

УДК 537.523.5; 533.93

ДИФфуЗИЯ СТОЛКНОВИТЕЛЬНОЙ ПЛАЗМЫ НА ПРИМЕРЕ СИЛЬНОТОЧНОЙ ДУГИ В He. БИНАРНАЯ И ТРИНАРНАЯ ИОНИЗОВАННЫЕ СМЕСИ

© 2023 г. О. В. Коршунов¹, Д. И. Кавыркин^{1, 2, *}, В. Ф. Чиннов^{1, 2}¹ФГБУН Объединенный институт высоких температур РАН (ОИВТ РАН), Москва, Россия²Национальный исследовательский университет “МЭИ”, Москва, Россия

*E-mail: dimakav@rambler.ru

Поступила в редакцию 30.09.2022 г.

После доработки 29.12.2022 г.

Принята к публикации 11.05.2023 г.

В работе с помощью газокINETической теории Чепмена–Энскога первого порядка проведено обоснование применимости модели бинарной смеси для описания диффузионных процессов при разных степенях ионизации однотемпературной плазмы простого газа, состоящей из трех компонентов: атомов, ионов и электронов. На тех же основаниях полученные выражения для тринарной смеси применимы к плазме с трудноионизуемым четвертым компонентом. Выведены термодиффузионные отношения тринарной смеси, особенностью которых является электронная составляющая, не влияющая на диффузионные потоки атомов и ионов. Показано, что в сильноионизованной дуговой плазме He с развитой диффузией и ионизационной неравновесностью термодиффузия не существенна. Отмечено, что при нарушении термодинамического равновесия диффузионные коэффициенты могут не изменяться или уменьшаться в пределах двойки.

DOI: 10.31857/S0040364423050083

ВВЕДЕНИЕ

Дуговая плазма He атмосферного давления в водоохлаждаемом узком канале давно и успешно исследуется [1–3]. В числе прочих особенностей ее отличием, например, от электродуговой плазмы Ag [4] является явно выраженная ионизационная неравновесность, обусловленная поперечной неоднородностью плазменного потока [3, 5–7]. Эта неоднородность порождает диффузию плазмы к стенкам и встречную диффузию атомов в центр канала [5]. Сами по себе эти процессы переноса в газокINETической теории [8–12] достаточно хорошо изучены [13–16].

Ионизованный газ с тремя компонентами представляет собой предельный случай многокомпонентной плазмы, которой в самой общей постановке диффузионной задачи посвящена работа [17]. При решении напряженность амбиполярного электрического поля исключалась из уравнений для диффузионных потоков. Свое развитие этот метод получил в работах [18–20] и востребован в плазме с четырьмя и более компонентами.

Применительно к плазме гелиевой дуги диффузионный подход присутствует только в работе [21]. В ней для нахождения состава сильноионизованной плазмы He атмосферного давления, создаваемой в проточной дуге с узким каналом истечения, решалась кинетическая задача, которая,

наряду с процессами ступенчатой ионизации атомов, включала в себя процессы радиального переноса атомов, ионов и электронов. Эти процессы оказались ответственными за ионизационную неравновесность плазмы, экспериментально обнаруженную в [5–7].

Учет диффузии в [21] проводился с помощью модели бинарной смеси [8], состоящей из атомов He и электрон-ионного газа $He^+ + e$. Особенностью модели было объединение заряженных частиц, обусловленное их совместным (амбиполярным) движением к стенке, в одно целое. В связи с отсутствием в [21] критериев применимости «бинарной» модели возникает вопрос о допустимости такого объединения, ответ на который и является одной из важных целей настоящей работы. Попутно будут оценены напряженность электрического поля, обусловленного разделением зарядов в процессе амбиполярной диффузии, и доля термодиффузии в общем диффузионном потоке. Применимость аналитических моделей диффузии бинарных и тринарных смесей к однотемпературной плазме разного состава с объединением заряженных частиц будет рассмотрена во всем диапазоне изменений степени ионизации.

Для этого необходимо расширить диффузионную задачу в рамках теории Чепмена–Энскога первого порядка до полного числа компонентов, име-

ющихся в плазме He с параметрами $T = 2.8\text{--}3.7$ эВ и $n_e = (5\text{--}10) \times 10^{16}$ см $^{-3}$, отвечающими экспериментальным условиям работ [5, 6]. Будем использовать нумерацию: 1 – e, 2 – He $^+$, 3 – He.

РЕШЕНИЕ ДИФфуЗИОННОЙ ЗАДАЧИ ДЛЯ ТРИНАРНОЙ СМЕСИ

Для скоростей диффузии вместо одного уравнения с одним бинарным коэффициентом диффузии в смеси трех газов имеем три уравнения [8]:

$$V_i = -\sum_j D_{ij}(d_j + K_j \nabla \ln T), \quad i, j = 1, 2, 3, \quad (1)$$

связанных условием нормировки потоков в стационарных условиях

$$\rho_1 V_1 + \rho_2 V_2 + \rho_3 V_3 = 0.$$

Здесь D_{ij} – коэффициенты диффузии, связанные подобным условием

$$\rho_1 D_{1j} + \rho_2 D_{2j} + \rho_3 D_{3j} = 0, \quad (2)$$

K_j – термодиффузионные отношения, тоже линейно зависимые

$$K_1 + K_2 + K_3 = 0, \quad (3)$$

$\rho_i = m_i n_i$ – плотность частиц массой m_i , $n_1 = n_2 = n_e$ – концентрации заряженных частиц, $n_3 = n$ – концентрация атомов. Диффузионная сила d_i исследуемой в [5–7, 21] однотемпературной и почти изобарической плазмы при отсутствии внешних сил складывается из двух частей: градиента доли концентрации $x_i = n_i/N$, где $N = 2n_e + n$ – общая концентрация частиц, и действия поля амбипольной диффузии [8–10, 12, 14, 16]

$$d_i = \nabla x_i + \frac{x_i e_i E}{T}, \quad (4)$$

где e_i – заряды частиц ($e_1 = -e_2 = -e$ – заряд электрона, $e_3 = 0$); E – напряженность электрического поля, порождаемого разделением зарядов. По определению

$$d_1 + d_2 + d_3 = 0. \quad (5)$$

Это сразу позволяет упростить систему уравнений (1), исключив член с $j = 3$:

$$V_i = -(D_{i1} - D_{i3})(d_1 + K_1 \nabla \ln T) - (D_{i2} - D_{i3})(d_2 + K_2 \nabla \ln T).$$

Наконец, для того чтобы привести эти скорости к подобию со скоростью в бинарной смеси, запишем их в виде

$$V_i = -D_i [(d_2 + K_2 \nabla \ln T) + \chi_i (d_1 + K_1 \nabla \ln T)], \quad (6)$$

где

$$D_i = D_{i2} - D_{i3} \quad (7)$$

– действующий коэффициент диффузии,

$$\chi_i = (D_{i1} - D_{i3}) / (D_{i2} - D_{i3}) \quad (8)$$

– диффузионное отношение, отражающее вклад электронов.

Коэффициенты диффузии D_{ij} , в соответствии с теорией процессов переноса в газах [8], найдем из трех систем уравнений (по три уравнения для каждого $k = 1, 2, 3$):

$$\sum_j \Lambda_{ij}^{00} D_{jk} = (\delta_{ik} + \rho_i / \rho), \quad (9)$$

дополненных нормировкой (2). Обратные диффузионные коэффициенты Λ_{ij}^{00} , выраженные через интегральные скобки [8], запишем как

$$\Lambda_{ij}^{00} = -\frac{16}{3\sqrt{\pi}} \frac{x_i x_j N \sigma_{ij}}{v_{ij}}, \quad \Lambda_{ii}^{00} = -\sum_j \Lambda_{ij}^{00}, \quad i \neq j. \quad (10)$$

Здесь нулевые верхние индексы дважды означают приближение первого порядка ($n - 1 = 0$),

$\rho = \sum_i \rho_i$ – общая массовая плотность, $v_{ij} = \sqrt{\frac{2T}{m_{ij}}}$ –

скорость центра масс сталкивающихся частиц i и j , m_{ij} – их приведенная масса, σ_{ij} – транспортные сечения упругих i – j -столкновений в приближении твердых сфер (см. таблицу в Приложении).

Остановимся на последнем подробней. В этом приближении вполне можно рассматривать сечение упругого рассеяния электрона на атоме He $\sigma_{13} \approx 6 \times 10^{-16}$ см 2 [12] и суммарное сечение He–He $^+$ столкновений $\sigma_{23} \approx 3 \times 10^{-15}$ см 2 [21], основной вклад в которое вносят резонансная перезарядка [12, 13] и небольшое (~15%) поляризационное взаимодействие [16]. Все эти сечения в главном диапазоне энергий частиц исследуемой в [21] плазмы 1–10 эВ ($T \sim 3$ эВ) изменяются на $\pm 10\%$. Только кулоновское сечение e –He $^+$ столкновений $\sigma_{12} \sim 3 \times 10^{-14}$ см 2 является сильно зависящей от энергии функцией, что требует дополнительных расчетов приведенных Ω -интегралов [8, 9]. Однако в данной задаче это будет превышением точности, так как сечение σ_{12} отвечает за внутреннее взаимодействие в электрон-ионном газе, которое будет исключено при объединении его в одну компоненту с переходом к модели бинарной смеси. На этом этапе важен лишь порядок величин. Несомненно, что это сечение превышает все остальные.

Линейные комбинации интегральных скобок (10) симметричны: $\Lambda_{ij}^{00} = \Lambda_{ji}^{00}$, поэтому $D_{ij} = D_{ji}$. С учетом (2) из девяти решений системы уравнений (9) линейно независимыми остаются только три. Опуская громоздкие выкладки, приведем по-

лученные из (9) выражения для трех введенных выше коэффициентов (7)

$$D_1 = D_{12} - D_{13} = (\rho_2 \Lambda_{13}^{00} - \rho_3 \Lambda_{12}^{00}) / \rho A, \quad (11)$$

$$D_2 = D_{22} - D_{23} = -[\rho_3 \Lambda_{12}^{00} + (\rho_1 + \rho_3) \Lambda_{13}^{00}] / \rho A, \quad (12)$$

$$D_3 = D_{32} - D_{33} = [\rho_2 \Lambda_{13}^{00} + (\rho_1 + \rho_2) \Lambda_{12}^{00}] / \rho A, \quad (13)$$

где

$$A = \Lambda_{23}^{00} (\Lambda_{12}^{00} + \Lambda_{13}^{00}) + \Lambda_{12}^{00} \Lambda_{13}^{00},$$

и отношений (8)

$$\chi_1 = \frac{(D_{11} - D_{13})}{(D_{12} - D_{13})} = \quad (14)$$

$$= [\rho_3 \Lambda_{12}^{00} + (\rho_2 + \rho_3) \Lambda_{23}^{00}] / (\rho_3 \Lambda_{12}^{00} - \rho_2 \Lambda_{13}^{00}),$$

$$\chi_2 = \frac{(D_{21} - D_{23})}{(D_{22} - D_{23})} = \quad (15)$$

$$= (\rho_3 \Lambda_{12}^{00} - \rho_1 \Lambda_{23}^{00}) / [\rho_3 \Lambda_{12}^{00} + (\rho_1 + \rho_3) \Lambda_{13}^{00}],$$

$$\chi_3 = \frac{(D_{31} - D_{33})}{(D_{32} - D_{33})} = \quad (16)$$

$$= [\rho_1 \Lambda_{23}^{00} + (\rho_1 + \rho_2) \Lambda_{12}^{00}] / [\rho_2 \Lambda_{13}^{00} + (\rho_1 + \rho_2) \Lambda_{12}^{00}].$$

Все эти выражения применимы для смесей любых трех газов. Учтем специфику плазмы. Поскольку здесь везде присутствует плотность частиц, то уже на этом этапе можно пренебречь массой электрона $m_e = m_1 = m / 7.35 \times 10^3$ ($m = m_2 = m_3$ — масса иона и атома He) в коэффициентах для тяжелых компонентов $i = 2, 3$. Пренебрегая ρ_1 , из (12), (13) получаем аналогию с бинарной смесью

$$D_2 / \rho_3 = -D_3 / \rho_2 = -(\Lambda_{12}^{00} + \Lambda_{13}^{00}) / \rho A, \quad (17)$$

справедливую при ненулевых плотностях атомов: $\rho_3 \gg \rho_1$, что соответствует

$$n / n_e \gg m_e / m, \quad (18)$$

т.е. практически при любых условиях, вплоть до полностью ионизованной плазмы со степенью ионизации, отличной от единицы на малую величину $\sim m_e / m$. Аналогичное условие для ионов $\rho_1 \ll \rho_2$ тождественно неравенству $m_e \ll m$ и удовлетворяется всегда. Из (15), (16) при малых ρ_1 следует равенство

$$\chi_3 = \chi_2 = \Lambda_{12}^{00} / (\Lambda_{13}^{00} + \Lambda_{12}^{00}), \quad (19)$$

справедливое с точностью до 0.16% (см. ниже). Тогда правые части полученных из (6) уравнений для плотностей потоков диффузии ионов и атомов ($i = 2, 3$) совпадают

$$\rho_2 V_2 = -\rho_3 V_3 = -\rho_2 D_2 \times \\ \times [(d_2 + K_2 \nabla \ln T) + \chi_2 (d_1 + K_1 \nabla \ln T)].$$

Выведенные в Приложении формулы для K_{en} и K_2 с учетом (19) позволяют упростить это уравнение, определяя суммарный вклад термодиффузии равенством

$$K_2 + \chi_2 K_1 = -K_6,$$

для K_6 в Приложении получено термодиффузионное отношение в бинарной смеси атомов и ионов. Окончательно получаем

$$\rho_2 V_2 = -\rho_3 V_3 = -\rho_2 D_2 (d_2 + \chi_2 d_1 - K_6 \nabla \ln T). \quad (20)$$

Отличие от бинарного случая состоит только во вкладе электронов $\chi_2 d_1$. Далее будет показано, что этот вклад мал.

Наряду с малой массой электронов вторым важным для процессов переноса свойством плазмы является ее квазинейтральность $x_1 = x_2$, которая, в частности, позволяет свести коэффициент диффузии из (17) к коэффициенту бинарной смеси ионов и атомов. Для этого достаточно знать отношение

$$\frac{\Lambda_{23}^{00}}{\Lambda_{13}^{00}} = \frac{\sigma_{23}}{\sigma_{13}} \sqrt{\frac{m}{2m_e}} \approx 300. \quad (21)$$

Благодаря квазинейтральности оно является константой. Столь большое значение этой константы позволяет с точностью до 0.3% пренебречь последним членом A в знаменателе в уравнениях (11)–(13). Это значит, что практически при любых параметрах плазмы

$$A = \Lambda_{23}^{00} (\Lambda_{12}^{00} + \Lambda_{13}^{00}).$$

Подставляя эту величину в (17), с учетом (10) приходим к полной аналогии с бинарной смесью

$$D_2 \rho_2 = -D_3 \rho_3 = -\frac{\rho_2 \rho_3}{\rho \Lambda_{23}^{00}} = \frac{m_2 m_3}{\rho} N^2 D, \quad (22)$$

где единственным коэффициентом диффузии во всем диапазоне степеней ионизации He является

$$D = -\frac{x_2 x_3}{\Lambda_{23}^{00}} = \frac{3\sqrt{\pi}}{16} \frac{v_{23}}{N \sigma_{23}}.$$

Сравнение с коэффициентом диффузии из работы [21] указывает на ошибочность введения средней массы электрон-ионного газа $\langle m \rangle = m/2$, которое приемлемо только в диапазоне исследуемых в работе [21] степеней ионизации 0.5–0.7.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Рассмотрим зависимость коэффициента (22) от параметров плазмы

$$D_2 \rho_2 = f \frac{3\sqrt{\pi m}}{8\sigma_{23}}, \quad f = f(\alpha, T) = (1 + \alpha) \sqrt{T},$$

приведенную на рис. 1. Она обусловлена только входящей в D скоростью $v_{23} \sim \sqrt{T}$ и отношением $mN/\rho = N/(n_e + n) = 1 + \alpha$, где $\alpha = n_e/(n_e + n)$ — сте-

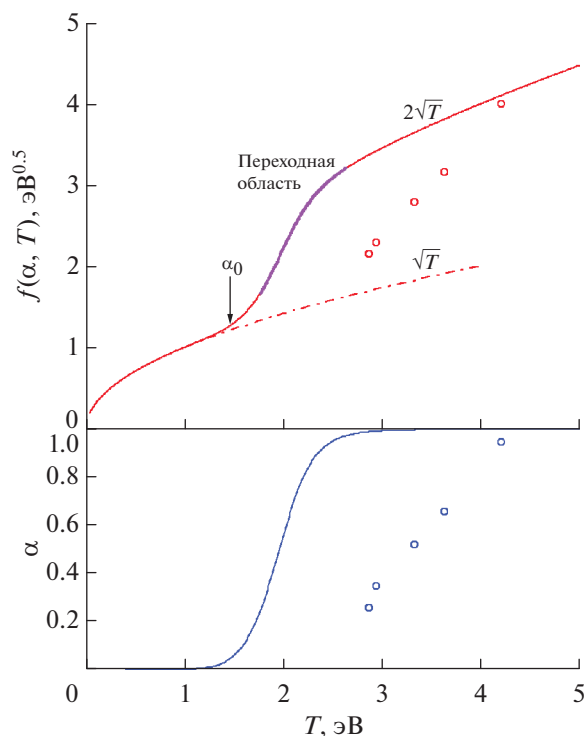


Рис. 1. Диффузионная функция $f = (1 + \alpha)\sqrt{T}$ и степень ионизации гелия α атмосферного давления: сплошные кривые — для равновесной плазмы, когда переходная область $\alpha = 0.1-0.8$ и граница слабой ионизации $\alpha_0 \approx 0.02$ находятся в крайне левом положении ($T = 1.77-2.63$ эВ и $T = 1.46$ эВ); точки — экспериментальные данные [4, 5] в неравновесной плазме.

пень ионизации. Произведение $f = (1 + \alpha)\sqrt{T}$ является диффузионной функцией параметров плазмы. Во всем диапазоне изменения $\alpha = 0-1$ она изменяется всего в два раза. Столько же может дать и изменение температуры в характерных пределах $T = 1-4$ эВ. Однозначную связь между этими изменениями можно установить только в состоянии локального термодинамического равновесия плазмы, которое при развитой амбиполярной диффузии не достигается даже в условиях сильной ионизации [5–7], прежде всего, из-за обусловленной диффузией перенаселенности основного состояния атома [5, 6, 21]. Поэтому на рис. 1 точками показана также диффузионная характеристика $f(\alpha, T)$ для экспериментально исследованного в [5, 6] диапазона α при сильной ионизационной неравновесности плазмы. Степень неравновесности не важна как в ионизационном пределе $\alpha \sim 1$, когда диффузионная функция максимальна $f = 2\sqrt{T}$, так и при малых $\alpha \ll 1$, когда $f = \sqrt{T}$. Отклонения от корневых зависимостей при $\alpha < 0.1$ и $\alpha > 0.8$ не превышают 10%. Из рис. 1 видно, что ионизационная неравновесность уменьшает эти отклонения, сдвигая промежуточную область $\alpha = 0.1-0.8$ в сторону больших температур. Отметим, что тер-

модиффузионные отношения являются функцией только мольных долей (см. Приложение), что позволило показать их на рис. 2 во всем диапазоне изменения $x_1 = 0-0.5$ независимо от степени неравновесности.

Для анализа связанных с электронами выражений (11), (14), (19) необходимо рассчитать еще два соотношения между коэффициентами Λ_{ij}^{00}

$$\frac{\Lambda_{12}^{00}}{\Lambda_{13}^{00}} = \frac{\sigma_{12}x_1}{\sigma_{13}x_3} \approx 50 \frac{n_e}{n} \approx 100-25, \quad (23)$$

$$\frac{\Lambda_{23}^{00}}{\Lambda_{12}^{00}} = \frac{\sigma_{23}x_3}{\sigma_{12}x_1} \sqrt{\frac{m}{2m_e}} \approx 6 \frac{n}{n_e} \approx 3-12 \quad (24)$$

при $n/n_e = 1/2-2$. Здесь $n = n_3$ — концентрация атомов, $n_e = n_1 = n_2$ — ионов и электронов. Эти отношения тоже достаточно велики. В отличие от (21) они не постоянны и зависят от одного параметра плазмы — отношения $n/n_e = x_3/x_1$, характеризующего степень ионизации. Указанные диапазоны значений отвечают отношениям концентраций n/n_e в сильноионизированной дуговой плазме из [5, 6, 21], равным $\sim 1/2-1$ на оси и $\sim 2-3$ на середине радиуса плазменного канала $r = 0.5$ мм.

Отношение (23) при подстановке в (11), (19) дает

$$D_1 \approx D_2, \quad \chi_2 = \chi_3 \approx 1. \quad (25)$$

Такие равенства обязаны сильному кулоновскому $e-i$ -взаимодействию $\sigma_{12} \gg \sigma_{13}$ и реализуются только в ионизованных газах. В нейтральных смесях трех газов упругое взаимодействие имеет другую природу и другие сечения, так что эти равенства нарушаются: коэффициент $D_1 \sim (\sigma_{12} - \sigma_{13})$ может поменять знак или равняться нулю, а χ_2 заметно уменьшиться.

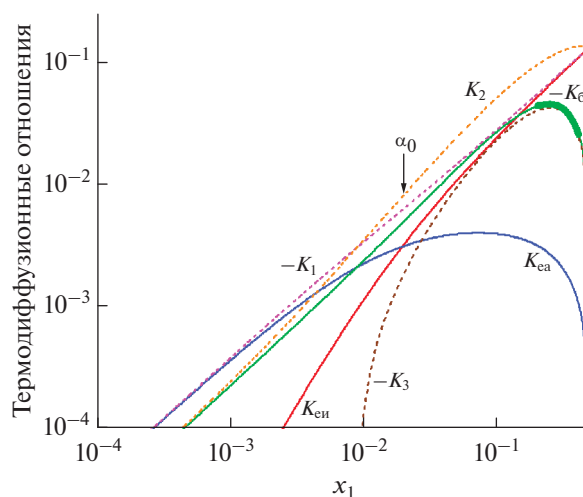


Рис. 2. Термодиффузионные отношения в ионизованном He: область экспериментов [4, 5] $x_1 \approx 0.2-0.4$ отмечена утолщением кривой $-K_6$, стрелка указывает границу слабой ионизации $x_1 \approx \alpha_0 \approx 0.02$.

Последнее происходит и в слабоионизованном газе при $n/n_e > 50$. Это видно при подстановке (23)

в (19). Соответствующая условию $\frac{\Lambda_{12}^{00}}{\Lambda_{13}^{00}} = 1$ степень ионизации $\alpha_0 \approx 0.02$ для диффузионных процессов является указанной на рис. 1, 2 границей слабой и сильной ионизации, на которой длины свободных пробегов атомов и ионов соизмеримы. Близкие α_0 значения на этой границе получаются и из термодиффузионного отношения $K_6 \approx -(x_2 + 0.063x_3)/6.6(x_2/x_3 + 0.043x_3/x_2 + 0.38)$ (см. Приложение). Приведенный в (24) диапазон рассматриваемых параметров, соответствующий $\alpha \approx 0.7-0.3 \gg \alpha_0$, заведомо относится к области сильной ионизации.

Следует отметить, что граничная степень ионизации $\alpha_0 \sim 1/\sigma_{12}$ — это единственный параметр кулоновского взаимодействия на рис. 1, 2. Она обратно пропорциональна приведенному Ω -интегралу [8] и зависит от T . Ее уточнение выходит за рамки модели твердых сфер. Приведенное значение $\alpha_0 \approx 0.02$ используется здесь для оценки сверху.

Теперь рассмотрим отношение (24). Оно позволяет показать, что точность перехода от (15) к (19) весьма высока

$$\frac{\rho_1 \Lambda_{23}^{00}}{\rho_3 \Lambda_{12}^{00}} = \frac{\sigma_{23}}{\sigma_{12}} \sqrt{\frac{m_e}{2m}} = 0.16\%,$$

а также предельно упростить уравнение (14)

$$\chi_1 \approx 6(1 + n/n_e) \approx 10-20 \quad (26)$$

при $n/n_e = 1/2-2$. Погрешность выражений (25), (26) составляет 3–9%. В данном случае большей точности не требуется, так как они характеризуют вклад электронов, который сам оказывается погрешностью (см. ниже).

Полученное для сильноионизованного газа при $\alpha > \alpha_0$ равенство $\chi_2 = \chi_3 \approx 1$ из (25) означает суммирование $d_2 + d_1$ в уравнении (20), что с учетом (5) преобразует его в известное уравнение для плотностей потоков в бинарной смеси [8]

$$\rho_3 V_3 = -\rho_2 V_2 = -\frac{m_2 m_3}{\rho} N^2 D (d_3 + K_6 \nabla \ln T). \quad (27)$$

При этом, по определению, $x_3 + 2x_1 = 1$ и $d_3 = \nabla x_3 = -2\nabla x_1$. Отсюда следует известное выражение для коэффициента амбиполярной диффузии $D_a \approx 2D_i$ [11, 13, 16, 17], которое является следствием суммирования концентраций ионов и электронов при их совместной диффузии. На самом деле в уравнения для скоростей и потоков диффузии (6) и (27) входит не удвоенный коэффициент диффузии ионов, а диффузионная сила с градиентом общей концентрации заряженных частиц $\nabla(2x_1)$. Двойка является следствием квазинейтральности $x_1 = x_2$.

В слабоионизованной плазме ($\alpha < \alpha_0$) $\chi_2 = \chi_3 \ll 1$ и величиной $\chi_2 d_1$ в правой части (20) можно вообще пренебречь даже при сопоставимых d_1 и d_2 .

Таким образом, электроны проявляют себя в уравнении (20) только незначительным остатком диффузионной силы $\chi_2 d_1$ в небольшой окрестности α_0 . Они не вносят вклада в термодиффузию атомов и ионов, которая определяется бинарной (ионно-атомной) составляющей K_6 при всех степенях ионизации.

Осталось определить в уравнении (6) связь между вкладами ионов $d_2 + K_2 \nabla \ln T$ и электронов $d_1 + K_1 \nabla \ln T$. Для этого воспользуемся третьим важным свойством процессов переноса в ионизованных газах: равенством скоростей диффузии ионов и электронов, поскольку она происходит амбиполярно (совместно). Приравнявая уравнения (6) для $i = 1, 2$ и подставляя коэффициенты из (11), (12) и (14), (15), приходим к основному результату — несущественности диффузионной силы и термодиффузии электронов:

$$\frac{d_2 + K_2 \nabla \ln T}{d_1 + K_1 \nabla \ln T} = \frac{D_2 \chi_2 - D_1 \chi_1}{D_1 - D_2} = \frac{\Lambda_{23}^{00}}{\Lambda_{13}^{00}} = \text{const} \approx 300 \quad (28)$$

(см. (21)). Несмотря на свою простоту, соотношение выполняется при всех α , является точным и не содержит сечения промежуточного взаимодействия между ионами и электронами, что подтверждает как правильность электрон-ионного объединения, так и отсутствие необходимости уточнения σ_{12} и Λ_{12}^{00} , не отвечающих модели твердых сфер. Поскольку в (28) входят термодиффузионные отношения, необходимо отметить, что в сильноионизованной плазме Не атмосферного давления термодиффузия слаба (см. ниже) и примерно одинакова для всех составляющих смеси: $K_1 \sim -K_2 \sim K_3$ (см. рис. 2).

Для тяжелых элементов отношение (28) еще в несколько раз больше. Благодаря такому большому значению, для всех i в уравнении (6) можно пренебречь членом $d_i + K_i \nabla \ln T$ (даже для электронов ($i = 1$), несмотря на немалую величину χ_1 согласно (26)). Да и само уравнение (6) для электронов уже не представляет интереса, так как скорости диффузии электронов и ионов совпадают $V_1 = V_2$ и определяются уравнением (20). Более того, отношение (28) позволяет с точностью до термодиффузионной составляющей $K_1 \nabla \ln T$ получить из (5) равенство, присущее бинарной смеси ионов и атомов:

$$-d_2 \approx d_3 \gg -d_1.$$

Оно выявляет особенность диффузии плазмы, заключающуюся в диффузионных силах (4). Электрическое поле, возникающее при амбиполярной диффузии ионов и электронов, удваивает градиент мольной доли концентрации ионов $d_2 \approx 2\nabla x_1$ и обнуляет диффузионную силу электронов $d_1 \sim 0$. В итоге, величина $\chi_2 d_1$ всегда незначительна и уравнения (27) и (20) совпадают с точностью, задаваемой соотношением (28).

На этом решение поставленной задачи можно считать завершённым и «бинарность» диффузии в тринарной смеси ионизованного простого газа доказанной.

В дополнение к проведенному исследованию необходимо осветить вопросы о напряженности амбиполярного электрического поля и роли термодиффузии. Электрическое поле возникает из-за небольшого разделения зарядов при совместной диффузии ионов и электронов. Полагая в соответствии с (28) $d_1 \approx 0$, из (4) получаем

$$E \approx -\frac{T}{e} \nabla \ln x_1. \quad (29)$$

Подобное выражение приводится также в [16] и других работах. Отсюда, зная пространственные зависимости температуры и мольной доли концентрации электронов, можно найти силовые линии напряженностей амбиполярного поля. Применительно к гелиевой дуге [21] выражение (29) представляет собой связь радиальных зависимостей $x_1 = x_1(r)$, $T = T(r)$ и $E = E(r)$. Используя экспериментальную аппроксимацию из [21]

$$n_e(r) = n_e^0 [1 - (r/r_e)^2]$$

и полагая $N \approx \text{const}$ [21], приходим к выражению

$$E \approx -\frac{T n_e^0 2r}{e n_e r_e^2}.$$

Здесь концентрация электронов на оси $n_e = (8.7-9.4) \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$ и параметр аппроксимации $r_e = 0.8-0.85 \text{ мм}$ изменяются в диапазонах тока дуги $I = 200-400 \text{ А}$ [21]. Температуру рассчитаем по приведенной на рисунках в [6, 21] зависимости $T(r)$

$$T = T^0 / [1 + (r/r_T)^2],$$

где изменение температуры на оси $T^0 = 3.3-3.6 \text{ эВ}$ [21] и параметра $r_T = 1.26-1.05 \text{ мм}$ тоже соответствуют $I = 200-400 \text{ А}$. Тогда для этих токов получаются следующие напряженности поля:

$$E = 70-60 \text{ В/см при } r = 0.5 \text{ мм},$$

$$E = 30-25 \text{ В/см при } r = 0.25 \text{ мм}$$

($E = 0$ при $r = 0$). Небольшое уменьшение E с ростом тока дуги происходит из-за уменьшения крутизны радиального спада n_e . Зависимость $E(r)$

сильнее линейной, поскольку зависимость $T(r)$ слабее, чем $n_e(r)$ [21]. При больших $r > 0.5 \text{ мм}$ спад n_e становится более плавным [21] и рост E , по-видимому, прекращается.

Наконец, рассмотрим термодиффузию в соответствии с подтвержденной применимостью бинарной модели. Используем выведенную в Приложении формулу термодиффузионного отношения, которую для исследуемой в [21] дуговой плазмы гелия, отвечающей диапазону $n/n_e = 0.5-3$, с точностью до 2% можно упростить:

$$K_6 \approx -0.72 x_2 x_3 / (1.8 + x_2) \approx -(0.026-0.044).$$

Приведенные величины соответствуют $n/n_e \approx 0.5-2$ при $r = 0-0.5 \text{ мм}$ ($I = 400 \text{ А}$). При $I = 200 \text{ А}$ для этих радиусов $n/n_e \approx 1-3$ и $K_6 \approx -(0.038-0.043)$. Как видно из рис. 2, данные диапазоны находятся в области больших значений K_6 , включая максимум (и справа от него).

Отрицательный знак термодиффузионного отношения атомов, в данном случае отрицательного градиента температуры, означает ускорение диффузии. Найдем величину этого ускорения. Сравним $d_2 = 2\nabla x_2$ и $K_6 \nabla \ln T$:

$$\delta = -\frac{K_6 \nabla \ln T}{2\nabla x_2} = -K_6 (r_e/r_T)^2 T/2T^0 x_2^0 \approx 2-3\%.$$

Здесь $x_2^0 \approx 0.33-0.39$ — мольная доля ионов в центре дугового канала. При дифференцировании $x_2 = n_e/N$ полагалось, как и выше, $N = \text{const}$. Величина δ изменяется в указанном небольшом диапазоне для всех рассматриваемых токов и радиусов. Она незначительна по сравнению с экспериментальной погрешностью. Отметим, что в [21] вклад термодиффузии был в два-три раза переоценен вследствие ошибочного введения средней массы электрон-ионного газа.

Итак, вклад термодиффузии в общий диффузионный поток слабо зависит от тока дуги и радиуса и пренебрежимо мал. Поскольку эта оценка сделана в области максимальных значений термодиффузионного отношения K_6 , то надо полагать, что термодиффузия едва ли может играть заметную роль в рассматриваемых средах.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенное исследование диффузии и термодиффузии в тринарной смеси ионизованного простого газа доказывает применимость модели бинарной смеси не только для рассматриваемого сильно ионизованного гелия [21], но и для любой другой плазмы простого газа практически при всех степенях ионизации. Это означает, что с точки зрения газокINETической теории амбиполярная диффузия является диффузией ионов с удвоенной за счет электронов концентрацией. Такой

вывод имеет три основания: малая масса электрона, квазинейтральность и одинаковые диффузионные скорости ионов и электронов. Ионизационное равновесие при этом может не соблюдаться. Правда, при слабой ионизации плазмы с преобладанием атомной теплопроводности над электронной, плазма находится в неизотермическом состоянии, поскольку температуры электронов и тяжелых частиц могут существенно различаться. Модель диффузии двухтемпературной многокомпонентной плазмы представлена в работах [22, 23].

Кроме того, полученные здесь исходные выражения для тринарной смеси, вплоть до формулы (16), пригодны для ионизованных смесей двух газов. Главное, чтобы атомы одной из двух компонент были трудноионизуемы, как это имеет место, например, в тех же гелиевых смесях. Тогда легкоионизируемая компонента разделяется на две части: атомы и ионы с электронами. В совокупности с трудноионизируемой нейтральной компонентой получается смесь трех газов. Только электроны уже не являются отдельным компонентом. При этом в соответствии с полученными результатами диффузионная сила электронов также ничтожно мала, а ионов — удваивается. Это и позволило выше представить смесь трех газов — атомов, ионов и электронов — как бинарную смесь. Аналогично, смесь четырех газов — атомов двух видов, ионов одного вида и электронов — сводится к смеси трех газов с объединенной электрон-ионной компонентой. Для такой смеси диффузионные потоки и коэффициенты аналитически рассчитываются по формулам (2)–(16), а термодиффузионные отношения — по первым семи формулам, приведенным в Приложении.

Если ионов будет два или более видов, то удваиваться будет суммарная диффузионная сила ионов, поскольку ионный состав непостоянен. Это усложнит задачу по сравнению со случаем нейтральной смеси. Такая задача для равновесной многокомпонентной плазмы рассматривалась в целом ряде работ [17–23]. Она требует больших вычислительных затрат.

Модель тринарной смеси наиболее применима к следующим составам плазмы:

— трудно ионизируемая компонента: Н, инертные газы, галогены и некоторые другие элементы с высоким первым порогом возбуждения;

— легко ионизируемая компонента: практически все остальные атомы Периодической таблицы элементов Менделеева, имеющие невысокие пороги ионизации и возбуждения и плотную упаковку энергетических уровней [24].

Условием применимости является отсутствие химических реакций между легко и трудно ионизируемыми газами, которое при значительной ионизации и высокой температуре выполняется для всех смесей.

ПРИЛОЖЕНИЕ

ТЕРМОДИФфуЗИОННОЕ ОТНОШЕНИЕ В ТРИНАРНОЙ СМЕСИ. ИОНИЗОВАННЫЙ ПРОСТОЙ ГАЗ. ПЛАЗМА He

Термодиффузия относится к явлениям переноса второго порядка [8–10], что очень усложняет расчет ее коэффициента. Термодиффузионное отношение связывает его с коэффициентом диффузии первого порядка и в общем случае для определения K_i требуются оба эти коэффициента. Однако в первом приближении оно может быть получено непосредственно [8]. Для этого понадобится ввести два вида аналогичных (10) коэффициентов (линейных комбинаций интегральных скобок), только второго порядка, которые возьмем из обстоятельной монографии [8], оставаясь, по-прежнему, в рамках модели твердых сфер. В конце рассмотрим ее применимость.

Начнем с коэффициентов, связывающих первый и второй порядки (порядок n указывают верхние индексы, равные $n-1$):

$$\Lambda_{ij}^{01} = \frac{m_i}{m_j} \Lambda_{ji}^{01} = C x_i x_j \sigma_{ij} \sqrt{\frac{m_j}{m_i}} \left(\frac{m_i}{m_i + m_j} \right)^{1.5}, \quad (30)$$

$$\Lambda_{ii}^{01} = -\sum_j \Lambda_{ji}^{01}, \quad i \neq j.$$

Здесь $C = 32/75 v_1 \sqrt{\pi}$ — константа [8], зависящая лишь от T ; v_1 — скорость частицы с энергией $\epsilon = T$ и массой $m_1 = m_e$, в данном случае электрона. Отношение масс в правой части дает единицу при $j = 1$ и $\sqrt{\frac{m}{8m_e}}$ при $i, j \neq 1$. Заметим, что $\Lambda_{23}^{01} = \Lambda_{32}^{01}$ из-за равенства масс ионов и атомов $m_2 = m_3 = m$.

Во втором порядке коэффициенты усложняются:

$$\Lambda_{ij}^{11} = \Lambda_{ji}^{11} = -13.5 \frac{m_j}{m_i + m_j} \Lambda_{ij}^{01}, \quad i \neq j,$$

$$\Lambda_{ii}^{11} = 2C x_i^2 \sigma_i \sqrt{\frac{m_j}{m_e}} - \sum_j \Lambda_{ij}^{11} \left(30 \frac{m_i}{m_j} + 13 \frac{m_j}{m_i} + 16 \right) / 27. \quad (31)$$

Здесь σ_i — сечение столкновений в собственном газе (см. таблицу).

Перейдем к уравнениям для термодиффузионных отношений

$$K_i = \frac{5}{2} \sum_{hj} \Lambda_{ih}^{01} X_{hj} x_j, \quad i, j, h = 1, 2, 3, \quad (32)$$

где X_{hj} — обратные Λ_{ih}^{11} коэффициенты, определяемые уравнениями

Транспортные сечения упругих столкновений в плазме He, 10^{-15} см²

He–e	He–He ⁺	He–He	e–He ⁺	e–e	He ⁺ –He ⁺
σ_{13}	σ_{23}	σ_3	σ_{12}	σ_1	σ_2
0.6	3	1.3	~30	~30	~30
[13]	[13, 16, 21]	[13]	Кулоновские сечения при $T \approx 3$ эВ		

$$\sum_h \Lambda_{hi}^{11} X_{jh} = \delta_{ij}. \quad (33)$$

Решая три системы линейных уравнений (33) с тремя неизвестными в каждой, получаем

$$\begin{aligned} X_{11} &= [(\Lambda_{23}^{11})^2 - \Lambda_{22}^{11} \Lambda_{33}^{11}] / B, \\ X_{22} &= [(\Lambda_{13}^{11})^2 - \Lambda_{11}^{11} \Lambda_{33}^{11}] / B, \end{aligned} \quad (34)$$

$$\begin{aligned} X_{33} &= [(\Lambda_{12}^{11})^2 - \Lambda_{11}^{11} \Lambda_{22}^{11}] / B, \\ X_{23} &= X_{32} = (\Lambda_{11}^{11} \Lambda_{23}^{11} - \Lambda_{12}^{11} \Lambda_{13}^{11}) / B, \end{aligned} \quad (35)$$

$$\begin{aligned} X_{12} &= X_{21} = (\Lambda_{12}^{11} \Lambda_{33}^{11} - \Lambda_{13}^{11} \Lambda_{23}^{11}) / B, \\ X_{13} &= X_{31} = (\Lambda_{13}^{11} \Lambda_{22}^{11} - \Lambda_{12}^{11} \Lambda_{23}^{11}) / B, \end{aligned} \quad (36)$$

где

$$\begin{aligned} B &= [(\Lambda_{23}^{11})^2 - \Lambda_{22}^{11} \Lambda_{33}^{11}] \Lambda_{11}^{11} + \Lambda_{22}^{11} (\Lambda_{13}^{11})^2 + \\ &+ \Lambda_{33}^{11} (\Lambda_{12}^{11})^2 - 2 \Lambda_{12}^{11} \Lambda_{13}^{11} \Lambda_{23}^{11}. \end{aligned}$$

Теперь, зная сечения, можно рассчитать термодиффузионные отношения (32) для любых трех газов. В случае ионизованной смеси простого газа задача предельно упрощается. Рассмотрим, как и прежде, отношения коэффициентов, которые достигают очень больших величин:

$$\begin{aligned} \frac{\Lambda_{23}^{11}}{\Lambda_{13}^{11}} &= \frac{\sigma_{23}}{2\sigma_{13}} \left(\frac{m}{2m_e} \right)^{1.5} \approx 5 \times 10^5, \\ \frac{\Lambda_{23}^{11}}{\Lambda_{12}^{11}} &= \frac{\sigma_{23} x_3}{2\sigma_{12} x_1} \left(\frac{m}{2m_e} \right)^{1.5} \sim 10^4 n/n_e^1. \end{aligned} \quad (37)$$

Из этого следует, что учитывать нужно только коэффициенты Λ_{23}^{11} , а также Λ_{22}^{11} , Λ_{33}^{11} и Λ_{11}^{11} , поскольку в них входят Λ_{23}^{11} и сомножитель m/m_e при Λ_{12}^{11} и Λ_{13}^{11} (см. (31)). Тогда обратными коэффициентами (36) и тремя слагаемыми в числителях (34), (35) можно с большой точностью пренебречь, а величину B радикально упростить:

$$B = [(\Lambda_{23}^{11})^2 - \Lambda_{22}^{11} \Lambda_{33}^{11}] \Lambda_{11}^{11}.$$

При этом первый коэффициент из (34) принимает вид

$$X_{11} = 1/\Lambda_{11}^{11}.$$

Остальные существенные коэффициенты тоже сильно упрощаются

$$\begin{aligned} X_{22} &= -\Lambda_{33}^{11} / [(\Lambda_{23}^{11})^2 - \Lambda_{22}^{11} \Lambda_{33}^{11}], \\ X_{33} &= -\Lambda_{22}^{11} / [(\Lambda_{23}^{11})^2 - \Lambda_{22}^{11} \Lambda_{33}^{11}], \\ X_{23} &= -\Lambda_{23}^{11} / [(\Lambda_{23}^{11})^2 - \Lambda_{22}^{11} \Lambda_{33}^{11}]. \end{aligned}$$

Еще одно упрощение дают отношения между Λ_{il}^{01} и Λ_{li}^{01} , которые в соответствии с (30) тоже очень велики (m/m_e). Оно касается только электронов $K_1 = K_e$, поскольку только при $i = 1$ сумма (32) содержит малые параметры Λ_{li}^{01} . Исключая их, получаем только одно существенное слагаемое

$$\frac{2}{5} K_1 = x_1 \Lambda_{11}^{01} X_{11} = x_1 \Lambda_{11}^{01} / \Lambda_{11}^{11}. \quad (38)$$

Суммы (33) для ионов и атомов K_2 и K_3 содержат пять существенных слагаемых

$$\begin{aligned} \frac{2}{5} K_2 &= x_1 \frac{\Lambda_{21}^{01}}{\Lambda_{11}^{11}} + \\ &+ \Lambda_{23}^{01} \frac{x_2 (\Lambda_{23}^{11} + \Lambda_{33}^{11}) - x_3 (\Lambda_{23}^{11} + \Lambda_{22}^{11})}{(\Lambda_{23}^{11})^2 - \Lambda_{22}^{11} \Lambda_{33}^{11}}, \end{aligned} \quad (39)$$

$$\begin{aligned} \frac{2}{5} K_3 &= x_1 \frac{\Lambda_{31}^{01}}{\Lambda_{11}^{11}} - \\ &- \Lambda_{23}^{01} \frac{x_2 (\Lambda_{23}^{11} + \Lambda_{33}^{11}) - x_3 (\Lambda_{23}^{11} + \Lambda_{22}^{11})}{(\Lambda_{23}^{11})^2 - \Lambda_{22}^{11} \Lambda_{33}^{11}}. \end{aligned} \quad (40)$$

Поскольку $\Lambda_{11}^{01} = -\Lambda_{21}^{01} - \Lambda_{31}^{01}$ (см. (30)), то условие (3) для (38)–(40) выполняется.

Отличие данных термодиффузионных отношений от случая бинарной смеси состоит в появлении электронных составляющих у ионов и атомов — это первые члены правых частей (39), (40)

$$\begin{aligned} K_{ei} &= -\chi_2 K_1 = 2.5 x_1 \frac{\Lambda_{21}^{01}}{\Lambda_{11}^{11}} = \\ &= \frac{\sigma_{12} x_1}{(\sigma_{12} + \sigma_1/2.3) x_1 + \sigma_{13} x_3} x_1/2.6, \\ K_{ea} &= (\chi_2 - 1) K_1 = 2.5 x_1 \frac{\Lambda_{31}^{01}}{\Lambda_{11}^{11}} = \\ &= \frac{\sigma_{13} x_3}{(\sigma_{12} + \sigma_1/2.3) x_1 + \sigma_{13} x_3} x_1/2.6, \end{aligned} \quad (41)$$

¹ Это отношение велико при выполнении исходного условия (18).

где χ_2 определяется соотношением (19). Их величины представляют несомненный интерес. В рассматриваемой сильноионизованной плазме ($\alpha \gg \alpha_0$) электронная составляющая у атомов гораздо меньше, чем у ионов. Это видно из их отношения

$\frac{\Lambda_{21}^{01}}{\Lambda_{31}^{01}}$, тоже определяемого выражением (23). Поэтому в (38) ею можно пренебречь (далее будет показано, что ею можно пренебречь и в (40)). Это означает, что при больших степенях ионизации электронная составляющая ионов $K_{ei} \gg K_{ea}$ практически совпадает с $K_1 = K_e = -K_{ei} - K_{ea}$. Сопоставим ее со вторым слагаемым правых частей (39), (40), остающимся неизменным и при переходе к бинарным смесям. Это основная, назовем ее бинарная K_6 , составляющая K_2 и K_3

$$K_2 = K_{ei} - K_6, \quad K_3 = K_{ea} + K_6,$$

которую тоже упростим, воспользовавшись большим значением Λ_{22}^{11} при больших степенях ионизации. В рассматриваемой плазме с $n/n_e = x_3/x_1 \approx 0.5-2$ он в 11–3 раза превышает Λ_{33}^{11} и в 27–8 раз — Λ_{23}^{11} . В этих пределах с точностью до ~5% получаем

$$\begin{aligned} \frac{2}{5} K_6 &= -\Lambda_{23}^{01} \frac{x_2(\Lambda_{23}^{11} + \Lambda_{33}^{11}) - x_3(\Lambda_{23}^{11} + \Lambda_{22}^{11})}{(\Lambda_{23}^{11})^2 - \Lambda_{22}^{11}\Lambda_{33}^{11}} \approx \\ &\approx -\frac{x_3\Lambda_{23}^{01}}{1.2\Lambda_{33}^{11}}. \end{aligned} \quad (42)$$

Тогда отношение первого слагаемого ко второму в правой части (39) равно

$$\begin{aligned} \gamma &= -K_{ei}/K_6 \approx \frac{1.2x_1\Lambda_{21}^{01}\Lambda_{33}^{11}}{x_3\Lambda_{11}^{11}\Lambda_{23}^{01}} \approx \\ &\approx 1.9(0.23 + x_1/x_3) \approx 4-1.4 \quad \text{при } n/n_e \approx 0.5-2, \end{aligned}$$

т.е. электронная составляющая примерно утраивает скорость термодиффузии ионов. При этом, в соответствии с (23), первое слагаемое в (40) несущественно: $-K_6 \sim K_{ei} \gg K_{ea}$ и $K_3 \approx K_6$. Кроме того, в соответствии с (37), в уравнениях (31) для Λ_{33}^{11} и Λ_{22}^{11} можно пренебречь членами с Λ_{13}^{11} и Λ_{12}^{11} . Это означает уже полную аналогию с бинарной смесью. Термодиффузионное отношение для нее, тождественное выражению (42), приведено в [8]

$$K_6 = (S_3x_3 - S_2x_2)/(Q_3x_3/x_2 + Q_2x_2/x_3 + Q_{23}),$$

где для ионизованного простого газа

$$S_3 = \sigma_3/\sigma_{23} - 1 \approx -0.57, \quad S_2 = \sigma_2/\sigma_{23} - 1 \approx 9,$$

$$Q_3 = 5.9\sigma_3/\sigma_{23} \approx 2.6, \quad Q_2 = 5.9\sigma_2/\sigma_{23} \approx 59,$$

$$Q_{23} = 3.2\sigma_3\sigma_2/\sigma_{23}^2 + 8.6 \approx 22.5,$$

а индексы 2 и 3 соответствуют индексам 2 и 1 в [8]. В численном выражении для He получаем

$$\begin{aligned} K_6 &\approx -(x_2 + 0.063x_3)/6.6(x_2/x_3 + \\ &+ 0.043x_3/x_2 + 0.38). \end{aligned} \quad (43)$$

Малые численные коэффициенты имеют здесь атомные составляющие. Пренебречь ими можно при больших степенях ионизации $\alpha > 0.75$. Тогда зависимость от кулоновских сечений в (43) практически исчезает, как и в термодиффузионном отношении для электронов (38), взаимно сокращаясь в числителе и знаменателе. В слабоионизованной плазме при $\alpha < \alpha_0 = 0.02$ кулоновскими столкновениями вообще можно пренебречь. Их сечения требуют учета только в диапазоне степеней ионизации $\alpha \approx 0.02-0.75$ ($x_2 \approx 0.02-0.43$), оказывая наибольшее влияние на термодиффузионное отношение (43) при $n/n_e = S_3Q_2/S_2Q_3 \approx 1.5$ ($x_2 \approx 0.29$, $\alpha \approx 0.41$). При этом двукратное изменение σ_1 , σ_2 , σ_{12} приводит к погрешности (43) всего в ~10%. Следовательно, и для описания термодиффузии в ионизованных простых газах применима модель твердых сфер.

Итак, отличием от бинарной модели является наличие электронной составляющей термодиффузии, сопоставимой по величине с бинарной составляющей. Она ускоряет диффузию ионов и замедляет — электронов, но несущественна для всего электрон-ионного газа, входящего в бинарную смесь с атомами, так что в уравнениях (20) и (27) электронные составляющие ионов K_{ei} и атомов K_{ea} не учитываются.

На рис. 2 приведены зависимости всех рассмотренных здесь термодиффузионных отношений гелиевой плазмы от мольной доли электронов (ионов) $x_1 = x_2$, к которым сводятся выражения (38)–(43) подстановкой $x_3 = 1-2x_1$. Рассмотрим основные черты этих зависимостей.

Основная бинарная составляющая термодиффузии атомов и ионов велика при высоких степенях ионизации и имеет максимум при $\alpha \approx 0.31$ (на рис. 2 это соответствует $x_1 \approx 0.24$). В пределе сильной ионизации $\alpha > 0.7$, $x_1 \gg x_3$ (но не более 10^3x_3 , см. (18)) выражения для термодиффузионных отношений упрощаются:

$$K_6 \approx S_2x_3/Q_2 \approx -x_3/6.6 \rightarrow 0,$$

$$K_e \approx \frac{\Lambda_{21}^{01}}{\Lambda_{12}^{11}} \frac{3.6x_1m_e}{m} \approx -x_1/3.7 \rightarrow -1/7.5.$$

Как видно из рис. 2, бинарная составляющая становится незначительной и в уравнениях (20), (27) термодиффузией с высокой точностью можно пренебречь. Электронная составляющая достигает максимума при полной ионизации. Численные значения, как и выше, приведены для He.

В слабоионизованной плазме ($\alpha < \alpha_0 \sim 0.02$) все термодиффузионные отношения, как видно из рис. 2, становятся очень малы. Ионы и атомы в

определенном смысле меняются местами, так как электронная составляющая существенна только у атомов в (40) (первый член правой части), но в отличие от (39) со знаком, обратным K_6 . Это происходит при больших $x_3 \sim 1$ и малых $x_1 < 0.02$, когда уже $K_2 \approx -K_6$, а в числителе и знаменателе (43) преобладают слагаемые с малыми численными коэффициентами. При этом в He

$$K_6 \approx S_3 x_2 / Q_3 \approx -x_1 / 4.5, \quad K_e \approx -x_1 / 2.6,$$

так что $K_3 = K_6 - K_e > 0$ становится малой положительной величиной. Таким образом, при снижении степени ионизации термодиффузия и атомов, и заряженных частиц практически прекращается из-за малости мольных долей.

Данное исследование было поддержано Министерством науки и высшего образования РФ (госзадание № 075-01129-23-00) и грантом РНФ 21-79-10281 в части использованных экспериментальных данных.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Botticher W., Roder O., Wobig K.H.* Messung der Übergangswahrschein, Halbwertsbreiten und Verschiebungen von HeI-Linien // *Zs. Phys.* 1963. Bd. 175. № 5. S. 480.
2. *Uhlenbusch J., Fischer E., Hackmann J.* Experimentelle und theoretische Untersuchungen von Nichtgleichgewichtseffekten an stationären Heliumplasmen unter Normaldruck // *Zs. Phys.* 1970. Bd. 238. № 5. S. 404.
3. *Jonkers J., van der Mullen J.A.M.* The Excitation Temperature in (Helium) Plasmas // *JQSRT.* 1999. V. 61. № 5. P. 703.
4. *Асиновский Э.И., Кириллин А.В., Низовский В.Л.* Стабилизированные электрические дуги и их применение в теплофизическом эксперименте. М.: Наука, 2008. 264 с.
5. *Коршунов О.В., Чиннов В.Ф., Кавыришин Д.И.* Сильноионизованная дуговая плазма He. Неравновесность, неидеальность и кинетика // *ТВТ.* 2019. Т. 57. № 2. С. 164.
6. *Коршунов О.В., Чиннов В.Ф., Кавыришин Д.И.* Сильноионизованная дуговая плазма He. Определение температуры в условиях неравновесности и влияния плазменных микрополей // *ТВТ.* 2019. Т. 57. № 3. С. 338.
7. *Исакаев Э.Х., Чиннов В.Ф., Саргсян М.А., Кавыришин Д.И.* Неравновесность сильноионизованной гелиевой плазмы атмосферного давления // *ТВТ.* 2013. Т. 51. № 2. С. 163.
8. *Ферцигер Дж., Капер Г.* Математическая теория процессов переноса в газах / Пер. с англ. Под ред. Зубарева Д.Н. М.: Мир, 1976. 554 с.
9. *Силин В.П.* Введение в кинетическую теорию газов. М.: Изд-во Физ. ин-та им. Лебедева РАН, 1998. 338 с.
10. *Попов П.В.* Диффузия. М.: МФТИ, 2016. 94 с.
11. *Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П.* Физическая кинетика. М.: Наука, 1979. 528 с.
12. *Мак-Даниэль И., Мэзон Э.* Подвижность и диффузия ионов в газах / Пер. с англ. Под ред. Смирнова Б.М. М.: Мир, 1976. 422 с.
13. *Смирнов Б.М.* Свойства газоразрядной плазмы. СПб.: Изд-во Политехн. ун-та, 2010. 363 с.
14. *Елецкий А.В., Палкина Л.А., Смирнов Б.М.* Явления переноса в слабоионизированной плазме. М.: Атомиздат, 1975. 336 с.
15. *Рожанский В.А., Цендин Л.Д.* Столкновительный перенос в частично ионизованной плазме. М.: Энергоатомиздат, 1988. 248 с.
16. *Райзер Ю.П.* Физика газового разряда. Долгопрудный: Интеллект, 2009. 736 с.
17. *Devoto R.S.* Transport Properties of Ionized Monoatomic Gases // *Phys. Fluids.* 1966. V. 9. № 7. P. 1230.
18. *Murphy A.B.* Diffusion in Equilibrium Mixtures of Ionized Gases // *Phys. Rev. E.* 1993. V. 48. № 5. P. 3594.
19. *Murphy A.B.* A Comparison of Treatments of Diffusion in Thermal Plasmas // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 1996. V. 29. P. 1922.
20. *Murphy A.B.* Demixing in Free-burning Arcs // *Phys. Rev. E.* 1997. V. 55. № 6. P. 7473.
21. *Коршунов О.В., Чиннов В.Ф., Кавыришин Д.И.* Диффузия и плотность атомов в сильноионизованной неоднородной плазме He // *ТВТ.* 2022. Т. 60. № 6. С. 803.
22. *Rat V., Aubreton J., Elchinger M.F., Fauchais P., Murphy A.B.* Diffusion in Two-temperature Thermal Plasmas // *Phys. Rev. E.* 2002. V. 66. 056407.
23. *Rat V., Murphy A.B., Aubreton J., Elchinger M.F., Fauchais P.* Treatment of Non-equilibrium Phenomena in Thermal Plasma Flows // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2008. V. 41. 183001.
24. *Радциг А.А., Смирнов Б.М.* Параметры атомов и атомных ионов. М.: Энергоатомиздат, 1986. 344 с.