

ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗМУЩЕНИЯ АТОМНЫХ СОСТОЯНИЙ В ПОЛЕ ЭЛЛИПТИЧЕСКОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ

Г.А.Делоне, Б.А.Зон, Ж.Б.Петросян

Впервые экспериментально наблюдался многофотонный резонанс в атоме в поле эллиптической поляризации. Полученные результаты позволяют извлечь важные данные относительно составных матричных элементов, определяющих динамическую поляризуемость резонирующих уровней.

Исследование возмущения атомных состояний в поле эллиптической поляризации методом многофотонного резонанса открывает большие возможности для экспериментального измерения составных матричных

элементов атомных состояний. Данная работа является первым экспериментом в этом направлении.

Проводившиеся до настоящего времени экспериментальные исследования многофотонного возбуждения атомов были ограничены использованием излучения либо с линейной [1], либо с циркулярной [2] поляризацией. Поскольку основное состояние атомов, изучавшихся в этих работах, обладает нулевой проекцией орбитального момента, зависимость вероятности возбуждения от частоты излучения лазера характеризовалась одним резонансным пиком, соответствующим возбуждению единственного магнитного подуровня с нулевой проекцией момента при линейной, и $\pm n$ при правой (левой) круговой поляризации (n – кратность резонанса). Поэтому полученные данные о положении резонанса не позволяют сделать однозначных выводов как об относительном сдвиге каждого из резонирующих уровней в отдельности, так и о расщеплении магнитных подуровней возбужденного состояния атома в лазерном поле.

Использование эллиптически поляризованного излучения дает возможность непосредственно измерить обе названные величины, так как в данном случае внешнее поле не обладает осевой симметрией, и правила отбора по магнитному квантовому числу при последовательном поглощении нескольких фотонов существенно ослабляются. Квазистационарные состояния атома в таком поле уже не характеризуются значением магнитного квантового числа, а только четностью этих чисел [3]¹⁾. При поглощении атомов из S -состояния четного или нечетного числа фотонов, возбуждаются все квазистационарные состояния, образованные из исходных состояний свободного атома с четными или нечетными магнитными квантовыми числами соответственно. В результате, дисперсионная кривая вероятности многофотонного возбуждения обладает уже многими резонансами, по числу квазистационарных состояний атома с данной четностью магнитных квантовых чисел.

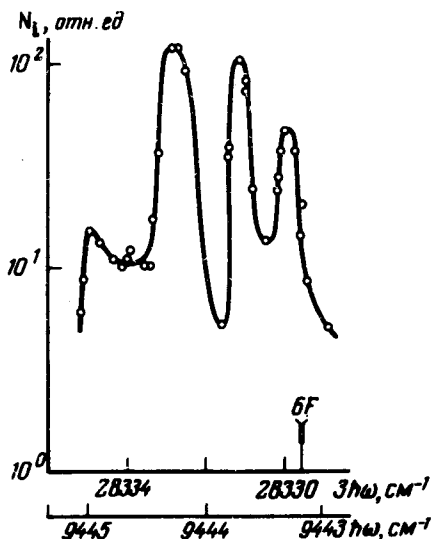
В данной работе измерялось изменение энергии перехода $6s - 6f$ в атоме Cs в эллиптически поляризованном поле излучения одночастотного одномодового неодимового лазера. Частота ионизирующего излучения подбиралась такой, чтобы возникал трехфотонный резонанс на переходе $6s - 6f$. Одновременно происходила четырехфотонная ионизация атома Cs. В работе измерялась зависимость выхода процесса четырехфотонной ионизации атома Cs от частоты излучения $N_i(\omega)$ вблизи резонанса, которая полностью отражала структурные особенности дисперсионной зависимости вероятности многофотонного возбуждения.

Постановка эксперимента была аналогична той, которая обычно используется в работах по исследованию процесса многофотонной ионизации атома [1]. Сфокусированное излучение одномодового одночастотного лазера взаимодействовало с пучком атомов Cs ($\rho \sim 10^9 \text{ см}^{-3}$). Частота излучения варьировалась в пределе 60 см^{-1} . Ширина линии излучения лазера была $\sim 10^{-2} \text{ см}^{-1}$. Плоскополяризованное излуче-

¹⁾ Сохранение четности магнитных квантовых чисел является следствием инвариантности гамильтониана атома в эллиптическом поле относительно поворотов на 180° , по аналогии с таким же свойством парамагнитного иона в кристалле ромбоэдрической симметрии.

ние неодимового лазера пропускалось через кварцевую пластину $\lambda/4$, специальной ориентацией которой можно было получать необходимую степень эллиптичности поляризации излучения.

На рисунке приведена зависимость $N_i(\omega)$, измеренная в эксперименте при напряженности поля $\sim 10^6$ в/см и угле эллиптичности $\theta = 32^\circ$ (отношение осей эллипса равно $\text{tg}\theta$).



Дисперсионная зависимость $N_i(\omega)$ числа ионов, образованных за счет четырех фотонной резонансной ионизации атомов Cs из основного состояния $6s$ (трехфотонный резонанс возникает на переходе $6s - 6f$) в поле излучения одномодового одночастотного неодимового лазера с эллиптической поляризацией (угол эллиптичности $\theta = 32^\circ$). Приведена также энергетическая шкала на утренней частоте излучения неодимового лазера. Отмечено положение уровня $6f$ в отсутствие поля (отсчет ведется от положения уровня $6s$)

В поле указанной напряженности возмущение уровня $6f$ намного превосходит величину спин-орбитального взаимодействия ($0,1 \text{ см}^{-1}$), которым поэтому можно полностью пренебречь. При поглощении трех фотонов возбуждаются только четыре нечетных магнитных (из общего числа $2J + 1 = 7$) состояния $6f: M = \pm 1, \pm 3$, что полностью подтверждается экспериментально.

Напомним, что в полях линейной и круговой поляризации излучения при измерении в том же диапазоне частот и напряженности поля, получены дисперсионные кривые с одним резонансным пиком, соответствующим трехфотонному резонансу между уровнями $6s_{m=0} - 6f_{m=0}$ в поле линейной поляризации [1] и $6s_{m=0} - 6f_{m=\pm 3}$ (знак зависит от направления спиральности фотона) в поле круговой поляризации [2].

В исследуемом случае для каждого пика зависимости $N_i(\omega)$ можно вычислить поляризуемость $\alpha_{\Sigma}^{(k)} = 4\Delta_k / F$ (Δ_k — положение максимума относительно несмещенного положения уровня $6f$, F — интенсивность излучения), которая, однако, является разностью поляризуемостей уровня $6s$ и одного из квазистационарных состояний уровня $6f: \alpha_{\Sigma}^{(k)} = \alpha_{6s} - \alpha_{6f}^{(k)}; k = 1, 2, 3, 4$. Все величины $\alpha_{6f}^{(k)}$ определяются тремя атомными параметрами U, V, W , введенными в работе [3], и выражающимися через составные матричные элементы атома. Поэтому, используя измеренные положения пиков зависимости $N_i(\omega)$, можно найти как эти параметры уровня $6f$, так и поляризуемость уровня $6s$. Результаты приведены в первой строке таблицы. Во второй строке таблицы

приведены теоретические значения этих же параметров, рассчитанные с помощью функции Грина атома в приближении метода квантового дефекта [4].

	a_{6s}	U_f	V_f	W_f
Эксперимент	1240	933	- 540	199
Теория	1500	674	- 883	19

* Все величины приводятся в ат. ед.

Сравнивая результаты теории и эксперимента, можно констатировать вполне удовлетворительное их согласие по всем величинам, кроме параметра W . При этом следует подчеркнуть, что при образовании параметров U , V , W из матричных элементов атома, происходит сокращение 1 – 2 значащих цифр, что типично при вычислениях динамических поляризуемостей высоковозбужденных состояний. Поэтому сравниваются с экспериментом в действительности малые разности теоретически рассчитанных параметров, вследствие чего теоретическая модель должна быть достаточно точной. По всей причине могло произойти расхождение данных теории и эксперимента.

Первое экспериментальное измерение возмущения атомных состояний в поле эллиптической поляризации методом многофотонного возбуждения показало, что в дальнейшем такие исследования могут быть использованы в качестве метода измерения составных матричных элементов атома, играющих в нелинейной спектроскопии ту же роль, что и силы осцилляторов в классической оптике.

Авторы благодарят за интерес к работе профессора М.С.Рабиновича и Н.Б.Делоне.

Физический институт им. П.Н.Лебедева
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
15 октября 1975 г.

Литература

- [1] В.А.Гринчук, К.Б.Петросян. Кр. сообщ. по физике (ФИАН), №1, 34, 1975; В.А.Гринчук, Г.А.Делоне, К.Б.Петросян, физика плазмы, 1, 320, 1975.
- [2] В.А.Гринчук, Г.А.Делоне, К.Б.Петросян. Кр. сообщ. по физике (ФИАН) №3, 32, 1975.
- [3] Б.А.Зон. Оптика и спектроскопия, 36, 838, 1974; 38, 420, 1975.
- [5] В.А.Давыдкин, Б.А.Зон, Н.Л.Манаков, Л.П.Рапопорт. ЖЭТФ, 60, 124, 1971.