УДК 539.184+535.215.9

АТОМ В ЧАСТИЧНО ПОЛЯРИЗОВАННОМ ВНЕШНЕМ ПОЛЕ

II. МНОГОФОТОННЫЙ РЕЗОНАНС

Б. А. Зон

Получены общие формулы, описывающие многофотонный резонансный процесс на атоме в частично поляризованном поле, с учетом перемешивания полем магнитных подуровней резонансного уровня. Построены дисперсионные кривые для вероятности 4-фотонной резонансной ионизации атома калия в зависимости от степени эллиптичности излучения неодимового лазера. Обсуждается возможность применения эллиптически поляризованного излучения для определения спинов высоковозбужденных состояний атома, взаимодействующего с сильным световым полем.

Квазистационарные состояния атома в частично поляризованном поле $\mathcal{E}_0 e^{-i\omega t}$ не обладают определенными значениями магнитного квантового числа M. Эти состояния образуются как суперпозиции состояний с различными M, являясь собственными функциями гамильтониана $H=H_0+h$, где H_0 — гамильтониан атома в отсутствие внешнего поля, а h — учитывает главную часть взаимодействия атома с полем, определяющую квадратичный эффект Штарка [1].

Обозначим: $|\sigma JM\rangle$ — собственные функции H_0, соответствующие собственным значениям $E_{\sigma J}$ (J — полный момент, σ — прочие квантовые числа),

$$\Phi_{\sigma J}^{(k)} = \sum_M f_{\sigma JM}^{(k)} |\sigma JM\rangle, \quad k=1,\ 2 \ldots 2J+1 \tag{1}$$

собственные функции H, соответствующие собственным значениям $E_{\sigma J}^{(k)} = E_{\sigma J} - \frac{1}{4}\alpha_{\sigma J}^{(k)} I$, I — интенсивность поля. Алгебраические уравнения для коэффициентов f и поляризуемостей α, а также их явные выражения через атомные матричные элементы для $J=1,\ ^3/_2$, приведены в [1].

Если состояния оболочки σJ могут быть ионизованы фотоном частоты ω, эффективный гамильтониан h не является самосопряженным, и функции (1) взаимно неортогональны. Поэтому описание по теории возмущений процессов с участием состояний (1) и, в частности, многофотонного возбуждения этих состояний имеет определенные особенности.

Следуя работе [2], введем наряду с (1) функции

$$\tilde{\Phi}_{\sigma J}^{(k)} = \sum_M f_{\sigma JM}^{(k)*} |\sigma JM\rangle,$$

которые являются собственными функциями оператора H^+. Если оператор H — самосопряженный, величины f могут быть взяты действительными, и функции Φ и $\tilde{\Phi}$ совпадают. Во всех случаях Φ и $\tilde{\Phi}$ образуют взаимно ортонормированные наборы [2]

$$(\tilde{\Phi}_{\sigma J}^{(k)},\ \Phi_{\sigma J}^{(k')}) = \delta_{kk'}. \tag{2}$$

Уравнение Шредингера для атома в поле имеет вид

$$i\frac{\partial\psi}{\partial t}=[H_0+V(t)]\psi=\{H+[V(t)-h]\}\psi, \tag{3}$$

где $V(t)=-\mathbf{d}\mathcal{E}$, $\mathbf{d}$ — оператор дипольного момента атома. Функцию ψ будем искать в виде разложения по квазистационарным состояниям (1)

$$\psi(t)=\sum_{\sigma Jk}A_{\sigma Jk}(t)\exp\{-iE_{\sigma J}^{(k)}t\}\,\Phi_{\sigma J}^{(k)}. \tag{4}$$

Так как Φ — собственные функции H, в качестве возмущения, определяющего коэффициенты A, следует взять $V'=V-h$. Однако оператор h не зависит от времени, и от его действия не возникает переходов атома между состояниями с разными σJ [1]. Поэтому при описании многофотонного возбуждения в низших порядках теории возмущений можно положить $V'=V$.

Подставляя (4) в (3) и используя (2), получим уравнения для коэффициентов A

$$\dot{A}_{\sigma Jk}=-i\sum_{\sigma'J'k'}\left\langle\tilde{\Phi}_{\sigma J}^{(k)}\,|\,V(t)\,|\,\Phi_{\sigma'J'}^{(k')}\right\rangle\exp\left\{i\left[E_{\sigma J}^{(k)}-E_{\sigma'J'}^{(k')}\right]t\right\}A_{\sigma'J'k'}. \tag{5}$$

Решая теперь интегральные уравнения, соответствующие (5), последовательными приближениями, получим ряды теории возмущений. В дальнейшем для конкретности все выкладки проводятся для 3-фотонного резонанса. Поле будем считать полностью когерентным, что соответствует произвольной эллиптической поляризации.

Амплитуда вероятности возбуждения состояния σJk атома, находившегося первоначально в состоянии $\sigma_0J_0k_0$, в третьем порядке теории возмущений имеет вид

$$A_{\sigma Jk}^{(3)}=\sum_{\substack{\sigma_1J_1k_1\\ \sigma_2J_2k_2}}\frac{\left\langle\tilde{\Phi}_{\sigma J}^{(k)}\,|\,\mathbf{d}\mathcal{E}_0\,|\,\Phi_{\sigma_2J_2}^{(k_2)}\right\rangle\left\langle\tilde{\Phi}_{\sigma_2J_2}^{(k_2)}\,|\,\mathbf{d}\mathcal{E}_0\,|\,\Phi_{\sigma_1J_1}^{(k_1)}\right\rangle}{\left(E_{\sigma_0J_0}^{(k_0)}+3\omega-E_{\sigma J}^{(k)}\right)\left(E_{\sigma_0J_0}^{(k_0)}+2\omega-E_{\sigma_2J_2}^{(k_2)}\right)}\times$$

$$\times\frac{\left\langle\tilde{\Phi}_{\sigma_1J_1}^{(k_1)}\,|\,\mathbf{d}\mathcal{E}_0\,|\,\Phi_{\sigma_0J_0}^{(k_0)}\right\rangle}{\left(E_{\sigma_0J_0}^{(k_0)}+\omega-E_{\sigma_1J_1}^{(k_1)}\right)}\exp\left\{i\left[E_{\sigma J}^{(k)}-E_{\sigma_0J_0}^{(k_0)}-3\omega\right]t\right\}. \tag{6}$$

В полученном выражении можно пренебречь штарковским сдвигом в нерезонансных энергетических знаменателях и после этого воспользоваться полнотой векторов $\mathbf{f}^{(k)}$ для суммирования по k_1 и k_2 [2]. В результате получим

$$\left.\begin{aligned}
A_{\sigma Jk}^{(3)}&=\sum_{\alpha\beta\gamma}\frac{U_{\sigma Jk,0}^{(\alpha\beta\gamma)}\mathcal{E}_{0\alpha}\mathcal{E}_{0\beta}\mathcal{E}_{0\gamma}}{E_{\sigma_0J_0}^{(k_0)}+3\omega-E_{\sigma J}^{(k)}}\exp\left\{i\left[E_{\sigma J}^{(k)}-E_{\sigma_0J_0}^{(k_0)}-3\omega\right]t\right\};\\
U_{\sigma Jk,0}^{(\alpha\beta\gamma)}&=\sum_{\substack{\sigma_1J_1k_1\\ \sigma_2J_2k_2}}\frac{\left\langle\tilde{\Phi}_{\sigma J}^{(k)}\,|\,d_\gamma^+\,|\,\sigma_2J_2M_2\right\rangle\left\langle\sigma_2J_2M_2\,|\,d_\beta^+\,|\,\sigma_1J_1M_1\right\rangle}{\left(E_{\sigma_0J_0}^{(k_0)}+2\omega-E_{\sigma_2J_2}\right)\left(E_{\sigma_0J_0}^{(k_0)}+\omega-E_{\sigma_1J_1}\right)}\left\langle\sigma_1J_1M_1\,|\,d_\gamma^+\,|\,\Phi_{\sigma_0J_0}^{(k_0)}\right\rangle.
\end{aligned}\right\} \tag{7}$$

С помощью величин (7) можно найти вероятность 4-фотонной ионизации при наличии промежуточного 3-фотонного резонанса. Пренебрегая влиянием внешнего поля на волновые функции непрерывного спектра, для вероятности ионизации в единицу времени получим

$$dW=\left|\sum_{\substack{k\\ \alpha\beta\gamma\delta}}\frac{U_{\mathbf{p},\sigma Jk}^{(\delta)}U_{\sigma Jk,0}^{(\alpha\beta\gamma)}}{E_{\sigma_0J_0}^{(k_0)}+3\omega-E_{\sigma J}^{(k)}}\mathcal{E}_{0\alpha}\mathcal{E}_{0\beta}\mathcal{E}_{0\gamma}\mathcal{E}_{0\delta}\right|^2\frac{mp}{(2\pi)^2}\,d\Omega_{\mathbf{p}},\quad U_{\mathbf{p},\sigma Jk}^{(\delta)}=\left\langle\mathbf{p}\,|\,d_\delta^+\,|\,\Phi_{\sigma J}^{(k)}\right\rangle.$$

Здесь $\mathbf{p}$ — импульс ионизованного электрона. Поляризационную зависимость вероятности ионизации легко выделить, если воспользоваться теоремой Вигнера—Эккарта для матричных элементов от оператора дипольного момента.

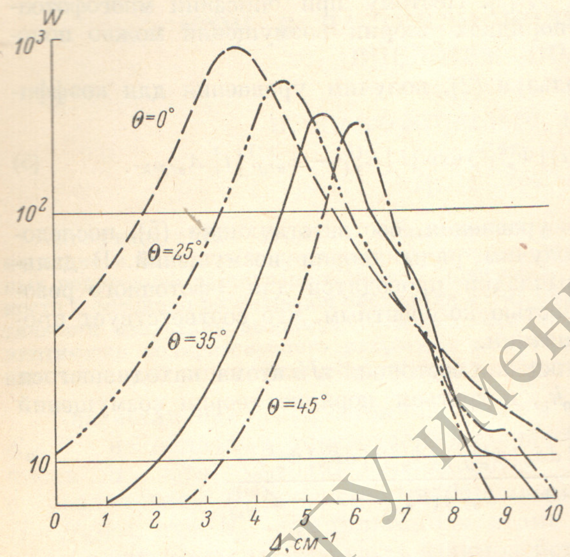
Пусть $\chi=$ отношение осей эллипса поляризации излучения. Тогда

$$\mathscr{E}_0=\mathscr{E}_0\left[\mathbf{e}_+\cos\Theta+\mathbf{e}_-\sin\Theta\right],$$

$$\mathbf{e}_\pm=\mp\frac{1}{\sqrt{2}}\left(\mathbf{e}_x\pm i\mathbf{e}_y\right),\quad \chi=\left|\frac{\cos\left(\Theta+\frac{\pi}{4}\right)}{\cos\left(\Theta-\frac{\pi}{4}\right)}\right|.$$

Значения $\Theta=0$, $\pi/2$ соответствуют циркулярной, а $\Theta=\pi/4$ — линейной поляризации.

На рисунке приведена зависимость вероятности ионизации основного состояния $4s$, атома калия эллиптически поляризованным излучением неодимового лазера как функция статической расстройки 3-фотонного резонанса с уровнем $4f$ ($\Delta\equiv E_{4s}+3\omega-E_{4f}$) при $\mathscr{E}_0=2\cdot10^6$ в/см. Экспериментально этот процесс в линейно поляризованном поле исследовался в работе [3], расчет перестройки подуровней уровня $4f$ для произвольной поляризации проводился в работе [1], результаты которой здесь использованы.



Дисперсионные кривые вероятности резонансной 4-фотонной ионизации атома калия (в произв. ед.) для различных степеней эллиптичности поля.

Как видно из рисунка, при значительной эллиптичности поля дисперсионная кривая 4-фотонной ионизации имеет сложную форму, которая определяется перекрывающимися резонансами, возникающими вследствие перемешивания и расщепления полем магнитных подуровней уровня $4f$. В рассматриваемом примере, который является типичным для многофотонной ионизации щелочных атомов, штарковские сдвиги и расщепления атомных состояний сравнимы по величине с ионизационным уширением, поэтому отдельные резонансы не разрешаются.

Следует, однако, отметить, что совершенно другая ситуация имеет место при исследовании многофотонной ионизации атомов благородных газов. Экспериментально установлено, что в сильных полях $\sim10^8$ в/см в атомах существуют сравнительно узкие квазистационарные состояния с ширинами ~10 см$^{-1}$, расстояние от которых до ближайших состояний невозмущенного атома составляет несколько тысяч обратных сантиметров [4, 5]. Вследствие такого большого штарковского сдвига определение квантовых чисел наблюдаемых резонансов, в частности орбитального момента оптического электрона, который, по оценкам, еще должен сохраняться, оказывается весьма затруднительным. Можно надеяться, что измерения сечений многофотонной ионизации благородных газов эллиптически поляризованным излучением позволят определить спины наблюдаемых квазистационарных состояний, поскольку в этом случае ширины подуровней значительно меньше сдвигов, и, следовательно, отдельные резонансы должны хорошо разрешаться. Число же наблюдаемых резонансов и их относительные интенсивности, в свою очередь, однозначно определяются спином.

Выражаю глубокую благодарность Н. Б. Делоне за полезное обсуждение и Л. П. Рапопорту за проявленный интерес к работе.

Литература

[1] Б. А. Зон. Опт. и спектр., *36*, 838, 1974.
[2] Б. А. Зон, Б. Г. Кацнельсон. ЖЭТФ, *65*, 947, 1973.
[3] Г. А. Делоне, Н. Б. Делоне. Письма в ЖЭТФ, *10*, 413, 1969.
[4] G. Baravian, R. Benattar, J. Bretagne, J. Goddar, G. Sultan. Appl. Phys. Lett., *18*, 387, 1971.
[5] Д. Т. Алимов, Н. К. Бережецкая, Г. А. Делоне, Н. Б. Делоне. ЖЭТФ, *64*, 1178, 1973; Д. Т. Алимов, Н. Б. Делоне, Б. А. Зон, Б. Г. Кацнельсон. Препринт ФИАН, № 191, 1973.

Поступило в Редакцию 6 июня 1974 г.