

УДК 533.9.082

РАДИАЛЬНОЕ И АКСИАЛЬНОЕ ПЕРЕРАСПРЕДЕЛЕНИЕ КОМПОНЕНТ В СТРАТИФИЦИРОВАННОМ РАЗРЯДЕ НИЗКОГО ДАВЛЕНИЯ В СМЕСИ He—I₂

Л. М. Волкова, А. М. Девятов, М. К. Таракджи*

(кафедра физической электроники)

В стратифицированном положительном столбе тлеющего разряда в смеси гелия с парами иода оптическим методом измерено радиальное распределение компонент смеси в голове, середине и хвосте страты и в тех частях разряда, где не было страт. Как показали измерения, распределения атомов He и молекул I₂ резко различаются (качественно, количественно и по механизмам разделения) в зависимости от расстояния места наблюдения от головы страты. Предлагается и обосновывается гипотеза о возможности движения атомов He в направлении от головы к хвосту, а молекул I₂ — от хвоста к голове страты из-за образования градиентов их концентраций вдоль страты в пристеночных областях разряда.

1. Газовый разряд в смеси инертных газов с парами галогенов находит широкое применение в ряде областей физики и техники [1, гл. 15]. Ионизованная смесь гелия с парами иода используется для создания газоразрядных лазеров [2, 3]. Несмотря на важное практическое значение таких объектов, их физические свойства изучены очень мало. Нам неизвестны исследования, в которых изучалось бы пространственное перераспределение атомов и молекул смесей в стратифицированном разряде в смесях газов, одной из компонент которых является электроотрицательный газ с большими массами частиц и с большим значением сродства к электрону.

Одним из характерных свойств разряда в смесях газов или паров веществ является пространственное разделение их компонент в аксиальном и радиальном направлениях. В зависимости от свойств компонент смеси и разрядных условий в каждом конкретном случае процесс перераспределения осуществляется разными причинами [4, с. 450—459]: катафорез, ионный ветер, термодиффузия [5, с. 54—61], различие эффективных сечений передачи импульса и т. д.

2. Наши измерения проводились в следующих условиях: $p(\text{He}) = 0,3\text{--}0,5$ Тор, $p(\text{I}_2) = 10^{-4}\text{--}10^{-3}$ Тор, $i_d = 10\text{--}30$ мА, диаметр трубки $2R = 3,8$ см, расстояние от катода до анода $L = 30$ см. Зажигался тлеющий разряд. Электроды были изготовлены из нержавеющей стали. В таких условиях положительный столб разряда состоял из нескольких стабильных неподвижных страт, имеющих выпуклости, направленные в сторону катода. Газоразрядная трубка была снабжена цилиндрическими и плоскими зондами, которые могли перемещаться по диаметру трубки. Зондовые и оптические измерения мы могли проводить до значений $r/R \leq 0,8$.

3. Радиальное перераспределение атомов и молекул определялось по результатам измерений интенсивностей спектральных линий HeI ($\lambda^{\text{He}} = 7065$ Å) и II ($\lambda^{\text{I}} = 6024$ Å) в различных частях трубки ($J_{kj}^{\text{He}}(r)$ и $J_{kj}^{\text{I}}(r)$) в головах, хвостах и серединах страт и там, где не было страт (вблизи анода). В наших условиях интенсивности спектральных линий, излучаемых плазмой, можно выразить следующими формулами [6]:

$$J_{kj}^{\text{He}}(r) = h\nu_{kj}^{\text{He}} n_0^{\text{He}}(r) n_e(r) K_{0k}^{\text{He}} A_{kj}^{\text{He}} / \sum_{l < k} A_{kl}^{\text{He}}, \quad (1)$$

* Сирья.

$$J_{kj}^I(r) = hv_{kj}^I n_0^{I_2}(r) n_e(r) K_{0k}^{I_2} A_{kj}^I / \sum_{l < k} A_{kl}^I \quad (2)$$

где A_{kj} и A_{kl} — вероятности переходов; n_e , n_0^{He} , $n_0^{I_2}$ — соответственно концентрации электронов, атомов гелия и молекул I_2 в основных состояниях; $K_{0k}^{\text{He}} = \langle q_{0k}^{\text{He}}(\epsilon) v_e \rangle$ — константа скорости возбуждения электронным ударом верхнего, k -го уровня атома гелия из основного состояния; $K_{0k}^{I_2} = \langle q_{0k}^{I_2}(\epsilon) v_e \rangle$ — константа скорости диссоциативного возбуждения k -го состояния атома иода; $q_{0k}^{\text{He}}(\epsilon)$ и $q_{0k}^{I_2}(\epsilon)$ — эффективные сечения возбуждения верхнего уровня линии с λ_{kj}^{He} электронным ударом атомов гелия в основном состоянии и линии с λ_{kj}^I при диссоциативном возбуждении верхнего уровня атома иода соударениями электронов с молекулами I_2 в основном состоянии. Можно показать [2], что в наших условиях будет соблюдаться неравенство $n_0^I(r) \ll n_0^{I_2}(r)$, поэтому, несмотря на то что измерялось радиальное распределение интенсивности атомной линии II ($\lambda = 6024 \text{ \AA}$), результаты измерений давали информацию о радиальном распределении молекул иода $n_0^{I_2}(r)$ в основном состоянии.

4. Процедура определения зависимостей $n_0^{I_2}(r/R)$ и $n_0^{\text{He}}(r/R)$ состояла в следующем.

На первом этапе были измерены распределения интенсивностей линий HeI и II в плоскости, перпендикулярной оси разрядной трубки, $J_{kj}(y)$, усредненные по длинам хорд сечения трубки, находящихся на расстоянии y от оси трубки. Измеренные зависимости $J_{kj}(y)$ были преобразованы в приведенные путем деления каждого значения $J_{kj}(y)$ на максимальную величину $J_{kj}^{\text{max}}(y)$. После этого полученные зависимости $J_{kj}(y)$ указанных линий были подвергнуты преобразованию Абеля, что давало зависимости $J_{kj}(r/R)$ — распределения интенсивностей вдоль радиуса трубки (рис. 1). Вычисления преобразования Абеля были сделаны на персональной ЭВМ РС АТ 286/287 с использованием метода регуляризации. Во всех случаях, кроме $J_{kj}^{\text{He}}(y)$ в голове страты, приведенные значения принимали наибольшие значения при $r/R = 0$, т. е. на оси трубки. В голове страты $J_{kj}^{\text{He}}(y)$ становилась максимальной при $y = r/R \approx 0,60$. Поэтому $J_{kj}^{\text{He}}(r/R = 0) < 1$ (рис. 1, б) и $n_0^{\text{He}}(r/R = 0) < 1$ (рис. 2, в).

Последним этапом определения радиального распределения плотностей нейтральных атомов He и молекул I_2 в основных состояниях было определение $n_0^{\text{He}}(r/R)$ и $n_0^{I_2}(r/R)$ с использованием зависимости $J_{kj}^{\text{He}, I}(r/R)$ и $n_e(r/R)$.

Радиальное распределение интенсивностей для указанных выше спектральных линий HeI и II представлено на рис. 1 в хвосте (а) и голове (б) страты в относительных единицах. Видно, что в хвосте страты по мере удаления от оси разряда интенсивность линии HeI уменьшается быстрее, чем интенсивность линии II . Подобные зависимости $J_{kj}^{\text{He}}(r/R)$ и $J_{kj}^I(r/R)$ были получены и в тех областях положительного столба, где страты отсутствовали (вблизи анода). В середине страты есть такое место, где радиальные распределения линий HeI и II совпадали. В голове страты (рис. 1, б) интенсивность линии HeI при $r/R = 0$ меньше, чем при $r/R \approx 0,60$, затем при дальнейшем приближении к стенкам еще несколько уменьшается. Функция $J_{kj}^I(r/R)$ в голове страты монотонно убывает с ростом r/R .

Приведенные на рис. 1, б кривые, показывающие изменение интен-

сивностей спектральных линий He I (немонотонная) и II (монотонно убывающая) при росте расстояния от точки наблюдения до оси разряда (r/R) в голове страты, можно объяснить, если принять во внимание, что $J_{kj}(r/R) \sim n_0(r/R)n_e(r/R)$. Зависимость плотности электронов n_e от r/R нами была измерена зондовым методом. Она оказалась монотонно убывающей с ростом r/R , т. е. $n_e(0) > n_e(r/R)$ при всех значениях $r > 0$. Приведенные на рис. 1, б зависимости, по-видимому, свидетельствуют о том, что в условиях наших опытов n_0^I почти не

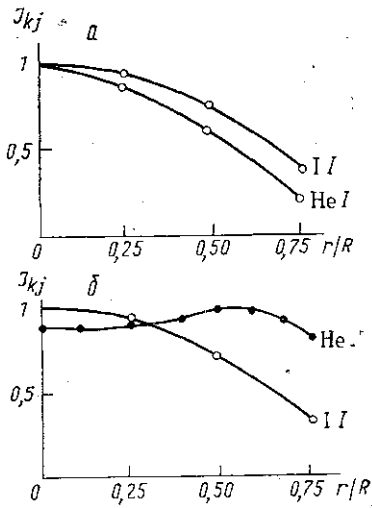


Рис. 1

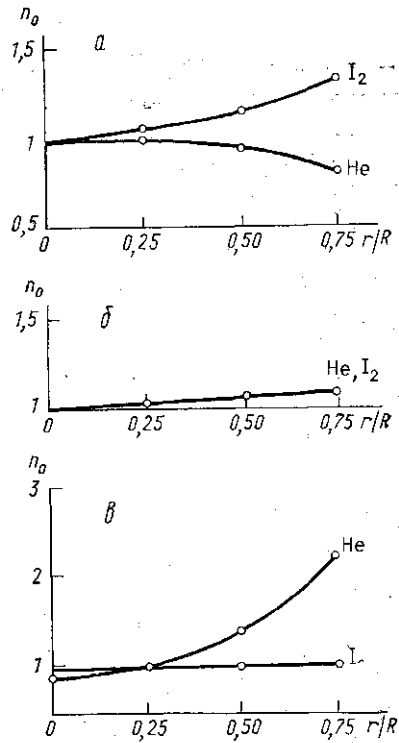


Рис. 2

Рис. 1. Зависимости интенсивностей спектральных линий He I и II от расстояния от оси трубки в хвосте (а) и в голове страты (б): $p(\text{He})=0,5$ Тор, $p(\text{I}_2)=4,4 \cdot 10^{-4}$ Тор, $i_a=10$ мА, $n/n_e=5$

Рис. 2. Радиальное распределение атомов He и молекул I_2 в хвосте (а), середине (б) и в голове страты (в). Условия разряда те же, что и на рис. 1

зависит от r/R , а n_0^{He} возрастает с ростом r/R . В интервале r/R от 0,25 до $\sim 0,60$ концентрация атомов гелия должна увеличиваться с приближением к стенкам трубки быстрее, чем уменьшается плотность электронов, а при $r/R \geq 0,6$ — наоборот: концентрация электронов должна убывать быстрее, чем растет концентрация атомов гелия.

Из (1) и (2) следует, что радиальное распределение частиц — компонент смеси будет выражаться формулой

$$n_0(r) = C J_{kj}(r) / n_e(r). \quad (3)$$

Здесь $C = (h\nu_{kj} K_{0k} A_{kj} / \sum_{k \rightarrow j} A_{ki})^{-1}$, где A_{kj} и A_{ki} обозначают коэффициенты спонтанных переходов $k \rightarrow j$ и $k \rightarrow i$.

Для определения n_0^{He} и $n_0^{\text{I}_2}$ согласно (3) достаточно разделить значения ординат на зависимостях $J_{kj}(r/R)$ (см. рис. 1) на значения n_e при соответствующих значениях r/R . Таким образом, были получены радиальные распределения атомов He и молекул I_2 в разных сечениях

трубки в относительных единицах с точностью до постоянной величины C в формуле (3). Зондовыми измерениями было показано, что энергетическое распределение электронов в пределах точности наших экспериментов остается постоянным при движении по радиусу трубки от оси к стенкам. Отсюда следует, что константы скоростей возбуждения K_{0k} и величина C в формуле (3) не зависят от радиальных координат.

Зависимости $n_0^{\text{He}}(r/R)$ и $n_0^{\text{I}_2}(r/R)$ показаны на рис. 2 в хвосте (а), в середине (б) и в голове (в) страт.

В хвосте страты (см. рис. 2, а) (и там, где не было страт) наблюдались незначительные уменьшения $n_0^{\text{He}}(r/R)$ и рост $n_0^{\text{I}_2}(r/R)$ при удалении от оси разряда. В голове страты (рис. 2, в) с ростом r/R значения $n_0^{\text{He}}(r/R)$ заметно повышались, а значения $n_0^{\text{I}_2}(r/R)$ сохранялись постоянными почти по всему радиусу трубки. В середине страты зависимости $n_0^{\text{He}}(r/R)$ и $n_0^{\text{I}_2}(r/R)$ совпадали и были почти постоянными (рис. 2, б). Это значит, что в середине страт радиальное разделение компонент не происходит.

5. Перейдем к интерпретации результатов измерений радиального перераспределения атомов He и молекул I_2 , приведенных на рис. 2. Характер кривых в хвосте страты до значений $r/R \approx 0,8$ можно объяснить, если положить, что основным механизмом разделения компонент смеси является катафорез [6, 7]. Как показали зондовые измерения, в хвосте страты имеется отрицательное радиальное электрическое поле. И так как энергия ионизации атома He ($W^+_{\text{I}}(\text{He}) = 24,6$ эВ) более чем в два с половиной раза превышает энергию ионизации молекулы I_2 ($W^+_{\text{I}}(\text{I}_2) = 9,4$ эВ), в этих условиях при $r/R \leq 0,8$ наиболее вероятным механизмом перераспределения частиц смеси должен быть катафорез [6, 7].

В голове страты радиальное электрическое поле $E_r = 0$, так как головы страт имеют форму эквипотенциальных поверхностей [8, с. 441]. Наши измерения также показали, что в голове страт $E_r = dV_0/dr = 0$ до значений $r/R \leq 0,7$, затем при дальнейшем удалении от оси трубки (до $r/R \approx 0,8$) поле E_r становится отрицательным и растет по модулю. Это последнее обстоятельство можно объяснить тем, что в своих опытах мы не могли точно следовать по кривой поверхности головы страты и вблизи стенки измеряли $V_0(r/R)$ в области перед головой страты. Так как в голове страты $E_r = 0$, радиальное перераспределение атомов He и молекул I_2 не может быть обусловлено механизмами катафореза или ионного ветра. В условиях наших измерений также не может играть существенной роли и механизм перераспределения компонент из-за термодиффузии. Это связано, во-первых, с тем, что результаты наших измерений нельзя объяснить термодиффузионным механизмом: в голове страты легкий газ (He) преимущественно накапливается в более холодной части (у стенки) трубки в отличие от тяжелого (I_2) (рис. 2, в) [5]. Во-вторых, в наших условиях измерений наибольшая удельная мощность, вкладываемая в плазму, не превосходила $7 \cdot 10^{-3}$ Вт/см³, и не могла создать заметного градиента температуры газа вдоль радиуса разряда.

Для объяснения необычного поведения радиального распределения атомов He и молекул I_2 в голове страты (рис. 2, в), характеризуемого неравенством

$$\frac{n_0^{\text{I}_2}(0)}{n_0^{\text{He}}(0)} > \frac{n_0^{\text{I}_2}(R)}{n_0^{\text{He}}(R)}, \quad (4)$$

необходимо предположить действие какого-нибудь другого, отличного от ранее упомянутых механизма перераспределения компонент смеси в голове страты.

Измерения показали, что $n_e(r/R)$, $n_+(r/R)$ и $n_-(r/R)$ имеют такой вид, что $n_{e,i}(0) > n_{e,i}(R)$, ($n_e(0) \approx 10^9$ см⁻³, $n_+(0) \approx n_-(0) \approx 10^{10}$ см⁻³, $n_-(0)/n_e(0) \approx n_+(0)/n_e(0) \approx 5-20$; видно, что при наших условиях опытов мы получали ион-ионную плазму). Так как градиент концентрации заряженных частиц направлен от оси к стенкам, то электроны, положительные и отрицательные ионы под его действием имеют компоненты скорости в направлении от оси к стенкам и передают при этом свои импульсы частицам газа, которыми наполнена трубка. Частицы газа с меньшими массами (атомы гелия) при столкновениях с электронами, положительными и отрицательными ионами получают больший импульс в направлении от оси к стенкам, чем частицы с большими массами (атомы и молекулы иода).

Согласно нашей гипотезе, в головах страт атомы He и атомы и молекулы иода перераспределяются за счет разницы импульсов, передаваемых электронами и ионами при их диффузионном движении в направлении от оси к стенкам трубки. Этот механизм в голове страты будет создавать большую плотность атомов гелия в пристеночных областях, чем в приосевых. С учетом очень большой разницы в массах атомов ⁴He и молекул ²⁵⁴I₂ наша гипотеза предсказывает, что в голове страт распределение атомов и молекул иода по радиусу трубки будет почти равномерным, т. е. $n_0^{I_2}(r/R) \approx \text{const}$. Это приводит к выполнению неравенства (4) (см. рис. 2, в).

Поскольку механизмы разделения смеси из-за катафореза (в хвосте страты) и разницы передачи импульсов (в голове) действуют в наших условиях (частицы тяжелой компоненты имеют меньшую энергию ионизации, чем частицы легкой) в противоположных направлениях, то, по нашей гипотезе, где-то в середине страт должно быть место, где не должно наблюдаться разделение компонент смеси и будет выполняться равенство $n_0^{He}(r/R) = n_0^{I_2}(r/R)$, что мы и наблюдали в наших опытах (рис. 2, б).

Результаты наших экспериментов показывают, что при прохождении электрического тока через смесь He—I₂ в пристеночных областях головы страты происходит накопление атомов гелия в большем количестве, чем около стенок в ее хвосте. Концентрация молекул иода в пристеночных областях страты, наоборот, будет больше в хвосте, чем в голове. Соответственно в приосевых областях голова страты обедняется атомами гелия, а хвост — молекулами иода. Стационарное распределение частиц — компонент смеси — по радиусу установится тогда, когда потоки, вызванные разделением компонент смеси, уравновесятся их обратным движением из-за возникших градиентов плотности.

При этом обращает на себя внимание тот факт, что градиенты концентраций нейтральных атомов гелия и нейтральных молекул иода должны возникать не только в радиальном, но и в продольном направлении страт. В нашем случае это должно вызвать диффузионное направленные движение атомов и молекул иода вблизи стенок страты от хвоста к голове, атомов гелия — от головы к хвосту страты, а в приосевых областях — наоборот.

Таким образом, в стратах у стенок трубки должны существовать потоки атомов гелия и молекул и атомов иода, движущихся навстречу друг другу. Плотности их потоков должны зависеть от расстояния от оси трубки.

Нам известна лишь одна работа, где изучалось пространственное

перераспределение компонент в стратах в разряде в смеси гелия с водородом [9]. В этом случае более тяжелый газ (He) имеет больший потенциал ионизации, чем легкий (H, H₂). Несмотря на это, подобная нашим результатам разница в поведении радиального распределения в голове, середине и хвосте страты наблюдалась и в [9].

Поэтому можно предположить, что такая взаимная обусловленность радиального и продольного градиентов концентраций частиц — компонент смеси — в стратах и вызванное ими движение вдоль страты должны существовать во всех случаях стратифицированного разряда в смесях газов и паров веществ.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Месси Г. Отрицательные ионы. М., 1979. [2] Davis C. C. // 2nd Intern. Conf. Gas Discharge. L., 1972. P. 127. [3] Chau T., Капо Н., Collins G. V. // Appl. Phys. Lett. 1975. 26, N 9. P. 531. [4] Грановский В. Л. Электрический ток в газе. Установившийся ток. М., 1971. [5] Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П. Физическая кинетика. М., 1979. [6] Волкова Л. М., Девятов А. М., Крайкина Е. А., Шибкова Л. В. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1982. 23, № 3. С. 8. [7] Девятов А. М., Шибков В. М., Шибкова Л. В. // Contrib. Plasma Phys. 1986. 26, N 1. P. 37. [8] Гапонов В. И. Электроника. М., 1960. Т. 1. [9] Ли Сын Чан. Физические процессы в неравновесной плазме положительного столба в смеси гелия с водородом: Дис. ... канд. физ.-мат. наук. М. (МГУ), 1990.

Поступила в редакцию
26.05.93

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1994. Т. 35, № 1

ФИЗИКА ТВЕРДОГО ТЕЛА

УДК 669.24.234:538.632

АНОМАЛЬНЫЙ ЭФФЕКТ НЕРНСТА—ЭТТИНГСГАУЗЕНА В СИСТЕМЕ СПЛАВОВ Ni—Co

А. Б. Грановский, Р. П. Васильева
(кафедра магнетизма)

При температурах 100—600 °С измерены термоэдс, сопротивление, коэффициенты аномальных эффектов Холла и Нернста—Эттингсгаузена, намагниченность системы кристаллических сплавов Ni—Co и определены температурная и концентрационная зависимости параметра κ эффекта Нернста—Эттингсгаузена, который связан с производной плотности электронных состояний на уровне Ферми. На основе полученных данных анализируется характер кривой плотности состояний вблизи уровня Ферми чистых Ni и Co и сплавов Ni—Co.

В ферромагнитных металлах и сплавах при наличии градиента температуры ∇T возникает электрическое поле, выражение для которого имеет вид

$$E = S \nabla T - Q_0 \mathbf{B} \times \nabla T - Q_s 4\pi \mathbf{M} \times \nabla T, \quad (1)$$

где S — термоэдс, Q_0 — коэффициент нормального эффекта Нернста—Эттингсгаузена, \mathbf{B} — индукция магнитного поля, \mathbf{M} — намагниченность, Q_s — коэффициент аномального эффекта Нернста—Эттингсгаузена (АЭНЭ) [1]. В случае упругого характера рассеяния носителей тока [1]

$$Q_s = - \frac{SR_s}{\rho} - \mu T \rho = Q_s^{(1)} + Q_s^{(2)}, \quad (2)$$