

Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

Л. Г. Дьячков, Г. А. Кобзев, П. М. Панкратов, Анализ экспериментальных данных по непрерывному излучению плотной плазмы инертных газов, *ТВТ*, 1996, том 34, выпуск 6, 867–876

<https://www.mathnet.ru/tvt2822>

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением

<https://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 18.97.14.82

29 апреля 2025 г., 06:56:34



УДК 533.9

АНАЛИЗ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ ПО НЕПРЕРЫВНОМУ ИЗЛУЧЕНИЮ ПЛОТНОЙ ПЛАЗМЫ ИНЕРТНЫХ ГАЗОВ

© 1996 г. Л. Г. Дьячков, Г. А. Кобзев, П. М. Панкратов

Объединенный институт высоких температур РАН, Москва

Поступила в редакцию 09.08.95 г.

Рассмотрены экспериментальные данные по непрерывным радиационным спектрам плазмы неона, аргона, криптона и ксенона, полученные в течение последних 30 лет. Проанализирована их согласованность между собой и с расчетом, а также зависимость оптических характеристик от параметров плазмы. Расчет выполнен в квазиклассическом приближении методом квантового дефекта с учетом влияния межчастичного взаимодействия, приводящего к сдвигу и сглаживанию порогов фотоионизации. Получено хорошее согласие расчета и эксперимента в случае умеренно плотной плазмы ($n_e = 10^{16} - 10^{18} \text{ см}^{-3}$). Отмечена тенденция к уменьшению экспериментальных данных по сравнению с расчетом при больших плотностях.

В течение нескольких последних десятилетий выполнено большое количество экспериментальных исследований сплошных спектров плотной плазмы инертных газов в области инфракрасного, видимого и ближнего ультрафиолетового излучений. Наиболее подробно изучена плазма аргона, значительное внимание уделялось также ксенону. Для создания плазмы использовались различные источники, в основном стационарная или импульсная каскадная дуга и ударная труба. Исследована область температур $T = (1-2) \times 10^4 \text{ К}$, давлений $P = 10^5 - 10^8 \text{ Па}$ и концентраций электронов $n_e = 10^{16} - 10^{20} \text{ см}^{-3}$.

Целью данной работы является систематизация и анализ имеющихся экспериментальных данных. Попытки сделать такой анализ предпринимались и ранее [1–3]. В [2] для аргона при сравнительно небольших плотностях плазмы отмечена тенденция к увеличению отношения измеренного коэффициента поглощения к расчетному, т.е. экспериментального ξ -фактора с ростом плотности плазмы. При больших плотностях в [1] указывалось на снижение ξ -фактора ксенона, такой же эффект предсказывался для аргона при еще не достигнутых к тому времени плотностях. В [3] констатируется падающая плотностная зависимость ξ -фактора для ксенона и аргона при высоких плотностях, а при умеренных ($n_e < 10^{18} \text{ см}^{-3}$) отмечено превышение экспериментальных результатов над расчетными.

В данной работе проанализированы экспериментальные данные по излучению плазмы неона, аргона, криптона и ксенона, полученные за последние 30 лет (около 50 работ). Наиболее подробно рассмотрены многочисленные данные по плазме умеренных плотностей ($n_e < 10^{18} \text{ см}^{-3}$), их

согласие между собой и с расчетом. Прежде чем переходить к рассмотрению экспериментальных данных, опишем кратко использованный метод расчета (его более подробное описание дано в отдельной работе).

Метод расчета. Для расчета оптических свойств низкотемпературной плазмы обычно применяются простые полуэмпирические методы, так как более точные и сложные приводят к громоздким вычислительным процедурам и неоправданным затратам машинного времени. Наиболее часто используются различные приближения метода квантового дефекта (МКД) [4]. В [5] этим методом вычислены сечения фотоионизации в приближении малой энергии конечного состояния по сравнению с энергией начального связанного состояния. Чтобы упростить вычисление суммарного фотоионизационного (фоторекомбинационного) континуума, в [6] численные данные [5] аппроксимированы простыми соотношениями и после замены суммы по главному квантовому числу интегралом получено аналитическое выражение для коэффициента поглощения (излучения), которое часто называют интегральной формулой. Более корректно, чем в [5], сечения фотоионизации возбужденных состояний атомов инертных газов вычислены в [7], а полный фотоионизационный спектр получен непосредственным суммированием вкладов различных состояний. Аналогичный расчет для инертных газов, но другим методом выполнен в [8]. Волновые функции начальных и конечных состояний вычислялись численным интегрированием уравнения Шредингера с потенциалом Томаса–Ферми, модифицированным масштабным параметром и поляризационным членом. Масштабный параметр подбирался для каждого состояния таким образом,

чтобы его энергия соответствовала экспериментальному значению. Результаты в целом оказались близки к МКД-расчету [5], различие не превышало 30%.

В данной работе расчеты выполнены новым простым аналитическим методом, основанным на квазиклассической теории квантового дефекта [9–14]. Сечения фотоионизации вычислялись согласно [14] с учетом обобщения на случай jl -связи, характерной для возбужденных состояний атомов инертных газов. При этом оказалось, что расчет сечений может быть существенно упрощен и ускорен практически без потери точности, если вычисление радиальных матричных элементов дипольных переходов проводить с помощью асимптотического разложения по малому параметру $\beta \sim E_c/\omega^{2/3}$ с точностью до линейного члена, где ω – частота излучения, E_c – среднее арифметическое значение начальной и конечной энергий электрона. В случае водородоподобного атома, т.е. при нулевых квантовых дефектах, главный член асимптотического разложения ($\sim \beta^0$) соответствует приближению Крамерса. Асимптотическое представление с учетом только главного члена использовалось ранее для вычисления сечения тормозного излучения [12] и вывода интегральной формулы [11]. Более точная интегральная формула с учетом линейного члена ($\sim \beta$) была затем получена в [13].

Для коэффициентов, определяющих угловую часть матричных элементов и выражающихся через $6j$ -символы, найдена единая, удобная для компьютерных вычислений формула, охватывающая все возможные случаи, разрешенные правилами отбора.

Коэффициент поглощения вычислялся для спектральной области $0.2 \text{ мкм} < \lambda < 1 \text{ мкм}$ суммированием сечений фотоионизации, умноженных на заселенности соответствующих уровней. Сумма бралась по всем состояниям с энергией связи больше некоторого граничного значения E_0 . Для аргона, криптона и ксенона $E_0 = 0.065 \text{ Ry}$, для неона $E_0 = 0.0627 \text{ Ry}$. В этом случае, например для аргона, суммирование проводится по всем уровням конфигураций $4s, 5s, 6s, 4p, 5p, 3d, 4d, 4s', 5s', 6s', 4p', 5p', 3d', 4d'$ – всего по 56 уровням с учетом расщепления по квантовым числам K и J . Фотоионизация остальных возбужденных состояний учитывается интегральной формулой вместе со свободно-свободными переходами. Интегральная формула [13] модифицирована с учетом мультиплетного расщепления в случае jl -связи и наличия смещенной серии уровней.

Необходимые для расчета значения энергетических уровней атомов взяты из [15, 16]. При отсутствии данных по смещенным уровням брались усредненные по мультиплету значения, сдвинутые относительно соответствующего среднего

(по мультиплету) уровня основной серии на величину, равную энергии возбуждения родительского иона в состоянии, порождающее смещенную серию.

На рис. 1 вычисленный описанным методом фотоионизационный спектр атома ксенона сравнивается с расчетами [7, 8]. Коэффициент поглощения (без учета вынужденного излучения) выражен через ξ^{bf} -фактор

$$K_{\lambda}^{bf} = \frac{2\alpha^4 k T \lambda^3}{3^{3/2} \pi^2 e^2} n_a \frac{\Sigma_i}{\Sigma_a} \times \exp\left(-\frac{I}{kT}\right) \left[\exp\left(\frac{hc}{\lambda kT}\right) - 1 \right] \xi^{bf}, \quad (1)$$

где α – постоянная тонкой структуры; n_a и I – концентрация и энергия ионизации атома; Σ_a и Σ_i – статсуммы атома и иона соответственно.

Определение ξ^{bf} -фактора в [7, 8] отличается от (1) множителем γ_i вместо Σ_i , где γ_i – статвес основного состояния родительского иона, который в [7, 8] и во многих других работах принимался равным шести; поэтому результаты расчетов [7, 8] показаны на рис. 1 с учетом корректирующего фактора¹ $6/\Sigma_i$. Как видно из рисунка, все три расчета хорошо согласуются между собой. Такое же согласие получено для криптона, аргона и неона.

Экспериментальные данные часто сравнивают с [7, 8], но корректное сравнение можно сделать только для частот выше порога фотоионизации первого возбужденного p -состояния² (для ксенона при $\lambda < 500 \text{ нм}$), так как в [7, 8] не учитывались сдвиги порогов вследствие межчастичного взаимодействия в плазме и слияния линий в припороговой области. Фактически расчеты [7, 8] соответствуют условию $n_e \rightarrow 0$. Необходимо отметить, что даже при умеренных плотностях корректный расчет спектра в припороговой области является весьма непростой задачей. Например, в [17] фотоионизация аргона учитывалась по [8],

¹ Фактор Σ_i в (1) подразумевает, что свободно-связанные переходы происходят в поле остаточного иона, находящегося в произвольном состоянии, а фактор γ_i – только в основном. При рассматриваемых температурах вклад в статсумму иона дают фактически только два уровня основного дублета 2P . Значение $\gamma_i = 6$ соответствует этому дублету без учета расщепления. Но значение расщепления, например, для Xe^+ составляет 1.3 эВ, что соответствует температуре $\sim 15100 \text{ K}$. В результате статсумма оказывается заметно меньше шести. Например, для Xe^+ $\Sigma_i = 4.44$ при $T = 10000 \text{ K}$. Таким образом, подстановка $\gamma_i = 6$ вместо Σ_i является довольно грубым приближением, а более правильное определение β^{bf} дает (1).

² Пороги s -состояний (на рис. 1 порог $6s$ ксенона находится при $\lambda = 325 \text{ нм}$) очень слабые (их значение меньше экспериментальной погрешности) и обычно не принимаются во внимание.

а в припороговой области вклад линий вычислялся непосредственным перебором всех линий из [18] с учетом доплеровского и дисперсионного уширений. Простейший вариант учета квазиконтинуума слившихся линий – это сдвиг порога фотоионизации по Инглису–Теллеру [19]. В реальных условиях происходит не только сдвиг, но и значительная деформация порога, дискретный спектр постепенно преобразуется в сплошной. Подробно этот вопрос изучен экспериментально и теоретически только для водорода [20–24].

В данной работе для описания сплошного спектра в припороговой области применяется модель эффективных заселенностей атомных уровней в плазменных микрополях [22, 25–31]. В направлении действия микрополя на электрон, находящийся в поле атомного остатка, образуется потенциальный барьер, и, если электрон оказывается над его вершиной, уровень перестает существовать. Таким образом, дискретный уровень реализуется с некоторой меньшей единицы вероятностью W , зависящей от функции распределения плазменных микрополей, и пропорционально W ослабляются спектральные линии, излучаемые с этого уровня.

Для каждого члена спектральной серии, сходящейся к данному порогу, величина $1 - W$ означает вероятность появления состояний непрерывного спектра вместо верхнего состояния перехода и соответственно вероятность появления сплошного радиационного спектра вместо линии. Будем продлевать фотоионизационный континуум в длинноволновую сторону с коэффициентом $1 - W$. Очевидно, что вблизи невозмущенного порога $W \rightarrow 0$, а удаляясь от него, $W \rightarrow 1$. В результате порог сдвигается и сглаживается. Поскольку к порогу фотоионизации может сходить несколько спектральных серий, соответствующая каждой серии часть фотоионизационного континуума экстраполируется со своим коэффициентом $1 - W$.

В основе такой процедуры экстраполяции лежит предположение о сохранении плотности сил осцилляторов в припороговой области спектральной серии. Для плазмы водорода умеренной плотности ($n_e \sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$) оно имеет экспериментальное подтверждение, а в рамках одночастичного потенциального приближения – теоретическое [23, 32]. В рамках модели слияния уширенных линий сохранение плотности сил осцилляторов можно рассматривать как результат применения принципа спектроскопической устойчивости [33], известного для изолированных линий, к линиям перекрывающимся. Такая точка зрения в отношении слабонеидеальной плазмы широко распространена [6, 22, 30]. Для плотной плазмы этот вопрос является дискуссионным [1, 23, 34–36].

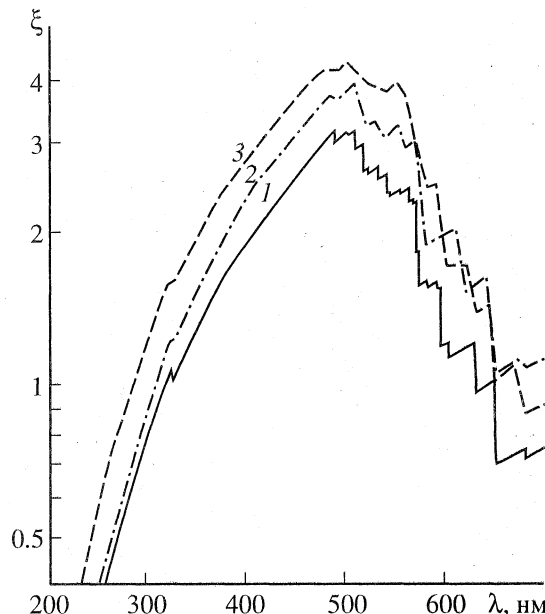


Рис. 1. β^{bf} -фактор для ксенона. Сравнение аналитического расчета в квазиклассическом приближении – 1 с численными расчетами [8] – 2 и [7] – 3 для $T = 10000 \text{ К}$.

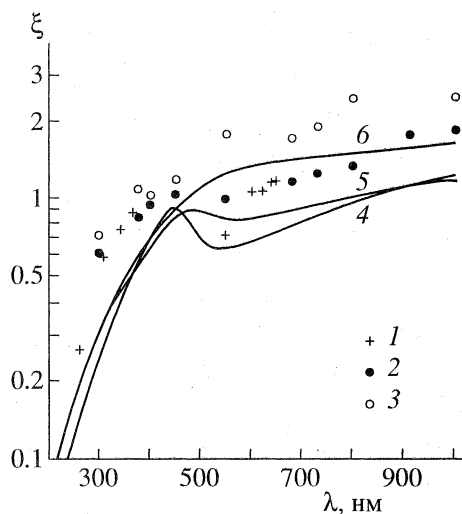


Рис. 2. ξ -фактор для неона. Эксперимент: 1 – [43] ($T = 14680 \text{ К}$, $n_e = 3.79 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$), 2 и 3 – [83] ($T = 21000 \text{ К}$, 2 – $n_e = 1.4 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$; 3 – $n_e = 1.1 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$). Кривые 4–6 – квазиклассический расчет для экспериментальных условий 1–3 соответственно.

Для аппроксимации W возьмем эмпирическую зависимость [37, 38]

$$W(\chi) = \begin{cases} 1.06 \exp(-4.26\chi), & 0.03 \leq \chi \leq 0.1 \\ 1.33 \exp(-6.56\chi), & 0.1 \leq \chi \leq 0.5, \end{cases} \quad (2)$$

где $\chi = 1.168 \times 10^{-15} n_e^{2/3} (nm^*)^2$, n и n^* – главное и эффективное главное квантовые числа (n_e – в см^{-3}),

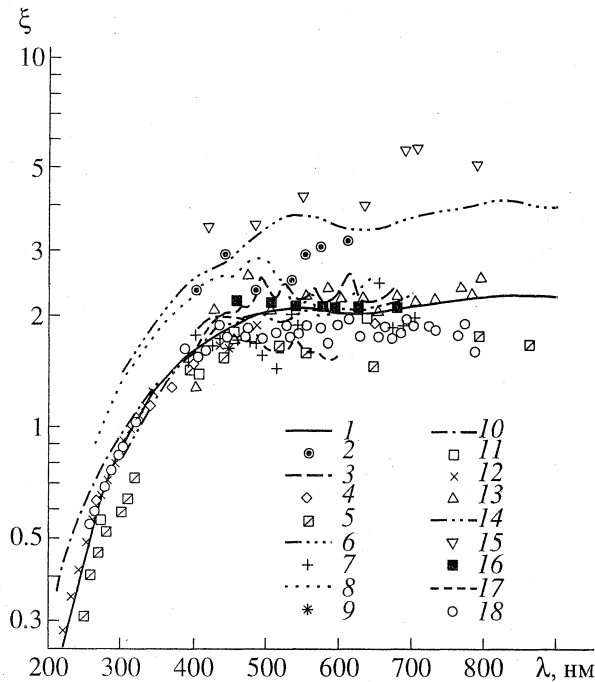


Рис. 3. ξ -фактор для аргона. 1 – квазиклассический расчет, $T = 13000$ К, $n_e = 1.09 \times 10^{17}$ см $^{-3}$. Эксперимент: 2 – [40] ($T = 11900 - 12600$ К, $n_e = (1.8 - 3.3) \times 10^{17}$ см $^{-3}$), 3 – [42] ($T = 11990$ К, $P = 1$ атм), 4 – [43] ($T = 13700$ К, $n_e = 1.83 \times 10^{17}$ см $^{-3}$), 5 – [44] ($T = 12000$ К, $n_e = 6.6 \times 10^{16}$ см $^{-3}$), 6 – [45] ($T = 12300$ К, $P = 5$ атм), 7 – [47] ($T = 13800$ К, $n_e = 1.43 \times 10^{17}$ см $^{-3}$), 8 – [50] ($T = 13000$ К, $n_e = 2.41 \times 10^{17}$ см $^{-3}$), 9 – [51] ($T = 10500 - 12500$ К, $n_e = (0.4 - 1.7) \times 10^{17}$ см $^{-3}$), 10 – [52] ($T = 16900$ К, $P = 1$ атм), 11 – [53] ($T = 13200$ К, $n_e = 1.2 \times 10^{17}$ см $^{-3}$), 12 – [55, 56] ($\lambda \geq 430$ нм – [55], $T = 13780$ К, $n_e = 2.07 \times 10^{17}$ см $^{-3}$; $\lambda \leq 340$ нм – [56], $T = 12760$ К, $n_e = 1.36 \times 10^{17}$ см $^{-3}$), 13 – [58] ($T = 13000$ К, $n_e = 1.09 \times 10^{17}$ см $^{-3}$), 14 – [61] ($T = 13800$ К, $n_e = 1.44 \times 10^{17}$ см $^{-3}$), 15 – [62, 65] ($T = 17000$ К, $n_e = 2.54 \times 10^{17}$ см $^{-3}$), 16 – [63] ($T = 20000$ К, $n_e = 1.8 \times 10^{17}$ см $^{-3}$), 17 – [64] ($T = 10000 - 12500$ К, $n_e = (0.42 - 1.5) \times 10^{17}$ см $^{-3}$), 18 – [66] ($T = 13500$ К, $n_e = 3.1 \times 10^{17}$ см $^{-3}$).

которую экстраполируем на область $0.01368 \leq \chi \leq 2$ и положим $W = 1$ при $\chi < 0.01368$ и $W = 0$ при $\chi > 2$. Квантовые числа n и n^* верхнего состояния рассматриваем как непрерывные функции энергии $n^* = (Ry/E)^{1/2}$, $n = n^* + \mu$, где μ – квантовый дефект.

Анализ экспериментальных данных. Мы проанализировали результаты практически всех измерений непрерывного излучения плазмы инертных газов, выполненные за последние 30 лет [39–83]. Наибольшее количество экспериментов проведено с аргоном [39–68], значительное внимание уделялось также ксенону [40, 51, 65, 68–79], всего

в нескольких работах изучались криптон [40, 51, 68, 80, 81] и неон [43, 82, 83]. Наиболее часто в качестве источника плазмы использовались стационарная или импульсная стабилизированная стенкой дуги [39, 41–45, 47–49, 52, 53, 55–57, 61, 66, 73, 80]. Во многих экспериментах плазма генерировалась в результате сжатия и разогрева газа ударной волной [40, 50, 51, 59, 60, 64, 67, 72, 74–76, 81]. Применялась также стабилизированная потоком газа [63] или свободно горящая [58, 69] дуга, импульсные разряды в запаянных трубках [46, 62, 65, 68, 71, 77, 78, 83].

Результаты многих из этих исследований показаны в зависимости от длины волны λ на рис. 2, 3, 5, 6 для неона, аргона, криптона и ксенона соответственно и в зависимости от n_e на рис. 4, 7 для аргона и ксенона. Там же приводятся результаты квазиклассического расчета по описанной выше методике. Все данные приведены к единому виду и представлены ξ -фактором, определенным следующим соотношением:

$$K_\lambda = \frac{4(2\pi)^{1/2} e^6 \lambda^3}{3hc^4 (3m^3 kT)^{1/2} n_e^2 \xi} \exp\left(\frac{hc}{\lambda kT}\right). \quad (3)$$

В отличие от (1), в (3) учтен вклад свободно-свободных переходов, концентрация атомов выражена через n_e^2 по формуле Саха.

В некоторых работах (см., например, [3, 44, 63, 72]) следуя [6], ξ -фактор определяют различным образом для $\lambda < \lambda_g$ и $\lambda > \lambda_g$, где λ_g – некоторая граничная длина волны. Необходимость во введении λ_g возникает при теоретических расчетах по интегральной формуле [6, 11, 13]. Но для представления экспериментальных данных или расчетных суммарных спектров введение λ_g не обязательно (введение λ_g позволяет избежать падения ξ -фактора при малых λ , как на рис. 1–3, 5, 6). Кроме того, в правую часть (3) может быть включен множитель

$$\exp[(\hbar\Delta\omega - \Delta I)/T], \quad (4)$$

который учитывает оптический сдвиг порогов фотоионизации $\Delta\omega$ и снижение энергии ионизации ΔI атома в плазме [3, 63]. Если $\Delta\omega$ и ΔI рассчитывать по Инглису–Теллеру [19] и Дебаю–Хюккелю [84] соответственно, то в широком диапазоне условий ($n_e < 10^{19}$ см $^{-3}$), характерных для подавляющего большинства рассматриваемых экспериментов, значение (4) близко к 1.2. Поэтому учет (4) в (3) привел бы к умножению всех данных на рис. 2–7 примерно на один и тот же множитель. С увеличением плотности ΔI растет быстрее, чем $\hbar\Delta\omega$, и при $n_e \sim 3 \times 10^{19}$ см $^{-3}$ эти две величины, вычисленные по указанным моделям, становятся одинаковыми и компенсируют друг друга. Учитывая сказанное, в данной работе множитель (4) при

определении ξ -фактора по (3) для простоты не принимался во внимание (в большинстве экспериментальных работ ξ -фактор определялся без учета (4)).

Неон. Непрерывное излучение плазмы неона исследовалось в [43, 82, 83]. В [82] приведены результаты измерения сдвига порога фотоионизации в зависимости от плотности плазмы, а в [43, 83] даны спектральные характеристики, полученные в каскадной дуге [43] и в импульсных разрядах через кварцевую трубку [83]. Экспериментальные точки из [43, 83] на рис. 2 соответствуют трем различным режимам, для каждого из которых выполнен расчет. Хотя расчет дает несколько более низкие значения ξ -фактора, в целом он неплохо показывает эволюцию спектра в припороговой области с ростом плотности плазмы (температурная зависимость, как следует из эксперимента и расчета, невелика и явно проявляется только при малых λ). При малых плотностях в припороговой области наблюдается минимум ($\lambda = 450\text{--}600$ нм), который исчезает с увеличением n_e .

Аргон. Для аргона имеется наиболее богатый экспериментальный материал [39–68]. В этом случае можно достаточно подробно проанализировать результаты измерений и сделать обоснованные выводы. В первую очередь рассмотрим эксперименты, выполненные в плазме умеренной плотности ($P \sim 10^5$ Па, $n_e \sim 10^{17}$ см⁻³), при которой уменьшение ξ -фактора, обсуждавшееся в [1, 3], еще заведомо не происходит. Именно в таких условиях выполнено большинство измерений. Результаты многих из них [40, 42–45, 47, 50–53, 55, 56, 58, 61, 62–66] показаны на рис. 3. Хотя невозможно нанести на один график все имеющиеся экспериментальные точки, рис. 3 дает в целом достаточно полное представление о массиве экспериментальных данных.

Наличие большого числа экспериментальных точек для аргона позволяет сделать некоторые выводы уже на основании чисто статистических соображений, даже не рассматривая методику измерений и диагностики. Из рис. 3 видно, что результаты большинства измерений [42, 43, 47, 51–53, 55, 56, 58, 61, 63, 64, 66] образуют достаточно компактный массив. При $\lambda > 400$ нм разброс составляет $\pm 25\%$ от некоторого среднего значения, а при $\lambda < 400$ нм – не более $\pm 10\%$. Превышение результатов [52] над [43, 49, 56, 61, 66] при $\lambda \leq 300$ нм связано с температурной зависимостью ξ -фактора. В этой спектральной области она достаточно заметная, что отражают также расчеты [7, 8]. При $\lambda > 400$ нм температурная зависимость ξ -функции слабая, а разброс данных обусловлен в первую очередь, по-видимому, неоднозначным решением задачи отделения вклада спектральных линий (см. также [64]). Характерно, что в области $\lambda < 400$ нм, где сильные линии отсутствуют,

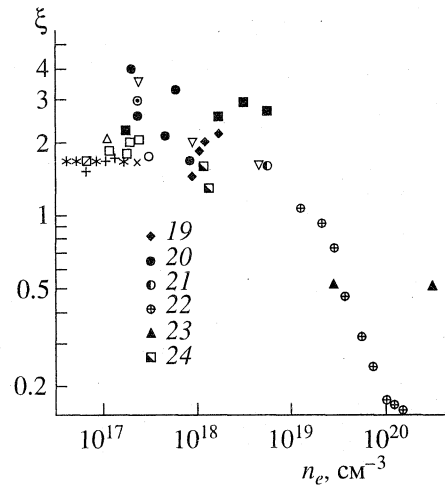


Рис. 4. Зависимость экспериментального ξ -фактора аргона от n_e при $\lambda = 430\text{--}480$ нм (580 нм для [60] и 574 нм для [68]). 19 – [46], 20 – [50], 21 – [59], 22 – [60], 23 – [67], 24 – [68], остальные обозначения, как на рис. 3.

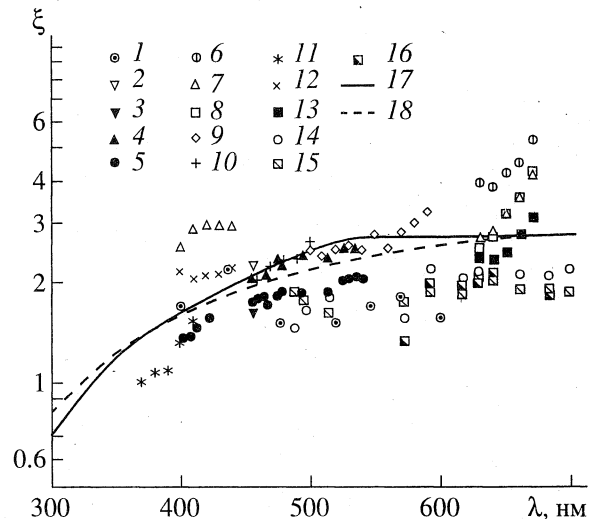


Рис. 5. ξ -фактор для криптона. Эксперимент: 1 – [40] ($T = 12300\text{--}13400$ К, $n_e = (0.6\text{--}1.5) \times 10^{18}$ см⁻³), 2 – [51] ($T = 9500$ К, $n_e = 4 \times 10^{16}$ см⁻³), 3 – [51] ($T = 11400$ К, $n_e = 2 \times 10^{17}$ см⁻³), 4 – [80] ($T = 10150$ К, $n_e = 4.3 \times 10^{16}$ см⁻³), 5 – [80] ($T = 12200$ К, $n_e = 1.4 \times 10^{17}$ см⁻³), 6 – [81] ($T = 9460$ К, $n_e = 2.9 \times 10^{16}$ см⁻³), 7 – [81] ($T = 9520$ К, $n_e = 4.54 \times 10^{16}$ см⁻³), 8 – [81] ($T = 10150$ К, $n_e = 5.4 \times 10^{16}$ см⁻³), 9 – [81] ($T = 10270$ К, $n_e = 6.19 \times 10^{16}$ см⁻³), 10 – [81] ($T = 10430$ К, $n_e = 6.81 \times 10^{16}$ см⁻³), 11 – [81] ($T = 10750$ К, $n_e = 8.25 \times 10^{16}$ см⁻³), 12 – [81] ($T = 10810$ К, $n_e = 9.1 \times 10^{16}$ см⁻³), 13 – [81] ($T = 10900$ К, $n_e = 9.9 \times 10^{16}$ см⁻³), 14 – [68] ($T = 13600$ К, $n_e = 9.6 \times 10^{17}$ см⁻³), 15 – [68] ($T = 15100$ К, $n_e = 1.28 \times 10^{18}$ см⁻³), 16 – [68] ($T = 14900$ К, $n_e = 1.7 \times 10^{18}$ см⁻³). Квазиклассический расчет: 17 – $T = 10000$ К, $n_e = 5 \times 10^{16}$ см⁻³, 18 – $T = 13600$ К, $n_e = 9.6 \times 10^{17}$ см⁻³.

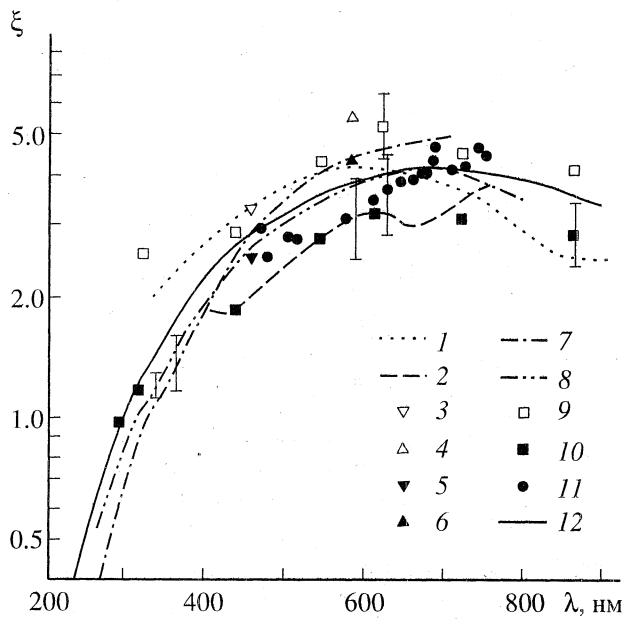


Рис. 6. ξ -фактор для ксенона. Эксперимент: 1 – [69] ($T = 11050$ К, $n_e = 9.3 \times 10^{17}$ см $^{-3}$), 2 – [72] ($T = 10600$ К, $n_e = 5.9 \times 10^{17}$ см $^{-3}$), 3 – [51] ($T = 7900$ К, $n_e = 2.2 \times 10^{16}$ см $^{-3}$), 4 – [51] ($T = 8200$ К, $n_e = 3.2 \times 10^{16}$ см $^{-3}$), 5 – [51] ($T = 9000$ К, $n_e = 7.8 \times 10^{16}$ см $^{-3}$), 6 – [51] ($T = 9800$ К, $n_e = 1.5 \times 10^{17}$ см $^{-3}$), 7 – [73] ($T = 10050$ К, $n_e = 1 \times 10^{17}$ см $^{-3}$), 8 – [73] ($T = 12300$ К, $n_e = 2.2 \times 10^{17}$ см $^{-3}$), 9 и 10 – [65] ($T = 14000$ К, 9 – $n_e = 3.35 \times 10^{17}$ см $^{-3}$, 10 – $n_e = 8.03 \times 10^{17}$ см $^{-3}$), 11 – [68] ($T = 11400$ К, $n_e = 7.4 \times 10^{17}$ см $^{-3}$). Квазиклассический расчет: 12 – $T = 12300$ К, $n_e = 2.2 \times 10^{17}$ см $^{-3}$.

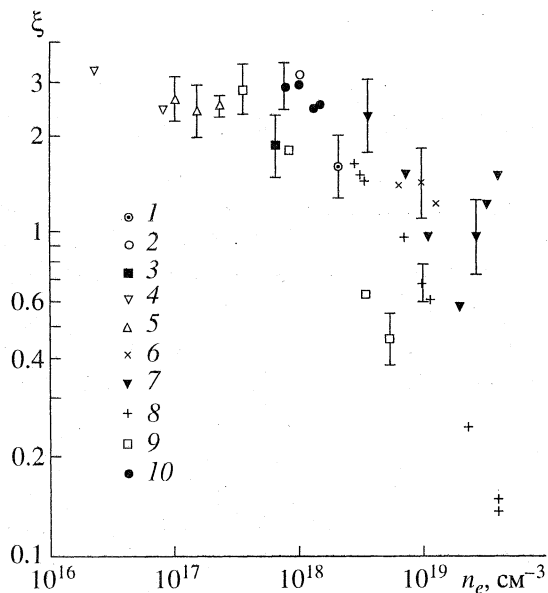


Рис. 7. Зависимость экспериментального ξ -фактора ксенона от n_e при $\lambda = 450 \pm 15$ нм: 1 – [40], 2 – [69], 3 – [72], 4 – [51], 5 – [73], 6 – [74], 7 – [75], 8 – [76], 9 – [65, 78], 10 – [68].

данные [43, 49, 52, 56, 61, 66] согласуются между собой значительно лучше.

Различие в результатах экспериментов нельзя связать с использованием различных источников плазмы. Например, результаты [40, 50, 51, 64], полученные на ударных трубах, заметно различаются между собой, хотя [51, 64] хорошо согласуются с дуговыми экспериментами [43, 47, 53, 55, 61, 66], а [40, 50] превышают их. В то же время данные дугового эксперимента [45] почти в 2 раза выше, чем [43, 47, 52, 53, 55, 56, 61, 66]. Заметим, что данные [40, 44, 45, 50, 62, 65], существенно отклоняющиеся от основного компактного массива экспериментальных точек [42, 43, 47, 51–53, 55, 56, 58, 61, 63, 64, 66], плохо согласуются и между собой, тогда как данные, образующие этот массив, можно считать практически совпадающими в пределах экспериментальной погрешности. Авторы [40, 42–44, 47, 50, 53, 63] оценивают погрешность своих результатов в 20–27%, [45] – 15%, [55, 56, 58, 61, 64] – 8–10%.

В результате проведенного анализа можно сделать следующий вывод. Хорошее согласие данных измерений [42, 43, 47, 51–53, 55, 56, 58, 61, 63, 64, 66] не может быть случайным и с большой степенью достоверности эти данные отражают реальный непрерывный спектр плазмы аргона при плотностях $n_e \sim 10^{17}$ см $^{-3}$. На рис. 3 приводятся результаты нашего квазиклассического расчета для типичных условий рассмотренных экспериментов $T = 13000$ К, $n_e = 1.09 \times 10^{17}$ см $^{-3}$. Наблюдается хорошее согласие расчета и эксперимента во всей рассматриваемой спектральной области.

Перейдем к обсуждению экспериментов с более плотной плазмой аргона ($n_e \sim 10^{18}$ – 10^{20} см $^{-3}$) [46, 59, 60, 62, 63, 65, 67, 68]. В этом случае все измерения сделаны при $\lambda \geq 400$ нм, где спектральная и температурная зависимости ξ -функции слабые. Основной интерес представляет зависимость показана от плотности плазмы. Такая зависимость показана на рис. 4: экспериментальные точки, кроме [60, 68], даны для спектрального интервала $\lambda = 430$ – 480 нм; данные [60, 68] – для $\lambda = 580$ и 574 нм соответственно. Как видно из этого рисунка, хотя в отдельных работах наблюдалось снижение или рост ξ -фактора при увеличении n_e , в целом по совокупности экспериментальных данных для $n_e < 10^{19}$ см $^{-3}$ нельзя сделать вывод о какой-либо характерной зависимости ξ -фактора от n_e .

Плазма экстремально высоких плотностей ($n_e \sim 10^{19}$ – 10^{20} см $^{-3}$) получена во фронте мощных ударных волн на взрывных генераторах [60, 67]. В [60] зафиксировано резкое падение ξ -фактора почти на порядок величины при увеличении n_e на порядок. В [67] измерения проведены при двух различающихся почти на порядок плотностях плазмы, а значения ξ -фактора в отличие от [60] получены

примерно одинаковые, хотя и существенно меньшие, чем в экспериментах при $n_e < 10^{19} \text{ см}^{-3}$. Необходимо отметить, что в настоящее время интерпретация результатов [60] пересматривается в связи с обнаружением влияния материала экрана, формирующего ударную волну в исследуемом газе, на процессы излучения и параметры плазмы [85]. В дальнейшем будет проведен более тщательный анализ экспериментальных данных, соответствующих экстремально высоким плотностям плазмы.

Криптон. Эксперименты по криптону [40, 51, 68, 80, 81] немногочисленны, но разнообразны по источникам плазмы. Для генерации плазмы использовались ударная труба [40, 51, 81], каскадная дуга [80] и импульсная разрядная лампа [68]. Результаты измерений показаны на рис. 5. Охвачена область концентраций электронов почти в два порядка ($3 \times 10^{16} - 1.7 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$). Расчет выполнен для одного из режимов экспериментов [68] ($T = 13600 \text{ К}$, $n_e = 9.6 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$) и некоторых средних значений параметров в [81] ($T = 10000 \text{ К}$, $n_e = 5 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$).

Данные [81] имеют значительный разброс. Хотя авторы [81] оценивают погрешность измерений в 9–16%, по-видимому, она существенно больше и составляет не менее 50–60%. На это указывает, например, резкое изменение ξ -фактора в окрестности точки $\lambda = 400 \text{ нм}$ при незначительных вариациях параметров плазмы, причем в этих изменениях не видно какой-либо закономерности. С учетом этого замечания квазиклассический расчет в среднем довольно хорошо согласуется с измерениями [81], выполненными при $n_e = (0.3-1) \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$. С [81] согласуются и данные дугового эксперимента [80]. Незначительный разброс данных [80] (при погрешности измерений 15%) позволяет зафиксировать тенденцию к снижению ξ -фактора при увеличении n_e от 0.4×10^{17} до $1.4 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Аналогичный вывод был сделан ранее на основании измерений всего на одной длине волны $\lambda = 456.1 \text{ нм}$ [51].

Наибольшие плотности криптоновой плазмы $n_e = (1-1.7) \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ достигнуты в импульсном разряде [68]. Результаты [68] (погрешность 10–25%) хорошо согласуются с данными ударно-волнового эксперимента [40] (погрешность 30%), в котором получена плазма с близкими параметрами. Данные [68], взятые в отдельности, не позволяют заметить плотностную зависимость ξ -фактора (что отмечают и авторы [68]), но сопоставление их с [80, 81] и с расчетом дает возможность увидеть снижение ξ -фактора с ростом плотности уже при относительно небольших плотностях плазмы $n_e = 10^{17}-10^{18} \text{ см}^{-3}$. Однако немногочисленность экспериментальных данных и сопоставимые с погрешностью измерений результаты не позволяют считать этот вывод окончательным и бесспорным.

Ксенон. По количеству экспериментальных исследований [40, 51, 65, 68–79] ксенон занимает второе место после аргона. Экспериментальные данные, соответствующие умеренно плотной плазме ($n_e < 10^{18} \text{ см}^{-3}$), приведены на рис. 6. Их разброс обусловлен, по-видимому, не только погрешностями измерений, но в большей степени, чем для аргона, связан с зависимостью ξ -фактора от параметров плазмы. Расчет квазиклассическим методом выполнен для условий, соответствующих одному из режимов дуги в [73] ($T = 12300 \text{ К}$, $n_e = 2.2 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$) и хорошо согласуется с экспериментом.

На рис. 7 приведена плотностная зависимость ξ -фактора для спектрального интервала $\lambda = 430-460 \text{ нм}$. Хотя данные различных экспериментов заметно расходятся между собой, в среднем можно зафиксировать тенденцию к снижению ξ -фактора с ростом плотности. Оно наблюдалось в [65, 75, 76, 78] при $n_e = 3 \times 10^{17}-2 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$. При дальнейшем увеличении плотности до $n_e = 3 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$ в [76] ξ -фактор продолжает падать, а в [75] после прохождения минимума при $n_e = 2 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$ падение сменяется подъемом. Рационального объяснения последний результат до сих пор не имеет. Обратим внимание на то, что при больших плотностях величина ξ -фактора существенно зависит от способа его определения. Например, в [75] учитывалось снижение потенциала ионизации ΔI , но не принимался во внимание оптический сдвиг порогов $\Delta \omega$. Поэтому значения ξ -фактора, приведенные в [75], превышают показанные на рис. 7.

Выводы. По результатам проведенного анализа экспериментальных данных и сравнения их с расчетом можно сделать следующие выводы.

1. Квазиклассическое приближение в методе квантового дефекта в сочетании с предложенным в данной работе способом деформации порогов фотоионизации обеспечивает удовлетворительную точность расчета (в пределах погрешности экспериментальных данных) непрерывных радиационных спектров плазмы аргона, криптона и ксенона при умеренных плотностях ($n_e \leq 10^{18} \text{ см}^{-3}$ для аргона и ксенона и $n_e \leq 10^{17} \text{ см}^{-3}$ для криптона) в области инфракрасного, видимого и ближнего ультрафиолетового излучений. Наиболее достоверным это утверждение является для аргона, для которого имеется достаточно много согласующихся между собой и с расчетом экспериментальных данных. Вывод о заниженности МКД-сечений фотоионизации и необходимости введения корректирующего множителя (1.8 для аргона и 2 для ксенона [65]), сделанный в [3, 65], представляется неоправданным и связан, в первую очередь, с тем, что в этих работах рассмотрен недостаточно широкий набор экспериментальных данных. Для неона экспериментальные данные слишком малочисленны,

чтобы можно было сделать убедительные выводы, но в сравнении с имеющимися данными расчет дает несколько заниженные результаты (на 30–50%), но правильно отражает характер изменений спектра в припороговой области при увеличении n_c .

2. Квазиклассический подход хорошо согласуется с численными расчетами, выполненными модифицированным методом Томаса–Ферми [8] и МКД [7]. В области частот выше порога фотоионизации первого возбужденного p -уровня ($\lambda \leq 400$ –500 нм) расчеты [7, 8] удовлетворительно описывают эксперимент, но в припороговой области дают заниженные результаты из-за неучета межчастичного взаимодействия, приводящего к сдвигу порогов фотоионизации. Метод данной работы обеспечивает удовлетворительное описание спектра во всей рассмотренной области длин волн.

3. Можно отметить тенденцию к некоторому снижению ξ -фактора с ростом плотности плазмы. Значительные различия в результатах отдельных экспериментов не позволяют дать более точные количественные характеристики этого явления.

Авторы благодарят Ю.К. Куриленкова за обсуждение результатов работы. Работа выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект 94-02-04770).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кобзев Г.А., Куриленков Ю.К., Норман Г.Э. К теории оптических свойств неидеальной плазмы // ТВТ. 1977. Т. 15. № 1. С. 193.
2. Батенин В.М., Минаев П.М. К вопросу об излучении плотной низкотемпературной плазмы инертных газов // ТВТ. 1977. Т. 15. № 3. С. 647.
3. Гаврилов В.Е., Гаврилова Т.В., Фортон В.Е. Рекомбинационно-тормозное излучение плотной низкотемпературной плазмы ксенона и аргона // ТВТ. 1990. Т. 28. № 4. С. 625.
4. Мурс Д.Л., Сараф Х.З. Теория квантового дефекта и ее приложения // Атомы в астрофизике. М.: Мир, 1986. С. 174.
5. Burgess A., Seaton M.J. Photoionization Cross Sections for Valence Electrons // Rev. Mod. Phys. 1958. V. 30. P. 992; A General Formula for the Calculation of Atomic Photoionization Cross Sections // Mon. Not. R. Astr. Soc. 1960. V. 120. № 2. P. 121.
6. Биберман Л.М., Норман Г.Э. Непрерывные спектры атомарных газов и плазмы // УФН. 1967. Т. 91. № 2. С. 193.
7. Schlüter D. Die Emissionskontinua Thermischer Edelgasplasmen // Z. Phys. 1968. B. 210. H. 1. S. 80.
8. Hofsaess D. Emission Continua of Rare Gas Plasmas // JQSRT. 1978. V. 19. № 3. P. 339.
9. Дьячков Л.Г., Панкратов П.М. Квазиклассический подход к расчету радиационных процессов в кулоновском приближении I. Радиальные матричные элементы // Опт. и спектр. 1990. Т. 68. Вып. 3. С. 711; II. Тормозное излучение // Опт. и спектр. 1990. Т. 68. Вып. 5. С. 994.
10. D'yachkov L.G., Pankratov P.M. Semiclassical Formula for Radial Integrals of Bound-Bound Dipole Transitions // J. Phys. B. 1991. V. 24. № 9. P. 2267.
11. Дьячков Л.Г., Кобзев Г.А., Панкратов П.М. Квазиклассическое приближение в расчетах непрерывного поглощения плазмы методом квантового дефекта // ТВТ. 1991. Т. 29. № 3. С. 409.
12. D'yachkov L.G., Pankratov P.M. On the Calculation of Bound-Bound, Bound-Free and Free-Free Dipole Transitions in a Non-Hydrogenic Atom // JQSRT. 1992. V. 47. № 1. P. 75.
13. Дьячков Л.Г. К расчету непрерывных радиационных спектров плазмы // ТВТ. 1992. Т. 30. № 5. С. 868.
14. D'yachkov L.G., Pankratov P.M. On the Use of the Semiclassical Approximation for the Calculation of Oscillator Strengths and Photoionization Cross Sections // J. Phys. B. 1994. V. 27. № 3. P. 461.
15. Bashkin S., Stoner J.Jr. Atomic Energy Levels and Gortian Diagrams. Amsterdam. 1975. V. 1; 1978. V. 2.
16. Moore C.E. Atomic Energy Levels: NBS Circular № 467. Washington. 1949–1958.
17. Park C. Calculation of Radiation from Argon Shock Layers // JQSRT. 1982. V. 28. № 1. P. 29.
18. Wise W.L., Smith M.W., Miles B.M. // Atomic Transition Probabilities. Washington: N SRDS-NBS 22. 1969.
19. Inglis D.R., Teller E. Ionic Depression of Series Limits in One-Electron Spectra // Astrophys. J. 1939. V. 90. № 4. P. 439.
20. Behringer K. Präzisionsmessungen am Spectrum des Wasserstoffplasmass // Z. Phys. 1971. B. 246. H. 4. S. 333.
21. 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.
22. Гурович В.Ц., Энгельшт В.С. Спектр плазмы водорода у границы серии // ЖЭТФ. 1977. Т. 72. № 2. С. 445.
23. Дьячков Л.Г., Кобзев Г.А., Панкратов П.М. Преобразование водородного линейчатого спектра в непрерывный в плазменных микрополях // Опт. и спектр. 1987. Т. 63. Вып. 2. С. 250; 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; The Disappearance of Upper Members of Spectral Series in Dense Plasmas // JQSRT. 1990. V. 44. № 1. P. 123.
24. Stehle C., Jacquemot S. Line Shapes in Hydrogen Opacities // Astron. Astrophys. 1993. V. 271. P. 348.
25. Авилова И.В., Норман Г.Э. Снижение потенциала ионизации отрицательного иона в плазме // ТВТ. 1964. Т. 2. № 4. С. 517.
26. Gündel H. Zustandssumme und Effektive Ionisierungsspannung Eines Atoms im Plasma und Möglichkeiten Ihrer Experimentellen Überprüfung. II. Experiment // Beitr. Plasmaphys. 1971. B. 11. H. 1. S. 1.

27. Кобзев Г.А. Сдвиг уровня и разрушение отрицательных ионов в плазме // ЖЭТФ. 1971. Т. 61. № 2. С. 582.
28. 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.
29. Кобзев Г.А., Куриленков Ю.К. Влияние неидеальности на фоторекомбинационные спектры плазмы // ТВТ. 1978. Т. 16. № 3. С. 458.
30. 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.
31. 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.
32. Дьячков Л.Г. Сохранение плотности сил осцилляторов спектральной серии в одночастичном потенциальном приближении // Опт. и спектр. 1986. Т. 61. В. 4. С. 688.
33. Левинсон И.Б., Никитин А.А. Руководство по теоретическому вычислению интенсивностей линий в атомных спектрах. Л.: Изд-во ЛГУ, 1962. С. 48.
34. Хёне Ф.Э., Циммерман Р. Распределение сил осцилляторов в плотной водородной плазме // ТВТ. 1983. Т. 21. № 4. С. 640.
35. Гаврилов В.Е., Гаврилова Т.В., Федорова Т.Н. Излучение водородной плазмы при концентрациях электронов 10^{17} – 10^{18} см⁻³ // Опт. и спектр. 1985. Т. 59. Вып. 3. С. 518.
36. Transport and Optical Properties of Nonideal Plasma / Ed. by Kobzev G.A., Iakubov I.T., Popovic M.M. New York: Plenum Press, 1995.
37. Гаврилов В.Е., Гаврилова Т.В. Растворение спектральных линий сложных атомов в слабонеидеальной плазме // Опт. и спектр. 1987. Т. 63. Вып. 4. С. 727.
38. Гаврилова Т.В. Анализ экспериментальных данных по вероятностям переходов в атомах инертных газов // Опт. и спектр. 1992. Т. 73. Вып. 3. С. 449.
39. Асиновский Э.И., Батенин В.М. Экспериментальное исследование непрерывного спектра плазмы аргона // ТВТ. 1965. Т. 3. № 4. С. 530.
40. Berge O.E., Bohm A., Rehder L. Spektroskopische Messungen am Membranstoßwellenrohr (Teil II) Absolutbestimmung der ξ -Faktoren Neutraler Edelgasatome // Z. Naturforsch. 1964. B. 20a. H. 1. S. 120.
41. Richter J. Über Temperaturmessungen an Thermischen Plasmen Bekanntter Zusammensetzung // Z. Astrophys. 1965. B. 61. H. 1. S. 57.
42. Wende B. Kontinuierlicher Absorptionsquerschnitt von Argon im Bogenplasma // Z. Phys. 1967. B. 198. H. 1. S. 1.
43. Schnapauff R. Über Messungen von AII Übergangswahrscheinlichkeiten und die Kontinua von A und Ne // Z. Astrophys. 1968. B. 68. H. 6. S. 431.
44. Батенин В.М., Минаев П.М. Непрерывное излучение низкотемпературной плазмы аргона // ТВТ. 1969. Т. 7. № 4. С. 604.
45. Morris J.C., Krey R.U. Argon Continuum Radiation // JQSRT. 1969. V. 9. № 12. P. 1633.
46. Бакеев А.А., Ровинский Р.Е., Широкова И.П. О поглощении излучения в ксеноновой плазме // Опт. и спектр. 1969. Т. 27. В. 2. С. 215; Поглощение излучения в импульсном аргоновом разряде высокого давления // Опт. и спектр. 1970. Т. 28. В. 3. С. 594.
47. Schulz-Gulde E. The Continuous Emission of Argon in the Visible Spectral Range // Z. Phys. 1970. B. 230. H. 5. S. 449.
48. Gall D., Riemann M. Die Kontinuierliche Emission von Argon bei Höheren Drücken // Beitr. Plasmaphys. 1970. V. 10. № 1. P. 1.
49. Goldbach C., Nollez G., Peyturaux R. A Study of a High-Pressure Thermal Argon Plasma as a High-Radiance Standard // JQSRT. 1972. V. 12. № 7. P. 1089.
50. Коньков А.А., Кулагин С.Г. Излучение аргоновой плазмы при температурах 12000–16000°K // ТВТ. 1974. Т. 12. № 3. С. 497.
51. Meiners D., Weiss C.O. Continuous Emission of Argon, Krypton and Xenon Plasmas // JQSRT 1976. V. 16. № 3. P. 273.
52. Behringer K., Thoma P. Measurement of the Argon Continuum Radiation in the Near Vacuum Ultraviolet // JQSRT 1976. V. 16. № 8. P. 671.
53. Goldbach C., Nollez G., Plomdeur P. Measurements of the Argon Plasma Continuum: High-Pressure Peculiarities // J. Phys. B. 1977. V. 10. № 6. P. 1181.
54. Erhardt K., Meyer I., Stritzke P. The Emission Coefficient of the Continuum in an Argon and Nitrogen Plasma at High Temperatures // Z. Naturforsch. 1977. B. 32a. H. 1. S. 21.
55. Preston R.C. Transition Probabilities and Continuum Emission Coefficients in an Arc Plasma // J. Phys. B. 1977. V. 10. № 7. P. 1377; Spectroscopic Studies of a Plasma Temperature and Radiation Standard Based on a Wall-Stabilized Arc // JQSRT. 1977. V. 18. № 3. P. 337.
56. Preston R.C. Continuum Radiation Measurements in an Argon Plasma between 120 nm and 340 nm // J. Phys. B. 1977. V. 10. № 8. P. 1573.
57. Eddy T.L., Cremers C.J., Hsia H.S. The MTE Continuum Relation with Application to an Argon Arc at Atmospheric Pressure // JQSRT. 1977. V. 17. № 3. P. 287.
58. Akamatsu I., Takata S. Experimental Evaluation of the ξ -Function for an Atmospheric Argon Plasma near 10^4 K // JQSRT. 1977. V. 18. № 4. P. 459.
59. Волков В.А., Титаров С.И., Ткаченко Б.К. Излучение аргона при больших концентрациях частиц // ТВТ. 1978. Т. 16. № 2. С. 411.
60. Беспалов В.Е., Грязнов В.К., Фортон В.Е. Излучение ударно-сжатой плазмы аргона высокого давления // ЖЭТФ. 1979. Т. 76. № 1. С. 140.
61. Schnehage S.E., Kock M., Schulz-Gulde E. The Continuum Emission of an Argon Arc // J. Phys. B. 1982. V. 15. № 7. P. 1131.
62. Гаврилов В.Е., Гаврилова Т.В., Федорова Т.Н. Интенсивность непрерывного спектра поглощения

- (излучения) плазмы аргона высокой плотности // *Опт. и спектр.* 1986. Т. 61. Вып. 5. С. 951.
63. Белов С.Н., Николаевский Л.С., Подмошенский И.В. Континуум неидеальной плазмы аргона // *ТВТ.* 1988. Т. 26. № 1. С. 169.
 64. Zangers J., Meiners D. Investigation of the Continuum Emission of Argon Plasmas // *JQSRT.* 1989. V. 42. № 1. P. 25.
 65. Гаврилов В.Е., Гаврилова Т.В. Расчет непрерывного поглощения слабонеидеальной плазмы ксенона и аргона // *Опт. и спектр.* 1990. Т. 69. Вып. 1. С. 42.
 66. Wilbers A.T.M., Kroesen G.M.W., Timmermans C.J., Schram D.C. The Continuum Emission of an Arc Plasma // *JQSRT.* 1991. V. 45. № 1. P. 1.
 67. Erskine D., Rozsnyai B., Ross M. Measuring Opacity of Shock Generated Argon Plasmas // *JQSRT.* 1994. V. 51. № 1/2. P. 97.
 68. Vitel Y., Siyacoun A., Giry L., Louvet G. The Continuum Absorption of Argon, Krypton and Xenon Dense Plasmas Produced in Flashlamps // *J. Phys. B.* 1993. V. 26. № 22. P. 4333.
 69. Klein L. Measurements of Spectral Emission and Absorption of a High Pressure Xenon Arc in the Stationary and the Flashed Modes // *Appl. Opt.* 1968. V. 7. № 4. P. 677.
 70. Гаврилова Л.И., Дойникова А.С., Игнатъев В.Г. Поглощательная и излучательная способность ксеноновой плазмы импульсных разрядов // *ЖПС.* 1970. Т. 12. Вып. 3. С. 537.
 71. Андреев С.И., Гаврилов В.Е. Излучательная способность плотной ксеноновой плазмы, возникающей при разряде в кварцевой трубке // *ЖПС.* 1970. Т. 13. Вып. 6. С. 988.
 72. Гембаржевский Г.В., Генералов Н.А., Козлов Г.И., Ройтенбург Д.И. О непрерывном поглощении частично ионизованного ксенона в видимой области спектра // *Опт. и спектр.* 1970. Т. 28. Вып. 6. С. 1101.
 73. Goldbach C., Nollez G., Stuck D. Investigation of the Continuum Radiation of a High-Pressure Xenon Arc Plasma // *J. Phys. B.* 1976. V. 9. № 7. P. 1191.
 74. Волков В.А., Титаров С.И., Ткаченко Б.К. Излучение ксенона при больших концентрациях электронов // *ТВТ.* 1979. Т. 17. № 4. С. 685; Экспериментальное исследование оптических свойств слабонеидеальной плазмы воздуха, аргона и ксенона // *Физика плазмы.* 1980. Т. 6. Вып. 5. С. 1115.
 75. Сеченов В.А. Исследование оптических свойств плотной ксеноновой плазмы // *Физика плазмы.* 1981. Т. 7. Вып. 5. С. 1172.
 76. Жуков Б.Г., Масленников В.Г., Тумакаев Г.К. О коэффициентах поглощения неидеальной плазмы ксенона в видимой области спектра // *ЖТФ.* 1981. Т. 51. № 10. С. 2194.
 77. Gavrilov V.E., Gavrilova T.V. Effect of Non-Ideality of Plasma on Radiation Spectrum Intensity // *Proc. XV Int. Conf. phenomena in ionized gases. Minsk, 1981. V. 1. P. 339.*
 78. Гаврилов В.Е. Непрерывный спектр поглощения (излучения) плазмы импульсного разряда в замкнутой кварцевой трубке с ксеноновым наполнением // *Опт. и спектр.* 1985. Т. 59. Вып. 5. С. 1012.
 79. Popovic M.M., Djordjevic D.S. Influence of Non-Ideality Effects on Continuous Spectra in Xenon Plasma // *Int. Conf. Phys. Strongly Coupled Plasmas. Rochester. USA. 1992. P. 273.*
 80. Baessler P., Obbarius H.-U., Schulz-Gulde E. Experimental Investigation of Krypton Spectra // *Physica.* 1979. V. 96c. № 1. P. 147.
 81. Manola S., Devic S., Lesage A. Investigation of the Continuum Emission of Krypton Plasmas // *JQSRT.* 1991. V. 46. № 6. P. 577.
 82. Нестеров Е.В. Излучение дуговой плазмы инертных газов при высоких давлениях // *Теплофизические свойства низкотемпературной плазмы.* М.: Наука, 1976. С. 42.
 83. Гаврилов В.Е. Диагностика и континуум излучения слабонеидеальной плазмы неона // *Опт. и спектр.* 1992. Т. 72. Вып. 1. С. 16.
 84. Griem H.R. High-Density Corrections in Plasma Spectroscopy // *Phys. Rev.* 1962. V. 128. № 3. P. 997.
 85. Кулиш М.И., Грязнов В.К., Квитов С.В. и др. Коэффициент поглощения плотной плазмы аргона и ксенона // *Физика низкотемпературной плазмы. Материалы конференции. Петрозаводск, 1995. Т. 1. С. 93.*