

11] И. И. Кондиленко, П. А. Коротков, Г. С. Фелинский. УФЖ, 25, 855, 1744, 1980.

[12] R. H. Luddane, R. G. Sachs, E. Teller. Phys. Rev., 59, 673, 1941.

[13] W. D. Johnston. Phys. Rev., 31, 3494, 1970.

Поступило в Редакцию 12 сентября 1980 г.

УДК 539.186.2 : 546.621

## РАСЧЕТ СЕЧЕНИЙ ВОЗБУЖДЕНИЯ АТОМОВ ПОДГРУППЫ АЛЮМИНИЯ МЕДЛЕННЫМИ ЭЛЕКТРОНАМИ МЕТОДОМ СИЛЬНОЙ СВЯЗИ

Ю. И. Рыбых

Возбуждение атомов Al, Ga, In и Tl экспериментально исследовалось в ряде работ [1-5]. Расчеты сечений возбуждения для этих атомов до настоящего времени проводились лишь в различных вариантах теории возмущений. В настоящем сообщении излагаются результаты расчета сечений возбуждения резонансных  ${}^2S$ -уровней данных атомов методом сильной связи при малых энергиях столкновения, где результаты теории возмущений ненадежны. Рассмотрены энергии налетающего электрона от порога возбуждения до 1 Ryd.

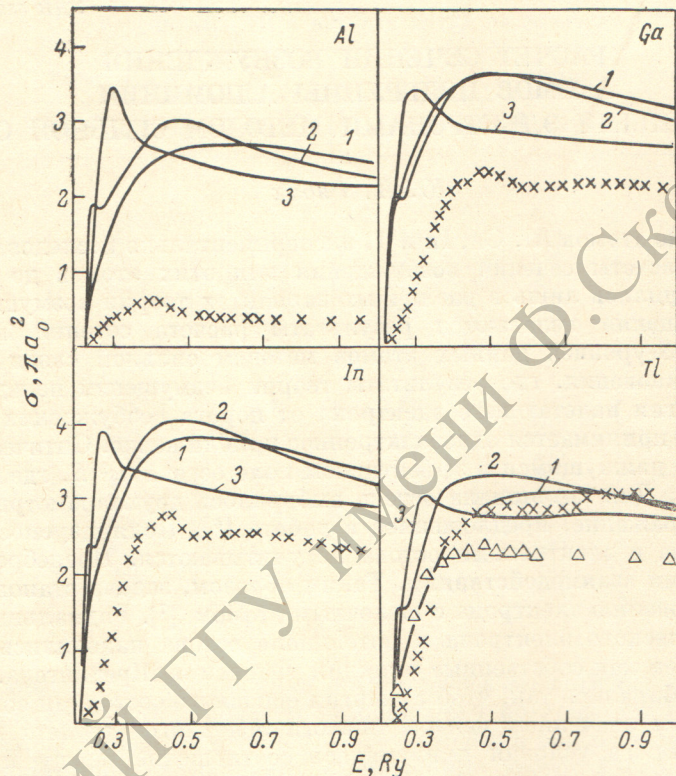
Для атомов принимается одноэлектронное приближение. Оптический  $p$ -электрон считается движущимся в эффективном поле остова  $ns^{21}S$ , где  $n=3-6$  для Al, Ga, In, Tl. Для потенциала остова выбиралось двухпараметрическое аналитическое выражение, предложенное в работе [6]. Поляризуемость остова и эффекты обмена с электронами остова не учитываются. Пренебрегаем также релятивистскими взаимодействиями. Таким образом, задача становится аналогичной столкновению электрона с щелочным атомом [7]. Радиальные волновые функции оптического электрона в потенциале остова находились численным интегрированием как собственные функции уравнения Шредингера. Параметры потенциала выбирались так, чтобы энергия основного состояния совпала с экспериментальным значением центра тяжести основного дублета  $ns^2np\ {}^2P_{1/2,3/2}$ . В качестве второго условия применялось соотношение между параметрами, принятое в [6].

Пренебрегая магнитным взаимодействием налетающего электрона с атомом, можно показать, что в случае, когда конечным состоянием является синглетный  ${}^2S$ -уровень, сечение возбуждения его с отдельного подуровня основного состояния не зависит от полного момента начального подуровня. Поэтому сечение возбуждения  ${}^2S$ -уровня, усредненное по подуровням начального состояния, отличается от сечения перехода между соответствующими нерасщепленными термами лишь множителем, зависящим от тонкой структуры и фактической заселенности начального состояния. Для Al, Ga и In этот множитель практически равен единице при всех рассмотренных энергиях. Поэтому сечения возбуждения для Al, Ga и In вычислялись по формулам перехода между термами, а в качестве энергий атомных состояний в методе сильной связи брались средние энергии термов. В атоме Tl в условиях эксперимента [1] метастабильный уровень основного дублета  $6^2P_{3/2}$  оказывается практически не заселенным. Благодаря отмеченной выше независимости сечения возбуждения  ${}^2S$ -уровня от полного момента компоненты тонкой структуры начального уровня, для Tl применялись те же формулы для сечений, но при решении уравнений сильной связи в качестве энергии основного состояния бралась энергия заселенной компоненты  $6^2P_{1/2}$ .

В расчете оказалось возможным учесть сильную связь  $ns^2np\ {}^2P - (n+1)s^2S - (n+1)p\ {}^2P$ -состояний с учетом обмена. Результаты расчетов и экспериментальные данные приведены на рисунке. На рисунке также указаны сечения в приближениях Борна и  $np^2P - (n+1)s^2S$ -связи. Сечения возбуждения  $(n+1)^2S$ -

уровня для всех атомов имеют одинаковый порядок величины и подобный вид для соответствующих приближений.

Как видно, учет связи с  $(n+1)^2P$ -состоянием существенно меняет сечение по сравнению с приближением  $n^2P-(n+1)^2S$ -связи. Перемещение главного максимума к порогу связано с резонансами на пороге возбуждения нового  $(n+1)^2P$ -уровня ( $E \approx 0.28-0.32$  Ryd) в парциальных волнах с полным орбитальным моментом  $L \leq 3$ . В приближении  $n^2P-(n+1)^2S-(n+1)^2P$ -связи неплохо воспроизводятся основные качественные особенности наблюдаемых сечений: быстрый рост у порога и медленный спад при  $E > 0.5$  Ryd. Наклон



Полные эффективные сечения возбуждения  $(n+1)^2S$ -уровней атомов Al, Ga, In и Tl.

1 — приближение Борна; 2 — приближение сильной связи  $n^2P-(n+1)^2S$ -состояний; 3 — приближение сильной связи  $n^2P-(n+1)^2S-(n+1)^2P$ -состояний; крестики — экспериментальные значения из работ [1-4] (в случае Tl на рисунке приведены значения [4], уменьшенные в 2 раза); треугольники — эксперимент [5].

экспериментальных кривых в этой области также близок к наклону теоретических сечений. Сходство структуры кривых для Al, Ga и In увеличится, если учесть степень неоднородности электронного пучка по энергии в экспериментах [2-4]. В рассматриваемой области энергий она составляла около 1—1.5 эВ, что сравнимо с ширинами припороговых максимумов в вычисленных сечениях. При усреднении по разбросу энергий пик будет размыт и сдвинут вправо. В случае Tl эксперимент [5], проделанный с достаточным разрешением по энергии (0.3 эВ), в отличие от Al, Ga и In не показывает выраженного припорогового максимума. Поскольку при таком разрешении уже нельзя полагать, что полученный в расчете пик будет размыт при усреднении, можно предположить, что резкий максимум обусловлен лишь приближением  $6^2P-7^2S-7^2P$ -связи и при уточнении расчета будет подавлен.

При сравнении абсолютных значений надо отметить, что экспериментальные величины содержат невычетный вклад каскадов. Оценка вклада в борновском приближении [8, 9] дает около 40% в этой области энергий. Вычет каскадов увеличивает расхождение теории с экспериментом. Однако, учитывая погрешность абсолютных измерений (40%), согласие для Ga и In следует считать неплохим. Наибольшее расхождение наблюдается в области около порога, где

особенно сказывается неоднородность пучка электронов по энергиям. В случае Al при качественном подобии кривых наблюдается значительное различие абсолютных величин. Как показывает сравнение эксперимента с борновским приближением при высоких энергиях [8, 9], экспериментальные значения для Al занижены. Для Ti вычисленное сечение ближе к величинам, полученным в работе [5] нормировкой относительного сечения на борновское при высоких энергиях, при этом согласие такое же, как для Ga и In.

Борновское приближение для сечений возбуждения  $(n+1)^2S$ -уровня уже при  $E > 0.5 \text{ Ryd}$  дает правильную по порядку величины оценку сечений сильной связи и экспериментальных сечений.

#### Литература

- [1] Л. Л. Шимон, Э. И. Непийпов, И. П. Запесочный. УФЖ, 17, 1955, 1972, 18, 1301, 1973.
- [2] Л. Л. Шимон, Э. И. Непийпов. УФЖ, 19, 627, 1974.
- [3] Л. Л. Шимон, Э. И. Непийпов, В. Л. Голдовский, Н. В. Головачак. УФЖ, 20, 233, 1975.
- [4] Л. Л. Шимон, Э. И. Непийпов, И. П. Запесочный. УФЖ, 20, 229, 1975.
- [5] S. T. Chen, A. Gallagher. Phys. Rev. A, 15, 888, 1977.
- [6] A. E. S. Green, D. Z. Sellin, A. S. Zachor. Phys. Rev., 184, 1, 1969.
- [7] Э. М. Каруле, Р. К. Петеркоп. В кн.: Эффективные сечения столкновения электронов с атомами, 3. «Зинатне», Рига, 1965.
- [8] Р. К. Петеркоп, Ю. И. Рябых. Опт. и спектр., 45, 201, 1978.
- [9] Р. К. Петеркоп, Ю. И. Рябых. Изв. АН ЛатвССР, сер. физ. и техн. наук, № 1, 3, 1978.

Поступило в Редакцию 4 октября 1980 г.

УДК 532.788+535.345,6

### ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРАЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ЭЛЕКТРИЧЕСКИ УПРАВЛЯЕМЫХ ЦВЕТНЫХ ОПТИЧЕСКИХ ФИЛЬТРОВ НА НЕМАТИЧЕСКИХ ЖИДКИХ КРИСТАЛЛАХ

В. И. Максимов и А. Н. Гопко

Выделение определенных цветов из белого света, падающего на вход оптического фильтра (ОФ) на ориентированном слое нематического жидкого кристалла (НЖК) толщиной 25 мкм, и их изменение наблюдалось при переориентации молекул НЖК электрическим полем [1]. Теоретически и экспериментально ориентационное воздействие электрического поля на НЖК исследовано в [2, 3].

Спектральные характеристики снимались для следующих фильтров: двухцветного электрически управляемого ОФ на НЖК при использовании в нем твист-ячейки с пассивной двулучепреломляющей пластинкой [4]; многоцветного ОФ, состоящего из двух ячеек на НЖК с твист-эффектом и В-эффектом [5]; цветного ОФ, в котором использовались два типа ЖК (холестерического и нематического) [6]. При этом управлении ОФ осуществлялось напряжением постоянного тока.

Экспериментальные зависимости длины волны света, прошедшего через цветной электрически управляемый ОФ на слое НЖК толщиной 20 мкм с использованием В-эффекта, от параметров управляющих импульсов приведены в [7].

Целью данной работы является: в развитие работы [7], исследовать в импульсном режиме спектральные и управляющие характеристики цветных электрически управляемых ОФ на монокристаллическом слое НЖК с В-эффектом, который в отличие от слоев, используемых в вышеуказанных работах, был очень тонким. Его толщина составляла 3–4 мкм.