

УДК 539.186.2

ВОЗБУЖДЕНИЕ $3p^53d$ УРОВНЕЙ АРГОНА В БОРНОВСКОМ ПРИБЛИЖЕНИИ ИСКАЖЕННЫХ ВОЛН

В. В. Балашов, А. Н. Грум-Гржимайло, А. А. Храпов

(НИИЯФ)

В борновском приближении искаженных волн получены дифференциальные и полные сечения возбуждения $3p^53d(J=1)$ уровней аргона электронами промежуточной энергии. Рассмотрены электрон-фотонные корреляции при высвечивании этих уровней на основное и $3p^54p$ состояния.

Использование борновского приближения с искаженными волнами позволило понять [1] основные особенности возбуждения резонансных переходов $3p^54s$ в атомах аргона электронами промежуточной энергии. Распространим теоретический подход работы [1] на переходы $3p^53d$: они представляют большой интерес как в плане общих спектроскопических задач, так и в связи с приложениями. К настоящему времени выполнены измерения полных и дифференциальных сечений возбуждения подуровней тонкой структуры состояния $3p^53d$ при неупругом рассеянии электронов в области энергии 26—100 эВ [2], однако их теоретический анализ на уровне современных возможностей теории электрон-атомных столкновений еще не проводился; известны лишь оценки полных сечений по полуэмпирическим формулам [3]. Раскрывая возможности борновского приближения искаженных волн на новом экспериментальном материале,

мы ставим также перед собой задачу привлечь внимание экспериментаторов к проблеме комплексного изучения переходов $3p^53d$, которое включало бы корреляционные измерения типа $(e, e'\gamma)$, причем (в отличие от переходов $3p^54s$) не только в ультрафиолетовом, но и в инфракрасном диапазоне.

Состояния $3p^54s$ и $3p^53d$ представляются сходными лишь на первый взгляд. В действительности степень нарушения LS -связи в p^5d -

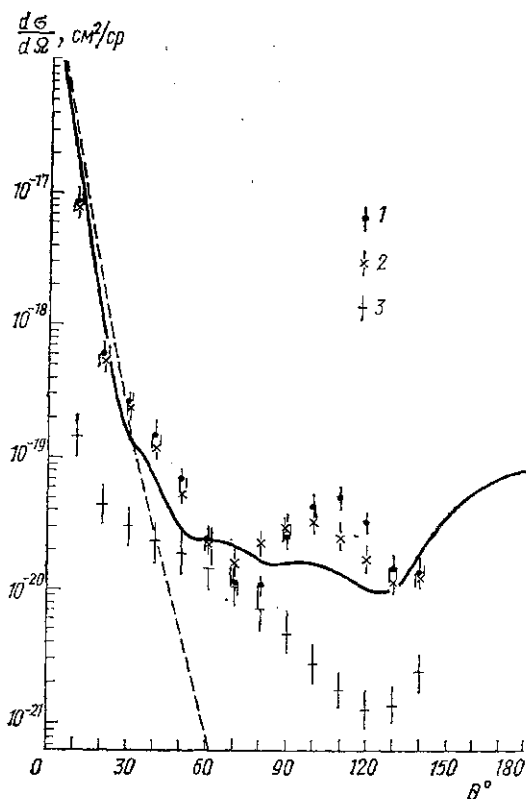


Рис. 1. Дифференциальное сечение возбуждения состояний тонкой структуры с $J=1$ уровня $3p^53d$ для энергии электронов 100 эВ: борновское приближение искаженных волн (сплошная линия), плосковолновое приближение (пунктир). Экспериментальные данные из [2]: 1 — $3d'[3/2]_1$, 2 — $3d[3/2]_1$, 3 — $3d[1/2]_{0,1}$

конфигурации намного больше, чем в p^5s -конфигурации, а радиальная волновая функция d -электрона в отличие от волновой функции s -электрона в конфигурации p^5s может сильно зависеть от терма (явление «коллапса» [4]). Мы оставляем пока в стороне возможный эффект коллапса, но сильное смешивание LS -термов в состоянии $3p^53d$ учитываем; при этом мы используем коэффициенты смешивания, полученные в работе [5] на основе модели промежуточной связи с не зависящими от терма радиальными волновыми функциями.

Сравнение рассчитанных дифференциальных сечений с результатами эксперимента при энергии падающих электронов 100 эВ показано на рис. 1 (в эксперименте [2] переход на уровень $3d [1/2]_1$ не выделен, и его сечение дается вместе с вкладом близко лежащего уровня $3d [1/2]_0$). Расчеты амплитуд возбуждения рассматриваемых уровней выполнены нами в тех же приближениях и с теми же параметрами искаженного оптического потенциала, что и в [1]. В частности, как и в работе [1], все обменные эффекты электрон-атомного взаимодействия учитываются включением в оптический потенциал локального слагаемого $V_{ex}(r)$. Это значит, что вклад в сечение возбуждения уровней дают только переходы в 1P -компоненту волновой функции, а следовательно, в сделанных приближениях форма дифференциальных сечений для всех трех рассматриваемых уровней с $J=1$ должна быть одной и той же; сама же вероятность их возбуждения пропорциональна весу компоненты $3p^53d^1P_1$ (таблица).

Подуровни тонкой структуры состояния $3p^53d (J=1)$ в атоме аргона

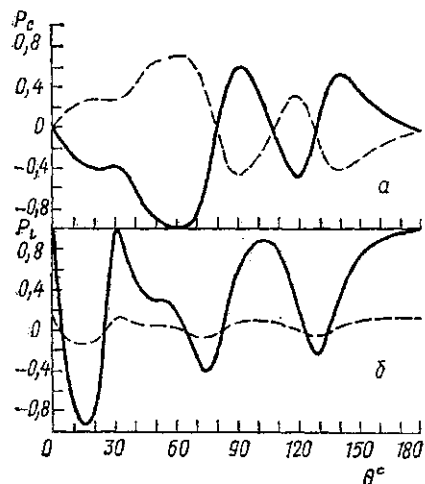
| Условное спектроскопическое обозначение подуровня [6] | Энергия возбуждения, эВ | Весы LS — компонент [5], % | | |
|---|-------------------------|------------------------------|-------|-------|
| | | 1P | 3P | 3D |
| $3d [1/2]_1 \equiv 3p_{3/2}^{-1} 3d [K=1/2]_1$ | 13,86 | <2 | 98 | <2 |
| $3d [3/2]_1 \equiv 3p_{3/2}^{-1} 3d [K=3/2]_1$ | 14,15 | 46 | <2 | 53 |
| $3d' [3/2]_1 \equiv 3p_{1/2}^{-1} 3d [K=3/2]_1$ | 24,30 | 53 | 2 | 45 |

Главный вывод, который следует из сравнения теории с экспериментом, состоит в том, что при энергии порядка 100 эВ обменная амплитуда возбуждения состояний $3p^53d$ (связанная не только с 1P , но также с 3P и с 3D -компонентами) значительно меньше амплитуды «прямого», необменного рассеяния; последняя в свою очередь неплохо описывается в борновском приближении искаженных волн. Действительно, выполненный расчет вполне удовлетворительно воспроизводит общую форму дифференциальных сечений при возбуждении состояний $3d [3/2]_1$ и $3d' [3/2]_1$, где компонента 1P велика, а также относительную вероятность возбуждения этих двух состояний. Что же касается перехода в состояние $3d [1/2]_1$, доля 1P -компоненты в котором составляет лишь 2%, то он значительно слабее переходов в состояния $3d [3/2]_1$ и $3d' [3/2]_1$ и характеризуется совершенно иной формой дифференциального сечения. При уменьшении энергии электронов рассогласование теоретических и экспериментальных сечений усиливается.

В соответствии с заключениями работы [1] полные сечения возбуждения уровней $3d [3/2]_1$ и $3d' [3/2]_1$, рассчитанные в настоящей работе, весьма чувствительны к величине мнимой части оптического потенциала. При параметрах, взятых из работы [1], они оказываются

выше экспериментальных примерно втрое. Хотя экспериментальные данные нуждаются в дальнейшем уточнении, необходимо и теоретическое исследование упомянутого выше эффекта коллапса (чему мы посвятим отдельную работу). Так или иначе, вопрос о согласованном теоретическом описании полных вероятностей переходов в состоянии $3p^54s$ и $3p^53d$ с использованием единого оптического потенциала остается пока открытым.

При его решении большую пользу могут принести корреляционные эксперименты ($e, e'\gamma$), поскольку известно (см., напр., [1], а также [7]), что параметры электрон-фотонной корреляции особенно чувстви-



тельны и к деталям структуры атома, и к особенностям взаимодействия между атомом и рассеиваемым электроном. Выполненные нами расчеты показывают, что общее поведение корреляционных параметров λ и χ , а следовательно, угловые и поляризационные характеристики фотонов, излучаемых на основное состояние, для уровней $3p^53d$ и $3p^54s$ сходны. Мы также рассмотрели вопрос об

Рис. 2. Степень циркулярной (а) и линейной (б) поляризации излучения в переходах $3p^53d (J=1) \rightarrow 3p^54p (J'=0, 1, 2)$; $J=1 \rightarrow J'=0, 1$ (сплошная линия); $J=1 \rightarrow J'=2$ (пунктир)

электрон-фотонной корреляции в инфракрасном диапазоне при девозбуждении состояний $3p^53d$ на лежащие ниже возбужденные состояния конфигурации $3p^54p$.

Как пример, на рис. 2 приведена зависимость степени циркулярной (P_c) и линейной (P_L) поляризации излучения, соответствующего переходам из состояния $3p^53d (J=1)$ на уровни $3p^54p (J'=0, 1, 2)$. Расчет проведен для случая, когда фотоны вылетают перпендикулярно плоскости рассеяния, а для нахождения P_L их поляризация анализируется параллельно и перпендикулярно падающему пучку.

В модели, в которой ориентация состояния $3p^53d (J=1)$ описывается двумя параметрами (λ и χ), результаты для переходов $J=1 \rightarrow J'=0$ и $J=1 \rightarrow J'=1$ совпадают, а для перехода $J=1 \rightarrow J'=2$ отличаются от них лишь постоянным множителем

$$P_c(1 \rightarrow 2) = -\frac{5}{7} P_c(1 \rightarrow 0, 1); \quad P_L(1 \rightarrow 2) = \frac{1}{7} P_L(1 \rightarrow 0, 1).$$

Можно предположить, что проведенные в данной работе теоретические оценки для корреляционных характеристик процесса ($e, e'\gamma$) в инфракрасном диапазоне будут способствовать проведению экспериментальных исследований в этом, пока еще совсем не разведанном, направлении атомной спектроскопии.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Balashov V. V., Berezhko E. G., Kabachnik N. M., Magunov A. I. // J. Phys. B. 1981. 14. P. 357—364. [2] Chutjian A., Cartwright D. C. // Phys. Rev. 1981. A23. P. 2178—2193. [3] Peterson L. R., Allen J. E. // J. Chem.

Поступила в редакцию
11.11.87

ОПТИКА И СПЕКТРОСКОПИЯ

УДК 621.373:535

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЫНУЖДЕННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ И ВКР В ИК ОБЛАСТИ СПЕКТРА ПРИ НЕРЕЗОНАНСНОМ ЗАСЕЛЕНИИ УРОВНЕЙ АТОМОВ Rb И Cs

Т. С. Бимагамбетов, В. И. Одинцов

(кафедра оптики и спектроскопии)

Экспериментально и теоретически исследованы энергетические характеристики вынужденного ИК излучения и ИК ВКР в парах Rb и Cs при возбуждении в условиях нерезонансного заселения начальных уровней.

В работах [1—3] было установлено, что вынужденное излучение на инфракрасном (ИК) атомном переходе Rb $6^2P_{3/2} - 5^2D_{5/2}$ (рис. 1, а) может быть получено при перестройке частоты накачки ω_L не только в окрестности двухфотонного резонанса $5^2S_{1/2} - 5^2D_{5/2}$, но и в широкой области, включающей однофотонные резонансы $5^2S_{1/2} - 5^2P_{3/2}$ и $5^2P_{3/2} - 5^2D_{5/2}$. Можно предположить, что при удалении ω_L от двухфотонного резонанса заселение верхнего уровня $5^2D_{5/2}$ происходит с участием оптико-столкновительных (ОС) переходов [4], показанных на рис. 1 волнистыми стрелками. Вследствие относительно небольших частотных расстройек эффективность таких переходов оказывается достаточно велика. Так, при $\omega_L \approx \omega_{23}$ (см. цифровые обозначения уровней на рис. 1, а, ω_{ij} — частота перехода $i-j$) расстройка $\Delta_{12} = \omega_L - \omega_{12} \approx 70 \text{ см}^{-1}$ и оценка в рамках ударной теории дает при плотности атомов $N = 5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ и интенсивности накачки $I_L = 10 \text{ МВт/см}^2$ населенность уровня 2 $N_2 \sim 0,1 N$. Об эффективном нерезонансном заселении уровня 2 свидетельствует и возбуждение с этого уровня ИК ВКР на частоте ω_S (см. рис. 1, а) [2].

Для подтверждения указанного механизма возникновения ИК излучения была исследована зависимость интенсивности линии $6^2P_{3/2} - 5^2D_{5/2}$ ($\lambda = 5,23 \text{ мкм}$) от плотности атомов N и интенсивности накачки I_L при $\omega_L = \omega_{23}$. Источником накачки служил лазер на красителе с длительностью импульса $\tau_L = 25 \text{ нс}$ и шириной спектра генерации $0,2 \text{ см}^{-1}$. Диаметр светового пучка в кювете длиной $l = 20 \text{ см}$ составлял 3 мм. Максимальная интенсивность накачки равнялась 3 МВт/см^2 . Плотность атомов изменялась от $2,8 \cdot 10^{15}$ ($t = 230^\circ \text{ C}$) до $1,0 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ($t = 270^\circ \text{ C}$). Эксперимент показал, что энергия линии $5,23 \text{ мкм}$ $W \sim I_L N^2$. Поскольку при $\omega_L = \omega_{23}$ вероятность перехода атомов с уровня 2 на уровень 3 ω_{23} велика ($\omega_{23} \tau_L \gg 1$), то мощность ИК излучения на переходе 4—3 определяется скоростью

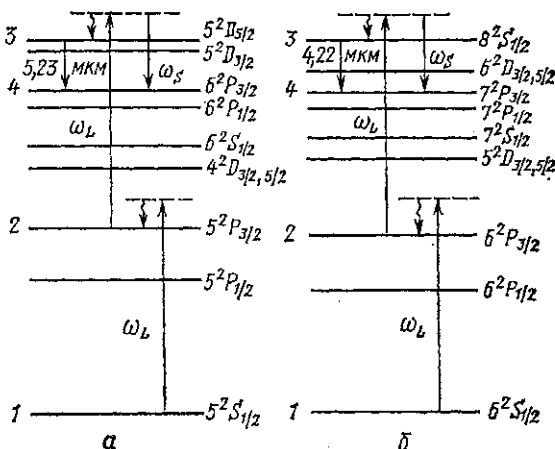


Рис. 1. Схемы энергетических уровней атомов Rb (а) и Cs (б)