

Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

И. А. Васильева, Р. В. Косова, В. М. Торчинский,
Исследование условий подобия распределения электронов по энергиям в положительном столбе разряда в азотно-цезиевой смеси, *ТВТ*, 1980, том 18, выпуск 5, 930–939

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением

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

Параметры загрузки:

IP: 44.210.149.218

9 ноября 2024 г., 20:17:17



УДК 537.525.5

ИССЛЕДОВАНИЕ УСЛОВИЙ ПОДОБИЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ ПО ЭНЕРГИЯМ В ПОЛОЖИТЕЛЬНОМ СТОЛБЕ РАЗРЯДА В АЗОТНО-ЦЕЗИЕВОЙ СМЕСИ

Васильева И. А., Косова Р. В., Торчинский Б. М.

Измерены распределения электронов по энергиям и напряженность продольного электрического поля в положительном столбе разряда в азотно-цезиевых смесях. Разряд зажигался в стеклянных трубках радиусом 0,6; 1,5 и 3,0 см при давлениях азота 13–130 Па с добавками цезия от 0,1 до 10%. Ток изменялся от 0,05 до 0,4 А. Результаты измерений систематизированы на основе теории подобия. Установлено, что распределение электронов по энергиям определяется параметром i/r^2n и составом смеси n_{Cs}/n_N ; напряженность продольного электрического поля определяется параметрами in и n_{Cs}/n_N . Проведены оценки на основе уравнения Больцмана основных процессов, ответственных за формирование распределений электронов по энергиям.

1. Исследование плазмы в смесях паров щелочных металлов и молекулярных газов в последние годы привлекает все большее внимание в связи с ее использованием в таких практически важных устройствах, как газовые лазеры и МГД-генераторы.

Экспериментальные сведения о распределении электронов по энергиям в атомно-молекулярной плазме практически отсутствуют. Имеются экспериментальные данные для молекулярной плазмы [1–4] и плазмы щелочных металлов или их смесей с инертными газами [5–12]. Все эти сведения получены в положительном столбе разряда.

Использование результатов измерений распределения электронов по энергиям в более широком диапазоне условий, чем они получены, возможно, если установлены правила подобия распределения по отношению к внешним параметрам столба. Исследование условий подобия особенно важно потому, что область применения методов прямого экспериментального изучения распределения электронов по энергиям очень узка.

Экспериментальное исследование условий подобия распределения электронов по энергиям велось, по-видимому, только в цезии и смесях цезия с гелием [8–11]. Это исследование проводилось в соответствии с основными выводами теории подобия положительного столба, развитой в [13].

Наиболее существенными ограничениями теории [13] являются требования квазинейтральности плазмы (в положительном столбе оно обычно выполняется); требование малой роли выхода излучения в балансе тех возбужденных частиц, столкновения с которыми важны для установления распределения электронов по энергиям; требование малого нагрева газа током, отсутствие многочастичных столкновений. Основные результаты работы [13], относящиеся к стационарному положительному столбу в отсутствие магнитного поля, сводятся к следующему. Внутренние характеристики положительного столба E/n , n_e/n , $f(\mathbf{r}, \mathbf{v}_e)$ остаются неизменными, если не меняются следующие внешние параметры подобия: pr , i/r , n_j/n , $T_{ст}$. Здесь E — напряженность электрического поля; n_e — концентрация

электронов; n — общая концентрация тяжелых частиц; n_i — концентрация любой из компонент газовой смеси; $f(r, v_e)$ — функция распределения электронов по скоростям; p — давление газа; i — ток; r — радиус трубки; $T_{ст}$ — температура стенки трубки. Параметры pr и $T_{ст}$ можно заменить параметром nr .

Возможны комбинации параметров подобия. В дальнейшем будем пользоваться параметрами n_i/n , in , i/r^2n . Физический смысл параметров подобия сводится к следующему. Параметр n_i/n характеризует состав газовой смеси и относительную роль соударений электронов с различными компонентами смеси. Параметр in связан со столкновениями электронов с нейтральными и заряженными частицами на пути к стенке трубки

$$in \sim r^2 n_e n \sim r^2 / \lambda_{eq} \lambda_{en},$$

где λ_{eq} — длина свободного пробега электрона до столкновения с заряженной частицей; λ_{en} — то же с нейтральной частицей.

Параметр i/r^2n характеризует степень ионизации и, следовательно, относительную роль столкновений с заряженными и нейтральными частицами $i/r^2n \sim n_e/n \sim \lambda_{en}/\lambda_{eq}$.

Результаты работы [13] важны тем, что при сравнительно малом числе предположений относительно характера взаимодействия и без предварительного знания детальной картины взаимодействий частиц между собой дают возможность систематизировать разрозненный экспериментальный материал и использовать его в достаточно широком диапазоне условий.

В предлагаемой работе экспериментально исследуется распределение электронов по энергиям в положительном столбе разряда в азотно-цезиевой смеси и сделана попытка систематизации результатов на основе теории подобия [13]. Азотно-цезиевая смесь исследовалась в ряде работ [14–18], но авторам неизвестны экспериментальные исследования распределения электронов по энергиям в такой смеси, за исключением некоторого упоминания о таких измерениях в работе [18].

2. Экспериментальная установка и техника эксперимента. Распределение электронов по энергиям исследовалось в положительном столбе дуги в смесях цезия с азотом при давлениях 13–130 Па, токах 0,05–0,4 А, содержании цезия в смеси 0,5–10% в трубках радиусом 3,0; 1,5 и 0,6 см. Экспериментальная установка с термостатом, описанная в [8], была дополнена системой напуска азота. Использовался азот особой чистоты с примесями O_2 не более 0,001%; H_2O — 0,005 г/м³; H_2 — 0,001%, углеродсодержащих в сумме 0,001%. Экспериментальные трубки выполнены из молибденового стекла, снабжены подогревным оксидным катодом, цилиндрическим или коническим полым анодом и вольфрамовыми цилиндрическими зондами, расположенными на оси трубки и развернутыми в сторону катода. В некоторых опытах зонд стоял радиально. Использовались зонды диаметром 50, 100 и 150 мкм и длиной рабочей части 5–6 мм. Расстояние между анодом и катодом составляло 250–350 мм.

При работе с азотом надо иметь в виду, что он поглощается стенками трубки, а при соответствующих условиях выделяется обратно. Поэтому новые трубки всегда тренировались разрядом в азоте, а рабочая смесь составлялась следующим образом. Разрядная трубка откачивалась до 10^{-4} Па и нагревалась в термостате при продолжающейся откачке до рабочей температуры $\sim 300^\circ C$. Затем трубка сухим шлифом отделялась от вакуумной системы, после чего отросток с цезием нагревался до заданной температуры. При рабочей температуре цезия трубка выдерживалась около часа, что должно было обеспечить равномерное распределение паров цезия по объему, после чего зажигался разряд. Азот напускался в откаченный объем вне термостата, отделенный от трубки сухим шлифом. Кратковременным открытием шлифа азот впускался в трубку, после чего измерялось его давление в холодной части масляным манометром или тер-

мопарным манометром ПМТ-2 с погрешностью не более 10%. При давлении азота ~ 10 Па погрешность в определении давления может превышать приборную величину из-за неконтролируемого выделения азота стенками трубки.

Стационарность режима в процессе измерений контролировалась постоянством величины плавающего потенциала зонда. Давление цезия, определяемое температурой отрезка трубки, расположенного в отдельном, относительно холодном термостате [8], поддерживалось постоянным с погрешностью не более 1%. Оно определялось по данным, имеющимся в [19]. Разброс давлений в различных опытах для обеих компонент смеси не превышал 10%.

Концентрация атомов и молекул смеси определяется давлением и температурой газа в области измерений. Температура газа T_0 рассчитывалась путем решения уравнения теплопроводности по измеренной температуре стенки с учетом нагрева газа разрядным током. Предполагалось параболическое распределение плотности тока по сечению разрядной трубки, зависимость коэффициента теплопроводности от температуры принималась в виде $\lambda = bT^\alpha$. Коэффициенты α и b определялись по известной зависимости $\lambda = f(T)$ для азота [20]. В эксперименте $T_0 - T_{ст}$ изменялась от 350 до 30°. Погрешность в определении концентрации атомов можно оценить в 10%.

Измерение распределения электронов по энергиям основывалось на соотношении Дрюестейна [21]. Применялся метод второй гармоники [22]. Напряженность продольного электрического поля на оси разряда измерялась зондами методом компенсации.

Остановимся на погрешностях измерения второй производной зондового тока. Искажения этой величины вызываются сопротивлением схемной части зондовой цепи $r_{сх}$ и сопротивлением плазменного промежутка между внешней границей зондового слоя и опорным электродом $r_{пл}$ [4]. К искажению приводит также снижение плотности электронов вблизи зонда из-за ухода их (стока) на зонд, а также изменение падения потенциала у опорного электрода при снятии зондовой характеристики.

Падение потенциала у опорного электрода в данных опытах практически не искажает зондовой характеристики, поскольку отношение площади опорного электрода к площади зонда составляет не менее 10^5 . Сток электронов на зонд диаметром 100 мкм в соответствии с [1] приводит к уменьшению зондового тока на 0,5% вблизи потенциала плазмы. Такое влияние стока на зондовый ток может сказываться в области энергии порядка 10^{-3} эВ.

Приближенная оценка области искажения второй производной из-за $r_{сх}$ и $r_{пл}$ при максвелловском распределении и экспериментальных средних энергиях дает по [4] величину энергии, практически совпадающую с наблюдаемым на опыте расстоянием между максимумом и нулем второй производной, поэтому в дальнейшем распределения электронов по энергиям представлены, начиная с максимума второй производной.

Погрешность измерения распределения электронов вдали от максимума, где не сказываются указанные выше искажения, не превышает 15%.

С особым вниманием необходимо отнестись к области вблизи максимума второй производной. Здесь также возможно искажение второй производной за счет сопротивлений плазмы и схемы в зондовой цепи. Для оценки и исправления этих искажений можно воспользоваться выражениями, приведенными в [3, 4, 23], но неудобство соответствующих соотношений состоит в необходимости использования весьма неточно определяемой величины сопротивления призондового слоя. При максвелловском распределении электронов по энергиям оценка искажений существенно упрощается. Пусть ток в зондовой цепи полностью определяется процессами у зонда, т. е. призондовый слой является источником тока,

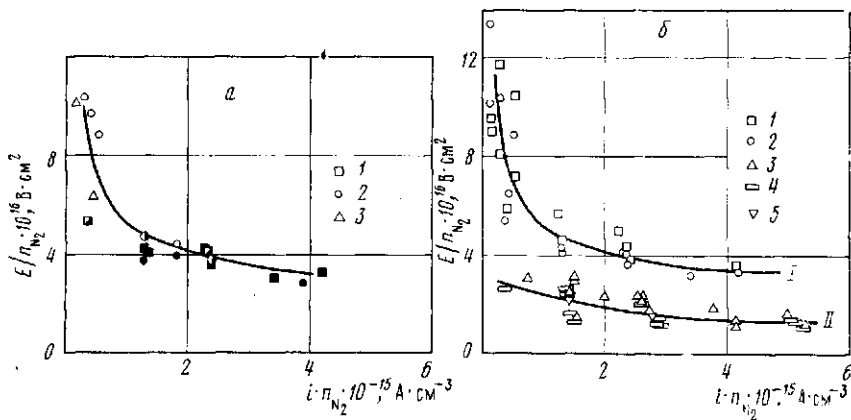


Рис. 1

Рис. 1. Зависимость приведенного электрического поля от параметра i/n_{N_2} : *a* — $n_{Cs}/n_{N_2} = 5\%$, 1, 2, 3 соответствуют $r_{rp} = 3,0, 1,5$ и $0,6$ см, светлые точки — $p_{N_2} = 13$ Па; наполовину запыленные — 67 Па; темные — 130 Па; *b* — 1 — $n_{Cs}/n_{N_2} = 10\%$, 2 — 5% , 3 — 1% , 4 — $0,5\%$, 5 — $0,1\%$

Рис. 2. Вторые производные зондового тока в зависимости от параметра подобия $i/r^2 n_{N_2}$ при $n_{Cs}/n_{N_2} = 5\%$

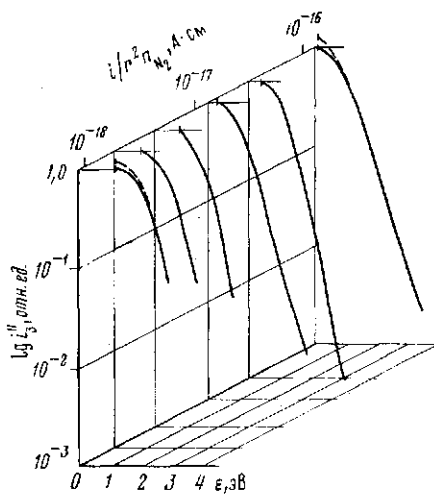


Рис. 2

тогда реальная вольт-амперная характеристика промежутка, на котором измеряется напряжение U , имеет вид

$$i = i_0 \exp \left[- \frac{U + i(r_{ox} + r_{пл})}{kT} \right]. \quad (1)$$

В идеальном случае $r_{ox} + r_{пл} = 0$.

Логарифмируя и дважды дифференцируя (1), получаем

$$\frac{d^2 i}{dU^2} \Big|_{ид} / \frac{d^2 i}{dU^2} \Big|_{реал} \approx 1 + \frac{i(r_{ox} + r_{пл})}{kT}. \quad (2)$$

В дальнейшем будет показано, что в области максимума занижение второй производной достигает в отдельных случаях 30% .

При больших отрицательных потенциалах необходимо оценить влияние второй производной ионного тока на измерения распределения электронов [7, 24]. Оценка по [24] показывает, что при энергиях до 4 эВ величина второй производной ионного тока $< 1\%$ от второй производной электронного тока, поэтому ее можно не учитывать. И, наконец, возможна погрешность, связанная с неэквипотенциальностью плазмы [25]. Для выяснения этого вопроса серия опытов в трубке радиусом $1,5$ см выполня-

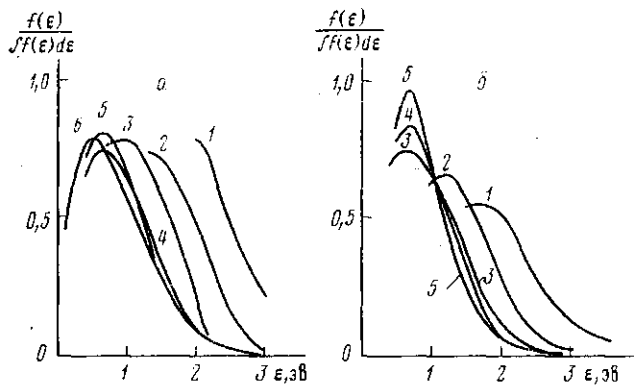


Рис. 3. Распределения электронов по энергиям в зависимости от параметра $i/r^2 n_{N_2}$: а — $n_{Cs}/n_{N_2}=10\%$; 1 — $i/r^2 n_{N_2}=8,5 \cdot 10^{-10}$ А см, 2 — $1,8 \cdot 10^{-18}$, 3 — $4,3 \cdot 10^{-18}$, 4 — $1,8 \cdot 10^{-17}$, 5 — $1,3 \cdot 10^{-16}$; б — $n_{Cs}/n_{N_2}=0,5\%$; 1 — $i/r^2 n_{N_2}=7 \cdot 10^{-10}$ А см, 2 — $1,5 \cdot 10^{-18}$, 3 — $6,1 \cdot 10^{-18}$, 4 — $2,4 \cdot 10^{-17}$, 5 — $2,5 \cdot 10^{-16}$

лась зондом, расположенным перпендикулярно оси разряда. Результаты измерения распределений электронов по энергии и средней энергии в пределах точности эксперимента не выпадают из общей зависимости.

По измеренной функции распределения определялась средняя энергия электронов $\bar{\epsilon}$. Погрешность в величине $\bar{\epsilon}$ определяется как погрешностью измерения функции распределения 15%, так и величиной ее искаженной области вблизи потенциала плазмы. Очевидно, что средняя энергия завышается за счет занижения функции распределения в области малых энергий. Для оценки этого завышения экстраполировали прямой спадающую ветвь второй производной зондового тока вблизи потенциала плазмы до пересечения с осью ординат и рассчитывали распределение и среднюю энергию электронов по этой исправленной кривой.

Оказалось, что величина завышения меняется в пределах 2–60%, в большинстве опытов это 10–20%.

3. Результаты эксперимента. На рис. 1 представлены результаты измерений приведенного продольного электрического поля E/n_{N_2} . Его величина в рассматриваемых условиях целиком определяется параметрами in_{N_2} и n_{Cs}/n_{N_2} и не зависит от радиуса трубки, давления и тока в отдельности (рис. 1, а). Приведенное поле падает с ростом in_{N_2} . С изменением содержания цезия в смеси значения приведенного поля в зависимости от in_{N_2} для всех радиусов трубок, давлений и токов делятся на две группы: с большим содержанием цезия (10 и 5% — кривая I на рис. 1, б) и с малым содержанием цезия (1, 0,5 и 0,1% — кривая II на рис. 1, б). Значения E/n_{N_2} в первой группе примерно вдвое больше, чем во второй при одной и той же величине in_{N_2} .

На рис. 2 показаны вторые производные зондового тока в зависимости от параметра $i/r^2 n_{N_2}$ для одной из смесей ($n_{Cs}/n_{N_2}=5\%$). В средней части кривых зависимость второй производной от потенциала близка к экспоненциальной. Это дает возможность ввести поправку на искажение второй производной в области относительно небольших энергий по соотношению (2). Исправленные таким образом участки кривых представлены штриховыми линиями.

На рис. 3 распределения электронов по энергиям, отнесенные к величине $\int f(\epsilon) d\epsilon$, построены в зависимости от параметра $i/r^2 n_{N_2}$ для двух смесей: $n_{Cs}/n_{N_2}=10\%$ и $n_{Cs}/n_{N_2}=0,5\%$ (соответственно рис. 3, а и б). Во всех случаях наблюдается одна и та же зависимость, а именно, с ростом

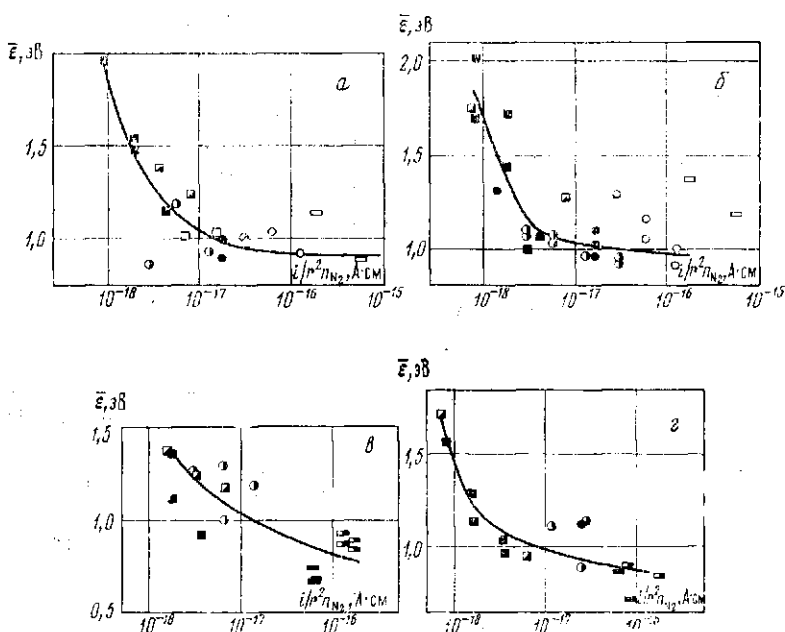


Рис. 4. Зависимость средней энергии электронов от параметра $i/r^2 n_{N_2}$. Обозначения те же, что и на рис. 1, а (прямоугольники соответствуют $r_{TP}=0,6$ см): а — $n_{Cs}/n_{N_2}=10\%$; б — 5, в — 1; г — 0,5

$i/r^2 n_{N_2}$ максимум сдвигается в область меньших энергий, а относительное количество быстрых электронов уменьшается.

Эта закономерность не зависит от радиуса трубки, тока и давления в отдельности. Так, на рис. 3, а кривые 1–3 соответствуют $r_{TP}=3,0$ см, $p_{N_2}=133$ Па, $i=0,1; 0,2$ и $0,4$ А; кривые 4, 5 соответствуют одному радиусу $r_{TP}=1,5$ см, току $i=0,4$ А и разным давлениям: $p_{N_2}=133$ Па и $p_{N_2}=13$ Па; кривая 6 — $r_{TP}=0,6$ см, $p_{N_2}=13$ Па, $i=0,1$ А. На рис. 3, б кривые также соответствуют разным радиусам, токам и давлениям.

Средняя энергия электронов, определенная по измеренным функциям распределения, представлена на рис. 4, а–г в зависимости от параметра $i/r^2 n_{N_2}$. Точки, соответствующие разным радиусам трубок и разным давлениям, ложатся на одну кривую. В диапазоне увеличения $i/r^2 n_{N_2}$ $8 \cdot 10^{-19}$ — 10^{-15} А·см средняя энергия падает (2–0,7 эВ). Эта закономерность сохраняется для всех исследованных смесей цезия с азотом.

На рис. 5 представлены распределения электронов по энергиям, полученные в разных, но подобных условиях, т. е. в разрядах, характеризующихся одинаковыми параметрами n_{Cs}/n , $i/r^2 n$.

4. Обсуждение результатов. Выделим на основе оценок отдельных членов уравнения Больцмана основные процессы, ответственные за формирование распределений электронов по энергиям. Сравним между собой частоты упругих соударений электронов с атомами цезия ($\nu_{упр Cs}$), молекулами азота ($\nu_{упр N_2}$), межэлектронных соударений (ν_{ee}). Кроме того, рассмотрим частоты следующих неупругих соударений: возбуждения электронами уровней $6P$ ($\nu_{возб 6P Cs}$) и $5D$ ($\nu_{возб 5D Cs}$) атомов цезия, возбуждения колебательных уровней молекулы азота ($\nu_{возб N_2}$). Из всех неупругих процессов возбуждения выбраны именно эти, поскольку в соответствии с [26] они должны играть наибольшую роль в формировании распределения. В опытах не измерялись концентрации возбужденных молекул азота и заселенность резонансного $6P$ уровня цезия, поэтому нельзя по опытным данным оценить члены уравнения Больцмана, учитывающие тушение электронами возбужденных состояний.

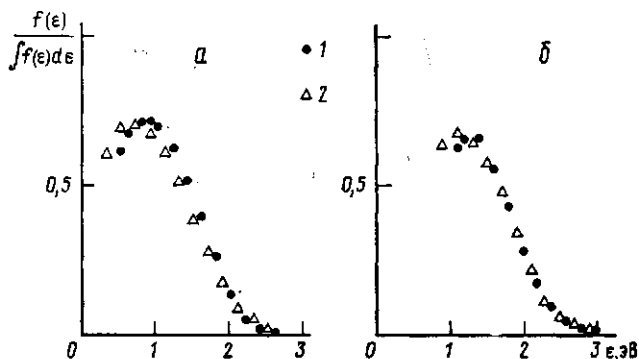


Рис. 5. Распределения электронов по энергиям в подобных условиях. *a* — $n_{Cs} / n_{N_2} = 10\%$, $i / r^2 n_{N_2} = 3 \cdot 10^{-17}$ А см: 1 — $r_{TP} = 1,5$ см, $p_{N_2} = 67$ Па, $i = 0,4$ А, $\bar{\epsilon} = 1,02$ эВ; 2 — $r_{TP} = 3,0$ см, $p_{N_2} = 13$ Па, $i = 0,4$ А, $\bar{\epsilon} = 0,99$ эВ; *б* — $n_{Cs} / n_{N_2} = 1\%$, $i / r^2 n_{N_2} = 3 \cdot 10^{-18}$ А см: 1 — $r_{TP} = 1,5$ см, $p_{N_2} = 67$ Па, $i = 0,05$ А, $\bar{\epsilon} = 1,27$ эВ; 2 — $r_{TP} = 3,0$ см, $p_{N_2} = 67$ Па, $i = 0,2$ А, $\bar{\epsilon} = 1,25$ эВ

Для оценки указанных частот использовались соотношения [27, 28]

$$v_{упр M} = \sigma_{упр M} v_0 n_M \frac{m_e}{m_M}, \quad (3)$$

$$v_{ee} = \frac{4\pi e^2 n_e}{m_e^2 v_e^3} \ln \Lambda, \quad (4)$$

$$v_{возб M} = \sigma_{возб M} v_e n_M. \quad (5)$$

Здесь $\sigma_{упр M}$, $\sigma_{возб M}$ — сечение упругого и неупругого столкновения электрона с тяжелой частицей; m_e , m_M — соответственно масса электрона и тяжелой частицы; $\ln \Lambda$ — кулоновский логарифм.

Оценивалась также частота, характеризующая уход электронов на стенку

$$v_{амб} \cong D_a / r_{TP}^2, \quad (6)$$

где $D_a = D_i (1 + T_e / T_M)$ — коэффициент амбиполярной диффузии; D_i — коэффициент диффузии ионов; T_e , T_M — температура электронов и тяжелых частиц соответственно.

Частоту, характеризующую влияние продольного электрического поля, можно найти, используя решение уравнения Больцмана (см., например, [27])

$$v_E = e^2 E^2 / \left(3m_e^2 v_e^3 \sum_M \sigma_{упр M} n_M \right). \quad (7)$$

Оценки делались для двух значений энергии электрона: средней энергии $\bar{\epsilon}$ и $\epsilon = 2$ эВ.

При оценке характерных частот в уравнении Больцмана использовались известные из эксперимента концентрации электронов, атомов цезия и молекул азота в основном состоянии, измеренная напряженность электрического поля, а также известные характеристики элементарных процессов, а именно: сечение упругого рассеяния электронов на атомах цезия ($\sigma_{упр Cs} \leq 6 \cdot 10^{-16}$ см²) [29], на молекулах азота ($\sigma_{упр N_2} \leq 1,8 \cdot 10^{-15}$ см²) [30], значения кулоновского логарифма ($\ln \Lambda \approx 10$) [31], сечения возбуждения атомов цезия ($\sigma_{6P} (2 \text{ эВ}) = 6 \cdot 10^{-15}$ см², $\sigma_{5D} (2 \text{ эВ}) = 5 \cdot 10^{-17}$ см²) [32], сечения возбуждения колебательных уровней молекул азота ($\sigma_{возб N_2} \leq 3,5 \cdot 10^{-16}$ см²) [26]. При расчете коэффициента амбиполярной диффузии использовались данные о подвижности ионов цезия [33]. Результаты оценок сведены в таблицу.

Сопоставление частот характерных процессов

$r_{тр}$, см	3	3	0,6	3	3	0,6
i , А	0,1	0,1	0,1	0,1	0,4	0,4
$n_{N_2} \cdot 10^{-15}$, см ⁻³	13	1,6	1,6	14	13	13
n_{Cs}/n_{N_2} , %	10	10	10	0,5	0,5	0,5
$i/r^2 n_{N_2} \cdot 10^{18}$, А см	0,85	6,9	170	0,8	3,4	85
$i n_{N_2} \cdot 10^{-15}$, А см ⁻³	1,3	0,16	0,16	1,4	5,2	5,2
$E/n_{N_2} \cdot 10^{16}$, В см ²	4,5	8,8	9,4	2,5	1,2	1,2
$\bar{\epsilon}$, эВ	1,96	1,02	1,14	1,57	1,0	0,72
$\nu_{упр Cs}(\bar{\epsilon}) \cdot 10^{-3}$, с ⁻¹	31	11	1,4	1,2	0,54	0,48
$\nu_{упр Cs}(2 \text{ эВ}) \cdot 10^{-3}$, с ⁻¹	24	3,1	3,1	1,6	1,6	1,6
$\nu_{упр N_2}(\bar{\epsilon}) \cdot 10^{-3}$, с ⁻¹	43	1,0	1,3	28	9,4	1,6
$\nu_{упр N_2}(2 \text{ эВ}) \cdot 10^{-3}$, с ⁻¹	36	4,7	4,7	48	47	48
$\nu_{ee}(\bar{\epsilon}) \cdot 10^{-6}$, с ⁻¹	0,56	0,19	4,0	0,22	1,3	14
$\nu_{ee}(2 \text{ эВ}) \cdot 10^{-6}$, с ⁻¹	0,52	0,08	1,9	0,16	0,51	3,4
$\nu_{возб вР Cs}(2 \text{ эВ}) \cdot 10^{-7}$, с ⁻¹	64	8,3	8,3	3,5	3,2	3,2
$\nu_{возб 5D Cs}(2 \text{ эВ}) \cdot 10^{-5}$, с ⁻¹	72	7,2	7,2	3,6	2,8	2,8
$\nu_{возб N_2}(\bar{\epsilon}) \cdot 10^{-7}$, с ⁻¹	59	1,4	2,0	44	13	3,6
$\nu_{возб N_2}(2 \text{ эВ}) \cdot 10^{-7}$, с ⁻¹	36	4,4	4,4	39	36	36
$\nu_{амб} \cdot 10^{-3}$, с ⁻¹	0,16	1,0	26	0,14	0,25	4,5
$\nu_{\bar{E}}(\bar{\epsilon}) \cdot 10^{-5}$, с ⁻¹	7,8	19	16	14	12	7,8
$\nu_{\bar{E}}(2 \text{ эВ}) \cdot 10^{-5}$, с ⁻¹	4,4	3,2	3,6	6,8	1,3	1,9

Из таблицы видно, что наибольшими являются частоты возбуждения электронами колебательных уровней молекул азота $\nu_{возб N_2}$ и резонансного уровня атома цезия $\nu_{возб вР Cs}$, они характеризуются величинами (10^7-10^8) с⁻¹. За ними следуют частота межэлектронных соударений ν_{ee} , частота возбуждения уровня $5D$ ($\nu_{возб 5D Cs}$), частота, связанная с электрическим полем $\nu_{\bar{E}}$; их величины $\sim(10^5-10^6)$ с⁻¹. Наконец, наименьшую роль играют упругие столкновения ($\nu_{упр M}$) и амбиполярный член ($\nu_{амб}$); их характерные величины $\sim(10^3-10^4)$ с⁻¹.

Результаты оценок прежде всего дают возможность объяснить, почему определяющими для распределения электронов по энергиям являются параметры подобия n_{Cs}/n_{N_2} и $i/r^2 n_{N_2}$.

Оба параметра определяют относительную роль столкновений электронов с атомами цезия, молекулами азота и электронами, а именно эти столкновения играют решающую роль в установлении распределения. Отметим, что роль неупругих столкновений с цезием и азотом в наших оценках может быть завышена, поскольку учитывались только прямые процессы.

О значительной роли процессов тушения колебательных уровней азота электронами свидетельствует следующее. На рис. 6 экспериментальные распределения электронов по энергиям сравниваются с расчетом, выполненным по просьбе авторов Г. В. Найдисом. В случае *a* в расчет закладывалась колебательная температура азота $T_v=0,5$ эВ, что соответствует значительной роли тушения азота электронами. Видно, что экспериментальная кривая близка к расчетной. В случае *b* $T_v=0$, т. е. не учтены обратные процессы, в результате чего «хвост» расчетной кривой сильно обеднен электронами по сравнению с экспериментом.

Сопоставление характерных частот дает возможность объяснить, почему не наблюдается излом при $\epsilon=1,4$ эВ, характерный для распределений, полученных в цезии и смесях цезия с гелием (см. [7-9, 11]). Действительно, излом должен иметь место при решающем вкладе в формирование распределения $\nu_{возб вР Cs}$. В смеси цезия с азотом этот вклад сравним с тем, что дают неупругие столкновения электронов с молекулами азота.

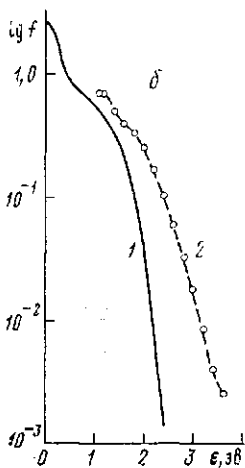
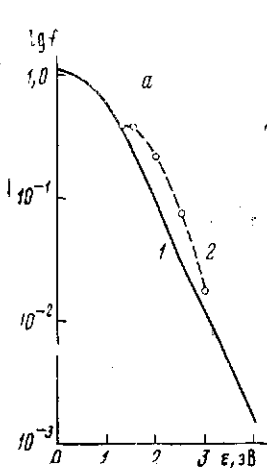


Рис. 6

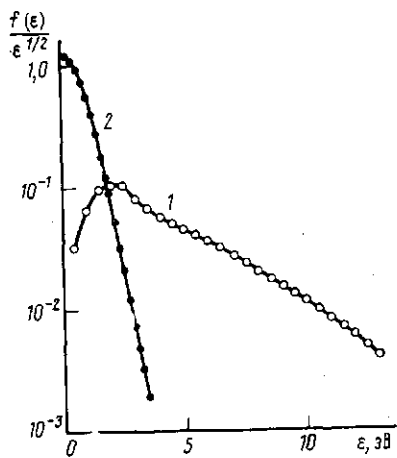


Рис. 7

Рис. 6. Сравнение экспериментального распределения электронов по энергиям с расчетом. *a* — $p_{N_2}=13$ Па; $n_{Cs}/n_{N_2}=1\%$, $i=0,4$ А; 1 — расчет: $T_e=0,5$ эВ, $E/n=3 \cdot 10^{-16}$ В см⁻¹, $\bar{\epsilon}=0,98$ эВ; 2 — эксперимент: $E/n=2,9 \cdot 10^{-16}$ В см⁻¹, $\bar{\epsilon}=1,38$ эВ. *б* — $p_{N_2}=67$ Па, $n_{Cs}/n_{N_2}=10\%$, $i=0,2$ А, $E/n=5,7 \cdot 10^{-16}$ В см⁻¹; 1 — расчет: $T_e=0$, $\bar{\epsilon}=0,75$ эВ; 2 — эксперимент: $\bar{\epsilon}=1,39$ эВ

Рис. 7. Распределения электронов по энергиям в трубке $r=0,6$ см: 1 — $p_{N_2}=13$ Па; $i=0,4$ А; $E>16$ В см⁻¹; $\bar{\epsilon}=2,2$ эВ; 2 — $p_{N_2}=13$ Па; $n_{Cs}/n_{N_2}=10\%$; $i=0,3$ А; $E=0,9$ В см⁻¹; $\bar{\epsilon}=0,9$ эВ

Из того же сопоставления ясно, что наблюдаемое в смеси распределение должно отличаться и от распределения в чистом азоте по двум причинам. Во-первых, из-за существенного влияния на распределение столкновений с атомами цезия и, во-вторых, из-за существенно отличающихся электрического поля и величины χ_E . Это отличие ясно видно на рис. 7, где представлены распределения, снятые в одной и той же трубке, при одинаковых давлениях азота и примерно одинаковых токах. Добавка 10% цезия привела к резкому снижению напряженности электрического поля, средней энергии электронов и резкому изменению вида функции распределения.

Авторы выражают благодарность Г. В. Найдису и В. А. Синельникову за ценные обсуждения.

Институт высоких температур
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
7 VIII 1979

ЛИТЕРАТУРА

1. М. З. Новгородов. Тр. ФИАН, 78, 60, 1974.
2. О. А. Малкин. Импульсный ток и релаксация в газе. Атомиздат, 1974.
3. Ю. А. Иванов, Л. С. Полак. В сб. Химия плазмы, вып. 2. Атомиздат, 1975.
4. К. Д. Асвадулов, И. А. Васильева, В. М. Торчинский. ЖТФ, 44, вып. 3, 569, 1974.
5. Н. Д. Моргулис, Ю. П. Корчевой, В. И. Лукашенко. УФЖ, 12, № 8, 1362, 1967.
6. А. М. Деятов, Т. Н. Соловьев, Л. М. Волкова. ТВТ, 12, № 4, 705, 1974.
7. К. Д. Асвадулов, И. А. Васильева. ЖТФ, 45, вып. 7, 1558, 1975.
8. К. Д. Асвадулов, И. А. Васильева. Физика плазмы, 1, № 3, 510, 1975.
9. К. Д. Asvadurov, I. A. Vasilieva. Proc. XII Intern. Conf. Phenom. Ioniz. Gases. Eindhoven, p. 49, 1975.
10. К. Д. Asvadurov, I. A. Vasilieva. Physics of Ionized Gases, Dubrovnik, p. 347, 1976.
11. И. А. Васильева, К. Д. Асвадулов. В сб. Диагностика низкотемпературной плазмы «Наука», 1979, стр. 179.
12. J. Archambault, A. Bourdier. C. r. Acad. Sci., 276, № 22, 833, 1973.
13. S. Pfau, A. Rytcher, K. Wojacsek. Beitr. Plasmaphys., 9, № 4, 333, 1969.
14. Е. Е. Антонов, В. И. Лукашенко. Препринт ИЭД АН УССР, № 126, Киев, 1976; УФЖ, 22, 1269, 1977.

15. В. Н. Белоусов, Г. А. Касабов, В. Ф. Коназ. Тр. Междунар. симпоз. по МГД-преобразованию энергии. Мюнхен, 2, стр. 91, 1974.
 16. Е. Е. Антонов, Ю. П. Корчевой, В. И. Лукашенко. Препринт ИЭД АН УССР, № 102, Киев, 1975; ТВТ, 14, № 6, 1151, 1976.
 17. Н. А. Кружилин, А. Х. Мнацаканян. ТВТ, 12, № 1, 24, 1974.
 18. И. А. Бородин, Ю. П. Корчевой. ЖТФ, 48, № 4, 717, 1978.
 19. Э. Э. Шпильрайн, К. А. Якимович и др. Теплофизические свойства щелочных металлов. Изд. стандартов, 1970.
 20. Н. Б. Варгафтик. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. «Наука», 1972.
 21. M. I. Druvesteyn. Z. Phys., 64, 781, 1930.
 22. Г. М. Малышев, В. Л. Федоров. ДАН СССР, 92, 269, 1953.
 23. E. Berger, A. Heisen. J. Phys. Ser D. Appl. Phys., 8, 629, 1975.
 24. В. А. Довженко, Н. П. Ершов, Г. М. Солнцев. ЖТФ, 44, вып. 4, 851, 1974.
 25. Хр. Поневски. Болг. физ. ж., II, 2, 1975.
 26. А. Х. Мнацаканян. ТВТ, 12, № 4, 858, 1974.
 27. А. Х. Гинзбург, А. В. Гуревич. УФН, 70, вып. 2, 201, 1960.
 28. Ю. М. Коган, Р. И. Лягущенко. ЖТФ, 32, вып. 6, 735, 1962.
 29. И. Мак-Даниэль. Процессы столкновений в ионизованных газах. «Мир», 1967.
 30. С. Браун. Элементарные процессы в плазме газового разряда. Госатомиздат, 1961.
 31. Л. Спитцер. Физика полностью ионизованного газа. ИЛ, 1957.
 32. И. П. Запесочный. ТВТ, 5, № 1, 7, 1967.
 33. М. Мак-Даниэль, Э. Мезон. Подвижность и диффузия ионов в газах. «Мир», 1976.
-