3$, в которых эффективность неупругих процессов возбуждения колебательных и электронных состояний мала, сказываются нелокальные эффекты ее формирования.

Используя результаты работы [1], будем находить вид ФРЭ в слабоионизованной бестоковой плазме молекулярного азота в различных областях энергий. При этом будем считать, что при $w > \epsilon_{X(0)}^{A(0)}$ ($\epsilon_{X(0)}^{A(0)} = \epsilon_3 = 6.2\text{эВ}$ — энергия возбуждения нижнего электронного состояния $A^3\Sigma_u^+$ из основного состояния x при $\nu = 0$) $\lambda_\epsilon \ll \lambda$, т.е. ФРЭ формируется локально. Решение кинетического уравнения для этого случая было получено в [1]. Было показано, что ФРЭ определяется балансом процессов возбуждения различных электронно-колебательных уровней $A_i(v')$ ($A_i = A^3\Sigma_u^+, B^3\Pi_g, c^3\Pi_u$ и т.д.) из основного состояния молекулы N_2 в различных колебательных состояниях $X(v)$ и обратных процессов девозбуждения

$$X(v) + e + \left\{ \epsilon_{X(v)}^{A_i(v')} \right\} \begin{matrix} \xrightarrow{k^{A_i(v')}} \\ \xleftarrow{} \end{matrix} A_i(v') + e \quad (2)$$

$$f(w, \tau) = \frac{R_E(w, \tau)}{\nu_{X\Sigma}(w, \tau)} = \frac{c_H N_e(\tau) \sum_{A_i(v')} (N_{A_i(\tau)}(v')/g_{A_i(v')})}{\sum_{v, A_i(v')} n_v(\tau) k_{X(v)}^{A_i(v')}(w)} \times \\ \times k_{X(v)}^{A_i(v')}(w) \exp\left(-\left(w - \varepsilon_{X(v)}^{A_i(v')}\right)/T_e\right). \quad (3)$$

Здесь $R_E(w, \tau)$ — источник образования быстрых электронов за счет ударов 2-ого рода состояний $A_i(v')$ с тепловыми электронами; $\varepsilon_{X(v)}^{A_i(v')}$ — энергия соответствующего перехода; $N_{A_i(\tau)}(v')$, $g_{A_i(v')}$ — концентрация и статистический вес состояния $A_i(v')$; $k_{X(v)}^{A_i(v')}(w) = \sigma_{X(v)}^{A_i(v')} \sqrt{2\varepsilon/m}$ — константа возбуждения для процесса (2); $c_H = 2\pi^{-1/2} T_e^{-3/2}$ — константа нормировки максвелловского распределения тепловых электронов; $n_v(\tau)$ — концентрация колебательно-возбужденных молекул основного состояния на уровне с номером v .

При $\varepsilon_2 < \varepsilon < \varepsilon_3$ будем предполагать выполненными условия, когда параметр релаксации относительно квазиупругих процессов

$$k_{e1} = (\nu_e + \delta_m \nu_m + \delta_a \nu_a + 8B\nu_r/T) \tau_{df} \ll 1, \quad (4)$$

что позволяет пренебречь соответствующими членами в кинетическом уравнении по сравнению с диффузией электронов на стенки трубки. В то же время в силу уменьшения n_v с ростом v параметр $k_E = \nu^* \tau_{df}$ меняется от значений $k_E \gg 1$ до $k_E \ll 1$ по мере уменьшения энергии. Тогда кинетическое уравнение при $\varepsilon_2 < \varepsilon < \varepsilon_3$ с учетом сделанных допущений в переменных ε, τ запишем в виде

$$\frac{\partial}{\tau \partial \tau} \left(D_r(\varepsilon - e\varphi(\tau)) \sqrt{\varepsilon - e\varphi(\tau)} \tau \frac{\partial f}{\partial \tau} \right) - \nu_{X\Sigma}(\varepsilon - e\varphi(\tau)) \times \\ \times \sqrt{\varepsilon - e\varphi(\tau)} f(\varepsilon, \tau) + R_E(\varepsilon - e\varphi(\tau), \tau) \sqrt{\varepsilon - e\varphi(\tau)} = 0. \quad (5)$$

В этой области энергии $\nu_{X\Sigma} \neq 0$ из-за девозбуждения колебательных состояний с большим v .

В отличие от случая плазмы тлеющего разряда, рассмотренного в [2], в послесвечении в силу низкого значения электронной температуры T_e потенциал стенки $\varphi(R)$, составляющий несколько T_e/e , мал по сравнению с ε в рассматриваемой области энергий. В связи с этим быстрые электроны, рождающиеся в результате ударов второго рода, движутся на стенки трубки в режиме свободной диффузии. При этом, очевидно, можно пренебречь отличием кинетической энергии $w = \varepsilon - e\varphi(r)$ от полной ε .

Для рассматриваемых сравнительно низких давлений в силу малой эффективности гетерогенной релаксации на стенках радиальное распределение колебательно-возбужденных молекул $n_v(\tau)$ можно считать плоским, т.е. не зависящим от r [4]. Тогда решение уравнения (5) можно искать в виде ряда по функциям Бесселя

$$f(w, \tau) = \sum_{k \geq 1} f_k(w) J_0(\mu_k \tau / R). \quad (6)$$

Подставляя этот ряд в уравнение (5), умножая на $J_0(\mu_k r/R)r$ и интегрируя от 0 до R , получим

$$-f_k(w)/\tau_{df}^{(k)} - \nu_{X\Sigma}(w)f_k(w) + \overline{R_E^{(k)}}(w) = 0, \quad (7)$$

где $\tau_{df}^{(k)} = (R^2/\mu_k^2)D_r^{-1}$, а $\overline{R_E^{(k)}}(w)$ выражается по (3) с заменой $N_e(r)N_{A_i}(r)_{(v')}$ на

$$\overline{N_e N_{A_i}(v')} = \frac{\int_0^R J_0(\mu_k r/R) N_e(r) N_{A_i}(r)_{(v')} r dr}{\int_0^R J_0^2(\mu_k r/R) r dr}. \quad (8)$$

Решение (7)

$$f_k(w) = \overline{R_E^{(k)}}(w)\tau_{df}^{(k)} / \left(1 + \nu_{X\Sigma}\tau_{df}^{(k)}\right) \quad (9)$$

имеет наглядный физический смысл. Из (7)–(9) следуют предельные случаи.

а) Локальное приближение $\nu_{X\Sigma}\tau_{df}^{(k)} \gg 1$. Учитывая, что $\overline{N_e N_{A_i}(v')}$ есть соответствующий член разложения Фурье–Бесселя произведения $N_e(r)N_{A_i}(v')(r)$, в итоге приходим к локальному решению (3). Этот результат непосредственно следует из (5) в пренебрежении первым членом и при замене ε на w .

б) Нелокальный случай $\nu_{X\Sigma}\tau_{df}^{(k)} \ll 1$. Пренебрегая вторым членом в (5), находим строгое решение кинетического уравнения в этом приближении

$$k \ll 1, \quad f(\varepsilon, r) = \int_r^R \frac{dr'}{D_r(\varepsilon - e\varphi(r'))r'} \int_0^{r'} R_E(r'', \varepsilon - e\varphi(r''))r'' dr''. \quad (10)$$

Нетрудно убедиться, что в пренебрежении отличием кинетической энергии $w = \varepsilon - e\varphi(r)$ от полной ε разложение (10) в ряд Фурье–Бесселя даст сумму (6) с $f_k(w)$ в виде (10) в предположении $\nu_{X\Sigma}\tau_{df}^{(k)} \ll 1$. При этом члены ряда (6) быстро убывают и достаточно ограничиться первыми слагаемыми.

В области $\varepsilon_1 < w < \varepsilon_2$ доминируют процессы возбуждения и девозбуждения колебательных уровней молекул азота, характеризующиеся большими сечениями. Рассмотрим условия, когда параметр релаксации k (1) в этом диапазоне энергий много больше единицы. Как показано в [1], в локальном режиме в этой области формируется квазиравновесное распределение с колебательной температурой T_v

$$\varepsilon_1 < w < \varepsilon_2, \quad f(w, r) = C_1(r) \exp(-w/T_v) + C_2(r)/V_v, \quad (11)$$

где $V_v = \Delta\varepsilon \sum_v \nu_{0v} \sqrt{w}$.

Учитывая, что при $w \approx \varepsilon_2$, в (11) главную роль играет второе слагаемое, константа C_2 находится из условия шивки с функцией (6) либо с (10).

Рассмотрим область $e\varphi(R) < w < \varepsilon_1$. Согласно сделанным выше предположениям, мы исследуем условия, когда параметр k_{e1} (4) много меньше единицы. В то же время аналогично области $\varepsilon_2 < w < \varepsilon_3$ в силу уменьшения n_v с ростом v параметр $k_v = \Delta\varepsilon\nu_v\tau_{df}/w$ меняется от значений $k_v \gg 1$ до $k_v \ll 1$ по мере уменьшения энергии. Поэтому кинетическое уравнение в этом диапазоне энергий будет иметь вид (5) с заменой $\nu_{\chi\Sigma}$ на $\nu_{v\Sigma}$, а источника R_E на R_v^1 , где

$$\nu_{v\Sigma} \sum_{v>v^*} n_v \nu_{0v}(w + v\Delta\varepsilon) \frac{\sqrt{w + v\Delta\varepsilon}}{\sqrt{w}} = \sum_{v>v^*} n_v \nu_{v0}, \quad (12)$$

$$R_v^1(w, r) = \sum_{v>v^*} n_v \nu_{v0}(w) f(w + v\Delta\varepsilon) = C_1(r) \exp(-w/T_v) \times \\ \times \sum_{v>v^*} n_0 \exp(-v\Delta\varepsilon/T_v) \nu_{v0}(w),$$

$\nu_{v0}(w) = \sigma_{v0}(w) \sqrt{2w/m}$ — константа девозбуждения колебательного уровня с номером v , $v^* = (\varepsilon_1 - w)/\Delta\varepsilon$. Номер v^* определяет пороговый уровень, с которого возможно колебательное девозбуждение электроном с данной энергией. Отметим, что для бoльцмановского распределения по колебательным уровням

$$R_v^1(w, r) = C_1(r) \exp(-w/T_v) \nu_{v\Sigma}(w). \quad (13)$$

Решение полученного уравнения находится аналогично рассмотренному выше для области $\varepsilon_2 < w < \varepsilon_3$ и имеет вид (6) с $f_k(w)$ в виде (9). При $\varepsilon_v^* < w < \varepsilon_1$, когда параметр $k_v > 1$, ФРЭ формируется локально и определяется балансом колебательного возбуждения и девозбуждения. Как видно из (12), (14), она будет иметь квазимаксвелловское распределение с колебательной температурой T_v (11), как и в области $\varepsilon_1 < w < \varepsilon_2$. При $e\varphi(R) < w < \varepsilon_v^*$ ФРЭ формируется нелокально и имеет вид (10) с заменой источника R_E на $R_v^1(\varepsilon - e\varphi(r), r)$ по (12). При этом из (9), (12) видно, что по измеренным в относительной мере $f(\varepsilon)$ и $f(\varepsilon + v\Delta\varepsilon)$ и рассчитанным $\tau_{df}^{(k)}$ можно определить абсолютные значения и зависимость от энергии линейной комбинации сечений колебательного возбуждения

$$\sum_{v>v^*} \sigma_{0v}(\varepsilon + v\Delta\varepsilon) \alpha_v = \frac{\sqrt{m}}{\sqrt{2\varepsilon n_0 \tau_{df}}}, \quad (14)$$

где $\alpha_v = f(\varepsilon + v\Delta\varepsilon)(\varepsilon + v\Delta\varepsilon)/f(\varepsilon)\varepsilon$.

Отметим, что соотношения типа (14) открывают перспективы для экспериментального измерения абсолютных значений сечений колебательного возбуждения, что представляет большой интерес для нормировки соответствующих сечений, полученных в пучковых экспериментах [8].

При $w \leq e\varphi(R)$ в силу возрастания частоты межэлектронных столкновений при малых энергиях параметр k_{el} (4) может быть как малым, так и большим. Если $k_{el} \gg 1$, то ФРЭ в этой области формируется локально и имеет вид [1] $w \leq e\varphi(R)$

$$k_{el} \gg 1, \quad f(w) = N_e c_H \exp \left[- \int_0^w \frac{d\varepsilon}{T(w)} \right] + C_3/V_e, \quad (15)$$

где

$$T(w) = \frac{\nu_e T_e + \delta\nu_m T + 8B\nu_r}{\nu_e + \delta\nu_m + 8B\nu_r/T} \quad (16)$$

есть характеристическая температура электрона с энергией w . Обычно $\nu_e > \delta\nu_m + 8B\nu_r/w$, $T(w) = T_e$ и ФРЭ является максвелловской. Константа C_3 находится из условия сшивки с рассмотренной выше ФРЭ при $w \geq e\varphi(R)$.

Если $k_{el} \ll 1$, то электроны с энергией $w < e\varphi(R)$ заперты в объеме и могут двигаться лишь в центральной области трубки до $r = r^*$, определяемой из условия $\varepsilon = e\varphi(r^*)$ [3].

Проинтегрировав кинетическое уравнение по r от 0 до r^* , получим [3], что решение будет иметь вид (15) с заменой (16) на $\bar{T}(\varepsilon) = \bar{D}_\varepsilon/\bar{V}_\varepsilon$, где

$$\bar{X} = \frac{2}{R^2} \int_0^{r^*} (\varepsilon - e\varphi(r))^{1/2} X(\varepsilon - \varphi(r)) r dr. \quad (17)$$

При $\varepsilon = e\varphi(R)$ для тепловых электронов можно воспользоваться приближением “черной стенки” [3,5], поскольку за время ухода на стенки разрядной трубки τ_{df} электрон успевает продиффундировать по энергиям на $\delta\varepsilon = \sqrt{4D_\varepsilon\tau_{df}} \approx \Lambda T_e/\lambda_\varepsilon \ll T_e$ и

$$f(\varepsilon) = N_e(0)c_H \left[\exp \left(- \int_0^\varepsilon \frac{d\varepsilon'}{\bar{T}(\varepsilon')} \right) - \exp \left(- \int_0^{e\varphi(R)} \frac{d\varepsilon'}{\bar{T}(\varepsilon')} \right) \right].$$

Как и в [1], число квазимакселловских электронов N_{ev} в области $\varepsilon_1 < w < \varepsilon_2$ найдем из соответствующего уравнения баланса, которое в пренебрежении уходом за счет квазиупругих процессов имеет вид

$$\sum_{\nu \geq \nu^*} \int_{\varepsilon_1}^{\varepsilon_1 + \nu\Delta\varepsilon} \nu_{0\nu}(w) \sqrt{w} \left[n_0 f(w) - n_\nu f(w - \nu\Delta\varepsilon) \right] dw = 0. \quad (18)$$

Первое слагаемое в (18) определяет уход электронов из интервала $[\varepsilon_1, \varepsilon_2]$ за счет возбуждения колебательных уровней, второе — приход за счет ударов второго рода медленных электронов с колебательно-возбужденными молекулами.

Поскольку основную роль во втором слагаемом (18) играют столкновения с максвелловскими электронами (15), то в первом приближении из (18) получим [1]

$$C_1 = \frac{2N_e \sum_{v \geq v^*} z_{0v}(T_e) \exp(v\Delta\varepsilon/T_e)}{T_e^{3/2} \sqrt{\pi} \sum_{v \geq v^*} z_{0v}(T_v) \exp(v\Delta\varepsilon/T_v)}, \quad (19)$$

где $z_{0v}(T_j)$ есть усредненная по максвелловскому распределению с соответствующей температурой константа ν_{0v} .

Расчеты показывают, что (19) обладает достаточной точностью. При необходимости (18) можно решить методом последовательных приближений.

Таким образом, режим формирования ФРЭ в различных областях энергий является либо локальным при определяющей роли объемных процессов, либо нелокальным при определяющей роли свободной диффузии к стенкам при понижении давления газа. При этом в результате всевозможных процессов девозбуждения колебательно- и электронно-возбужденных молекул тепловыми электронами быстрая часть ФРЭ в послесвечении молекулярных газов имеет достаточно сложную структуру. Из проведенного анализа также следует, что в нелокальном режиме вид ФРЭ существенно зависит от величины потенциала стенки $\varphi(R)$. Электроны с энергией $\varepsilon > e\varphi(R)$, не успевая существенно изменить свою энергию, уходят на стенки в режиме свободной диффузии и там рекомбинируют, в то время как электроны с энергией $\varepsilon < e\varphi(R)$ заперты в объеме.

Как показано в [6], величиной пристеночного скачка потенциала, а следовательно, и быстрой частью ФРЭ в нелокальном режиме можно управлять с помощью подачи регулируемого отрицательного потенциала $\Delta\varphi$ на стенку трубки, выполненную из проводящего материала. Электроны с энергией $\varepsilon < e\Delta\varphi$ при этом оказываются запертыми в радиальном направлении в силу выключения их диффузионной гибели на стенках трубки. В соответствии с этим время свободной диффузии этих электронов возрастает в $n = H^2/k^2$ раз, где H — длина проводящей части трубки, что реально может составлять 1–2 порядка. Таким способом в нелокальном режиме, когда $k_v, k_E \ll 1$, с помощью запирающего регулируемого потенциала можно реализовать $nk_v, nk_E \gg 1$. Тогда в соответствии с (9) ФРЭ будет иметь вид, как и в локальном режиме ее формирования, с заменой коэффициентов в кинетическом уравнении по формуле типа (17).

Отметим, что указанные эффекты можно использовать для экспериментальной идентификации нелокального формирования ФРЭ в том или ином диапазоне энергий в плазме послесвечения. Действительно, реакция определенной части ФРЭ на регулируемый запирающий отрицательный потенциал будет однозначно свидетельствовать о преобладающей роли диффузии к стенкам разрядной трубки в формировании ФРЭ.

Существенным недостатком, ограничивающим предложенный в работе [6] способ управления быстрой частью ФРЭ, является наличие металлического пристеночного электрода в разрядной трубке, к которому прикладывается запирающий потенциал. В данной работе была

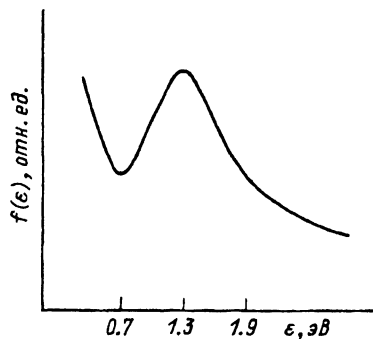
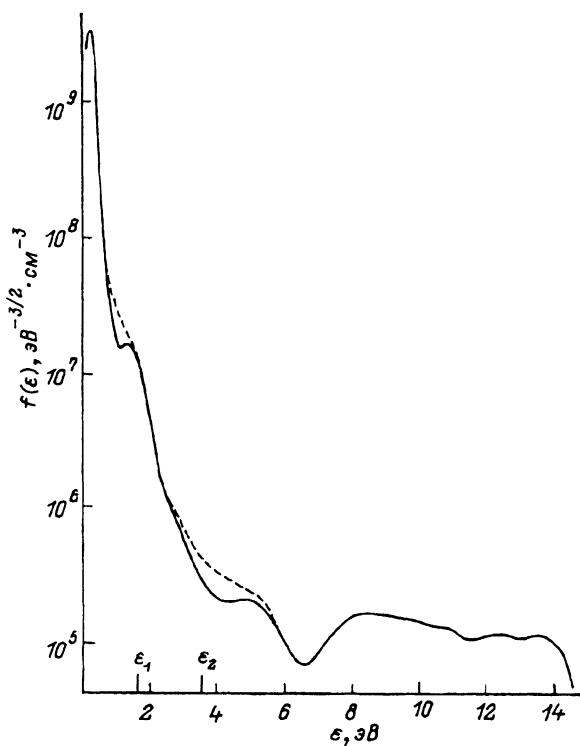


Рис. 2. ФРЭ в бестоковой плазме смеси N_2 -He в области энергии колебательного возбуждения и девозбуждения.

Рис. 1. Проявление нелокальных эффектов формирования ФРЭ в бестоковой плазме смеси N_2 -He.

предложена модификация методики [6]. Ее сущность заключается в том, что при импульсной подаче потенциала последний можно прикладывать к внешней поверхности разрядной трубки. Для этого на часть внешней поверхности трубки наносится проводящий материал, так что внутренняя поверхность разрядного объема, на которую диффундируют заряженные частицы, является второй обкладкой конденсатора с диэлектрической вставкой в виде материала трубки. Если подать отрицательный импульс напряжения на внешнюю обкладку образуемого конденсатора, то, естественно, изменится потенциал и внутренней части трубки. В том случае, если он по абсолютной величине больше энергии диффундирующих быстрых электронов, то последние запираются в объеме так же, как и в [6].

Эксперимент был выполнен нами в послесвечении разряда в смеси He- N_2 в трубках разного диаметра. При этом гелий служил буферным газом, так что в плазме присутствовали ионизованные и возбужденные молекулы только N_2 . На рис. 1 приведены результаты зондовых измерений ФРЭ в трубке радиусом 1.7 см при соотношении He- N_2 16.1 и суммарном давлении 1.5 Тор, время задержки $\tau_3 = 300$ мкс после импульса разрядного тока величиной 85 мА и длительностью 6 мкс. Пунктиром показаны измерения при подаче отрицательного потенциала на стенку трубки. Чтобы учесть отклонение от ленгмюровского случая из-за диффузии электронов на зонд, полученная вторая производная была обработана по методике [7]. Видно, что ФРЭ состоит из двух максвелловских частей с температурой $T_e \sim 0.1$ эВ в тепловой области энергий и с колебательной температурой $T_v \sim 0.25$ эВ в области

энергий от $\varepsilon_1 = 1.7 \text{ эВ}$ до $\varepsilon_2 = 3.5 \text{ эВ}$, что соответствует результатам работы [1]. Эти части ФРЭ формируются локально и не реагируют на подачу отрицательного потенциала $\Delta\varphi$. В областях энергий $\varepsilon < \varepsilon_1$ и $\varepsilon_2 < \varepsilon < \varepsilon_3$, где проявляются рассмотренные выше эффекты нелокального формирования ФРЭ, наблюдаются отличия от локальных ФРЭ из [1]. Как видно из (9), увеличение параметров k_v и k_E по мере уменьшения энергии приводит к уменьшению ФРЭ, что и наблюдается в эксперименте. Как и следовало ожидать, при подаче отрицательного потенциала на стенки трубки нелокальная ФРЭ при $\varepsilon < \varepsilon_1$ и $\varepsilon_2 < \varepsilon < \varepsilon_3$ трансформируется и становится практически полностью идентичной с локальным случаем [1]. Эти эксперименты однозначно подтверждают наличие нелокальных свойств ФРЭ в исследуемых диапазонах энергий.

Для получения количественной информации о сечениях колебательного возбуждения, согласно (14), были проведены более детальные измерения ФРЭ при энергиях $\varepsilon < \varepsilon_2$. На рис. 2 приведены результаты зондовых измерений ФРЭ в трубке радиусом 0.6 см при соотношении He-N₂ 9:1 и суммарном давлении 1.8 Тор, время задержки $\tau_3 = 200 \text{ мкс}$ после импульса разрядного тока величиной 90 мА. При $\varepsilon > \varepsilon_v^* = 1.3 \text{ эВ}$ ФРЭ представляет собой квазимаксвелловское распределение с колебательной температурой $T_v \sim 0.3 \text{ эВ}$. При $\varepsilon < 1.3 \text{ эВ}$ ее вид определяется согласно (9)-(13). При $\varepsilon < 0.9 \text{ эВ}$ видна максвелловская часть тепловых электронов. По измеренным ФРЭ в таблице представлены результаты расчетов по (14), которые сравниваются с расчетами, использующими экспериментальные данные сечений σ_{0v} [8]. В среднем они различаются в 2 раза, что сопоставимо с точностью знания сечений колебательного возбуждения из литературных данных [9].

Таким образом, в данной работе теоретически и экспериментально исследована роль нелокальных эффектов в формировании энергетического распределения электронов в бестоковой плазме молекулярного азота. Предложена и реализована модификация методики управления быстрой частью ФРЭ в бестоковой плазме, позволяющая экспериментально определять нелокальный характер формирования ФРЭ в том

| ε | 1.0 эВ | 1.1 эВ |
|--|-----------------------------------|------------------------------------|
| V | α_v | α_v |
| 1 | 1.84 | 1.47 |
| 2 | 1.63 | 1.0 |
| 3 | 0.75 | 0.47 |
| 4 | 0.51 | 0.37 |
| 5 | 0.45 | 0.34 |
| 6 | 0.36 | 0.24 |
| 7 | 0.21 | 0.19 |
| $\sum_{v \geq v^*} \alpha_v \sigma_{0v}(\varepsilon + v\Delta\varepsilon)$ | $4.3 \cdot 10^{-17} \text{ см}^2$ | $4.29 \cdot 10^{-17} \text{ см}^2$ |
| $\sum_{v \geq v^*} \alpha_v \sigma_{0v}(\varepsilon + v\Delta\varepsilon)$ по данным [8] | $8.7 \cdot 10^{-17} \text{ см}^2$ | $9.3 \cdot 10^{-17} \text{ см}^2$ |

или inom диапазоне энергий в плазме послесвечения. Показано, что по измеренным в относительной мере ФРЭ в областях колебательно-го возбуждения и девозбуждения можно получать количественную информацию об абсолютных значениях соответствующих сечений столкновений.

В заключение авторы выражают глубокую благодарность Н.Б. Колоколову и Л.Д. Цендину за полезные обсуждения.

Список литературы

- [1] Горбунов Н.А., Колоколов Н.Б., Кудрявцев А.А. // ЖТФ. 1991. Т. 61. Вып. 6. С. 52-60.
 - [2] Горбунов Н.А., Иминов К.О., Кудрявцев А.А. // ЖТФ. 1988. Т. 58. Вып. 12. С. 2301-2309.
 - [3] Цендин Л.Д. // ЖЭТФ. 1974. Т. 66. Вып. 5. С. 1638-1650.
 - [4] Словецкий Д.И. Механизмы химических реакций в неравновесной плазме. М.: Наука, 1980. 310 с.
 - [5] Колоколов Н.Б., Кудрявцев А.А., Романенко В.А. // Тез. докл. III Всесоюз. конф. по физике газового разряда. Киев, 1986. С. 230-232.
 - [6] Колоколов Н.Б., Кудрявцев А.А., Романенко В.А. // ЖТФ. 1988. Т. 58. Вып. 11. С. 2098-2105.
 - [7] Арсланбеков Р.Р., Колоколов Н.Б., Кудрявцев А.А., Хромов Н.А. // Физика плазмы. 1991. Т. 17. № 9. С. 1161-1165.
 - [8] Shulz G.J. // Phys. Rev. 1964. Vol. 135A. N 4. P. 988.
 - [9] Александров Н.Л., Кочетов И.В., Напартович А.П. // Химия высоких энергий 1986. Т. 20. № 4. С. 291-293.
-