

# КОЭФФИЦИЕНТ СТОЛКНОВИТЕЛЬНОЙ РЕКОМБИНАЦИИ В УЛЬТРАХОЛОДНОЙ ПЛАЗМЕ. РАСЧЕТ МЕТОДОМ МОЛЕКУЛЯРНОЙ ДИНАМИКИ

*А. А. Бобров<sup>а</sup>, С. Я. Бронин<sup>а</sup>, Б. В. Зеленер<sup>а,с</sup>,  
Б. В. Зеленер<sup>а</sup>, Э. А. Манькин<sup>б,с</sup>, Д. Р. Хижлуха<sup>а,с\*</sup>*

<sup>а</sup>Объединенный институт высоких температур Российской академии наук  
127412, Москва, Россия

<sup>б</sup>Российский научный центр «Курчатовский институт»  
123182, Москва, Россия

<sup>с</sup>Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»  
115409, Москва, Россия

Поступила в редакцию 24 августа 2010 г.

Представлены новые результаты расчетов функции распределения и коэффициента диффузии электронов в пространстве энергий. Проведен анализ всех полученных данных и рассчитана температурная зависимость коэффициента рекомбинации. Эта зависимость в области слабонеидеальной плазмы совпадает с аналитической формулой Гуревича–Питаевского, а в области сильнонеидеальной плазмы начинает отличаться в сторону уменьшения, причем различие может достигать нескольких порядков.

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Влияние кулоновского взаимодействия между частицами на коэффициент столкновительной рекомбинации рассматривалось в большом количестве работ. При этом использовались аналитические [1–5] и численные [6–9] методы. Во всех работах традиционно рассматривалась неравновесная низкотемпературная плазма с температурой электронов  $T_e$  больше нескольких тысяч градусов. Существующие экспериментальные данные по рекомбинации такой плазмы соответствуют значениям параметра неидеальности  $\gamma_e < 0.2$ . Параметр неидеальности, характеризующий соотношение потенциальной и кинетической энергий электрона в кулоновской плазме, определяется выражением

$$\gamma_e = \frac{e^2 n_e^{1/3}}{T_e}, \quad (1)$$

где  $e$  и  $n_e$  — заряд и плотность электронов. Надо отметить, что для упомянутой выше плазмы выделение вклада столкновительной рекомбинации в об-

щий процесс рекомбинации является отдельной задачей.

Интерес к вопросу о влиянии взаимодействия между частицами на коэффициент рекомбинации значительно вырос, когда в 1999 г. были опубликованы результаты экспериментов [10–12], в которых была получена неравновесная ультрахолодная плазма ксенона при начальных температурах  $T_e = 1–30$  К и плотностях  $n_e = 10^9–10^{10}$  см<sup>-3</sup>. Параметр неидеальности при таких начальных условиях может достигать 23, при этом электроны остаются невырожденными.

В эксперименте ультрахолодная плазма в начальный момент — это газ холодных свободных электронов с одинаковой начальной кинетической энергией и еще более холодных ионов. При рекомбинации ультрахолодной плазмы за время ее наблюдения  $t = 10^{-4}$  с определяющими являются столкновительные процессы, так как заселение верхних атомных уровней, энергия которых меньше или порядка  $T_e$ , определяется исключительно трехчастичным процессом столкновения электрон–электрон–ион, а все остальные процессы в рекомбинации плазмы иг-

\*E-mail: DKhikhlukha@ihed.ras.ru

рают малую роль. К сожалению, достаточно полные экспериментальные данные были приведены лишь в работе [10] для  $\gamma_e < 0.3$ . Для больших значений  $\gamma_e$  имеются только косвенные экспериментальные результаты.

Также необходимо отметить, что главное квантовое число  $k$  для уровней, соответствующих  $E = T_e$ , в ультрахолодной плазме велико,  $k > 100$ . Этот факт и отсутствие вырождения электронов позволяет использовать классическое описание столкновительной рекомбинации в широкой области изменения  $\gamma_e$ .

В предыдущих работах [13, 14] нами изучались функция распределения, плотность состояний и коэффициент диффузии электронов в пространстве энергий в условиях ультрахолодной плазмы. Расчеты проводились методом молекулярной динамики в классической системе электронов и ионов, взаимодействующих по закону Кулона. В настоящей работе представлены новые результаты расчетов для больших значений  $\gamma_e$ , проведен их анализ и рассчитан коэффициент столкновительной рекомбинации в зависимости от температуры.

## 2. МОДЕЛЬ ПЛАЗМЫ

Для расчета нами использовалась модель [13, 14] двухкомпонентной двухтемпературной водородной плазмы, состоящей из электронов и протонов. В этой модели одноименные заряды взаимодействуют по закону Кулона. Разноименные заряды также взаимодействуют по закону Кулона, но скорректированному на малых расстояниях  $r$  таким образом, что при  $r < A$  потенциал взаимодействия принимался постоянным:  $\Phi_{ei} = -e^2/A$ , где  $A$  выбиралось равным от  $a_0$  до  $10a_0$  ( $a_0$  — боровский радиус).

Расчеты проводились методом молекулярной динамики в области начальных температур электронов  $T_e^0 = 1-50$  К и плотностей  $n_e^0 = 10^8-10^{12}$  см $^{-3}$ . Методом Рунге–Кутты четвертого порядка численно решалась система уравнений Ньютона в ячейке с длиной ребра, равной  $(N/n_e)^{1/3}$ . Число частиц  $N$  варьировалось в пределах сотни. Выбор  $N$  и зависимость результата от числа частиц подробно рассматривались в работе [14]. Там же рассматривалась зависимость результатов расчета от выбора  $A$  для потенциала взаимодействия между разноименными зарядами.

### 2.1. Начальные условия

Начальные условия задавались следующим образом.

1. При  $t = 0$  координаты и скорости частиц задавались с помощью генератора случайных чисел.

2. После расчета полных энергий частиц при  $t = 0$  скорости частиц поправлялись таким образом, чтобы полная энергия каждой частицы была больше нуля.

В качестве граничных условий выбирались периодические граничные условия. Расчет проводился в приближении микроканонического ансамбля.

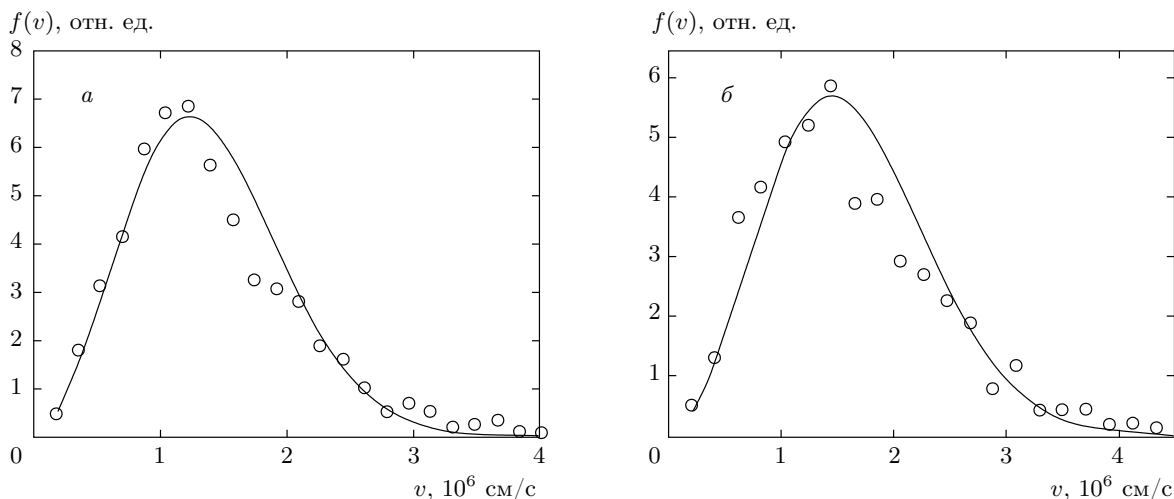
Молекулярно-динамические расчеты для аналогичной неравновесной кулоновской системы частиц выполнялись ранее (см. работу [8] и цитируемую там литературу). Однако в этих работах исследовалась область температур и плотностей, соответствующих низкотемпературной плазме ( $T_e^0 = 3000-30000$  К) при  $n_e^0 = 10^{17}-10^{20}$  см $^{-3}$ . При этом параметр  $\gamma_e$  был меньше 0.2. Выполнить расчеты в условиях низкотемпературной плазмы в области больших значений  $\gamma_e$  было достаточно сложно, так как при таких плотностях и температурах глубокий потенциал взаимодействия электрон–протон приводит к значительному увеличению времени счета в микроканоническом ансамбле.

В работе [9] для другой модели кулоновской системы частиц, в которой радиус корректировки  $A$  и величина  $\Phi_{ei}$  зависели от температуры ( $A = e^2/CT$ ,  $\Phi_{ei} = -CT$ , где значение  $C$  менялось от 5 до 7), также были проведены расчеты методом молекулярной динамики равновесной функции распределения и коэффициента рекомбинации в условиях низкотемпературной плазмы при  $\gamma_e \leq 1.5$ . Эта модель, как мы увидим ниже, справедлива до тех пор, пока величина  $\gamma_e$  существенно меньше  $C$ .

### 2.2. Рассчитываемые величины

При изучении нами неравновесной кулоновской системы методом молекулярной динамики [13, 14] в первую очередь определялась температура частиц. Грубая оценка, проведенная на основе выражения для частоты межэлектронных столкновений, справедливая для  $\gamma_e \ll 1$ , показывает, что температура свободных электронов устанавливается в условиях ультрахолодной плазмы за время  $t_e = 10^{-11}-10^{-10}$  с.

На рис. 1, построенном по данным работы [14], приведены примеры установления максвелловского распределения кинетической энергии для свободных электронов. Свободными считались электроны с  $E/T_e \geq -\gamma_e$ . Необходимо отметить, что температура свободных электронов определяется близостью функции распределения к характерной гауссовой зависимости в области энергий  $E \geq T$ , так что в неко-



**Рис. 1.** Распределение электронов по скоростям для  $n_e = 10^{10} \text{ см}^{-3}$ : точки — результаты расчетов методом молекулярной динамики, кривые — распределение Максвелла для электронов при соответствующей температуре в моменты времени  $t = 4.8 \cdot 10^{-9} \text{ с}$ ,  $T_e = 5 \text{ К}$  (а) и  $t = 9.6 \cdot 10^{-9} \text{ с}$ ,  $T_e = 7 \text{ К}$  (б)

тором смысле температура свободных электронов — понятие более определенное, чем их концентрация. После установления температуры в течение времени  $t_q \sim 10^{-8} \text{ с} \gg t_e$  формируется квазистационарная неравновесная функция распределения электронов по полной энергии, которая вычисляется следующим образом:

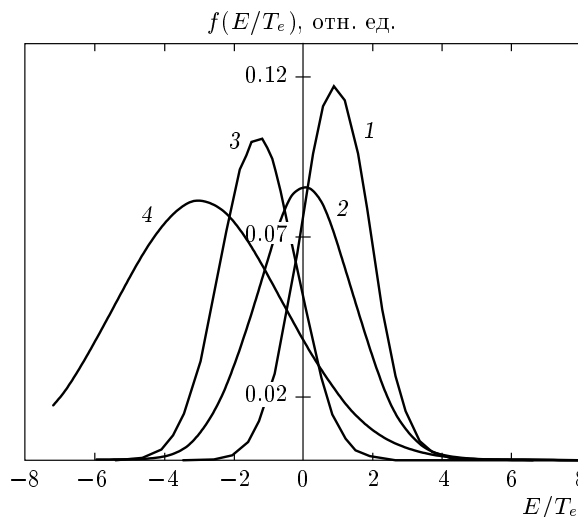
$$f(E_i) = \frac{1}{N_e s \Delta E_i} \sum_{k=1}^s f_k(E_i), \quad (2)$$

где  $f_k(E_i)$  — число электронов в интервале  $(E_i - \Delta E_i/2, E_i + \Delta E_i/2)$  в один из  $s$  моментов времени  $t_k$  в интервале  $\Delta t \ll t_q$ . Функция  $f(E_i)$  нормирована на единицу. Одновременно вычисляется коэффициент диффузии электронов в пространстве энергий:

$$D(E_i) = \frac{1}{2\Delta n_i \Delta t} \sum_j (E_i - E_j)^2 \omega(E_i, E_j), \quad (3)$$

где  $\omega(E_i, E_j)$  — число переходов из окрестности  $E_i \pm \Delta E_i$  в окрестность  $E_j \pm \Delta E_j$  за интервал времени  $\Delta t$  и  $\Delta n_i = N_e f(E_i) \Delta E_i$  — число электронов в интервале энергий  $(E_i - \Delta E_i/2, E_i + \Delta E_i/2)$ .

На рис. 2 приведены рассчитанные функции распределения электронов по энергии  $f(E/T_e)$  для различных температур при  $n_e^0 = 10^{10} \text{ см}^{-3}$ . Кривые  $f(E/T_e)$  получены путем интерполяции расчетных точек. Качество интерполяции можно увидеть на рис. 3, где приведены одновременно расчетные точки и интерполяционные кривые для  $T_e = 5 \text{ К}$  и



**Рис. 2.** Функции распределения электронов по энергии для различных температур  $T_e = 36 \text{ К}$  (1),  $7 \text{ К}$  (2),  $5 \text{ К}$  (3),  $2 \text{ К}$  (4) при  $n_e^0 = 10^{10} \text{ см}^{-3}$  (результаты интерполяции)

$T_e = 7 \text{ К}$ . На рис. 2 кривая 4 для  $T_e = 2 \text{ К}$  — новая, все остальные взяты из работы [14]. Там же обсуждается погрешность расчета.

Приведенные на рис. 2 кривые  $f(E/T_e)$  имеют тенденцию при уменьшении  $T_e$  смещаться влево в сторону более отрицательных энергий. Этому можно дать достаточно простое объяснение. Так, в случае пренебрежения потенциальным взаимодействием между частицами или при  $\gamma_e \rightarrow 0$  функция

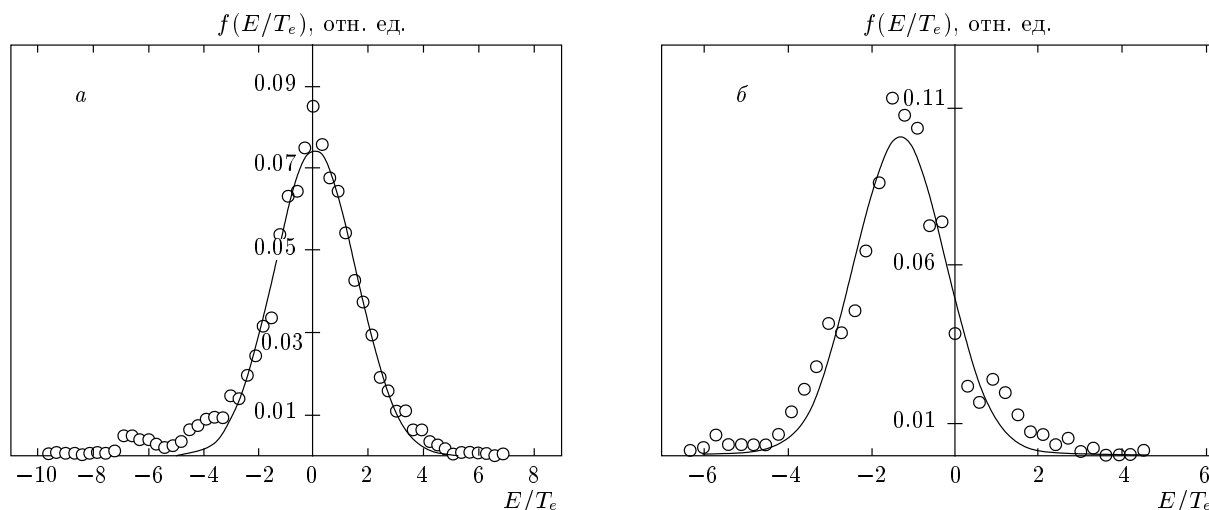


Рис. 3. Примеры сравнения интерполяции (кривые) и точного расчета (точки) функции распределения: а —  $T_e = 7$  К ( $\gamma_e = 0.5$ ); б —  $T_e = 4$  К ( $\gamma_e = 0.9$ )

$f(E/T_e)$  совпадает с максвелловским распределением и ее максимум находится в точке  $E/T \sim 1$ . По мере увеличения  $\gamma_e$  функция распределения электронов начинает смещаться влево за счет уменьшения средней полной энергии электронов. Из рис. 2 видно, что для  $T_e = 36$  К ( $\gamma_e = 0.1$ ) максимум функции находится еще справа от нуля, а для  $T_e = 7$  К ( $\gamma_e = 0.5$ ) уже при  $E/T_e = 0$ .

Рассмотрим подробнее полученную функцию распределения  $f(E/T_e)$ , например, для  $T_e = 7$  К ( $\gamma_e = 0.5$ ). На рис. 4 представлен график функции  $f(E/T_e)$ , условно разделенный на четыре энергетических зоны. Зона I соответствует свободным электронам и ограничена интервалом  $\gamma_e \leq E/T_e \leq \infty$ . В зоне II в интервале энергий  $-\gamma_e \leq E/T_e \leq \gamma_e$  находятся электроны уже несвободные, но еще не связанные; по терминологии работы [15] они находятся в столкновительном комплексе. В зоне III ( $-\epsilon \leq E/T_e \leq \gamma_e$ ) находится большая часть электронов в связанных ридберговских состояниях. Уровень энергии  $\epsilon = E_{bn}/T_e$ , на котором существует максимальное сопротивление рекомбинационному потоку, это так называемое узкое горло (bottle neck) [3]. В случае  $\gamma_e \rightarrow 0$  имеем  $\epsilon = 3/2$  [3]. Эта область энергий характеризуется тем, что функция распределения  $f(E/T_e)$  близка к равновесной функции распределения для водорода (штриховая кривая на рис. 4) при данном значении  $T_e$ . Этот факт позволяет определить по формуле Саха эффективную концентрацию свободных электронов, обеспечивающих это равновесие:

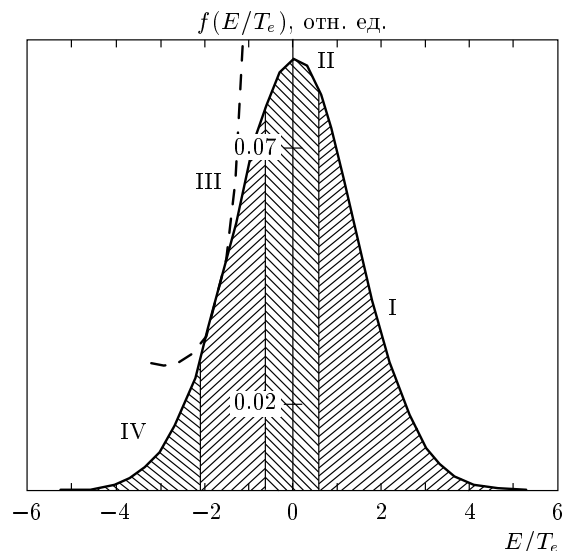


Рис. 4. Зоны функции распределения ( $T_e = 7.19$  К,  $\gamma_e = 0.5$ ,  $n_e^* = 2.4 \cdot 10^8$  см<sup>-3</sup>): I — свободные электроны; II — квазисвязанные электроны (столкновительные комплексы); III — связанные электроны в ридберговских состояниях; IV — рекомбинационный «хвост». Штриховая линия — ионизационное равновесие по уравнению Саха

$$n_e^* = \sqrt{\frac{n_k(E_k/T_e)}{\lambda_e^3 k^2} \exp\left(\frac{E_k}{T_e}\right)}, \quad (4)$$

где  $k$  — главное квантовое число уровня  $E_k$ ,  $\lambda_e = \hbar/\sqrt{2\pi m T_e}$  — тепловая длина волны де Бройля,  $m$  — масса электрона.

Таблица. Эффективное число свободных электронов

$\gamma_e$	$T_e$ , К	$n_e^*, 10^9 \text{ см}^{-3}$	$\hat{n}_e^*, 10^9 \text{ см}^{-3}$		$\tilde{p}$
			$p = 0$	$p = -\gamma_e$	
0.5	7.2	2.40	1.54	1.96	1.129
0.7	5.1	1.90	0.82	1.32	1.440
0.9	4.0	1.46	0.28	0.84	1.474

В таблице представлены значения  $n_e^*$  для разных  $T_e$  или, что тоже самое, для разных  $\gamma_e$ . Там же дана величина интеграла  $\hat{n}_e^* = \int_p^\infty f(E/T_e) d(E/T_e)$  для случаев  $p = 0$  и  $p = -\gamma_e$ , а также определено значение верхнего предела  $\tilde{p}$ , при котором значение указанного интеграла совпадает с эффективной концентрацией свободных электронов, полученной по формуле Саха. Анализ результатов, приведенных в таблице, позволяет сделать вывод, что эффективная концентрация свободных электронов определяется совокупностью свободных (зона I) и квазисвободных (зона II) электронов. При этом доля электронов, которые не являются ни связанными, ни свободными, траектория движения которых не прямолинейна и не замкнута, растет с увеличением  $\gamma_e$ . К этому также нужно добавить, что квазисвободные электроны (зона II) образуют совокупность энергетических состояний, обусловленных многочастичным взаимодействием. Основной характеристикой квазисвободных электронов является избыточное время пролета области действия сил взаимодействия — время задержки Вигнера [16]. Такого рода электроны рассматривались в работах [15, 17] в приближении ближайшего соседа (иона) для слабонеидеальной плазмы. Определялось влияние эффекта задержки в условиях многочастичной дебаевской экранировки на равновесную функцию распределения и проводимость электронов. В недебаевской плазме, когда число частиц в сфере Дебая становится равным или меньше единицы, двухчастичное приближение ближайшего соседа становится неприменимым. Однако область квазисвободных электронов, как показывают наши расчеты, остается и с ростом неидеальности расширяется.

На рис. 5 приведены расчетные кривые для коэффициента диффузии  $D$  в зависимости от  $T_e$  (или  $\gamma_e$ ) для тех же значений, что и для  $f(E/T_e)$ . Кривая  $D(E/T_e)$  для  $T_e = 2$  К — новая расчетная кривая, а все остальные взяты из работы [14]. Так же, как и в случае  $f(E/T_e)$  максимум функции  $D(E/T_e)$  сме-

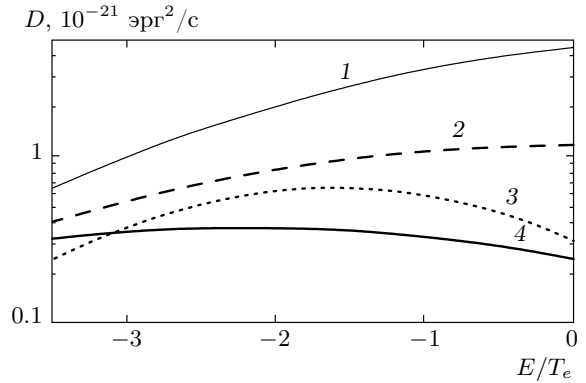


Рис. 5. Коэффициент диффузии электрона в пространстве энергий для температур  $T_e = 7$  К (кривая 1), 5 К (2), 4 К (3), 2 К (4) при  $n_e^0 = 10^{10} \text{ см}^{-3}$  (результаты интерполяции)

щается влево с уменьшением  $T_e$  (или с ростом  $\gamma_e$ ). В работе [14] была подтверждена возможность использования диффузионного подхода при изучении рекомбинации в ультрахолодной плазме. Было показано, что при столкновениях электронов для различных  $\gamma_e$  передача энергии в основном осуществляется небольшими порциями, значения которых меньше, чем  $T_e$ .

Учитывая этот факт и используя функции  $f(E/T_e)$  и  $D(E/T_e)$  для различных температур при заданной плотности  $n_e^0 = 10^{10} \text{ см}^{-3}$  был рассчитан коэффициент рекомбинации по формуле

$$\alpha = \left[ \frac{n_e^0}{\lambda_e^3} \int_0^{E_0/T_e} \frac{d(E/T_e)}{f(E/T_e)D(E/T_e)} \right]^{-1}, \quad (5)$$

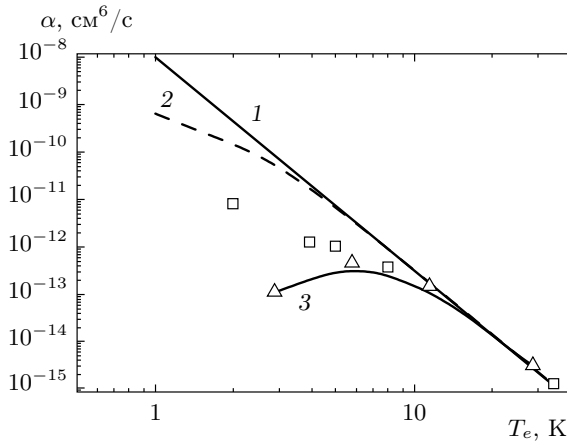
где  $E_0$  — энергия основного состояния.

На рис. 6 в двойном логарифмическом масштабе представлена зависимость коэффициента столкновительной рекомбинации от температуры. Прямая линия, так называемый закон «9/2», соответствует выражению, полученному Гуревичем и Пятаевским [1, 2] для идеальной плазмы при  $\bar{\Lambda} = 1$ :

$$\alpha_{GP} = \frac{4\pi\sqrt{2}\pi}{9} \frac{e^{10}}{T_e^{9/2}\sqrt{m}} \bar{\Lambda}, \quad (6)$$

где  $\bar{\Lambda}$  — кулоновский логарифм слабосвязанного электрона. Выбор  $\bar{\Lambda}$  для плазмы при разных  $\gamma_e$  неоднозначен. Поэтому для определенности мы приняли  $\bar{\Lambda} = 1$ .

Штриховая линия 2 описывается формулой, полученной в работе [5] для сильнонеидеальной много-



**Рис. 6.** Температурная зависимость коэффициента рекомбинации: 1 — результаты расчета по формуле Гуревича–Питаевского [1, 2]; 2 — результаты расчета в приближении ближайшего соседа [5]; 3 — результаты расчета Ланкина–Нормана [9]; □ — результаты нашего расчета методом молекулярной динамики

кратно заряженной плазмы в приближении ближайшего соседа (NNA) для  $\gamma_e \gg 1$ . Это выражение можно записать через  $\alpha_{GP}$  для однократно заряженной плазмы в следующем виде:

$$\alpha_{NNA} = 1.43 \frac{[1 - \exp(-0.62\gamma_e^3)]^{5/6}}{\gamma_e^{5/2}} \alpha_{GP}. \quad (7)$$

Результаты нашего расчета представлены квадратами. Треугольники на рис. 6 соответствуют результатам расчета из работы [9] для модели, в которой  $\Phi_{ei} = -5T_e$  на малых расстояниях. Так как эти расчеты приведены в зависимости от  $\gamma_e$ , мы пересчитали их для своих значений плотности и температуры. В работе [9] коэффициент рекомбинации рассчитывался методом определения количества связанных пар. Об этом подробнее будет сказано ниже.

Анализ приведенных данных показывает, что в области слабой неидеальности плазмы, когда  $\gamma_e < 0.2$ , результаты аналитического приближения и численных расчетов совпадают и выполняется закон «9/2». С уменьшением температуры, что соответствует росту  $\gamma_e$ , зависимость коэффициента рекомбинации, рассчитанного численно, начинает отличаться от закона «9/2», причем наши расчеты имеют тенденцию монотонного уменьшения, а результаты работы [9] в районе  $\gamma_e \sim 1$  проходят через максимум.

Резкое уменьшение полученного в работе [9] коэффициента рекомбинации при  $\gamma_e > 1$  обусловлено,

на наш взгляд, выбором потенциала, который ограничивался снизу на уровне  $\Phi_{ei} = -5T_e$ , что привело к искажению функции распределения электронов в области, влияющей на значение коэффициента рекомбинации. Как видно из рис. 2, область значений  $E/T_e$ , в которой функция  $f(E/T_e)$  заметно отличается от нуля и, следовательно, дает вклад в рекомбинацию, смещается влево с ростом  $\gamma_e$ . Из этого следует, что при тех  $\gamma_e$ , при которых в эту область попадает минимальное значение потенциала ( $-5T_e$ ), результаты расчета начинают зависеть от выбора уровня ограничения потенциала и становятся недостоверными.

В то же время полученная нами зависимость  $\alpha(T_e)$  не такая резкая, но также отличается от зависимости  $\alpha_{GP}(T_e)$ , причем уже при  $T_e \sim 1$  К различие может достигать трех порядков. Это означает, что с уменьшением  $T_e$  (или с ростом  $\gamma_e$ ) происходит существенное замедление столкновительной рекомбинации по сравнению с результатами экстраполяции в область сильной неидеальности формул для слабонеидеальной плазмы.

Приведем интерполяционную формулу для описания результатов расчета коэффициента столкновительной рекомбинации  $\alpha$ . Выражение (7) можно записать в общем виде (при  $\bar{\Lambda} = 1$ ):

$$\alpha = a \frac{[1 - \exp(-b\gamma_e^3)]^{5/6}}{\gamma_e^{5/2}} \alpha_{GP}. \quad (8)$$

Найдем коэффициенты  $a$  и  $b$ , воспользовавшись значением  $\alpha$  при  $\gamma_e = 1$  и тем, что  $\alpha = \alpha_{GP}$  при  $\gamma_e \rightarrow 0$ . В результате получим  $a = 0.045$ ,  $b = 41.3$ . В случае  $\gamma_e > 0.5$  выражение (8) можно упростить:

$$\alpha = 0.045 \frac{\alpha_{GP}}{\gamma_e^{5/2}}. \quad (9)$$

Из выражения (9) следует, что при  $\gamma_e > 0.5$  коэффициент рекомбинации  $\alpha \propto T_e^{-2}$ .

В связи со сказанным выше становится интересной оценка области параметров ультрахолодной плазмы, в которой частота трехчастичных столкновений, приводящих к рекомбинации, много меньше частоты парных столкновений с передачей импульса. Оценка приводит к соотношению

$$\gamma_e^3 \ll 5.7 \frac{L}{\Lambda} \xi, \quad (10)$$

где  $\xi = \alpha_{GP}/\alpha$ ,  $L$  — кулоновский логарифм (см., например, [3]), возникающий при расчете транспортного сечения взаимодействия двух заряженных частиц. Для слабонеидеальной плазмы  $L = -\ln(2\sqrt{\pi}\gamma_e^{3/2})$ . В случае  $\gamma_e \geq 1$  это выражение

теряет физический смысл, однако существует много приближений, в которых предлагаются формулы для  $L$  в этой области. В нашей работе [18] было предложено выражение  $L = \ln(2\sqrt{\pi}\gamma_e^{1/2})$ . Если положить  $L = \bar{L} = 1$ , то при  $\xi \sim 1$  имеем  $\gamma_e^3 \ll 5.7$ , или  $\gamma_e < 1$ . Однако, когда  $\xi \geq 10^3$ , область параметров, где этот эффект наблюдается, перемещается в область  $\gamma_e \geq 1$ . Для ультрахолодной плазмы это соответствует, например, области температур  $T_e = (1-10)$  К и  $n_e = (10^9-10^{12})$  см $^{-3}$ , причем плазма в этих условиях невырождена.

В этой области параметров в предположении замедления рекомбинации и отсутствия связанных состояний были рассчитаны термодинамические корреляционные функции [19]. Было показано, что в этих условиях образуются структуры с ближним и дальним порядком. К сожалению, прямые экспериментальные данные при таких  $\gamma_e$  отсутствуют, а имеются только косвенные, описывающие скорость разлета облака плазмы.

Интерес представляет также оценка области параметров, в которой время термализации ультрахолодной плазмы много меньше времени рекомбинации. Это возможно, когда

$$\gamma_e^3 \ll 5.7 \frac{L}{\Lambda} \frac{m}{M} \xi, \quad (11)$$

где  $M$  — масса иона. При  $L = \bar{L} = 1$ ,  $\xi \geq 10^3$ , а  $m/M = 10^{-4}$ , это условие выполняется для  $\gamma_e \sim 1$ . В ультрахолодной плазме легких атомов при  $\gamma_e \sim 1$  можно наблюдать такой эффект.

### 3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенный нами анализ полученных результатов при изучении процесса рекомбинации в ультрахолодной плазме методом молекулярной динамики позволяет утверждать, что при параметре неидеальной плазмы  $\gamma_e \sim 1$  рекомбинация существенно замедляется по сравнению с результатами, полученными в рамках имевшихся ранее представлений [1, 2, 5]. Это связано с тем, что учет многочастичного взаимодействия приводит к изменению распределения энергетических состояний электрона по сравнению с идеальным. Наряду с парными связанными состояниями в области  $-\gamma_e \leq E/T_e \leq 0$  возникают многочастичные квазисвободные состояния. Рекомбинационный поток через эти состояния в область ридберговских состояний существенно меньше, чем для парных

состояний. Кроме того, с увеличением неидеальности этот поток становится еще меньше, так как область квазисвободных состояний расширяется. Существовавшая ранее точка зрения, что при росте  $\gamma_e$  в функции распределения появляется щель вследствие отсутствия парных состояний, нам представляется не совсем верной, поскольку рекомбинация электронов в этой области энергий осуществляется через квазисвободные состояния.

Авторы приносят благодарность всем сотрудникам Теоретического отдела ОИВТ РАН им. Л. М. Бибермана за полезные обсуждения и замечания.

Работа выполнена при финансовой поддержке грантов Президента РФ (№№ МК-7883.2006.2, МК-4872.2008.2), программы РАН академика В. Е. Фортова, РФФИ (гранты №№ 06-02-16845, 08-02-01328а, 10-02-00399а), Федерального агентства по науке и инновациям (грант № 02.740.111.0433) и Министерства образования и науки РФ (гранты №№ ФЦП П1235, ФЦП 14.740.11.0604).

### ЛИТЕРАТУРА

1. А. В. Гуревич, Л. П. Питаевский, ЖЭТФ **46**, 1281 (1964).
2. Л. П. Питаевский, ЖЭТФ **42**, 1326 (1962).
3. Л. М. Биберман, В. С. Воробьев, И. Т. Якубов, *Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы*, Наука, Москва (1982).
4. Л. М. Биберман, В. С. Воробьев, И. Т. Якубов, ДАН СССР **296**, 577 (1987).
5. В. С. Воробьев, А. А. Ликальтер, в сб. *Химия плазмы*, вып. 15, Энергоиздат, Москва (1989), с. 163.
6. L. C. Johnson and E. Hinov, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer **13**, 333 (1973).
7. D. R. Bates, A. E. Kingston, and R. W. McWhirter, Proc. Phys. Soc. **267**, 297 (1962).
8. С. А. Майоров, А. Н. Ткачев, С. Н. Яковленко, УФН **164**, 297 (1994).
9. A. V. Lankin and G. E. Norman, J. Phys. A **42**, 214032 (2009).
10. T. C. Killian, S. Kulin, S. D. Bergeson et al., Phys. Rev. Lett. **83**, 4776 (1999).

11. S. Kulin, T. C. Killian, S. D. Bergeson et al., Phys. Rev. Lett. **85**, 31 (2000).
12. T. C. Killian, M. J. Lim, S. Kulin et al., Phys. Rev. Lett. **86**, 3759 (2001).
13. A. A. Bobrov, E. A. Mandykin, B. B. Zelener et al., Laser Phys. **17**, 15 (2007).
14. А. А. Бобров, С. Я. Бронин, Б. Б. Зеленер и др., ЖЭТФ **134**, 179 (2008).
15. В. С. Воробьев, А. Л. Хомкин, Физика плазмы **3**, 885 (1977).
16. E. P. Wigner, Phys. Rev. **98**, 145 (1955).
17. В. С. Воробьев, А. Л. Хомкин, ТМФ **26**, 364 (1976).
18. Б. Б. Зеленер, Б. В. Зеленер, Э. А. Маныкин, ЖЭТФ **126**, 1344 (2004).
19. М. Бониц, Б. Б. Зеленер, Б. В. Зеленер и др., ЖЭТФ **125**, 821 (2004).