объединенный
институт
ядерных
исследований
дубна



Р4-88-5

А.Н.Грум-Гржимайло*, С.Данзан*, О.Лхагва,
С.И.Страхова*

# РЕЗОНАНСЫ В УГЛОВОМ РАСПРЕДЕЛЕНИИ ВТОРИЧНЫХ ФОТОНОВ ИЗ ВОЗБУЖДЕННОГО АТОМА В ($e+A^{+}$) РЕКОМБИНАЦИИ

Направлено в журнал "Zeitschrift für Physik"

*Научно-исследовательский институт ядерной физики МГУ, Москва

1988

## I. Введение

В настоящей работе мы рассмотрим процесс электронно-ионной рекомбинации, который схематично можно представить следующим образом:

$$
\begin{array}{ccc}
e\,(\vec{p}_0) + A^{(z+1)+}\,(\alpha_0\, L_0\, S_0) & \longrightarrow & A^{*(z)+}(\alpha_1 L_1 S_1) + \gamma_1(\vec{p}_1) \\
\searrow & \nearrow & \downarrow \\
 & A^{**(z)+}(\alpha_a L_a S_a) & A^{(z)+}(\alpha_2 L_2 S_2) + \gamma_2(\vec{p}_2)
\end{array}
\qquad (I)
$$

Здесь $\vec{p}$ обозначает импульс электрона или фотона: $L$ и $S$ – орбитальный момент и спин иона, $\alpha$ – совокупность остальных квантовых чисел, характеризующих состояния иона с кратностью ионизации $z$ или $z+1$. $A^*$ обозначает обычное возбужденное состояние, $A^{**}$ – автоионизационное.

Верхняя строка (I) обозначает ветвь, обычно называемую фоторекомбинацией (ФР), нижняя – диэлектронной рекомбинацией (ДР). В общем случае рекомбинация (I) происходит и на возбужденные состояния иона $A^{(z)+}$, который переходит на нижележащий уровень, излучая фотон $\gamma_a$.

Исследованиям процесса (I) в последние 20 лет уделяется большое внимание в связи с задачами физики низко- и высокотемпературной плазмы /I-3/. К настоящему времени проведено большое число теоретических оценок и расчетов скоростей электронно-ионной рекомбинации на ионах различных изоэлектронных рядов для конкретных значений кратности ионизации и параметров плазмы /2,4/.

Большое внимание уделяется и изучению элементарного акта рекомбинации. Первые косвенные измерения характеристик электронно-ионной рекомбинации проведены в конце 70-х годов /5,6/. В последние 3-4 года впервые проведены прямые измерения сечений элементарного акта ДР /7,8/. Для этого использовались методы и техника скрещенных и совмещенных пучков /9/.

Совокупность имеющихся теоретических и экспериментальных данных об элементарных актах в основном касается сечений и соотношений сечений.

Процесс (I) является обратным по отношению к фотоионизации иона $A^{*(z)+}_{(\alpha_1 L_1 S_1)}$ в области автоионизационных состояний (АИС) рассматриваемой атомной системы. Для получения полного набора данных об элементарных амплитудах каналов фотоионизации необходимо вместе с сечениями иметь сведения о корреляционных и поляризационных характеристиках процесса фотоионизации: угловых распределениях и поляризации фотоэлектронов, выстроенности остаточных ионов, угловых распределениях и поляризации вторичной радиации, снимающей возбуждение в остаточных ионах. Для возбужденных состояний атомных систем экспериментальные исследования фотоионизации затруднены. Однако полный набор характеристик амплитуд взаимодействия излучения с возбужденной атомной системой может быть получен и из исследований обратного фотоионизации процесса электронно-ионной рекомбинации. Анализ корреляционных и поляризационных характеристик электронно--ионной рекомбинации актуален и с этой точки зрения.

Хорошо известно, что сечения фотоионизации, угловые распределения и поляризация продуктов фотоионизации испытывают резкие изменения в области возбуждения АИС /10/. Это обусловлено интерференцией прямой и резонансной ветвей фотоионизации. В обратном процессе рекомбинации в качестве аналогичных ветвей выступают соответственно ФР и ДР.

Авторы ставят своей целью обратить внимание на тот факт, что выстроенность возбужденного состояния атомной системы $A^{*(z)+}$ и определяемые этой выстроенностью угловые распределения и поляризация вторичных фотонов $\gamma_2$ носят резонансный характер, обусловленный наличием и интерференцией двух ветвей электронно-ионной рекомбинации - ФР и ДР.

В первой части работы получены общие формулы для угловых распределений фотонов $\gamma_1$ и $\gamma_2$ при ФР. Во второй части учитывается влияние ДР в области резонанса и более подробно рассматривается один из резонансных эффектов - резкое изменение угловой анизотропии флуоресценции в области АИС. В третьей части работы этот эффект иллюстрируется на примере рекомбинации на ионе гелия.



## II. Формулы для угловых распределений фотонов

Кинематическая схема процесса рекомбинации с последующей флуоресценцией показана на рис. I. Здесь $\mu$ - поляризация фотона, вылетающего в направлении $(\theta\varphi)$. Будем считать, что волновые функции атома и иона описываются в приближении $LS$ -связи, и пренебрежем спин-орбитальным взаимодействием падающих электронов. Предположим также, что падающие электроны неполяризованы. Поскольку все взаимодействия не зависят от спинов, то в наших целях достаточно рассмотреть только пространственные части волновых функций. Начальное состояние электрон-ионной системы в представлении полного орбитального момента $L$ и его проекции $M$ характеризуется следующим набором функций:

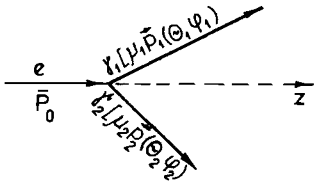



Рис. I

$$|\alpha_0 L_0 E\ell : LM\rangle = \sum_{M_0 m_\ell} \langle L_0 M_0 \ell m_\ell | LM\rangle |\alpha_0 L_0 M_0\rangle |E\ell m_\ell\rangle . \tag{2}$$

Здесь $(\alpha_0 L_0)$ - квантовые числа иона; $|E\ell m_\ell\rangle$ - волновая функция налетающего электрона с энергией $E$, орбитальным моментом $\ell$ и его проекцией $m_\ell$ :

$$|E\ell m_\ell\rangle = \varphi_{E\ell m_\ell}(\vec{r}) = e^{i\delta_\ell}\, i^{\ell} \frac{1}{r} P_{E\ell}(r)\, Y_{\ell m_\ell}(\hat{r}) , \tag{3}$$

$\delta_\ell$ - фаза рассеяния в $\ell$ -й волне. Формула (3) соответствует асимптотике падающей плоской и расходящейся сферической волны во входном канале.

Поляризационное состояние орбитального момента исходного иона $A^{(z)+}$ в общем случае задается набором статистических тензоров $\rho_{k_0 q_0}(\alpha_0 L_0)$ /II/.

Конечное состояние процесса рекомбинации (возбужденный атом плюс первый фотон) описывается нами в представлении $|\alpha_1 L_1 \vec{P}_1 \mu_1\rangle$, где $(\alpha_1 L_1)$ - квантовые числа, характеризующие возбужденный атом, $(\vec{P}\mu_1)$ - импульс и проекция углового момента на ось $Z$ для фотона $\gamma_1$ (рис. I). Взаимодействие поля излучения с атомной системой будем далее рассматривать в дипольном приближении.

Функция угловой корреляции фотонов $\gamma_1$ и $\gamma_2$ задается следующей формулой /II/:

$$W(\theta_1\varphi_1,\theta_2\varphi_2)=\frac{W_1}{4\pi}\Big[1+\alpha_2\sqrt{\frac{2\pi}{15}}\sum_{q_1}A_{2q_1}(\alpha_1L_1\theta_1\varphi_1)Y_{2q_1}(\theta_2\varphi_2)\Big], \tag{4}$$

где $A_{K_1q_1}(\alpha_1L_1\theta_1\varphi_1)$ – приведенные статистические тензоры возбужденного атома $A^*$, зависящие от направления вылета фотона с импульсом $\vec{P}_1(\theta_1\varphi_1)$ :

$$A_{K_1q_1}(\alpha_1L_1,\theta_1\varphi_1)=\frac{\rho_{K_1q_1}(\alpha_1L_1,\theta_1\varphi_1)}{\rho_{00}(\alpha_1L_1,\theta_1\varphi_1)}, \tag{5}$$

$\rho_{K_1q_1}(\alpha_1L_1,\theta_1\varphi_1)$ – статистические тензоры системы $(A^*+\gamma_1)$ :

$$\rho_{K_1q_1}(\alpha_1L_1,\theta_1\varphi_1)=\sum_{M_1M_1'}(-1)^{L_1-M_1'}\langle L_1M_1L_1-M_1'|K_1q_1\rangle\times$$
$$\times Sp_{\lambda_1}\langle\alpha_1L_1M_1\vec{P}_1\lambda_1|\hat{\rho}|\alpha_1L_1M_1'\vec{P}_1\lambda_1\rangle, \tag{6}$$

где $\lambda_1=\pm1$ – спиральность первого фотона;

$$\alpha_K=3[L_1](-1)^{L_1+L_2+K+K_1}\begin{Bmatrix}1 & L_1 & L_2\\ L_1 & 1 & K\end{Bmatrix}. \tag{7}$$

В (7) и далее принято обозначение $[ab\ldots c]\equiv\sqrt{(2a+1)(2b+1)\ldots(2c+1)}$.

Матрицу плотности в (6) можно выразить через матрицу плотности исходной электрон-ионной системы $\hat{\rho}_i$ :

$$\hat{\rho}=\hat{F}\hat{\rho}_i\hat{F}^+. \tag{8}$$

Используя набор ортонормированных функций (2) и учитывая формулу (8), запишем матрицу плотности в правой части (6) для фиксированной энергии $\mathcal{E}$ налетающего электрона в виде

$$\langle\alpha_1L_1\vec{P}_1\lambda_1|\hat{\rho}|\alpha_1L_1M_1'\vec{P}_1\lambda_1\rangle=N\sum_{\ell\ell'LL'MM'}\langle\alpha_1L_1M_1\vec{P}_1\lambda_1|\hat{F}|\alpha_0L_0\varepsilon\ell:LM\rangle\times$$
$$\times\langle\alpha_0L_0\varepsilon\ell:LM|\hat{\rho}_i|\alpha_0L_0\varepsilon\ell':L'M'\rangle\langle\alpha_0L_0\varepsilon\ell':L'M'|\hat{F}^+|\alpha_1L_1M_1'\vec{P}_1\lambda_1\rangle, \tag{9}$$

где $N$ – нормировочный множитель.

Амплитуды дипольного перехода в (9) имеют вид /II/:



$$\langle\alpha_1L_1\vec{P}_1\lambda_1|\hat{F}|\alpha_0L_0E\ell:LM\rangle=-i\omega[L_1]\sum_{M_1}D^{*1}_{-M_1\lambda_1}(\varphi_1\theta_1 0)\times$$
$$\times(-1)^{M_1}\langle L_1M_1 1M_1|LM\rangle M_{\ell L}, \tag{10}$$

где $M_{\ell L}=\langle\alpha L_1\|\sum_n\vec{r}_n\|\alpha_0L_0E\ell L\rangle^*$ – приведенный матричный элемент оператора дипольного взаимодействия электромагнитного поля с электронами атома; $\omega$ – частота фотона $\gamma_1$. Подставляя (9) в (6) и применяя стандартный аппарат алгебры угловых моментов /II/, можно получить:

$$\rho_{K_1q_1}(\alpha_1L_1\theta_1\varphi_1)=\sqrt{4\pi}N[K_1]\omega^2\sum_{\ell\ell'LL'K_\gamma q_\gamma Kq}\frac{1+(-1)^{K_\gamma}}{2}\langle 11 1-1|K_\gamma 0\rangle\times$$
$$\times\langle K_1q_1K_\gamma q_\gamma|Kq\rangle\begin{Bmatrix}L_1 & 1 & L\\ L_1 & 1 & L\\ K_1 & K_\gamma & K\end{Bmatrix}Y_{K_\gamma q_\gamma}(\theta_1\varphi_1)M_{\ell L}M_{\ell'L'}\rho_{Kq}(\alpha_0L_0\ell L;\alpha_0L_0\ell'L'). \tag{11}$$

Тензор $\rho_{Kq}(\alpha_0L_0\ell L;\alpha_0L_0\ell'L')$ связан со статистическими тензорами исходного иона $\rho_{K_0q_0}(\alpha_0L_0)$ соотношением /II/

$$\rho_{Kq}(\alpha_0L_0\ell L;\alpha_0L_0\ell'L')=\frac{(-1)^{\ell}}{4\pi}\sum_{K_0K_\ell}[K_0K_\ell\ell\ell'LL']\langle\ell 0\ell'0|K_\ell 0\rangle\times$$
$$\times\langle K_0qK_\ell 0|Kq\rangle\begin{Bmatrix}L_0 & \ell & L\\ L_0 & \ell' & L'\\ K_0 & K_\ell & K\end{Bmatrix}\rho_{K_0q}. \tag{12}$$

Статистический тензор (II) нулевого ранга дает угловое распределение фотонов :

$$W_1(\theta_1\varphi_1)=\frac{W_0}{4\pi}\Big[1+\sum_{\ell\ell'LL'}b(\ell\ell'LL')\sum_q\rho_{2q}(\alpha_0L_0\ell L;\alpha_0L_0\ell'L')Y_{2q}(\theta_1\varphi_1)\Big], \tag{13}$$

где

$$b(\ell\ell'LL')=3\sqrt{\frac{2\pi}{15}}\frac{(-1)^{L+L_1+1}\begin{Bmatrix}L' & 1 & L_1\\ 1 & L & 2\end{Bmatrix}M_{\ell L}M^*_{\ell'L'}}{\sum_{\ell\ell'L}[L]^{-1}M_{\ell L}M_{\ell'L}\rho_{00}(\alpha_0L_0\ell L;\alpha_0L_0\ell'L)}, \tag{14}$$

$$W_0=\frac{4\pi}{3}N\omega^2[L_1]^{-1}\sum_{\ell\ell' L}[L]^{-1}M_{\ell L}M_{\ell' L}\rho_{00}(\alpha_0 L_0 \ell L : \alpha_0 L_0 \ell' L') . \tag{15}$$

Интегрируя (4) по углам вылета $\gamma_1$ , получим угловое распределение флуоресценции:

$$W_2(\theta_2\varphi_2)=\frac{W_0}{4\pi}\left[1+\alpha_2\sqrt{\frac{2\pi}{15}}\sum_{q_1}A_{2q_1}(\alpha_1 L_1)Y_{2q_1}(\theta_2\varphi_2)\right] , \tag{16}$$

где

$$A_{K_1q_1}(\alpha L_1)=\frac{\rho_{K_1q_1}(\alpha_1 L_1)}{\rho_{00}(\alpha_1 L_1)} ,$$

$\rho_{K_1q_1}(\alpha_1 L_1)$ - статистические тензоры возбужденного атома при условии, что фотон $\gamma_1$ не регистрируется, и которые получаются из (II) интегрированием по $d\Omega_1$ :

$$\rho_{K_1q_1}(\alpha_1 L_1)=\frac{4\pi}{3}N\omega^2\sum_{\ell\ell' LL'}(-1)^{L'+L_1+K+1}\begin{Bmatrix} L_1 & L' & 1\\ L & L_1 & K_1\end{Bmatrix}M_{\ell L}M^*_{\ell' L'}\times$$
$$\times\rho_{K_1q_1}(\alpha_0 L_0 \ell L : \alpha_0 L_0 \ell' L') . \tag{17}$$

Коэффициент $N$ в выражении для $W_0$ удобно выбрать следующим образом. При расчете $W_1(\theta_1\varphi_1)$ по формуле (I3) $W_0$ должно соответствовать полному сечению рекомбинации на уровень $\alpha_1 L_1$ . В частности, когда начальный ион неполяризован, $\rho_{K_1q_1}(\alpha_0 L_0 \ell L;\alpha_0 L_0 \ell' L')=\frac{1}{\sqrt{\pi}}[L][L_0]^{-1}\delta_{\ell\ell'}\delta_{LL'}$, $N=\frac{2\pi^2\omega}{p_0^2 C^3}[L_1]$. Для расчета $W_2(\theta_2\varphi_2)$ по формуле (I6) для коэффициента $N$ естественным является такой выбор, чтобы $W_0$ давало полную интенсивность флуоресценции.

Выражение для углового распределения флуоресценции для случая неполяризованного иона примет вид

$$W_2=\frac{W_0}{4\pi}\left[1+\beta P_2(\cos\theta_2)\right] , \tag{18}$$

где коэффициент анизотропии углового распределения фотона $\gamma_2$ :

$$\beta=f\,\frac{\sum_{\ell\ell' LL'}S(\ell\ell' LL')\,\mathrm{Re}(M_{\ell L}M^*_{\ell L})}{\sum_{\ell L}|M_{\ell L}|^2} , \tag{19}$$



$$f=\sqrt{\tfrac{3}{2}}(-1)^{L_0+L_2}[L_1]^2\begin{Bmatrix} 1 & L_1 & L_2\\ L_1 & 1 & 2\end{Bmatrix} , \tag{20}$$

$$S(\ell\ell LL')=(-1)^{L+L'}[\ell\ell LL']\langle \ell 0 \ell' 0|20\rangle\begin{Bmatrix} L' & L & 2\\ \ell & \ell' & 0\end{Bmatrix}\begin{Bmatrix} L_1 & L' & 1\\ L & L_1 & 2\end{Bmatrix} . \tag{21}$$

Удобно выделить действительную часть $M_{\ell L}$ и переписать (I9) в виде

$$\beta_0=f\,\frac{\sum_{\ell\ell' LL'}\tilde S(\ell\ell' LL')R_{\ell L}R_{\ell' L'}\cos(\delta_\ell-\delta_{\ell'})}{\sum_{\ell L}|R_{\ell L}|^2} , \tag{22}$$

где

$$R_{\ell L}=i^{\ell}e^{i\delta_\ell}M_{\ell L} ;\quad \tilde S(\ell\ell' LL')=(-1)^{\frac{\ell-\ell'}{2}}S(\ell\ell' LL') . \tag{23}$$

## III. Угловые распределения фотонов при учете диэлектронной рекомбинации

Обратимся к простейшему случаю одного АИС $A^{**}(\alpha_a L_a)$ , распадающегося по одному электронному каналу на исходное состояние иона $A^+(\alpha_0 L_0)$ . Будем также считать, что вероятность излучательного распада АИС мала по сравнению с вероятностью распада по электронному каналу. Поэтому мы пренебрегаем влиянием излучательного канала на волновую функцию системы $e+A^+$ в области АИС. Это является хорошим приближением для многих АИС нейтральных атомов.

В соответствии с теорией Фано /I2/ для построения амплитуды рекомбинации с учетом АИС произведем замену

$$M_{\ell_a L_a}\longrightarrow M_{\ell_a L_a}\frac{q+\varepsilon}{\varepsilon-i} , \tag{24}$$

где

$$q=\frac{\langle \widetilde{\alpha_a L_a}\|\sum_n \vec r_n\|\alpha_1 L_1\rangle}{\pi\langle \alpha_0 L_0 \ell_a L_a|\hat V|\alpha_a L_a\rangle\langle \alpha_0 L_0 \ell_a L_a\|\sum_n \vec r_n\|\alpha_1 L_1\rangle} , \tag{25}$$

$\varepsilon=\frac{E-E_a}{1/2\,\Gamma}$ ; $E=\frac{p_0^2}{2m}$ - энергия электрона; $E_a$ - энергия АИС над порогом ионизации; $\Gamma=2\pi|\langle \alpha_0 L_0 \ell_a L_a|\hat V|\alpha_a L_a\rangle|^2$ - ширина распада за счет кулоновского межэлектронного взаимодействия $\hat V$ ;

$|\widetilde{\alpha_a L_a}\rangle$ – модифицированная волновая функция АИС /I2/.

Подставляя (24) в формулы предыдущего пункта, можно получить резонансную зависимость сечения рекомбинации, интенсивности флуоресценции, угловых распределений фотонов $\gamma_1$ и $\gamma_2$ от энергии электрона $E$ в области АИС.

Применим развитый формализм к анализу анизотропии флуоресценции при энергиях электронов в области АИС. Будем считать, что начальный ион неполяризован. В этом случае, подставляя (24) в формулу (I9), получим для коэффициента анизотропии $\beta$ в окрестности АИС следующую резонансную зависимость от энергии:

$$\beta = \frac{A\varepsilon^2 + B\varepsilon + C}{X\varepsilon^2 + Y\varepsilon + Z}, \tag{26}$$

где

$$A = f\sum_{lLl'L'} \tilde{S}(ll'LL')R_{lL}R_{l'L'}\cos(\delta_l - \delta_{l'}), \tag{27}$$

$$B = 2f\sum_{lL}\tilde{S}(ll_aLL_a)R_{lL}R_{l_aL_a}[q\cos(\delta_{l_a}-\delta_l)+\sin(\delta_{l_a}-\delta_l)], \tag{28}$$

$$C = A - 2f\sum_{lL}\tilde{S}(ll_aLL_a)R_{lL}R_{l'L'}[\cos(\delta_{l_a}-\delta_l) - q\sin(\delta_{l_a}-\delta_l)] + \\ +(1+q^2)fR^2_{l_aL_a}\tilde{S}(l_al_aL_aL_a), \tag{29}$$

$$X = \sum_{lL} R^2_{lL}; \quad Y = 2qR^2_{l_aL_a}; \quad Z = X - R^2_{l_aL_a}(1-q^2). \tag{30}$$

Как видно из формулы (26), вдали от резонанса ( $\varepsilon \to \pm\infty$) коэффициент асимметрии $\beta$ стремится к значению $\beta_0$ (22).

Если пренебречь фоном прямых переходов (т.е. ФР), то из формул (26)-(30) и (20),(2I) получим

$$\beta_{АИС} = f\tilde{S}(ll_aLL_a) = \sqrt{\frac{3}{2}}(-1)^{L_0+L_2}[l_aL_aL_1]^2\langle l_a0l_a0|20\rangle \times \\ \times \begin{Bmatrix} 1 & 1 & 2 \\ L_1 & L_1 & L_2 \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} l_a & l_a & 2 \\ L_a & L_a & L_0 \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} L_1 & L_1 & 2 \\ L_a & L_a & 1 \end{Bmatrix}. \tag{3I}$$



Обобщение на $N$ предварительно диагонализованных АИС с орбитальными моментами $L_K$ ( $K=1,\ldots,N$ ), каждое из которых распадается по одному каналу, легко провести на основе диагонализационного подхода /I3/. В этом случае вместо (24) надо записать

$$M_{lL} \to M_{lL}\Big(1 + \sum_{K=1}^{N}\delta_{ll_K}\delta_{LL_K}\frac{q_K+\varepsilon_K}{\varepsilon_K - i}\Big), \tag{32}$$

где

$$q_K = \frac{\langle\widetilde{\alpha_a L^a_K}\|\sum_n \vec{r}_n\|\alpha_1 L_1\rangle}{\pi\langle\alpha_0 L_0 l^a_K L^a_K|\hat{V}|\alpha_a L^a_K\rangle\langle\alpha_0 L_0 l^a_K L^a_K\|\sum_n \vec{r}_n\|\alpha_1 L_1\rangle}, \tag{33}$$

$$\varepsilon_K = 2(E - E^a_K)/\Gamma^a_K. \tag{34}$$

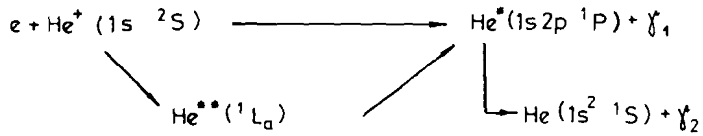
Мы не будем приводить общую громоздкую формулу для $\beta$, которая получается после подстановки (32) в (I9), а выпишем ее для частного случая рекомбинации на ионе в $S$-состоянии ( $L_0=0$ ) с образованием возбужденного $P$-состояния ( $L_1=1$ ) атома и с учетом двух АИС, имеющих моменты $L^a_1=0$ и $L^a_2=2$ :

$$\beta = -\frac{\sqrt{2}R_0R_2(q_0+\varepsilon_0)(q_2+\varepsilon_2)[(\varepsilon_0\varepsilon_2+1)\cos(\delta_0-\delta_2)+(\varepsilon_2-\varepsilon_0)\sin(\delta_0-\delta_2)]+\frac{1}{2}R^2_0(\varepsilon^2_0+1)(q_2+\varepsilon_2)^2}{R^2_0(\varepsilon^2_2+1)(q_0+\varepsilon_0)^2+R^2_2(\varepsilon^2_0+1)(q_2+\varepsilon_2)^2}. \tag{35}$$

Формула (35) переходит в (26)-(30), если один из резонансов отнести на бесконечность (т.е. перейти формально к пределу $\varepsilon_K \to \infty$, $K=0$ или 2).

## IУ. Угловая анизотропия флуоресценции в области АИС атома гелия

В качестве примера рассмотрим конкретную реакцию рекомбинации на возбужденное состояние $He^*(1s2p\ ^1P)$ в области низших $^1S$ и $^1D$ АИС:




(36)

Прямые измерения сечений ДР иона гелия были впервые выполнены в работе /8/ с использованием техники пересекающихся пучков. Наблюдаемая структура в сечениях интерпретировалась авторами как проявление АИС, сходящихся ко второму порогу ионизации гелия. Для атома гелия существуют многочисленные теоретические оценки характеристик АИС, сходящихся ко второму порогу /I4,I5/. Детальный расчет ДР на ионе гелия в области АИС с переходами на отдельные уровни атома гелия был выполнен в работе /I5/.

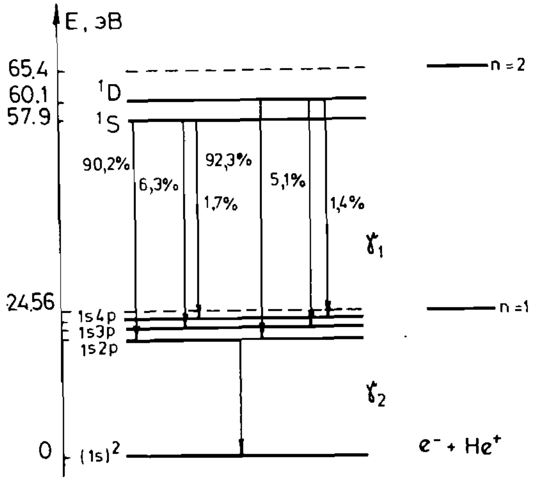



Рис. 2. Схема уровней гелия и соотношение вероятностей радиационного распада нижайших $^1S$ и $^1D$ АИС.

В соответствии с результатами работы /I5/ при радиационном распаде нижайших АИС гелия на возбужденные состояния можно выделить доминирующий канал. Для нижайших $^1S$ и $^1D$ АИС соотношение каналов распада представлено на рис. 2.

Рассмотрим сначала те особенности процесса (36), которые могут быть продемонстрированы в модели изолированного резонанса. Расчетные формулы для коэффициентов $\beta$ в области изолированных $^1S$- и $^1D$-резонансов легко получить из (26)-(30) или из (35), если учесть, что

$$R_0 = D_0 \quad ; \quad R_2 = -\sqrt{2}\, D_2 \ , \tag{37}$$

где

$$D_\ell = \int_0^\infty P_{E\ell}(r)\, P_{2p}(r)\, r\, dr \tag{38}$$



– радиальный интеграл дипольного перехода между одночастичными состояниями $2p$ и $E\ell$ атома гелия.

Поведение коэффициента анизотропии в зависимости от энергии вдали от резонанса определяется двумя вещественными параметрами: отношением радиальных интегралов $D_2/D_0$ и разностью фаз $\delta_2-\delta_0$. Для определения коэффициента анизотропии в области АИС дополнение к этим двум параметрам необходимо рассчитывать также ширину $\Gamma$ и профильный индекс $q$. Этими же параметрами характеризуется обратный процесс фотоионизации из возбужденного $1s2p\,^1P$ состояния гелия в области рассматриваемого АИС.

Необходимые для расчета угловых распределений вторичных фотонов $\gamma_2$ параметры были получены нами с использованием следующих приближений. В качестве волновой функции $1S$ -электрона иона $He^+$ и возбужденного атома гелия $He^*$ в состоянии $1s2p\,^1P$ использовалась кулоновская с зарядом $Z=2$. Радиальные функции, входящие в интеграл (38), брались кулоновскими с зарядом $Z=1$. Волновые функции АИС рассчитывались в диагонализационном приближении /I3/. Используемый базис включал I0-20 конфигураций, соответствующих двухэлектронным состояниям, сходящимся к порогу $n=2$. В качестве функций для описания базисных состояний использовались кулоновские с зарядом $Z=2$. Полученные нами значения параметров резонансов приведены в таблице I вместе с соответствующими результатами работы /I4/. Наши результаты для положений и ширин с хорошей точностью повторяют значения, полученные в работе /I4/, в которой была использована аналогичная модель структуры гелия. Отличие наших результатов для ширин от данных /I6/ обусловлено использованием различного базиса конфигураций на этапе расчета волновых функций АИС атома гелия: в нашем расчете в базис включены только конфигурации, соответствующие двухэлектронным возбуждениям в области между первым и вторым порогами, а в работе /I6/ кроме них еще и состояния в области между вторым и третьим порогами ионизации гелия.

Рассчитанные нами и приведенные в таблице профильные индексы АИС, возбуждаемых из состояний $1s2p$, по абсолютному значению оказываются большими. Для оценки чувствительности профильных индексов к волновой функции начального $1s2p$ состояния мы провели расчет их с функцией $1s2p$ уровня, полученной в диагонализационном приближении. Значения профильных индексов при этом сохраняют порядок величины.

Таблица

| Настоящий расчет | | | Результаты /I6/ | |
|---|---|---|---|---|
| E, эВ[x)] | Г, эВ | | E, эВ | Г, эВ |
| 57,90 | 0,I40 | -28 | 57,9I | 0,344 |
| 60,II | 0,083 | 280 | 60,03 | 0,366 |
| 62,28 | 0,00II | -560 | 62,27 | 0,0062 |
| 63,59 | 0,0I8 | -55 | 63,56 | 0,054 |

x) Энергия отсчитывается от основного состояния атома гелия.

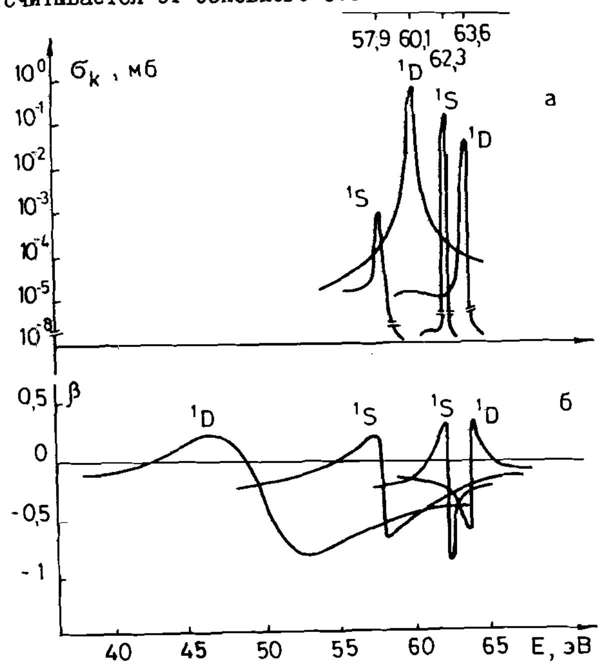



Рис.3. Результаты наших расчетов сечений рекомбинации и коэффициентов $\beta$ в модели изолированных резонансов.

Сечение рекомбинации для К-го резонанса вычислялось по формуле

$$\sigma_k = \sigma_b^k + \sigma_a^k \frac{(q_k + \varepsilon_k)^2}{(1+\varepsilon_k)^2}, \tag{39}$$



где $\sigma_b^k$ и $\sigma_a^k$ - сечения ФР в континуум, не взаимодействующий и взаимодействующий с к- м АИС. Резонансы в сечении резко выделяются над фоном ФР и имеют форму, близкую к симметричной, что обусловлено большими значениями $q$ -индексов. Сечение в этом случае выходит на значения, определяемые прямым процессом, лишь при $\varepsilon \gg 1$ (на далеких крыльях резонанса). Таким образом, влияние резонанса распространяется далеко за пределы его ширины (см. рис. 3а). Однако абсолютная величина сечения на крыльях на порядки меньше, чем в точке резонанса, поэтому проявляющаяся на крыльях асимметрия резонанса с большим профильным индексом слабо влияет на общий вид сечений. Безразмерные характеристики, такие, как $\beta$, определяются только отношением матричных элементов прямого и резонансного процессов. Поэтому ширина резонансной структуры в энергетической зависимости этих характеристик для резонанса с большим $q$ определяется не собственно распадной шириной резонанса $\Gamma$, а $\tilde{\Gamma}$ - шириной области, в которой резонансный процесс конкурирует с прямым. Таким образом, резонансная структура в $\beta$ для АИС с большим $q$ -индексом значительно шире, чем резонанс в сечении рекомбинации (см. рис. 3б). На такое "уширение" резонансов в безразмерных характеристиках впервые обращалось внимание в работе /I8/ в связи с исследованием поляризации фотоэлектронов в области АИС атома таллия.

Рис. 3 иллюстрирует и другой эффект - "сдвиг" резонансной структуры в $\beta$ относительно положения АИС. Природу этого эффекта можно пояснить следующим образом. Наиболее резкие изменения безразмерных параметров происходят в области, где наиболее резко изменяется соотношение между вкладами от прямой и резонансной ветвей процесса (I). Для резонанса с большим значением $q$ -индекса в широкой области энергий резонансный процесс доминирует, а это соотношение будет наиболее резко изменяться там, где в фановском профиле сечения рекомбинации (39) наблюдается минимум. При большом $q$ -индексе этот минимум отстоит от положения резонанса на величину, намного превосходящую распадную ширину резонанса. Поэтому резонансная структура в энергетической зависимости $\beta$ сдвинута относительно положения АИС в сторону минимума сечения рекомбинации. В нашем расчете эффект "сдвига" особенно ярко проявляется в энергетической зависимости для нижнего $^1D$ -резонанса.

Явления "уширения" и "сдвига" для резонансов в коэффициентах угловой анизотропии фотоэлектронов были проанализированы ранее в работе /I9/. Формулы для $\tilde{\Gamma}$ и $\Delta$, пригодные и для нашего случая рекомбинации, имеют вид

$$\tilde{\Gamma}_K = \frac{\sqrt{1+\gamma_K(1+q_K^2)}}{1+\gamma_K^2}\cdot\Gamma , \qquad (40)$$

$$\Delta_K = -\frac{q_K\gamma_K}{2(1+\gamma_K)}\,\Gamma , \qquad (4I)$$

где $\gamma_K = \sigma_a^K/\sigma_b^K .$

Большой сдвиг для нижнего $^1D$ -резонанса ( $\Delta_{^1D}$ , рассчитанное по формуле (4I), дает $\sim 11$ эВ) приводит к инверсии в положении резонансных структур в $\beta$ для нижних АИС $^1S$ и $^1D$ по сравнению с положениями резонансов в сечениях рекомбинации.

Отметим, что в окрестности пиков сечений рекомбинации величины $\beta$ очень близки к тем, которые дает формула (3I) (т.е. $\beta_{1S}=0$ , $\beta_{^1D}=-1/2$ ), полученная в пренебрежении фоторекомбинацией.

Как следует из рис. 3, при описании угловых распределений флуоресценции резонансы нельзя рассматривать как изолированные, т.к. ширины резонансных структур в $\beta$ сопоставимы с расстояниями между резонансами. Поскольку, однако, области резких изменений $\beta$ энергетически разделены, то при учете взаимодействия резонансов рассматриваемые особенности могут сохраниться. В качестве примера мы провели расчеты коэффициента $\beta$ в модели двух попарно взаимодействующих резонансов $^1S$ и $^1D$ (формула (35)). Результаты расчетов представлены на рис. 4.

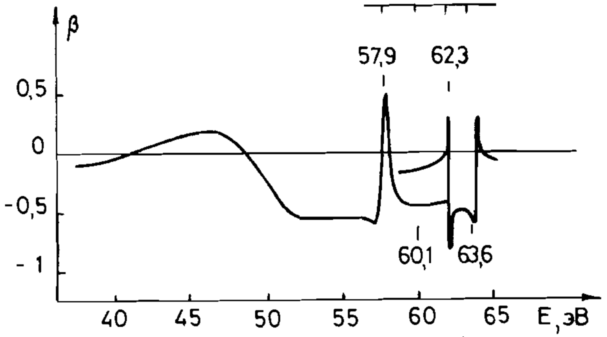



Рис. 4. Коэффициент угловой анизотропии $\beta$ в области нижайших АИС гелия. Модель двух попарно взаимодействующих $^1S$ и $^1D$ резонансов.

На рис.4 показано, что область немонотонных изменений коэффициента угловой анизотропии охватывает гораздо более широкий интервал энергий, чем интервал, на котором расположены автоионизационные резонансы в сечении рекомбинации. Так, при энергиях на I5 эВ меньше,



чем энергия нижайшего АИС атома гелия, коэффициент $\beta$ уже проявляет резонансное поведение - следствие сильного "уширения" и "сдвига" нижнего $^1D$ резонанса. В энергетической зависимости для $\beta$ присутствуют резкие изменения, положение которых не всегда соответствует положению резонанса в сечении рекомбинации. Из проведенного анализа следует, что на месте наиболее сильных резонансов в сечении соответствующей структуры в энергетической зависимости $\beta$ может не оказаться, как в нашем примере при энергии 60,I эВ.

Полученные результаты для коэффициента анизотропии в области резкого изменения его абсолютного значения устойчивы относительно вариации абсолютных значений $q$ -индексов (в пределах порядка их величины). Поэтому мы считаем, что качественные выводы нашей работы останутся справедливыми при дальнейшем уточнении модели для описания дискретного $1s2p$ и автоионизационных состояний гелия.

Современное экспериментальное оборудование, используемое для изучения характеристик рекомбинации, позволяет обнаружить немонотонности в энергетической зависимости анизотропии флуоресценции порядка полученных нами для рекомбинации на ионе гелия.

Авторы благодарят проф. В.В. Балашова за предложенную тему и стимулирующие обсуждения.

## Литература


1. Burgess A.-Astrophys. J. 1964, vol. 139, N2, p. 776.
2. Dubau J. and Volonte S.-Rep.Prog.Phys., 1980, vol. 43, p. 199.
3. Дальгарно А.В. Кн.: Физика ион-ионных, электрон-ионных столкновений. Под ред. Бруйора Ф.И. Мак-Гоуэна Дж.У.М.: Мир , I986, с. II.
4. Lagattuta K.J.-Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 1985, vol. 240, p. 549.
5. Brooks R.V. et al.-Phys.Rev.Lett., 1978, vol. 41, p. 107.
6. Breton C. et al.-Phys.Rev.Lett., 1978, vol. 41, p. 110.
7. Gordon H. Dunn et al. Atomic Physics 9. Robert S. van Dyck Jk. and Norval Forson E. Eds, World Scientific, Singapoore, 1984, p. 505.
8. Запесочный И.П. и др.-Письма в ЖЭТФ, I984, том 39, вып.3, с. I20.
9. Митчелл Дж.Б.А., Мак-Гоуэн Дж.Н. В кн.: Физика ион-ионных, электрон-ионных столкновений, Под ред. Бруйора Ф.И.Мак-Гоуэна Дж.У. М.: Мир , I986, с. 2I9.
10. Kabachnik N.M. and Sazhina I.P.-J.Phys. B, 1976, vol. 9, p. 1681.
11. Теоретический практикум по ядерной и атомной физике, под. ред. В.В.Балашова. М.: Энергоиздат, I984.

12. Fand U.-Phys.Rev., 1961, vol. 124,p. 1866.
13. Балашов В.В. и др.-Оптика и спектроскопия, 1970, том 28, с. 859.
14. Балашов В.В. и др.-Вестник МГУ, сер. 3, Физ.Астрон., 1971, том 12, №1, с. 65.
15. Fand U.-Rep.Prog.Phys., 1983, v. 46, p. 97.
16. Зацаринный О.И. и др. Препринт ИЯИ АН УССР, 83-9, Киев, 1983.
17. Fand U., Cooper J.W.-Phys.Rev., 1965, A137, p. 1364.
18. Черепков Н.И.-Оптика и спектроскопия, 1980, том 49, с. 1067.
19. Грум-Гржимайло А.Н., Жадамба Б.-Вестник МГУ, сер. 3, Физ. Астрон., 1987, том 28, с. 19.

Рукопись поступила в издательский отдел
29 января 1988 года.



Грум-Гржимайло А.Н. и др. Р4-88-5
Резонансы в угловом распределении вторичных фотонов из возбужденного атома в $(e^+A^+)$ рекомбинации

Рассматриваются резонансы в угловом распределении вторичных фотонов из возбужденного атома, образующегося в процессе электронно-ионной рекомбинации. Показано, что интерференция ветвей фото- и диэлектронной рекомбинации приводит к резкому изменению угловой анизотропии флуоресценции в области автоионизационных состояний. Конкретные расчеты выполнены для случая рекомбинации ионов гелия.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ и Научно-исследовательском институте ядерной физики МГУ.

**Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1988**

Перевод О.С.Виноградовой

Grum-Grzhimailo A.N. et al. P4-88-5
Resonances in the Angular Distribution of Secondary Photons from an Excited Atom in the $(e^+A^+)$ Recombination

Resonances in the angular distribution of secondary photons from an excited atom formed during the electron-ion recombination process are considered. It is shown that the interference between the radiation and dielectronic recombination branches leads to sharp changes in the fluorescence angular anisotropy in the region of autoionization states. The concrete calculations have been carried out for the Helium ion recombination.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR and Nuclear Physics Research Institute of Moscow University.

**Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1988**