

ВЛИЯНИЕ КАСКАДНЫХ ПЕРЕХОДОВ НА СИГНАЛ ПЕРЕСЕЧЕНИЯ С УРОВНЯ 6^3S_1 КАДМИЯ

К. К. Боярский и Е. Н. Котликов

В работе изучался сигнал пересечения с уровня 6^3S_1 кадмия (рис. 1). Источником когерентного возбуждения служило импульсное лазерное излучение $\lambda=1398$ и 1433 нм (переходы $6^3P_2 \rightarrow 6^3S_1$ и $6^3P_1 \rightarrow 6^3S_1$). В условиях эксперимента обе генерации существовали одновременно [1].

Экспериментальная установка описана в работе [2]. Спонтанное излучение на линии 479.9 нм (переход $6^3S_1 \rightarrow 5^3P_1$) наблюдалось через боковую стенку дополнительной разрядной трубки, помещенной в резонатор с активной средой. В трубке поддерживался непрерывный разряд на парах кадмия и буферного газа. На исследуемый участок разряда накладывалось аксиальное магнитное поле. Регистрировалась разность интенсивностей спонтанного излучения с уровня 6^3S_1 в направлениях перпендикулярно и параллельно вектору поляризации лазерного излучения.

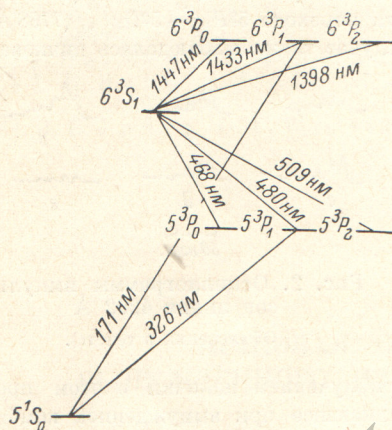


Рис. 1. Схема уровней кадмия.

Полученный в эксперименте сигнал пересечения в пределах погрешности измерений имеет вид лорентцовского контура с шириной γ_p . На рис. 2, а показана зависимость γ_p от давления неона при фиксированной мощности лазерного излучения, тока разряда и давления кадмия. Зависимость ширины сигнала пересечения от давления неона нелинейная. При нулевом давлении неона $\gamma_p = \gamma_p^0 = (14 \pm 1)$ МГц, с увеличением давления γ_p стремится к предельному значению $\gamma_p' = (24 \pm 2)$ МГц. Аналогичный вид имеют зависимости γ_p от давления гелия и аргона.

Зависимость γ_p от давления буферного газа может быть нелинейной в том случае, если ширина сигнала пересечения определяется временем герцевской когерентности нескольких уровней с различными сечениями деполяризующих соударений.

Возбуждение в когерентную суперпозицию магнитных подуровней состояния 6^3S_1 кадмия осуществляется в нашем случае двумя процессами. Во-первых, непосредственно лазерным излучением создается поперечное выстраивание уровня 6^3S_1 . Ширина контура пересечения, обусловленного только этим процессом возбуждения, определяется об-

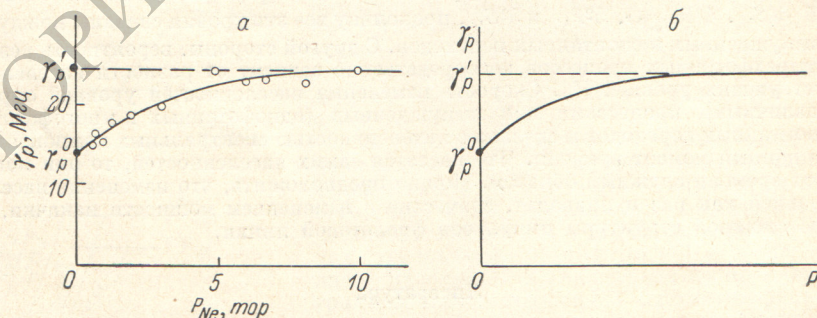


Рис. 2. Экспериментальная зависимость ширины сигнала пересечения с уровня 6^3S_1 от давления неона (а) и теоретическая зависимость ширины сигнала пересечения от давления буферного газа (б).

ратным временем герцевской когерентности этого уровня Γ_a (2), если пренебречь нелинейными эффектами, связанными с наличием сильного лазерного поля [3].

Во-вторых, когерентность передается на уровень 6^3S_1 спонтанным излучением с уровней 6^3P_1 и 6^3P_2 , которые также выстроены лазерным излучением (рис. 1). Ширина сигнала от этого эффекта (эффекта Ханле при каскадном возбуждении) определяется обратным временем герцевской когерентности как уровня 6^3S_1 , так и уровней 6^3P_1 и 6^3P_2 (Γ_a (2)).

В работе [4] определялась зависимость интенсивности спонтанного излучения от магнитного поля с нижнего рабочего уровня генерации $I(H)$. Для описываемого нами случая направления наблюдений и условий возбуждения она имеет вид

$$I(H) = \operatorname{Re} \frac{\text{const}}{\Gamma_a(2) + 2i\omega_a} \left[1 - (-1)^{J_a+J_b+1} \frac{\gamma_{ab}(2J_b+1)}{\Gamma_b(2) + 2i\omega_b} \times \right. \\ \left. \times \frac{\begin{Bmatrix} 2 & 1 & 1 \\ J_a & J_b & J_b \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} 2 & J_b & J_b \\ 1 & J_a & J_a \end{Bmatrix}}{\begin{Bmatrix} 2 & 1 & 1 \\ J_b & J_a & J_a \end{Bmatrix}} \right], \quad (1)$$

где $J_{a,b}$ — моменты количества движения нижнего (a) и верхнего (b) рабочих уровней генерации, γ_{ab} — вероятность перехода с уровня B на A , $\omega_{a,b}$ — ларморова частота уровней A и B , выражения в скобках $6J$ -символы.

Влияние каскадных переходов на сигнал пересечения с уровня 6^3S_1 достаточно велико, поскольку с уровня 6^3P_2 имеется только один переход $6^3P_2 \rightarrow 6^3S_1$, а с уровня 6^3P_1 имеется два перехода $6^3P_1 \rightarrow 6^3S_1$ и $6^3P_1 \rightarrow 5^1S_0$ (рис. 1). Таким образом, γ_{ab} близка к радиационной ширине соответствующего уровня.

Сечение деполяризующих соударений уровня 6^3S_1 с буферными газами определяется в работе [5]. В пределах погрешности измерений оно равно нулю. Если предположить, что сечения деполяризующих соударений уровней 6^3P_1 и 6^3P_2 не равно нулю, то с ростом давления буферного газа, разрушающего когерентность верхних состояний, величина сигнала Ханле при каскадном возбуждении падает до нуля и ширина сигнала пересечения стремится к $\Gamma_a(2)$.

На рис. 2, б показана качественная зависимость ширины сигнала пересечения от давления буферного газа для вышеуказанного случая. Точка, соответствующая нулевому давлению буферного газа, определялась по формуле (1) при предположении, что времена герцевской когерентности уровней 6^3P_1 и 6^3P_2 равны и $3\gamma_{ab} = 3\Gamma_b(2) = \Gamma_a(2)$. Кроме того, считалось, что генерации с $\lambda = 1398$ и 1433 нм имеют одинаковую амплитуду. При этих условиях отношение $\gamma'_p / \gamma_p^0 = 1.7$ соответствует экспериментально полученному результату.

Радиационное время жизни уровня 6^3S_1 определяется пределом, к которому стремится γ_p при увеличении давления буферного газа и экстраполяции к нулевой мощности лазерного поля, к нулевому значению давления паров кадмия и разрядного тока. Определенное таким образом радиационное время жизни уровня 6^3S_1 равно: $\tau_0 = (8 \pm 1)$ нсек.

В работе [5] методом пересечения определено радиационное время жизни уровня 6^3S_1 , равное (9.2 ± 0.3) нсек. Результаты измерений в пределах погрешности совпадают между собой.

При увеличении точности измерений и разделении генераций $\lambda = 1398$ и 1433 нм можно определить время герцевской когерентности уровней 6^3P_1 и 6^3P_2 .

Авторы выражают благодарность Е. Б. Александрову и М. П. Чайке за ценные указания.

Литература

- [1] М. Шевцов, А. Дубровин, А. Тибилев, А. Шухтин. Опт. и спектр., 32, 1352, 1972.
- [2] Е. Н. Котликов. Опт. и спектр., 34, 203, 1972.
- [3] Х. Каллас, В. Ребане, М. Чайка. В сб. «Физика газовых лазеров», 94. ЛГУ, 1969.
- [4] В. Десомпс. М. Dumont. J. Phys., 29, 181, 1968.
- [5] В. Ланьерсе. J. Phys., 29, 427, 1968.

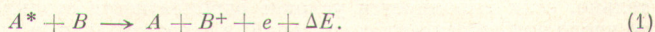
Поступило в Редакцию 21 июля 1972 г.

УДК 539.186

ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ СЕЧЕНИЯ РАЗРУШЕНИЯ МЕТАСТАБИЛЬНЫХ АТОМОВ ГЕЛИЯ АТОМАМИ АРГОНА И КСЕНОНА

И. П. Богданова и В. Д. Марусин

При столкновении метастабильного атома A^* с атомом B , потенциал ионизации которого меньше потенциала возбуждения метастабилья, возможен процесс ионизации атома B (процесс Пеннинга)



Эффективное сечение рассматриваемого процесса можно определить, измеряя либо число ионов элемента B [1], либо число электронов, образующихся при ионизации