



КОЭФФИЦИЕНТЫ СТОЛКНОВИТЕЛЬНОГО УШИРЕНИЯ ЛИНИЙ АРГОНА И КРИПТОНА В НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЕ

А.Р.Гильдина^{2,1}, П.А.Михеев^{1,2,*}, А.К.Чернышов^{1,2},
Н.И.Уфимцев¹, В.Н.Аяззов^{2,1}

¹ Самарский филиал Физического института
им. П.Н.Лебедева РАН, Самара;

² Самарский Национальный Исследовательский
Университет им. С.П.Королева, Самара,

* paulmikheyev@hotmail.com; mikheyev@fian.smr.ru

Описаны измерения коэффициентов столкновительного уширения для линий перехода $(n+1)s[3/2]_2 \rightarrow (n+1)p[5/2]_3$ криптона и аргона в низкотемпературной плазме ВЧ разряда. Эти данные необходимы для диагностики активной среды перспективных лазеров на инертных газах с оптической накачкой. Для криптона фактор линии поглощения был построен с учетом изотопического состава, что позволило определить коэффициенты столкновительного уширения в природной смеси изотопов.

ВВЕДЕНИЕ

Одной из актуальных проблем лазерной физики является создание непрерывного мощного лазера с высоким качеством выходного излучения. Таковым, например, является лазер на парах щелочных металлов с диодной накачкой, но работа с ним сопряжена с химическими рисками, вызванными высокой реакционной способностью щелочных металлов [1]. Лазер на инертных газах с оптической накачкой (ЛОНИГ) [2] использует для генерации лазерного излучения метастабильные атомы инертных газов, наработанные в газовом разряде, и его создание является важной ступенью в развитии новых видов мощных лазеров [3]. Кинетика ЛОНИГ аналогична кинетике лазера на щелочных металлах, но газовая среда является химически инертной [4]. Достоинством этого лазера является возможность генерации сотен ватт

PRESSURE BROADENING COEFFICIENTS FOR ARGON AND KRYPTON LINES IN LOW-TEMPERATURE PLASMA

A.R.Gildina^{2,1}, P.A.Mikheyev^{1,2,*}, A.K.Chernyshov^{1,2},
N.I.Ufimtsev¹, V.N.Azyazov^{2,1}

¹ P.N.Lebedev Physics Institute, Samara,

² Samara National Research University, Samara

* paulmikheyev@hotmail.com; mikheyev@fian.smr.ru

Pressure broadening coefficients of $(n+1)s[3/2]_2 \rightarrow (n+1)p[5/2]_3$ transition for argon and krypton lines with rare gases as pressure partners were measured in a low temperature RF glow discharge plasma. This data is necessary for diagnostics of the active medium of the promising optically pumped all-rare-gas laser. For krypton, isotope abundance was accounted for and appropriate fit function for absorption line shape was designed to determine pressure broadening coefficients in the natural mixture of isotopes.

INTRODUCTION

One of the topical problems of laser physics is the development of a continuous high-power laser with a high quality of output radiation. Diode-pumped alkali laser is an example, but its operation is associated with chemical risks caused by the high reactivity of alkali metals [1]. Optically pumped rare-gas laser (OPRGL) [2] uses meta-stable rare gas atoms produced in a gas discharge to generate laser radiation, and its experimental realization is an important step in the development of new types of high-power lasers [3]. OPRGL kinetics is similar to the alkali laser kinetics, but the gas medium is chemically inert [4]. The advantage of this laser is the ability to generate hundreds of watts of laser power in a continuous mode from the cubic centimeter of the active medium. This requires number density of meta-stable atoms of 10^{12} – 10^{13} cm⁻³ at atmospheric pressure.

To measure the concentration of meta-stable atoms and gas temperature in gas discharge plasma, the methods of diode-laser spectroscopy require a set of coefficients for pressure broadening of rare gas lines for different gas mixtures. However, a reference analysis has shown that these



лазерной мощности в непрерывном режиме с кубического сантиметра активной среды. Для этого необходимо, чтобы при атмосферном давлении концентрация метастабильных атомов составляла 10^{12} – 10^{13} см⁻³.

Для измерения концентрации метастабильных атомов и температуры газа в плазме газового разряда методами диодно-лазерной спектроскопии необходим набор коэффициентов столкновительного уширения линий инертных газов для разных газовых смесей. Однако анализ источников, посвященных данной теме, показал, что эти коэффициенты в смесях, которые представляют интерес для ЛОНИГ (смеси аргона, криптона, ксенона в неоне, гелии и между собой), требуют уточнения. Например, значения этих коэффициентов для уширения линии криптона 811,3 нм в криптоне и в гелии были измерены только один раз [5], а информация о коэффициентах столкновительного уширения другими инертными газами отсутствует. В наших предыдущих работах уже были определены коэффициенты столкновительного уширения для смесей аргона с гелием, криптона с гелием и коэффициенты в собственных газах для аргона и криптона [6]. Целью данной работы являлось измерение этих коэффициентов для линии аргона 811,5 нм в неоне и линии криптона 811,3 нм в смеси с неоном и аргоном. В отличие от эксперимента [5], где использовался обогащенный ⁸⁶Kr, в нашей работе использовались естественная смесь изотопов и специально построенный для нее форм-фактор линии поглощения, учитывающий вклад всех изотопов криптона. Метод определения коэффициентов будет описан ниже.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

На рис.1 изображена схема экспериментальной установки для спектроскопических измерений. В разрядной ячейке нарабатывались метастабильные атомы аргона и криптона в диапазоне давлений, при котором столкновительное и доплеровское уширения были одного порядка. Это позволило учитывать меняющуюся в ходе эксперимента температуру в разрядной камере за счет определения гауссовой компоненты профиля поглощения Фойгта. Разрядная камера [6, 7] для непрерывного ВЧ разряда частотой 40 МГц представляла собой кварцевую трубку с внутренним диаметром 15 мм, с толщиной стенок 1,5 мм и четырьмя проволочными электродами, размещенными на ее стенке. ВЧ генератор и устрой-

coefficients in mixtures that are of interest to OPRGL, such as mixtures of argon, krypton, xenon in neon, helium, and among themselves, need to be clarified. For example, the values of these coefficients for the broadening of 811.3 nm krypton line in krypton and in helium were measured only once [5], and information on pressure broadening coefficients by other rare gases is not available. In our previous papers, the pressure broadening coefficients for mixtures of argon and helium, krypton and helium, and coefficients in the parent gases for argon and krypton have already been determined [6]. The purpose of the work was to measure these coefficients for 811.5 nm argon line in neon, and 811.3 nm krypton line mixed with neon and argon. In contrast to the experiment [5], where enriched ⁸⁶Kr was used, in our work we used a natural mixture of isotopes and a specially designed form factor for absorption line, taking into account the contribution of all krypton isotopes. The method for determining the coefficients will be described below.

EXPERIMENTAL SET-UP

Figure 1 shows the scheme of the experimental set-up for spectroscopic measurements. Metastable atoms of argon and krypton were produced in the discharge chamber in a pressure range, where pressure and Doppler broadening were of the same order. This made it possible to take into account the temperature changing in the course of the experiment in the discharge chamber due to the determination of the Gaussian component of the Voigt absorption profile. The discharge chamber [6, 7] for a continuous RF glow discharge with a frequency of 40 MHz was made out of a quartz tube with an internal diameter of 15 mm and a wall thickness of 1.5 mm, and four wire electrodes attached to its wall. Laboratory-made RF generator and the matching device provided up to 20 watts of power loaded into the discharge, which corresponded to ~ 1 W cm⁻³ of power density in the plasma. Gas flow through the discharge tube was measured using Bronkhorst flowmeters, partial gas pressures were determined based on the measured flow and total pressure.

The measurements were conducted with the help of L808P030 (Thorlabs) diode laser with original short external resonator, described in [8, 9]. Laser power was supplied from current and temperature controller ITC4001 (Thorlabs). Output laser power in the collimated beam was 5 mW. Continuous spectral tuning of the laser was achieved by saw-tooth

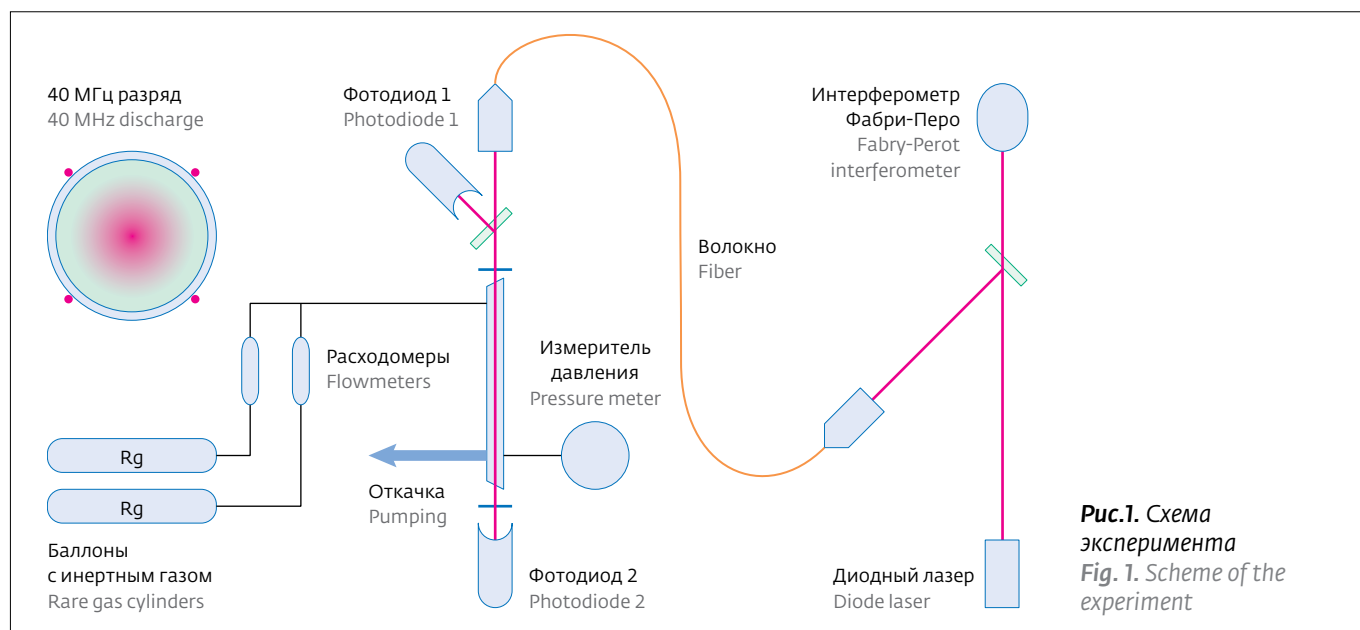


Рис.1. Схема эксперимента
Fig. 1. Scheme of the experiment

ство согласования, сделанные в лаборатории, обеспечивали до 20 Ватт мощности, вкладываемой в разряд, что соответствовало $\sim 1 \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-3}$ плотности мощности в плазме. Расходы газов через разрядную трубку измерялись с помощью расходомеров Bronkhorst, парциальные давления газов определялись из измеренных расходов и полного давления.

Для измерений использовался диодный лазер L808P030 (Thorlabs) с коротким внешним резонатором оригинальной конструкции, описанной в [8, 9]. Питание лазера осуществлялось от контроллера тока и температуры ИТС4001 (Thorlabs). Выходная мощность лазера в коллимированном пучке составляла 5 мВт. Непрерывная спектральная перестройка лазера достигалась пилообразной модуляцией тока накачки и контролировалась с помощью интерферометра Фабри-Перо. Диапазон непрерывной перестройки частоты лазера достигал 36 ГГц, а ширина линии генерации не превышала 50 МГц. Эти параметры оценивались по количеству и ширине наблюдаемых резонансов интерферометра Фабри-Перо.

Экспериментальный сигнал представлял собой зависимость мощности лазерного излучения, прошедшего через плазму, от времени. Для дальнейшей обработки шкалу времени необходимо было преобразовать в шкалу частоты, что и реализовано с помощью пиков сигнала от интерферометра Фабри-Перо.

Последующая обработка включала вычитание сигнала нуля, вычисление логарифма

pumping current modulation, and was controlled using Fabry-Perot interferometer. The range of continuous laser frequency tuning reached 36 GHz, and the width of the laser line did not exceed 50 MHz. These parameters were estimated from the number and width of the observed resonances of Fabry-Perot interferometer.

The experimental signal was in form of dependence of the laser power transmitted through the plasma on time. For further processing, the time scale should be converted to a frequency scale, which was achieved with the help of signal peaks from Fabry-Perot interferometer.

The subsequent processing included subtracting the zero signal, calculating the logarithm of ratio of reference and signal channel signals, and fitting the experimentally obtained absorption line to Voigt profile using the Levenberg-Marquardt algorithm.

RESULTS AND ANALYSIS

The method for measuring the pressure broadening coefficients is described in our papers [6, 7] and is based on the simultaneous determination of the Gaussian (WG) and Lorentz (WL) Voigt profile components. Voigt contour is a convolution of Gaussian and Lorentz functions. The explicit form of Voigt profile is determined by formula 1:

$$y = A \frac{2 \ln 2}{\pi^2} \frac{WL}{WG^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-t^2}}{\left(\sqrt{\ln 2} \frac{WL}{WG}\right)^2 + \left(\sqrt{4 \ln 2} \frac{x - x_c}{WG} - t\right)^2} dt. \quad (1)$$

отношения сигналов опорного и сигнального каналов и аппроксимацию экспериментально полученной линии поглощения профилем Фойгта с использованием алгоритма Левенберга-Марквардта.

РЕЗУЛЬТАТЫ И АНАЛИЗ

Метод измерений коэффициентов столкновительного уширения описан в наших работах [6, 7] и основан на одновременном определении гауссовой (WG) и лоренцевой (WL) компонент профиля Фойгта. Контур Фойгта представляет собой свёртку функций Гаусса и Лоренца. Явный вид профиля Фойгта определяется выражением:

$$y = A \frac{2 \ln 2}{\pi^2} \frac{WL}{WG^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-t^2}}{\left(\sqrt{\ln 2} \frac{WL}{WG}\right)^2 + \left(\sqrt{4 \ln 2} \frac{x - x_c}{WG} - t\right)^2} dt. \quad (1)$$

На рис.2 приведены функции Гаусса, Лоренца и Фойгта с параметрами $WG=WL=WF=1$, площадь под кривыми $A=1$. В данном случае, чтобы значения ширины на полувысоте для профиля Фойгта (WF) было равно 1, можно принять $WG=WL=0,61$. Параметры WG и WL являются значениями ширины на полувысоте функций Гаусса и Лоренца, отвечающих за тепловую и столкновительную части уширения спектральной линии. Аппроксимацию линий поглощения контуром Фойгта можно выполнить, например, с помощью пакета программ Origin.

Наши эксперименты показали, что, если значения WG, WL соизмеримы, становится возможным их определение с помощью аппроксимации экспериментально полученной формы линии поглощения профилем Фойгта.

Для того чтобы тепловое и столкновительное уширение были одного порядка, в экспериментах диапазон давлений газов в разряде выбирался от 20 до 70 Торр. Для каждого значения давления получались свои значения компонент Гаусса и Лоренца. Для линии 811,5 нм аргона при 300 К $WG=0,72$ ГГц, тогда:

$$WL \cdot \left(\frac{WG}{0,72}\right)^{1,4} = 2 \xi \cdot 3,22 \cdot 10^{16} \cdot p, \quad (2)$$

где p – давление (Торр). Теперь, зная параметры WG, WL и пользуясь соотношением (2), можно определить значение коэффициента столкновительного уширения. При постоянном давлении

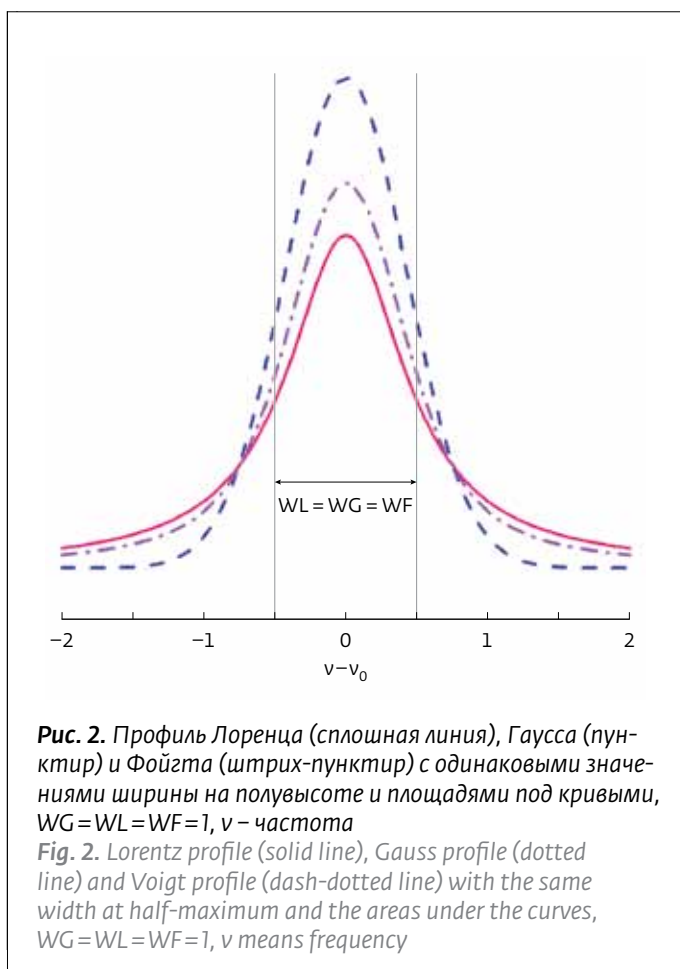


Рис. 2. Профиль Лоренца (сплошная линия), Гаусса (пунктир) и Фойгта (штрих-пунктир) с одинаковыми значениями ширины на полувысоте и площадями под кривыми, $WG=WL=WF=1$, v – частота

Fig. 2. Lorentz profile (solid line), Gauss profile (dotted line) and Voigt profile (dash-dotted line) with the same width at half-maximum and the areas under the curves, $WG=WL=WF=1$, v means frequency

Figure 2 shows Gaussian, Lorentz, and Voigt functions with parameters $WG=WL=WF=1$, the area under the curves $A=1$. In this case, in order to make the half-maximum width values for Voigt profile (WF) equal 1, we can assume $WG=WL=0.61$. WG and WL parameters are the width values at half-height of Gaussian and Lorentz functions responsible for thermal and pressure parts of the spectral line broadening. The approximation of the absorption lines by Voigt profile can be performed, for example, using Origin software package.

Our experiments have shown that if the values of WG, WL are commensurable, it becomes possible to determine them by approximating the experimentally obtained absorption line shape by Voigt profile.

In the experiments, in order to make thermal and pressure broadening of the same order, the range of gas pressures in the discharge was chosen from 20 to 70 Torr. For each pressure value, Gauss and Lorentz components were obtained. For 811.5 nm line of argon at 300 K $WG=0.72$ GHz, therefore:

нии правая часть выражения (2) зависит только от давления, измеряемого в эксперименте, и не зависит от температуры [6].

Для линии 811,3 нм криптона при 300 К: $WG = 0,5$ ГГц и $T = 300 \cdot (WG / 0,5)^2$:

$$WL \cdot \left(\frac{WG}{0,5}\right)^{1,4} = 2\varepsilon \cdot 3,22 \cdot 10^{16} \cdot p. \quad (3)$$

Чтобы убедиться, что полученная форма линии является правильной, разумно предположить, что параметры WG и WL контура Фойгта, получаемые при аппроксимации профиля линии, не должны зависеть от числа экспериментальных точек, включенных в аппроксимацию. Для проверки этого предположения сначала находилась координата центра линии поглощения X_c и ширина линии на полувысоте WF с учетом выражения из [10].

Затем вычислялись координаты $X_c \pm n\sigma$, например для значений $n = [2-6]$, и проводилась аппроксимация контуром Фойгта n выборок данных, находящихся внутри этих границ. Полученные при этом значения для Гауссовой WG и Лоренцевой WL компонент позволяли оценить погрешность их определения.

Значение параметров ширины на полувысоте WG и WL , определенные таким способом, обычно оставались неизменными при значениях $n = [3-6]$, что позволяет говорить о высоком качестве полученных данных. Погрешность WG и WL , как правило, не превышала 5%.

В эксперименте наблюдался существенный продольный температурный градиент. Нагрев газа в разряде определялся из значения параметра $WG (T = 300 \cdot (WG / 0,72)^2)$ и не превышал 300К.

Оптический путь в плазме разряда включал области с разной температурой, по оценкам – от 300 до 600К. Для оценки погрешности, возникающей из-за градиента температуры, профиль линии поглощения моделировался суммой нескольких взвешенных профилей Фойгта при разных температурах и с соответствующими сдвигами по частоте [11]. Проведенная таким образом оценка систематической ошибки измерения коэффициентов показала, что ее предел не превышает +3%.

Результаты измерения коэффициентов столкновительного уширения для аргона в неоне представлены на рис.3. Давление аргона в эксперименте составляло от 2,9 до 3,2 Торр. Значение коэффициента, определенное из наклона

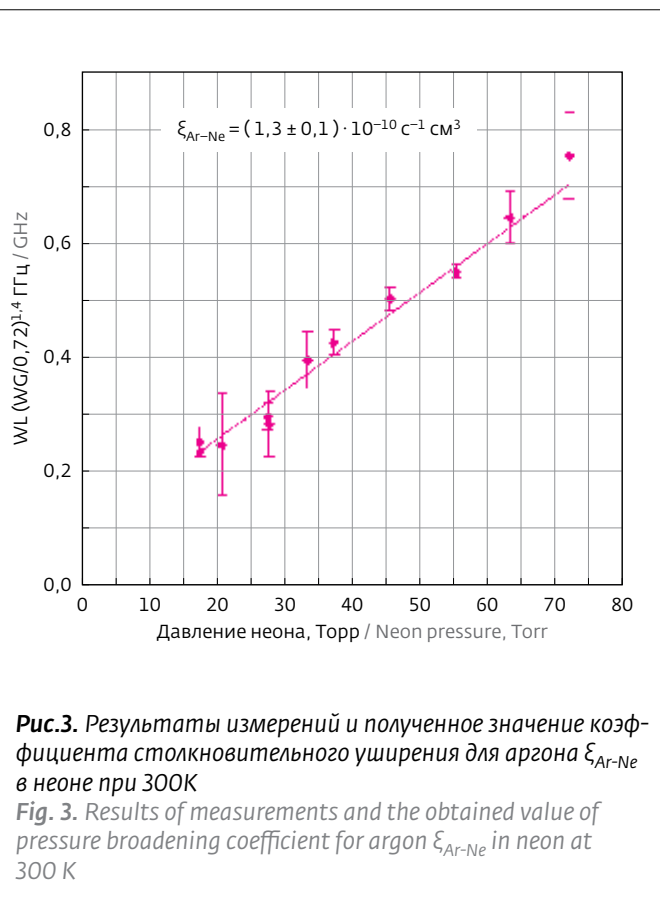


Рис.3. Результаты измерений и полученное значение коэффициента столкновительного уширения для аргона ξ_{Ar-Ne} в неоне при 300К

Fig. 3. Results of measurements and the obtained value of pressure broadening coefficient for argon ξ_{Ar-Ne} in neon at 300 K

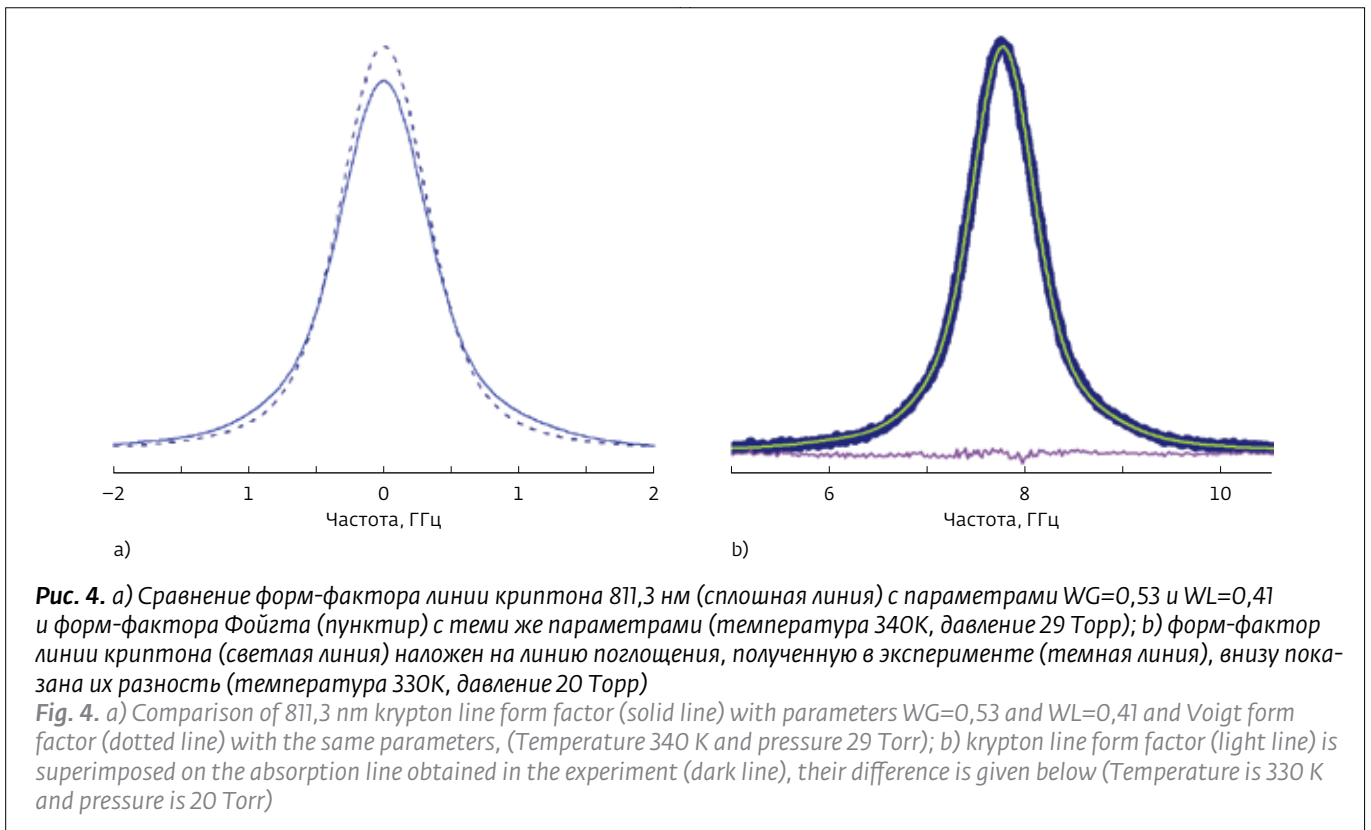
$$WL \cdot \left(\frac{WG}{0,72}\right)^{1,4} = 2\varepsilon \cdot 3,22 \cdot 10^{16} \cdot p, \quad (2)$$

where p is pressure (Torr). Now, knowing WG , WL parameters and using ratio (2), we can determine the value of the pressure broadening coefficient. At constant pressure, the right-hand part of expression (2) depends only on the pressure measured in the experiment, and is temperature independent [6].

For 811.3 nm line of krypton at 300 К: $WG = 0.5$ GHz and $T = 300 \times (WG / 0.5)^2$:

$$WL \cdot \left(\frac{WG}{0,5}\right)^{1,4} = 2\varepsilon \cdot 3,22 \cdot 10^{16} \cdot p. \quad (3)$$

To make sure that the resulting line shape is correct, it is reasonable to assume that WG and WL parameters of Voigt contour, obtained by approximating line profile, should not depend on the number of experimental points included in the approximation. To verify this assumption, we first found the coordinate of the center of the absorption line X_c and the line width at half-



линейной аппроксимации экспериментальных точек, составило $\xi_{Ar-Ne} = (1,3 \pm 0,1) \cdot 10^{-10} \text{ с}^{-1} \cdot \text{см}^3$. Погрешность значения ξ_{Ar-Ne} оценивалась как три стандартных отклонения при аппроксимации экспериментальных данных линейной функцией.

В эксперименте с криптоном нужно учитывать изотопические сдвиги и наличие линий сверхтонкой структуры изотопа ^{83}Kr . Как показали наши эксперименты, несмотря на относительно небольшой вклад от ^{83}Kr (содержание изотопа 11,55%), если пренебречь сверхтонкой структурой линии, то невозможно получить качественную аппроксимацию формы линии поглощения. Природный криптон – это смесь пяти наиболее распространенных изотопов: ^{80}Kr (2,25%), ^{82}Kr (11,56%), ^{83}Kr (11,55%), ^{84}Kr (56,9%) и ^{86}Kr (17,37%). Центры линий поглощения в изотопах ^{80}Kr , ^{82}Kr и ^{86}Kr смещены на несколько десятков МГц относительно наиболее распространенного изотопа ^{84}Kr . Что касается изотопа ^{83}Kr с ядерным спином $I=9/2$, его пятнадцать сверхтонких линий на длине волны 811,3 нм перекрывают диапазон около 3 ГГц. Следовательно, профиль линии поглощения в природном криптоме – это сумма профилей Фойгта для пятнадцати сверхтонких линий ^{83}Kr и для

height WF, taking into account the expression from [10].

Then, the coordinates $X_c \pm ns$, e.g., for values $n=[2 \dots 6]$ were calculated, and Voigt contour was approximated by n data samples within these boundaries. The values obtained for Gaussian WG and Lorentz WL components made it possible to estimate the error in their determination.

The value of the width parameters at half-height of WG and WL, determined in this way, usually remained unchanged at values $n=[3 \dots 6]$, which allows us to assume high quality of the data obtained. The error of WG and WL, as a rule, did not exceed 5%.

Appreciable longitudinal temperature gradient was observed in the experiment. Gas heating in the discharge was determined from the value of WG parameter ($T=300 \times (WG/0.72)^2$), and did not exceed 300 K.

The optical path in the discharge plasma included areas with different temperatures, estimated to be from 300 to 600 K. To estimate the error due to the temperature gradient, the absorption line profile was modeled by the sum of several weighted Voigt profiles at different temperatures and with the corresponding frequency shifts [11]. The evaluation of the systematic error in the measurement of the

остальных четырех изотопов, умноженных на весовые коэффициенты и смещенных относительно друг друга. Весовые коэффициенты для линий изотопов пропорциональны их распространенности в природе, а для линий ^{83}Kr еще и их силам поглощения, рассчитанным квантово-механическим методом [12].

На рис.4 приводятся построенные для естественной смеси изотопов форм-факторы линии криптона, которые сравниваются с форм-фактором Фойгта при температуре 340К и давлении 29 Торр (рис.4а), а также линией поглощения, полученной в эксперименте (рис.4б). Как видно из рисунка, форм-фактор линии криптона отличается от профиля Фойгта и адекватно описывает результаты экспериментальных измерений.

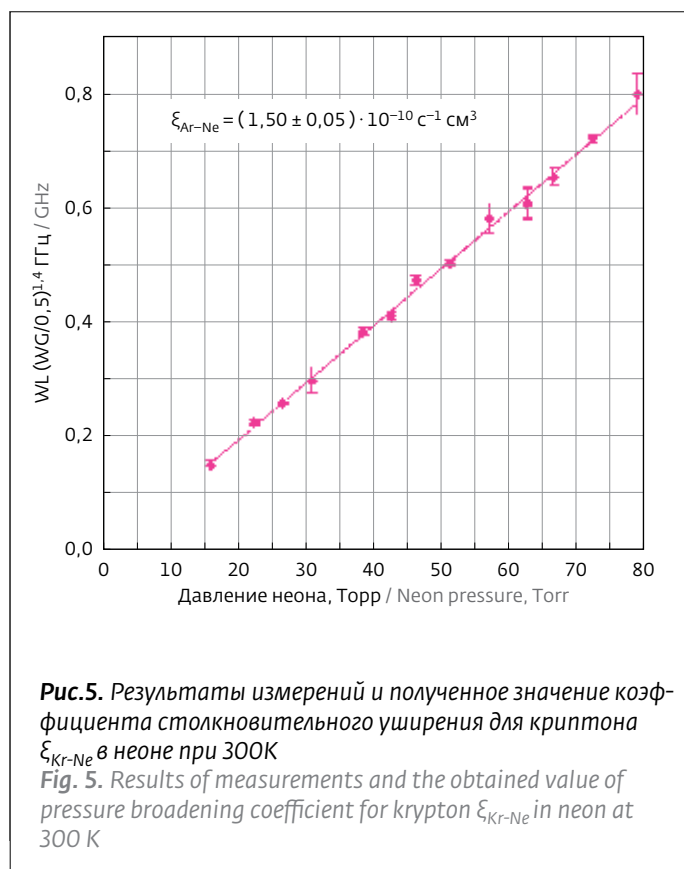
Результаты измерения коэффициентов столкновительного уширения линии криптона 811,3 нм в неоне представлены на рис.5. Парциальное давление криптона составляло от 2,5 до 6 Торр. Значения коэффициентов столкновительного уширения линии криптона 811,3 нм при 300К: $\xi_{\text{Kr-Ne}} = (1,50 \pm 0,05) \cdot 10^{-10} \text{ c}^{-1} \text{ cm}^3$ в неоне и $\xi_{\text{Kr-Ar}} = (3,5 \pm 0,3) \cdot 10^{-10} \text{ c}^{-1} \text{ cm}^3$ в аргоне.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В таблице представлены все коэффициенты столкновительного уширения для линий аргона 811,5 нм и криптона 811,3 нм, измеренные нами до настоящего времени. Одновременное определение гауссовой (WG) и лоренцевой (WL) компонент профиля Фойгта впервые позволило определять коэффициенты столкновительного уширения с точностью лучше 10%. Обратим внимание, что существует заметная разница между значениями коэффициентов столкновительного уширения в неоне по сравнению с осталь-

Значения коэффициентов столкновительного уширения (ξ) для аргона и криптона, в единицах $10^{-10} \text{ c}^{-1} \text{ cm}^3$
 Table Values of pressure broadening coefficients (ξ) for argon and krypton, in $10^{-10} \text{ s}^{-1} \text{ cm}^{-3}$

	Столкновительные партнеры Pressure partners			
	He	Ne	Ar	Kr
Ar, 811,5 нм	3,1±0,1	1,3±0,1	2,8±0,1	–
Kr, 811,3 нм	3,1±0,1	1,50±0,05	3,5±0,3	2,4±0,2



coefficients thus obtained showed that the error does not exceed +3%.

The results of measurement of pressure broadening coefficients for argon in neon are given in Fig. 3. Argon pressure in the experiment was from 2.9 to 3.2 Torr. The coefficient value, determined from the slope of linear approximation of the experimental points, was $\xi_{\text{ArNe}} = (1.3 \pm 0.1) \times 10^{-10} \text{ s}^{-1} \text{ cm}^{-3}$. The error in $\xi_{\text{Ar-Ne}}$ value was estimated as three standard deviations where the experimental data were approximated by linear function.

In the experiment with krypton it was necessary to take into account isotope shifts and the presence of lines of the hyperfine structure of ^{83}Kr isotope. As our experiments have shown, despite a relatively small contribution of ^{83}Kr (11.55% isotope content), if the hyperfine line structure was neglected, it was impossible to obtain a qualitative approximation of absorption line shape. Natural krypton is a mixture of the five most common isotopes: ^{80}Kr (2.25%), ^{82}Kr (11.56%), ^{83}Kr (11.55%), ^{84}Kr (56.9%) and ^{86}Kr (17.37%). The centers of the absorption lines in ^{80}Kr , ^{82}Kr , and ^{86}Kr isotopes are shifted by several tens of MHz relative to the most abundant ^{84}Kr



ными. Эта картина является характерной, когда неон выступает в качестве столкновительного партнера. Значения этого коэффициента в смеси ксенона с неоном для линии ксенона 1,73 мкм [13] также было приблизительно в 2 раза меньше, чем в смесях с аргоном и гелием. Измеренные значения коэффициентов столкновительного уширения найдут применение при оптической диагностике низкотемпературной плазмы инертных газов.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки РФ в рамках госзадания по проектам 3.5624.2017/8.9, 3.5708.2017/6.7.

ЛИТЕРАТУРА

1. **W.F.Krupke.** Diode pumped alkali lasers – A review. – Progress in Quantum Electronics, 2012, v. 36, p.4–28.
2. **J. Han, M.C.Heaven.** Gain and lasing of optically pumped metastable rare gas atoms. – Opt. Lett., 2012, v. 37, p. 2157–2159.
3. **A.V.Demyanov, I.V.Kochetov, P.A.Mikheyev.** Kinetic study of a cw optically pumped laser with metastable rare gas atoms produced in an electric discharge. – J. Phys. D: Appl. Phys., 2013, v. 46, p. 375202.
4. **П.А.Михеев.** Лазеры на метастабильных атомах инертных газов с оптической накачкой. – Квантовая Электроника, 2015, т. 45, с. 704–708.
5. **D.Jackson.** Pressure shifts and broadenings in the arc spectrum of krypton. – J. Opt. Soc. Am., 1981, v. 9, p. 1064–1071.
6. **P.A.Mikheyev, A.K.Chernyshov, N.I.Ufimtsev, E.A.Vorontsova, V.N.Azyazov.** Pressure broadening of Ar and Kr $(n+1)s[3/2]_2 \rightarrow (n+1)p[5/2]_3$ transition in the parent gases and in He. – J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf., 2015, v. 164, p.1–7.
7. **P.A.Mikheyev, A.K.Chernyshov, N.I.Ufimtsev, E.A.Vorontsova, V.N.Azyazov.** Tunable diode-laser spectroscopy (TDLs) of 811.5 nm Ar line for Ar $(4s[3/2]_2)$ number density measurements in a 40 MHz RF discharge. – Proc. SPIE, 2015 v. 9255, p.92552W.
8. **A.K.Chernyshov, E.A.Chernyshova.** Diode-laser derivative spectroscopy without lock-in amplifier. – Physics of Wave Phenomena, 2011, v.19, № 2, p.89–92.
9. **A.K.Chernyshov, P.A.Mikheyev.** Measurement of an ambient air leak by diode laser absorption spectroscopy. – Proc. SPIE, 2016 v.10176, p.101760T–101760T-8.
10. **J.J.Olivero, R.L.Longbothum.** Empirical fits to the Voigt line width: A brief review. – J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer, 1977, v. 2, p. 233–236.
11. **H.M.Foley.** The pressure broadening of spectral lines. – Physical Review, 1946, т. 69, № . 11–12, с. 616.
12. **W.A.Hargus.** A preliminary study of Krypton laser-induced fluorescence. – AIAA, 2010, v. 6524, p.1–9.
13. **G.A.Habner, A.G.N.Hays.** Measured pressure broadening and shift rates of the 1.73 μm $(5d[3/2]_1 - 6p[5/2]_2)$ transition of xenon. – Appl. Phys. Lett., 1991, v.5, p. 537–539.

isotope. As for ^{83}Kr isotope with a nuclear spin of $I=9/2$, its fifteen hyperfine lines at a wavelength of 811.3 nm overlap the range of about 3 GHz. Therefore, the absorption line profile in natural krypton is the sum of Voigt profiles for fifteen hyperfine lines of ^{83}Kr and for the remaining four isotopes multiplied by weighting factors and shifted relative to each other. The weight coefficients for isotope lines are proportional to their abundance in nature, and for ^{83}Kr lines also to their absorption forces calculated by the quantum mechanical method [12].

Figure 4 shows the form factors of krypton line constructed for natural isotope mixture, as compared with Voigt form factor at a temperature of 340 K and a pressure of 29 Torr (Figure 4a), as well as an absorption line obtained in the experiment (Fig. 4b). As can be seen from the figure, form factor of krypton line differs from Voigt profile, and adequately describes the results of the experimental measurements.

The results of the measurement of pressure broadening coefficients of 811.3 nm krypton line in neon are given in Fig. 5. The krypton partial pressure was 2.5 to 6 Torr. The values of the coefficients of the pressure broadening of krypton line of 811.3 nm at 300 K: $\xi_{\text{Kr-Ne}}=(1.50\pm 0.05)\times 10^{-10} \text{ s}^{-1} \text{ cm}^{-3}$ in neon and $\xi_{\text{Kr-Ar}}=(3.5\pm 0.3)\times 10^{-10} \text{ s}^{-1} \text{ cm}^{-3}$ in argon.

CONCLUSIONS

Table presents all pressure broadening coefficients for 811.5 nm argon and 811.3 nm krypton lines, measured by us up to date. The simultaneous determination of Gaussian (WG) and Lorentz (WL) components of Voigt profile made it possible to determine pressure broadening coefficients with accuracy better than 10% for the first time. Please note that there is a noticeable difference between the values of pressure broadening coefficients in neon compared to others. This pattern is characteristic when neon acts as a collisional partner. The values of this coefficient in a mixture of xenon with neon for the xenon line of 1.73 μm [13] were about half of those in mixtures with argon and helium. The measured values of pressure broadening coefficients can be applied in the tasks of optical diagnostics of low-temperature rare gas plasma.

The research was carried out under support of the Ministry of Education and Science of the Russian Federation within the framework of the State Order under Projects 3.5624.2017/8.9, 3.5708.2017/6.7.