

## ПИСЬМА В РЕДАКЦИЮ

УДК 539.184 ; 546.48

ВЫСТРАИВАНИЕ МЕТАСТАБИЛЬНОГО СОСТОЯНИЯ CdI  
В ГАЗОВОМ РАЗРЯДЕ

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

Настоящая работа является продолжением исследований выстраивания в разряде на парах металлов [1]. В отличие от других работ по выстраиванию в разряде, где изучалось спонтанное излучение, в настоящем эксперименте исследовалась интенсивность прошедшего через плазму света от дополнительного источника в зависимости от магнитного поля, наложенного на разряд.

Схема экспериментальной установки приведена на рис. 1. Разряд постоянного тока на парах кадмия поддерживался в цилиндрической

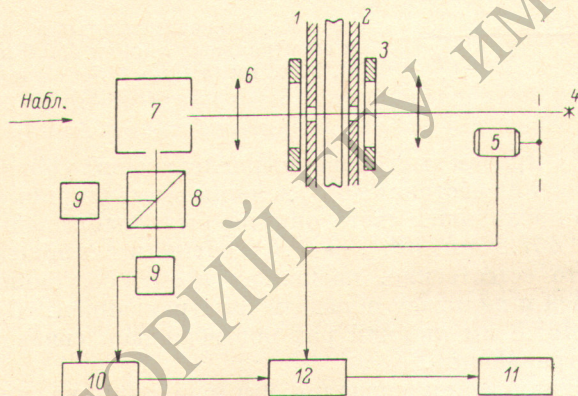
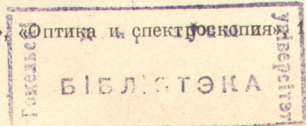


Рис. 1. Блок-схема экспериментальной установки.

1 — разрядная трубка, 2 — печь, 3 — катушки Гельмгольца, 4 — безэлектродная высокочастотная лампа, 5 — прерыватель, 6 — линза, 7 — монохроматор, 8 — поляризационная призма, 9 — ФЭУ, 10 — дифференциальный усилитель, 11 — блок регистрации, 12 — синхронный детектор.

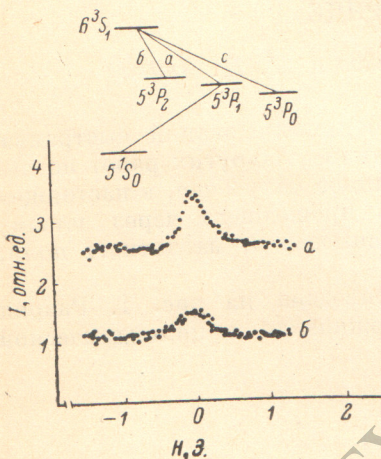
трубке 1 (рис. 1) с внутренним диаметром 2,5 мм. Трубка была помещена в печь 2 с кварцевыми окошками для пропускания света. Эксперимент проводился при температуре трубки  $\sim 300^\circ\text{C}$  и токе разряда 30 мА. На исследуемый участок разряда накладывалось линейно меняющееся со временем магнитное поле от  $-3$  до  $3$  Э, создаваемое катушками Гельмгольца 3. Оно было ориентировано по направлению наблюдения, т. е. перпендикулярно оси разрядной трубки. Лабораторное магнитное поле компенсировалось с помощью дополнительных катушек. Излучение безэлектродной высокочастотной кадмиевой лампы 4, модулированное прерывателем 5, проходило через разрядную трубку и фокусировалось линзой 6 на вход монохроматора МСД-1 7. Монохроматор выделял нужную спектральную линию. Поляризационная призма 8 разделяла свет на две ортогональные линейные поляризации. Фототоки с ФЭУ 9 усиливались





дифференциальным усилителем (УБП-1) 10. Схема регистрировала разность интенсивностей света двух ортогональных поляризаций. Она позволяла также в отдельности регистрировать интенсивность света в любой из двух линейных поляризаций. Для регистрации сигналов зависимости интенсивности света от магнитного поля применялся метод синхронного детектирования с последующим накоплением на анализаторе импульсов 11 [2]. Применение синхронного детектора 12 с «прерывателем» дало возможность исследовать сигналы в проходящем через разрядную трубку свете отдельно от сигналов в спонтанном излучении разряда.

Зависимость от магнитного поля интенсивности света безэлектродной лампы, прошедшего через разрядную трубку, исследовалась на спектральных линиях 467.8, 480.0 и 508.6 нм, которые соответствуют переходам  $5^3P_{0,1,2} \rightarrow 6^3S_1$ . Были получены сигналы на спектральных линиях 480.0 и 508.5 нм ( $5^3P_{1,2} \rightarrow 6^3S_1$ ) (рис. 2).



Ширины этих сигналов, имеющих лорентцевский вид, составляют примерно 0.4 Э. Сигналы на линиях 480.0 и 508.6 нм имеют одинаковые знаки; величина сигналов на линии 480.0 нм ( $5^3P_1 \rightarrow 6^3S_1$ ) в несколько раз больше, чем на 508.6 ( $5^3P_2 \rightarrow 6^3S_1$ ).

Обнаруженные сигналы связаны с различным поведением коэффициента поглощения для двух разных линейных поляризаций, поэтому они являются сигналами

Рис. 2. Экспериментальная запись сигналов на спектральных линиях 480.0 нм ( $5^3P_1 \rightarrow 6^3S_1$ ) (а), 508.6 нм ( $5^3P_2 \rightarrow 6^3S_1$ ) (б) и 467.8 нм ( $5^3P_0 \rightarrow 6^3S_1$ ) (в).

выстраивания  $I^3$ , причем выстраивания поглощающих уровней. (К тому же сигналы выстраивания состояния  $6^3S_1$  должны иметь ширины  $6 \div 8$  Э ( $\tau_{\text{рад.}} \approx 10$  нс) [4, 6], в проходящем свете они не были наблюдаемы). На спектральной линии 467.8 нм ( $5^3P_0 \rightarrow 6^3S_1$ ) сигналы в проходящем свете не наблюдались: это естественно, поскольку атом в состоянии  $5^3P_0$  сферически симметричен и не может обладать выстраиванием. Отсутствие сигнала на линии 467.8 нм лишней раз подтверждает связь наблюдаемых сигналов с выстраиванием.

Природа возникновения сигналов выстраивания на уровнях  $5^3P_{1,2}$  не ясна. Возможно, что пленение излучения на переходе  $5^1S_0 \rightarrow 5^3P_1$  выстраивает уровень  $5^3P_1$ , а столкновениями оно передается метастабильному уровню  $5^3P_2$ . Согласно этой гипотезе, величина и ширина сигнала на линии 480.0 ( $5^3P_1 \rightarrow 6^3S_1$ ) должна быть больше, чем на 508.6 нм ( $5^3P_2 \rightarrow 6^3S_1$ ), поскольку при передаче выстраивания другому уровню при одинаковых знаках множителя Ланде сигнал выстраивания сужается [3]. В эксперименте величины сигналов соответствуют этому неравенству, а соотношение ширин не противоречит ему. Более определенный вывод о поведении ширин сигналов затруднен. Действительно, ширина сигнала обусловлена временем жизни выстраивания, зависящего от давления газа и ошибками эксперимента; ширина сигнала, обусловленная временем радиационного распада уровня  $5^3P_1$  (2000  $\div$  2500 нс [5, 6]) должна быть 0.02 Э; отсюда видно, что очень малое остаточное лабораторное поле может повлиять на ширину регистрируемого сигнала [7]. Вследствие большой ошибки разница в ширинах сигналов на линиях 480.0 и 508.6 нм почти не заметна.

Таким образом, предложенный механизм образования выстраивания на метастабильном уровне кадмия в разряде пока не встречает возражений.



но поскольку доказательств такого механизма еще нет, высказанное предположение остается не более, чем гипотезой. Что же касается факта выстраивания кадмия в метастабильном состоянии  $5^3P_2$  в условиях газового разряда низкого давления — в его существовании сомнений нет.

### 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. Интерференция вырожденных атомных состояний. Изд. ЛГУ, Л., 1975.
- [4] К. К. Боярский, Е. Н. Котликов. Опт. и спектр., 34, 1022, 1973; Я. Ф. Веролайнен, А. Л. Ошерович. Опт. и спектр., 20, 929, 1966.
- [5] A. R. Shaefar. J. Quant. Spectr. Rad. Trans., 11, 197, 1971.
- [6] B. Lanierse. J. Phys., 29, 427, 1968.
- [7] М. П. Чайка, Е. Н. Котликов, Г. Ц. Тодоров, М. Р. Атаджанов. Опт. и спектр., 51, 1981.

Поступило в Редакцию 9 декабря 1980 г.

УДК 539.184.26 : 546.17

## ИССЛЕДОВАНИЕ СВЕРХТОНКОЙ СТРУКТУРЫ $F_2^6(v=0) B^3P_g$ СОСТОЯНИЯ АЗОТА

А. П. Брюховецкий, Е. Н. Котликов и Л. Ю. Хрящев

В работе описывается эксперимент по наблюдению сверхтонкой структуры  $F_2^6(v=0) B^3P_g$  состояния азота, являющегося верхним рабочим уровнем генерации 10 480 Å на азоте. Величина сверхтонкого расщепления меньше радиационной ширины уровня и для его определения использовались методы интерференции состояний: деполяризация флуоресценции в магнитном поле (эффект Ханле) [1] и реполяризационный эффект [2].

Эффект Ханле проявляется в деполяризации флуоресценции магнитным полем, наложенным перпендикулярно оси выстраивания. Зависимость интенсивности флуоресценции от магнитного поля в определенных поляризациях при этом имеет вид лоренцевского контура, ширина которого определяется [1] временем релаксации когерентности. Эффект реполяризации проявляется также в виде зависимости интенсивности определенным образом поляризованной флуоресценции от магнитного поля, когда последнее накладывается на выстроенный ансамбль атомов, обладающих сверхтонкой структурой, параллельно оси выстраивания. Это явление обусловлено тем, что магнитное поле, вызывающее расщепление зеемановских компонент на величину, сравнимую со сверхтонким расщеплением, разрушает связь между моментами количества движения ядра и электронной оболочки. Следствием этого является то, что степень поляризации флуоресценции выстроенного ансамбля атомов, обладающих сверхтонкой структурой, увеличивается при наложении магнитного поля, параллельного оси выстраивания [2]. Изменение степени поляризации определяется структурой уровня, величиной сверхтонкого расщепления и временем релаксации когерентности.

Связь между степенью поляризации флуоресценции в присутствии СТС  $P(A)$  и в отсутствие СТС  $P(A=0)$  дается [2] выражением

$$y = \frac{P(A)}{P(A=0)} = \sum_{FF'} \frac{(2F+1)(2F'+1)}{2I+1} \left\{ \begin{matrix} J & J & 2 \\ F & F' & I \end{matrix} \right\}^2 \frac{\Gamma(2)}{\Gamma^2(2) + (E_F - E_{F'})^2}, \quad (1)$$

где  $I$  — суммарный ядерный спин,  $J$  — полный момент количества движения электронной оболочки,  $F$  — суммарный момент количества дви-