

ВЫСТРАИВАНИЕ АТОМОВ КСЕНОНА В ГАЗОВОМ РАЗРЯДЕ

С. А. Казанцев, В. П. Марков, С. Л. Морозова и М. П. Чайка

В плазме положительного столба газового разряда исследовано явление макроскопического выстраивания возбужденных состояний атома ксенона. Изучены процессы релаксации выстраивания при столкновениях с нейтральными атомами газа и заряженными частицами. Определены радиационные времена жизни и сечения соударений ряда возбужденных состояний ксенона.

При перепоглощении излучения в источниках света с ограниченными пространственными размерами возникает самовыстраивание возбужденных состояний атомов [1]. Макроскопическое выстраивание возбужденных состояний атомов в плазме положительного столба газового разряда хорошо изучено в инертных газах — гелии, неоне, аргоне, криптоне [1-10].

Исследование выстраивания возбужденных состояний атомов Хе в плазме положительного столба газового разряда постоянного тока с самого начала встретило ряд специфических трудностей. В естественном ксеноне сигналы имели сложную форму. Это связано с тем, что в естественной смеси половина изотопов (48.2%) — нечетные, обладающие сверхтонкой структурой. Сигналы выстраивания с уровней, обладающих СТС, представляют собой сумму сигналов выстраивания, принадлежащих каждой компоненте, если СТС достаточно широка относительно естественной ширины (в противном случае сигналы еще сложнее). В общем случае ширины всех этих сигналов не равны и при их наложении получается сложная форма. Практически такие сигналы не поддаются обработке, и эту трудность мы обошли использованием четного изотопа ксенона (Xe^{136}).

Вторая экспериментальная особенность исследования этого явления в ксеноне была связана с узостью интерференционных сигналов, ширины которых оказались значительно меньше, чем в гелии, неоне и аргоне. В большинстве случаев они составляли величины порядка нескольких десятых эрстеда, что сравнимо с лабораторным магнитным полем в точке наблюдения. В таких условиях сигнал может быть искажен [2]. Для устранения этих искажений нами производилась компенсация лабораторного магнитного поля.

В настоящей работе нами использовалась система регистрации по методу аналогового цифрового преобразования сигнала с последующим накоплением его в численном виде на многоканальном анализаторе импульсов [11]. Экспериментальная установка была описана ранее [12, 14]. В наших экспериментах давление газа в разрядной трубке ($\varnothing = 6$ мм, $l = 20$ см) менялось от 2 до 50 мтор, сила разрядного тока — от 20 до 100 мА. При этих условиях в плазме газового разряда в Xe^{136} нами наблюдалось макроскопическое выстраивание следующих возбужденных состояний: $6p [3/2]_2$, $6p' [3/2]_2$, $7p [3/2]_{1,2}$, $7p [5/2]_{2,3}$, $7d [5/2]_{2,3}$, $7d [7/2]_{3,4}$, $8s [3/2]_{1,2}^0$, $8p [5/2]_3^0$, $8d [5/2]_3^0$, $8d [7/2]_4^0$, $4f [3/2]_1$. Однако достаточное

отношение сигнал/шум для количественной обработки сигналов выстраивания было получено на меньшем количестве спектральных линий. На рис. 1 приведен пример экспериментального контура. Как видно из этого рисунка, лорентцовский контур регистрируется на некоторой подложке. Оказалось, что эта подложка обусловлена влиянием магнитного поля на разряд, не связанной с выстраиванием, и ее достаточно хорошо можно описать полиномом второй степени. Поэтому весь зарегистрированный сигнал мы аппроксимировали функцией

$$f(H) = aH^2 + bH + c + h \frac{\Delta H_{1/2}^2}{\Delta H_{1/2}^2 + (H - H_{см.})^2}, \quad (1)$$

где a , b , c — коэффициенты полинома, h — высота лорентцовской кривой без подложки в нулевом поле, H — величина изменяющегося магнит-

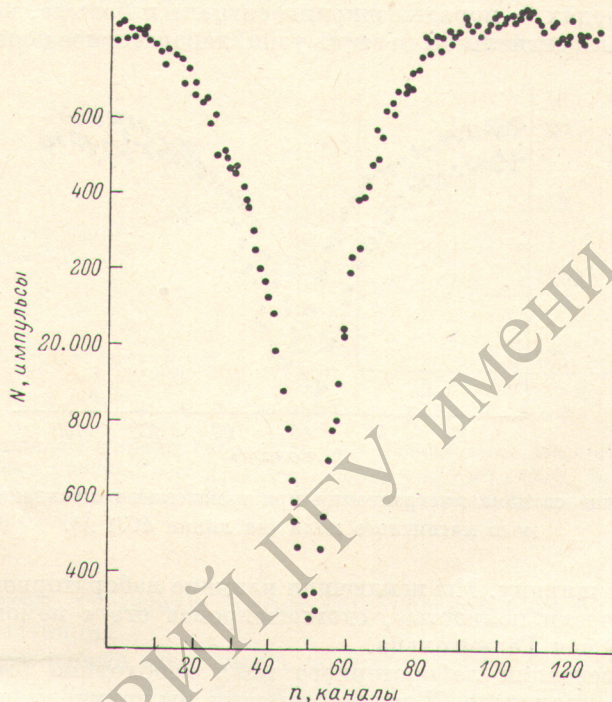


Рис. 1. Контур сигнала выстраивания уровня $7d [7/2]_2$ на линии 7119 \AA .

ного поля, $H_{см.}$ — величина магнитного поля смещения, необходимая для записи симметричного контура сигнала выстраивания.

Обработка регистрируемого контура сводилась к нахождению параметров этой функции, при которых она наилучшим образом описывала экспериментальный набор точек. В качестве критерия наилучшего согласия мы использовали минимум суммы квадратов разностей экспериментальных и вычисленных значений сигнала при каждом значении магнитного поля

$$\sum_i [f(H_i)_{эксп.} - f(H_i)_{расч.}]^2.$$

Эта задача решалась с помощью ЭВМ. После линеаризации задачи использовался метод наименьших квадратов Гаусса [20], так как дисперсия накопленных в каждом канале анализатора импульсов были одинаковой и корреляция между каналами практически отсутствовала. В качестве начальных приближений значений параметров в машину вводились числа, полученные при ручной обработке сигналов. Задача считалась решенной, если разность значений параметров, найденных в последнем и пре-

дыдущих циклах, не превышала 10^{-5} . Устойчивость программы проверялась введением разных начальных приближений параметров. Машина выдавала или одно и то же, с точностью до шестого знака, решение, либо не выдавала никакого.

Для учета искажений регистрируемых контуров сигналов выстраивания лабораторным магнитным полем необходимо было определить это поле в участке наблюдения. Можно рассматривать отдельно влияние продольной (т. е. направленной вдоль контролируемого магнитного поля) и поперечной его составляющих. Продольная составляющая приводит только к смещению положения сигнала в шкале магнитных полей, оставляя неизменной его форму и ширину. Поперечная же составляющая изменяет форму сигнала, причем это искажение зависит не только от величины составляющей, но и от ее направления относительно оси выстраивания. Искажения заметны только при относительно больших поперечных полях — порядка ширины сигнала и больше, но так как наблюдаемые нами сигналы были очень узки, лабораторное поле существенно

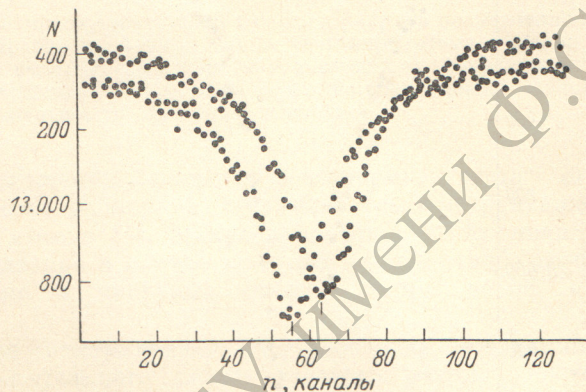


Рис. 2. Смещение сигнала выстраивания при изменении направления контролируемого магнитного поля (на линии 4671 \AA).

влияло на их ширину. Мы исключили влияние лабораторного магнитного поля практически полностью, скомпенсировав его с помощью дополнительных катушек Гельмгольца.

Для компенсации лабораторного поля необходимо было знать его величину и направление. И эту информацию мы получили из самих сигналов выстраивания.

Как указывалось выше, продольная составляющая лабораторного магнитного поля смещает контур сигнала относительно нулевого значения контролируемого магнитного поля. При изменении же направления контролируемых магнитных полей контур сигнала смещался в противоположную сторону, но на то же число каналов. Из разности положений максимумов сигналов легко находилась продольная составляющая искомого поля. Так как выстраивание атомов в разряде двуосное, сигналы выстраивания наблюдаются при любом направлении магнитного поля. Поэтому мы имели возможность повторить эту процедуру при трех взаимно ортогональных направлениях контролируемых полей и найти все три составляющие лабораторного магнитного поля в участке наблюдения, а следовательно, и его величину и направление. Нами были получены следующие значения компонент паразитного поля: 0,18, 0,20, 0,28 Э. Пример смещенных контуров сигналов при взаимно обратных направлениях контролируемых магнитных полей приведен на рис. 2.

Данный способ определения лабораторного магнитного поля довольно прост и точность его, как можно легко видеть из рис. 2, прежде всего зависит от цены канала, а это уже в свою очередь определяется в наших экспериментах шириной регистрируемых контуров. В нашем случае точность определения проекций лабораторного поля была на уровне 0,03 Э.

Релаксация выстраивания возбужденных состояний атомов в газовом разряде происходит как за счет радиационного распада возбужденного состояния, так и за счет столкновений с атомами газа в нормальном состоянии и с заряженными частицами. Можно считать, что вклады в ширину уровня радиационного распада и столкновений с атомами газа в нормальном состоянии и с заряженными частицами независимы. В исследуемой области давлений и токов столкновения можно считать бинарными и, следовательно, зависимости уширения от силы разрядного тока и от давления газа линейными. Тогда константа распада выстраивания возбужденного состояния Γ_2 описывается следующим хорошо известным соотношением:

$$\Gamma_2(p, i) = 1/\tau_2 = \Gamma_{\text{рад.}} + k_p p + k_i i, \quad (2)$$

где p — давление газа, i — сила разрядного тока, $\Gamma_{\text{рад.}}$ — константа радиационного распада, $\tau_2 = 1/\Gamma_2$ — время релаксации выстраивания,

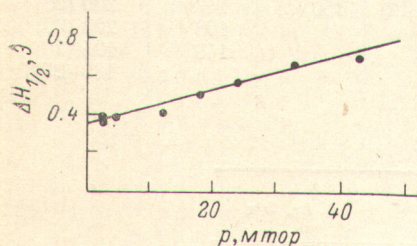


Рис. 3. Экстраполяция ширины сигнала выстраивания уровня $7p [3/2]_2$ (на линии 4624 \AA) к нулевому давлению газа.

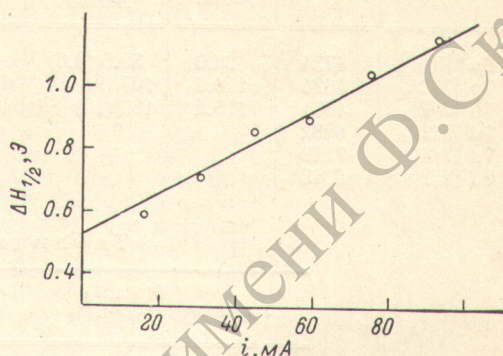


Рис. 4. Зависимость ширины сигнала выстраивания уровня $7p [3/2]_2$ (на линии 4624 \AA) от силы разрядного тока ($p=30$ мтор).

$k_{p,i}$ — параметры уширения за счет столкновений с атомами газа и заряженными частицами.

В настоящей работе зависимость ширин сигналов от силы разрядного тока была явно выражена и учитывалась при определении констант радиационного распада (рис. 4). Последние определялись двойной экстраполяцией: к нулевому значению разрядного тока и к нулевому значению давления (рис. 3, 4). Первая экстраполяция исправляла полученные значения времен когерентности на столкновения с заряженными частицами, вторая — с атомами в нормальном состоянии. Экстраполяции, согласно выражению (2), проводились по линейному закону. Полученные значения констант радиационного распада сведены в табл. 1. Полученные из наклона прямых значения сечений деполаризующих столкновений представлены в табл. 2. При пересчете от уширений к сечениям предполагалось, что температура газа 350 K . Определение $\tau_{\text{рад.}}$ проводилось нами в предположении отсутствия пленения излучения в условиях эксперимента. Это предположение основано на наблюдении линейных зависимостей ширин сигналов от давления газа (рис. 3), наличие которых свидетельствует о том, что сужение пленением либо отсутствует, либо остается постоянным, т. е. не зависит от давления газа. Последнее может быть в том случае, когда пленение достигает насыщения — так называемое полное пленение. Полного пленения на наблюдаемом переходе быть не может, так как при этом не было бы сигнала выстраивания. На других переходах с исследуемого уровня его также быть не может, так как среди них нет разрешенных оптических переходов в основное состояние атомов, на которых этот процесс мог бы иметь место.

Таблица 1

Уровень	$\lambda, \text{Å}$	[15]		[16]	[17]	[18]
		расчет	временной анализ	временной анализ	временной анализ	Ханле
6p' [3/2] ₂	4734	28.0	39.0 (7)	34 (2)	33 (3)	38.1 (1.3)
7p [3/2] ₂	4624	112	148 (11)	203 (15)	150 (10)	
7p [5/2] ₃	4671	115.5	141 (10)		166 (10)	
7d [5/2] ₃	6882	96				
7d [7/2] ₄	7119	109				
8d [7/2] ₄	6318	150	135 (5)			

Продолжение

Уровень	$\lambda, \text{Å}$	[19]		[18]		[21]	Настоящая работа
		расчет	временной анализ	τ_0	τ_c	расчет	
6p' [3/2] ₂	4734	29.0	30.5 (3.0)			26.5	37.4 (8)
7p [3/2] ₂	4624	110.7	107 (9)	169 (12)	155 (5)	100	190 (30)
7p [5/2] ₃	4671	115.4	183 (10)	163 (12)	150 (5)	147	200 (20)
7d [5/2] ₃	6882					168	200 (30)
7d [7/2] ₄	7119					143	125 (20)
8d [7/2] ₄	6318						180 (25)

Таблица 2

Уровень	$\lambda, \text{Å}$	$\sigma^2, \text{Å}^2$	$k_i, \text{э/а}$
6p' [3/2] ₂	4734	150 (90)	0
7p [3/2] ₂	4624	700 (90)	5.7 (5)
7p [5/2] ₃	4671	570 (90)	1.9 (1)
7d [5/2] ₃	6882	900 (170)	3.2 (2)
7d [7/2] ₄	7119	800 (100)	1.9 (2)
8d [7/2] ₄	6318	1100 (200)	3.4 (8)

Измеренные нами значения радиационных времен жизни возбужденных уровней ксенона приведены в табл. 1. В эту таблицу наряду с нашими значениями сведены подобные результаты других авторов, полученные как экспериментально, так и в результате теоретического расчета. Экспериментальные значения времен жизни уровней ксенона получены различными методами. Во всех работах, выполненных методом временного распада [15-17, 19], использовалось возбуждение атомов электронным пучком с достаточно большой энергией 15-35 эВ. В таких условиях происходило возбуждение и более высоких по энергиям состояний с последующим каскадным переходом на исследуемом уровне. Учет каскадных переходов в этих работах производился при обработке регистрируемых кривых распада, которые считались многоэкспоненциальными. Это может являться причиной разброса значений времен жизни.

В работе [18] определялись времена когерентности τ_c по ширине кривой магнитного резонанса при давлении ксенона, равном 4 мтора. Было экспериментально доказано, что пленение излучения на переходах 3p-1s является несущественным. Исходя из измерений τ_c , путем линейной экстраполяции данных, полученных в диапазоне давлений 4-100 мтора к нулевой плотности возмущающих атомов, определялись значения радиационных времен жизни τ_0 возбужденных уровней ксенона. В работе [13] был использован метод выстраивания атомов в плазме ВЧ разряда. Как видно, полученные нами значения удовлетворительно согласуются со значениями, полученными близкими методами магнитного резонанса и эффекта Ханле в разряде. В работах [15, 19] наряду с экспериментальными из-

мерениями производился расчет времен жизни, результаты расчета [21] получены на основе модели промежуточной связи в одно- и многоконфигурационных приближениях. Что касается сечений деполяризующих соударений, то экспериментальные измерения, которые можно сравнить с нашими результатами, содержатся только в одной работе [18]. Авторы получили для уровня $7p$ $[5/2]_3$ значение $(1700 \pm 300) \text{ \AA}^2$, при этом атомная температура была оценена косвенными измерениями порядка 500 К. Приведенная величина сильно отличается от полученной нами. Для остальных исследованных нами уровней литературные данные отсутствуют.

Литература

- [1] Х. Каллас, М. Чайка. *Опт. и спектр.*, 27, 694, 1969.
- [2] С. G. Sarrington, A. Cooney. *Opt. Commun.*, 1, 115, 1969; М. П. Чайка. Интерференция вырожденных атомных состояний, ЛГУ, Л., 1975.
- [3] С. А. Казанцев, М. П. Чайка. *Опт. и спектр.*, 31, 510, 1971.
- [4] С. А. Казанцев, В. П. Марков, М. П. Чайка. *Опт. и спектр.*, 34, 854, 1973.
- [5] С. А. Казанцев, А. Кислинг, М. П. Чайка. *Опт. и спектр.*, 34, 1227, 1973; 36, 1030, 1974.
- [6] С. А. Казанцев, В. П. Марков. *Опт. и спектр.*, 36, 613, 1974.
- [7] С. А. Казанцев, А. Г. Рысь. *Опт. и спектр.*, 43, 575, 1977.
- [8] С. G. Sarrington. *J. Phys.*, B5, 1572, 1972.
- [9] С. А. Казанцев, А. Кислинг, В. П. Марков, М. П. Чайка. *Вестн. ЛГУ, сер. физ.-хим. вып. 2, № 10, 1975.*
- [10] С. А. Казанцев, В. И. Эйдук. *Опт. и спектр.*, 45, 858, 1978.
- [11] Е. Н. Котликов. ВИНТИ, № 1772-76, деп. от 19.5.1976.
- [12] С. А. Казанцев, Е. С. Ползик. *Опт. и спектр.*, 41, 1092, 1976.
- [13] X. Husson, J. Margerie. *Opt. Commun.*, 5, 139, 1972.
- [14] В. П. Марков. ВИНТИ, № 1988-75, деп. от 4.07.1975.
- [15] L. Allen, D. Jones. *J. Opt. Soc. Am.*, 59, 842, 1969.
- [16] Я. В. Веролайнен, А. Л. Ошерович. *Опт. и спектр.*, 27, 31, 1969.
- [17] Р. Г. Каримов, В. М. Климкин. *Изв. вузов, физика*, 3, 24, 1971.
- [18] M. Chenevier, P. A. Moskowitcz. *J. de Phys.*, 35, 401, 1974.
- [19] E. Jimenez, J. Campos, C. Sanchez del Rio. *J. Opt. Soc. Am.*, 64, 1009, 1974.
- [20] Д. Худсон. *Статистика для физиков.* «Мир», М., 1970.
- [21] П. Ф. Груздев, А. В. Логинов. *Опт. и спектр.*, 41, 176, 1976.

Поступило в Редакцию 23 декабря 1978 г.