

образованием частоты и подтвердил возможность существенного увеличения его быстродействия в НЧ- и СЧ-диапазонах.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Комолов В. П., Трофименко И. Т. Квантование фазы при обнаружении радиосигналов. М.: Сов. радио, 1976. [2] Латхи Б. П. Системы передачи информации. М.: Связь, 1971. [3] Комолов В. П., Рознятовский В. А. Вестн. Моск. ун-та. Сер. Физ. Астрон., 1979, 20, № 5, с. 26.

Поступила в редакцию
21.10.82

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1983. Т. 24, № 3

УДК 539.186.2

ОБ ОСОБЕННОСТЯХ ПОГЛОЩЕНИЯ ФОТОНОВ В ИЗОЭЛЕКТРОННОЙ СЕРИИ Хе

С. Я. Горощенко, В. С. Ростовский, Н. П. Юдин

(кафедра квантовой теории и физики высоких энергий)

1. Недавно было исследовано сечение $3d$ -фотопоглощения в припороговой области ряда ионов изоэлектронной серии Хе (I^- , Хе, Cs^+ , Ba^{2+} , La^{3+}) [1]. Выяснилось, что для всех изученных атомов и ионов

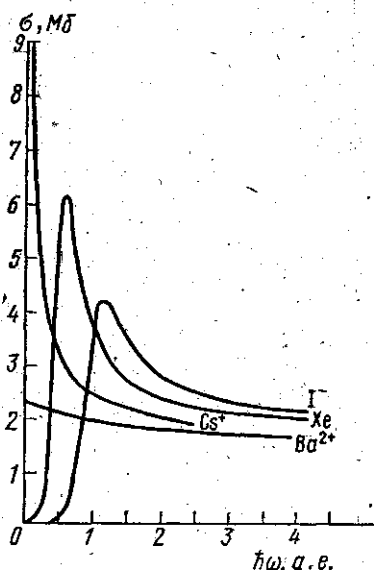


Рис. 1. Сечения переходов $3d \rightarrow ef$ для I^- , Хе, Cs^+ , Ba^{2+} в приближении LS -связи

на кривой фотопоглощения имеются два максимума, которые естественным образом интерпретируются как проявление спин-орбитального расщепления $3d_{5/2} \rightarrow 3d_{3/2}$. Однако вид этих максимумов при переходе от I^- , Хе к Cs^+ , Ba^{2+} и La^{3+} резко меняется. Будучи размытыми для I^- и Хе, они становятся значительно более узкими в случае Cs^+ , Ba^{2+} , La^{3+} . Изменение вида максимумов авторы [1] объясняют тем, что при переходе от Хе к Cs^+ состояние $4f$ «коллапсирует», т. е. становится связанным и локализованным внутри иона. Соответственно, острые максимумы в Cs^+ , Ba^{2+} , La^{3+} объясняются переходами из состояния $3d$ в связанное состояние $4f$. Однако в своих выводах авторы частично опираются на расчеты сечений фотоионизации $3d$ -оболочки, выполненные усредненным по термам методом Хартри—Фока. А этот метод в ряде случаев дает неверные результаты [2]. Целью настоящей заметки является более точное теоретическое исследование переходов $3d \rightarrow ef$ в указанной изоэлектронной серии Хе.

2. За последнее десятилетие выяснилось [2, 3], что имеющиеся теоретические схемы позволяют с хорошей точностью рассчитать сечения фотоионизации для атомов с заполненными оболочками. Стартовым приближением является приближение Хартри—Фока, под которым мы будем понимать решение хартри-фовской задачи для нейтрального атома и нахождение волновой функции внешнего (т. е. испытывающего

переход) электрона в поле «замороженного остова» (конечного иона). При этом, естественно, предполагается, что внешний электрон и остов обладают определенным моментом. Это приближение улучшается *RPA*-корреляциями в основном состоянии (реально методом *RPAE* [2]) и учетом релаксации остова.

В настоящей работе потенциал, действующий на внешний электрон, т. е. на электрон в состоянии $4f$ и в непрерывном спектре, был получен с использованием орбиталей нейтрального атома, а также хартри-фоковских орбиталей конечного иона. Пороговые энергии брались из эксперимента. Вероятности переходов рассчитывались как с учетом *RPA*-корреляций (метод *RPAE*), так и без их учета (метод Хартри — Фока). Все расчеты проводились в приближении *LS*-связи. В этом приближении радиальные волновые функции состояний $3d_{5/2}$ и $3d_{3/2}$ являются одинаковыми. Соответственно, разделение рассчитанной вероятности переходов $3d \rightarrow ef$ производилось статистически. Спин-орбитальное расщепление бралось из эксперимента. Для полноты картины оценивалась также энергия $4f$ -состояния и вероятность переходов $3d \rightarrow 4f$. Эти оценки, однако, более грубые, чем в [1].

3. Результаты расчетов представлены на рис. 1, 2 и в таблице. На рис. 1 показаны сечения $3d \rightarrow ef$ -переходов в I^- , Xe , Cs^+ и Ba^{2+} . Поскольку сечения, рассчитанные в приближении Хартри—Фока и *RPAE*, практически совпадают, то для каждого атома показана только одна кривая (конкретно, *length*-форма Хартри—Фока). На рис. 2 приведены те же кривые, но статистически расщепленные в соответствии с различным порогом $3d_{5/2}$ и $3d_{3/2}$ -фотоионизации.

Из рис. 2 видно, что изменение вида максимумов кривой поглощения при переходе от Xe к Cs^+ и при более точном расчете, чем в [1], можно объяснить, не прибегая к гипотезе коллапса $4f$ -состояния. А именно: это явление может быть обусловлено острым пороговым максимумом в переходах $3d \rightarrow ef$. Данное заключение подтверждается сравнением рассчитанных сечений $\sigma_{3d \rightarrow ef}$ и $\sigma_{3d \rightarrow 4f}$ -переходов (см. таблицу):

$$\sigma_{3d \rightarrow 4f} \approx 2,3 \text{ Мб} \cdot \text{эВ},$$

$$\int_0^{279 \text{ В}} \sigma_{3d \rightarrow ef} d\omega \approx 50 \text{ Мб} \cdot \text{эВ}.$$

При переходе от Xe к Ba^{2+} ситуация существенно меняется. В этом случае максимум в сечении фотоионизации $3d$ -оболочки уходит в подпороговую область, и сечение $3d \rightarrow ef$ -переходов является, во-первых,

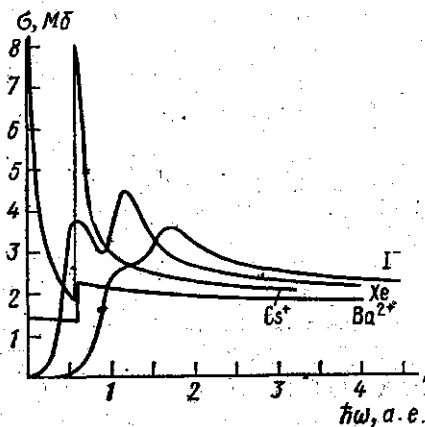


Рис. 2. Сечения переходов $3d_{5/2, 3/2} \rightarrow ef$ для I^- , Xe , Cs^+ , Ba^{2+} . Расщепление исходного $3d \rightarrow ef$ -перехода на спин-орбитальные компоненты производилось статистически

Энергия связи ϵ , эВ и сечения поглощения δ , Мб·эВ уровня $4f$ в различных атомах и ионах

Ион	ϵ	σ
Xe	0,85	$0,7 \cdot 10^{-3}$
Cs^+	3,52	2,3
Ba^{2+}	14,8	122

относительно небольшим,

$$\int_0^{20 \text{ эВ}} \sigma_{3d-4f}(\omega) d\omega \simeq 30 \text{ Мб} \cdot \text{эВ},$$

и, во-вторых, что более важно, представляет собой практически плавную функцию энергии. Напротив, сечение $3d-4f$ -перехода становится очень большим, достигая $122 \text{ Мб} \cdot \text{эВ}$. Таким образом, в Ba^{2+} несомненно произошел коллапс $4f$ -состояния. Что касается Cs^+ , то особенности его кривой фотопоглощения могут быть объяснены без привлечения гипотезы коллапса.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Майсте А. А. и др. ЖЭТФ, 1980, 78, с. 941. [2] Amusia M. Ya., Cherpkov N. A. In: Case studies in atomic physics, 1975, v. 5, p. 47. [3] Kennedy D. J., Manson S. T. Phys. Rev., 1972, A5, p. 227.

Поступила в редакцию
06.10.82

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3 ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1983, Т. 24, № 3

УДК 539.17.01

О НЕКОТОРЫХ СВОЙСТВАХ РЕЗОЛВЕНТ ОПЕРАТОРА ЭНЕРГИИ СИСТЕМЫ НЕСКОЛЬКИХ НЕРЕЛЯТИВИСТСКИХ ЧАСТИЦ

В. В. Комаров, А. М. Попова, В. Л. Шаблов

(НИИЯФ)

В заметке дан метод построения резольвенты сужения заданного оператора на подпространство, порождаемое некоторым ортогональным проектором. Этот вопрос тесно связан с проблемой описания квазистационарных состояний и состояний дискретного спектра гамильтоновых операторов нескольких частиц [1].

С помощью методов работы [2] может быть доказана следующая теорема. Пусть в гильбертовом пространстве \mathcal{H} задан самосопряженный оператор A с областью определения $\mathcal{D}(A)$ и пусть на $\mathcal{D}(A)$ определен симметричный, A -ограниченный оператор B с относительной нулевой границей. Пусть существует проектор P , такой, что $B = PBP$, и оператор B переводит $\mathcal{D}(A)$ в множество, плотное в $P\mathcal{H}$. Пусть существует сужение оператора A на подпространство $Q\mathcal{H}$, т. е. существует оператор QAQ , $Q = 1 - P$. Тогда при условии существования в точке z резольвенты оператора QAQ имеет место сходимость $R(z, A + \sigma B) \xrightarrow{\sigma \rightarrow +\infty} R(z, QAQ)Q$, где $R(z, A) = (z - A)^{-1}$ — резольвента оператора A . Эта сходимость является сильной при всех z , $|\text{Im } z| \geq \varepsilon > 0$. Если A — оператор Гамильтона системы N тел, а B — положительный оператор, то $R(z, A + \sigma B) \xrightarrow{\sigma \rightarrow +\infty} R(z, QAQ)Q$ при всех z , не принадлежащих вещественной полуоси $[E_0, +\infty)$, где $E_0 = \min\{E_d\} \in \sigma_{\text{disc}}(A)$. Когда $z = E + i0$, $E \in [E_0, +\infty)$, $\setminus \sigma_{\text{disc}}(QAQ)$, сходимость следует понимать в соответствии с процедурой предельных переходов в теории рассеяния [3].

Покажем следствие из данной теоремы. Пусть $\{P_n\}$ — конечный набор ортопроекторов P_n , необязательно попарно ортогональных, и пусть P — полный проектор для $\{P_n\}$, т. е. P удовлетворяет условию: