

МОДЕЛЬНО-НЕЗАВИСИМЫЕ ПАРАМЕТРЫ P -ВОЛНОВЫХ РЕЗОНАНСОВ В $p\alpha$ -РАССЕЯНИИ

А.Н.Сафронов

На основе данных фазового анализа $p\alpha$ -рассеяния рассчитаны вершинные константы $P_{3/2}$ - и $P_{1/2}$ -резонансов, определяющие вычеты перенормированных кулоновско-ядерных парциальных амплитуд рассеяния в полюсах на втором листе, отвечающих этим резонансам.

Известно, что энергии и ширины $P_{3/2}$ - и $P_{1/2}$ -резонансов в $N\alpha$ -рассеянии, определяемые с помощью различных резонансных формул и, в частности, в R -матричном анализе, содержат большие неопределенности и существенно зависят от используемой модели ^{1, 2}. В этой связи большое значение имеет модельно-независимое, т. е. основанное на аналитических свойствах S -матрицы, определение резонансных параметров: положения полюса парциальной S -матрицы на втором листе римановой поверхности в комплексной k -плоскости (k – относительный импульс частиц) и значения вычета в этом полюсе ³. Последняя величина аналогична по своему смыслу вершинной константе для связанного состояния ^{4, 5}. При наличии кулоновского взаимодействия между частицами следует, однако, иметь ввиду, что аналитическая структура S -матрицы радикально меняется ^{6, 7}. Мы определим вершинную константу резонанса на основе того же подхода, который использовался нами ранее для определения вершинной константы, характеризующей виртуальный развал связанного состояния на два фрагмента в случае, когда между фрагментами имеется кулоновское взаимодействие ⁸. При этом параметры связанного и резонансного состояний определяются с единой точки зрения.

Итак, рассмотрим случай одноканального рассеяния двух одноименно заряженных бесспиновых частиц. Амплитуду рассеяния можно представить в виде

$$A(k, \theta) = A_c(k, \theta) + \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1)k^{2l} [h_l^{(c)}(k)]^{-2} T_l k^2 P_l(\cos \theta), \quad (1)$$

где $A_l(k, \theta)$ – резерфордская амплитуда, θ – угол рассеяния, $P_l(x)$ – полиномы Лежандра, $h_l^{(c)}(k) = l! \exp[(\lambda\pi/2k) \operatorname{sign} \operatorname{Re} k] / \Gamma(l+1+i\lambda/k)$ – кулоновская функция Юста; $\lambda = \mu\alpha Z_1 Z_2$, μ – приведенная масса частиц, Z_1, Z_2 – их заряды, α – постоянная тонкой структуры. Перенормированная кулоновско-ядерная амплитуда $T_l(s)$ является аналогом приведенной парциальной амплитуды рассеяния на короткодействующем потенциале $A_l^{(n)}(s)$, поскольку на первом (физическом) листе она обладает той же аналитической структурой, что и $A_l^{(n)}(s)$ ^{6, 7}. Вместе с тем имеется различие в аналитических свойствах $T_l(s)$ и $A_l^{(n)}(s)$ на других листах римановой поверхности и в окрестности точки $s=0$. В k -плоскости амплитуда $T_l(s)$ на втором листе имеет разрез вдоль отрицательной мнимой полуоси, бесконечную последовательность нулей в точках $k = -i\lambda/(n+l)$ ($n=1, 2, \dots$) и полюсов в близлежащих точках. Если в данной парциальной волне существует связанное состояние (резонанс), амплитуда $T_l(s)$ имеет полюс на первом (втором) листе при $k=k_0$ и, таким образом, можно определить безразмерную константу R_l , связанную с вычетом в этом полюсе

$$R_l = i^{l+1} \lim_{k \rightarrow k_0} [(k - k_0) s^l T_l(s)]. \quad (2)$$

Для связанного состояния константа R_l действительна и положительна, связана с нормировочным коэффициентом в асимптотике волновой функции a_l соотношением ⁸ $a_l^2 = 2k(l!)^{-2} \Gamma^2(l+1+\lambda/k) R_l$, где $\kappa = -ik_0 \equiv \sqrt{2\mu\epsilon}$, ϵ – энергия связи и при выключенном кулоновском взаимодействии выражается через вершинную константу G_l , определенную в обзор ⁴ $G_l^2 = 2\pi\kappa\mu^{-2} R_l$. В случае резонанса константа R_l комплексна и наряду с величиной k_0 модельно-независимым образом характеризует резонансное состояние. $T_l(s)$ удовлетворяет N/D -представлению, где как обычно, функция $N_l(s)$ имеет только левый (динамический) разрез C_L , а $D_l(s)$ только правый (унитарный) разрез C_R . Если пренебречь вкладом неупругих каналов, уравнение, связывающее функции $D_l(s)$ и $N_l(s)$ имеет вид

$$D_l(s) = 1 - \frac{s-s_0}{\pi} \int_{C_R} \frac{\rho_l(s') C_l^2(s') N_l(s')}{(s'-s)(s'-s_0)} ds', \quad (3)$$

где $\rho_l(s) = s^{l+1/2}$, $C_l^2(s) = |h_l^{(c)}(\sqrt{s})|^{-2}$ – фактор проницаемости. Мы определили параметры F -волновых резонансов для состояний с полным угловым моментом $J = 1/2, 3/2$ в $p\alpha$ -рассеянии $E(p_f^{\alpha}) = (K_0 J)^2 / 2\mu$ и $R_f^{(p\alpha)}$, используя данные фазовых анализов ^{9, 10}. Функция $N(s)$ параметризовалась в форме $N(s) = g^2(s) \xi(s)$, где $g(s) = \lambda(s + \beta^2)^{-2}$, а $\xi(s) = \exp[-(\lambda/\sqrt{s}) \operatorname{arctg}(\sqrt{s}/\beta)]$ – фактор, обусловленный кулоновской перенормировкой динамического разреза для сепарабельного взаимодействия с форм-фактором $g(k^2)$ (см. например ¹¹). Уравнение (3) при этом определяет кулоновско-ядерную фазу рассеяния и аналитическое продолжение амплитуды $T_l(s)$ на второй лист римановой поверхности. Параметры λ и β были выбраны с помощью метода χ^2 по экспериментальным фазам $p\alpha$ -рассеяния ^{9, 10}. Как видно из рис. 1 и рис. 2 указанная параметризация (сплошные кривые) хорошо воспроизводит энергетическую зависимость $P_{3/2}$ и $P_{1/2}$ -фаз в рассматриваемой области энергий. Найденные нами значения вершинных констант P -волновых резонансов в $p\alpha$ -рассеянии $R_f^{(p\alpha)} \equiv |R_f^{(p\alpha)}| \exp(\varphi_f^{(p\alpha)})$ составляют: $|R_{3/2}^{(p\alpha)}| = 0,30$; $\varphi_{3/2}^{(p\alpha)} = -135,5^\circ$ и $|R_{1/2}^{(p\alpha)}| = 0,31$; $\varphi_{1/2}^{(p\alpha)} = -177,9^\circ$. При этом $E_{3/2}^{(p\alpha)} = 1,65 - i 0,64$ МэВ и $E_{1/2}^{(p\alpha)} = 2,70 - i 3,22$ МэВ, что в пределах нескольких процентов согласуется с результатом анализа, выполненного в работе ¹, в которой положения резонансных полюсов $E_f^{(p\alpha)}$ на втором листе были определены методом полиномиального разложения функции эффективного радиуса. Метод позволяет рассчитать фазы и параметры резонансов в $p\alpha$ -рассеянии

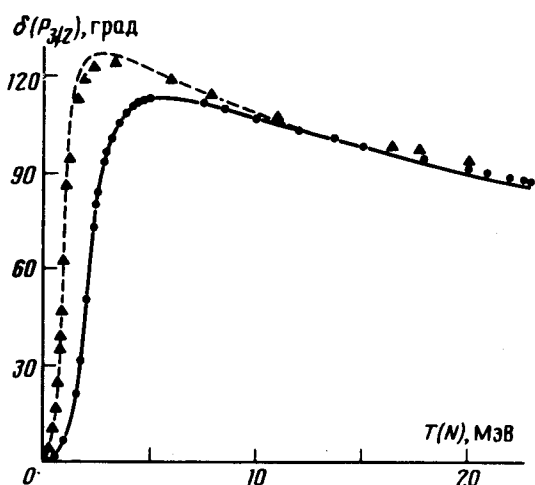


Рис. 1

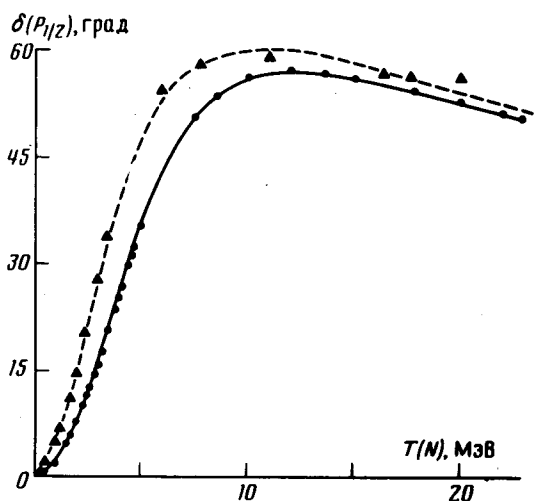


Рис. 2

Рис. 1. Энергетическая зависимость $P_{3/2}$ -фазы в $N\alpha$ -рассеянии. Сплошная кривая – расчет $P_{3/2}$ -фазы в $p\alpha$ -рассеянии на основе параметризации, указанной в тексте (● – данные фазовых анализов $p\alpha$ -рассеяния^{9, 10}). Штриховая кривая – расчет при выключенном кулоновском взаимодействии (▲ – данные фазовых анализов $n\alpha$ -рассеяния^{10, 12})

Рис. 2. То же, что и на рис. 1 для $P_{1/2}$ -фазы

на основе данных $p\alpha$ -рассеяния. Результаты расчета фаз (штриховые кривые на рис. 1 и рис.2) и резонансных параметров при выключенном кулоновском взаимодействии хорошо согласуются с экспериментальными фазами^{10, 12} и параметрами P -волновых резонансов^{1, 2, 13} в $n\alpha$ -рассеянии.

Автор выражает благодарность Л.Д.Блохинцеву за полезное обсуждение.

Литература

1. Ahmed M.U., Shanley P.E. Phys. Rev. Lett., 1976, 36, 25.
2. Lehman D.R., Gibson B.F. Phys. Rev., 1977, C16, 1275.
3. Ball J.S., et al. Phys. Rev. Lett., 1972, 28, 1143; Ball J.S., et al. Phys. Rev., 1975, D11, 1171.
4. Блохинцев Л.Д., Борбей И., Долинский Э.И. ЭЧАЯ, 1977, 8, 1189.
5. Шапиро И.С. Теория прямых ядерных реакций, М.: Госатомиздат, 1963; Шапиро И.С. УФН, 1967, 92, 549.
6. Ментковский Ю.Л. Частица в ядерно-кулоновом поле, М.: Энергоатомиздат, 1982.
7. Hamilton J., et al. Nucl. Phys., 1973, B60, 443.
8. Сафронов А.Н. Изв. АН Каз. ССР, 1982, №2, 31.
9. Arndt R.A., et al. Phys. Rev., 1971, C3, 2100.
10. Arndt et al. Nucl. Phys., 1973, A 209, 429.
11. Adhikari S.K. Phys. Rev., 1976, C14, 782.
12. Arndt R.A., et al. Nucl. Phys., 1973, A209, 447.
13. Сафронов А.Н. Тезисы докладов XXXI Совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра, Ленинград, „Наука“, 1981, с.460.