

УДК 535.33;533.9

ПЛАВНЫЙ ПЕРЕХОД ОТ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ К КОНТИНУУМУ В ПЛОТНОЙ ПЛАЗМЕ ВОДОРОДА

© 2016 г. Л. Г. Дьячков

Объединенный институт высоких температур РАН, Москва

E-mail: dyachk@mail.ru

Поступила в редакцию 13.03.2015 г.

Рассматривается проблема описания переходной области между линейчатым и сплошным спектрами излучения в водородной или водородоподобной плазме, которая наиболее интересна в случае плотной плазмы, когда переходная область становится достаточно широкой. Спектральные линии и континуум обычно рассчитываются в разных приближениях, поэтому возникает проблема их согласования и сшивки. В настоящее время стандартным подходом для этого является метод эффективных населенностей. В данной работе применяется другой подход, исключающий проблему сшивки дискретного и сплошного спектров, так как расчет обоих проводится в рамках одного приближения. Сравнение с экспериментальными данными для $N_e = 10^{15} - 10^{19} \text{ см}^{-3}$ показывает хорошее согласие с ними, при высоких плотностях существенно лучшее, чем дает метод эффективных населенностей, более того, данный подход можно рассматривать как обоснование последнего.

DOI: 10.7868/S0040364416010014

ВВЕДЕНИЕ

Проблема корректного описания переходной области между спектральной серией и примыкающим к ней континуумом обсуждается на протяжении многих лет. Соответствующая строгая теория отсутствует, поэтому применяются модельные подходы, в рамках которых дискретный и сплошной спектры рассчитываются в разных приближениях. Контуры спектральных линий нельзя определить без учета межчастичного взаимодействия, а для расчета сплошного спектра, как правило, достаточно приближения идеальной плазмы. Поэтому возникает проблема согласования и сшивки дискретного и сплошного спектров в некоторой переходной области. В разряженной плазме эта область узка и бывает достаточно учесть только сдвиг порога континуума, например по Инглису–Теллеру [1] (для плазмы многоэлектронных атомов предложены другие формулы [2, 3]), но в плотной плазме, когда от спектральной серии остается одна-две линии, переходная область может занимать существенную часть спектра и должна быть аккуратно прописана. Теория излучения в случае изолированного атома показывает плавный переход между средней плотностью сил осцилляторов спектральной серии $f_n/\Delta\omega$ ($\Delta\omega$ – промежуток между спектральными линиями) и плотностью сил осцилляторов $df/d\omega$ прилегающего континуума [4]. Поэтому на первый взгляд кажется, что достаточно просуммировать профили большого количества линий, которые в припороговой области, перекрываясь и сливаясь, обеспечат плавный пере-

ход в континуум. Однако такой подход не так прост и удобен, потому что требует расчета параметров уширения уже слившихся линий, а теория уширения разработана, строго говоря, для изолированных линий. Да и рассчитывать профили уже слившихся линий не имеет большого смысла, тем более что из физических соображений ясно, что самые верхние возбужденные состояния атома в плазме не реализуются вследствие межчастичных взаимодействий. Кроме того, возникают технические проблемы, например, “синие” крылья спектральных линий, простираясь за порог континуума, уносят определенную долю силы осциллятора и увеличивают тем самым интенсивность континуума в припороговой области, а в допороговой области, наоборот, появляется фиктивный провал в интенсивности, что было продемонстрировано в ряде работ, например, в [5]. Поэтому такой подход требует определенной “ручной” коррекции, как, например, в [6]. Нереализацию высоковозбужденных уровней связывают обычно либо с превышением размера орбиты электрона над средним межчастичным расстоянием, либо со снижением потенциального барьера для электрона в направлении действия плазменного микрополя. По существу происходит коллективизация возбужденных электронов, находящихся в поле сразу нескольких атомных остовов. Этот вопрос тесно связан с проблемой обрезания статсуммы атома в плазме. Строгое рассмотрение возбужденных состояний атома с учетом воздействия на них окружающих частиц или плазменных микрополей представляет собой чрезвычайно сложную многочастичную задачу. Обычно рассматривают

влияние микрополей на атом и переход от дискретного спектра к континууму с помощью простого модельного подхода, который разрабатывался и применялся во второй половине прошлого века многими авторами, начиная с Унзольда [7–15]. Интерес к нему не затухает и в 21-м веке, в частности, в связи с исследованиями неидеальной плазмы [16–21].

Этот метод известен как метод эффективных населенностей, а после работы [14] в англоязычной литературе он фигурирует как occupation probability method (OPM). Он основан на двух простых физически прозрачных предположениях: 1) уровень E_n исчезает, если квазистатическое (ионное) микрополе F превышает некоторое критическое значение $F_c(E_n)$, соответствующее положению уровня на вершине потенциального барьера, образованного суперпозицией поля F и поля взаимодействия внешнего электрона с атомным остовом (кулоновского в случае водорода); 2) сохранение плотности сил осцилляторов при замене связанно-связанного перехода свободно-связанным. При этом подбарьерный уровень полагается невозмущенным, во всех случаях невозмущенным также считается нижний уровень, порождающий спектральную серию и примыкающий к ней континуум. Вероятность реализации уровня E_n определяется интегралом

$$W(E_n) = \int_0^{F_c(E_n)} P(F) dF, \quad (1)$$

где $P(F)$ – функция распределения квазистатического микрополя. Эта же величина, очевидно, определяет ослабление интенсивности спектральной линии, излучаемой с данного уровня. Таким образом, континуум, примыкающий к спектральной серии, согласно второму предположению должен быть продолжен в предпороговую область с коэффициентом $1 - W(E)$.

Концепцию сохранения плотности сил осцилляторов в припороговой области можно рассматривать как экстраполяцию принципа спектроскопической устойчивости [22], известного для изолированных линий, на область слияния линий и преобразования их в континуум. Этот принцип заключается в сохранении полной интенсивности линии при ее уширении или расщеплении на компоненты и является следствием унитарности соответствующих преобразований. Спектроскопическая устойчивость припорогового спектра, хотя не имеет строгого доказательства в общем случае (она доказана в одночастичном потенциальном приближении [23]), в настоящее время является общепринятой в отношении слабонеидеальной плазмы и имеет многочисленные экспериментальные подтверждения. В явном или неявном виде она часто используется для сшивки дискретного и сплошного спектров [6, 9, 11, 12, 15, 24].

В работах [25, 26] предложен альтернативный метод расчета водородоподобного спектра, позволяющий вычислять его линейчатую и сплошную компоненты в рамках одной модели, исключая тем самым процедуру их сшивки. В данной работе этот метод с учетом некоторого усовершенствования применяется к расчету бальмеровских спектров дейтерия и плотной плазмы водорода для условий недавних экспериментов.

ТЕОРИЯ

Главное отличие метода [25, 26] от OPM заключается в следующем. В OPM сечения как связанно-связанных, так и связанно-свободных радиационных переходов вычисляются для изолированного атома, в то время как плазменные микрополя учитываются только при расчете вероятности реализации уровня (1). В данном методе сечения всех радиационных переходов вычисляются для атома, погруженного в квазистатическое ионное микрополе, которое в масштабах атома аппроксимируется однородным электрическим полем F , и расчет производится в параболических координатах. В такой задаче весь энергетический спектр формально является непрерывным, но обычно можно полагать, что нижнее состояние радиационных переходов спектральной серии и прилегающего континуума лежит достаточно глубоко под потенциальным барьером, образованным наложением поля F на кулоновское поле ядра, и не возмущено плазменным микрополем. Поэтому все радиационные переходы являются связанно-свободными. Таким образом, задача сводится к вычислению сечения фотоионизации или фоторекомбинации для атома водорода в однородном электрическом поле F в параболических координатах $\xi = r + z$ и $\eta = r - z$ ($r^2 = x^2 + y^2 + z^2$, ось z направлена по полю F). Движение электрона по ξ финитно, по η – инфинитно. Будем рассматривать сечение фотоионизации $\sigma(E, F)$, где E – энергия электрона в конечном состоянии ($E = 0$ соответствует порогу континуума для изолированного атома, т.е. при $F = 0$). В области ниже вершины потенциального барьера по координате η в сечении $\sigma(E, F)$ появляются резонансы, соответствующие штарковским компонентам спектральных линий.

Далее следует учесть функцию распределения ионного микрополя $P(F)$ и взаимодействие излучающего атома с электронами (уширение электронами штарковских компонент спектральных линий). Предполагая для простоты статистическую независимость взаимодействий с электронами и ионами, результирующее сечение фотоионизации можно записать в виде свертки

$$\sigma(E) = \iint \phi(E - E') \sigma(E', F) P(F) dE' dF, \quad (2)$$

где $\phi(E - E')$ – профиль электронного уширения. Сечение фотоионизации $\sigma(E, F)$ для основного состояния атома водорода в однородном электрическом поле рассчитано численно в работе [27], в квазиклассическом приближении оно вычислено в [28] и в [29–32]. В данной работе, как и в [25, 26], используется более компактный метод Кондратовича и Островского [29–32], в котором центробежные члены, следуя [33], выделены из фазовых интегралов, что позволяет последние выразить через гипергеометрические функции. Так как в экспериментальных исследованиях излучения водородной плазмы измерялся главным образом спектр Бальмера, в [25, 26] теория [29–32] обобщена на случай фотоионизации первого возбужденного состояния $n_0 = 2$. Это состояние предполагается невозмущенным, следовательно, начальное состояние можно характеризовать помимо главного $n_0 = 2$ орбитальным l_0 и магнитным m_0 квантовыми числами.

Основные уравнения теории даны в [25, 26]. Здесь приведем только выражение для эффективного сечения фотоионизации, показывающее его структуру:

$$\sigma(E) = \frac{1}{12} \sum_{l_0 m_0} \sum_{m n_1 n_2} \int_0^{F_c(E_{n_1 n_2 m})} \phi(E - E_{n_1 n_2 m}) \times \times \sigma_{n_1 n_2 m}^{l_0 m_0}(F) P(F) dF + \int_{E^2/4}^{\infty} Q(E, F) P(F) dF. \quad (3)$$

По начальным состояниям $l_0 m_0$ и поляризации фотона производится усреднение. Первый член в (3) является вкладом в сечение подбарьерных шарковских $n_1 n_2 m$ -резонансов (n_1, n_2 и m – параболические и магнитные квантовые числа верхнего состояния). Второй член – вклад надбарьерных континуумов, нижний предел интегрирования соответствует положению вершины самого нижнего потенциального барьера ($n_1 = 0$) для парциальных n_1 -волн. Возможность приближенного представления двойного интеграла (2) в виде (3) основана на резкой зависимости проходимости потенциального барьера как от E , так и от F . В подбарьерной области резонансы очень узкие и могут быть представлены δ -функциями, а вклад сплошного фона экспоненциально мал, и им можно пренебречь. Над барьером резонансы быстро затухают, и парциальные сечения $\sigma_{n_1 m}^{l_0 m_0}$ имеют вид относительно гладкого непрерывного спектра, здесь можно пренебречь электронным уширением. Вклад в интеграл по dF от узкой переходной области вблизи вершины барьера мал, и погрешность такого приближения в этой области практически не сказывается на конечном результате. Резонансы с фиксированной суммой $n_1 + n_2 + |m| + 1 = n$ являются компонентами спек-

тральной линии с верхним уровнем, соответствующим главному квантовому числу n .

В [25, 26] применялось довольно грубое приближение для электронного уширения. Профиль $\phi(E - E_{n_1 n_2 m})$ предполагался лоренцевским с ударной шириной, оцененной по простой формуле из [34], дающей одинаковую ширину для всех шарковских компонент линии $n_0 - n$. В данной работе используется метод, предложенный Ситонном [15]. Он основан на приближении Бете–Борна для бинарного взаимодействия излучающего атома с возмущающим электроном, обрезании по орбитальному моменту и аналитической аппроксимации профиля с учетом его нормировки на единицу. Эта нормировка обеспечивает правильную частотную зависимость как в ядре профиля, где она соответствует ударному приближению, так и на крыльях в переходной области к статическому приближению. Для существенно перекрывающихся линий этот метод неприменим, но для них и не требуется высокая точность, поэтому в таких случаях ударная ширина оценивалась по формуле из [34]. Метод расчета электронного уширения [15] применялся ранее в [35] при вычислении спектров плазмы дейтерия в магнитном поле.

Для функции распределения квазистатического микрополя $P(F)$ используется аналитическая аппроксимация [36] функции Хупера [37] с учетом зависимости распределения от плотности (упрощенный вариант метода [36] дан в [38]).

Спектральный коэффициент испускания ϵ_λ для бальмеровского спектра выражается через сечение фотоионизации (3) с помощью уравнения ионизационного равновесия и закона Кирхгофа. При учете реабсорбции интенсивность излучения вычисляется по формуле

$$J_\lambda = B_\lambda(T) [1 - \exp(-\epsilon_\lambda L / B_\lambda(T))], \quad (4)$$

где $B_\lambda(T)$ – функция Планка, L – длина оптического пути. Фоторекомбинация на уровне $n_0 \geq 3$, тормозное излучение и фотоприлипание вычислялись стандартным методом (см., например, [6]).

СРАВНЕНИЕ С ЭКСПЕРИМЕНТОМ

Сравним вначале расчет с хорошо известными данными прецизионных измерений интенсивности бальмеровского спектра водорода в стационарной стабилизированной стенкой дуге [39], где предполагалось равновесие свободных электронов с возбужденными уровнями атома $n \geq 4$, т.е. верхними уровнями переходов в серии Бальмера, начиная с линии H_β , хотя полного локального термодинамического равновесия (ЛТР) в дуге могло и не быть. Расчет спектра излучения в припороговой области проведен для условий такого частичного ЛТР на оси дуги при концентрации электронов $N_e = 9.3 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$ и температуре $T = 14100 \text{ К}$. Результаты расчета и эксперимента

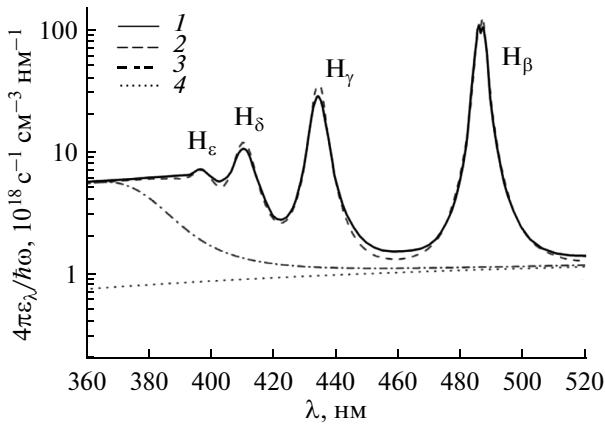


Рис. 1. Спектр излучения плазмы водорода при $N_e = 9.3 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $T = 14100 \text{ К}$: 1 – эксперимент [39] (стационарная стабилизированная стенкой дуга); 2 – данный расчет; 3 – фоторекомбинация на уровни $n_0 \geq 3$, тормозное излучение и фотоприлипание; 4 – надбарьерный континуум.

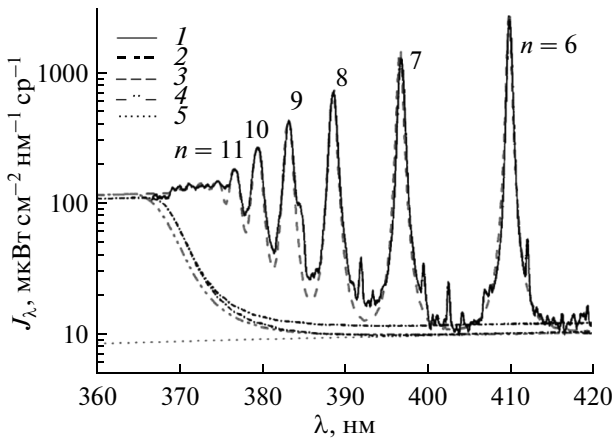


Рис. 2. Спектр излучения плазмы дейтерия в области бальмеровского порога 364.5 нм: 1 – эксперимент [40]; 2 – расчет фоторекомбинации в [40] по ОРМ при $L = 2 \text{ см}$, $N_e = 1.2 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $T = 1$ и 1.1 эВ ; 3 – данный расчет при $L = 2 \text{ см}$, $N_e = 1.25 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $T = 11000 \text{ К}$; 4 – надбарьерный континуум; 5 – фоторекомбинация на уровни $n_0 \geq 3$, тормозное излучение и фотоприлипание.

приведены на рис. 1, где показаны также надбарьерный континуум (второй член в (3)) и вклад фоторекомбинации на уровни $n_0 \geq 3$, тормозного излучения и фотоприлипания. Имеет место достаточно хорошее согласие теории с экспериментом. Незначительное отличие теоретического спектра от экспериментального связано, в первую очередь, с упрощенным подходом к расчету уширения спектральных линий. В частности, не учитывается динамика ионов, поскольку не преследовалась цель детального описания контуров линий.

Заметим, что структура спектра в данном подходе подобна той, что получается и при применении ОРМ. Вклад подбарьерных резонансов (первый член в (3)) аналогичен спектральным лини-

ям, ослабленным пропорционально (1), а вклад надбарьерного континуума – продолженному в предпороговую область с коэффициентом $1 - W(E)$ фотоионизационному континууму. Однако в данном методе расчета оба вклада вычисляются в рамках одной модели, и для их согласования нет необходимости предполагать сохранение плотности сил осцилляторов. Более того, оно получается в рамках этого метода само собой, и в этом смысле данный метод может служить обоснованием ОРМ.

Теперь применим этот метод к расчету спектров плазмы с плотностью на два порядка ниже [40] и на два порядка выше [41, 43], чем в [39].

В работе [40] проводились измерения излучения дейтериевой пристеночной плазмы в токамаке Alcator C-Mod. Припороговые спектры Бальмера получены из области вблизи внутреннего дивертора. Предполагалось, что в этой области $T \approx 1 \text{ эВ}$, $N_e \approx 1.2 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$, а ее размер L вдоль луча зрения составлял 2 см. Типичный спектр показан на рис. 2, здесь же представлены результаты расчета при $T = 11000 \text{ К}$, $N_e = 1.25 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$ и $L = 2 \text{ см}$. Они находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными. Надбарьерный континуум (кривая 4) близок к рассчитанному в [40] продленному в предпороговую область континууму фоторекомбинации для примерно тех же условий (две кривые 2).

Экспериментальное исследование спектров плотной плазмы чистого водорода в бальмеровской области выполнено в [41–43]. Плотная плазма с $N_e \sim 10^{19} \text{ см}^{-3}$ создавалась импульсным разрядом в закрытом кварцевом капилляре квадратного сечения $1 \times 1 \text{ мм}^2$ длиной 10 мм. Диагностика плазмы производилась на основе оптических измерений при $\lambda = 632.8 \text{ нм}$. Температурный профиль определялся из независимых измерений яркости и прозрачности на пяти расстояниях от центра капилляра: 0, 0.15, 0.25, 0.35 и 0.45 мм. По данным этих измерений и начальному давлению в капилляре находились профили плотности частиц и вычислялась интенсивность излучения из капилляра. При расчетах сечение капилляра разбивалось на пять зон шириной 0.1 мм, форма которых менялась от круглой в центре до квадратной на периферии, и полагалось, что в каждой зоне параметры плазмы неизменны. Детальное исследование было проведено для двух существенно различающихся условий горения разряда. При продолжительности импульса около 10 мкс генерировалась плазма с параметрами $N_e \approx 6 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $T \approx 18000 \text{ К}$. При более мощном, но коротком импульсе (3 мкс) удалось получить в центральной области капилляра плазму чистого водорода с $N_e \approx 1.5 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$ и $T \approx 23000 \text{ К}$. Ограничение длительности импульса связано с прогревом стенок капилляра и началом их испарения, что приводит к загрязнению плазмы.

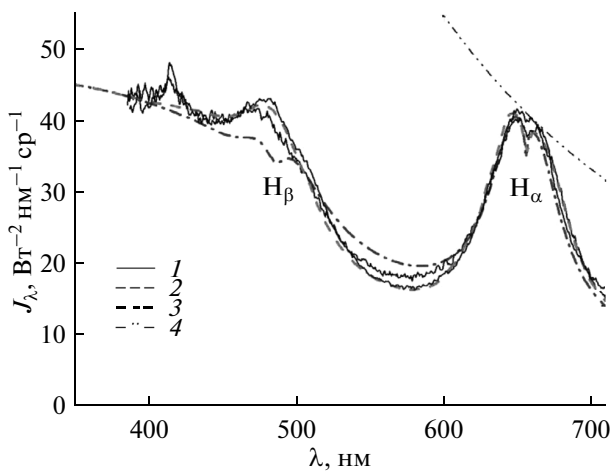


Рис. 3. Бальмеровский спектр излучения плотной плазмы водорода при $N_e \approx 6 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $T \approx 18000 \text{ К}$: 1 – эксперимент [41, 43], 2 – данный расчет, 3 – расчет по ОРМ, 4 – излучение черного тела при $T = 18000 \text{ К}$.

Спектральное распределение интенсивности излучения из средней части капилляра при $N_e \approx 6 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $T \approx 18000 \text{ К}$ в приближении пяти зон показано на рис. 3. При такой плотности в серии Бальмера явно видна только первая линия H_α , хотя вторая линия H_β также заметна. Во всей области рассматриваемого спектра, за исключением линии H_α , плазма является оптически прозрачной, что видно из сравнения с излучением черного тела. Тем не менее при вычислениях учет возможного самопоглощения по (4) производился. По данным расчетов [41, 43] в центральной зоне капилляра (шириной 0.1 мм) $N_e = 6.5 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $T = 17960 \text{ К}$. В пристеночной зоне средние значения этих параметров составляют $N_e = 1.2 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ и $T = 12890 \text{ К}$, но здесь они сильно изменяются в пределах зоны, так как в основном падение параметров от оси к стенке приходится именно на эту зону. Чтобы показать масштаб погрешности измерений и воспроизводимости результатов, на рис. 3 представлены две экспериментальные кривые, полученные в разных разрядах, соответствующих одинаковым условиям. О том, что в течение импульсного разряда загрязнение плазмы еще не происходит и плазма водорода остается достаточно чистой, свидетельствует очень малая интенсивность линии SiII 412.8 нм (при нагреве стенок капилляра именно кремний в первую очередь загрязняет плазму). При указанных условиях рассчитанная методом данной работы интенсивность излучения хорошо воспроизводит экспериментальные результаты, существенно лучше, чем вычисленная с применением ОРМ в [41, 43].

Погрешность экспериментальных данных в более коротком разряде при $N_e \approx 1.5 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$ и $T \approx 23000 \text{ К}$, по-видимому, значительно больше, чем при рассмотренных выше условиях. След-

ствие недостаточного пространственного разрешения в пристеночной области капилляра приближение пяти зон в этом случае оказывается слишком грубым, поэтому для данных условий расчет в работе не производился.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполнены расчеты бальмеровского спектра водородной и дейтериевой плазмы в широком диапазоне плотности электронов $N_e = 10^{15} - 10^{19} \text{ см}^{-3}$ методом, предложенным в [25, 26] и усовершенствованным в части учета электронного уширения. В этом методе атом водорода рассматривается в квазистатическом ионном микрополе и вычисления, как спектральных линий, так и континуума производятся в рамках одной модели в параболических координатах. Данный метод исключает процедуру сшивки линейчатого и сплошного спектров, для которой стандартным является метод эффективных населенностей (ОРМ), основанный на предположении о спектроскопической устойчивости припорогового спектра. Показано, что при умеренных плотностях $N_e \leq 10^{17} \text{ см}^{-3}$ предложенный метод дает такие же результаты, как и ОРМ (в пределах погрешности расчета и измерений), и, более того, его можно рассматривать как обоснование ОРМ. Но при высоких плотностях плазмы водорода $N_e \geq 10^{18} \text{ см}^{-3}$ его преимущество несомненно, так как он дает значительно более близкие к экспериментальным результаты, чем ОРМ.

Работа поддержана грантом Российского научного фонда (№ 14-50-00124).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Inglis D.R., Teller E. Ionic Depression of Series Limits in One-Electron Spectra // *Astrophys. J.* 1939. V. 90. № 4. P. 439.
2. Курочка Л.Н. Штарковское уширение водородных линий // *Астроном. журн.* 1967. Т. 44. С. 368.
3. Воробьев В.С. К расчету оптических свойств плазмы при повышенных давлениях // *ТВТ.* 1978. Т. 16. № 3. С. 464.
4. Fano U., Cooper J.W. Spectral Distribution of Atomic Oscillator Strengths // *Rev. Mod. Phys.* 1968. V. 40. № 3. P. 441.
5. Däppen W., Anderson L., Mihalas D. Statistical Mechanics of Partially Ionized Stellar Plasma: The Planck-Larkin Partition Function, Polarization Shifts, and Simulations of Optical Spectra // *Astrophys. J.* 1987. V. 319. P. 195.
6. Roberts J.R., Voigt P.A. The Calculated Continuous Emission of a LTE Hydrogen Plasma // *J. Res. Nat. Bur. Stand.* 1971. V. 75A. № 9. P. 291.
7. Unsöld A. Zur Berechnung der Zustandsummen für Atome und Ionen in einem teilweise ionisierten Gas // *Z. Astrophys.* 1948. B. 24. H. 4. S. 355.
8. Gündel H. Zustandssumme und Effektive Ionisierungsspannung Eines Atoms im Plasma und Mögli-

- chkeiten Ihrer Experimentellen Überprüfung. II. Experiment // Beitr. Plasmaphys. 1971. V. 11. H. 1. S. 1.
9. Гурович В.Ц., Энгельшт В.С. Спектр плазмы водорода у границы серии // ЖЭТФ. 1977. Т. 72. № 2. С. 445.
 10. Ruzdjak V., Vujnovic V. Statistically Extended Recombination Continuum and Line Dissolution in an Analysis of the Balmer Spectrum at the Line Merging Region // Astron. Astrophys. 1977. V. 54. № 3. P. 751.
 11. Гурович В.Ц., Спекторов В.Л., Энгельшт В.С. О вырождении спектральных серий в плазме водорода // ТВТ. 1979. Т. 17. № 6. С. 1128.
 12. Sevastyanenko V. The Influence of Particles Interaction in Low-Temperature Plasma on its Composition and Optical Properties // Contrib. Plasma Phys. 1985. V. 25. № 2. P. 151.
 13. Гаврилов В.Е., Гаврилова Т.В. Растворение спектральных линий сложных атомов в слабонеидеальной плазме // Опт. и спектр. 1987. Т. 63. № 4. С. 727.
 14. Hummer D.G., Mihalas D. The Equation of State for Stellar Envelopes. I. An Occupation Probability Formalism for the Truncation of Internal Partition Function // Astrophys. J. 1988. V. 331. № 2. P. 794.
 15. Seaton M.J. Atomic Data for Opacity Calculations: XIII. Line Profiles for Transitions in Hydrogenic Ions // J. Phys. B. 1990. V. 23. № 19. P. 3255.
 16. Фортвов В.Е., Храпак А.Г., Якубов И.Т. Физика неидеальной плазмы. М.: Физматлит, 2004. 528 с.
 17. Калиткин Н.Н., Козлитин И.А. Микрополевая модель квазинезависимых частиц и неидеальная плазма // Физика плазмы. 2011. Т. 37. № 2. С. 214.
 18. Хомкин А.Л., Дьячков Л.Г., Шумихин А.С. Исследования неидеальной плазмы на страницах ТВТ за последние 50 лет (1963–2012). Библиографический обзор // ТВТ. 2013. Т. 51. № 3. С. 326.
 19. Бобров А.А., Зеленер Б.Б., Зеленер Б.В., Хухлуха Д.Р. Влияние неидеальности на коэффициент столкновительной рекомбинации в ультрахолодной плазме // ТВТ. 2013. Т. 51. № 5. С. 685.
 20. Быстрый Р.Г., Лавриненко Я.С., Ланкин А.В., Морозов И.В., Норман Г.Э., Саитов И.М. Флуктуации давления в неидеальной невырожденной плазме // ТВТ. 2014. Т. 52. № 4. С. 494.
 21. Федорович О.А. Экспериментальное исследование оптических свойств неидеальной плазмы в диапазоне концентраций электронов $10^{17} \text{ см}^{-3} < N_e < 10^{22} \text{ см}^{-3}$ // ТВТ. 2014. Т. 52. № 4. С. 524.
 22. Левинсон И.Б., Никитин А.А. Руководство по теоретическому вычислению интенсивности линий в атомных спектрах. Л.: ЛГУ, 1962.
 23. Дьячков Л.Г. Сохранение плотности сил осцилляторов спектральной серии в одночастичном потенциальном приближении // Опт. и спектр. 1986. Т. 61. № 5. С. 688.
 24. Radtke R., Günther K., Spanke R. Study of Balmer Spectrum of Hydrogen from a High-Pressure Arc Discharge. II. Comparison of Experiment and Theory // Contrib. Plasma Phys. 1986. V. 26. № 2. P. 151.
 25. Дьячков Л.Г., Кобзев Г.А., Панкратов П.М. Преобразование водородного линейчатого спектра в непрерывный в плазменных микрополях // Опт. и спектр. 1987. Т. 63. № 2. С. 250.
 26. D'yachkov L.G., Kobzev G.A., Pankratov P.M. The Hydrogen Balmer Spectrum in the Near-Threshold Region: Unified Semiclassical Calculation of Line and Continuum Contributions // J. Phys. B. 1988. V. 21. № 10. P. 1939.
 27. Luc-Koenig E., Bachelier A. Systematic Theoretical Study of the Stark Spectrum of Atomic Hydrogen. II. Density of Oscillator Strengths. Comparison with Experimental Absorption Spectra in Solid-State and Atomic Physics // J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 1980. V. 13. № 9. P. 1769.
 28. Harmin D.A. Hydrogenic Stark Effect: Properties of the Wave Functions // Phys. Rev. A. 1981. V. 24. № 3. P. 2491.
 29. Кондратович В.Д., Островский В.Н. Фотоионизация водородоподобного атома в однородном электрическом поле // ЖЭТФ. 1980. Т. 79. № 2. С. 395.
 30. Кондратович В.Д., Островский В.Н. Резонансная структура сечения фотоионизации атома водорода в электрическом поле // ЖЭТФ. 1982. Т. 83. № 4. С. 1256.
 31. Kondratovich V.D., Ostrovsky V.N. Resonance and Interference Phenomena in the Photoionisation of a Hydrogen Atom in a Uniform Electric Field: I. Resonances Below and Above the Potential Barrier // J. Phys. B. 1984. V. 17. № 10. P. 1981.
 32. Kondratovich V.D., Ostrovsky V.N. Resonance and Interference Phenomena in the Photoionisation of a Hydrogen Atom in a Uniform Electric Field: II. Overlapping Resonances and Interference // J. Phys. B. 1984. V. 17. № 10. P. 2011.
 33. Друкарев Г.Ф. Высоковозбужденные состояния атома водорода в электрическом поле // ЖЭТФ. 1978. Т. 75. № 2(8). С. 473.
 34. Лисица В.С. Штарковское уширение линий водорода в плазме // УФН. 1977. Т. 122. № 3. С. 449.
 35. Новиков В.Г., Воробьев В.С., Дьячков Л.Г., Никифоров А.Ф. Влияние магнитного поля на излучение неравновесной плазмы водорода и дейтерия // ЖЭТФ. 2001. Т. 119. № 3. С. 509.
 36. D'yachkov L.G. Approximation for the Probabilities of the Realization of Atomic Bound States in a Plasma // JQSRT. 1998. V. 59. № 1/2. P. 65.
 37. Hooper C.F., Jr. Low-Frequency Component Electric Microfield Distributions in Plasmas // Phys. Rev. 1968. V. 165. № 1. P. 215.
 38. Дьячков Л.Г. К расчету вероятности разрушения связанных состояний атома в плазменных микрополях // ТВТ. 1997. Т. 35. № 5. С. 823.
 39. Wiese W.L., Kelleher D.S., Paquette D.R. Detailed Study of the Stark Broadening of Balmer Lines in a High-Density Plasma // Phys. Rev. A. 1972. V. 6. № 3. P. 1132.
 40. Terry J.L., Lipschultz B., Pigarov A.Yu., Krashenninovic S.I., LaBombard B., Lumma D. Volume Recombination and Opacity in Alcator C-Mod Divertor Plasmas // Phys. Plasmas. 1998. V. 5. № 5. P. 1759.
 41. Гаврилова Т.В., Аверьянов В.П., Витель И., Дьячков Л.Г., Куриленков Ю.К. Спектр поглощения плотной плазмы водорода в области серии Бальмера // Опт. и спектр. 1997. Т. 82. № 5. С. 757.
 42. Гаврилова Т.В., Аверьянов В.П., Витель И., Дьячков Л.Г., Куриленков Ю.К. Оптические спектры плазмы водорода при концентрациях электронов свыше 10^{19} см^{-3} // Опт. и спектр. 2001. Т. 91. № 5. С. 709.
 43. Vitel Y., Gavrilova T.V., D'yachkov L.G., Kurilenkov Yu.K. Spectra of Dense Pure Hydrogen Plasma in Balmer Area // JQSRT. 2004. V. 83. № 3–4. P. 387.