

УДК 533.9 : 546.48-128

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЫСТРАИВАНИЯ $^2D_{3/2}$ СОСТОЯНИЯ Cd II
В ГАЗОВОМ РАЗРЯДЕ

М. Р. Атаджанов, Е. Н. Котликов и М. П. Чайка

Обнаружено и исследовано выстраивание $4d^95s^2\ ^2D_{3/2}$ состояния Cd II в плазме положительного столба газового разряда. Показано, что соударения с заряженными частицами играют преимущественную роль в образовании выстраивания этого состояния. Определены сечения деполяризующих соударений $\sigma(2)[(Cd^+)^*-Cd] = (4.0 \pm 0.5) \cdot 10^{-15} \text{ см}^2$; $\sigma(2)[(Cd^+)^*-He] = (2.0 \pm 0.5) \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$ и время радиационного распада $^2D_{3/2}$ состояния Cd II $\tau_{\text{рад}} = (600 \pm 50) \text{ нс}$.

Настоящая работа является продолжением исследований выстраивания в разряде на парах металлов [1]. В ней описывается эксперимент, в котором обнаружено и исследовано выстраивание $4d^95s^2\ ^2D_{3/2}$ уровня Cd II в плазме положительного столба газового разряда.

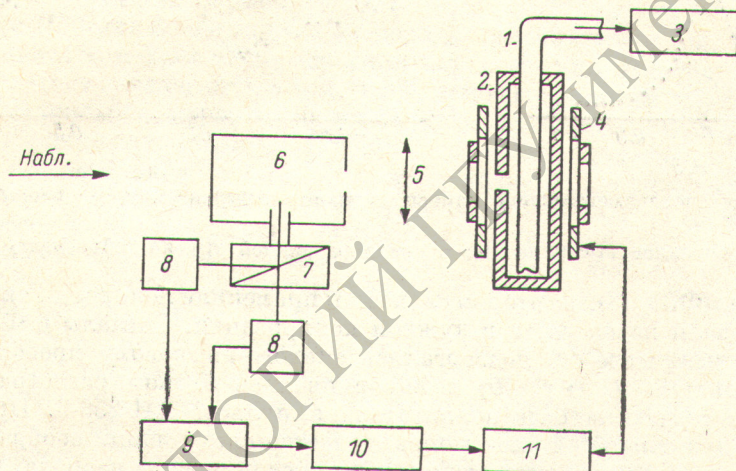


Рис. 1. Блок-схема экспериментальной установки.

1 — разрядная трубка; 2 — печь; 3 — вакуумная установка; 4 — катушки Гельмгольца; 5 — линза; 6 — монохроматор; 7 — интерференционный поляризатор; 8 — ФЭУ; 9 — усилитель; 10 — преобразователь $U \rightarrow f$; 11 — блок регистрации.

Исследовалась зависимость характеристик спектральной линии $\lambda = 441.6 \text{ нм}$, которая соответствует двухэлектронному переходу $4d^95s^2\ ^2D_{3/2} \rightarrow 4d^{10}5p^2\ P_{3/2}$ от магнитного поля. Схема экспериментальной установки приведена на рис. 1. В цилиндрической разрядной трубке (1) с внутренним диаметром 2.5 мм поддерживался разряд постоянного тока на парах естественной смеси изотопов кадмия. Давление паров кадмия варьировалось путем изменения температуры печи (2) (от 245 до 350 °С), в которой находилась разрядная трубка. Температура вдоль разрядной трубки различалась на $5 \div 10$ °С; мы ее определяли по показаниям двух термометров, которые были закреплены в нижней и верхней части разрядной трубки. Из этих измерений мы определяли интервал, в котором находится значение давления паров кадмия в наблюдаемом участке разряда. Вакуумная установка (3) позволяла напускать в разрядный объем гелий и контролировать его давление. Для регистрации сигналов зависимости интен-

сивности поляризованного излучения от магнитного поля была использована методика, разработанная в лаборатории когерентной оптики НИИФ ЛГУ [2]. Система катушек Гельмгольца (4) позволяла накладывать на исследуемый участок разряда однородное магнитное поле и компенсировать лабораторное магнитное поле. Известно, что присутствие лабораторного магнитного поля искажает форму и ширину сигналов выстраивания и приводит к возникновению ложных сигналов выстраивания [3]. Поэтому при исследовании сигналов выстраивания очень важно, чтобы лабораторное магнитное поле было тщательно скомпенсировано. Спонтанное излучение с исследуемого участка разряда фокусировалось линзой (5) на вход монохроматора МСД-1 (6), который выделял нужную спектральную линию. Использовалась двухканальная и одноканальная схемы регистрации: в первом случае свет на выходе монохроматора разделялся интерференционным поляризатором (7) на два потока с ортогональными поляризациями (параллельно и перпендикулярно оси трубки) и регистри-

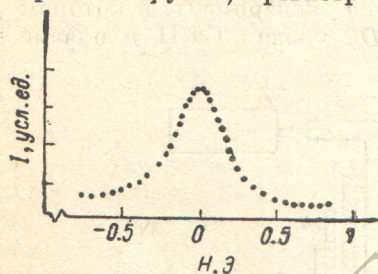


Рис. 2. Пример экспериментальной записи сигналов выстраивания $^2D_{5/2}$ состояния Cd II.

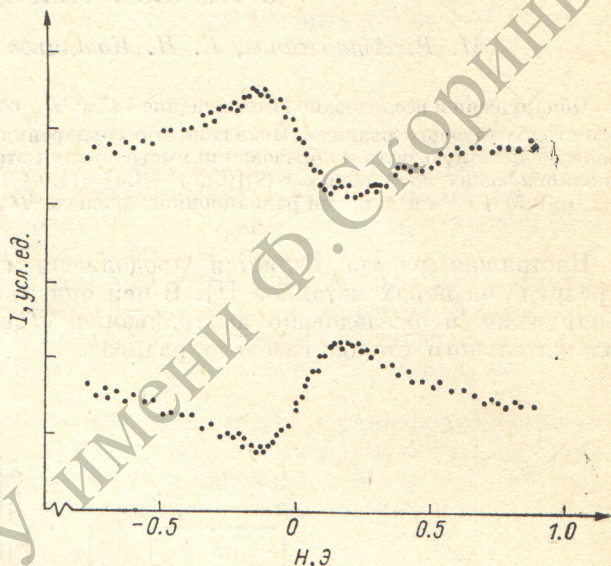


Рис. 3. Сумма сигналов выстраивания с краев разрядной трубки (объяснение в тексте).

ровался двумя ФЭУ (8), во втором случае мы применяли поляриды типа ПФ-32 и регистрировали поток света в нужной поляризации. Сигналы с ФЭУ после усиления на усилителе (9) подвергались аналого-цифровому преобразованию на преобразователе $U \rightarrow f$ (10) и накапливались блоком регистрации (11), который был создан на базе анализатора импульсов АИ-256-6. Применение разностной двухканальной схемы оправдывается следующими соображениями: накладываемое магнитное поле вызывает движение плазмы разряда, и на щель монохроматора попадает свет с различных его участков. Это приводит к зависимости интенсивности излучения разряда от магнитного поля, которая не связана с разрушением когерентности состояний. Поскольку эта зависимость одинакова в обеих поляризациях, применяя разностную двухканальную схему, мы практически избавляемся от нее.

Сигналы выстраивания были зарегистрированы в широком диапазоне давлений кадмия (от 5 мтор до 200 мтор) и гелия (до 2 Тор) и имели ширины от 0.07 до 0.30 Э. Узость сигналов выстраивания потребовала тщательной компенсации паразитного лабораторного магнитного поля в наблюдаемом участке разряда. Пример экспериментальной записи сигналов выстраивания приведен на рис. 2.

Нами исследовался механизм возникновения выстраивания на $^2D_{5/2}$ состоянии Cd II в газовом разряде. Известно, что причиной возникновения выстраивания в цилиндрическом объеме в основном могут быть перепоглощение света и электронный удар [4]. В случае, если возникновение выстраивания обусловлено перепоглощением света, сигналы выстраивания в перпендикулярном (к оси трубки) магнитном поле намного больше по амплитуде, чем в аксиальном [4]. Кроме того, с понижением давления процесс перепоглощения в объеме умень-

шается и сигнал выстраивания, обусловленный им, тоже падает по амплитуде. Последнее не очень строго, поскольку для ионов с уменьшением давления интенсивность линий растет.

При исследовании сигналов выстраивания $^2D_{3/2}$ состояния Cd II в поперечном и аксиальном магнитных полях было обнаружено, что в обоих случаях сигналы имеют примерно равные амплитуды и с уменьшением давления паров кадмия амплитуда сигналов растет. Поведение обнаруженных сигналов противоречит механизму перепоглощения и заставляет предположить, что при образовании выстраивания $^2D_{3/2}$ состояния Cd II механизм перепоглощения света не является преобладающим.

Известно, что при соударении с заряженными частицами атомы выстраиваются [5]. Возможность электронного механизма возникновения выстраивания возбужденных состояний в плазме положительного столба газового разряда обсуждалась в [4]. Недавно экспериментально было подтверждено, что в образовании выстраивания высоковозбужденных состояний ксенона электронный механизм является преобладающим [6].

Если предположить, что выстраивание $^2D_{3/2}$ состояния Cd II образуется за счет соударений с электронами, то можно простым образом объяснить поведение наблюдаемых сигналов, так как известно, что в цилиндрическом разрядном объеме по радиусу трубки градиент потенциала больше, чем по ее оси. Поэтому, если анизотропия возбуждения связана с электронами, то ось наибольшего выстраивания направлена по радиусу трубки и сигналы выстраивания в аксиальном поле по амплитуде больше, чем в перпендикулярном. Кроме того, с уменьшением давления паров кадмия доля быстрых электронов (а также ионов) в разрядном объеме увеличивается и сигнал выстраивания, обусловленный электронным ударом, тоже растет по амплитуде.

В работе [6] была использована экспериментальная методика, которая позволила приписать механизм образования выстраивания электронному удару. Суть этого метода заключается в том, что в разряде ось выстраивания, обусловленная электронным ударом, на краях трубки из-за дрейфа электронов отклоняется от направления радиуса трубки. Тогда при наблюдении по обычной схеме сигналов выстраивания в излучении с краев разрядной трубки должна появиться примесь дисперсионного контура, причем знак этой примеси должен меняться при переходе от одного края трубки к другому.

В эксперименте в сигналах выстраивания $^2D_{3/2}$ состояния Cd II в излучении с краев разрядной трубки были получены разные по знаку примеси дисперсионного контура (рис. 3).

Для выделения дисперсионных контуров из сигнала выстраивания нами использовалась двухканальная суммирующая схема накопления. Излучение с противоположных краев разрядной трубки в ортогональных поляризациях (параллельно и перпендикулярно оси трубки) последовательно во времени регистрировалось ФЭУ и накапливалось в каналах памяти анализатора импульсов. Далее сигналы, накопленные за одинаковое время, суммировались. При этом лорентцовские составляющие сигнала, поскольку они имеют разные знаки, компенсировались, и мы получили дисперсионные контуры, показанные на рис. 3. Надо отметить, что примеси дисперсионного контура в нашем случае были намного больше, чем в разряде ксенона [6]. Отсюда можно сделать вывод, что угол между преимущественным направлением движения электронов и направлением радиуса трубки в разряде кадмия намного больше, чем в разряде ксенона.

Из всех вышеперечисленных особенностей обнаруженных сигналов (равенство амплитуд сигналов в поперечном и аксиальном магнитных полях, увеличение амплитуды сигналов с уменьшением давления паров кадмия и появление дисперсионных контуров разных знаков при наблюдении излучения с краев разрядной трубки) следует, что в образовании выстраивания $^2D_{3/2}$ состояния Cd II электронный механизм является преобладающим. (Возможно, что в образовании выстраивания $^2D_{3/2}$ состояния Cd II участвуют также соударения с ионами).

Независимо от механизма образования выстраивания наблюдаемые сигналы, обусловленные разрушением выстраивания магнитным полем, можно

использовать для определения релаксационных констант возбужденных состояний. Построены кривые, характеризующие зависимость ширины сигналов выстраивания от давления паров кадмия, соответствующие показаниям обоих термометров, и от тока разряда (рис. 4). Из рис. 4, а видно, что при давлениях, меньших 25 тор, кривые имеют нелинейные области, т. е. на ширины сигналов выстраивания, кроме деполаризующих соударений, еще влияет другой какой-то фактор. Наиболее вероятно, что этим фактором является перенос когерентности с более вышележащих состояний, но эта гипотеза пока ничем не подтверждена. По линейной области кривых $\Delta H(p)$ определено уширение деполаризующими соударениями с нормальными атомами кадмия $\gamma_p/P = (1.50 \pm 0.15)$ МГц/тор.

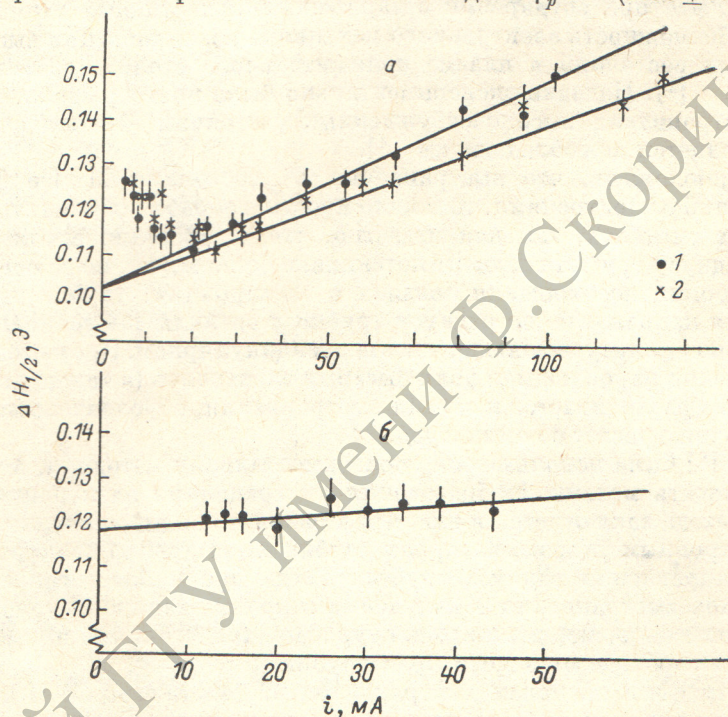


Рис. 4. Зависимость полуширины сигналов выстраивания $2D_{s/2}$ состояния Cd II от давления паров кадмия (а): 1 — отсчет по верхнему термометру; 2 — по нижнему; (б) — от тока разряда.

Погрешность измерения обусловлена разбросом экспериментальных точек и систематическими ошибками, связанными с неточностью определения давления паров кадмия в исследуемом участке разряда. Из уширения было определено сечение деполаризующих соударений типа $(Cd^+)^* - Cd$. Оно оказалось равным $\sigma(2) [(Cd^+)^* - Cd] = (4.0 \pm 0.5) \cdot 10^{-15}$ см². При вычислении применялась известная формула [4].

$$[\sigma(2) = (\gamma_p/P) 1.43 \cdot 10^{-17} \frac{\sqrt{T}}{\sqrt{(1/M_1) + (1/M_2)}}]$$

где M_1, M_2 — массы сталкивающихся частиц в атомных единицах; T — температура кюветы в К; γ_p/P — уширение деполаризующими соударениями в МГц/тор.

Аналогичным образом обрабатывались сигналы выстраивания, наблюдаемые в присутствии гелия. Определено сечение деполаризующих соударений типа $(Cd^+)^* - He$, которое оказалось равным $(2.0 \pm 0.5) \cdot 10^{-16}$ см². Это значение хорошо согласуется с результатами измерения сечения деполаризующих соударений, проведенными по эффекту Ханле при лазерном возбуждении в работе [7] и по лэмбовскому провалу [8].

Уширение сигналов выстраивания в чистых парах кадмия током разряда оказалось равным (14 ± 3) МГц·см²/А. Экстраполяцией ширины сигналов выстраивания к нулевому току и нулевому давлению (при этом нелинейная область

кривых при малых давлениях не учитывалась) было определено время радиационного распада $^2D_{3/2}$ состояния Cd II по формуле

$$\tau_{\text{рад}} = \frac{5.7 \cdot 10^{-8}}{g_s \cdot \Delta H_{1/2}}$$

(g_s -фактор $^2D_{3/2}$ состояния равен 1.2 [9]).

Оно оказалось равным (600 ± 50) нс. Время радиационного распада $^2D_{3/2}$ состояния Cd II измерено многими авторами [9-11] в различных экспериментах. Наиболее вероятное его значение по литературным данным составляет ≈ 800 нс. Наш результат от этого значения заметно отличается. Возможно, эта разница обусловлена тем, что нам не удалось до конца избавиться от влияния паразитного лабораторного магнитного поля и от ложных сигналов выстраивания. Самые узкие контура сигналов, полученных нами, имели ширину ≈ 0.07 Э. В этом случае, чтобы избавиться от влияния лабораторного магнитного поля, его надо скомпенсировать с точностью лучше, чем 0.01 Э. Эта величина имеет порядок неоднородностей магнитных полей, создаваемых нашими катушками в наблюдаемом участке разряда.

Литература

- [1] Э. А. Алипиева, Е. Н. Котликов. Опт. и спектр., 43, 1000, 1977.
- [2] Е. Н. Котликов. Вестн. ЛГУ, 10, 159, 1976.
- [3] М. П. Чайка, Е. Н. Котликов, Г. Ц. Тодоров, М. Р. Атаджанов. Опт. и спектр., 51, 63, 1981.
- [4] М. П. Чайка. Интерференция вырожденных атомных состояний. Изд. ЛГУ, Л., 1975.
- [5] Е. Б. Александров. Опт. и спектр., 16, 377, 1964.
- [6] С. А. Казанцев, А. Г. Рысь, М. П. Чайка. Опт. и спектр., 52, 186, 1982.
- [7] К. К. Боярский, О. М. Кобзарь, Е. Н. Котликов. Опт. и спектр., 41, 163, 1976.
- [8] A. Dienes, T. P. Sosnowski. Appl. Phys. Lett., 16, 512, 1970.
- [9] M. Barrat, J.-P. Barrat. Compt. Rend., 257, 1463, 1963.
- [10] A. R. Schaefer. JQSRT, 11, 197, 1971.
- [11] M. B. Klein, D. Maydan. Appl. Phys. Lett., 16, 509, 1970.

Поступило в Редакцию 23 июня 1981 г.