

## СТОЛКНОВИТЕЛЬНАЯ РЕКОМБИНАЦИЯ В НЕИДЕАЛЬНОЙ ПЛАЗМЕ

А.В. Ланкин<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Объединённый институт высоких температур Российской академии наук, Москва  
<sup>2</sup> Московский физико-технический институт (ГУ), Моск. обл., г. Долгопрудный

## Аннотация

Предложена модель позволяющая рассмотреть кинетику столкновительной рекомбинации в неидеальной плазме и вычислить в рамках метода молекулярной динамики её скорость. Найдено, что зависимость скорости столкновительной рекомбинации от степени неидеальности плазмы существенно отличается от экстраполяции скорости трёхчастичной рекомбинации в неидеальную область. Обнаружено снижение скорости рекомбинации в сильно-неидеальной плазме с увеличением степени её неидеальности. Установлено увеличение влияния неидеальности плазмы по мере роста заряда ионов. Показана существенная зависимость кинетики рекомбинации от характера расположения ионов в среде. Столкновительная рекомбинация переходит в трёхчастичную при уменьшении неидеальности среды.

## COLLISIONAL RECOMBINATION IN STRONGLY COUPLED PLASMAS

The molecular dynamic model of collisional recombination kinetics is created. Differences of depend from nonideality parameter for extrapolation of rate of three body recombination in ideal plasmas to nonideality area and rate of collisional recombination in strongly coupled plasmas is found. Decrease of rate of recombination in strongly coupled plasmas from increase its nonideality parameter is obtained. Increase of influence of plasmas nonideality from increase of charge of ion is determined. Dependence of rate of recombination from location of ion in medium is discovered. Collisional recombination transform to three body recombination on decrease of nonideality of plasmas.

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Плазма, используемая во многих приложениях, является неидеальной. В частности неидеальная плазма возникает в процессе работы импульсных термоядерных реакторов с инерционным удержанием плазмы, мощных взрывомангнитных и магнитогидродинамических генераторов, плазмотронов и мощных источников оптического и рентгеновского излучения, газофазных ядерных реакторов. Физика приэлектродных, контактных и электровзрывных процессов, определяющая работу мощных импульсных ускорителей, генераторов СВЧ-излучения и плазменных коммутаторов, тесно связана с проблемой описания свойств неидеальной плазмы (см. [1,2] и ссылки в них). Учёт процесса рекомбинации также важен для описания процессов, протекающих в неидеальной плазме, возникающей в кластерах под действием сильного лазерного излучения, причём основную роль в этом случае должна играть столкновительная рекомбинация [3,4].

Неидеальная плазма является неудобным объектом для теории, так как сильное межчастичное взаимодействие затрудняет применение стандартных методов теоретической физики [1,5]. При этом адекватный учёт связанных состояний (возбуждённых атомов) представляет собой одну из наиболее сложных проблем при описании неидеальной низкотемпературной плазмы и требует особых подходов [1,6]. В частности, хорошо изученный для идеальной плазмы процесс рекомбинации, в неидеальной может выглядеть совсем по-другому.

Если в плотной идеальной плазме процесс рекомбинации обусловлен преимущественно трёхчастичным процессом, при котором атом или ион с меньшим зарядом (которые в дальнейшем для краткости будут называться *связанными состояниями*) возникает в результате потери энергии электроном в результате столкновения с другой частицей, главным образом электронами, вблизи иона. То по мере повышения

плотности происходит увеличение микрополей создаваемых в результате коллективного воздействия частиц плазмы. В этих условиях, когда на динамику частиц существенное влияние оказывают не только парные столкновения, но и коллективные микрополя, говорить о трёхчастичном характере рекомбинации становится некорректно, поэтому в дальнейшем применительно к неидеальной плазме будет использоваться термин *столкновительная рекомбинация*. Тогда как термин *трёхчастичная рекомбинация* будем относить только к рекомбинации в идеальной дебаевской плазме.

Необходимо указать, что область высоковозбуждённых связанных состояний, исчезающих под действием микрополей, занимает энергетический интервал порядка нескольких  $e^2 n_i^{1/3}$ , примыкающий снизу к пределу ионизации и в сильно неидеальной плазме в эту область попадают значительная часть возбуждённых связанных состояний. Кроме того, часть сохраняющихся уровней перекрываются в силу штарковского уширения, образуя квазинепрерывный спектр. В силу этого, оказывается естественно применить классический метод молекулярной динамики для изучения не только свободных, но и связанных состояний электронов и ионов в неидеальной плазме, т.е. рассматривая их совместно в рамках одного расчета. Кроме того, связанные состояния, принадлежащие квазинепрерывному спектру целесообразно отделять от атомов, находящихся в дискретном спектре, рассматривая их как парные флуктуации [7].

В данной работе на основе молекулярно-динамического моделирования установлена граница отделяющая область параметров, где скорость рекомбинации в плазме близка к скорости рекомбинации в идеальной и область, где будут наблюдаться существенные различия. Кроме того, определена скорость рекомбинации в сильнонеидеальной плазме и сделан вывод о характере её зависимости от степени неидеальности, заряда ионов, а также их расположения в плазме.

## 2. МОДЕЛЬ ПЛАЗМЫ

Изучение кинетики образования парных флуктуаций в неравновесной плазме может быть произведено непосредственно с помощью метода молекулярной динамики в рамках псевдопотенциальной модели. При этом был использован кулоновский потенциал, ограниченный на некоторой глубине. Граничные условия полагались периодическими. В данном случае преимущественно рассматривалась плазма с достаточно высокой степенью неидеальности. Поскольку экранирование в такой плазме происходит на расстоянии нескольких средних межчастичных расстояниях, то это позволяет использовать при моделировании сравнительно небольшое количество частиц порядка нескольких сотен. Дальнейшее его увеличение нецелесообразно, и повышение точности расчёта достигается усреднением по ансамблю конфигураций, полученных из независимых начальных условий.

Начальные условия для моделирования с целью вычисления скорости рекомбинации в неидеальной плазме создавались по средствам следующей процедуры:

- 1) сначала система приводится в состояние равновесия по средствам воздействия на неё ланжевеновской силы в течение определённого промежутка времени;
- 2) затем производится процедура исключения связанных пар путём изменения начального состояния электронов и ионов согласно следующей процедуре. Строилась сравнительно короткая МД-траектория на которой производился поиск связанных состояний, существующих в начальный момент времени;
- 3) затем скорости частиц, образующих эти пары увеличивали, а скорости оставшихся частиц уменьшали так, чтобы полная кинетическая энергия электронов сохранялась. В результате получают новые начальные условия, которые используются в дальнейшем;
- 4) используя полученные начальные условия процедуры (2)–(4) повторяют. И так до тех пор, пока не удаётся получить начальные условия без наличия связанных состояний в начальный момент времени.

В дальнейшем проводится расчёт МД-траектории и устанавливается зависимость числа электрон-ионных пар от времени. Эта зависимость оказывается близка к экспоненциальной, а собственно частота рекомбинации в этом случае может быть вычислена из производной зависимости доли пар в системе от времени в нуле как:

$$K = \left. \frac{d\alpha}{dt} \right|_{t=0}, \quad (1)$$

где  $\alpha$  – доля пар в системе;  $K$  – частота их образования.

Отметим также, что расчёты, проведённые при различной глубине потенциала, показывают слабую зависимость их результатов от глубины (рис. 1). Это подтверждает сделанное выше предположение о том, что рекомбинация свободных электронов в рассматриваемой области параметров идёт сначала в слабосвязанные флуктуации и лишь потом на уровни с большей энергией связи.

## 3. РЕКОМБИНАЦИЯ В ПЛАЗМЕ

### 3.1. Влияние степени неидеальности плазмы на скорость рекомбинации

Как уже отмечалось, свойства неидеальной плазмы могут проявлять ряд особенностей отличающих их от свойств дебаевской плазмы. Для частоты рекомбинации наиболее заметной такой особенностью является немонокотный характер её зависимости от степени неидеальности плазмы, которая имеет максимум в случае плазмы содержащей однократно заряженные ионы при степени неидеальности  $\Gamma \sim 0.9$  (рис. 2). В то же время в пределе малых степеней неидеальности результаты расчёта хорошо согласуются с частотой трёхчастичной рекомбинации для идеальной плазмы [8]:

$$K = C \cdot Z^3 e^{10} m^{-1/2} \cdot n_e^2 T^{-9/2}, \quad (2)$$

где  $C = 1 \div 3$  [9].

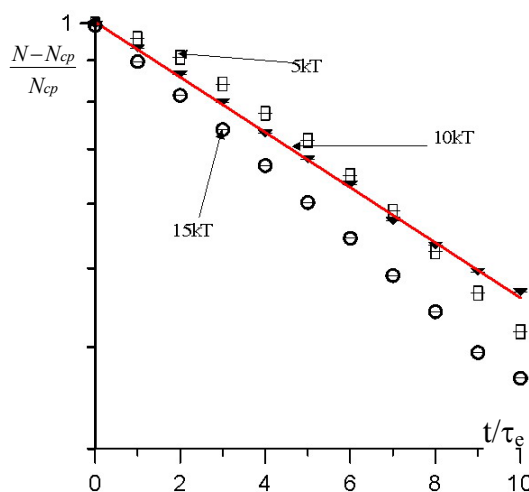


Рис.1. Начальные участки кривых при релаксации из состояния без связанных пар при глубине потенциала 5kT, 10kT и 15kT при  $\Gamma = 1$

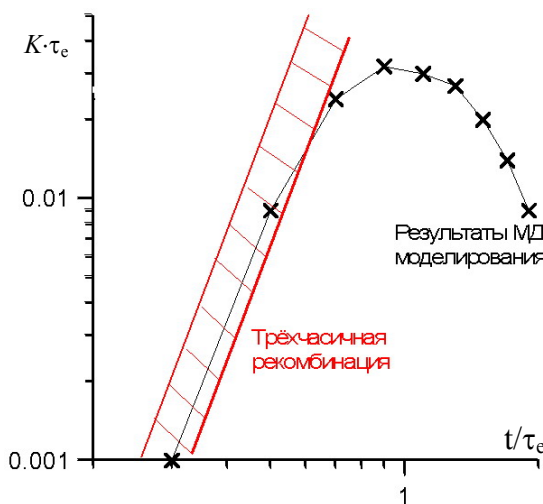


Рис. 2. Зависимость частоты рекомбинации от степени неидеальности плазмы при  $Z=1$

Отметим, что корректное описание рекомбинации в пределе дебаевской плазмы говорит в пользу достоверности предложенного метода расчёта. Значение коэффициента  $C$  при заряде иона равном единице оказывается  $C = 1.4$ . В дальнейшем при описании зависимости частоты рекомбинации неидеальной плазмы будет удобно рассматривать коэффициент  $C$  как функ-

цию, содержащую поправки к частоте рекомбинации от степени неидеальности плазмы. В этом случае оказывается, что с ростом неидеальности коэффициент  $C$  монотонно убывает (рис.3), причём при высоких степенях неидеальности плазмы убывание коэффициента оказывается быстрее, чем  $\Gamma^{-9/2}$ . В результате этого у зависимости частоты рекомбинации возникает максимум и в сильнонеидеальной плазме происходит уменьшение общей частоты рекомбинации.

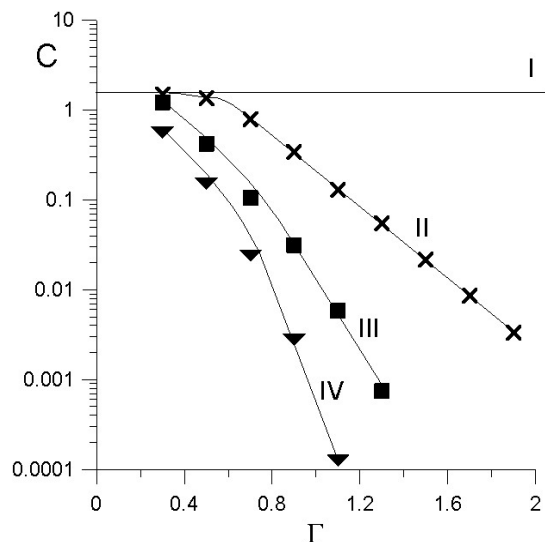


Рис. 3. Зависимость константы  $C$  от степени неидеальности плазмы при заряде ионов плазмы  $Z = 1 \div 3$ . I – для идеальной плазмы, II –  $Z=1$ , III –  $Z=2$ , IV –  $Z=3$

Это, по-видимому, связано со сменой механизма рекомбинации. В частности здесь можно предположить, что рекомбинация происходит в два этапа. На первом формируется короткоживущая парная флуктуация в результате одного столкновения электронов вблизи иона. В дальнейшем она может либо распасться, что также преимущественно происходит при рассеивании свободных электронов на паре, либо, взаимодействуя с плазменным окружением относительно медленно потерять часть энергии и перейти в долгоживущее связанное состояние. Этот процесс потери энергии парой, в отличие от дебаевской плазмы с невысокой степенью неидеальности, обусловлен не только парными столкновениями, но и флуктуациями микрополей, связанных с коллективными процессами в плазме, причём с ростом степени неидеальности их роль будет возрастать. Уменьшение частоты рекомбинации при высоких степенях неидеальности в плазме обусловлено в этом случае, прежде всего, быстрым уменьшением времени жизни промежуточной парной флуктуации. Необходимо указать, что такой механизм уменьшения частоты рекомбинации в неидеальной плазме рассматривался в литературе ранее. В частности в работе [10]. При этом полученные там, на основе данного подхода, результаты качественно согласуются с результатами молекулярно-динамического моделирования приведённого в данной статье. Это обстоятельство говорит в пользу правильности такой интерпретации

В тоже время результаты работы [11] согласуются с результатами моделирования крайне плохо. Хотя данная модель показывает уменьшение частоты рекомбинации в неидеальной плазме по сравнению с результатами, полученными при экстраполяции соотношения для трёхчастичной рекомбинации (16), но данное сни-

жение обусловлено преимущественно сменой механизма с трёхчастичного на двухчастичный. При этом полностью игнорируется исчезновение высоковозбуждённых состояний в неидеальной плазме и возможного образования щели в энергетическом спектре [12], которая должна затруднить переход электронов в связанное состояние в результате дрейфа Фокера – Планка, который в [11] рассматривается как основной механизм захвата электрона, повысив роль перехода под действием единичного парного столкновения в результате которого изменение энергии электрона оказывается больше разницы энергии между его начальной энергией и верхней границей энергетического спектра устойчивого связанного состояния. В силу этого она не может объяснить уменьшения частоты рекомбинации в сильнонеидеальной плазме с ростом её степени неидеальности.

Кроме того, необходимо отметить некоторые особенности, характеризующие поведение коэффициента  $C$  в неидеальной плазме. При малых значениях параметра неидеальности он стремится к значению соответствующему идеальной плазме и показывает вплоть до  $\Gamma = 0.5$  (для плазмы с зарядом ионов  $Z=1$ ) достаточно слабую зависимость от степени неидеальности плазмы. При большем же значении неидеальности наблюдается его снижение по закону близкому к экспоненциальному. На показатель этой зависимости очень существенное влияние оказывает заряд ионов плазмы. Таким образом, в области высокой неидеальности

$$C = A(Z) e^{-\lambda(Z)\Gamma} \quad (3)$$

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

### 3.2. Влияние заряда ионов

На скорость рекомбинации в плазме существенное влияние оказывает заряд ионов. Так в случае двухзарядной плазмы зависимость частоты рекомбинации от степени неидеальности также как и в случае однозарядной имеет куполообразный характер, однако положение максимума для неё существенно смещено в область меньших степеней неидеальности плазмы. В результате, хотя при малых неидеальностях ( $\Gamma < 0.7$ ) скорость рекомбинации в двухзарядной плазме выше, чем в однозарядной, в сильно неидеальной плазме ситуация оказывается обратной, т.е. скорость рекомбинации для плазмы с двухзарядными ионами оказывается меньше чем для плазмы с однозарядными. Для плазмы с большими зарядами ионов наблюдается схожая закономерность. Так же стоит указать, что отношение скоростей рекомбинации в однозарядной и двухзарядной плазме монотонно увеличивается с ростом неидеальности. При малых же неидеальностях скорость рекомбинации, как и для однозарядной плазмы хорошо описывается формулой трёхчастичной рекомбинации.

Более подробно соотношение коэффициента рекомбинации  $C$  для плазмы с различными зарядами ионов показаны на рис.4. Видно, что при малых степенях неидеальности плазмы он выходит к постоянному значению, тогда как при достаточно больших ( $\Gamma > 0.6$  для однозарядной плазмы и при меньших  $\Gamma$  для многозарядной) с ростом степени неидеальности плазмы зависимость коэффициента рекомбинации от заряда

иона имеет характер близкий к экспоненциальному, с коэффициентом в показателе экспоненты существенно зависящим от степени неидеальности плазмы. Таким образом, для многозарядной плазмы в области достаточно высокой степени неидеальности имеет место соотношение:

$$C \propto e^{-\mu(\Gamma)Z}, \quad (4)$$

где  $\mu(\Gamma)$  некоторая функция, зависящая от степени неидеальности  $\Gamma$ , но независящая от заряда иона.

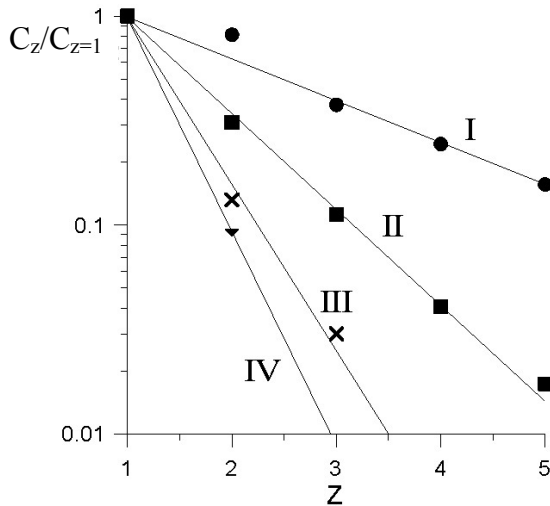


Рис. 4. Соотношение между константами  $C$  при различных значениях заряда иона. I –  $\Gamma=0.3$ , II –  $\Gamma=0.5$ , III –  $\Gamma=0.7$ , IV –  $\Gamma=0.9$

На основании (3) и (4) получим аппроксимацию для частоты рекомбинации в сильно неидеальной плазме. Для этого коэффициент  $A(Z)$  представим как

$$A(Z) = e^{a(Z)}. \quad (5)$$

Теперь разложим  $a(Z)$  и  $\lambda(Z)$  по степеням заряда иона, получим

$$C = e^{a_0 + a_1 Z + a_2 Z^2 + \dots} e^{-\lambda_0 \Gamma - \lambda_1 Z \Gamma - \lambda_2 Z^2 \Gamma - \dots}, \quad (6)$$

где  $a_0, a_1, a_2, \lambda_0, \lambda_1, \lambda_2$  и так далее – некоторые константы. С учётом (4) все коэффициенты перед степенями  $Z$  большими единицы оказываются близки к нулю, а значит выражение для  $C$  примет вид

$$C = C_0 e^{a_1 Z} e^{-\lambda_0 \Gamma} e^{-\lambda_1 Z \Gamma}. \quad (7)$$

То есть частота рекомбинации в сильнонеидеальной плазме можно описать соотношением

$$K = K_0 Z^3 \Gamma^{9/2} e^{a_1 Z} e^{-\lambda_0 \Gamma} e^{-\lambda_1 Z \Gamma}, \quad (8)$$

где  $K_0$  – некоторая постоянная.

Молекулярно-динамический расчёт даёт  $K_0 = 2.7$ ,  $a_1 = 0$ ,  $\lambda_0 = 1.5$ ,  $\lambda_1 = 3$ . Таким образом, согласно соотношению (8) можно выделить два различных эффектов, приводящих к подавлению процесса рекомбинации в неидеальной плазме. Первый обусловлен перекрыванием кулоновских потенциальных ям, образуемых соседними ионами. Он входит в соотношение через коэффициент электрон-ионной неидеальности в виде  $\Gamma_{ei} = Z\Gamma$ , оказывая влияние на процесс рекомбинации в силу того, что приводит к исчезновению части высоколежащих уровней и образованию в этой области слабозаселённых локализованных состояний, что за-

трудняет рекомбинацию. Второй эффект обусловлен только взаимодействием в электронной подсистеме и входит в соотношение через коэффициент электронной неидеальности  $\Gamma$ . Влияние взаимодействия в электронной подсистеме в этом случае, вероятнее всего, обусловлено возникающими в ней быстропеременными микрополями, ведущими к потери устойчивости части высоколежащих уровней и возникновению в этой области локализованных состояний, что также ведёт к снижению частоты рекомбинации в плазме.

Таким образом, 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 наблюдается существенное отклонение частоты рекомбинации от случая идеальной плазмы. При дальнейшем росте неидеальности это отклонение увеличивается и ведёт к сильному уменьшению частоты рекомбинации. Причем в сильнонеидеальной плазме частота рекомбинации будет падать с ростом заряда иона.

Необходимо отметить, что данный эффект подавления рекомбинации в неидеальной плазме с высокими значениями зарядов ионов должен оказывать существенное влияние на свойства кластерной плазмы. Рассмотрим в качестве примера типичные параметры такой плазмы [3,4], выбрав плотности  $n_e = 2 \times 10^{23} \text{ см}^{-3}$ , температуру  $T = 100 \text{ эВ}$  и зарядом ионов  $Z = 10$ . Степень электронной неидеальности такой плазмы равна  $\Gamma = 0.136$ . Хотя она оказывается не слишком велика, но из-за значительного заряда ионов она будет существенно влиять на скорость рекомбинации. Действительно оценка времени рекомбинации по идеально-плазменной формуле оказывается порядка 100 фс, что меньше характерного времени разлёта, равного 1 пс. Если же учесть влияние неидеальности на скорость рекомбинации, то время рекомбинации составит около  $2.1 \times 10^5$  плазменных колебаний или 53 пс, что значительно превосходит характерное время разлёта кластера и позволяет пренебречь влиянием столкновительной рекомбинации на свойства кластерной плазмы. Такой вывод совпадает с выводом, сделанным в работе [3,4].

Поскольку в области высоких степеней и зарядов ионов скорость столкновительной рекомбинации через высоковозбуждённые состояния начинает аномально быстро падать, то вполне возможна ситуация, когда скорость прямой трёхчастичной рекомбинации в основном состоянии или фоторекомбинации в сильно неидеальной плазме будет превосходить скорость столкновительной рекомбинации через высоковозбуждённые состояния. Сделаем оценку параметров плазмы, где скорость фоторекомбинации и скорость прямой столкновительной рекомбинации в основном состоянии может превзойти скорость столкновительной рекомбинации через высоковозбуждённые состояния. Будем рассматривать только фоторекомбинацию свободного электрона в основное состояние. При этом будем считать температуру  $kT \ll I$ , где  $I$  – потенциал ионизации. Тогда сечение фотоионизации [13]

$$\sigma_I = 0.23 \frac{a_b^2}{Z^2}, \quad (9)$$

где  $a_b$  – боровский радиус. Из принципа детального равновесия получаем

$$\sigma_R = 0.23 \frac{3a_0^2 I^2}{4m\epsilon \cdot c^2 Z^2}. \quad (10)$$

Усредняя по максвелловскому распределению получаем частоту рекомбинации

$$K_{ph} = 0.275 \frac{a_0^2 I^2}{Z^2 m c^2} \frac{1}{\sqrt{m}} \frac{n_e}{(kT)^{1/2}}. \quad (11)$$

Скорость же прямой рекомбинации в основное состояние можно оценить как [14]

$$K_s = 16.5 \times 10^{10} \cdot D \cdot \left( \frac{I}{kT} + 2 \right) \left( n_e \times 10^{20} \right)^2, \quad (12)$$

где  $D \sim 10^{-17}$  – постоянная, зависящая от типа атома. То есть

$$K_s \tau_e \sim 1.84 \times 10^{-5} \left( \frac{Z^2 Ry}{kT} + 2 \right) \left( n_e \times 10^{20} \right)^{3/2}. \quad (13)$$

Таким образом, условие преобладания прямой столкновительной рекомбинации в основное состояние над фоторекомбинацией можно записать как

$$T > 0.053 / \Gamma^{6/5}. \quad (14)$$

То есть, практически во всей области параметров, где плазма существенно неидеальна, кроме области ультрохолодной плазмы, прямая столкновительная рекомбинация в основное состояние преобладает над фоторекомбинацией. Теперь используя (8) получим оценки для максимальной величины неидеальности, где скорость рекомбинации определяется ещё столкновительными процессами через высоковозбуждённые состояния (рис. 5). Из них следует, что при низкой температуре и высокой плотности существует область параметров, где преобладает прямая рекомбинация в основное состояние, причём с ростом заряда ионов эта область расширяется.

Помимо перечисленных выше процессов в плазме может также протекать диэлектронная рекомбинация. Её скорость может быть описана соотношением:

$$K_d = \frac{g_a}{2g_0} \left( \frac{2\pi\hbar^2}{mT} \right)^{3/2} \frac{\omega_a \omega_r}{\omega_a + \omega_r} \exp \left( -\frac{\Delta E}{k \cdot T} + \frac{Z^2 Ry}{2n^2 k \cdot T} \right) n_e, \quad (15)$$

где  $g_a$  и  $g_0$  – статистические веса автоионизационного и основного состояния атома;  $\omega_a, \omega_r$  – вероятности автоионизации и радиационного перехода промежуточного автоионизационного состояния;  $\Delta E$  – энергия излучаемая при таком радиационном переходе кванта;  $n$  – главное квантовое число захваченного электрона в промежуточном состоянии [4]. Отметим также, что обычно  $\omega_a \gg \omega_r$ . Характерная величина  $\omega_r \sim 10^8 \text{ c}^{-1}$  [13]. Тогда для скорости диэлектронной рекомбинации можно дать оценку

$$K_d \cdot \tau_e = 3 \times 10^{-8} \cdot \Gamma^{3/2} \exp \left( -\frac{\Delta E}{k \cdot T} + \frac{Z^2 Ry}{2n^2 k T} \right). \quad (16)$$

При этом, нужно отметить, что обычно  $\Delta E > Z^2 Ry / 2n^2$ , а различие между ними может составлять несколько электрон-вольт и более. Следовательно, в области низких температур ( $T < 1 \text{ эВ}$ ) диэлектронная рекомбинация будет экспоненциально сильно подавляться уступая по скорости прямой столкновительной рекомбинации в основное состояние. При вы-

соких температурах ( $T > 1 \text{ эВ}$ ) в сильнонеидеальной плазме ( $\Gamma > 1$ ) из-за воздействия микрополей должны исчезать практически все возбуждённые состояния [7], делая диэлектронную рекомбинацию невозможной.

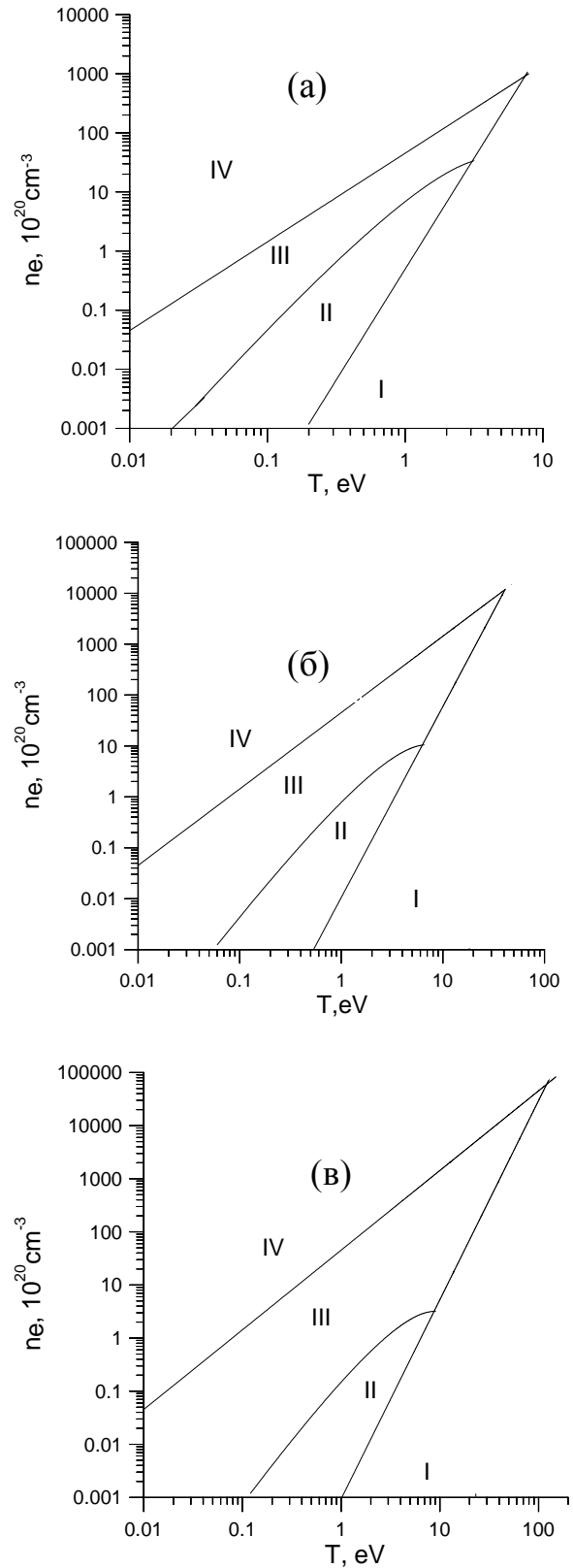


Рис. 5. Характерные области рекомбинации в плазме. I – область “горячей” плазмы, где рассматриваемый метод не обоснован, II – область где преобладает столкновительная рекомбинация через высоковозбуждённые уровни, III – область, где преобладает прямая рекомбинация в основное состояние, IV – область вырожденной плазмы. а.– заряд ионов  $Z = 1$ , б.–  $Z = 3$ , в.–  $Z = 6$

В области же умеренных значений ( $\Gamma = 0.1 \div 1$ ) параметра неидеальности при не слишком высоких значениях заряда ионов ( $Z < 5$ ) столкновительная рекомбинация (8) будет протекать значительно быстрее диэлектронной. Если же заряды окажутся существенно больше, то основную роль будет играть в этой области прямая столкновительная рекомбинация в основном состоянии. Таким образом, диэлектронная рекомбинация в неидеальной плазме в большинстве случаев не будет играть сколько-нибудь существенной роли.

### 3.3. Влияние расположения ионов на скорость рекомбинации

Необходимо так же отметить, что скорость рекомбинации существенно зависит от характера расположения ионов в плазме. Результаты моделирования приведены на рис. 6, 7 и показывают, что в случае газообразной плазмы рекомбинация при не слишком высокой степени неидеальности проходит существенно быстрее, чем в случае плазмы, когда ионы фиксированы в узлах кубической кристаллической решётки.

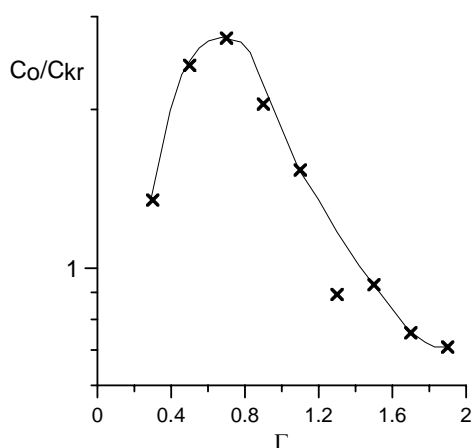


Рис. 6. Соотношение константы  $C$  в газообразной плазме и плазме с ионами локализованными в узлах кристаллической решётки для плазмы с  $Z = 1$

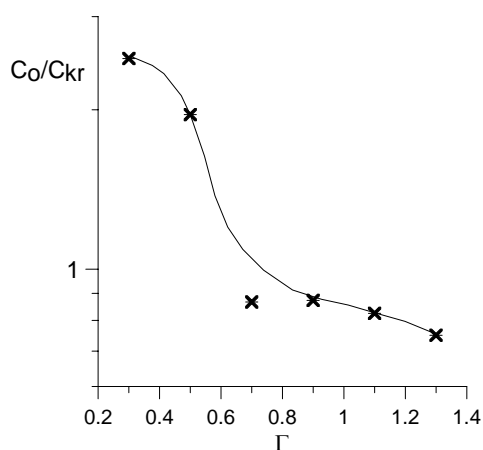


Рис. 7. Соотношение константы  $C$  в газообразной плазме и плазме с ионами локализованными в узлах кристаллической решётки для плазмы с  $Z = 2$

Данный эффект особенно ярко выражен при умеренной степени неидеальности плазмы с  $\Gamma < 1.4$ , где частоты рекомбинации в этих двух случаях могут отличаться более чем в два раза. Максимальное различие в частоты рекомбинации для однозарядной плазмы наблюдается при степени неидеальности  $\Gamma = 0.9$ , где

частоты рекомбинации различаются почти в два раза. При более высоких степенях неидеальности имеет место обращение эффекта, т.е. скорость рекомбинации в плазме с ионами, фиксированными в узлах кристаллической решётки, начинает превышать скорость рекомбинации в плазме с их равновесным распределением. В случае плазмы с большим зарядом ионов эффект сохраняется, но происходит его смещение в область с меньшей электронной неидеальностью. Сам эффект зависимости частоты рекомбинации от поведения ионов обусловлен, вероятно, тем что возникновение части пар зависит от флуктуаций ионной плотности, которые в случае ионов фиксированных в кристаллической решётке оказываются невозможны.

### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в работе установлено, что уменьшение устойчивости парных флуктуаций в неидеальной плазме, и возникающая в силу этого щель в энергетическом спектре существенно влияет на скорость рекомбинации в неидеальной плазме. При этом результаты проведённого молекулярно-динамического моделирования показывают, что:

- 1) они согласуются с теорией трёхчастичной рекомбинации в области малых степеней неидеальности плазмы для разных  $Z$ ;
- 2) скорость рекомбинации при высокой степени неидеальности плазмы начинает убывать с ростом неидеальности (для однозарядной плазмы это происходит при  $\Gamma = 0.9$ , для двухзарядной при  $\Gamma = 0.7$ , при дальнейшем росте заряда иона максимум частоты рекомбинации будет продолжать смещаться в область меньшей неидеальности);
- 3) столкновительная рекомбинация в неидеальной многозарядной плазме подавляется с ростом заряда ионов и степени неидеальности плазмы;
- 4) механизм уменьшения частоты рекомбинации в сильно неидеальной плазме обусловлен быстрым снижением времени жизни и концентрации слабосвязанных парных флуктуаций в неидеальной плазме с ростом неидеальности, образующаяся при этом щель в энергетическом спектре затрудняет процесс захвата электрона ионом;
- 5) кристаллическое расположение ионов приводит к снижению скорости столкновительной рекомбинации при умеренной степени неидеальности плазмы  $\Gamma < 1.4$  ( $Z = 1$ ),  $\Gamma < 0.7$  ( $Z = 2$ ) и к её росту при высокой.

Выражаю признательность И.В. Морозову, Г.Э. Норману и И.Ю. Скобелеву за многочисленные полезные обсуждения и помощь. А так же Б.М. Смирнову за обсуждение сопоставления трёхчастичной и столкновительной рекомбинации. Расчеты выполнены на вычислительном кластере ФМБФ МФТИ. АВЛ благодарит 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" (Раздел I и II), межсекционной программе ОЭМПУ РАН «Интегрированные модели физической механики», а так же Sandia National Laboratories по программе «U.S. DOE/NNSA Advanced Simulation and Computing».

## СПИСОК ОБОЗНАЧЕНИЙ

$e$  – заряд электрона;  
 $n_i$  – концентрация ионов,  $\text{см}^{-3}$ ;  
 $\tau_e$  – период плазменных колебаний, фс;  
 $N$  – число электрон-ионных пар в системе;  
 $N_{\text{ср}}$  – среднее число пар в равновесной системе;  
 $\alpha$  – доля электрон-ионных пар в системе;  
 $K$  – частота рекомбинации ионов,  $\text{фс}^{-1}$ ;  
 $t$  – время, фс;  
 $k$  – постоянная Больцмана;  
 $T$  – температура, эВ;  
 $\Gamma$  – электронный коэффициент неидеальности плазмы;  
 $C$  – безразмерный коэффициент в соотношении (2);  
 $Z$  – заряд ионов;  
 $m$  – масса электрона;  
 $n_e$  – концентрация электронов,  $\text{см}^{-3}$ ;  
 $A(Z), \lambda(Z)$  – функции зависящие только от заряда ионов;  
 $\mu(\Gamma)$  – функция, зависящая только от степени неидеальности плазмы;  
 $C_z$  – коэффициент  $C$  для заряда ионов  $Z$ ;  
 $C_{z=1}$  – коэффициент  $C$  для заряда ионов  $Z = 1$ ;  
 $K_0, a_1, \lambda_0, \lambda_1$  – безразмерные эмпирические постоянные в соотношении для скорости рекомбинации (8);  
 $\Gamma_{ei}$  – электрон-ионный коэффициент неидеальности плазмы;  
 $I$  – потенциал ионизации атома;  
 $\sigma_I$  – сечение фотоионизации;  
 $\sigma_R$  – сечение фоторекомбинации;  
 $K_{ph}$  – частота фоторекомбинации ионов,  $\text{фс}^{-1}$ ;  
 $K_s$  – частота прямой рекомбинации в основное состояние ионов,  $\text{фс}^{-1}$ ;  
 $Ry$  – постоянная Ридберга;  
 $D$  – коэффициент определяемый свойствами атома в соотношении (12);  
 $g_a$  – статистический вес автоионизационного состояния;  
 $g_0$  – статистический вес основного состояния;  
 $\omega_a$  – вероятность автоионизации;  
 $\omega_r$  – вероятность радиационного перехода;  
 $\Delta E$  – энергия излучаемая при радиационном переходе, эВ;  
 $h$  – постоянная Планка;  
 $n$  – главное квантовое число;  
 $K_d$  – частота диэлектронной рекомбинации ионов;

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Фортов В.Е., Храпак А.Г., Якубов И.Т. Физика неидеальной плазмы. М.: Физматлит, 2004. 528 с.
2. Месяц Г.А. Эктоны в вакуумном разряде: пробой, искра, дуга. М.: "Наука", 2000, 424 с.
3. Krainov V., Sofronov A.V. Recombination processes in laser produced dense cluster plasma. // ССР. 2007. V.47. P. 234
4. Крайнов В.П., Софронов А.В. Процессы рекомбинации в атомарных кластерах при облучении сверхсильным фемтосекундным лазерным импульсом // ЖЭТФ. 2006. Т. 130. №1. С. 43-47.
5. Морозов И.В., Норман Г.Э. Столкновения и плазменные волны в неидеальной плазме // ЖЭТФ. 2005. Т. 127. № 2. С. 412.
6. Эбелинг В., Крефт В., Кремп Д. Теория связанных состояний и ионизационного равновесия в плазме и твердом теле. М.: Мир. 1979. 262 с.
7. Ланкин А.В., Норман Г.Э. Самосогласованное описание свободных и связанных состояний в неидеальной плазме. Флуктуационный подход. // ДАН. 2008. Т. 418. № 4.
8. Гуревич А.В., Питаевский Л.П. Коэффициент рекомбинации в плотной низкотемпературной плазме. // ЖЭТФ. 1964. Т. 46. С. 1281
9. Елецкий А.В., Смирнов Б.М. Элементарные процессы в плазме, Энциклопедия Низкотемпературной Плазмы (Под ред. Фортова В.Е.), Вводный том, кн. I. 2000 . С. 190–266
10. Куриленков Ю.К. О влиянии неидеальности на коэффициент рекомбинации плотной плазмы // ТВТ. 1980. Т. 18. № 6. С. 1312
11. Биберман Л.М., Воробьев В.С., Якубов И.Т. Коэффициенты рекомбинации в неидеальной плазме// ДАН, 1987. Т.296. №3. С. 576
12. Каклюгин А.С., Норман Г.Э. Электронный спектр невырожденной плазмы в зависимости от ее плотности // ТВТ. 1984 Т. 22. № 6, С. 1041.
13. Берестецкий В.Б., Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П. Квантовая электродинамика. М.: Физматлит, 2001. 719 с.
14. Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1966. 686 с.