

Особенности формирования функции распределения быстрых электронов, образующихся в плазме в результате процессов с участием метастабильных атомов и молекул

© С. Zhou, А.М. Астафьев, В.М. Бакулев, А.А. Кудрявцев, С. Yuan

Харбинский политехнический университет, Харбин, Китай
E-mail: akud53@mail.ru, akud53@hit.edu.cn

Поступило в Редакцию 11 апреля 2024 г.

В окончательной редакции 24 сентября 2024 г.

Принято к публикации 30 октября 2024 г.

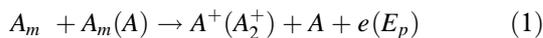
Выполнен анализ влияния процессов пеннинговской ионизации и девозбуждения с участием долгоживущих метастабильных атомов и молекул на формирование функций распределения электронов в газоразрядной плазме с рекомбинационной неравновесностью и дана их классификация.

Ключевые слова: пеннинговская ионизация, девозбуждение, долгоживущие метастабильные атомы и молекулы, функция распределения электронов.

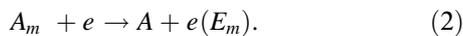
DOI: 10.61011/PJTF.2024.24.59434.6249k

В газоразрядной плазме концентрация n_m долгоживущих метастабильных атомов и молекул обычно сравнима или превышает концентрацию заряженных частиц ($n_m > n_e$), а их энергии возбуждения E_m значительно превышают температуру электронов ($E_m > T_e$) (подробнее см., например, [1]). Поэтому запасенный в метастабильных частицах резервуар потенциальной энергии, как правило, существенно превышает энергию электронного газа: $E_m n_m > n_e T_e$. В такой ситуации выделение даже части этой энергии в свободные электроны может существенно повлиять на функцию их распределения и другие параметры плазмы.

Основными каналами трансформации потенциальной энергии метастабильных частиц A_m в кинетическую энергию электронов являются процессы пеннинговской и ассоциативной ионизации



и девозбуждение метастабильных частиц при их столкновениях с медленными (тепловыми) электронами



Как видно из (2), интересующий нас процесс девозбуждения будет доминировать над обратным процессом возбуждения лишь тогда, когда концентрация метастабильных уровней больше равновесной (больцмановской). Это дает ограничение на температуру электронов в такой плазме с рекомбинационным типом неравновесности ($g_{a,m}$ — статистические веса основного и метастабильного уровней, n_a — концентрация нормальных атомов):

$$T_e < E_m / (\ln(g_m n_a / g_a n_m)). \quad (3)$$

Многочисленные экспериментальные данные показывают, что, хотя электронные спектры реакций (1), (2) представляют собой узкие пики вблизи энергии их

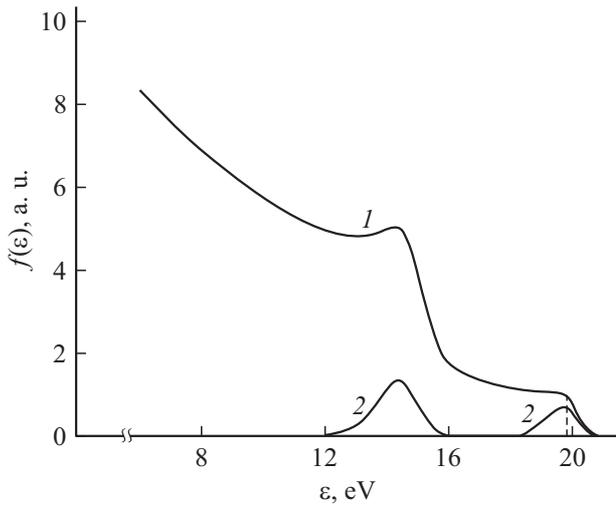
появления (E_p, E_m), на самой функции распределения электронов (ФРЭ) в плазме вклад от реакций (1), (2) может проявляться как в виде пиков, повторяющих форму источников, так и в виде непрерывного спектра („ступеньки“) в сторону меньших энергий от энергии появления (E_p, E_m) (см. рисунок; более подробное описание представлено, например, в [1]).

Поскольку энергия быстрых электронов, испущенных в результате реакций (1), (2), существенно превышает температуру электронов основной группы, они будут нагревать последние в столкновениях с ними и тем самым влиять на константы процессов ступенчатого возбуждения и ионизации. Этот эффект максимален для ФРЭ типа ступеньки, когда быстрые электроны релаксируют на столкновениях в объеме [1]. В свою очередь на регистрации пиков на ФРЭ и тем самым энергии образующихся электронов основан метод плазменной электронной спектроскопии (ПЛЭС), используемый для анализа примесей в газах [1,2]. Поэтому вопрос о виде функции распределения быстрых электронов, испущенных в результате реакций (1), (2), является актуальным.

В настоящей работе выполнен анализ формирования ФРЭ в результате реакций (1), (2) в газоразрядной плазме и дана их классификация. Показано, что в зависимости от условий возможны различные комбинации указанных выше двух предельных случаев (пиков или ступенек).

Поскольку электроны, испущенные в результате реакций (1), (2), являются „внешними“ по отношению к плазменным электронам, ФРЭ в такой плазме можно представить как сумму $f_0 = f_{0s} + f_{0f}$, где f_{0s} — функция распределения плазменных электронов, а f_{0f} — функция распределения электронов, испущенных в результате реакций (1), (2) [1].

Функция распределения плазменных электронов до порога неупругих процессов ($\varepsilon \leq \varepsilon^*$) в большинстве практических случаев может быть аппроксимирована



Два предельных случая распределения быстрых электронов, испущенных в результате реакций (1), (2), в послесвечении гелия [1]. 1 — ступенька, давление $p = 7.6$ Торг, время задержки после импульса тока амплитудой 100 мА составляло 70 μ s; 2 — пики вблизи энергий $E_p = 14.5$ eV, $E_m = 19.8$ eV, давление $p = 0.3$ Торг, время задержки после импульса тока амплитудой 190 мА составляло 120 μ s.

экспоненциальной (максвелловской) функцией с эффективной температурой T_e [1]:

$$f_{0s}(\epsilon, r) = (2/T_e^{3/2} \sqrt{\pi}) n_e(r) \exp(-\epsilon/T_e). \quad (4)$$

Как известно, общее решение уравнения Больцмана в переменных как энергии, так и координат аналитически не представляется возможным, поэтому на практике для нахождения f_{0f} используют два основных приближения.

Это традиционное локальное приближение, когда в кинетическом уравнении пренебрегается всеми пространственными градиентами, и противоположное ему приближение полной нелокальности по Холстейну–Цендину, когда, наоборот, члены с пространственным переносом доминируют над столкновительной релаксацией в объеме.

Соответственно реализация этих двух предельных случаев определяется параметром релаксации k — отношением частот столкновительных процессов в объеме и пространственного переноса электронов к границам плазмы [1]. Этот параметр можно оценить из сопоставления соответствующих членов в кинетическом уравнении Больцмана для электронов.

При этом следует учитывать, что столкновения электронов с тяжелыми частицами по потерям энергии можно разделить на два основных типа.

К первому типу относятся упругие (квазиупругие) столкновения с малым изменением энергии при одном столкновении ($\delta = 2m/M \ll 1$, где m — масса электрона, M — масса атома), так что соответствующая частота потери энергии $\delta\nu$ в δ раз меньше частоты упругого рассеяния электронов ν . В молекулярных газах

квазиупругими процессами с малой потерей энергии являются столкновения электронов с вращательными и колебательными уровнями молекул ($\Delta E_r, \Delta E_v \ll E_p$). Второй тип — неупругие процессы возбуждения и ионизации электронных состояний атомов и молекул, когда электрон теряет всю энергию возбуждения E_m за одно столкновение (ν^* — частота неупругих столкновений).

Для „упругой“ области энергий ($\epsilon < \epsilon^*$, ϵ^* — порог возбуждения) параметр релаксации $k = \delta\nu\tau = L^2/\lambda_\epsilon^2$. Здесь $\tau = L^2/D_r$ — время свободной диффузии электронов к границам, L — характерный размер плазменной области, $\lambda_\epsilon = \lambda/\sqrt{\delta} > 100\lambda$ — длина энергетической релаксации электронов в „упругой“ области энергий (λ — длина свободного пробега).

Соответственно в „неупругой“ области энергий ($\epsilon > \epsilon^*$) параметр $k^* = \nu^*\tau = L^2/\lambda_\epsilon^{*2}$, где $\lambda_\epsilon^* = \sqrt{\lambda}\lambda^*$ — длина энергетической релаксации электронов в „неупругой“ области энергий. Так как $\nu^* \gg \delta\nu$, имеем $k^* \gg k(\lambda_\epsilon^* \ll \lambda_\epsilon)$.

Поскольку электроны в реакции (1) попадают в „упругую“ область энергий, а в реакции (2) — в „неупругую“ область, формирование ФРЭ в результате реакций (1), (2) удобно рассмотреть отдельно.

1. ФРЭ в случае реакции девозбуждения метастабильных уровней (2). В локальном режиме формирования ФРЭ, когда параметр $k^* > 1(L > \lambda_\epsilon^*)$, ФРЭ, соответствующая реакции (2), определяется балансом прямых и обратных процессов возбуждения и девозбуждения метастабильного уровня тепловыми электронами с последующим быстрым перевозбуждением обратно. Поэтому ФРЭ в этом случае представляет собой сдвинутую на порог возбуждения функцию распределения тепловых электронов с отношением концентрации метастабильных частиц к концентрации нейтрального газа $\sim n_m/n_a$:

$$f_{0f}(\epsilon, r) = n_e(r)(g_0/g_m)(n_m/n_a)(r) \times (2/T_e^{3/2} \sqrt{\pi}) \exp(-(\epsilon - \epsilon^*)/T_e). \quad (5)$$

Поскольку $\epsilon^* \gg T_e$, на практике ФРЭ (5) выглядит как пик шириной $\sim T_e$ вблизи энергии возбуждения ϵ^* .

В противоположном случае нелокального режима ($k^* < 1$, $\lambda_\epsilon^* > L$) быстрые электроны, испущенные в результате реакции (2), уходят на стенки, не успев претерпеть неупругий процесс возбуждения. Для типичных значений сечений упругого ($\sim 10^{-15} - 10^{-16}$ см²) и неупругого ($\sim 10^{-16} - 10^{-17}$ см²) рассеяния получаем оценку условий его реализации $pL < 0.1 - 1$ см · Торг. В этом случае ФРЭ определяется балансом рождения по реакции (2) и диффузионной гибелью на стенках [1]:

$$f_{0f}(\epsilon, r) = n_e(r)(g_0/g_m)(n_m/n_a)(r)(2/T_e^{3/2} \sqrt{\pi}) \times \exp(-(\epsilon - \epsilon^*)/T_e) \nu^*(\epsilon) \tau(\epsilon). \quad (6)$$

Видно, что и в этом случае ФРЭ также представляет собой пик вблизи энергии возбуждения шириной $\sim T_e$ с различием по абсолютной величине в $k^* = \nu^*\tau < 1$ раз.

Таким образом, как в локальном, так и в нелокальном режиме ФРЭ, соответствующая реакции (2), представляет собой пик с шириной порядка температуры тепловых электронов.

2. ФРЭ в случае пеннинговской ионизации с участием метастабильных частиц (1). Поскольку в „упругой“ области $k < k^*$ ($\lambda_e > \lambda_e^*$), диапазон условий реализации локального режима $k > 1$, $\lambda_e < L$ является более жестким, чем в „неупругой“ области энергий. В этом случае электроны, испущенные в результате реакции (1), релаксируют на упругих столкновениях с малой потерей энергии при одном столкновении ($\delta \ll 1$), не успев продиффундировать к границам плазменной области. Поэтому ФРЭ в этом случае определяется деградацией по энергии электронов на квазиупругих столкновениях с малой потерей энергии. В результате ФРЭ, соответствующая реакции (1), представляет собой непрерывный спектр (ступеньку) от энергии появления быстрых электронов E_p в сторону меньших энергий [1]:

$$f_{0f}(\varepsilon, r) = \beta_m n_m^2(r) / (\varepsilon^{3/2}(v_e + \delta v)), \quad \varepsilon < E_p. \quad (7)$$

В (7) β_m — константа процесса (1), v_e — частота межэлектронных столкновений.

Концентрацию быстрых электронов, испущенных в результате реакции (1), в этом случае можно оценить как $n_{ef}(r) \sim \beta_m n_m^2(r) / (v_e + \delta v)$.

В другом предельном случае — низких давлений, когда $k < 1$, $\lambda_e > L$ (нелокальный режим) в „упругой“ области энергий, в кинетическом уравнении Больцмана члены с пространственным переносом электронов доминируют над изменением их энергии за счет упругих столкновений в объеме. И хотя нелокальным электронам доступен весь плазменный объем, вопрос о выходе их на стенки с последующей гибелью там зависит от величины потенциала стенки $e\Phi_w$ (разности потенциалов между осью трубки и стенкой).

Поскольку нелокальные электроны пересекают разрядный объем быстрее, чем изменяют свою энергию за счет столкновений, весь ансамбль нелокальных электронов разбивается на две существенно различные группы: 1) тепловые электроны с энергией $\varepsilon < e\Phi_w$, запертые в объеме, которые не могут уходить на стенки и определяют концентрацию электронов n_e ; 2) пролетные электроны с $\varepsilon > e\Phi_w$, которые уходят на границы плазмы в режиме свободной диффузии, обеспечивая тем самым равенство потоков электронов и ионов на стенке.

Для рассматриваемых низких температур энергия появления быстрых электронов в результате реакций (1), (2) $E_p > e\Phi_w$, так что эти электроны уходят на стенки в режиме свободной диффузии. Тогда как и в рассмотренном выше случае (6) ФРЭ определяется балансом рождения по реакции (1) и диффузионной гибелью на стенках. Как следствие, нелокальная ФРЭ, соответствующая реакции (1), повторяет форму источника их рождения $R(\varepsilon)$ в виде пика при энергии

появления E_p :

$$f_{0f}(\varepsilon, r) = \beta_m n_m^2(r) R(\varepsilon) \tau. \quad (8)$$

В (8) $R(\varepsilon)$ — нормированный ($\int_0^\infty R(\varepsilon) \sqrt{\varepsilon} d\varepsilon = 1$) спектр реакции (1), представляющий собой узкий пик шириной ~ 1 eV вблизи энергии E_p .

Однако рассмотренный выше сценарий формирования нелокальной ФРЭ (8) будет нарушаться при относительно больших концентрациях метастабильных частиц ($n_m/n_e \gg 1$). В этом случае поток быстрых электронов, испущенных в результате реакций (1), (2), в предположении их свободной диффузии может превысить поток амбиполярной диффузии ионов (характерное время τ_{amb}), т. е. может выполняться условие $\beta_m n_m^2 > n_e / \tau_{amb}$.

Тогда для сохранения квазинейтральности и выравнивания потоков электронов и ионов на стенки возникает любопытное явление самозапираания части быстрых электронов [1]. В этом случае пристеночный скачок потенциала, запирающий часть потока быстрых электронов и выравнивающий потоки ионов и электронов на стенке, становится равным E_p . В этом случае часть ФРЭ из пика превращается в ступеньку, которую можно оценить как

$$f_{0f}(\varepsilon, r) \approx (\beta_m n_m^2(r) - n_e / \tau_{amb}) / (\varepsilon^{3/2}(v_e + \delta v)), \quad \varepsilon < E_p, \quad (9a)$$

в то время как оставшаяся часть потока быстрых электронов уходит на стенку

$$f_{0f}(\varepsilon, r) \approx (n_e / \tau_{amb}) R(\varepsilon) \tau, \quad \varepsilon > E_p. \quad (9b)$$

Таким образом, проведенный анализ показывает, что в зависимости от условий возможны различные комбинации двух основных предельных случаев (пиков или ступенек). Соответственно будет и различное влияние реакций (1), (2) на параметры плазмы. Проиллюстрируем это на двух характерных примерах.

1. В наиболее употребительных современных вычислительных кодах для самосогласованных симуляций газовых разрядов в рамках гидродинамического (fluid) приближения [3,4] полагается единая ФРЭ всего ансамбля электронов с определенной температурой (средней энергией). В такой ситуации вся энергия рождающихся в реакциях (1), (2) быстрых электронов автоматически содержится в едином ансамбле электронного газа. В свою очередь в уравнении баланса энергии электронов вклад реакций (1), (2) записывается в виде $Q_{heat} = \beta_m n_m^2 E_p + \beta_e n_m n_e E_m$ [3,4]. Поэтому найденная таким образом температура электронов может быть завышена (особенно в нелокальном режиме, где нагрев электронов основной группы, испущенных в результате реакций (1), (2), практически отсутствует).

2. Формирование пиков на ФРЭ с энергией появления быстрых электронов, испущенных в результате реакции (1) пеннинговской ионизации метастабильных частиц основного газа A_m с примесями

$B(A_m + B \rightarrow B^+ + A + e(E_{mix}))$, позволяет по измеренной энергии быстрых электронов определить потенциал ионизации примеси $E_i = E_m - E_{mix}$ и тем самым ее идентифицировать. На этом факте основан анализ газов методом ПЛЭС [1,2]. Поэтому полученные в работе критерии реализации ФРЭ в виде пиков важны для корректного использования этого метода на практике. В свою очередь применение метода ПЛЭС для ФРЭ типа ступеньки затруднено и требует дополнительного анализа.

Следует также отметить, что в случаях, промежуточных между рассмотренными предельными ($k \ll 1$ и $k \gg 1$), для нахождения ФРЭ следует решать полное кинетическое уравнение Больцмана в переменных как энергии, так и координат.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] N.B. Kolokolov, A.A. Kudryavtsev, A.B. Blagoev, Phys. Scripta, **50**, 371 (1994). DOI: 10.1088/0031-8949/50/4/010
- [2] С. Zhou, J. Yao, А.А. Кудрявцев, А.И. Сайфутдинов, С. Yuan, Письма в ЖТФ, **49** (24), 58 (2023). DOI: 10.61011/PJTF.2023.24.56875.122A [С. Zhou, J. Yao, А.А. Kudryavtsev, А.И. Saifutdinov, С. Yuan, Tech. Phys. Lett., **49** (12), 120 (2023). DOI: 10.61011/TPL.2023.12.57604.122A].
- [3] COMSOL Multiphysics v. 6.1. Plasma Module. User's Guide (COMSOL AB, Stockholm, 2022). <https://www.comsol.com>
- [4] CFD-ACE+Modules Manual (ESI Group, Huntsville, 2023). <https://www.esi-group.com/>