

Fluctuation approach in the theory of nonideal plasma.

Part I. Equilibrium plasma

A. V. Lankin, G. E. Norman

Joint Institute for High Temperatures of RAS, Moscow, Russia

Structure of energy spectrum of electron in nonideal plasma is studied using method of molecular dynamics. Pair fluctuation is separated. Pair fluctuation change to excited atom by decreasing of nonideality parameter. Areas of existing of atoms and pair fluctuations are appreciated. Gap in energy spectrum is discovered.

PACS: 52.25.-b

УДК 533.9

Флуктуационный подход к описанию неидеальной плазмы.

Часть II. Столкновительная рекомбинация в неравновесной плазме

A. V. Lankin, G. E. Norman

Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия

Предложена модель, позволяющая рассмотреть кинетику столкновительной рекомбинации в неидеальной плазме в рамках метода молекулярной динамики. Найдено, что зависимость скорости столкновительной рекомбинации от степени неидеальности плазмы существенно отличается от экстраполяции скорости трехчастичной рекомбинации в неидеальную область. Обнаружено резкое снижение скорости рекомбинации в сильнонеидеальной плазме с увеличением степени ее неидеальности. Столкновительная рекомбинация переходит в трехчастичную при уменьшении неидеальности среды.

PACS: 52.25.-b

Введение

Процесс рекомбинации в неидеальной плазме существенно отличается от рекомбинации в идеальной плазме и имеет ряд особенностей. Влияние неидеальности на рекомбинацию в различных приближениях рассматривалось в [1—6]. Данная работа посвящена изучению столкновительной рекомбинации в неидеальной плазме.

Впервые эта проблема рассматривалась в [1], где сделана попытка учета исчезновения высоколежащих уровней в неидеальной плазме. Иной подход используется в работе [2], где исходя из анализа дрейфа Фокера—Планка электронов по энергии в неидеальной плазме приходят к выводу

о существенном снижении скорости рекомбинации в ней. Хотя этот качественный вывод подтверждается в других работах, но количественные оценки скорости рекомбинации в [2] нельзя считать удовлетворительными, поскольку в данной работе не учитывается исчезновение части высоковозбужденных уровней, что ведет к ее сильному подавлению [1, 3]. Важную роль в процессе рекомбинации должны играть микрополя плазмы. Их детальный учет сделан в работе [4], где было показано, что должно иметь место сильное подавление рекомбинации через высоковозбужденные уровни в области сильнонеидеальной плазмы ($\Gamma > 1$). Данные работы основаны на принципе детального равновесия. При этом в них вероятности

возбуждения уровней и ионизации принимались совпадающими со скоростями соответствующих процессов в идеальной плазме, что в случае сильнонеидеальной плазмы вызывает сомнения. Кроме того, в [4] полагается, что высоковозбужденные уровни в неидеальной плазме заселены согласно условию Саха. Однако для сильнонеидеальной плазмы есть указания на то, что это не так [7]. В силу этого имеющиеся в литературе теоретические оценки для скорости рекомбинации в сильнонеидеальной плазме нуждаются в дополнительном изучении.

Рекомбинация в неидеальной плазме изучалась также методом молекулярной динамики (МД). Исходя из МД-расчетов, в [5] было сделано предположение о возможности объяснения подавления рекомбинации в неидеальной плазме при отказе от принципа детального равновесия, однако при этом использовались зеркальные граничные условия, что могло сильно повлиять на результаты моделирования [8]. Методом МД рекомбинация в ультрахолодной плазме изучалась в работе [6]. Рассматривался малый плазменный кластер с гауссовым распределением плотности и случайным расположением частиц. Это привело к тому, что в процессе релаксации существенную роль играли процессы, связанные с формированием корреляций между частицами, имел место также процесс ухода из кластера быстрых электронов. В работах [5, 6] по МД-моделированию рекомбинации в неидеальной плазме рассматривалась только однозарядная плазма при специфических начальных и граничных условиях. Подавление рекомбинации наблюдалось в экспериментах с ультрахолодной плазмой [9].

Неидеальная плазма — неудобный объект для теории, так как сильное межчастичное взаимодействие затрудняет применение стандартных методов теоретической физики [10, 11], при этом одной из наиболее сложных проблем является адекватный учет связанных состояний.

Область высоковозбужденных связанных состояний, исчезающих под действием микрополей, занимает энергетический интервал порядка $e^2 n_i^{1/3}$, примыкающий снизу к пределу ионизации. В сильнонеидеальной плазме в эту область попадает значительная часть возбужденных связанных состояний. Кроме того, часть оставшихся уровней перекрывается, образуя квазинепрерывный спектр. В силу этого оказывается возможным применить классический метод МД для изучения не только свободных, но и связанных состояний в неидеальной плазме, рассматривая их совместно в рамках одного расчета.

Связанные состояния, принадлежащие квазинепрерывному спектру, целесообразно отделять от атомов, находящихся в дискретном спектре, рассматривая их как парные флуктуации [12]. В рамках МД-расчета могут изучаться только водородоподобные ионы и возможное влияние особенностей иона на скорость рекомбинации в случае, когда он не является водородоподобным, рассмотрено в работе [4]. Основные ограничения на область применимости такого подхода описаны в [12, 13].

В данной работе на основе МД-моделирования была вычислена скорость рекомбинации в сильнонеидеальной плазме в широком диапазоне параметров и сделан вывод о характере ее зависимости от степени неидеальности и заряда ионов.

Модель неравновесной плазмы

Особенности численной модели при моделировании неидеальной плазмы были описаны в работах [13, 14]. Для диагностики электрон-ионных пар использовался алгоритм из [12, 13]. При рассмотрении неравновесных сред в рамках МД-метода важен выбор начального состояния системы. В данном случае начальные условия для моделирования в целях вычисления скорости рекомбинации в неидеальной плазме создавались путем выполнения процедуры, состоящей из двух этапов. На первом этапе система приводилась в состояние равновесия, на втором — в системе осуществлялся поиск связанных пар согласно алгоритму, описанному в [12], а затем производилось их исключение.

Исключение пар выполнялось следующим образом:

а — строилась сравнительно короткая МД-траектория, на которой согласно процедуре, описанной в [12], отыскивались пары, существовавшие в начальный момент времени;

б — скорости частиц, образующих эти пары, увеличивались, а скорости оставшихся частиц уменьшались так, чтобы полная кинетическая энергия электронов сохранялась;

в — полученное в результате процедур (а)—(б) состояние использовалось в качестве начальных условий для процедуры (а), после чего действия (а)—(в) повторялись, причем до тех пор, пока не удавалось получить начальные условия, не содержащие связанных электрон-ионных пар. Далее строились МД-траектории и определялась зависимость числа пар от времени. Она оказывается близка к экспоненциальной, а собственно частота рекомбинации вычислялась из производной зависимости доли пар в системе от времени в нуле как:

$$K = d\alpha/dt|_{t=0},$$

где α — доля пар в системе;

K — частота их образования.

Физически значимые результаты не должны заметно зависеть от выбора двух параметров, используемых в модели: глубины потенциала и критерия набега фазы ϕ_0 , служащего для селекции пар. В работе [12] сделан вывод о том, что наиболее обоснованный выбор этого параметра соответствует $\phi_0 = 8\pi$. Влияние выбора данного параметра на скорость рекомбинации показано на рис. 1, а. Видно, что при выборе $\phi_0 \geq 8\pi$ его значение мало влияет на результаты расчета, что подтверждает корректность такого подхода.

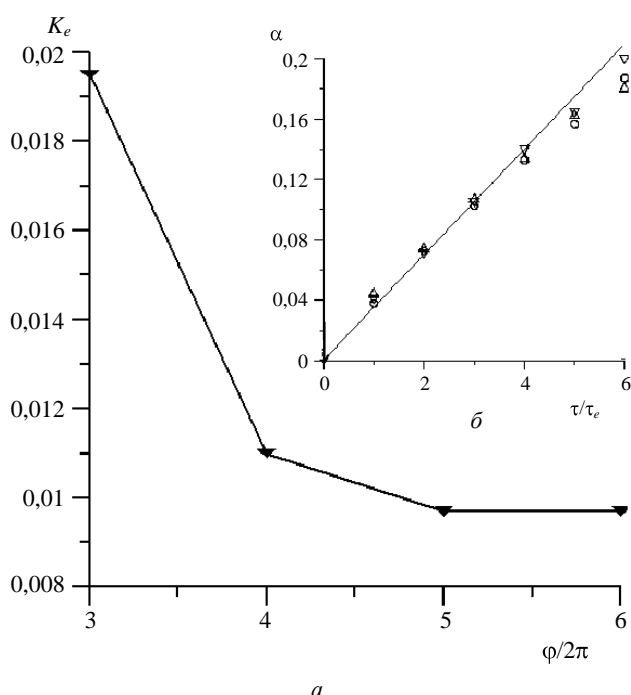


Рис. 1. Выбор параметров, влияющих на скорость рекомбинации:

а — зависимость скорости рекомбинации от выбора значения набега фазы ϕ_0 ; б — начальные участки кривых при релаксации из состояния без связанных пар при различной глубине потенциала ($\Gamma = 1$): 5, 10 и 15 kT

Результаты расчета зависимости доли пар в системе от времени при выборе глубины потенциала электрон-ионного взаимодействия в 5, 10 и 15 kT показаны на рис. 1, б. Начальный участок этой зависимости практически не зависит от выбора глубины, что говорит о том, что скорость рекомбинации также от нее не зависит.

На больших временах зависимость числа пар от времени начинает отклоняться от линейной, что обусловлено как накоплением пар в системе, так и разогревом плазмы в результате рекомбинации. Последнее обстоятельство ведет к тому, что отклонение от линейной зависимости оказывается больше при моделировании с использованием по-

тенциала с большей глубиной, что также видно из рис. 1, б.

Независимость скорости рекомбинации от выбора глубины потенциала говорит о том, что эта скорость лимитируется областью энергий, примыкающей к границе ионизации. Этот вопрос более подробно рассмотрен ниже.

Влияние степени неидеальности и заряда ионов плазмы на скорость рекомбинации

Зависимости частоты рекомбинации от электронного параметра электронной неидеальности Γ для плазмы с $Z = 1-3$ показаны на рис. 2. Видно, что они носят немонотонный характер. В пределе малых степеней неидеальности результаты расчета хорошо согласуются с частотой трехчастичной рекомбинации для идеальной плазмы [15], т. е.

$$K = CZ^3 e^{10} m^{-1/2} n_e^2 T^{-9/2},$$

где $C = 1,4$ для всех Z в согласии с диапазоном $C = 1-3$, указанным в [16].

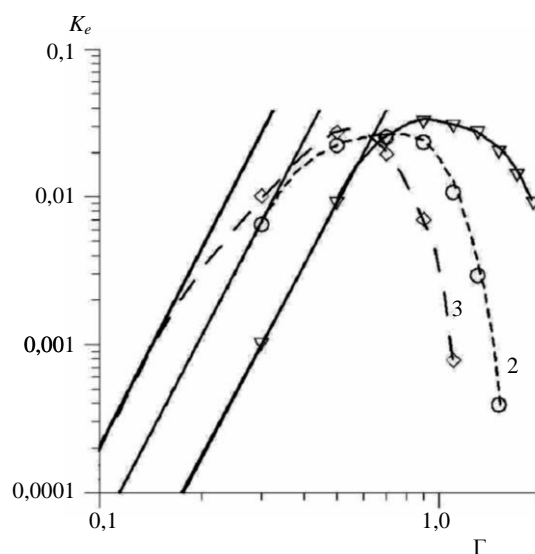


Рис. 2. Зависимость частоты рекомбинации от степени неидеальности Γ плазмы: 1 — $Z = 1$; 2 — $Z = 2$; 3 — $Z = 3$

Отметим, что корректное описание рекомбинации по абсолютной величине и относительной зависимости в пределе идеальной плазмы говорит в пользу достоверности предложенного метода расчета.

При описании частоты рекомбинации неидеальной плазмы удобно рассматривать коэффициент C как функцию, содержащую зависимости частоты рекомбинации от степени неидеальности. Для малых Γ коэффициент C остается практически постоянным (при $Z = 1$ этот участок соответствует

неидеальности $\Gamma < 0,5$). Однако при больших значениях Γ коэффициент C начинает монотонно убывать (рис. 3), причем при высоких Γ убывание коэффициента идет по экспоненциальному закону. Показатель этой зависимости зависит от заряда ионов плазмы (см. рис. 2, б).

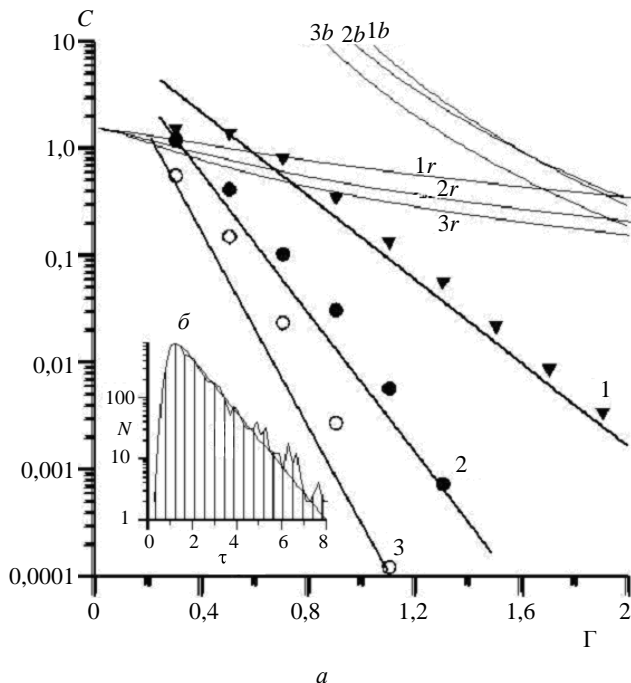


Рис. 3. Частота рекомбинации неидеальной плазмы:
а — зависимость константы C от степени неидеальности плазмы при заряде ионов плазмы $Z = 1-3$: $1b$ — соотношение из [2] $Z = 1$; $2b$ — $Z = 2$; $3b$ — $Z = 3$; $1r$ — соотношение из [9] при $Z = 1$; $2r$ — $Z = 2$; $3r$ — $Z = 3$; 1 — МД-моделирование при $Z = 1$; 2 — $Z = 2$; 3 — $Z = 3$;
б — зависимость числа флуктуаций от времени жизни τ_p (в периодах плазменных колебаний) при $\Gamma = 1$.
 (Для построения линий, соединяющих точки, полученные в результате МД-моделирования, использовалось соотношение (3))

Таким образом, при высокой неидеальности

$$C = A(Z)e^{-\lambda(Z)\Gamma}, \quad (1)$$

где $A(Z)$ и $\lambda(Z)$ — некоторые функции, зависящие от заряда иона Z , но не зависящие от Γ .

В результате у зависимости частоты рекомбинации от степени неидеальности плазмы возникает максимум, и в сильнонеидеальной плазме происходит уменьшение частоты рекомбинации.

Наличие двух участков у зависимости коэффициента C от неидеальности (на первом из которых коэффициент C остается практически постоянным, а на втором убывает по экспоненциальному закону) говорит о возможной смене механизма рекомбинации с повышением степени неидеальности плазмы. Объяснением этого может быть формирование щели в энергетическом спектре электронов [17]. Ее ширина для однозарядной плазмы оказывается равной порядка $2\Gamma T$ [12]. При $\Gamma > 0,5$ она

превышает характерную тепловую энергию электронов, замедляя процесс рекомбинации, что, как указывалось выше, подтверждается результатами МД-моделирования.

Скорость рекомбинации лимитируется вероятностью преодоления электроном щели в энергетическом спектре, поэтому она не должна зависеть от выбранной глубины потенциала взаимодействия электронов и ионов, что согласуется с результатами моделирования (см. рис. 1, б).

Рассмотрение рекомбинации в неидеальной плазме без учета формирования щели в энергетическом спектре, которая подавляет дрейф Фокера—Планка, приводит в работе [2] к результатам, очень плохо согласующимся с результатами МД-моделирования (см. рис. 2), что говорит о важности данного эффекта. Кроме того, на рис. 3, а нанесены кривые для коэффициента C , вычисленного согласно соотношению, взятому из работы [4], значения микрополей при их построении выбирались в соответствии с распределением Хольтсмарка. Расхождение результатов МД-моделирования с моделью, приведенной в [4], вероятно, обусловлено неучетом образования щели в энергетическом спектре электронов.

Зависимость скорости рекомбинации от заряда ионов показана на рис. 4. При малых степенях неидеальности плазмы он выходит к постоянному значению, тогда как при достаточно больших значениях Γ зависимость коэффициента рекомбинации от заряда иона имеет характер, близкий к экспоненциальному с коэффициентом в показателе экспоненты, зависящим от степени неидеальности плазмы.

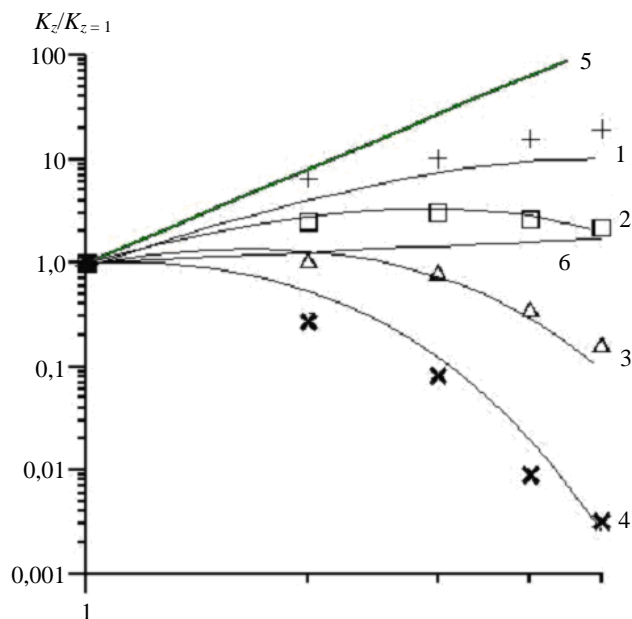


Рис. 4. Соотношение скоростей рекомбинации при зарядах ионов Z и $Z = 1$ при различных значениях неидеальности:
 1 — $\Gamma = 0,3$; 2 — $\Gamma = 0,5$; 3 — $\Gamma = 0,7$; 4 — $\Gamma = 0,9$;
 5 — идеальная плазма; 6 — соотношение из [2].

(Для построения линий, соединяющих точки, полученные в результате МД-моделирования, использовалось соотношение (3))

Таким образом, для многозарядной плазмы в области достаточно высокой степени неидеальности имеет место соотношение

$$C = B(\Gamma)e^{-\mu(\Gamma)Z}, \quad (2)$$

где $B(\Gamma)$ и $\mu(\Gamma)$ — некоторые функции, зависящие от Γ , но независящие от заряда иона.

На основании (1) и (2) получим аппроксимацию для частоты рекомбинации в сильно неидеальной плазме

$$K = K_0 Z^3 \Gamma^{9/2} \tau_e^{-1} e^{a_1 Z} e^{-\lambda_0 \Gamma} e^{-\lambda_1 Z \Gamma}, \quad (3)$$

где τ_e — период плазменных колебаний.

МД-расчет дает $K_0 = 2,7$; $a_1 = 0$; $\lambda_0 = 1,5$; $\lambda_1 = 3$.

Первые четыре сомножителя в соотношении (3) совпадают по форме с соответствующими частями выражения для скорости рекомбинации в идеальной плазме. Последние же экспоненциально спадающие с ростом неидеальности и зарядов ионов члены можно интерпретировать как вероятность преодоления электроном щели в энергетическом спектре. Можно выделить два различных эффекта, приводящих к подавлению процесса рекомбинации в неидеальной плазме.

Первый эффект обусловлен перекрыванием кулоновских потенциальных ям, образуемых соседними ионами. Он входит в соотношение через коэффициент электрон-ионной неидеальности как $\Gamma_{ei} = Z\Gamma$, оказывая влияние в силу того, что приводит к исчезновению части высоколежащих уровней и образованию в этой области слабозаселенных локализованных состояний, затрудняя рекомбинацию.

Второй эффект обусловлен только взаимодействием в электронной подсистеме, входя в соотношение через коэффициент электронной неидеальности Γ . Влияние взаимодействия в электронной подсистеме в этом случае связано с возникающими в ней быстропеременными микрополями, ведущими к потере устойчивости части высоколежащих уровней и возникновению в этой области локализованных состояний, что также способствует увеличению ширины щели в энергетическом спектре электронов и ведет к снижению частоты рекомбинации в плазме.

Итак, с увеличением заряда ионов плазмы влияние роста электронной неидеальности на процесс рекомбинации усиливается. В результате уже при сравнительно низких степенях неидеальности

плазмы ($\Gamma \sim 0,3$) при высоких значениях заряда ионов происходит существенное отклонение частоты рекомбинации от случая идеальной плазмы. При дальнейшем росте неидеальности это отклонение увеличивается и ведет к сильному уменьшению частоты рекомбинации, которая в сильно неидеальной плазме падает с ростом заряда иона. Это эффект необходимо учитывать при описании кластерной плазмы [18, 19].

Щель в энергетическом спектре, подавляющая процесс диффузии Фокера—Планка, приводит к увеличению роли переходов электронов в результате сильных столкновений, ведущих в свою очередь к существенному изменению энергии частиц в результате единственного столкновения в процессе рекомбинации. Подавляющую роль такого рода переходов по сравнению с переходами в результате дрейфа Фокера—Планка можно показать на основании анализа распределения пар по энергии в системе. Такое распределение показано на рис. 3, б и рис. 5. Оно имеет следующие две особенности: первая — его экспоненциальный характер, вторая — сильная зависимость времени жизни пар от значения их энергии.

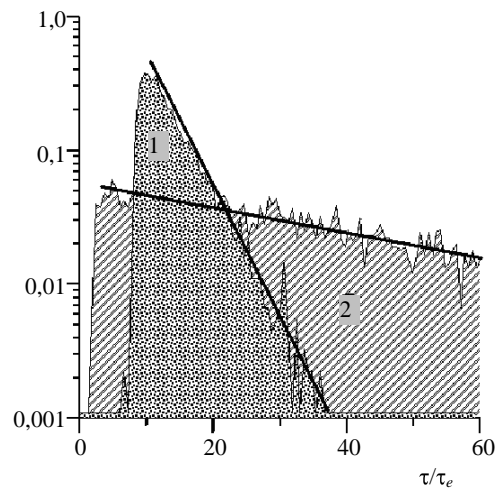


Рис. 5. Распределение парных флуктуаций по временам жизни при заданной энергии связи:
 1 — $3 kT$; 2 — $6 kT$

Их сочетание возможно, если энергия пары за время ее жизни меняется мало, а ее распад происходит в результате единственного сильного столкновения с налетающим электроном. Действительно, пусть $\phi(t, E)$ — вероятность того, что парная флуктуация с начальной энергией E сохранится в течение времени t , тогда

$$\phi(2t, E) = \phi^2(t, E). \quad (4)$$

Пусть $p(E', t|E)$ — вероятность перехода парной флуктуации из состояния с энергией E в состояние

с энергией E' . Если процесс марковский (каким является дрейф Фокера—Планка), то

$$\phi(2t, E) = \int_{\Delta} p(E', t | E) \phi(t, E') dE' \quad (5)$$

и, кроме того,

$$\int_{\Delta} p(E', t | E) dE' = \phi(t, E). \quad (6)$$

Подставляя (4) в (5) и умножая (6) на $\phi(t, E)$, а затем вычитая полученные выражения, получим

$$\int_{\Delta} p(E', t | E) (\phi(t, E') - \phi(t, E)) dE' = 0 \quad \forall E, t.$$

Следовательно, $p(E', t | E) (\phi(t, E') - \phi(t, E)) \equiv 0$, а так как $\phi(t, E) \neq \phi(t, E')$ при $E \neq E'$, то $p(E', t | E) = 0$ при $E \neq E'$, т. е. дрейф Фокера—Планка не может иметь место за время жизни пары (в реальной системе он будет мал по сравнению с энергией пары).

Отметим, что такой вывод справедлив только для сильнонеидеальной плазмы. В силу принципа детального равновесия образование таких пар должно идти в результате единственного сильного столкновения электронов вблизи иона, что согласуется с предположением о существовании щели в энергетическом спектре, подавляющей рекомбинацию.

Полученные в рамках моделирования данные не противоречат результатам экспериментов с сильнонеидеальной ультрахолодной плазмой [9], для которой было обнаружено, что в плазме с концентрацией $n \sim 10^{10} \text{ см}^{-3}$ и температурой $T \sim 1 \text{ К}$ за время около 100 мкс происходит рекомбинация около 20 % ионов, что соответствует скорости рекомбинации $2,3 \cdot 10^{-6} \tau_e^{-1}$. Соотношение же (3) для такой плазмы дает скорость рекомбинации, равную $2,6 \cdot 10^{-6} \tau_e^{-1}$, что можно считать приемлемым согласием.

Описанное выше подавление рекомбинации в сильнонеидеальной плазме может существенно влиять на процесс в плотной плазме, возникающей при прохождении тяжелого иона через вещество. Характерные времена рекомбинации (в пикосекундах), вычисленные при некоторых типичных для такой плазмы параметрах, представлены в таблице. В области больших Z и низких температурах время жизни плазмы по отношению к рекомбинации будет ниже, чем предсказывает (3) из-за иных механизмов.

Времена рекомбинации, пс

$T, \text{эВ}$	15	25	35	45
----------------	----	----	----	----

Z	$(\Gamma_{ee} = 1,1)$	$(\Gamma_{ee} = 0,68)$	$(\Gamma_{ee} = 0,49)$	$(\Gamma_{ee} = 0,38)$
4	2,7	0,057	0,019	0,013
5	42,6	0,229	0,041	0,021
6	754	1,03	0,104	0,039
7	14500	5,06	0,283	0,076

Соотношение скорости рекомбинации через высоковозбужденные уровни с иными возможными каналами рекомбинации в плазме

Так как при больших значениях Γ и Z скорость столкновительной рекомбинации через высоковозбужденные состояния начинает аномально быстро падать, то вполне возможна ситуация, когда скорость прямой трехчастичной рекомбинации в основном состоянии или фоторекомбинации в сильнонеидеальной плазме будет выше скорости столкновительной рекомбинации через высоковозбужденные состояния. Оценим параметры плазмы, где скорости фоторекомбинации и прямой столкновительной рекомбинации в основном состоянии могут превзойти скорости столкновительной рекомбинации через высоковозбужденные состояния. Будем рассматривать только фоторекомбинацию свободного электрона в основное состояние, тогда при $k_B T \ll I$, где I — потенциал ионизации, сечение фотоионизации [20] будет

$$\sigma_I = 0,23 \frac{a_0^2}{Z^2},$$

где a_0 — боровский радиус.

Воспользовавшись принципом детального равновесия и усредняя по максвелловскому распределению, получаем

$$\alpha = 1,166 \cdot 10^{-7} Z^2 \Gamma^{3/2} (T[\text{эВ}]) [\tau_e].$$

Скорость же прямой рекомбинации в основное состояние можно оценить как

$$\alpha = 16,5 \cdot 10^{10} \cdot C \left(\frac{I}{kT} + 2 \right) (n_e \cdot 10^{20} [\text{см}^{-3}])^2 [\text{фс}^{-1}],$$

где C — постоянная, зависящая от типа атома, $C \sim 10^{-17}$.

Таким образом, условие перехода столкновительной рекомбинации в основное состояние над фоторекомбинацией имеет вид

$$T > 0,053 / \Gamma^{6/5} [\text{эВ}], \quad (7)$$

т. е. практически при всех параметрах, где плазма существенно неидеальна, кроме области ультрахолодной плазмы, прямая столкновительная рекомбинация в основное состояние преобладает над фоторекомбинацией.

Кроме того, нужно учитывать, что соотношение (6) было обосновано только для области применимости классической молекулярной динамики к описанию процесса рекомбинации в плазме. На эту область помимо требований на параметры плазмы, описанных в [13], должно накладываться еще одно дополнительное, обусловленное тем, что скорость рекомбинации должна определяться преимущественно высоколежащими уровнями, образующими в силу уширения квазинепрерывный спектр. Критерием выполнения данного условия можно считать условие, требующее, чтобы ширина области квазинепрерывного спектра связанных состояний была бы больше температуры плазмы.

Используя распределение Хольцмарка, получаем следующую оценку для ширины области квазинепрерывного спектра:

$$E [\text{эВ}] > -1,595Z^{6/5} (n_i^{4/15} \cdot 10^{20} [\text{см}^{-3}]). \quad (8)$$

Поскольку при столкновении изменение энергии электрона с наибольшей вероятностью окажется меньше или порядка kT , то мы получаем оценку области, где данный метод оказывается применим как

$$T[\text{эВ}] < 1,595Z^{6/5} (n_i^{4/15} \cdot 10^{20} [\text{см}^{-3}]).$$

Причем в эту область, в частности, попадает фоторезонансная плазма.

Из условия невырожденности плазмы можно определить значение температуры плазмы, выше которой метод не применим при любой плотности, как

$$T_{\text{max}} [\text{эВ}] = 9,39Z^{14/9}.$$

В тех случаях, когда рекомбинация имеет значение, температура будет ниже этой величины.

Используя (6)—(8), можно построить диаграмму характерных областей рекомбинации в плазме. Из них следует, что при низкой температуре и высокой плотности существует область параметров, где преобладает прямая рекомбинация в основное состояние. С ростом заряда ионов эта область расширяется.

Помимо перечисленных выше процессов, в плазме может также протекать диэлектронная рекомбинация, скорость которой можно оценить как [18]

$$K_d = 3 \cdot 10^{-8} \cdot \Gamma^{3/2} \exp\left(-\frac{\Delta E}{T} + \frac{Z^2}{2n^2 T}\right).$$

При этом обычно $h\nu > Z^2 / 2n^2 T$, а различие между ними может составлять несколько элек-

тронвольт и более. Следовательно, при низких температурах ($T < 1$ эВ) диэлектронная рекомбинация будет сильно подавляться, уступая по скорости прямой столкновительной рекомбинации в основное состояние. При высоких температурах ($T > 1$ эВ) в сильнонеидеальной плазме ($\Gamma > 1$) из-за воздействия микрополей должны исчезать практически все возбужденные состояния [12, 13], делая диэлектронную рекомбинацию невозможной. В области же умеренных значений ($\Gamma = 0,1—1$) параметра неидеальности при не слишком высоких значениях заряда ионов ($Z < 5$) столкновительная рекомбинация (6) будет протекать значительно быстрее диэлектронной. Если же заряды окажутся существенно больше, то основную роль будет играть в этой области прямая столкновительная рекомбинация в основное состояние.

Таким образом, диэлектронная рекомбинация в неидеальной плазме не будет играть скольконибудь существенной роли.

Выводы

Результаты проведенного МД-моделирования показывают, что:

- они согласуются с теорией трехчастичной рекомбинации в области малых степеней неидеальности плазмы для разных Z ;
- скорость рекомбинации при высокой степени неидеальности плазмы начинает убывать с ростом неидеальности (для однозарядной плазмы это происходит при $\Gamma > 0,9$, при увеличении заряда иона максимум частоты рекомбинации смещается в область меньших Γ);
- столкновительная рекомбинация в неидеальной многозарядной плазме подавляется с ростом заряда ионов и степени неидеальности плазмы;
- механизм уменьшения частоты рекомбинации в сильнонеидеальной плазме связан с возникновением щели в энергетическом спектре в области сильнонеидеальной плазмы.

Расчеты выполнены на вычислительном кластере ФМБФ МФТИ.

Авторы благодарят за поддержку фонд некоммерческих программ "Династия".

Работа частично поддержана по программам фундаментальных исследований РАН № 9 "Исследования вещества в экстремальных условиях" (раздел I) и № 14 "Фундаментальные проблемы информатики и информационных технологий" (разделы I и II) и Sandia National Laboratories по программе "U.S. DOE/NSA

Advanced Simulation and Computing".

Литература

1. Биберман Л. М., Воробьев В. С., Якубов И. Т.// ДАН. 1987. № 296. С. 576.
2. Куриленков Ю. К.// ТВТ. 1980. № 18. С. 1312.
3. Hahn Y.// Physics Letter A. 1993. No. 231. P. 82.
4. Романовский М. Ю.// ЖЭТФ. 1998. № 144. С. 1230.
5. Майоров С. А., Ткачев А. Н., Яковленко С. И.// УФН. 1994. № 164. С. 297.
6. Kuzmin S. G., O'Neil T. M.// Physics of Plasmas. 2002. No. 9. P. 3743.
7. Каклюгин А. С., Норманн Г. Э.// ТВТ. 1984. № 22. С. 1041.
8. Игнатов А. М., Коротченко А. И., Макаров В. П., Рухадзе А. А., Самохин А. А.// УФН. 1995. № 165. С. 113.
9. Killian T. C., Lim M. J., Kulin S., Dumke R., Bergeson S. D., Rolston S. L.// Phys. Rev. Letters. 2001. No. 86. P. 3759.
10. Форттов В. Е., Храпак А. Г., Якубов И. Т. Физика неидеальной плазмы. — М.: Физматлит, 2004.
11. Эбелинг В., Крефт В., Кремт Д. Теория связанных состояний и ионизационного равновесия в плазме и твердом теле. — М.: Мир, 1979.
12. Ланкин А. В., Норман Г. Э.// ДАН. 2008. № 418. С. 466.
13. Ланкин А. В., Норман Г. Э.// ТВТ. 2008. № 46. С. 170.
14. Морозов И. В., Норман Г. Э.// ЖЭТФ. 2005. № 127. С. 412.
15. Гуревич А. В., Путаевский Л. П.// Там же. 1964. № 46. С. 1281.
16. Елецкий А. В., Смирнов Б. М. Элементарные процессы в плазме: Энциклопедия низкотемпературной плазмы/ Ред. В. Е. Форттов. Вводный том. Ч. I. 2000. С. 190—266.
17. Ланкин А. В., Норман Г. Э.// Прикладная физика, 2009. Ч. I. № 3. С. 25.
18. Krainov V. P., Sofronov A. V.// Contribution to Plasma Physics. 2007. No. 47. P. 234.
19. Крайнов В. П., Софронов А. В.// ЖЭТФ. 2006. № 130. С. 43.
20. Берестецкий В. Б., Лифшиц Е. М., Путаевский Л. П. Квантовая электродинамика. — М.: Физматлит, 2001.

Статья поступила в редакцию 11 декабря 2008 г.

Fluctuation approach in the theory of nonideal plasma.

Part II. Collisional recombination in nonideal plasma

A. V. Lankin, G. E. Norman

Joint Institute for High Temperatures of RAS, Moscow, Russia

Molecular dynamic model of collisional recombination in nonideal plasma is obtained. Rate of recombination in nonideal plasma from nonideality parameter different from extrapolation of rate of three body recombination in ideal plasma. Decreasing of rate of recombination in strongly nonideal plasma is discovered. Collisional recombination change to three body recombination by decreasing of nonideality parameter.

PACS: 52.25.-b

УДК 533.9:537.5

Инерционное электростатическое удержание и ядерный синтез в межэлектродной плазме наносекундного вакуумного разряда.

Часть I. Эксперимент*

Ю. К. Куриленков

Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия

М. Скоронек

Лаборатория плотной плазмы, Университет Пьера и Марии Кюри, Париж, Франция

Исследованы свойства аэрозольного вещества высокой плотности мощности в межэлектродном пространстве наносекундного вакуумного разряда. Проанализированы возможности выпуска и/или запираания быстрых ионов и жесткого рентгена ансамблями кластеров и микрочастиц. Экспериментально продемонстрирована возможность одновременного частичного запираания (диффузии) рентгеновского излучения и полного запира-