

02;03;04;07

Влияние молекулярного азота на подвижность электронов в смеси аргона и оптически возбужденных паров натрия

© Н.А. Горбунов, А.С. Мельников

Научно-исследовательский институт физики Санкт-Петербургского государственного университета,
198904 Санкт-Петербург, Россия

(Поступило в Редакцию 10 ноября 1997 г.)

Проведено параметрическое исследование функции распределения электронов по энергиям (ФРЭЭ) и подвижности электронов в смеси $\text{Na} + \text{Ar} + \text{N}_2$. Анализируются условия, реализуемые в фотоплазме, когда отрыв средней энергии электронов от температуры нейтрального газа обусловлен ударами второго рода с возбужденными атомами натрия. Рассматривается случай малой ионизации среды при низких колебательных температурах основного состояния молекул азота. Для нахождения ФРЭЭ численно решалось кинетическое уравнение Больцмана. Установлено, что в указанной смеси наличие азота приводит к обеднению ФРЭЭ в области эффективного колебательного возбуждения молекул и способствует образованию инверсии на ФРЭЭ $\partial f(\varepsilon)/\partial \varepsilon > 0$ в диапазоне энергий, соответствующих минимуму Рамзауэра на сечении упругих столкновений электронов с атомами аргона. Показано, что неравновесный характер ФРЭЭ приводит к сложной зависимости подвижности электронов от парциальных соотношений компонент смеси, степени ионизации среды и заселенности резонансно-возбужденных атомов натрия.

Введение

Электронные транспортные параметры в слабоионизованном газе зависят от функции распределения электронов по энергиям (ФРЭЭ), которая, как правило, в реальных экспериментальных условиях неравновесна. В отличие от плазмы атомарных газов в молекулярной плазме возможно возбуждение вращательных и колебательных уровней. Для ряда газов, таких как азот и окись углерода, сечения возбуждения колебательных уровней основного электронного состояния имеют ряд максимумов, группирующихся в узком (порядка 1 eV) интервале энергий. Это связано с тем, что колебательное возбуждение происходит через образование нестабильного отрицательного иона. Указанные немонотонные зависимости обуславливают сложный вид ФРЭЭ в молекулярной плазме.

Расчету ФРЭЭ в молекулярной плазме азота для газоразрядных условий посвящены многочисленные работы (см. [1–3] и литературу в них). Было показано, что в широком диапазоне условий процессы возбуждения колебательных уровней играют определяющую роль в балансе энергии электронов. Установлено, что вид ФРЭЭ в области эффективного колебательного возбуждения и девозбуждения зависит от распределения молекул по колебательным состояниям [4–6]. В работе [7] было обнаружено влияние колебательно-возбужденных молекул на электронные транспортные параметры в молекулярной плазме. В [8] было показано, что в смеси перечисленных выше молекулярных газов и тяжелых инертных возможно появление отрицательной дифференциальной проводимости плазмы.

Наиболее сильное влияние распределение молекул по колебательным уровням на вид ФРЭЭ оказывает в несамостоятельных разрядах при слабом влиянии продольного электрического поля, когда нагрев электрон-

ного газа обусловлен столкновениями с возбужденными молекулами. Расчет ФРЭЭ для послесвечения разряда в чистом азоте выполнен в [9,10] для различных степеней ионизации среды и колебательных температур основного электронного состояния. Моделировалось влияние заселенностей электронно-возбужденных состояний на высокоэнергетическую часть ФРЭЭ. Энергетическое распределение в послесвечении азота при колебательной температуре основного состояния $T_v = 0.3 \text{ eV}$ было измерено в работе [11]. Там же проведен аналитический расчет ФРЭЭ, выполненный на основе представления интеграла неупругих электрон-молекулярных столкновений в фоккер-планковском приближении. Детальные численные расчеты для условий эксперимента [11] проведены в [12,13]. В [14] приведены результаты измерений ФРЭЭ в электронно-пучковом разряде азота низкого давления в условиях, когда колебательная температура была близка к газовой и имела величину порядка 0.03 eV.

Анализ результатов работ [9–14] показывает, что ФРЭЭ в несамостоятельных разрядах в азоте (послесвечение разряда, пучковый разряд, фотоплазма) в интервале энергий от $\varepsilon_1 = 1.5 \text{ eV}$ до $\varepsilon_2 = 3.6 \text{ eV}$, соответствующим диапазону эффективного колебательного возбуждения, существенно зависит от распределения молекул по колебательным уровням основного электронного состояния. В случае когда колебательная температура T_v близка к газовой T_a в указанном диапазоне энергий, наблюдается обеднение ФРЭЭ за счет возбуждения колебательных уровней. С ростом колебательной температуры происходит увеличение числа электронов в этом энергетическом интервале за счет ударов второго рода с колебательно-возбужденными молекулами. Если $T_v \gg T_a$, то в области энергий от ε_1 до ε_2 формируется квазиравновесное распределение электронов, температура которого близка к T_v . Вид ФРЭЭ при энергиях $\varepsilon < \varepsilon_1$ существенным образом зависит от степени ионизации плазмы.

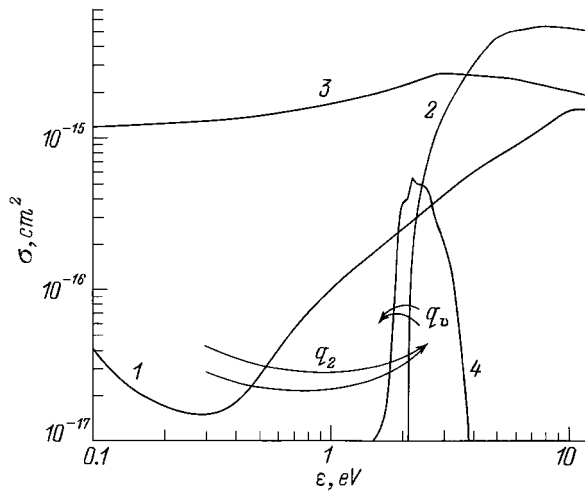


Рис. 1. Сечения столкновений основных процессов, формирующих ФРЭЭ в смеси Na + Ar + N₂: 1 — транспортное сечение упругих столкновений электронов с атомами аргона, 2 — сечение возбуждения резонансных уровней Na (3S–3P), 3 — сечение ударов второго рода с возбужденными атомами натрия, 4 — суммарное сечение возбуждения восьми колебательных уровней X¹Σ_g⁺ молекулы азота.

В наших предыдущих работах [15–18] мы рассмотрели механизм формирования ФРЭЭ в условиях несамостоятельных разрядов в двухкомпонентных смесях натрия и инертных газов. Было показано, что в смеси натрия с инертными газами неравновесный характер функции распределения существенно изменяет подвижность электронов [16]. Влиянием возникновения инверсии на ФРЭЭ объяснен наблюдавшийся ранее в эксперименте [19] эффект низкой проводимости фотоплазмы в смеси Na + Ar [17]. В данной работе под инверсным распределением мы понимаем ФРЭЭ, имеющую положительную производную ($\partial f(\varepsilon)/\partial \varepsilon > 0$) в определенном энергетическом интервале. В [15,18] было установлено существование критической заселенности резонансно-возбужденных атомов натрия, превышение которой приводит к созданию такой инверсии на ФРЭЭ, что в слабоионизованной плазме в смеси с тяжелыми инертными газами возможен эффект отрицательной подвижности электронов. Однако в двухкомпонентной смеси этот эффект возможен в узком диапазоне условий, трудно достижимых в эксперименте. Для усиления эффекта отрицательной подвижности в настоящей работе предлагается использовать добавки азота, имеющего ярко выраженный максимум на сечении возбуждения колебательных уровней, что позволяет целенаправленным способом изменять вид ФРЭЭ.

Качественное объяснение усиления инверсии на ФРЭЭ в трехкомпонентной смеси иллюстрирует рис. 1, где приведены сечения основных процессов, формирующих энергетическое распределение электронов. Аргон в рассматриваемой смеси определяет необходимый рост транспортной частоты столкновений электронов при энергиях, превышающих величину минимума Рамзау-

эра. Для получения инверсии на ФРЭЭ необходимо сформировать источник быстрых электронов на растущей части сечения упругих столкновений электронов с атомами аргона. В рассматриваемых нами условиях быстрые электроны возникают за счет ударов второго рода с возбужденными атомами натрия (поток q_2 на рис. 1). В двухкомпонентной смеси эффективность источника понижается за счет ударов первого рода с атомами натрия. Поэтому представляется интересным рассмотреть трехкомпонентную смесь, где возбуждение колебательных уровней молекул азота (поток q_v на рис. 1) приводит к уменьшению частоты ударов первого рода с Na. Выбор именно азота в качестве третьей компоненты смеси обусловлен тем, что максимум сечения возбуждения колебательных уровней N₂ располагается в припороговой области возбуждения натрия. Высокая эффективность азота в формировании инверсной ФРЭЭ связана с тем, что быстрые электроны покидают зону возбуждения резонансных уровней натрия с небольшими энергетическими потерями по сравнению с порогом возбуждения.

Целью данной работы является анализ механизма формирования неравновесной ФРЭЭ в несамостоятельных разрядах для трехкомпонентных смесей, состоящих из аргона, натрия и молекулярного азота. Проявления нелокального характера ФРЭЭ в молекулярной плазме низкого давления рассмотрены в [20–22].

Теоретическая модель

Для расчета ФРЭЭ мы использовали уравнение Больцмана, имеющего в стационарном приближении следующий вид:

$$\frac{d}{d\varepsilon} \left[D(\varepsilon) \frac{df(\varepsilon)}{d\varepsilon} + V(\varepsilon)f(\varepsilon) \right] = C(\varepsilon), \quad (1)$$

где $D(\varepsilon)$ — коэффициент диффузии в пространстве энергий

$$D(\varepsilon) = \varepsilon^{3/2} \left\{ \left(\delta\nu_{el}(\varepsilon) + \frac{8B_e}{\varepsilon} \nu_{rot}(\varepsilon) \right) T_a + \frac{4}{3} \nu_{ee}(\varepsilon) \left[\int_0^\varepsilon f(\varepsilon') \varepsilon'^{3/2} d\varepsilon' + \varepsilon^{3/2} \int_\varepsilon^\infty f(\varepsilon') d\varepsilon' \right] \right\}, \quad (2)$$

$$\delta\nu_{el}(\varepsilon) = v \sum_j \frac{2m}{M_j} n_j \sigma_{el}^j(\varepsilon) \quad (3)$$

— эффективная частота потерь энергии при упругих столкновениях, просуммированная по всем компонентам смеси с концентрациями n_j и сечениями $\sigma_{el}^j(\varepsilon)$; v , m — скорость электрона и его масса соответственно; M_j — масса атомов (молекул); $B_e = 2.47 \cdot 10^{-4}$ eV — вращательная постоянная молекулы азота; $\nu_{rot}(\varepsilon)$ — частота

возбуждения вращательных уровней; $\nu_{ee}(\varepsilon)$ — частота межэлектронных столкновений [12];

$$V(\varepsilon) = \varepsilon^{3/2} \left[\delta\nu_{el}(\varepsilon) + \frac{8B_e}{\varepsilon} \nu_{rot}(\varepsilon) + 2\nu_{ee}(\varepsilon) \int_0^\varepsilon f(\varepsilon') \sqrt{\varepsilon'} d\varepsilon' \right] \quad (4)$$

— коэффициент динамического трения в пространстве энергий;

$$C(\varepsilon) = \sum_{i,k} \left\{ \varepsilon \sigma_{ik}(\varepsilon) \left[n_i f(\varepsilon) - \frac{g_i}{g_k} n_k f(\varepsilon - E_{ik}) \right] - (\varepsilon + E_{ik}) \times \sigma_{ik}(\varepsilon + E_{ik}) \left[n_i f(\varepsilon + E_{ik}) - \frac{g_i}{g_k} n_k f(\varepsilon) \right] \right\} \quad (5)$$

— интеграл неупругих столкновений; $\sigma_{ik}(\varepsilon)$ — сечение возбуждения уровня k с заселенностью n_k и статистическим весом g_k из состояния i с заселенностью n_i и статистическим весом g_i ; E_{ik} — энергетический зазор между уровнями.

Нормировка ФРЭЭ удовлетворяет следующему выражению:

$$\int_0^\infty f(\varepsilon) \sqrt{\varepsilon} d\varepsilon = 1. \quad (6)$$

Подвижность электронов выражается через изотропную часть ФРЭЭ следующим образом:

$$\mu = -\frac{2e}{3m} \int_0^\infty \frac{\partial f(\varepsilon)}{\partial \varepsilon} \frac{\varepsilon^{3/2}}{\nu_{el}(\varepsilon)} d\varepsilon, \quad (7)$$

где e — заряд электрона.

Уравнение (1) решалось численно методом последовательных приближений [15].

Сечения упругих столкновений электронов с натрием и инертными газами были взяты из работ [23,24], сечение возбуждения Na ($3S-3P_{1/2,3/2}$) — из [25]. Эффективное сечение возбуждения вращательных уровней молекулы азота было взято из [26], сечения возбуждения колебательных уровней основного состояния N_2 — из [27]; энергии колебательных уровней соответствовали [28]; транспортное сечение упругих столкновений для азота приведено в [24]. Выбор сечений возбуждения из основного состояния N_2 в вышележащие электронные состояния проведен аналогично работам [11,29].

Распределение молекул по колебательным уровням основного состояния примем больцмановским с температурой T_v , которую будем полагать равной температуре атомов T_a . Газовая температура в расчетах варьировалась в пределах 450–600 К, что соответствует плотностям натрия в диапазоне $10^{12}-10^{15} \text{ cm}^{-3}$. При характерном размере плазмы более 1 см (в рассматриваемых ниже условиях) для этих плотностей справедливо локальное приближение при расчете ФРЭЭ. Суммарную

заселенность резонансных состояний N^* натрия $3P_{1/2}$ и $3P_{3/2}$ будем характеризовать эффективной температурой заселения T^*

$$T^* = -\Delta E [\ln(N^* g_0 / N_0 g^*)]^{-1}, \quad (8)$$

где $\Delta E = 2.1 \text{ eV}$ — энергия, соответствующая центру тяжести дублета; g^* — его статистический вес; N_0 и g_0 — плотность и статвес атомов натрия в основном состоянии соответственно.

Дальнейший анализ проведем для условий в плазме, реализуемых при относительном высоком содержании инертного газа по сравнению с суммарной плотностью щелочи и молекулярной примеси. В рассматриваемом диапазоне электронных температур $0.1 < T_e < 1.5 \text{ eV}$ можно не учитывать процессы возбуждения уровней инертного газа. Здесь и ниже под T_e для неравновесной ФРЭЭ мы будем понимать величину $T_e = 2/3 \langle \varepsilon \rangle$, где $\langle \varepsilon \rangle$ — средняя энергия электронов. В рассматриваемом далее диапазоне плотностей $[Na] \sim [N_2]$ частота неупругих столкновений с атомами натрия значительно превосходит частоту электронного возбуждения молекул азота. В этой связи в наших расчетах не учитывалось возбуждение $A^3\Sigma_u^+$ и всех вышележащих электронных состояний молекулы азота. Мы пренебрегли процессами возбуждения всех уровней натрия из $3S$ -состояния, расположенных по шкале энергий выше $3P$. Это связано с тем, что их сечения возбуждения по крайней мере на порядок меньше сечения $3S-3P$ -перехода.

Результаты расчета

На рис. 2 в качестве примера приведен расчет подвижности электронов в зависимости от парциального соотношения компонент смеси при $T^* = 0.7 \text{ eV}$. При расчете ФРЭЭ для этих условий пренебрегалось ступенчатым возбуждением из $3P$ -состояний натрия и кулоновскими столкновениями, влияние которых мы обсудим в дальнейшем. Видно, что подвижность электронов в трехкомпонентной смеси существенно зависит от ее состава. Существуют две области значений подвижности электронов, в одной из которых ее величины положительны, а в другой, замкнутой, области — отрицательны. При уменьшении T^* область существования отрицательной подвижности уменьшается, а при $T^* < 0.4 \text{ eV}$ подвижность принимает только положительные значения.

Рассмотрим более подробно условия возникновения отрицательной подвижности электронов. Как было показано в [30], имеется два необходимых (но недостаточных) условия возникновения эффекта отрицательной проводимости. Наличие отрицательной производной $\partial[\varepsilon^{3/2}/\nu_{el}(\varepsilon)]/\partial\varepsilon < 0$. Данный критерий выполняется в рассматриваемой смеси лишь для аргона в области энергий выше минимума Рамзауэра. Это неравенство определяет минимальную долю атомов аргона, которая должна примерно на три порядка превышать суммарную концентрацию двух других компонентов. Из рис. 2 видно,

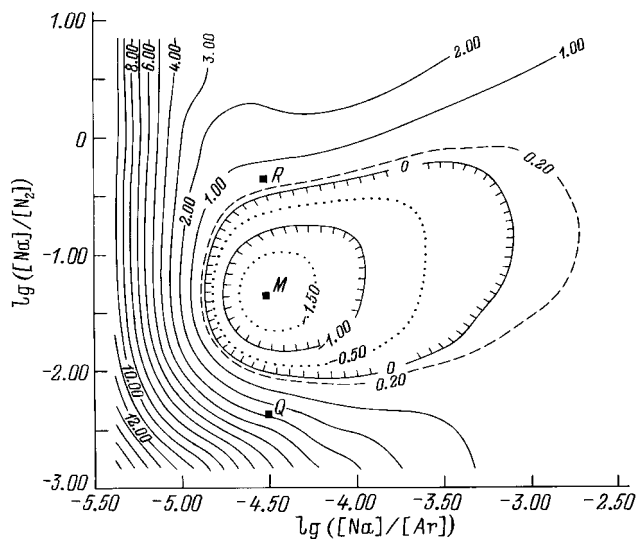


Рис. 2. Изолинии подвижности электронов (в единицах $10^{23} \text{ V}^{-1} \cdot \text{cm}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$) в смеси $\text{Na} + \text{Ar} + \text{N}_2$ при нулевой степени ионизации в зависимости от парциального соотношения азота и аргона в смеси. Точка M обозначает минимум подвижности.

что в области, где указанное условие не выполняется, подвижность электронов становится положительной. Максимальная концентрация аргона определяется тем, что частота ударов второго рода с возбужденными атомами натрия должна превосходить частоту потерь энергии на упругих столкновениях в районе рамзауэровского минимума [15]. Как видно из рис. 2, когда концентрация аргона превосходит определенную величину, подвижность становится опять положительной. Это связано с тем, что происходит быстрая релаксация электронов на упругих столкновениях с аргоном в область энергий, меньших, чем энергия минимума Рамзауэра. Вторым условием существования эффекта абсолютной отрицательной проводимости является наличие инверсии на ФРЭЭ $\partial f(\varepsilon)/\partial \varepsilon > 0$.

Рассмотрим роль азота в формировании инверсии на ФРЭЭ. Для этого обратимся к рис. 3 и 4, на которых приведены результаты расчета ФРЭЭ и температуры электронов при различных концентрациях молекулярной примеси и фиксированном соотношении $[\text{Na}]/[\text{Ar}]$, соответствующих точке минимума на подвижности электронов. На рис. 4 также показаны доли энергии, идущие на возбуждение молекулярных колебаний, неупругих потерь с атомами натрия и суммарных потерь энергии при упругих и вращательных столкновениях.

При нулевой концентрации азота основную роль в формировании ФРЭЭ играют процессы возбуждения и девозбуждения атомов натрия. В результате образуется квазимаксвелловское распределение с подвижностью электронов, близкой к равновесной ФРЭЭ, в аргоне при $T_e = T^*$ [15]. В точке R (см. рис. 2, 3) где относительное содержание азота мало, процессы колебательного возбуждения приводят к формированию небольшой инверсии на ФРЭЭ (рис. 3, кривая 3). При этом подвижность

принимает малые (по сравнению с равновесной ФРЭЭ, температура которой находится из уравнения баланса энергии), но положительные значения.

С ростом концентрации молекулярной примеси (точка M на рис. 2, 3) возрастает роль возбуждения колебательных уровней. Для азота сечения возбуждения $X^1\Sigma_g^+(v=0) \rightarrow X^1\Sigma_g^+(v)$ (v — колебательное квантовое число) быстро убывают с ростом v . Поэтому основную роль играют процессы с потерями энергии порядка величины колебательного кванта молекулы N_2 $E_1 = 0.29 \text{ eV}$. Из рис. 4 видно, что рост эффективности возбуждения колебательных уровней сопровождается падением неупругих потерь при столкновениях с атомами натрия. Это связано с тем, что максимум сечения колебательного возбуждения соответствует припороговой области энергий резонансного перехода атома натрия. В этом диапазоне частота возбуждения молекулярных колебаний сравнивается с частотой ударов первого рода с атомами натрия. Поскольку $E_1 \ll \Delta E$, то энергетический баланс достигается при практически той же средней энергии электронов (рис. 4). При данных соотношениях компонент смеси наблюдается обеднение ФРЭЭ в области $\varepsilon_1 < \varepsilon < \varepsilon_2$ (рис. 3, кривая 1). Происходит уменьшение эффективности ударов первого рода с атомами натрия в основном состоянии, поскольку электроны выходят в допороговую область сечения $3S-3P$ $\varepsilon < \Delta E$ за счет возбуждения молекулярных колебаний. Выйдя из зоны эффективного колебательного возбуждения $\varepsilon < \varepsilon_1$, электроны релаксируют преимущественно на упругих

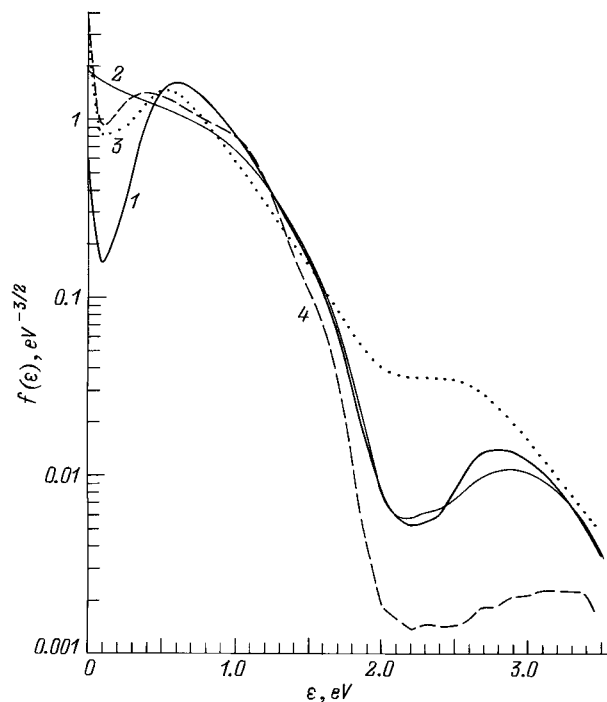


Рис. 3. Функции распределения электронов по энергиям при различных концентрациях азота и степенях ионизации. Соотношения компонент смеси для 1–4 соответствуют точкам M , M , R , Q (рис. 2) соответственно. Степень ионизации для кривых 1, 3, 4 равна нулю; для кривой 2 — 10^{-9} .

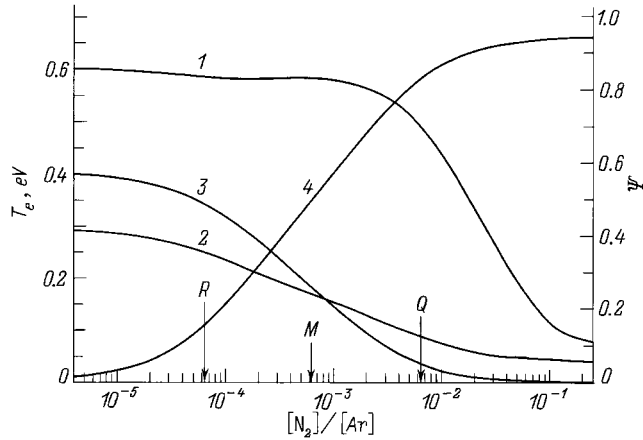


Рис. 4. Температура электронов и доли потерь энергии (Ψ) при $T^* = 0.7 \text{ eV}$ и различных концентрациях азота в смеси. Отношение $[\text{Na}]/[\text{Ar}]$ соответствует точке минимума на подвижности электронов (точка M на рис. 2); 1 — T_e , 2–4 — доля потерь энергии электронов при упругих и вращательных столкновениях, ударах первого рода с Na и колебательном возбуждении уровней $X^1\Sigma_g^+$ состояния молекулы N_2 соответственно.

столкновениях с атомами аргона. В районе энергий, соответствующих рамзауэровскому минимуму, релаксация в низкоэнергетический диапазон замедляется. Не успев попасть в тепловую область энергий, электроны претерпевают удар второго рода с возбужденными атомами натрия и возвращаются в область высоких энергий. В результате на ФРЭЭ образуется минимум. Так как инверсное распределение формируется в районе рамзауэровского минимума, то оно вносит определяющий вклад в интеграл (7) и подвижность становится отрицательной.

Дальнейший рост плотности азота при прочих равных условиях (точка Q на рис. 2, 4) увеличивает скорость релаксации электронов на колебательных, вращательных и упругих столкновениях с молекулами азота. Удары второго рода не успевают возвращать электроны в высокоэнергетическую область, и большая часть потока быстрых электронов релаксирует в тепловую область энергий. Количество электронов в низкоэнергетической области возрастает, и инверсия на ФРЭЭ в районе рамзауэровского минимума исчезает (кривая 4 на рис. 3). При этом средняя энергия электронов уменьшается, а подвижность становится положительной.

Приведенные результаты расчетов показывают, что существует состав трехкомпонентной смеси, в котором отрицательная подвижность электронов достигает максимального по модулю значения. Эта величина и состав смеси зависят от концентрации возбужденных атомов натрия в $3P$ -состоянии. Однако одновременная необходимость высокой концентрации возбужденных атомов и малой степени ионизации среды являются противоречивыми требованиями. Поэтому в качестве следующего шага рассмотрим задачу о критических заселенностях возбужденных атомов и допустимых концентрациях электронов, при которых возможно существование

эффекта отрицательной подвижности для соотношения компонент, соответствующих точке M на рис. 2.

Учет кулоновских столкновений уменьшает протяженность инверсного интервала на ФРЭЭ, поскольку межэлектронные столкновения стремятся сформировать равновесный вид энергетического распределения. В конечном итоге увеличение степени ионизации ведет к разрушению инверсии на ФРЭЭ (кривая 2 на рис. 3). На рис. 5 приведены результаты расчета подвижности электронов в зависимости от концентрации резонансно-возбужденных атомов натрия при различных степенях ионизации среды. Видно, что в трехкомпонентной смеси при степенях ионизации среды меньше чем 10^{-9} возможен эффект отрицательной подвижности электронов. Критическая заселенность возбужденных атомов при степенях ионизации меньше, чем 10^{-10} , соответствует температурам возбуждения от 0.55 до 0.7 eV. Это соответствует условиям, когда менее 10% атомов натрия должны находиться в возбужденных состояниях. По сравнению с двухкомпонентной смесью Na и Ar [15] диапазон существования отрицательной подвижности в трехкомпонентной смеси расширился на два порядка по степени ионизации и на один порядок по заселенности возбужденных атомов натрия.

В вышеизложенном анализе использовалось двухуровневая модель атомов натрия и предположение о равновесном распределении молекул по колебательным уровням при $T_v = T_a$. Это отражает условия, которые могут быть реализованы при резонансном оптическом возбуждении перехода $3S-3P$ натрия в указанной смеси. Однако в реальных экспериментальных условиях возможно протекание различных плазмохимических процессов, которые изменяют заселенности колебательных уровней N_2 и возбужденных состояний атомов натрия. Здесь мы ограничимся проведением параметрических расчетов, отражающих влияние указанных факторов.

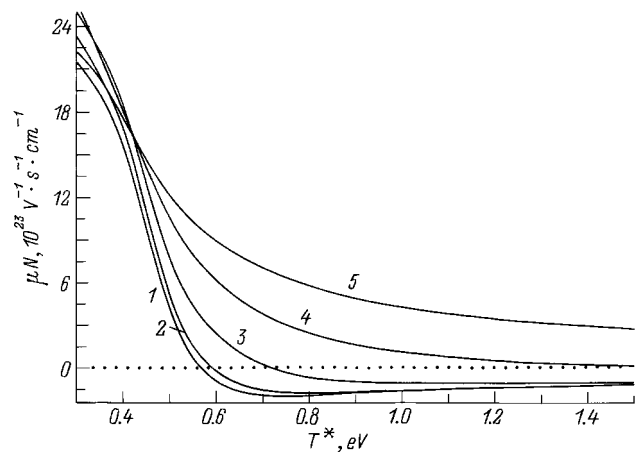


Рис. 5. Зависимость подвижности электронов в смеси $\text{Na} + \text{Ar} + \text{N}_2$ при различных температурах возбуждения и степенях ионизации. Парциальное соотношение компонент смеси соответствует точке минимума подвижности (точка M на рис. 2). Степень ионизации для 1–5 — 0, 10^{-11} , 10^{-10} , 10^{-9} , 10^{-8} соответственно.

Рост колебательной температуры приводит к уменьшению инверсии на ФРЭЭ. Существует критическая T_v , при которой подвижность не может принимать отрицательное значение. При соотношении компонент смеси, соответствующих минимальному значению отрицательной подвижности на рис. 2 при $T^* = 0.07$ eV критическая $T_v \sim 0.4$ eV.

Анализ показывает, что процессы ступенчатого заселения из $3P$ -состояния могут играть существенную роль в формировании ФРЭЭ при высоких $T^* \sim \Delta E$. Основное влияние оказывают ближайшие $4S$ - и $3D$ -уровни, имеющие наибольшие сечения возбуждения. Надежные экспериментальные данные об этих сечениях в настоящее время отсутствуют. Имеющиеся теоретические расчеты расходятся на порядок величины в припороговой области энергий, которая оказывает максимальное влияние на формирование ФРЭЭ. В своих вычислениях мы использовали результаты расчета сечений [31]. В отличие от сечений, приведенных в обзорной работе [32], они учитывают наряду с дипольным и обменное взаимодействие, что приводит к возрастанию величины соответствующих сечений в припороговой области на 40–60%. Расчет ФРЭЭ с учетом процессов ступенчатого возбуждения для условий, соответствующих точке M на рис. 2, показал, что при нулевых заселенностях $4S$ - и $3D$ -уровней подвижность не принимает отрицательного значения. Это связано с тем, что ступенчатое возбуждение увеличивает поток электронов в тепловую область энергий и уменьшает инверсию на ФРЭЭ. Результаты расчета показывают, что ФРЭЭ чувствительна к заселенностям $4S$ - и $3D$ -уровней. Диапазон существования отрицательной подвижности ограничивается со стороны высоких $T^* < \Delta E$. Детальный анализ влияния этих процессов можно изучить в рамках самосогласованной модели для плазмы, что выходит за рамки настоящей работы.

Таким образом, в данной работе проведен анализ влияния азота на вид ФРЭЭ в трехкомпонентной смеси $N_2 + Ar + Na$. Показано, что добавка азота увеличивает инверсию на функции распределения в районе энергий, соответствующих минимуму Рамзауэра на сечении упругих столкновений электронов с атомами аргона. Установлено, что диапазон возможного существования отрицательной подвижности электронов в смеси $N_2 + Ar + Na$ расширяется в область меньших заселенностей возбужденных атомов натрия и более высокой степени ионизации среды по сравнению со смесью $Ar + Na$.

Авторы выражают искреннюю благодарность В.И. Очкуру за проведение расчетов сечений ступенчатого возбуждения в натрии и Л.Д. Цендину за обсуждение результатов работы.

Список литературы

- [1] Highan W.L. // Phys. Rev. A. 1970. Vol. 2. N 5. P. 1989–2000.
- [2] Лягущенко Р.И., Тендлер М.Б. // Физика плазмы. 1975. Т. 1. № 5. С. 836–846.
- [3] Александров Н.Л., Кончаков А.М., Сон Э.Е. // Физика плазмы. 1978. Т. 4. № 1. С. 169–176.
- [4] Мнацаканян А.Х., Найдис Г.В. // Физика плазмы. 1976. Т. 2. № 1. С. 152–162.
- [5] Александров Н.Л., Кончаков А.М., Сон Э.Е. // Физика плазмы. 1978. Т. 4. № 5. С. 1182–1187.
- [6] Gorse C., Cacciatore M., Capitelli M. et al. // Chem. Phys. 1988. Vol. 119. P. 63–70.
- [7] Aleksandrov N.L., Kochetov I.V. // J. Phys. D. 1993. Vol. 26. P. 387–392.
- [8] Александров Н.Л., Демьянов А.В., Кочетов И.В. и др. // Физика плазмы. 1997. Т. 23. № 7. С. 658–663.
- [9] Пономаренко А.Г., Тищенко В.Н., Швейгерт В.А. // ТВТ. 1987. Т. 25. № 4. С. 787–790.
- [10] Paniccia F., Gorse C., Bretagne J., Capitelli M. // J. Appl. Phys. 1986. Vol. 59. N 12. P. 4004–4006.
- [11] Горбунов Н.А., Колоколов Н.Б., Кудрявцев А.А. // ЖТФ. 1991. Т. 61. Вып. 6. С. 52–60.
- [12] Dyatko N.A., Kochetov I.V., Napartovich A.P. // J. Phys. D. 1993. Vol. 26. P. 418–423.
- [13] Colonna G., Gorse C., Capitelli M. et al. // Chem. Phys. Lett. 1993. Vol. 213. N 1. P. 5–9.
- [14] Asemiya H., Ono S., Teii S. // J. Phys. Jap. 1987. Vol. 56. N 12. P. 4312–4328.
- [15] Горбунов Н.А., Латышев Ф.Е., Мельников А.С. // Физика плазмы. 1998. Т. 24. N 10. С. 950–955.
- [16] Gorbunov N.A., Latyshev Ph.E., Melnikov A.S. et al. // 23th ICPIG. Toulouse, 1997. Vol. 1. P. 80–81.
- [17] Gorbunov N.A., Melnikov A.S., Movtchan I.A. // 28th EGAS. Berlin, 1997. P. 561–563.
- [18] Горбунов Н.А., Латышев Ф.Е., Мельников А.С. и др. // ФППТ-2. Минск, 1997. Т. 1. С. 9–12.
- [19] Stacewicz T., Krasinski J. // Optics Commun. 1981. Vol. 39. N 1–2. P. 35–40.
- [20] Tsendin L.D. // Plasma Sources Sci. Technol. 1995. Vol. 4. P. 200–211.
- [21] Горбунов Н.А., Иминов К.О., Кудрявцев А.А. // ЖТФ. 1988. Т. 58. Вып. 12. С. 2301–2309.
- [22] Коротков А.И., Кудрявцев А.А., Хромов Н.А. // ЖТФ. 1996. Т. 66. Вып. 10. С. 92–101.
- [23] Райзер Ю.П. Физика газового разряда. М.: Наука, 1987. 592 с.
- [24] Хаксли Л., Кромптон Р. Диффузия и дрейф электронов в газах. М.: Мир, 1977. 672 с.
- [25] Запесочный И.П., Постой Е.Н., Алексахин И.С. // ЖЭТФ. 1975. Т. 68. Вып. 5. С. 1724–1734.
- [26] Елецкий А.В., Палкина Л.А., Смирнов Б.М. Явления переноса в слабоионизованной плазме. М.: Атомиздат, 1975. 333 с.
- [27] Арасланов Ш.Ф. Деп. в ВИНТИ. № 2187-B87. 1987. 68 с.
- [28] Huber K.P., Herzberg G. Molecular Spectra and Molecular Structure. Vol. 4. Constants of Diatomic Molecules. New York: Van Nostrand, 1979. 716 p.
- [29] Жабицкий М.Г., Силаков В.П. // Препринт МИФИ. М., 1988. № 15-88. 24 с.
- [30] Дятко Н.А., Кочетов И.В., Напартович А.П. // Письма в ЖТФ. 1987. Т. 13. Вып. 23. С. 1457–1461.
- [31] Очкур В.И. Частное сообщение.
- [32] Krishnan U., Stumpf B. // Atomic Data and Nuclear Data Tables. 1992. Vol. 51. P. 151–169.