

на совпадение при исследовании реакций радиационного захвата пионов с мезоорбит, мю-захвата, перезарядки нуклонов и т. д.

4. С чисто теоретической точки зрения, весьма важными являются механизмы фрагментации $1p_{3/2}$ -, $0s_{1/2}$ -дырок и анализ общих причин возникновения феномена глубоких дырок.

Поступила в редакцию
28.12.88

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1989. Т. 30, № 3

УДК 539.184.56

О ВЛИЯНИИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПОСЛЕ СТОЛКНОВЕНИЯ НА ИНТЕРФЕРЕНЦИЮ АВТОИОНИЗАЦИОННЫХ РЕЗОНАНСОВ С НЕПРЕРЫВНЫМ СПЕКТРОМ

Ш. Д. Куникеев, В. С. Сенашенко

(НИИЯФ)

Качественно исследовано влияние взаимодействия в конечном состоянии на интерференцию автоионизационных резонансов с непрерывным спектром. Показано, что для адекватного описания интерференции необходимо учитывать взаимодействие после столкновения в выражениях для амплитуд как прямых, так и резонансных ионизационных переходов.

Экспериментальные исследования автоионизационных резонансов атома гелия, возбуждаемых быстрыми протонами, обнаружили характерные квазипериодические изменения формы автоионизационного спектра в зависимости от кинематики столкновения, наиболее сильно проявляющиеся в условиях, когда взаимодействие заряженных частиц после столкновения между собой велико [1]. В работе [2] было показано, что интерференция резонансной амплитуды с амплитудой прямого ионизационного перехода, в которой учитывается взаимодействие после столкновения, и приводит к указанным изменениям формы резонансов. Однако результатов работы [2] оказалось недостаточно, чтобы объяснить полностью наблюдаемые закономерности [1].

В настоящей работе снова рассмотрено влияние взаимодействия после столкновения на характер интерференции автоионизационных резонансов с непрерывным спектром. На этот раз взаимодействие после столкновения учитывалось не только в прямом, но и в резонансном каналах ионизации.

Последовательный учет взаимодействия после столкновения можно осуществить в рамках метода [3], который позволяет представить амплитуды прямого и резонансного переходов в следующем виде:

$$\tau_{dir} = k_{dir} \tau_{dir}^0, \quad (1)$$

$$\tau_{res} = \frac{2}{\Gamma_r (\epsilon + i)} k_{res}(\epsilon) \tau_{dec}^0 \cdot \tau_{ex}, \quad (2)$$

где τ_{dir}^0 — амплитуда прямой ионизации без учета взаимодействия после столкновения, τ_{dec}^0 — амплитуда распада автоионизационного состояния изолированного атома, τ_{ex} — амплитуда возбуждения автоионизационного состояния, $\epsilon = 2(E_e - E_r)/\Gamma_r$, E_e — энергия эжектируемого электрона, E_r , Γ_r — энергия и ширина автоионизационного резонанса, k_{dir} и $k_{res}(\epsilon)$ учитывают взаимодействие после столкновения в прямом и резонансном каналах соответственно и содержат эффекты

перерасеяния эжектируемого электрона, рассеянного иона и иона-остатка атома мишени в конечном состоянии, явный вид которых приводится в работах [3, 4].

Для качественного анализа интерференции амплитуд прямой и резонансной ионизации в приближении, когда относительный импульс электрона и рассеянного иона $k_{pe} \ll 1$, и сопоставления с экспериментальными данными удобно использовать параметр асимметрии резонанса, который имеет интерференционную природу [1, 2]. Параметр асимметрии зависит от относительной фазы $\Delta\varphi = \varphi_{res} - \varphi_{dir}$ амплитуд прямого и резонансного переходов, каждая из которых при $k_{pe} \rightarrow 0$ имеет особенность вида $\varphi_s = v_{pe} (\ln |v_{pe}| - 1)$, где v_{pe} — кулоновский параметр взаимодействия электрона и рассеянного иона. Используя явный вид коэффициентов k_{dir} и $k_{res}(e)$ в уравнениях (1) и (2) и следуя работе [2], фазу $\Delta\varphi$ можно представить в виде суммы быстро и медленно меняющихся составляющих в кинематической области, где взаимодействие после столкновения велико:

$$\Delta\varphi = \Delta\varphi_1 + \Delta\varphi_2, \quad (3)$$

$$\Delta\varphi_1 = \frac{v_{pe}}{2} \ln \left(\frac{(\xi + e)^2 + 1}{e^2 + 1} \right), \quad \xi = \frac{2}{\Gamma_r} (k_{pe} v_f - k_{pe} v_f).$$

Здесь v_f — скорость рассеянного иона. Отметим, что сингулярные части φ_{res} и φ_{dir} в выражении для $\Delta\varphi$ сокращаются. При этом относительная фаза (3) остается конечной в пределе $k_{pe} \rightarrow 0$ в отличие от результатов работы [2], где взаимодействие после столкновения учитывалось только в прямом канале ионизации.

Если $a=0$, то

$$\Delta\varphi_1 + \Delta\varphi_2 = \pi/2 + \pi n, \quad n=0, \pm 1, \dots \quad (4)$$

Точки (E_p, θ_e) (E_p — энергия налетающего иона, θ_e — угол эжекции), удовлетворяющие уравнению (4) при фиксированном e , разделяют зоны разного знака асимметрии резонанса; в самих этих точках резонанс симметричен.

На рис. 1 показана диаграмма нулей параметра асимметрии a , описывающего форму $(2s^2)^1S$ резонанса атома гелия, возбуждаемого протонами в области кинематических переменных, где существенно взаимодействие после столкновения ($v_{pe} \geq 1$), в нашем рассмотрении $\Delta\varphi_2$ — произвольная постоянная. Видно, что траектории нулей сгущаются к точке, в которой $k_{pe}=0$. При этом характер сгущения принципиально отличается от полученного в работе [2]. Расчеты показывают, что в области сильного взаимодействия после столкновения положение траекторий нулей параметра a устойчиво к вариациям $\Delta\varphi_2$, в то же время в задней полусфере углов эжекции электронов их положение сильно зависит от величины $\Delta\varphi_2$. Если скорость эжектируемого электрона больше скорости налетающей частицы, то параметр асимметрии a не меняет знак при малых углах эжекции.

В отличие от результатов работы [2] появляется зависимость положения траекторий нулей параметра a ($n=-4, \Delta\varphi_2=0$) от энергии электрона, которая показана на рис. 2. Видно, что при отклонении энергии электрона от резонансной траектории нулей смещаются в сторону меньших углов эжекции. В области углов $\theta_e < 15^\circ$ и энергий налетающего протона $50 \leq E_p \leq 120$ кэВ соседние траектории при изменении e в окрестности резонанса сильно смещаются и могут перекрываться. Ясно, что в этой области кинематических переменных параметризация

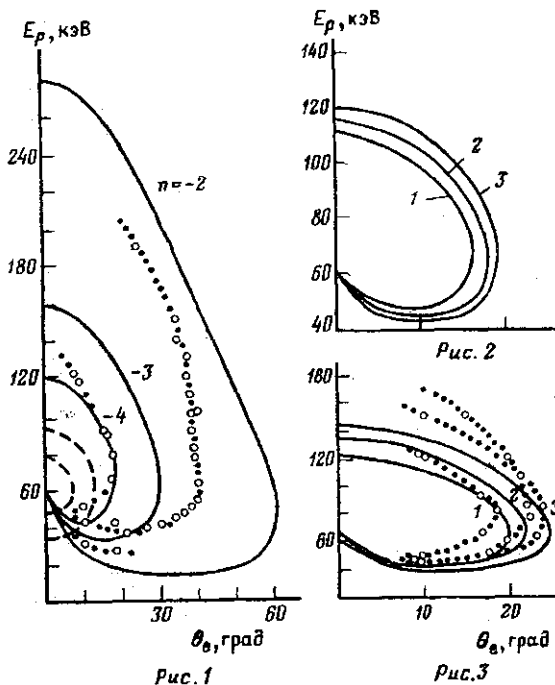
сечений ионизации с учетом резонансов [2] не дает адекватного описания их формы. В области, где взаимодействие после столкновения относительно мало, положение траекторий нулей устойчиво к изменениям ϵ и можно использовать для описания резонансов параметризацию [2].

На рис. 3 изображены траектории нулей параметра a ($n=-4$, $\Delta\varphi_2=0$) для низших резонансов атома гелия. Видно, что в отличие от результатов работы [2] положение траекторий зависит значительно заметнее от характеристик отдельного резонанса. С увеличением ширины

Рис. 1. Диаграмма нулей параметра асимметрии a в плоскости (E_p, θ_e) для $(2s^2)^1S$ резонанса атома гелия. Сплошные кривые ($\Delta\varphi_2=0$) — расчет по формуле (4), пунктир — результаты из [2], экспериментальные точки из работы [1]

Рис. 2. Диаграмма нулей параметра асимметрии a в плоскости (E_p, θ_e) для $(2s^2)^1S$ резонанса атома гелия при $n=-4$ и различных значениях энергии эжектируемого электрона: $\epsilon=\pm 2$ (1), ± 1 (2) и 0 (3). Обозначения те же, что на рис. 1

Рис. 3. Диаграмма нулей параметра асимметрии a в плоскости (E_p, θ_e) при $n=-4$ для низших резонансов атома гелия: 1 — $(2s^2)^1S$ ($\Gamma_r=0,14$ эВ), 2 — $(2p^2)^1D$ ($\Gamma_r=0,086$ эВ), 3 — $(2s2p)^1P$ ($\Gamma_r=0,036$ эВ). Обозначения те же, что на рис. 1



резонанса наблюдается систематическое смещение траекторий в сторону меньших углов эжекции, что качественно согласуется с экспериментальными данными.

В заключение следует отметить, что результаты проведенного качественного рассмотрения существенно отличаются от результатов работы [2] и демонстрируют сильное влияние взаимодействия после столкновения на форму автоионизационного спектра. При этом для адекватного описания интерференции амплитуд прямой и резонансной ионизации атомов заряженными частицами необходимо учитывать одновременно взаимодействие после столкновения в выражениях для амплитуд как прямых, так и резонансных ионизационных переходов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Bordenave-Montesquieu A. et al.//J. Phys. B. 1975. 8. P. 874.
 [2] Mileev V. N., Senashenko V. S., Tsybal E. Yu.//J. Phys. B. 1981. 14. P. 2625. [3] Kunikeyev Sh. D., Senashenko V. S. Abstr. of late pap., XV ICPEAC. Brighton, 1987. P. 17. [4] Годунов А. Л., Куникеев Ш. Д., Сенашенко В. С.//Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1983. 24, № 4. С. 76.