

В. В. БАЛАШОВ, С. С. ЛИПОВЕЦКИЙ, В. С. СЕНАШЕНКО

О ВОЗМОЖНОСТИ ИЗУЧЕНИЯ АВТОИОНИЗАЦИОННЫХ СОСТОЯНИЙ АТОМОВ МЕТОДОМ СОВПАДЕНИЙ

В работе [1] был поставлен вопрос о возможности использования метода совпадений для изучения автоионизационных состояний атомных систем, возбуждаемых быстрыми частицами. Там же — на примере автоионизационного $(2s2p)^1P^{(-)}$ состояния атома гелия — были проведены предварительные количественные расчеты резонансов в спектрах рассеянных (или Оже-спектрах) электронов при регистрации на совпадение рассеянных и эжектируемых электронов в условиях квазиупругой и антиквазиупругой кинематики процесса.

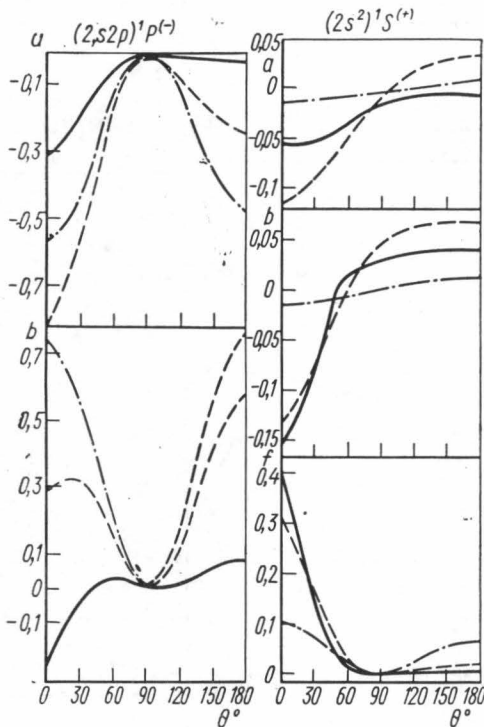


Рис. 1. Параметры $(2s2p)^1P^{(-)}$ и $(2s^2)^1S^{(+)}$ резонансов: сплошные кривые — $Q^2=5$ а. е.; пунктирные — $Q^2=0,5$ а. е.; штрихпунктирные $Q^2=10^{-2}$ а. е.

В настоящей работе рассмотрены основные закономерности в поведении интенсивности и профиля резонансных линий в зависимости от выбора кинематической схемы совпадательной методики для изучения оптически разрешенных и оптически запрещенных автоионизационных состояний. Расчеты проведены для $(2s2p)^1P^{(-)}$ и $(2s^2)^1S^{(+)}$ состояний атома гелия в тех же приближениях, что и в работе [1]; используемые в расчетах параметры взяты из работ [2, 3].

В рассматриваемой задаче обобщенную дифференциальную силу осциллятора в окрестности резонанса удобно описать формулой [4]:

$$\frac{d^2f}{d\Omega \rightarrow dE} = f(\theta) + \frac{a(\theta)\varepsilon + b(\theta)}{\varepsilon^2 + 1}, \quad (1)$$

где \vec{K} — импульс эжектируемого электрона, E — энергия электрона, угол θ — направление вектора \vec{K} по отношению к направлению передаваемого импульса \vec{Q} , ε — относительное отклонение от положения резонанса [5]. Величина $f(\theta)$ соответствует «фону» прямой ионизации, параметр $a(\theta)$ характеризует асимметрию профиля резо-

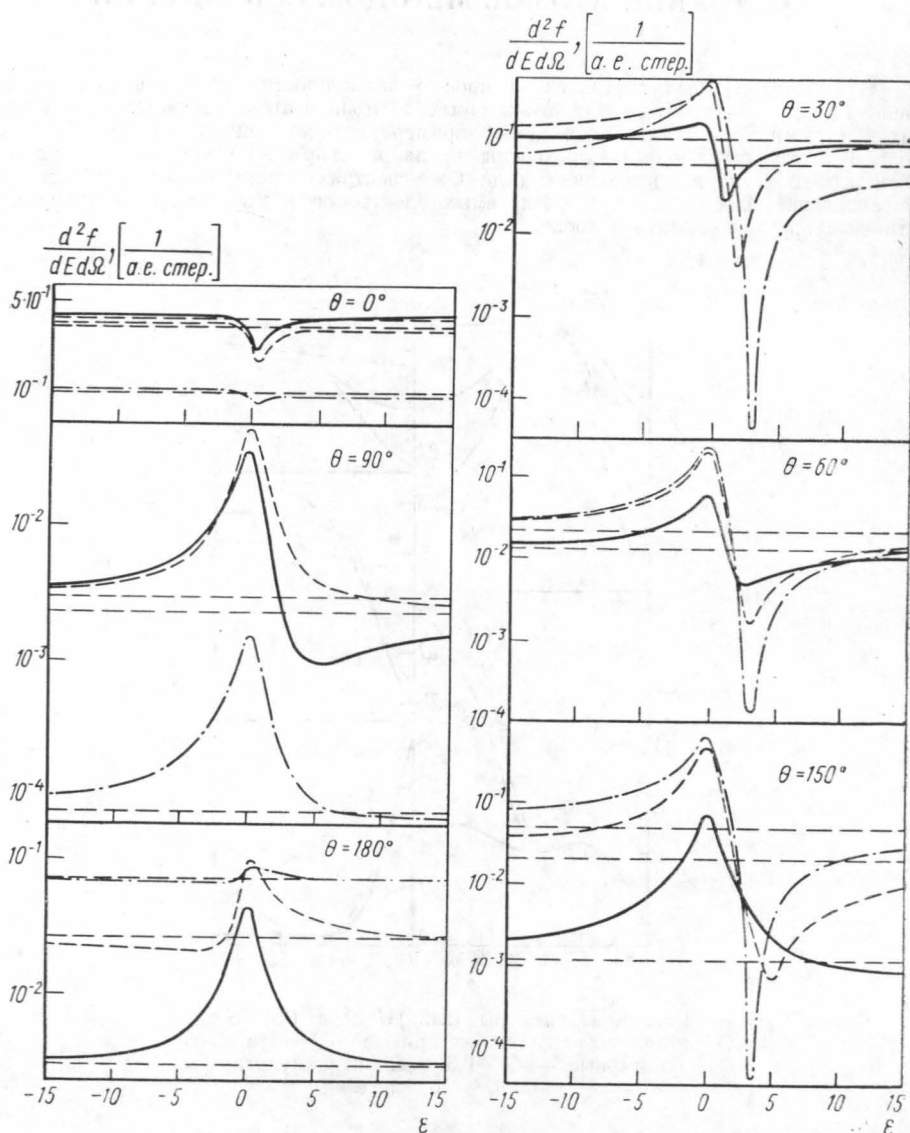


Рис. 2. Профили $(2s2p)^1P^-$ и $(2s^2)^1S^+$ резонансов при различных значениях угла θ . Обозначения — те же, что на рис. 1

нанса, параметр $b(\theta)$ пропорционален алгебраической площади резонансной линии относительно «фона» прямого процесса и соответствует «выходу» автоионизационного состояния [4].

На рис. 1 представлены результаты расчетов величин $a(\theta)$ и $b(\theta)$ для $(2s2p)^1P^-$ и $(2s^2)^1S^+$ состояний гелия при нескольких значениях Q^2 , а также величины $f(\theta)$ (последние практически совпадают для обоих рассматриваемых автоионизационных состояний). Вследствие интерференции между различными волнами непрерывного спектра параметры резонансов являются несимметричными относи-

тельно угла 90° функциями при больших значениях Q^2 . В случае S -резонанса величина «выхода» $b(\theta)$ автоионизационного состояния оказывается анизотропной, тогда как само это состояние распадается изотропно; для P -резонанса распределение «выхода» отлично от поведения первой сферической гармоники. В отличие от P -резонанса, знак асимметрии профиля S -резонанса $a(\theta)$ различен в передней и задней полусферах по направлению \vec{Q} . Для больших значений Q^2 «фон» $f(\theta)$ существенно выше в направлении переданного импульса. Рис. 2 иллюстрирует изменения профиля резонансных $(2s2p)^1P^{(-)}$ и $(2s^2)^1S^{(+)}$ линий при различных углах θ и значениях Q^2 . Из рисунка видно, что P -резонансы выгодно изучать при $\theta > 90^\circ$, так как при переходе от квазиупругой к антиквазиупругой кинематике фон прямых переходов быстро падает с увеличением Q^2 . В пределе $Q^2 \rightarrow 0$ полученный для оптически разрешенного $(2s2p)^1P^{(-)}$ состояния профиль резонанса соответствует профилю резонанса в спектре фотоэлектронов. Вид S -резонансов существенно различен: провалы при малых углах переходят в пики (разной асимметрии или симметричные) при больших углах. Наиболее интенсивно проявляются S -резонансы над фоном при $\theta \sim 90^\circ$, поскольку при этом пропадает большой вклад в фон p -волны. Укажем, что последнее обстоятельство может позволить выделять в экспериментах на совпадение чистый $(2p^2)^1D^{(+)}$ резонанс при $\theta \sim 90^\circ$, когда рядом лежащий сильный $(2s2p)^1P^{(-)}$ резонанс, энергия возбуждения которого лишь на $0,11 \text{ эВ}$ больше, полностью отсутствует. С другой стороны, можно выбрать кинематические условия, при которых P -резонанс не будет искажаться D -резонансом (углы $\theta \sim 55^\circ$ и $\sim 125^\circ$, когда интерферирующая с резонансом d -волна обращается в ноль).

ЛИТЕРАТУРА

1. Балашов В. В., Липовецкий С. С., Сенашенко В. С. **39А**, 103, 1972.
2. Балашов В. В., Липовецкий С. С. и др. «Оптика и спектроскопия», **32**, 10, 1972.
3. Lipovetzki C. C., Senaschenko S. S. Phys. Lett., **34**, 1046, 1972.
4. Балашов В. В., Липовецкий С. С., Сенашенко В. С. ЖЭТФ, **63**, 1622, 1973.
5. Fano U. Phys. Rev., **124**, 1866, 1962.

Поступила в редакцию
14.6 1972 г.

НИИЯФ

УДК 538.113

Р. М. УМАРХОДЖАЕВ, А. Л. КОТКИН

К ТЕОРИИ СПИНОВЫХ СТАБИЛИЗАТОРОВ

В современных спектрометрах высокого разрешения широкое распространение получили пассивные спиновые стабилизаторы, работающие с использованием сигнала дисперсии (ССД) [1, 2]. В [3] описан спиновый стабилизатор, у которого перед синхронным детектором (СД) включен амплитудный ограничитель. (Обозначим такой стабилизатор ССД.) Характеристики ССД, полученные в [3], отличаются от характеристик ССД [4] (даже при работе в центре линии ЯМР). В связи с этим встает вопрос о теоретическом исследовании характеристик ССД и об их сравнении с характеристиками других видов стабилизаторов [5].

Информация о выполнении резонансных условий, содержащаяся в сигнале магнитного резонанса, преобразуется с помощью детектора в низкочастотное управляющее напряжение e . Так как получаемое напряжение существенным образом зависит не только от свойств спин-систем, но и от способа детектирования (например, синхронное при работе по сигналу дисперсии [2], фазовое при работе по фазовой характеристике сигнала $\varphi = \arctg \frac{U}{V} \equiv \arctg(\Delta\omega)T_2$ [5]), то статические и динамические характеристики СС определяются объединенной системой спиновый ансамбль-детектор [4, 5].

Рассмотрим, как изменяются характеристики СС, работающего с использованием сигнала дисперсии (ССД) при введении нелинейного элемента (амплитудного