ЖЭТФ, 1999, том 116, вып. 4(10), стр. 1241–1249

РЕЗОНАНСЫ И ДИХРОИЗМ ПРИ РАССЕЯНИИ ЭЛЕКТРОНА В ИНТЕНСИВНОМ ЛАЗЕРНОМ ПОЛЕ НА КУЛОНОВСКОМ ПОТЕНЦИАЛЕ

*Л. П. Рапопорт, А. С. Корнев**

Воронежский государственный университет
394693, Воронеж, Россия

Поступила в редакцию 22 марта 1999 г.

Новый вид гамильтониана взаимодействия электрона с протоном в интенсивном лазерном поле использован для вычисления ab initio дифференциального сечения рассеяния. Приведены графики расчетов формы и ширины резонансов в сечении рассеяния электрона на «одетом полем» кулоновском потенциале, обусловленных вынужденным переизлучением фотонов электроном, а также угловое распределение рассеянных электронов в зависимости от циркулярного дихроизма для различных значений силы лазерного поля и его частоты.

PACS: 31.20.Di; 34.80.Qb

1. ВВЕДЕНИЕ

Теоретическое и экспериментальное изучение процессов рассеяния электронов на атомах в присутствии сильного лазерного поля вызывает большой интерес, так как вводит новые параметры в процесс рассеяния: энергию фотона $\hbar\omega$, интенсивность поля I, его поляризацию и статистику (см. обзоры [1–3] и указанные в них ссылки). Однако теоретический расчет сечений рассеяния электрона на атоме в присутствии интенсивного радиационного поля чрезвычайно сложен и может быть легко проведен только в борновском приближении. Ключевой проблемой более точных расчетов является сечение рассеяния электрона в интенсивном поле на кулоновском потенциале, имеющее точный аналитический вид в отсутствие светового поля. Для короткодействующего $\delta(\mathbf{r})$-потенциала в циркулярно-поляризованном поле известно точное решение для сечений фотоионизации и рассеяния [4, 5].

Дифференциальные сечения упругого и неупругого рассеяний электрона на кулоновском потенциале в присутствии сильного циркулярно поляризованного электромагнитного поля рассматривались в работе [6]. Ввиду того что в соответствующем нестационарном уравнении Шредингера переменные не разделяются, задача решалась прямым численным интегрированием системы сильносвязанных каналов.

В настоящей работе та же задача решается с помощью найденного нами (методом унитарных преобразований) нового представления для гамильтониана взаимодействия интенсивного циркулярно поляризованного света с электроном в кулоновском поле в виде разложения по мультиполям, учитывающего параметр поля $a_0 = eF/\mu\omega^2$ (F — напряженность поля, ω — его частота) [7]. В этом случае систему уравнений метода

*E-mail: kornev@tooth.vsu.ru

сильной связи каналов можно аналитически проинтегрировать по углам θ, ϕ, и наши уравнения становятся одномерными, удобными для численного интегрирования.

В данной работе исследовались резонансы (форма и положение) в дифференциальном сечении рассеяния как функции энергии электрона. Из-за связи упругих каналов с неупругими возникает интерференционный член, обусловленный диссипацией энергии, что приводит к дихроизму в положении и форме резонансов в сечении рассеяния как функции энергии электрона. Построено угловое распределение рассеянных электронов для лево- и право-поляризованного излучения. Показано, что в сильном поле, в зависимости от числа задействованных фотонов, угловое распределение рассеянных электронов качественно, а не только количественно отличается от влияния дихроизма на угловое распределение рассеяния, вычисленное по теории возмущений [8]. Обсуждается влияние силы поля F на положение и форму резонансов.

2. УНИТАРНЫЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ГАМИЛЬТОНИАНА ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЭЛЕКТРОНА В ИНТЕНСИВНОМ ЛАЗЕРНОМ ПОЛЕ С КУЛОНОВСКИМ ПОТЕНЦИАЛОМ

Рассмотрим нестационарное уравнение Шредингера в световом поле, описываемом вектор-потенциалом $\mathbf{A}(t)$, зависящим только от времени (дипольное приближение; далее $\hbar = e = m = 1$):

$$i\frac{\partial}{\partial t}\Psi(\mathbf{r},t) = \left[-\frac{1}{2}\nabla^2 - \frac{\mathbf{A}(t)}{c}\hat{\mathbf{p}} + \frac{1}{2c^2}\mathbf{A}^2(t) - \frac{Z}{r}\right]\Psi(\mathbf{r},t). \tag{1}$$

Поле мы будем считать циркулярно-поляризованным:

$$\mathbf{A}(t) = -A_0(\mathbf{e}_x \sin\omega t + \eta\mathbf{e}_y\cos\omega t), \tag{2}$$

где $A_0 = Fc/\omega$, c — скорость света, $\eta = \pm 1$ для лево- (право-) поляризованной волны, F — напряженность поля, ω — его частота. Волновой вектор волны считаем направленным вдоль оси z.

Представим решение уравнения (1) в форме $\Phi = \hat{U}(t)\Psi$, где $\hat{U}^\dagger = \hat{U}^{-1}$ — унитарный оператор. Тогда для Φ мы получим уравнение вида (1) с оператором

$$\hat{H}' = i\left(\frac{\partial\hat{U}}{\partial t}\right)\hat{U}^\dagger + \hat{U}\hat{H}\hat{U}^\dagger, \tag{3}$$

где $\hat{H}$ — оператор правой части уравнения (1).

Преобразуем гамильтониан $\hat{H}$ с помощью двух последовательных унитарных операторов [7]: $\hat{U}_{K-H}$ [9, 10] и $\hat{U}_{rot}$. Их аналитический вид дается следующими выражениями:

$$\hat{U}_{K-H} = \exp\left\{i\int^t dt'\left[\frac{\mathbf{A}(t')}{c}\hat{\mathbf{p}} - \frac{1}{2c^2}\mathbf{A}^2(t')\right]\right\} \tag{4}$$

и

$$\hat{U}_{rot} = \exp(-i\eta\omega t\hat{L}_z), \tag{5}$$

где $\hat{L}_z = -i\partial/\partial\phi$ — оператор проекции углового момента в сферической системе координат.

Применяя первое преобразование, получим гамильтониан (1) в колеблющейся с частотой поля системе координат:

$$\hat{H}_{vib} = \hat{U}_{K-H}\hat{H}\hat{U}^{\dagger}_{K-H} = -\frac{1}{2}\nabla^2 - \frac{Z}{|\mathbf{r}-\mathbf{a}(t)|}, \qquad (6)$$

где

$$\mathbf{a}(t) = c^{-1}\int^{t} dt'\mathbf{A}(t').$$

Второе преобразование (5) осуществляет переход во вращающуюся систему координат:

$$\hat{H}_{rot} = \hat{U}_{rot}\hat{H}_{vib}\hat{U}^{\dagger}_{rot} = -\frac{1}{2}\nabla^2 - \frac{Z}{|\mathbf{r}-\mathbf{a}_0|} + \eta\omega\hat{L}_z, \qquad (7)$$

где $\mathbf{a}_0 = a_0\mathbf{e}_x$, $a_0 = F/\omega^2$.

Оператор (7) не зависит от времени, и уравнение (1) с оператором $\hat{H}_{rot}$ (7) перейдет в стационарное уравнение Шредингера с точной квазиэнергией E. Существенно отметить, что $\hat{H}_{rot}$ имеет ту же асимптотику при $r \to \infty$, что и гамильтониан уравнения (1) при $\mathbf{A}(t) = 0$. Параметр поля a_0 определяет динамику электрона в поле и спектр квазиэнергии в системе «атом + поле».

В операторе $\hat{H}_{rot}$ (7) потенциал $Z|\mathbf{r}-\mathbf{a}_0|^{-1}$ является производящей функцией полиномов Лежандра. Через ненормированные сферические функции $C_{LM}(\hat{\mathbf{r}})$ и $C_{LM}(\hat{\mathbf{a}}_0)$ (от функций Y_{LM} они отличаются множителем $\sqrt{4\pi/(2L+1)}$, $\hat{\mathbf{r}} = \mathbf{r}/r$, $\hat{\mathbf{a}}_0 = \mathbf{a}_0/a_0$) он может быть представлен в виде ряда:

$$Z|\mathbf{r}-\mathbf{a}_0|^{-1} = Z\sum_{L=0}^{\infty}\sum_{M=-L}^{L}\xi_L(r,a_0)\,C_{LM}(\hat{\mathbf{r}})\,C^*_{LM}(\hat{\mathbf{a}}_0), \qquad (8)$$

где

$$\xi_L(r,a_0) = \frac{r_<^L}{r_>^{L+1}}, \quad r_< = \min(r,a_0), \quad r_> = \max(r,a_0).$$

Возвратимся с помощью обратного унитарного преобразования $\hat{U}^{-1}_{rot} = \hat{U}^{\dagger}_{rot}$ (5) в колеблющуюся систему координат. Получим

$$\hat{H}^{(\eta)}_{vib}(\mathbf{r},\mathbf{a}_0;t) = -\frac{1}{2}\nabla^2 - Z\xi_0(r,a_0) - \\ - Z\sum_{L=1}^{\infty}\sum_{M=-L}^{L}\xi_L(r,a_0)\,C_{LM}(\hat{\mathbf{r}})\,C^*_{LM}(\hat{\mathbf{a}}_0)\,e^{i\eta M\omega t}. \qquad (9)$$

В (9) мы выделили из потенциала взаимодействия его центрально-симметричную при $L = 0$ часть:

$$\xi_0(r,a_0) = \begin{matrix} 1/a_0, & r < a_0, \\ 1/r, & r > a_0, \end{matrix}$$

описывающую «одетый полем» протон. Часть суммы (9) с $M = 0$ соответствует не зависящему от времени нецентрально-симметричному потенциалу. Остальная часть потенциала с $|M| \geq 1$ представлена разложением по мультиполям, гармонически зависящим от времени.

3. РЕШЕНИЕ УРАВНЕНИЯ МЕТОДОМ СИЛЬНОЙ СВЯЗИ КАНАЛОВ

Нестационарное уравнение Шредингера, которое теперь необходимо решить с гамильтонианом (9), имеет вид

$$i\frac{\partial}{\partial t}\Phi(\mathbf{r},t) = \left\{-\frac{1}{2}\nabla^2 - Z\xi_0(r,a_0) - Z\sum_{L=1}^{\infty}\sum_{M=-L}^{L}\xi_L(r,a_0)\times\right.$$
$$\left.\times\, C_{LM}(\hat{\mathbf{r}})C^*_{LM}(\hat{\mathbf{a}}_0)\,e^{i\eta M\omega t}\right\}\Phi(\mathbf{r},t). \qquad (10)$$

Решение уравнения (10) ищем в виде разложения по квазиэнергиям и парциальным волнам:

$$\Phi(\mathbf{r},t) = \sum_{n=-\infty}^{\infty}\sum_{l'm'}\exp(-iEt+in\omega t)\,\frac{1}{r}\,F_{nl'm'}(r)Y_{l'm'}(\hat{\mathbf{r}}). \qquad (11)$$

Подставляя (11) в (10), имеем

$$\sum_{n=-\infty}^{\infty}\sum_{l'm'}(E-n\omega)e^{in\omega t}F_{nl'm'}(r)Y_{l'm'}(\hat{\mathbf{r}}) =$$
$$= \sum_{n=-\infty}^{\infty}\sum_{l'm'}\left\{-\frac{1}{2}\frac{d^2}{dr^2}+\frac{l'(l'+1)}{2r^2} - Z\xi_0(r,a_0) - Z\sum_{L=1}^{\infty}\sum_{M=-L}^{L}\xi_L(r,a_0)\times\right.$$
$$\left.\times\, C_{LM}(\hat{\mathbf{r}})C^*_{LM}(\hat{\mathbf{a}}_0)e^{i\eta M\omega t}\right\} e^{in\omega t}F_{nl'm'}(r)Y_{l'm'}(\hat{\mathbf{r}}). \qquad (12)$$

В уравнениях (12), ввиду того что правая часть представляет собой разложение по сферическим функциям, можно аналитически провести интегрирование по углам и свести систему (12) к одномерной. Умножая (12) слева на $Y^*_{lm}(\hat{\mathbf{r}})$, интегрируя по телесному углу $d\Omega$ и приравнивая коэффициенты при одинаковых множителях $e^{in\omega t}$, получим систему уравнений для $F_{nlm}(r)$:

$$\left\{\frac{d^2}{dr^2} - \frac{l(l+1)}{r^2} + 2Z\xi_0(r,a_0) + k_n^2\right\}F_{nlm}(r) = 2\sum_{n'l'm'}V_{nlm}^{n'l'm'}(r,\mathbf{a}_0,\eta)F_{n'l'm'}(r), \qquad (13)$$

где

$$V_{nlm}^{n'l'm'}(r,\mathbf{a}_0,\eta) \equiv -Z\sum_{L=1}^{\infty}\xi_L(r,a_0)(-1)^m[(2l+1)(2l'+1)]^{1/2}\times$$
$$\times C^*_{L,m-m'}(\hat{\mathbf{a}}_0)\begin{pmatrix} l' & L & l\\ 0 & 0 & 0\end{pmatrix}\begin{pmatrix} l' & L & l\\ m' & m-m' & -m\end{pmatrix}\delta_{n',n+\eta(m'-m)}; \qquad (14)$$

$$k_n^2 = 2(E - n\omega);$$

$$C^*_{LM}(\hat{\mathbf{a}}_0) = C^*_{LM}\left(\frac{\pi}{2}, 0\right) = \begin{cases} (-1)^{(L+M)/2}\Xi(L, M), & L + M \text{ — четно}, \\ 0, & L + M \text{ — нечетно}; \end{cases}$$

$$\Xi(L, M) = \sqrt{\frac{(L - M - 1)!!}{(L - M)!!} \cdot \frac{(L + M - 1)!!}{(L + M)!!}} \text{ (см. [11])};$$

$\begin{pmatrix} l_1 & l_2 & l_3 \\ m_1 & m_2 & m_3 \end{pmatrix}$ — $3jm$-символ. Радиальная зависимость «потенциала» связи каналов $V_{nlm}^{n'l'm'}(r, \mathbf{a}_0, \eta)$ для нескольких значений n, l, m представлена на рис. 1.

Из (13) видно, что правая часть уравнения смешивает различные каналы, характеризующиеся количеством фотонов n с поляризацией η, поглощенных ($n < 0$) или испущенных ($n > 0$) электроном с орбитальным моментом L и его проекцией M на ось z. «Потенциалы» $V_{nlm}^{n'l'm'}(r, \mathbf{a}_0, \eta)$ (14) состоят из конечного числа слагаемых для каждого набора (n, l, m), (n', l', m'), выражаются через $3jm$-символы и поэтому могут быть вычислены точно. Из рис. 1 видно, что величины $V_{nlm}^{n'l'm'}(r, \mathbf{a}_0, \eta)$ являются знакопеременными, а это значительно улучшает сходимость в правой части уравнения (13). В дальнейшем совокупность квантовых чисел (n, l, m) будем обозначать одним индексом канала «i» и понимать под n_i значение n в канале i и т. д.

Решение системы уравнений (13) удобно искать в виде комбинации линейно независимых решений в ограниченном числе каналов (с заданной точностью). Пусть $F_i^{(j)}(r)$ — j-е решение в i-м канале. Если $k_i^2 > 0$, то i-й канал будет открытым, если $k_i^2 < 0$ — i-й канал закрыт. При выборе граничных условий для решения уравнения (13)

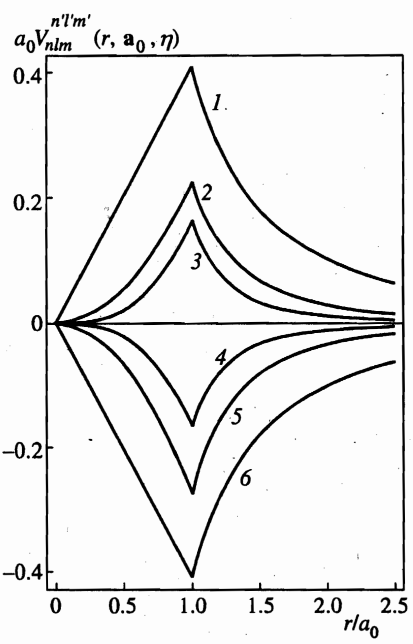

Рис. 1. Графики радиальной зависимости $a_0V_{nlm}^{n'l'm'}(r, \mathbf{a}_0, \eta)$ для протона при $n = l = m = 0$, $\eta = -1$. Кривая *1* — $n' = -1$, $l' = m' = 1$; *2* — $n' = 0$, $l' = 2$, $m' = 0$; *3* — $n' = 1$, $l' = 3$, $m' = -1$; *4* — $n' = -1$, $l' = 3$, $m' = 1$; *5* — $n' = \mp 2$, $l' = 2$, $m' = \pm 2$; *6* — $n' = 1$, $l' = 1$, $m' = -1$

следует иметь ввиду, что при $r \to 0$ и $r \to \infty$ $V_{nlm}^{n'l'm'}(r, \mathbf{a}_0, \eta) \to 0$, и связь между каналами исчезает. Таким образом, асимптотическое поведение волновой функции открытых каналов должно иметь вид

$$F_i^{(j)}(r)\Big|_{r\to\infty} = \frac{1}{\sqrt{k_i}}\left[\delta_{ij}F_{l_i}(-Z/k_i, k_i r) + K_{ij}^{(\eta)}G_{l_i}(-Z/k_i, k_i r)\right], \tag{15}$$

$$i, j = 1, \ldots, n_{op},$$

где F и G — кулоновские волновые функции с асимптотикой

$$\begin{aligned} F_{l_i}(r)|_{r\to\infty} &\propto \sin\left(k_i r - \frac{\pi l_i}{2} + \frac{Z}{k_i}\ln(2k_i r) + \sigma_{l_i}\right), \\ G_{l_i}(r)|_{r\to\infty} &\propto \cos\left(k_i r - \frac{\pi l_i}{2} + \frac{Z}{k_i}\ln(2k_i r) + \sigma_{l_i}\right), \end{aligned} \tag{16}$$

$\sigma_{l_i} = \arg\Gamma(l_i + 1 - iZ/k_i)$ — кулоновская фаза рассеяния; n_{op} — число задействованных открытых каналов, $K = \{K_{ij}\}$ — действительная K-матрица реакции, связанная с комплексной S-матрицей рассеяния соотношением

$$S_{ij} = [(I + iK)(I - iK)^{-1}]_{ij},$$

I — единичная матрица.

В закрытых каналах ($k_i^2 < 0$) выбираются экспоненциально затухающие при $r \to \infty$ граничные условия:

$$F_i^{(j)}(r)\Big|_{r\to\infty} = \delta_{ij}\exp\{-|k_i|r\}, \tag{17}$$

$$i = 1, \ldots, n_{tot}, \quad j = n_{op} + 1, \ldots, n_{tot},$$

где n_{tot} — число задействованных каналов.

В окрестности нуля граничные условия для состояния в центробежном потенциале имеют вид

$$F_i^{(j)}(r)\Big|_{r\to 0} = \delta_{ij} r^{l_i+1}, \quad i, j = 1, \ldots, n_{tot}. \tag{18}$$

Зная S-матрицу, можно найти амплитуду рассеяния. Обозначим импульс налетающего электрона $\mathbf{k}_0$, а рассеянного с обменом N фотонами — $\mathbf{k}'_N$. Тогда амплитуда рассеяния в открытых каналах равна [12]

$$f_{0\to N}^{(\eta)}(\hat{\mathbf{k}}_0, \hat{\mathbf{k}}'_N) = f_C(\theta)\delta_{N,0} + f_{rad}^{(N,\eta)}(\hat{\mathbf{k}}_0, \hat{\mathbf{k}}'_N), \tag{19}$$

где

$$\begin{aligned} f_{rad}^{(N,\eta)}(\hat{\mathbf{k}}_0, \hat{\mathbf{k}}'_N) = \sum_{\substack{l_0, m_0 \\ l, m}} \frac{i^{l_0 - l + 1}}{2\sqrt{k_0 k'_N}} [(2l_0 + 1)(2l + 1)]^{1/2} \exp[i(\sigma_{l_0} + \sigma_l)] \times \\ \times C_{l_0 m_0}^*(\hat{\mathbf{k}}_0) C_{lm}(\hat{\mathbf{k}}'_N)[\delta_{N,0}\delta_{ll_0}\delta_{mm_0} - S_{Nlm,0l_0m_0}^{(\eta)}], \end{aligned} \tag{20}$$

$f_C(\theta)$ — амплитуда рассеяния в чисто кулоновском поле (для $N = 0$) [12], $\theta = (\widehat{\mathbf{k}_0, \mathbf{k}'_0})$ — угол рассеяния, $\hat{\mathbf{k}}_0 = \mathbf{k}_0/k_0$, $\hat{\mathbf{k}}'_N = \mathbf{k}'_N/k'_N$.

Соответствующее $f^{(\eta)}_{0\to N}(\hat{\mathbf{k}}_0, \hat{\mathbf{k}}'_N)$ дифференциальное сечение упругого рассеяния электрона ($N = 0$) в интенсивном лазерном поле с поляризацией η имеет вид

$$\frac{d\sigma^{(0)}}{d\Omega} = |f_C(\theta)|^2 + |f^{(0,\eta)}_{rad}(\hat{\mathbf{k}}_0, \hat{\mathbf{k}}'_0)|^2 + 2\,\mathrm{Re}[f^*_C(\theta) f^{(0,\eta)}_{rad}(\hat{\mathbf{k}}_0, \hat{\mathbf{k}}'_0)]. \tag{21}$$

Дифференциальное сечение неупругих процессов, связанных с вынужденным тормозным излучением ($E > 0$) или поглощением ($E < 0$), определяется формулой

$$\frac{d\sigma^{(N)}}{d\Omega} = \frac{k'_N}{k_0} \left| f^{(N,\eta)}_{rad}(\hat{\mathbf{k}}_0, \hat{\mathbf{k}}'_N) \right|^2. \tag{22}$$

4. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Численные расчеты сечений упругого рассеяния электрона в поле на кулоновском потенциале проведены для различных энергий налетающего электрона E, частот ω и напряженностей поля F. Плоскость рассеяния выбиралась перпендикулярной к направлению распространения света. Как показано в работе [8], такая геометрия оптимальна для наблюдения дихроизма в угловом распределении рассеянных электронов.

На рис. 2 показан резонанс как функция частоты ω при $\eta = -1$. Без учета неупругого канала резонанса, естественно, нет.

На рис. 3–5 представлены энергетические спектры и угловое распределение рассеянных электронов для различного числа «задействованных» фотонов и индекса поляризации $\eta = \pm 1$ (циркулярный дихроизм). На рис. 3 представлено сечение упругого

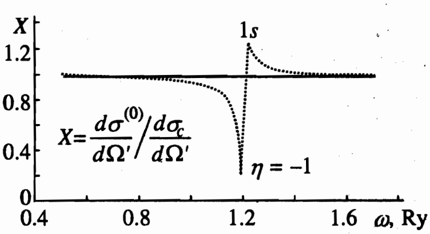

Рис. 2

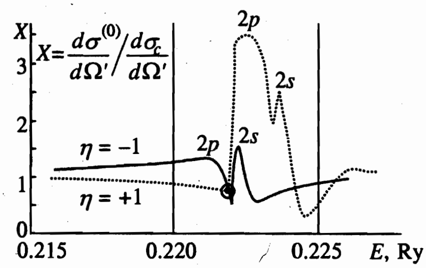

Рис. 3

Рис. 2. Дифференциальное сечение упругого рассеяния электрона протоном в присутствии лазерного поля, отнесенное к резерфордовскому, при различных значениях частоты ω и фиксированном параметре $a_0 = 0.1795$ а.е. Направление импульса падающего электрона задается углами $\theta_0 = \pi/2$, $\varphi_0 = 0$; рассеянного — углами $\theta' = \varphi' = \pi/2$. Энергия электрона $E = 0.2$Ry. Наблюдается резонанс на $1s$-уровне в поле «одетого» атома ($E_{1s} = -0.9688$Ry)

Рис. 3. Дифференциальное сечение упругого рассеяния электрона протоном в присутствии лазерного поля, отнесенное к резерфордовскому, как функция энергии электрона. $F = 0.01$ а.е., $\omega = 0.472$ Ry $= 6.419$ эВ ($a_0 = 0.1795$ а.е.). Геометрия та же, что и на рис. 2. Наблюдаются резонансы на $2s$- и $2p$-уровнях в поле «одетого» атома ($E_{2s} = -0.2461$ Ry, $E_{2p} = -0.2500$ Ry)

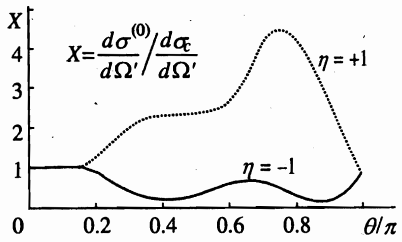

Рис. 4

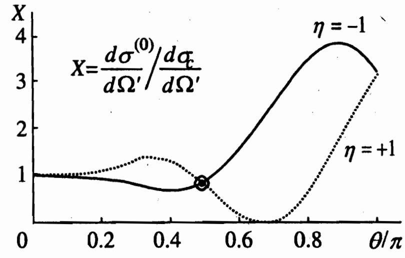

Рис. 5

Рис. 4. Угловое распределение электронов ($E = 0.2218$ Ry), упруго рассеянных в плоскости, перпендикулярной направлению лазерного луча. θ — угол рассеяния. Остальные обозначения и параметры — те же, что и на рис. 3. Число «задействованных» фотонов $n = 0, \pm 1$

Рис. 5. Угловое распределение упруго рассеянных электронов с числом «задействованных» фотонов $n = 0, \pm 1, \pm 2$. Обозначения и параметры — те же, что и на рис. 4

рассеяния электрона как функция его энергии E. При определенных значениях E, ω, F наблюдаются резонансы, положение и форма которых зависит от уровней энергии «одетого атома», т. е. от энергетического спектра в потенциале $-Z\xi_0(r, a_0)$, и направления поляризации. При этом проявляется разрешение резонансов на $2p$- и $2s$-уровнях, поскольку потенциал «одетого» атома снимает кулоновское вырождение. Из рис. 3 также видно, что ширина и форма резонансов на уровнях $2s$ и $2p$ существенно зависят от поляризации света.

На рис. 4 и 5 представлены зависимости дифференциальных сечений от углов рассеяния электрона для различных поляризаций. На рис. 4 задействованы каналы $n = 0, \pm 1$. В этом случае распределение электронов по углам для $\eta = \pm 1$ отличается от случая такого же распределения по теории возмущений [8] только количественно (т. е. формой кривых). Для задействованных каналов с обменом $n = 0, \pm 1, \pm 2$ фотонами отличие не только количественное, но и качественное: кривые для разных η пересекаются (рис. 5). Соответствующие точки пересечения кривых на рис. 3, 5 указаны кружком.

С ростом напряженности поля F при фиксированной частоте ω число задействованных каналов возрастает (в нашем случае удовлетворительная сходимость получалась при $l_{max} = 3$, $|n_{max}| = 2$), а ширина резонанса увеличивается. При этом «центр тяжести» резонанса смещается в сторону роста энергии электрона. Это очевидно, поскольку при фиксированной частоте величина параметра a_0 пропорциональна F, а с увеличением a_0 глубина потенциала уменьшается $-Z\xi_0(r, a_0)$, поднимая уровни дискретного спектра. Следует ожидать, что в сверхсильных полях ($a_0 \gtrsim 50$), когда сгущаются связанные состояния, резонансы наблюдаться не будут.

При фиксированной напряженности поля F ширины резонансов в сечении как функции частоты ω увеличиваются с ростом глубины «залегания» уровней.

Рассмотрим более детально важность влияния поляризации света на сечение различных многофотонных процессов. Как отмечено Манаковым [8], для любых конкретных многофотонных процессов общая структура циркулярного дихроизма может быть определена на основе аргументов пространственно-временной инвариантности процесса. А именно, зависимость амплитуды квантового перехода от поляризации света по-является во всех случаях, когда имеется интерференция, т. е. связь данного перехода с неупругими каналами в полной амплитуде процесса (диссипативные каналы световой энергии). В нашем случае это видно из (21). При этом сила поля сам факт дихроизма не определяет. В частности, в работе [8] расчеты проводились в слабом поле по теории возмущений. Тем не менее, конечно, важна роль точного исследования поляризационных эффектов в интенсивном лазерном поле, не связанного с теорией возмущений.

В свободно-свободных переходах электрон-атомных систем в сильном поле (вынужденное тормозное излучение и поглощение) поляризационные эффекты не были изучены. Однако циркулярный дихроизм в процессах рассеяния имеет большое значение и должен быть обнаружен экспериментально, так как распространение указанной теории на сложные атомы, как показано в работе [7], не требует принципиальных изменений.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 98-02-16084).

Литература

1. L. Rosenberg, Adv. At. Mol. Phys. **18**, 1 (1982).
2. M. H. Mittleman, Comm. At. Mol. Phys. **11**, 91 (1982).
3. N. L. Manakov, V. D. Ovsyannikov, and L. P. Rapoport, Physics Reports **141**, 6 (1986).
4. Н. Л. Манаков, Л. П. Рапопорт, ЖЭТФ **69**, 842 (1975).
5. I. J. Berson, J. Phys. B **8**, 3078 (1975).
6. L. Dimou and F. H. M. Faisal, Phys. Rev. Lett. **59**, 872 (1987).
7. Л. П. Рапопорт, Письма в ЖЭТФ **68**, 189 (1998).
8. N. L. Manakov, *Super-Intense Laser-Atom Physics IV (1995)*, ed. by H. G. Muller and M. V. Fedorov, Dordrecht Kluwer Acad. (1996), p. 153.
9. H. A. Kramers, *Quantum Mechanics*, North. Holl., Amsterdam (1956).
10. W. C. Henneberger, Phys. Rev. Lett. **21**, 838 (1968).
11. Д. А. Варшалович, А. Н. Москалев, В. К. Херсонский, *Квантовая теория углового момента*, Наука, Ленинград (1975).
12. Н. Мотт, Г. Месси, *Теория атомных столкновений*, Мир, Москва (1969).