

ОПИСАНИЕ ВНУТРЕННЕГО СОСТОЯНИЯ И КИНЕТИКИ РИДБЕРГОВСКИХ АТОМОВ НА ОСНОВЕ КИНЕТИЧЕСКОГО УРАВНЕНИЯ БОЛЬЦМАНА ДЛЯ РИДБЕРГОВСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ

*Т. И. Привалов, А. М. Шалагин**

*Институт автоматизации и электрометрии
Сибирского отделения Российской академии наук
630090, Новосибирск, Россия*

Поступила в редакцию 8 октября 2001 г.

На основе кинетического уравнения для классической функции распределения ридберговских электронов (РЭ) рассмотрены внутренние характеристики и кинетика ридберговских атомов (РА), возбуждаемых селективно по энергии в атмосфере буферного газа. Найдено распределение РЭ по координатам и скоростям внутри РА в общем случае с учетом его движения. При движении РА существен эффект «сдувания» электронного облака буферным газом. При этом, однако, средние значения кинетической и потенциальной энергий РЭ слабо отклоняются от предписанных теоремой вириала. Предсказаны эффекты скрытой и макроскопической поляризации среды за счет эффекта сдувания. Макроскопическая поляризация возникает при селективном по скоростям возбуждении РА и порождает ток смещения, который перерождается в обычный электрический ток при потере целостности РА вследствие эффекта сдувания. Вычислен «электронный» вклад в транспортную частоту столкновений РА с атомами буферного газа. Он оказался малым по сравнению с вкладом ионного остатка.

PACS: 31.70.-f, 34.60.+z

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время теоретическому и экспериментальному исследованию ридберговских состояний атомов уделяется большое внимание [1–7]. Стало возможным возбуждать ридберговские состояния атомов щелочных металлов с использованием разнообразных экспериментальных методов селективно как по энергии, так и по скоростям. При изучении ридберговских состояний атомов и молекул можно условно выделить три наиболее существенные группы вопросов, которые интенсивно исследуются в настоящее время. Значительное внимание уделено изучению изменения энергии и углового момента ридберговских атомов (РА) из-за столкновений с буферными частицами (атомами, ионами, молекулами и т. д.) [3, 5, 6] при селективном по энергии возбуждении РА. Большой объем исследований проведен при изучении взаимодействия РА

с электромагнитными полями (лазерное излучение, микроволновое излучение в добротном резонаторе), в результате которых получен ряд фундаментальных результатов [7, 8]. Наконец, в последнее время стало возможным возбуждать РА с помощью сверхкоротких лазерных импульсов и изучать динамику созданных волновых пакетов высоковозбужденных ридберговских состояний [9, 10], проводить исследования в пограничной области между квантовой и классической механикой.

В настоящей работе наше внимание будет сосредоточено на исследовании внутренних характеристик и кинетики РА при селективном по энергии и скоростям возбуждении, анализу столкновений РА с буферными частицами. Известно, что движение ридберговских электронов (РЭ) в водородоподобном потенциале атомного остова можно с хорошей точностью описывать классически. Важно при этом, что электрически нейтральные буферные атомы не взаимодействуют с РА как целым: РЭ и ионный остов

*E-mail: shalagin@iae.nsk.su

ведут себя как независимые рассеиватели.

Анализ столкновений РА с атомами буферного газа при тепловых энергиях восходит к работе Ферми [11], в которой было показано, что для ряда процессов, характеризующих РА как целое, главенствующим фактором являются столкновения РЭ с буферным атомом, причем в процессе этого столкновения можно пренебречь взаимодействием РЭ с ионным остовом. В столкновении с намного более тяжелым буферным атомом РЭ быстро теряет импульс своего направленного движения, изменение же кинетической энергии РЭ происходит за значительно большее число столкновений (диффузия по энергии).

В данной работе мы будем следовать подходу, впервые сформулированному Питаевским в работе [12], где он описывал связанные и свободные состояния электронов единой классической функцией распределения. Этот подход оказался очень плодотворным при изучении характеристик слабоионизованной плазмы. Из этого подхода мы используем представление о «газе» РЭ и введем для них классическую функцию распределения, удовлетворяющую уравнению Больцмана. В отличие от постановки задачи в [12], в нашем случае РЭ рождаются не из свободных электронов, а из низколежащих энергетических состояний путем селективного лазерного возбуждения.

Итак, отправным пунктом предлагаемого здесь подхода является введение функции распределения РЭ по скоростям и координатам (относительно атомного остова) и интеграла столкновений РЭ с буферными атомами. На этой основе решаются соответствующие кинетические уравнения для «газа» РЭ.

В данной работе на основе кинетического уравнения Больцмана найдена функция распределения РЭ как при отсутствии направленного потока РА, так и при его наличии. Направленный поток РА искажает как пространственное распределение РЭ относительно ионного остова, так и распределение РЭ по скоростям. Установлено, что при этом возникает постоянный дипольный момент РА, проявляющийся как поляризация газовой среды либо в скрытом виде (для подансамблей РА с заданной скоростью направленного движения), либо в явном макроскопическом (при селективном по скоростям возбуждении ридберговских состояний). Получено соотношение между средней потенциальной энергией и средней кинетической энергией РЭ как аналог известной теоремы вириала. Найден вклад в транспортную частоту столкновений РА с буферными атомами, обусловленный РЭ.

2. ОБЛАСТЬ КЛАССИЧНОСТИ ДЛЯ РИДБЕРГОВСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ, l -ПЕРЕМЕШИВАНИЕ

Хорошо известно, что движение частицы может описываться квазиклассически, если ее де-Бройлевская длина волны значительно меньше характерного пространственного масштаба задачи. Для состояния $|n, l\rangle$ с главным квантовым числом n и орбитальным квантовым числом l соответствующее условие классичности в кулоновском поле хорошо известно:

$$n \gg 1, \quad l \gg 1. \quad (1)$$

В кулоновском поле «случайное» вырождение приводит к независимости энергии состояния $|n, l\rangle$ от числа l , кратность вырождения состояния $|n, l\rangle$ равна n^2 .

Состояние достаточно высоко возбужденного РЭ ($n \gtrsim 10$) естественно приближается к классическому пределу (1). В наиболее простой модели можно пренебречь отличием потенциала ионного остова, в котором движется РЭ, от кулоновского, при этом состояния РЭ оказываются вырожденными по l . Столкновения с буферными частицами эффективно перемешивают вырожденные состояния с различными l (так называемое l -перемешивание [5, 6]). Вследствие этого распределение РЭ по скоростям стремится к изотропному фактически и для не слишком больших квантовых чисел n .

Учет отличия потенциала ионного остова от кулоновского требует более детального анализа процесса l -перемешивания. Некулоновское взаимодействие РЭ с ионным остовом приводит к сдвигу уровня энергии E_{nl} состояния $|n, l\rangle$ и снятию «случайного» вырождения в соответствии с формулой Ридберга

$$E_{nl} = -\frac{R_\infty}{2(n - \delta_l)^2}, \quad (2)$$

где R_∞ обозначает постоянную Ридберга, δ_l есть зависящий от l квантовый дефект. Квантовый дефект δ_l быстро убывает при увеличении l в интервале $l = 0, 1, \dots, n-1$. При заданном l его величина растет с увеличением атомного номера РА (таблица). В состоянии с $l = 0$ (s -состояние) РЭ имеет наименьший прицельный параметр относительно ядра (так называемые проникающие орбиты), так что волновые функции РЭ и ионного остатка значительно перекрываются. По этой причине s -состояние имеет наибольший квантовый дефект.

Энергетический интервал, в котором сосредоточена совокупность уровней с заданным n и разными

Предельные (при $n \gg 1$) значения квантового дефекта δ_l [14] для состояний атомов щелочных металлов

	$ n, 0\rangle$	$ n, 1\rangle$	$ n, 2\rangle$	$ n, 3\rangle$
Li	0.4	0.05	0.002	-0.00008
Na	1.35	0.85	0.015	0.0014
K	2.18	1.71	0.28	0.01
Rb	3.13	2.65	1.347	0.0163
Cs	4.05	3.6	2.47	0.0334

$l = 0, 1, \dots, n - 1$, при $n \gg 1$ согласно формуле (2) равен

$$\Delta E \approx \frac{R_\infty \delta_0}{n^3}. \quad (3)$$

По отношению к тепловой энергии буферной частицы он становится малым при условии $n^3 > R_\infty \delta_0 / k_B T \approx 10^3 \delta_0$, где k_B — постоянная Больцмана, T — температура (при оценке температура взята комнатной). На основе сделанной оценки с учетом данных таблицы можно ожидать, что эффективное l -перемешивание может происходить уже при $n > 10$ –15. Примерно к такому же результату приводит и оценка эффективности l -перемешивания по параметру Мессе.

В конечном итоге движение РЭ можно считать классическим с быстрым установлением изотропного распределения по скоростям по сравнению с медленным (диффузионным) процессом изменения энергии.

3. КИНЕТИЧЕСКИЕ УРАВНЕНИЯ ДЛЯ «ГАЗА» РИДБЕРГОВСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ

Функция распределения РЭ $f(\mathbf{r}, \mathbf{v})$ в потенциале $U_0(\mathbf{r})$ подчиняется кинетическому уравнению

$$\frac{\partial}{\partial t} f(\mathbf{r}, \mathbf{v}) + (\mathbf{v} \cdot \nabla) f(\mathbf{r}, \mathbf{v}) - \frac{1}{m_e} \left(\nabla U_0(\mathbf{r}) \cdot \frac{\partial}{\partial \mathbf{v}} \right) f(\mathbf{r}, \mathbf{v}) = S(\mathbf{r}, \mathbf{v}), \quad (4)$$

где m_e — масса электрона, $S(\mathbf{r}, \mathbf{v})$ — интеграл столкновений РЭ с атомами буферного газа. Для $f(\mathbf{r}, \mathbf{v})$ выбираем естественную нормировку

$$\iint f(\mathbf{r}, \mathbf{v}) d\mathbf{r} d\mathbf{v} = 1$$

(один электрон в расчете на один ридберговский атом). В конкретных расчетах функции распределения для РЭ будет использоваться кулоновский потенциал ионного остова

$$U_0(\mathbf{r}) \equiv -\frac{e^2}{r},$$

где e — заряд электрона.

Интеграл столкновений $S(\mathbf{r}, \mathbf{v})$ имеет следующий вид:

$$S(\mathbf{r}, \mathbf{v}) = -\nu_e(\mathbf{v}) f(\mathbf{r}, \mathbf{v}) + \int A(\mathbf{v}|\mathbf{v}') f(\mathbf{r}, \mathbf{v}') d\mathbf{v}', \quad (5)$$

где частота столкновений $\nu_e(\mathbf{v})$ связана с ядром $A(\mathbf{v}|\mathbf{v}')$ интеграла столкновений известным соотношением

$$\nu_e(\mathbf{v}) = \int A(\mathbf{v}'|\mathbf{v}) d\mathbf{v}', \quad (6)$$

вытекающим из условия сохранения числа частиц в упругих столкновениях ($\int S(\mathbf{r}, \mathbf{v}) d\mathbf{v} = 0$).

Вид уравнения (4) сохраняется в любой системе отсчета. Мы будем использовать две системы: систему отсчета, связанную с ионным остовом РА (для описания состояния РЭ внутри РА), и лабораторную систему, в которой буферный газ как целое покоится и имеет равновесное распределение по скоростям и в которой обычно определяют и моделируют характеристики интегралов столкновений. Для первой из них примем обозначения уравнения (4) для координат и скоростей РЭ. Скорость РЭ в лабораторной системе обозначим через \mathbf{w} . Функция распределения для РЭ в лабораторной системе есть $\tilde{f}(\tilde{\mathbf{r}}, \mathbf{w})$, где $\tilde{\mathbf{r}} = \mathbf{r}_R + \mathbf{r}$, \mathbf{r}_R — радиус-вектор ионного остова РА в лабораторной системе. При заданной скорости \mathbf{u} движения ридберговских атомов в лабораторной системе и пространственно-однородном распределении их концентрации функции \tilde{f} и f связаны очевидным соотношением

$$\tilde{f}(\mathbf{r}_R + \mathbf{r}, \mathbf{u} + \mathbf{v}) = f(\mathbf{r}, \mathbf{v}).$$

Функция $f(\mathbf{r}, \mathbf{v})$ зависит от \mathbf{u} как от параметра.

Из кинетического уравнения (4) с учетом выражения (5) могут быть получены уравнения гидродинамики. С этой целью введем соответствующие гидродинамические характеристики газа РЭ: плотность

$f(\mathbf{r})$ и поток \mathbf{j} , тензор давления $P_{\alpha\beta}$, ($\alpha, \beta = x, y, z$) и силу внутреннего трения $\mathbf{F}(\mathbf{r})$ для электронов:

$$\begin{aligned} f(\mathbf{r}) &= \int f(\mathbf{r}, \mathbf{v}) d\mathbf{v}, \\ \mathbf{j} &= \int \mathbf{v} f(\mathbf{r}, \mathbf{v}) d\mathbf{v}, \\ P_{\alpha\beta} &= m_e \int v_\alpha v_\beta f(\mathbf{r}, \mathbf{v}) d\mathbf{v}, \quad \alpha, \beta = x, y, z, \\ \mathbf{F}(\mathbf{r}) &= m_e \int \mathbf{v} S(\mathbf{r}, \mathbf{v}) d\mathbf{v}. \end{aligned} \quad (7)$$

Уравнение непрерывности

$$\frac{\partial}{\partial t} f(\mathbf{r}) + \operatorname{div} \mathbf{j} = 0 \quad (8)$$

получится после интегрирования кинетического уравнения (4) по скоростям с учетом сохранения числа частиц. Умножение уравнения (4) на \mathbf{v} при последующем интегрировании дает уравнение типа гидродинамического уравнения Эйлера:

$$\begin{aligned} m_e \frac{\partial}{\partial t} j_\alpha + \sum_\beta \frac{\partial}{\partial \beta} P_{\alpha\beta} &= \\ &= -f(\mathbf{r}) \frac{\partial}{\partial \alpha} U_0(\mathbf{r}) + F_\alpha(\mathbf{r}). \end{aligned} \quad (9)$$

Рассмотрим общий случай направленного движения РА со скоростью \mathbf{u} . Используем известное выражение (см., например, [13]) для силы трения в системе покоя буферного газа:

$$\begin{aligned} \mathbf{F}(\mathbf{r}) &= -m_e \int \mathbf{w} \nu_e^{tr}(w) \tilde{f}(\mathbf{r}, \mathbf{w}) d\mathbf{w}, \\ \nu_e^{tr}(w) &= \int \left(1 - \frac{\mathbf{w}\mathbf{w}'}{w^2}\right) \tilde{A}(\mathbf{w}', \mathbf{w}) d\mathbf{w}', \end{aligned} \quad (10)$$

где $\nu_e^{tr}(w)$ — транспортная частота столкновений электронов, $\tilde{A}(\mathbf{w}', \mathbf{w})$ — ядро интеграла столкновений для РЭ в лабораторной системе отсчета. Учитывая инвариантность силы относительно инерциальных систем отсчета, для $\mathbf{F}(\mathbf{r})$ легко получить выражение через функцию распределения РЭ в системе отсчета, связанной с РА:

$$\mathbf{F}(\mathbf{r}) = -m_e \int (\mathbf{u} + \mathbf{v}) \nu_e^{tr}(|\mathbf{u} + \mathbf{v}|) f(\mathbf{r}, \mathbf{v}) d\mathbf{v}. \quad (11)$$

Заметим что $u \sim \bar{v}_R \ll \bar{v}_e$, где \bar{v}_R и \bar{v}_e соответственно обозначают средние (наиболее вероятные) скорости РА в газовой смеси и РЭ. Следовательно, в интеграле (11) можно с хорошей точностью положить $\nu_e^{tr}(|\mathbf{u} + \mathbf{v}|) \approx \nu_e^{tr}(v)$. Таким образом,

$$\mathbf{F}(\mathbf{r}) \approx -m_e \int (\mathbf{u} + \mathbf{v}) \nu_e^{tr}(v) f(\mathbf{r}, \mathbf{v}) d\mathbf{v}. \quad (12)$$

Величина $\nu_e^{tr}(v)$ является достаточно плавной функцией модуля скорости. Поэтому при возбуждении РЭ в состояние с определенной энергией E_n и при рассмотрении той стадии процесса, на которой диффузия по энергии еще не сказалась, мы можем в формуле (12) вынести $\nu_e^{tr}(v)$ из-под интеграла со значением v равным $v_n(\mathbf{r})$, которое задается значением полной энергии E_n РЭ и для заданной точки \mathbf{r} определяется законом сохранения энергии. В итоге вместо (12) получаем

$$\mathbf{F}(\mathbf{r}) = -m_e \nu_e^{tr}(v_n(\mathbf{r})) [\mathbf{j} + f(\mathbf{r}) \mathbf{u}]. \quad (13)$$

Решение гидродинамических уравнений (8) и (9) с учетом (13) начнем с наиболее простого случая покоящихся РА в системе отсчета, связанной с буферным газом ($\mathbf{u} = 0$). Полагаем, что столкновения осуществили эффективное перемешивание скоростей РЭ по направлениям. С точки зрения уравнений (8) и (9) это означает стационарные условия, в которых при вычислении тензора давления хорошим приближением для функции распределения является следующее:

$$f(\mathbf{r}, \mathbf{v}) = f(\mathbf{r}) \frac{\delta(v^2 - v_n^2(r))}{2\pi v_n(r)}. \quad (14)$$

В данном случае задача обладает очевидной сферической симметрией. Скорость $v_n(r)$ РЭ связана с полной энергией E_n и потенциальной энергией $U_0(r)$ соотношением

$$v_n^2(r) = \frac{2}{m_e} [E_n - U_0(r)]. \quad (15)$$

Из соображений симметрии сила трения в уравнении (9) для газа РЭ обращается в нуль. Функция распределения (14) приводит к следующему выражению для тензора давления:

$$P_{\alpha\beta} = \frac{m_e}{3} v_n^2(r) f(\mathbf{r}) \delta_{\alpha\beta}. \quad (16)$$

При этом в стационарных условиях уравнение (9) приобретает вид

$$\frac{m_e}{3} \nabla (f(\mathbf{r}) v_n^2(r)) + f(\mathbf{r}) \nabla U_0(\mathbf{r}) = 0. \quad (17)$$

Из соотношения (15) следует $\nabla U_0(\mathbf{r}) = -m_e \nabla (v_n^2(r)/2)$, что при подстановке в (17) приводит к уравнению

$$\nabla \left\{ \frac{f(\mathbf{r})}{v_n(r)} \right\} = 0 \quad (18)$$

с очевидным сферически-симметричным решением

$$f(\mathbf{r}) = C v_n(r), \quad C = \left\{ \int v_n(r) dr \right\}^{-1}. \quad (19)$$

Константу интегрирования C мы определили из условия нормировки функции распределения:

$$\int f(\mathbf{r}) d\mathbf{r} = 1,$$

область интегрирования ограничена классическим условием $|E_n| + U_0(r) < 0$.

Для дальнейшего удобно использовать атомные характеристики [14]: постоянную Ридберга $R_\infty = m_e e^4 / \hbar^2 = 27.21$ эВ; боровский радиус $a_0 = \hbar^2 / m_e e^2 = 5.3 \cdot 10^{-9}$ см; атомную единицу частоты $\nu_0 = m_e e^4 / \hbar^3 = 4.13 \cdot 10^{16}$ с $^{-1}$; атомную единицу скорости $v_0 = e^2 / \hbar = 2.18 \cdot 10^8$ см/с.

С использованием этих характеристик распределение плотности РЭ внутри РА описывается формулой

$$f(\mathbf{r}) = \frac{4}{\pi^2 r_n^3} \sqrt{\frac{r_n}{r} - 1}, \quad 0 \leq r \leq r_n = 2n^2 a_0. \quad (20)$$

Радиусом r_n определяется классически доступная область для РЭ с заданной полной энергией E_n . Отметим, что при нормировке r на r_n функция распределения $f(\mathbf{r})$ для РЭ универсальна.

Полная функция распределения для РЭ (14) может быть представлена в виде

$$f(\mathbf{r}, \mathbf{v}) = \frac{2}{\pi^3 r_n^3} \frac{\delta(v^2 - v_n^2(r))}{v_0/n}, \quad (21)$$

$$v_n^2(r) = \frac{v_0^2}{n^2} \left[\frac{r_n}{r} - 1 \right].$$

На рис. 1 (кривая 1) приведен график для величины $f(r) = 4\pi r^2 f(\mathbf{r})$ — радиальной функции распределения ($\int f(r) dr = 1$). Он показывает, в частности, что в среднем ридберговский электрон находится вдали от ядра. Среднее расстояние $\bar{r} = \int r f(r) dr$ оказывается равным

$$\bar{r} = \frac{5}{8} r_n.$$

При интегрировании по координатам \mathbf{r} полной функции распределения (21) мы получаем распределение по скоростям ридберговских электронов в ридберговских атомах:

$$f(v) = \frac{32n^3}{\pi v_0^3} \frac{v^2}{(1 + v^2 n^2 / v_0^2)^4}, \quad \int_0^\infty f(v) dv = 1. \quad (22)$$

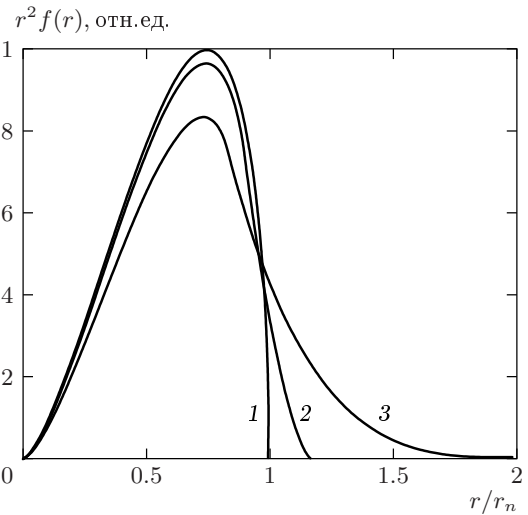


Рис. 1. Радиальное распределение вероятности нахождения РЭ. Кривая 1 отвечает покоящемуся РА, кривые 2 и 3 соответствуют движущемуся РА со значениями параметра $\alpha = 0.5$ и 1

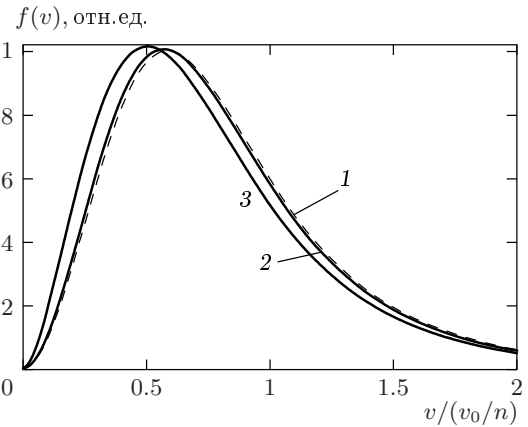


Рис. 2. Распределение РЭ по скоростям в среднем по объему РА. Кривая 1 отвечает покоящемуся РА, кривые 2 и 3 соответствуют движущемуся РА со значением параметра $\alpha = 0.5$ и 1

Масштаб изменения функции $f(v)$ задается величиной v_0/n , близкой к величине средней скорости

$$\bar{v} = \int_0^\infty v f(v) dv = \frac{8}{3\pi} \frac{v_0}{n}.$$

Эта функция распределения изображена на рис. 2 (кривая 1). Отметим, что при $v > v_0/n$ величина $f(v)$ с ростом v резко убывает (пропорционально $1/v^6$): в распределении по скоростям РЭ как малые, так и большие скорости представлены слабо. Как и в случае $f(r)$, распределение $f(v)$ для РЭ универсаль-

но (не зависит от E_n) при нормировке v на величину v_0/n .

В классическом случае РЭ движется по определенной кеплеровской орбите вокруг ионного остова с сохранением величины и направления момента импульса. Столкновения с буферными атомами изменяют траекторию движения РЭ. При неизменной полной энергии это эквивалентно перемешиванию состояний с различными значениями углового момента (l -перемешивание). Естественно, что состояние отдельного РЭ уже не может характеризоваться сохраняющимся моментом. Представляет интерес вычислить функцию распределения РЭ по моментам импульса после процесса l -перемешивания. В функции распределения (21) скорость \mathbf{v} разложим на радиальную v_r и тангенциальную v_τ составляющие. Далее рассмотрим комбинацию $f(\mathbf{r}, \mathbf{v})d\mathbf{r}d\mathbf{v}$ и осуществим в ней интегрирование по углам и по радиальной скорости (значение последней не влияет на величину момента импульса). В результате получим комбинацию $f(r, L)drdL$, где

$$f(r, L) = \frac{4}{\pi r_n L_n} \times \frac{(r/r_n)(L/L_n)}{\sqrt{-(r/r_n)^2 + (r/r_n) - (L/2L_n)^2}}, \quad (23)$$

$$L \equiv m_e v_\tau r, \quad L_n \equiv \hbar n.$$

Здесь L — величина момента импульса РЭ, L_n — максимально возможное значение L при заданной полной энергии. Функция $f(r, L)$ имеет смысл функции распределения РЭ по величине момента импульса и по радиусу. Отметим, что во внутренних и внешних областях РА, как следует из (23), момент импульса РЭ мал. Максимальное значение L приобретает в точке $r = r_n/2$.

При заданном значении L функция $f(r, L)$ с точностью до нормировочного множителя совпадает с квадратом модуля радиальной части квазиклассической волновой функции (см., например, [15]), усредненной по пространственным осцилляциям. Это совпадение достаточно очевидно и служит тестом правильности полученной формулы (23).

Интегрирование функции (23) по r приводит к функции распределения РЭ по моментам импульса:

$$f(L) \equiv \int_0^\infty f(r, L)dr = 2 \frac{L}{L_n^2}, \quad 0 \leq L \leq L_n, \quad (24)$$

$$\int_0^{L_n} f(L)dL = 1.$$

Распределение по L представляет собой линейную по L функцию с резким обрывом при $L = L_n$. Среднее значение \bar{L} момента импульса РЭ есть

$$\bar{L} \equiv \int_0^{L_n} Lf(L)dL = \frac{2}{3}\hbar n, \quad (25)$$

что составляет $2/3$ от максимального значения L . Функция $f(L)$, как и должно быть, совпадает с результатом, полученным на основе квантовомеханических представлений. В последнем случае он достигается без каких-либо вычислений — достаточно предположить полное l -перемешивание и учесть статистический вес $(2l + 1)$ уровня с заданным l .

В классической и квантовой механиках при движении частицы в потенциале, являющемся однородной функцией координат, справедлива теорема вириала. В частности, в кулоновском поле притяжения $U_0(r) = -e^2/r$ средняя по периоду движения РЭ кинетическая энергия \bar{T} и средняя потенциальная энергия \bar{U} связаны известным соотношением

$$\bar{U} = -2\bar{T}. \quad (26)$$

Распределение (21) позволяет вычислить средние значения кинетической и потенциальной энергий РЭ:

$$\bar{T} \equiv \frac{m_e}{2} \int v^2 f(\mathbf{r}, \mathbf{v})d\mathbf{v}d\mathbf{r} = \frac{R_\infty}{2n^2}, \quad (27)$$

$$\bar{U} \equiv -e^2 \int \frac{1}{r} f(\mathbf{r}, \mathbf{v})d\mathbf{v}d\mathbf{r} = -\frac{R_\infty}{n^2},$$

что находится в полном согласии с теоремой вириала (26) для движения РЭ в кулоновском потенциале ионного остова.

В заключение этого раздела заметим, что после селективного по l возбуждения ридберговского состояния (при лазерном возбуждении из глубоких энергетических состояний начальное значение l мало) полное l -перемешивание происходит за время порядка $(\nu_e^{tr})^{-1}$, если размер РА не слишком сильно превышает длину «свободного» пробега электрона. Это следует как из общезначимых соображений, так и из уравнения типа Эйлера (9) с учетом связи силы трения с потоком (13). Это время существенно меньше как времени диффузии РЭ по энергии, так и времени свободного пробега РА (последнее характеризуется своей транспортной частотой столкновений; см. ниже). Этим оправдано выделение промежуточной стационарной стадии общего релаксационного процесса для газа РЭ.

4. НАПРАВЛЕННО ДВИЖУЩИЕСЯ РИДБЕРГОВСКИЕ АТОМЫ

Пусть теперь существует направленный поток ридберговских атомов со скоростью $\mathbf{u} \neq 0$ в атмосфере буферного газа. Прежде чем непосредственно решать стационарные гидродинамические уравнения (8) и (9) с учетом выражения (13) для силы трения, приведем важные качественные соображения. Обратимся к той части силы трения (13), которая обусловлена направленным движением РА:

$$\mathbf{F}_u(\mathbf{r}) = -\mathbf{u}m_e\nu_e^{tr}(v_n(\mathbf{r}))f(\mathbf{r}). \quad (28)$$

Эта сила приводит к смещению электронного облака относительно ионного остова («сдуванию» электронов буферным газом). Если скорость \mathbf{u} не очень велика, ридберговский атом сохраняет свою целостность, но электронная плотность перестает быть сферически-симметричной. Обратим внимание на тот факт, что при зависящей от скорости транспортной частоте столкновений $\nu_e^{tr}(v)$ сила трения $\mathbf{F}_u(\mathbf{r})/f(\mathbf{r})$, действующая на один РЭ, не является потенциальной ($\text{rot}[\mathbf{F}_u(\mathbf{r})/f(\mathbf{r})] \neq 0$). Это значит, что возникший в начальный момент времени поток электронов \mathbf{j} в стационарных условиях даже при сохранении целостности РА не обращается в нуль, а обладает такой пространственной неоднородностью, которая отвечает циркуляции электронного «газа» внутри РА.

Существенное упрощение достигается в случае, когда зависимостью транспортных частот столкновений от скорости можно пренебречь ($\nu_e^{tr}(v) \equiv \nu_e^{tr}$). В рамках данного предположения сила $\mathbf{F}_u(\mathbf{r})$ может быть записана в потенциальном виде:

$$\mathbf{F}_u(\mathbf{r}) = -m_e\nu_e^{tr}f(\mathbf{r})\nabla(\mathbf{u} \cdot \mathbf{r}). \quad (29)$$

Это значит, что в системе отсчета, связанной с РА, за счет сил трения для электрона создается дополнительная потенциальная энергия

$$U_{fr}(\mathbf{r}) = m_e\nu_e^{tr}\mathbf{u} \cdot \mathbf{r}.$$

Таким образом, эволюция «газа» ридберговских электронов происходит в эффективном потенциале

$$U_{tot}(\mathbf{r}) = U_0(r) + U_{fr}(\mathbf{r}) = -\frac{e^2}{r} + m_e\nu_e^{tr}\mathbf{u} \cdot \mathbf{r}. \quad (30)$$

Этот потенциал уже не является сферически-симметричным, следовательно, не будет сферически-симметричной и установившаяся электронная плотность (эффект сдувания буферным газом), а также кинетическая энергия РЭ, для которой

при заданной полной энергии справедливо теперь соотношение

$$\begin{aligned} \frac{m_e v_n^2(\mathbf{r})}{2} &= E_n - U_{tot}(\mathbf{r}) = \\ &= E_n + \frac{e^2}{r} - m_e\nu_e^{tr}\mathbf{u} \cdot \mathbf{r}. \end{aligned} \quad (31)$$

В стационарных условиях в пренебрежении диффузией по энергии функция распределения $f(\mathbf{r}, \mathbf{v})$ имеет по-прежнему вид (14) с учетом того, что v_n не является теперь сферически-симметричной функцией координат, а определяется формулой (31), т. е.

$$v_n(\mathbf{r}) = \frac{v_0}{n} \sqrt{\frac{r_n}{r} - \frac{\alpha}{4} \frac{z}{r_n} - 1}, \quad \alpha = (2n)^4 \frac{\nu_e^{tr} u}{\nu_0 v_0}. \quad (32)$$

Мы выбрали ось z цилиндрической системы координат в направлении вектора \mathbf{u} .

Подставим выражение типа (14) с $v_n(\mathbf{r})$ из (32) в формулу (7) для тензора давления и в уравнение (9) в стационарных условиях (с учетом того, что при потенциальном характере силы трения (29) поток \mathbf{j} в каждой точке обращается в нуль). В результате получаем дифференциальное уравнение для пространственного распределения электронной плотности в РА, совпадающее с уравнением (17) при замене $v_n(r)$ и $U_0(r)$ соответственно на $v_n(\mathbf{r})$ и $U_{tot}(\mathbf{r})$. Это уравнение таким же путем сводится к уравнению вида (18) с сохранением указанной замены. Его решение (теперь уже только цилиндрической симметрии) таково:

$$f(\mathbf{r}) = C'v_n(\mathbf{r}) = C' \frac{v_0}{n} \sqrt{\frac{r_n}{r} - \frac{\alpha}{4} \frac{r}{r_n} \cos \theta - 1}, \quad (33)$$

где θ — угол между векторами \mathbf{u} и \mathbf{r} , так что $r \cos \theta = z$. Константа интегрирования C' определяется условием нормировки:

$$(C')^{-1} \equiv \int v_n(\mathbf{r}) d\mathbf{r} = 2\pi \frac{v_0}{n} r_n^3 \varphi_{02}(\alpha). \quad (34)$$

Мы ввели функции $\varphi_{km}(\alpha)$, полезные для дальнейшего анализа и определяемые следующим интегральным соотношением:

$$\begin{aligned} \varphi_{km}(\alpha) &= \int_{-1}^1 t^k dt \times \\ &\times \int_0^1 dx x_0^{-m-1/2} x^{m-1/2} \sqrt{(1-x)(1+\eta x)}, \end{aligned} \quad (35)$$

где

$$x_0 = \frac{1 + \sqrt{1 + \alpha t}}{2}, \quad \eta = \frac{\alpha t}{(1 + \sqrt{1 + \alpha t})^2}.$$

Интегралы в (35) сводятся к гипергеометрическим функциям, однако в численных расчетах оказалось более удобным использовать интегральное представление функций $\varphi_{km}(\alpha)$. С учетом первых членов разложения по α имеем

$$\begin{aligned} \varphi_{km}(\alpha) = & \frac{2}{k+1} \frac{\Gamma(m+1/2)\Gamma(3/2)}{\Gamma(m+2)} \left[\left(\frac{1+(-1)^k}{2} \right) + \right. \\ & + \left(\frac{1-(-1)^k}{2} \right) \frac{k+1}{k+2} \frac{(m+1/2)(m+3/2)}{m+2} \frac{\alpha}{4} + \\ & + \frac{1}{2} \left(\frac{1+(-1)^k}{2} \right) \frac{k+1}{k+3} \times \\ & \left. \times \frac{(m+1/2)(m+3/2)(m+5/2)(m+7/2)}{(m+2)(m+3)} \left(\frac{\alpha}{4} \right)^2 \right]. \end{aligned} \quad (36)$$

Здесь $\Gamma(s)$ — гамма-функция. При вычислении C' и других характеристик необходимо помнить, что область интегрирования ограничена классическим условием $E_n - U_{tot}(\mathbf{r}) \geq 0$. Эта область не является сферически-симметричной и определяется неравенством

$$\frac{r_n}{r} - \frac{\alpha}{4} \frac{r}{r_n} \cos \theta - 1 \geq 0,$$

а именно,

$$0 \leq \frac{r}{r_n} \leq \frac{2}{1 + \sqrt{1 + \alpha \cos \theta}}, \quad 0 \leq \theta \leq \pi. \quad (37)$$

Данное условие определяет границы РА. При $\theta = 0$ граничное значение r меньше r_n , при $\theta = \pi$, наоборот, граничное r больше r_n . Если $\alpha > 1$, подкоренное выражение в (37) становится отрицательным при $\theta = \pi$. Физически это означает, что РА теряет свою целостность — происходит ионизация (сдувание электронов) под действием силы трения со стороны буферного газа.

На рис. 3 изображены границы РА в плоскости xz согласно формуле (37) для нескольких значений параметра α . Случай $\alpha = 0$ ($u = 0$) соответствует сферически-симметричному решению (21); случай $\alpha = 0.4$ демонстрирует сравнительно слабую деформацию области движения РЭ под действием силы трения, обусловленной направленным движением РА. Максимальное искажение области финитного движения достигается при $\alpha = 1$. При этом в точке $z = -2r_n$, наиболее удаленной от ядра, сила притяжения ионного остова равна силе трения (так называемая точка Лагранжа в классической механике).

Обсудим, какие характерные значения может принимать параметр α в реальных условиях. Для по-

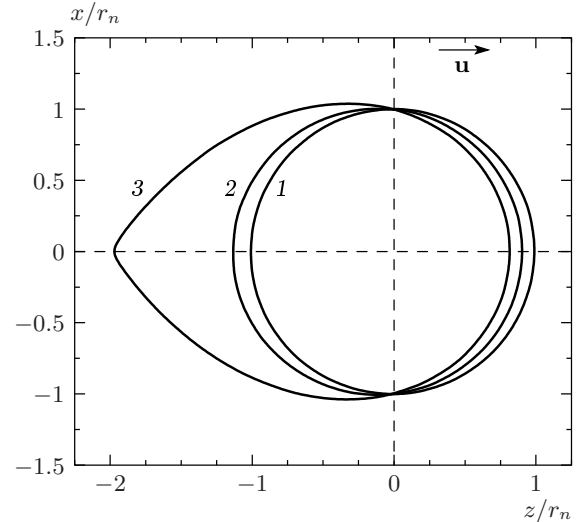


Рис. 3. Сечения классически доступных областей движения РЭ (37) плоскостью, проходящей через ось z . Кривая 1 отвечает покоящемуся РА, кривые 2 и 3 соответствуют движущемуся в направлении оси z РА со значением параметра $\alpha = 0.4$ и 1

ляризационного потенциала взаимодействия транспортное сечение описывается формулой [16]

$$\sigma^{tr} = 2.21\pi \sqrt{\frac{\beta e^2}{\mu v_{rel}^2}}, \quad (38)$$

где β — поляризуемость нейтрального партнера заряженной (заряд e) частицы по столкновению, μ — приведенная масса, v_{rel} — относительная скорость. На основе этой формулы для транспортной частоты столкновений РЭ получаем

$$\begin{aligned} \nu_e^{tr} & \equiv N_b \langle \sigma^{tr} v_{rel} \rangle = \\ & = 2.21\pi N_b \sqrt{\frac{\beta e^2}{m_e}} = 2.21\pi N_b v_0 \sqrt{\beta a_0}. \end{aligned} \quad (39)$$

Здесь N_b — концентрация буферных частиц, a_0, v_0 — введенные выше атомные единицы. Таким образом,

$$\alpha = (2n)^4 \cdot 2.21\pi \frac{N_b u \sqrt{\beta a_0}}{\nu_0}. \quad (40)$$

Для оценок можно принять $\beta \sim a_0^3$. Тогда при давлении буферного газа 1 Торр и комнатной температуре (300 К) получаем ($N_b \sim 3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $u \sim 10^5 \text{ см/с}$)

$$\alpha \sim 2 \cdot 10^{-10} n^4.$$

Напомним, что параметр α определяет степень нарушения сферической симметрии для области (37). В

достаточно реалистичных ситуациях этот параметр мал. Например, для $n < 100$ имеем $\alpha < 10^{-2}$. Поэтому важное значение приобретают первые члены разложения физических характеристик по этому параметру. С другой стороны, поскольку значение α очень быстро растет с ростом n , то уже при $n > 300$ величина α становится сравнимой с единицей и больше. Это значит, что в данных условиях происходит эффективная ионизация РА за счет сдувания ридберговских электронов. Для покоящихся РА при $n = 300$ расстояние до границы ионизации составляет около 10^{-4} эВ, что существенно меньше средней тепловой энергии частиц газа, поэтому, скорее всего, в ионизации РА будут превалировать иные механизмы, а не сдувание.

Функция (33) характеризует электронную плотность в РА. Полезной характеристикой является также функция $f(r)$ с нормировкой $\int f(r)dr = 1$, которой задается вероятность нахождения электрона на расстоянии r от ядра. Эта функция описывается формулами

$$f(r) = 2\pi \int_{-1}^1 r^2 f(\mathbf{r}) d \cos \theta, \quad 0 \leq r \leq \frac{2r_n}{1 + \sqrt{1 + \alpha}}, \quad (41)$$

$$f(r) = 2\pi \int_{-1}^{\cos \theta_0} r^2 f(\mathbf{r}) d \cos \theta, \quad \frac{2r_n}{1 + \sqrt{1 + \alpha}} \leq r \leq \frac{2r_n}{1 + \sqrt{1 - \alpha}},$$

где

$$\cos \theta_0 = \frac{4r_n}{\alpha r} \left(\frac{r_n}{r} - 1 \right).$$

На основе этих формул рис. 1 дополнен кривыми 2 и 3, которым отвечают значения $\alpha = 0.5$ и 1 и которые показывают влияние эффекта сдувания на радиальное распределение вероятности нахождения электрона.

Эффект сдувания приводит к тому, что эффективная потенциальная энергия U_{tot} (см. (30)) для РЭ уже не является однородной функцией координат и, как следствие, теорема вириала не справедлива. Вычисление средней потенциальной энергии \bar{U}_{tot} на основе функции распределения (33) приводит к следующему результату:

$$\bar{U}_{tot} = -\frac{e^2}{r_n} \frac{\varphi_{01}(\alpha) - \alpha \varphi_{13}(\alpha)/4}{\varphi_{02}(\alpha)}. \quad (42)$$

Зависимость \bar{U}_{tot} от величины α представлена на рис. 4а. На всем интервале изменения α , сохраняю-

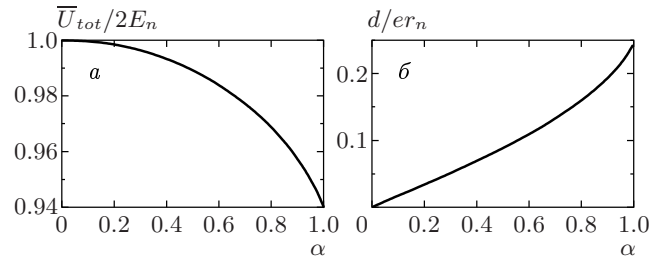


Рис. 4. Зависимости средней потенциальной энергии (а) и индуцированного дипольного момента (б) от скорости направленного движения РА (от параметра α)

щем целостность РА, значение \bar{U}_{tot} изменяется мало (максимум на 6%) по сравнению с тем, что диктует теорема вириала. Можно, следовательно, считать, что теорема вириала с достаточно высокой точностью остается справедливой. Отметим также, что вполне неплохой аппроксимацией для \bar{U}_{tot} служит формула, основанная на первых членах разложения $\varphi_{km}(\alpha)$ (см. (36)):

$$\bar{U}_{tot} = 2E_n \left(1 - \frac{21}{29} \alpha^2 \right) \approx 2E_n (1 - 0.041 \alpha^2).$$

Полная функция распределения $f(\mathbf{r}, \mathbf{v})$ с учетом отмеченных выше замечаний описывается формулой

$$f(\mathbf{r}, \mathbf{v}) = \frac{C'}{2\pi} \delta(v^2 - v_n^2(\mathbf{r})), \quad (43)$$

где скорость $v_n(\mathbf{r})$ определена соотношением (32).

В результате интегрирования (43) по координатам получаем распределение РЭ по скоростям:

$$f(v) = 32\pi C' r_n^3 \frac{a-1}{\alpha} \times \left[\frac{1}{(\sqrt{a^2 - \alpha} + a)^2} - \frac{1}{(\sqrt{a^2 + \alpha} + a)^2} \right], \quad (44)$$

$$\int f(v)dv = 1, \quad a \equiv 1 + \frac{v^2 n^2}{v_0^2}.$$

На рис. 2 кривыми 2 и 3 представлено распределение РЭ по скоростям соответственно при значении $\alpha = 0.5$ и 1. Обратим внимание на тот факт, что на всем интервале изменения величины α (пока РА сохраняет целостность) функция распределения по скоростям деформируется незначительно. Этот факт довольно неожиданный, поскольку при $\alpha \approx 1$ сам РА существенно изменяет свои размеры и форму из-за эффекта сдувания.

5. ИНДУЦИРОВАННЫЙ СТОЛКНОВЕНИЯМИ ДИПОЛЬНЫЙ МОМЕНТ РИДБЕРГОВСКОГО АТОМА

Наличие асимметрии в распределении плотности РЭ вдоль направления \mathbf{u} означает существование ненулевого электрического дипольного момента \mathbf{d} ридберговского атома:

$$\mathbf{d} = -e \int \mathbf{r} f(\mathbf{r}) d\mathbf{r} \neq 0.$$

Интегрирование с функцией распределения (33) и с учетом соотношения (34) приводит к следующему результату:

$$\mathbf{d} = -\frac{\mathbf{u}}{u} er_n \frac{\varphi_{13}(\alpha)}{\varphi_{02}(\alpha)}. \quad (45)$$

Величина d/er_n как функция α представлена на рис. 4б. Согласно полученному результату величина дипольного момента при сохранении целостности РА достигает значения $d_{max} \approx er_n/4$, что в атомных масштабах ($d_0 = ea_0$) представляет собой огромную величину. В линейном по α приближении, которое, как видно из рис. 4б, удовлетворительно практически на всем интервале изменения α , на основе (36) можно получить

$$d = er_n \frac{21}{128} \alpha \approx er_n \frac{\alpha}{6} = d_0 \frac{n^2}{3} \alpha. \quad (46)$$

где d_0 — естественная единица измерения дипольного момента в атомных масштабах. В соответствии с оценкой величины α , сделанной выше, при $n = 100$ наведенный дипольный момент начинает существенно превышать величину d_0 .

Наличие однонаправленных дипольных моментов у отдельных атомов означает существование макроскопической поляризации среды. Если газ ридберговских атомов находится в равновесии с буферным газом, то из очевидных симметричных соображений ясно, что макроскопическая поляризация среды отсутствует. Но при этом мы обращаем внимание на то, что имеет место так называемая скрытая поляризация — поляризация подансамбля ридберговских атомов, движущихся с ненулевой скоростью в системе отсчета, связанной с буферным газом. Эта поляризация может проявиться в селективных по скоростям физических процессах.

Существует возможность создания и макроскопической поляризации газа РА. Речь идет, в частности, о селективном по скоростям источнике РА на основе лазерного возбуждения атомов в ридберговские состояния. Селективность по скоростям при

этом обеспечивается эффектом Доплера. В соответствующих условиях могут зарождаться только такие РА, которые имеют проекцию скорости на заданное направление (ось x) вблизи некоторого (резонансного) значения u_{x0} . В линейном по α приближении в направлении оси x возникает макроскопическая поляризация среды

$$P = er_n \alpha N_R \quad \left(\alpha = (2n)^4 \frac{\nu_e^{tr} u_{x0}}{\nu_0 v_0} \right). \quad (47)$$

Здесь N_R — концентрация направленно движущихся ридберговских атомов. Поляризация среды может проявиться через оптическую активность и другие физические эффекты.

Если ридберговские состояния возбуждаются импульсным лазерным излучением, то зарождение (и последующая релаксация) поляризации среды приведет к возникновению тока смещения, который непосредственно может быть зарегистрирован экспериментально. Сделаем по этому поводу соответствующие оценки. Дипольный момент РА формируется за время порядка $(\nu_e^{tr})^{-1}$. При давлении буферного газа около 1 Торр и $\beta \sim a_0^3$ согласно формуле (39) имеем

$$(\nu_e^{tr})^{-1} \sim 10^{-8} \text{ с.}$$

Из этой оценки следует, что существующие импульсные лазеры, с точки зрения длительности импульса, вполне пригодны для достижения максимального эффекта. Время релаксации наведенной поляризации совпадает с временем релаксации направленного движения РА и определяется величиной $(\nu_R^{tr})^{-1}$, где ν_R^{tr} — транспортная частота столкновений РА. Как будет показано ниже, эта величина в $\sqrt{M_R/m_e}$ раз меньше, чем ν_e^{tr} (M_R — масса РА). Следовательно, ток смещения максимален на этапе формирования поляризации, где он определяется соотношением

$$i \equiv \frac{dP}{dt} \sim P \nu_e^{tr} = \frac{16}{3} (2.21\pi)^2 N_R e u_{x0} \times \\ \times (N_b \sqrt{\beta a_0} a_0 n^3)^2 \approx N_R e u_{x0} (16 N_b n^3 a_0^3)^2. \quad (48)$$

При тех же значениях параметров, что взяты выше, и при $N_R \sim 10^{13} \text{ см}^{-3}$ имеем

$$i \sim 10^{-3} \text{ А/см}^2.$$

Это вполне измеряемая величина. С ростом N_b и n значение i резко растет, однако в условиях сохранения целостности РА оно ограничено величиной

$$i = e N_R u_{x0}. \quad (49)$$

При $N_R \sim 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $u_{x0} \sim 10^5 \text{ см/с}$ получаем $i \sim 0.16 \text{ А/см}^2$.

Обратим внимание на то, что нарушение целостности РА за счет эффекта сдувания приводит не к исчезновению эффекта генерации электрического тока, а к некоторой его модификации: теперь это уже не ток смещения, а обычный ток, обусловленный движением ионного остатка, который свою направленную скорость теряет гораздо медленнее, чем оторвавшийся от него электрон. Этот ток может существовать и в непрерывном режиме, а его величина описывается формулой (49), в которой под N_R следует понимать концентрацию направленно движущихся ионных остатков. Физическая природа возникновения тока ионов вполне эквивалентна таковой для эффекта светоиндуцированного тока (см., например, [17] и цитированную там литературу). В качестве конкретного механизма селективной по скоростям ионизации выступает здесь эффект сдувания электронов.

6. ВКЛАД РИДБЕРГОВСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ В ТРАНСПОРТНУЮ ЧАСТОТУ СТОЛКНОВЕНИЙ РИДБЕРГОВСКИХ АТОМОВ

Торможение «газа» ридберговских электронов в направленно движущихся РА приводит к торможению самих ридберговских атомов из-за действия на ионный остов кулоновской силы, обусловленной смещением электронов эффектом сдувания. С другой стороны, торможение РА в буферном газе характеризуется важной кинетической характеристикой — транспортной частотой столкновений. Обсудим вклад ридберговских электронов в эту характеристику.

Полная сила трения, действующая на ридберговский атом со стороны буферного газа, равна $\mathbf{F}_R = \mathbf{F}_I + \mathbf{F}_e$, где \mathbf{F}_I — сила трения, обусловленная столкновениями ионного остова с буферными частицами, а \mathbf{F}_e — добавочная сила, обусловленная трением электронного газа, которая в соответствии с формулой (13) дается выражением

$$\begin{aligned} \mathbf{F}_e &= \int \mathbf{F}(\mathbf{r}) d\mathbf{r} = -m_e \mathbf{u} \nu_e^{tr}(n, u), \\ \nu_e^{tr}(n, u) &= \int \nu_e^{tr}(v_n(\mathbf{r})) f(\mathbf{r}) d\mathbf{r}. \end{aligned} \quad (50)$$

Здесь учтено, что концентрация электронного «газа» внутри РА уже стала стационарной в соответствии со скоростью \mathbf{u} его направленного движения, поэтому интегральный поток электронов отно-

сительно РА обращается в нуль. Силу трения \mathbf{F}_R можно представить в виде

$$\mathbf{F}_R = -(\nu_I + \nu_R^e) M_R \mathbf{u}, \quad \nu_R^e = \frac{m_e}{M_R} \nu_e^{tr}(n, u), \quad (51)$$

ν_I — транспортная частота столкновений ионного остова, ν_R^e — добавка к транспортной частоте РА, обусловленная ридберговским электроном. Эта добавка содержит фактор $m_e/M_R \ll 1$, уменьшающий ее вклад. Если принять поляризационный механизм взаимодействия как РЭ, так и ионного остова с буферной частицей, то соотношение вкладов ионной и электронной компонент в транспортную частоту РА определяется только соотношением масс:

$$\frac{\nu_I}{\nu_R^e} = \sqrt{\frac{M_R(M_R + M_b)}{m_e M_b}}. \quad (52)$$

Здесь M_b — масса частицы буферного газа. Как видно из этой формулы, при $M_R, M_b \geq 10$ ат. ед. вклад электронной компоненты в транспортную частоту столкновений РА составляет не более одного процента и для многих задач его учет не важен. Исключения составляют задачи, связанные с эффектом светоиндуцированного дрейфа (СИД) ридберговских атомов при воздействии излучения, резонансного переходам между ридберговскими состояниями атомов. Поскольку эффект СИД регистрируется и при незначительных различиях транспортных характеристик комбинирующих состояний, поправки, связанные с вкладом РЭ, могут быть измерены. В этом случае полученные в настоящей работе результаты могут оказаться важными.

Таким образом, для ридберговских атомов транспортные характеристики, определяющие процессы переноса, практически целиком обусловлены ионным остатком, что вполне очевидно и без конкретных вычислений. Следовательно, изменение транспортной частоты столкновений атомов, связанное с возбуждением электрона в ридберговское состояние, обусловлено изменением закона взаимодействия с партнером по столкновению: от столкновения двух нейтральных частиц мы переходим к столкновению заряженного ионного остова с нейтральной буферной частицей. Очевидно, что транспортное сечение столкновений σ^{tr} при таком переходе увеличивается. Если для невозбужденного атома принять $\sigma_a^{tr} \approx 4\pi a_0^2$, то с учетом формулы (38), примененной к транспортному сечению ионного остова σ_I^{tr} , мы получим

$$\frac{\sigma_I^{tr}}{\sigma_a^{tr}} \approx 0.5 \frac{v_0}{u} \sqrt{\frac{m_e \beta}{\mu a_0^3}}, \quad \mu = \frac{M_R M_b}{M_R + M_b}. \quad (53)$$

При $\beta \sim a_0^3$, $u \sim 10^5$ см/с имеем $\sigma_I^{tr}/\sigma_a^{tr} \sim 10$, т.е. при возбуждении атома из основного в ридберговские состояния его транспортное сечение столкновений с нейтральными частицами увеличивается примерно на порядок.

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе мы рассмотрели задачу о внутренних характеристиках и кинетике РА в атмосфере буферного газа с использованием кинетического уравнения Больцмана, примененного непосредственно для электронов, находящихся в кулоновском поле атомного остатка. Возможность такого описания поведения связанных электронов показана в работе Питаевского [12], где рассмотрена задача о рекомбинации плазмы. Из результатов настоящей работы следует, что соответствующий подход оказывается очень плодотворным и при выяснении свойств как отдельных ридберговских атомов, селективно по энергии возбуждаемых из глубоко лежащих состояний, так и газа ридберговских атомов, находящегося в смеси с буферным газом.

В кинетике «газа» РЭ четко выделяются две стадии с момента возбуждения: на первой стадии осуществляется релаксация импульса (и момента импульса) РЭ, а на второй стадии — медленная диффузия по энергии. В данной работе мы ограничились рассмотрением первой стадии, и уже здесь получили ряд интересных, по нашему представлению, результатов. Мы нашли установившуюся функцию распределения РЭ по скоростям и внутриатомным координатам как покоящегося, так и движущегося РА относительно буферного газа, распределение электронной плотности по внутриатомным координатам и среднее распределение по скоростям. Удалось показать практическую выполнимость теоремы вириала. Выявлен и описан эффект сдувания электронов при движении РА. Следствием этого эффекта является возникновение скрытой поляризации газа РА, а при селективном по скоростям возбуждении (например, с помощью лазерного излучения) — макроскопической поляризации, которая проявляется в виде импульса тока смещения. При потере целостности РА из-за эффекта сдувания ток смещения преобразуется в обычный электрический ток, способный существовать и в стационарном режиме.

Скрытая и макроскопическая поляризации, ток смещения — все это относится к макроскопическим кинетическим свойствам газа РА. Таким образом, используемый нами подход позволил выявить не

только внутренние характеристики отдельных РА, но и свойства газа РА. Другим примером такого рода является вопрос о транспортной частоте столкновений РА, определяющей явления переноса для газа РА. Нами найден вклад РЭ в величину транспортной частоты столкновений РА.

Следующая стадия кинетики «газа» РЭ (диффузия по энергии) приведет как к деформации функции распределения РЭ, так и к необходимости учета новых процессов (ионизации, рекомбинации, ухода на более глубокие уровни и т.д.). Однако некоторые результаты предыдущего анализа не претерпят существенного изменения. В частности, это относится к эффектам скрытой и макроскопической поляризации, а также к вопросу о транспортной частоте столкновений РА.

Работа поддержана РФФИ (проект 01-02-17433) и Программой Министерства промышленности и науки «Физика квантовых и волновых процессов».

ЛИТЕРАТУРА

1. *Ридберговские состояния атомов и молекул*, под ред. Б. Даннинга, Р. Стеббинга, Мир, Москва (1985).
2. W. Demtröder, *Laser Spectroscopy. Basic Concepts and Instrumentation*, Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg-New York (1996).
3. T. F. Gallagher, *Rydberg Atoms*, Cambridge Univ. Press, New York (1994).
4. T. F. Gallagher, *Rep. Progr. Phys.* **51**, 143 (1988).
5. А. Хикман, Р. Олсон, Ж. Паскаль, в сб. *Ридберговские состояния атомов и молекул*, под ред. Б. Даннинга, Р. Стеббинга, Мир, Москва (1985), стр. 219.
6. М. Мацузава, в сб. *Ридберговские состояния атомов и молекул*, под ред. Б. Даннинга, Р. Стеббинга, Мир, Москва (1985), стр. 305.
7. И. М. Бетеров, П. Б. Лернер, *УФН* **159**, 665 (1989).
8. I. M. Beterov and I. I. Ryabtsev, *SPIE Proc.* **3485**, 275 (1998).
9. J. H. Hoogenraad and L. D. Noordam, *Phys. Rev. A* **57**, 4533 (1998).
10. И. Ш. Авербух, Н. Ф. Перельман, *УФН* **161**, 41 (1991).
11. E. Fermi, *Nuovo Chimento*, **11**, 157 (1934).
12. Л. П. Питаевский, *ЖЭТФ* **42**, 1326 (1962).

13. S. G. Rautian and A. M. Shalagin, *Kinetic Problems of Nonlinear Spectroscopy*, North-Holland, Amsterdam–New York–Oxford–Tokyo (1991).
14. А. А. Радциг, Б. М. Смирнов, *Параметры атомов и атомных ионов*, Энергоатомиздат, Москва (1986).
15. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Квантовая механика*, Наука, Москва (1989).
16. Б. М. Смирнов, *Физика слабоионизованного газа*, Наука, Москва (1972).
17. S. N. Atutov, K. A. Nasyrov, S. P. Pod'yachev, A. M. Shalagin, and O. A. Vostrikov, *Phys. Rev. A* **54**, 4279 (1996).