

01;02

©1993 г.

**ВЛИЯНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В КОНЕЧНОМ
СОСТОЯНИИ НА ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫЙ ВЫХОД
АВТОИОНИЗАЦИОННЫХ РЕЗОНАНСОВ ГЕЛИЯ,
ВОЗБУЖДАЕМЫХ БЫСТРЫМИ ПРОТОНАМИ**

А.Л.Годунов, Ш.Д.Куникеев, Н.В.Новиков, В.С.Сенашенко, В.А.Щипаков

Введение

О поведении профиля автоионизационных резонансов в зависимости от кинематики столкновения и характеристик налетающей частицы накоплен богатый экспериментальный материал [1-7]. Особое внимание при этом уделялось определению параметров резонансов в спектрах эжектируемых электронов [1-3,5-6]. Предполагалось, что для воспроизведения профиля изолированного резонанса достаточно двух не зависящих от энергии электрона на ширине резонанса параметров A_μ и B_μ , характеризующих соответственно асимметрию и выход резонанса, а дифференциальное сечение ионизации в области автоионизационных резонансов можно описывать формулой Фано [8] или эквивалентной ей формулой Шора [9]. Профиль такого резонанса имеет не более двух лежащих по разные стороны от точки резонанса экстремумов. Дифференциальный выход резонанса, равный алгебраической площади под резонансной кривой, в этих приближениях является функцией угла эжекции электрона и выражается аналитически через параметр выхода B_μ и собственную ширину резонанса Γ_μ [9,10]. По этой причине при обработке экспериментальных спектров дифференциальный выход определялся обычно подгонкой профиля наблюдаемого резонанса по формуле Шора и извлечением параметра выхода B_μ .

В экспериментальных работах [2,3] была получена сложная зависимость параметров, характеризующих асимметрию и выход резонансов, от угла эжекции электрона и скорости налетающей частицы. Так, в столкновениях протонов, ионов He^+ и He^{2+} с энергией $E_i \leq 150$ кэВ/нуклон с атомами гелия наблюдались квазипериодические изменения этих параметров при малых углах эжекции [2,3]. Однако

с увеличением энергии столкновения характер зависимости профиля резонансов от угла эжекции электронов качественно меняется, и при $E_i = 500$ кэВ/пуклон квазипериодические изменения параметров резонансов уже не наблюдаются [4]. Позже в работе [11] было экспериментально исследовано влияние взаимодействия в конечном состоянии на выход автоионизационных резонансов в области малых углов эжекции. В столкновениях с медленными ионами He^+ наблюдалось увеличение выхода резонансов с уменьшением угла эжекции, предсказанное ранее в работе [12] и связанное с перерассеянием эжектируемого в направлении рассеяния медленной заряженной частицы автоионизационного электрона.

Квантово-механическая модель, основанная на диагонализационном приближении и учитывающая взаимодействие в конечном состоянии в амплитудах прямой и резонансной ионизации [13], позволяет воспроизвести зависимость параметров автоионизационных резонансов в широкой области углов эжекции. Однако, когда скорость выбитого электрона по величине и направлению приближается к скорости рассеянной частицы, широко используемая процедура определения параметров $A_\mu(E_i, \Theta_e)$ и $B_\mu(E_i, \Theta_e)$ становится непригодной. Учет взаимодействия в конечном состоянии в амплитуде резонансной ионизации приводит к тому, что эти величины становятся функциями энергии электрона и могут заметно изменяться на энергетическом интервале порядка ширины резонанса [13]. В области сильного взаимодействия в конечном состоянии, где зависимостью величин A_μ и B_μ от энергии электрона пренебрегать нельзя, нарушается простая связь между параметром $B_\mu(E_i, \Theta_e)$ и выходом резонанса $Y_\mu(E_i, \Theta_e)$. К тому же зависимость относительной фазы между амплитудами прямой и резонансной ионизации от энергии электрона [14,15] может даже в случае изолированного резонанса привести к значительному изменению характера интерференции этих амплитуд и отличию профиля резонанса от профиля Фано [4,5,13]. Один из способов обработки таких искаженных спектров был предложен в [5]. Для каждого резонанса использовалась многопараметрическая формула, учитывающая зависимость A_μ и B_μ от энергии электрона. Последующая предельная процедура позволяла получить параметры, которые можно соотнести с теоретическими расчетами в плосковолновом приближении. Однако вопрос о том, в какой области углов эжекции, энергий столкновения и зарядов налетающих ионов параметризация [8,9] становится непригодной, остался открытым. Условия использования этой параметризации для описания профиля автоионизационных резонансов в трижды дифференциальных сечениях ионизации были рассмотрены в [16].

Цель настоящей работы — исследовать влияние взаимодействия в конечном состоянии на дифференциальный выход автоионизационных резонансов гелия, возбуждаемых быстрыми протонами, определить область применимости соотношения между дифференциальным выходом резонанса $Y_\mu(E_i, \Theta_e)$ и параметром выхода $B_\mu(E_i, \Theta_e)$, которое обычно используется при обработке экспериментальных данных [2-3,6-7], а также выяснить причины появления квазипериодических изменений профиля автоионизационных резонансов при малых углах эжекции [2,3].

Основные формулы

Дважды дифференциальное сечение ионизации в области автоионизационных резонансов с учетом взаимодействия в конечном состоянии может быть представлено в виде [13]

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega_2 dE_2} = F(E_i, \Theta_e, E_e) + \sum_{\mu} \frac{\tilde{A}_{\mu}(E_i, \Theta_e, \varepsilon_{\mu})\varepsilon_{\mu} + \tilde{B}_{\mu}(E_i, \Theta_e, \varepsilon_{\mu})}{\varepsilon_{\mu}^2 + 1}. \quad (1)$$

Здесь

$$\begin{aligned} \tilde{A}_{\mu}(E_i, \Theta_e, \varepsilon_{\mu}) = & 8 \frac{k_f}{k_i} \int d\Omega_1 \operatorname{Re} \{ t_{dir}^{B*} t_{\mu}^B \exp [i (\alpha_{\mu}^{res}(\varepsilon_{\mu}) + \alpha^{dir})] \} \times \\ & \times |f(\nu_{12})|^2 |f(\nu_{13})|^2 h_{\mu}(\varepsilon_{\mu}) |{}_2F_1(-i\nu_{12}, -i\nu_{13}, 1, X)|, \end{aligned} \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \tilde{B}_{\mu}(E_i, \Theta_e, \varepsilon_{\mu}) = & |f(\nu_{12})|^2 |f(\nu_{13})|^2 4 \frac{k_f}{k_i} \int d\Omega_1 h_{\mu}(\varepsilon_{\mu}) \left[|t_{\mu}^B|^2 h_{\mu}(\varepsilon_{\mu}) + \right. \\ & \left. + |{}_2F_1(-i\nu_{12}, -i\nu_{13}, 1, X)|^2 \cdot \operatorname{Im} \{ t_{dir}^{B*} t_{\mu}^B \exp [i (\alpha_{\mu}^{res}(\varepsilon_{\mu}) + \alpha^{dir})] \} \right], \end{aligned} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} h_{\mu}(\varepsilon_{\mu}) = & |{}_2F_1(-i\nu_{12}, -i\nu_{13}, 1, Z_{\mu})| \exp \{ \nu_{12} [\operatorname{arctg}(\varepsilon_{\mu} + a_{12}) - \operatorname{arctg}(\varepsilon_{\mu})] \} \times \\ & \times \exp \{ \nu_{13} [\operatorname{arctg}(\varepsilon_{\mu} + a_{13}) - \operatorname{arctg}(\varepsilon_{\mu})] \}, \end{aligned} \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \alpha_{\mu}^{res}(\varepsilon_{\mu}) = & \frac{\nu_{12}}{2} \ln \left[\frac{(\varepsilon_{\mu} + a_{12})^2 + 1}{\varepsilon_{\mu}^2 + 1} \right] + \frac{\nu_{13}}{2} \ln \left[\frac{(\varepsilon_{\mu} + a_{13})^2 + 1}{\varepsilon_{\mu}^2 + 1} \right] + \\ & + \arg \{ {}_2F_1(-i\nu_{12}, -i\nu_{13}, 1, Z_{\mu}(\varepsilon_{\mu})) \}, \end{aligned} \quad (5)$$

$$\begin{aligned} \alpha^{dir} = & -\nu_{12} \ln \left[1 + \frac{2\bar{k}_{12}\bar{Q}}{Q^2} \right] - \nu_{13} \ln \left[1 + \frac{2\bar{k}_{13}\bar{Q}}{Q^2} \right] - \\ & - \arg \{ {}_2F_1(-i\nu_{12}, -i\nu_{13}, 1, X) \}, \end{aligned} \quad (6)$$

$$a_{ij} = 2 (k_{ij}V_f + \bar{k}_{ij}\bar{V}_f) / \Gamma_{\mu}, \quad (7)$$

где индексы 1,2,3 относятся к рассеянному иону, выбитому электрону и иону-остатку мишени соответственно; $F(E_i, \Theta_e, E_e)$ описывает дифференциальное сечение прямой ионизации; $\varepsilon_{\mu} = 2(E_e - E_{\mu})/\Gamma_{\mu}$ — относительное отклонение энергии электрона E_e от энергии резонанса E_{μ} ; Γ_{μ} — ширина резонанса; E_i — энергия налетающей частицы, Θ_e — угол эжекции; Ω_1, Ω_2 — телесные углы в направлении вылета j -частицы; k_i, k_f — импульсы налетающего и рассеянного ионов; $\bar{Q} = \bar{k}_i - \bar{k}_f$ — передаваемый импульс; t_{dir}^B, t_{μ}^B — амплитуды прямой и резонансной ионизации в плосковолновом приближении соответственно; множители ν_{ij} — кулоновские параметры; $\bar{k}_{ij}$ — относительные импульсы частиц i и j ; $\bar{V}_f$ — скорость рассеянного иона.

Явный вид аргументов гипергеометрической функции $Z_{\mu}(\varepsilon_{\mu})$ и X дается в [13].

Следует отметить, что взаимодействие в конечном состоянии изменяет как абсолютную величину амплитуд прямой и резонансной ионизации, так и их относительную фазу, влияя на интерференцию этих амплитуд. Когда скорость выбитого электрона близка по величине и направлению к скорости рассеянной частицы, то происходит быстрое изменение $\alpha_{\mu}^{res}(\varepsilon_{\mu})$ на энергетическом интервале порядка ширины резонанса $\varepsilon_{\mu} \sim 1$ [15]. Относительная фаза зависит от угла эжекции, причем при $a_{12} \gg \varepsilon_{\mu}$ часть фазы

$$\varphi_{12}(E_i, \Theta_e) = \nu_{12} \ln a_{12} \quad (8)$$

может значительно изменяться при относительно небольших изменениях угла эжекции.

В кинематической области, где взаимодействие в конечном состоянии слабо влияет на профиль резонансов, величины (2) и (3) медленно меняются на ширине резонанса в зависимости от энергии электрона, тогда резонансный профиль можно характеризовать параметрами асимметрии $A_{\mu}(E_i, \Theta_e)$ и выхода $B_{\mu}(E_i, \Theta_e)$

$$A_{\mu}(E_i, \Theta_e) = \tilde{A}_{\mu}(E_i, \Theta_e, \varepsilon_{\mu} = 0), \quad (9)$$

$$B_{\mu}(E_i, \Theta_e) = \tilde{B}_{\mu}(E_i, \Theta_e, \varepsilon_{\mu} = 0). \quad (10)$$

Отметим, что параметры (9), (10) отличаются от соответствующих величин в плосковолновом приближении [9] и частично учитывают взаимодействие в конечном состоянии, так как $h_{\mu}(\varepsilon_{\mu} = 0) \neq 1$, $\alpha_{\mu}^{res}(\varepsilon_{\mu} = 0) \neq 0$. Для изолированного резонанса $B_{\mu}(E_i, \Theta_e)$ равняется дифференциальному сечению в точке резонанса за вычетом фона $F(E_i, \Theta_e, E_e)$, а дифференциальный выход резонанса в соответствии с [10] пропорционален параметру $B_{\mu}(E_i, \Theta_e)$

$$Y_{\mu}(E_i, \Theta_e) = \frac{\pi \Gamma_{\mu}}{2} B_{\mu}(E_i, \Theta_e). \quad (11)$$

Рассмотрим теперь область сильного влияния взаимодействия в конечном состоянии на профиль автоионизационных резонансов, где зависимостью $\tilde{A}_{\mu}$, $\tilde{B}_{\mu}$ от энергии электрона пренебрегать нельзя, а двух параметров $A_{\mu}(E_i, \Theta_e)$, $B_{\mu}(E_i, \Theta_e)$ для описания спектра автоионизационных резонансов становится уже недостаточно. Наличие зависимости величин $\tilde{A}_{\mu}$ и $\tilde{B}_{\mu}$ от энергии электрона приводит к нарушению простого соотношения (11) между выходом и параметром выхода резонанса. В этом случае

$$Y_{\mu}(E_i, \Theta_e) = \int_0^{\infty} dE_e \frac{\tilde{A}_{\mu}(E_i, \Theta_e, \varepsilon_{\mu}) \varepsilon_{\mu} + \tilde{B}_{\mu}(E_i, \Theta_e, \varepsilon_{\mu})}{\varepsilon_{\mu}^2 + 1}. \quad (12)$$

Используя (2), (3) и меняя порядок интегрирования, получаем

$$Y_{\mu}(E_i, \Theta_e) = \frac{\pi \Gamma_{\mu}}{2} 4 \frac{k_f}{k_i} \int d\Omega_1 [|t_{\mu}^B|^2 J_1(\nu_{12}, \nu_{13}) + \\ + |F_1(-i\nu_{12}, -i\nu_{13}, 1, X)| |f(\nu_{12})| |f(\nu_{13})| \times$$

$$\times 2 \cdot \text{Im} \{ t_{dir}^{B*} t_{\mu}^B J_2(\nu_{12}, \nu_{13}) \exp(i\alpha^{dir}) \}, \quad (13)$$

$$J_1(\nu_{12}, \nu_{13}) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} d\varepsilon_{\mu} \frac{h_{\mu}^2(\varepsilon_{\mu})}{\varepsilon_{\mu}^2 + 1} |f(\nu_{12})|^2 |f(\nu_{13})|^2, \quad (14)$$

$$J_2(\nu_{12}, \nu_{13}) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} d\varepsilon_{\mu} \frac{h_{\mu}(\varepsilon_{\mu})}{\varepsilon_{\mu} + i} |f(\nu_{12})| |f(\nu_{13})| e_{\mu}^{i\alpha^{res}}(\varepsilon_{\mu}). \quad (15)$$

В плосковолновом приближении, когда $\nu_{12} = 0$, $\nu_{13} = 0$,

$$Y_{\mu}^{PWA}(E_i, \Theta_e) = \frac{\pi \Gamma_{\mu}}{2} 4 \frac{k_f}{k_i} \int d\Omega_1 \left[|t_{\mu}^B|^2 + 2 \cdot \text{Im} \{ t_{dir}^{B*} t_{\mu}^B \} \right]. \quad (16)$$

Аналитическое выражение для $J_1(\nu_{12}, \nu_{13})$ может быть получено при использовании преобразования:

$$\begin{aligned} & \frac{h_{\mu}(\varepsilon_{\mu})}{\varepsilon_{\mu} + i} |f(\nu_{12})| |f(\nu_{13})| e_{\mu}^{i\alpha^{res}}(\varepsilon_{\mu}) = \\ & = -i \int_0^{\infty} dt \exp\{i(\varepsilon_{\mu} + i)t\} \Phi^*(\nu_{12}, ia_{12}t) \Phi^*(\nu_{13}, ia_{13}t), \\ & \Phi^*(\nu_{ij}, ia_{ij}t) = f(\nu_{ij}) {}_1F_1(-i\nu_{ij}, 1, ia_{ij}t), \\ & f(\nu_{ij}) = \exp\{-\pi\nu_{ij}/2\} \Gamma(1 + i\nu_{ij}). \end{aligned} \quad (17)$$

Подставляя (17) в (14) и интегрируя по ε_{μ} , получаем

$$J_1(\nu_{12}, \nu_{13}) = 2 \int_0^{\infty} dt \exp\{-2t\} |\Phi(\nu_{12}, ia_{12}t)|^2 |\Phi(\nu_{13}, ia_{13}t)|^2. \quad (18)$$

Для ион-атомных столкновений $a_{13} \gg 1$,

$$\Phi^*(\nu_{13}, ia_{13}t) \approx \exp\{i\nu_{13} \ln(a_{13}t)\} \quad (19)$$

и множитель $J_1(\nu_{12}, \nu_{13})$ не зависит от взаимодействия тяжелых частиц в конечном состоянии [16,17]

$$\begin{aligned} J_1(\nu_{12}) &= |f(\nu_{12})|^2 \exp\{2\nu_{12} \arctg(a_{12}/2)\} \times \\ &\times {}_2F_1(-i\nu_{12}, i\nu_{12}, 1, a_{12}^2/(a_{12}^2 + 4)). \end{aligned} \quad (20)$$

В приближении, когда интерференция амплитуд прямой и резонансной ионизации не учитывается (вторым слагаемым в (13) пренебрегается), $J_1(\nu_{12})$ можно рассматривать как коэффициент, описывающий изменение дифференциального выхода резонансов за счет взаимодействия в

конечном состоянии. При $a_{12} \gg 1$, что соответствует учету взаимодействия в конечном состоянии в эйкональном приближении, это взаимодействие не влияет на величину дифференциального выхода резонансов $J_1(\nu_{12}) \rightarrow 1$, а только перераспределяет выбитые электроны по энергии. При медленных столкновениях $V_e > V_f$, где V_e — скорость выбитого электрона, и малых углах эжекции $a_{12} \approx 1$. В этой особой кинематической ситуации, когда электроны выбиваются в направлении рассеяния заряженной частицы [12,18], дифференциальный выход резонансов, как видно из формул (13) и (20), отличается от значения в плосковолновом приближении, причем при $a_{12} \ll 1$ $J_1(\nu_{12}) = |f(\nu_{12})|^2$ [16].

Рассмотрим теперь искажающий множитель (15), подынтегральную функцию в котором можно представить в виде интеграла (17). Основной вклад в этот интеграл дает область $t \rightarrow 0$, которая, следуя свойству преобразования Фурье, соответствует $|\varepsilon_\mu| \rightarrow \infty$. Это связано с тем, что при наличии зависимости $\tilde{A}_\mu$ от энергии электрона и больших ε_μ вклад первого слагаемого в (12) становится преобладающим. Сходимость же интеграла (15) достигается только при $\varepsilon_\mu \gg a_{12}$, $\varepsilon_\mu \gg a_{13}$, где $h_\mu(\varepsilon_\mu) \rightarrow 1$. По-видимому, для адекватного описания “крыльев” сильно искаженного резонансного профиля требуются более строгие теоретические методы, учитывающие более последовательно взаимодействие в конечном состоянии и его влияние на свойства автоионизационных резонансов.

В заключение рассмотрим область столкновений, в которой зависимостью величин $\tilde{A}_\mu$ и $\tilde{B}_\mu$ в (12) от энергии электрона пренебрегать уже нельзя, но взаимодействие в конечном состоянии еще не настолько сильное, чтобы привести к значительному отклонению профиля резонанса от профиля Фано. Тогда дифференциальный выход резонанса можно представить в виде

$$Y_\mu(E_i, \Theta_e) = Y_\mu(E_i, \Theta_e, \varepsilon_{\max}) + \Gamma_\mu B_\mu(E_i, \Theta_e) \{ \pi/2 - \arctg(\varepsilon_{\max}) \}, \quad (21)$$

где $Y_\mu(E_i, \Theta_e, \varepsilon_{\max})$ — дифференциальный выход, полученный в результате численного интегрирования по ε_μ в области $|\varepsilon_\mu| < \varepsilon_{\max}$, а второе слагаемое учитывает вклад “крыльев” резонансного профиля. Величина $\varepsilon_{\max}$ выбирается из условия, при котором вклад, даваемый в дифференциальный выход резонанса от второго слагаемого в (12), становится преобладающим.

Обсуждение результатов расчетов

Расчеты теоретических спектров проводились в энергетической области $\varepsilon_{\max} = 5$ с теми же волновыми функциями, что и в [13].

Результаты расчетов отношения дифференциального выхода $(2S2p)^1P$ резонанса гелия, возбуждаемого в столкновениях протонов с энергией $E_i = 100$ кэВ, к дифференциальному выходу в плосковолновом приближении [9] представлены на рис. 1. Дифференциальный выход с учетом взаимодействия в конечном состоянии вычислялся по формуле (11) через параметр $B_\mu(E_i, \Theta_e)$ (расчет 1), а также по формуле (12), учитывающей зависимость $\tilde{A}_\mu$ и $\tilde{B}_\mu$ от энергии электрона (расчет 2). При больших углах эжекции оба варианта расчетов совпадают между собой. В этой

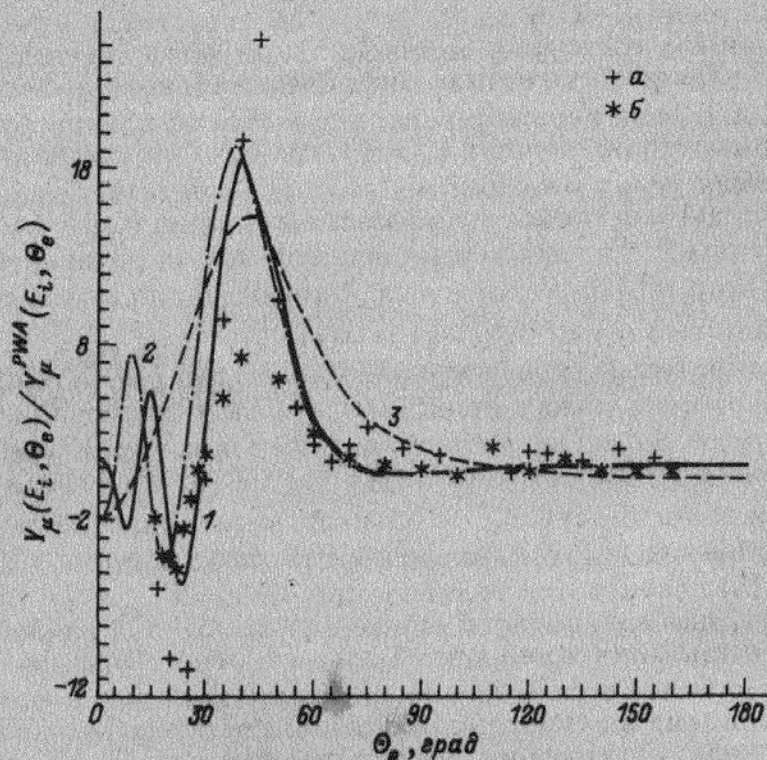


Рис. 1. Угловая зависимость отношения дифференциального выхода $(2s2p)^1P$ -резонанса гелия, возбуждаемого протонами с энергией 100 кэВ, к дифференциальному выходу в плосковолновом приближении.

Экспериментальные точки получены с использованием (11) и параметра выхода из [2] (а) и [3] (б).

области столкновений $\tilde{A}_\mu(E_i, \Theta_e, \varepsilon_\mu)$ и $\tilde{B}_\mu(E_i, \Theta_e, \varepsilon_\mu)$ слабо зависят от ε_μ , а дифференциальное сечение ионизации описывается параметризацией Фано. Однако с уменьшением угла эжекции влияние взаимодействия в конечном состоянии на профиль автоионизационных резонансов возрастает, зависимость $\tilde{A}_\mu$, $\tilde{B}_\mu$ от энергии электрона ε_μ пренебрегать уже нельзя, а различные варианты расчета могут отличаться друг от друга как по величине, так и по знаку. Полученные теоретические результаты свидетельствуют о непригодности параметризации Фано при малых углах эжекции. Так, притяжение выбитых электронов рассеянным протоном может привести к формированию на высоко энергетическом крыле резонансного профиля дополнительного максимума, ширина которого значительно превышает Γ_μ . В результате может возникнуть ситуация, когда в энергетическом интервале порядка ширины резонанса дифференциальное сечение ионизации отрицательно ($B_\mu < 0$), а выход резонанса $Y_\mu(E_i, \Theta_e)$ тем не менее будет положительный. Расчеты 1, 2 воспроизводят квазипериодическую зависимость дифференциального выхода, что качественно согласуется с экспериментальными данными [2,3]. На рисунке представлено также отношение дифференциальных выходов резонансов, в котором в отличие от расчета 1 в относительной фазе амплитуд прямой и резонансной ионизации опущена быстро меняющаяся часть фазы $\varphi_{12}(E_i, \Theta_e)$ (расчет 3). В этом случае квазипериодическая зависимость дифференциального выхода резонанса при малых углах эжекции

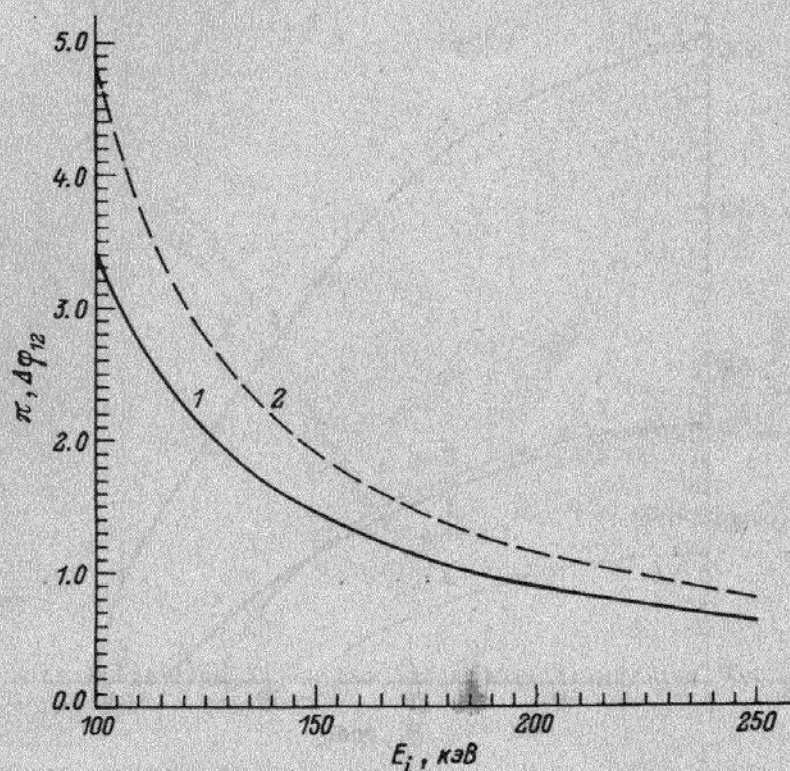


Рис. 2. Зависимость относительной фазы амплитуд прямой и резонансной ионизации (22) от энергии налетающих протонов.

1 — $(2s^2)^1S$ -резонанс, 2 — $(2s2p)^1P$ -резонанс.

пропадает. Проведенный анализ показывает, что в области столкновений, где скорость рассеянной частицы и выбитого электрона близки, фаза $\varphi_{12}(E_i, \Theta_e)$ быстро изменяется при малых углах эжекции. Тем самым меняются условия интерференции амплитуд прямой и резонансной ионизации. В небольшом интервале углов $\Delta\Theta_e$ изменения фазы превышают π и дифференциальный выход резонанса квазипериодически зависит от угла эжекции. Это же относится и к параметрам $A_\mu(E_i, \Theta_e)$ и $B_\mu(E_i, \Theta_e)$, которые тоже зависят от $\varphi_{12}(E_i, \Theta_e)$ [13]. Зависимость сдвига фаз

$$\Delta\varphi_{12}(E_i) = \varphi_{12}(E_i, \Theta_e = 60^\circ) - \varphi_{12}(E_i, \Theta_e = 0^\circ) \quad (22)$$

от энергии налетающих протонов для $(2s^2)^1S$ - и $(2s2p)^1P$ -резонансов гелия показана на рис. 2. С увеличением энергии столкновения изменение относительной фазы от угла эжекции становятся более медленным, что связано с уменьшением влияния взаимодействия рассеянного протона и выбитого электрона на профиль резонансов. При энергиях $E_i < 200-250$ кэВ $\Delta\varphi_{12}(E_i)$ превышает π и может появиться квазипериодическая зависимость дифференциального выхода и параметров $A_\mu(E_i, \Theta_e)$, $B_\mu(E_i, \Theta_e)$. Условия появления такой зависимости зависят также от ширины резонанса. Чем меньше ширина резонанса Γ_μ , тем сильнее изменяется относительная фаза (7) и тем шире область углов эжекции, где может появиться квазипериодическая зависимость профиля резонанса.

Остановимся теперь на применимости соотношения (11), используемого при обработке экспериментальных данных для определения дифференциального выхода резонансов. На рис. 3 в зависимости от угла эжекции

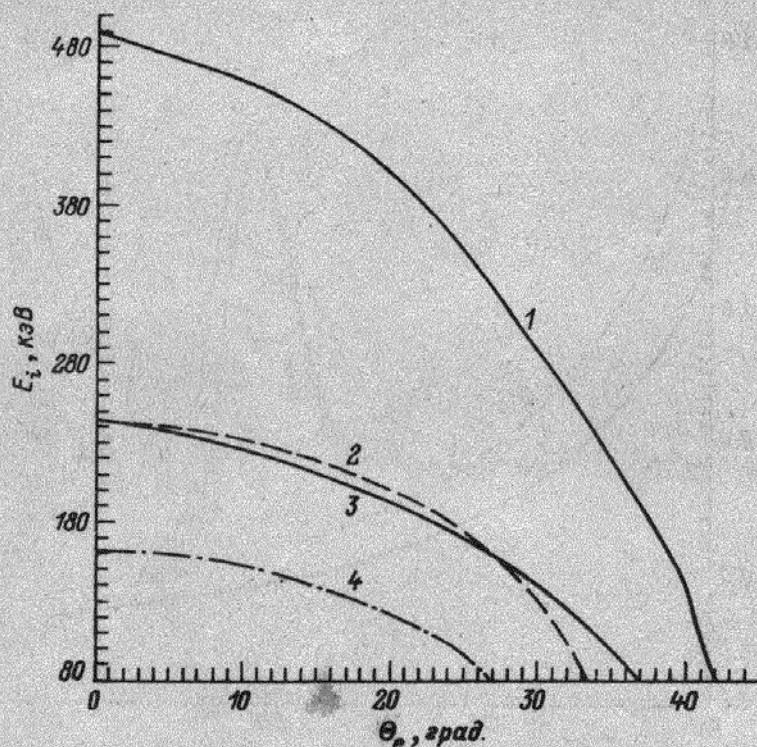


Рис. 3. Границы кинематической области от угла эжекции и энергии налетающих протонов, где для описания профиля резонанса двух не зависящих от энергии электрона параметров становится недостаточно.

1 — $(2s^2)^1S$ -резонанс, 2 — $(2s2p)^1P$ -резонанс; 3, 4 — расчеты для $(2s^2)^1S$ -резонанса и $(2s2p)^1P$ -резонансов, которые показывают границу области, где положение и число экстремумов резонансного профиля могут качественно отличаться от профиля Фано.

и энергии столкновения для $(2s^2)^1S$ - (расчет 1) и $(2s2p)^1P$ -резонансов гелия (расчет 2), возбуждаемых протонами, приводится положение точек $\Delta Y_\mu(E_i^*, \Theta_e^*) = 10\%$, где

$$\Delta Y_\mu(E_i, \Theta_e) = \frac{\left| Y_\mu(E_i, \Theta_e) - \frac{\pi \Gamma_\mu}{2} B_\mu(E_i, \Theta_e) \right|}{|Y_\mu(E_i, \Theta_{e,\max}) - Y_\mu(E_i, \Theta_{e,\min})|} \cdot 100\%, \quad (23)$$

а $\Theta_{e,\max}, \Theta_{e,\min}$ — углы эжекции, при которых дифференциальный выход резонанса (21) при данной энергии столкновения E_i является максимальным и минимальным соответственно.

Соотношение (23) можно использовать как один из критериев применимости формулы (11). При углах эжекции $\Theta_e > \Theta_e^*$ дифференциальный выход резонанса $Y_\mu(E_i, \Theta_e)$ с точностью до 10% совпадает с величиной $\pi \Gamma_\mu / 2 B_\mu(E_i, \Theta_e)$. В этой области столкновений для описания профиля автоионизационных резонансов достаточно двух параметров. С увеличением энергии столкновения влияние взаимодействия рассеянного иона с выбитым электроном на профиль резонансов уменьшается и точка Θ_e^* , где $\Delta Y_\mu = 10\%$, сдвигается к меньшим углам эжекции. Тем самым область применимости параметризации Фано расширяется. При энергиях налетающих протонов $E_i \geq 500$ кэВ для $(2s^2)^1S$ - и $E_i \geq 250$ кэВ для $(2s2p)^1P$ -резонансов с точностью до 10% влиянием зависимости величин $\tilde{A}_\mu$ и $\tilde{B}_\mu$ от энергии электрона на дифференциальный выход резонансов

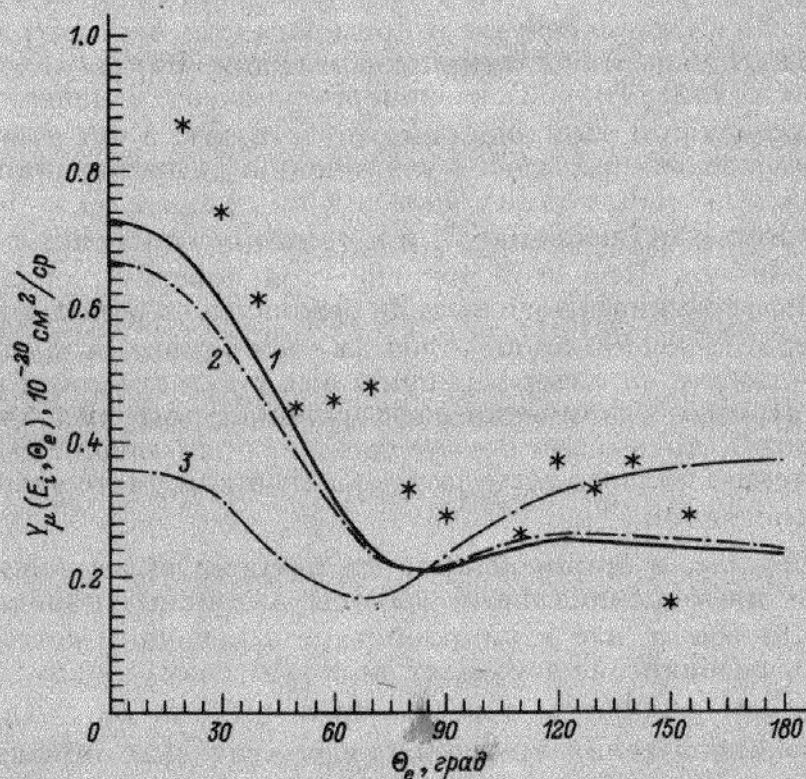


Рис. 4. Угловая зависимость дифференциального выхода $(2s2p)^1P$ -резонанса гелия, возбуждаемого протонами с энергией 500 кэВ.

1, 2 — расчет в тех же приближениях, что на рис. 1; 3 — плосковолновое приближение [10]. Экспериментальные точки получены с помощью (11) и параметра выхода из [5] (звездочки).

можно пренебрегать во всей области углов эжекции. В кинематической области между кривыми 1–3 для $(2s^2)^1S$ - и 2–4 для $(2s2p)^1P$ -резонансов соответственно профиль внешне похож на профиль Фано. Здесь для изолированного резонанса имеется не более одного максимума и одного минимума, лежащих по разные стороны от положения резонанса. Однако дифференциальный выход значительно отличается от $\pi\Gamma_\mu/2 B_\mu(E_i, \Theta_e)$, а обработка спектра по формуле Фано становится уже непригодной. В области столкновений, указанной на рис. 3 ниже кривых 3, 4 для 1S - и 1P -резонансов соответственно, искажение резонансного профиля взаимодействием в конечном состоянии становится настолько сильным, что могут уже появиться качественные отличия то профиля Фано. Здесь либо оба экстремума могут находиться по одну сторону от точки резонанса, либо даже возможны осцилляции резонансного профиля, когда за счет быстрого изменения относительной фазы на ширине резонанса [15] у профиля могут образоваться дополнительные максимумы и минимумы. Регистрация таких осцилляций зависит от энергетического разрешения спектрометра [13]. Результаты на рис. 3 показывают, что область применимости параметризации Фано для обработки спектров эжектируемых электронов отличается для различных резонансов, имеющих разные ширину Γ_μ и интенсивность по отношению к фону.

Дифференциальный выход $(2s2p)^1P$ -резонанса, возбуждаемого протонами с энергией 500 кэВ, приводится на рис. 4. Экспериментальные данные были взяты из [5] с использованием соотношения (11), так как резуль-

таты на рис. 3 свидетельствуют о применимости параметризации Фано при $E_i = 500$ кэВ во всей области углов эжекции. Как и следует из проведенного выше анализа (рис. 2), квазипериодические изменения дифференциального выхода при этой энергии отсутствуют. Учет взаимодействия в конечном состоянии приводит к увеличению дифференциального выхода резонанса при малых углах эжекции по сравнению с результатами плосковолнового приближения [19] и к лучшему согласию с экспериментальными данными. При этой энергии столкновения, когда $J_1(\varepsilon_\mu) \rightarrow 1$, изменение дифференциального выхода резонанса по отношению к плосковолновому приближению происходит за счет влияния взаимодействия в конечном состоянии на интерференцию амплитуд прямой и резонансной ионизации. Причем увеличение дифференциального выхода при малых углах эжекции Θ_e превышает его уменьшение при больших Θ_e , что приводит к увеличению полного выхода резонансов при учете взаимодействия в конечном состоянии [10].

Таким образом, в широкой области энергий налетающих протонов рассмотрены дифференциальные выходы автоионизационных резонансов гелия. Показано, что взаимодействие в конечном состоянии, искажая профиль резонансов, нарушает простую связь между дифференциальным выходом резонанса и параметром выхода B_μ . Для $(2s^2)^1S$ - и $(2s2p)^1P$ -резонансов гелия выделена кинематическая область, где влияние взаимодействия в конечном состоянии на профиль резонансов становится настолько сильным, что параметризация Фано для обработки спектров становится непригодной. Размеры этой кинематической области по углу эжекции и скорости столкновения отличаются для разных резонансов. В этой области столкновений дифференциальный выход резонанса является единственной физической величиной, которая позволяет количественно сравнивать результаты эксперимента с теоретическими расчетами. При этом параметр асимметрии теряет свой первоначальный смысл и не является больше однозначной характеристикой профиля резонанса. Теоретический анализ также показал, что взаимодействие в конечном состоянии может привести к быстрому изменению относительной фазы амплитуд прямой и резонансной ионизации от угла эжекции и появлению квазипериодической зависимости дифференциального выхода резонансов при малых углах эжекции. Однако с увеличением энергии налетающих протонов $E_i \geq$ квазипериодическая зависимость дифференциального выхода и параметров резонанса пропадает.

Список литературы

- [1] Schowengerdt F.D., Rudd M.E. // Phys. Rev. Lett. 1972. Vol. 28. P. 127–130.
- [2] Bordenave-Montesquieu A., Benoit-Cattin P., Gleizes A., Merchez H. // At. Dat. Nucl. Dat. Tabl. 1976. Vol. 17. P. 157–175.
- [3] Stölterfoht N. // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. 1991. Vol. 53. P. 477–492.
- [4] Arcuni P.W. // Phys. Rev. A. 1986. Vol. 33. P. 105–110.
- [5] Arcuni P.W., Schneider D. // Phys. Rev. A. 1987. Vol. 36. P. 3059–3070.
- [6] Giese J.P., Schulz M., Swenson J.H. et al. // Phys. Rev. A. 1990. Vol. 42. P. 1231–1244.
- [7] Pedersen J.O.P., Hvelplund P. // Phys. Rev. Lett. 1989. Vol. 62. P. 2373–2376.
- [8] Fano U. // Phys. Rev. 1962. Vol. 124. P. 1866–1878.
- [9] Балашов В.В., Липовецкий С.С., Сенашенко В.С. // ЖЭТФ. 1972. Т. 63. Вып. 2. С. 1622–1627.
- [10] Godunov A.L., Novikov N.V., Senashenko V.S. // J. Phys. B. 1992. Vol. 25. P. L43–L48.
- [11] Swenson J.K., Havener C.C. et al. // Phys. Rev. Lett. 1989. Vol. 63. P. 35–38.

- [12] Куникеев Ш.Д., Сенашенко В.С. // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. Вып. 24. С. 1811–1816.
- [13] Годунов А.Л., Куникеев Ш.Д., Новиков Н.В., Сенашенко В.С. // ЖЭТФ. 1989. Т. 96. С. 1638–1649.
- [14] Godunov A.L., Novikov N.V., Senashenko V.S. // J. Phys. B. 1990. Vol. 23. P. L359–L364.
- [15] Godunov A.L., Novikov N.V., Senashenko V.S. // Proc. XVII ICPEAC. Brisbane, 1991. P. 419.
- [16] Годунов А.Л., Сенашенко В.С., Щупаков В.А. // Препринт ИАЭ. № 5451/12. М., 1992.
- [17] Kunikeev Sh.D., Senashenko V.S. // Proc. XVII ICPEAC. Brisbane, 1991. P. 420.
- [18] Куникеев Ш.Д., Сенашенко В.С. // Тез. докл. XI ВКЭАС. Чебоксары. 1991. С. 56.
- [19] Lipovetsky S.S., Senashenko V.S. // J. Phys. B. 1972. Vol. 5. P. L183–L186.

Московский университет им. М.В. Ломоносова
Научно-исследовательский институт ядерной физики

Поступило в Редакцию
16 июня 1992 г.