ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

95-15

Р4-95-15

Ю.Л.Ратис, Ф.А.Гареев*

АСИМПТОТИЧЕСКИЕ ОЦЕНКИ ШИРИН РАСПАДА КВАЗИСТАЦИОНАРНЫХ СОСТОЯНИЙ

Направлено в журнал «Ядерная физика»

*E-mail address: GAREEV@THSUN1.JINR.DUBNA.SU

1995

1 ВВЕДЕНИЕ

Исторически первой задачей о нахождении энергии и времени жизни квазистационарного состояния в квантовой механике была теория α-распада. В 1928 году Г.Гамов [1],Кондон и Герни [2] теоретически объяснили закон Гейгера-Неттола [3] на основе представлений о туннельном эффекте. При этом с первой же работы распад любого квазистационарного состояния в квантовой теории трактовался как двухступенчатый процесс. На первой стадии распада во внутренней области квантовой системы происходит формирование кластера, а на второй стадии этот кластер туннелирует через потенциальный барьер как единое целое. В соответствии с этим представлением о двухступенчатости распада квазистационарных состояний в квантовой механике возникло несколько широко распространенных подходов к описанию подобных процессов. Почти все они так или иначе связаны с факторизацией выражения для ширины квазистационарного уровня.

Например, в наивной кластерной модели α-распада [4] ширина квазистационарного уровня в квазиклассическом приближении определяется формулой

$$\Gamma = \frac{P\hbar^2 K}{2mR} exp[-2\int_R^{C/Q} dr k(r)], \tag{1}$$

где P — вероятность формирования α-частицы, $\hbar$ — постоянная Планка, m — приведенная масса α-частицы, R — радиус канала, $C = 2(Z-2)e^2$ — произведение зарядов α-частицы и дочернего ядра, Q — энергия α-частицы в системе центра масс родительского ядра, K и k(r) — волновые векторы α-частицы внутри ямы и под барьером соответственно:

$$K = [\frac{2m}{\hbar^2}(Q + V_N - \frac{C}{R})]^{1/2}, \tag{2}$$

$$k(r) = [\frac{2m}{\hbar^2}(\frac{C}{r} - Q)]^{1/2}, \tag{3}$$

причем V_N — глубина эффективной прямоугольной ямы.

В рамках стандартного R-матричного формализма [5] ширина квазистационарного состояния вычисляется согласно формуле

$$\Gamma = 2\gamma_{CL}^2 P_{CL}, \tag{4}$$

где γ_{CL}^2 — приведенная ширина уровня:

$$\gamma_{CL} = (\frac{\hbar^2}{2mR})^{1/2} \int \varphi_C^* X_{LJM} dS, \tag{5}$$

φ_C — поверхностная волновая функция канала, X_{LJM} — решение задачи на собственные значения во внутренней области распадающейся системы, а фактор проницаемости барьера

$$P_{CL} = \frac{k(R)R}{F_L^2(\eta, kR) + G_L^2(\eta, kR)}, \tag{6}$$

где F_L и G_L — регулярная и нерегулярная кулоновские функции соответственно.

Весьма плодотворный подход к проблеме α-распада был предложен в работах группы С.Г. Кадменского (см. монографию [6] и ссылки в ней). Он основан на использовании так называемого интегрального формализма, который в случае наивной кластерной модели приводит к следующему выражению для ширины уровня:

$$\Gamma = 2\pi | \int_0^R F_L(\eta, kr) V_{00}(r) \varphi_L(r) dr |^2. \tag{7}$$

Обозначения в формуле (7) будут пояснены ниже.

Во всех перечисленных выше подходах естественным малым параметром теории служил фактор проницаемости барьера

$$P_{CL} \ll 1. \tag{8}$$

Однако в случае α-распада высоковозбужденных состояний ядер, а также в физике адронных резонансов постоянно приходится сталкиваться с нарушением условия (8).

Целью настоящей работы является обобщение формализма С.Г.Кадменского на случай распада короткоживущих квазистационарных состояний в квантовой механике, а также получение асимптотических оценок ширин подобных состояний и приложение развиваемого подхода к проблеме оценки ширин адронных и дибарионных резонансов.

2 ОСНОВНОЙ ФОРМАЛИЗМ

Для определенности рассмотрим в одночастичном приближении задачу об α-распаде короткоживущих состояний атомных ядер.

Обозначим через U_L радиальную волновую функцию α-частицы. Уравнения Шредингера для U_L и F_L имеют вид

$$\frac{d^2U_L}{dr^2} + \frac{2m}{\hbar^2}(Q - V_c(r) - \frac{\hbar^2}{2m}\frac{L(L+1)}{r^2} - V_{\alpha A}(r))U_L = 0, \tag{9}$$

$$\frac{d^2F_L}{dr^2}+\frac{2m}{\hbar^2}(Q-V_{cp}(r)-\frac{\hbar^2}{2m}\frac{L(L+1)}{r^2})F_L=0, \quad (10)$$

где L — орбитальный момент, V_c — кулоновский потенциал, рассчитанный с учетом конечности размеров ядра, V_{cp} — кулоновский потенциал точечного заряда, $V_{\alpha A}$ — потенциал взаимодействия α-частицы с ядром-остатком.

Воспользуемся стандартным методом Грина и проделаем следующие преобразования:

$$F_L\frac{d^2U_L}{dr^2}-U_L\frac{d^2F_L}{dr^2}+\frac{2m}{\hbar^2}[V_{cp}(r)-V_c(r)-V_{\alpha A}(r)]U_LF_L=0. \quad (11)$$

Обозначим

$$V_{00}(r)=V_{\alpha A}(r)+V_c(r)-V_{cp}(r). \quad (12)$$

Тогда

$$F_L\frac{d^2U_L}{dr^2}-U_L\frac{d^2F_L}{dr^2}=\frac{2m}{\hbar^2}V_{00}(r)U_LF_L. \quad (13)$$

Интегрируя выражение (13) по частям, получаем

$$F_L(\eta,kR)U_L'(R)-U_L(R)F_L'(\eta,kR)=\frac{2m}{\hbar^2}\int_0^R V_{00}(r)U_L(r)F_L(\eta,kr)dr, \quad (14)$$

где $U_L'=\frac{dU_L}{dR}$, $F_L'=\frac{dF_L}{dR}$ и т. д.

Если R_0 — радиус обрезания ядерного потенциала, то при $R>R_0$ выполняются следующие соотношения:

$$U_L(R)=\frac{i}{2}([G_L-iF_L]-S_L[G_L+iF_L]), \quad (15)$$

$$\frac{i}{2}([G_L'-iF_L']-S_L[G_L'+iF_L'])F_L-\frac{i}{2}([G_L-iF_L]-S_L[G_L+iF_L]F_L'=$$
$$=\frac{2m}{\hbar^2}\int_0^R F_L(\eta,kR)V_{00}(r)U_L(r)dr, \quad (16)$$

где $G_L'=\frac{dG_L}{dR}$. Воспользуемся свойством вронскиана:

$$F_L'G_L-F_LG_L'=k, \quad (17)$$

где

$$k^2=\frac{2m}{\hbar^2}Q. \quad (18)$$

Тогда

$$-k+kS_L=-\frac{4mi}{\hbar^2}\int_0^R F_L(\eta,kr)V_{00}(r)U_L(r)dr. \quad (19)$$

Введем функцию

$$\varphi_L(r)=S_L^{-1}U_L(r). \quad (20)$$

Тогда, подставляя (20) в (19), получаем

$$1=S_L^{-1}-\frac{4mi}{\hbar^2}\int_0^R F_L(\eta,kr)V_{00}(r)\varphi_L(r)dr, \quad (21)$$

причем

$$\varphi_L(r)\propto\frac{i}{2}[S_L^{-1}(G_L(\eta,kr)-iF_L(\eta,kr))-(G_L(\eta,kr)+iF_L(\eta,kr))]. \quad (22)$$

В окрестности резонанса S_L^{-1} обращается в нуль, следовательно:

$$1=-\frac{4mi}{\hbar^2}\int_0^R F_L(\eta,kr)V_{00}(r)\bar{\varphi}_L(r)dr, \quad (23)$$

где при $R>R_0$ выполняется асимптотическое условие:

$$\bar{\varphi}_L(r)\propto-\frac{i}{2}(G_L(\eta,kr)+iF_L(\eta,kr)). \quad (24)$$

Рассмотрим пару комплексно-сопряженных уравнений в окрестности резонанса:

$$\frac{d^2U_L}{dr^2}+\frac{2m}{\hbar^2}(Q-V_c(r)-\frac{\hbar^2}{2m}\frac{L(L+1)}{r^2}-V_{\alpha A}(r))U_L=0, \quad (9а)$$

$$\frac{d^2U_L^*}{dr^2}+\frac{2m}{\hbar^2}(Q^*-V_c(r)-\frac{\hbar^2}{2m}\frac{L(L+1)}{r^2}-V_{\alpha A}(r))U_L^*=0, \quad (9б)$$

откуда

$$U_L^*\frac{d^2U_L}{dr^2}-U_L\frac{d^2U_L^*}{dr^2}+\frac{2m}{\hbar^2}(Q-Q^*)U_LU_L^*=0, \quad (25)$$

$$U_L^*(R)U_L'(R)-U_L(R)U_L^{*\prime}(R)=\frac{2m}{\hbar^2}i\Gamma\int_0^R U_L(r)U_L^*(r)dr, \quad (26)$$

или, раскрывая неопределенность с учетом (20), получаем

$$\bar{\varphi}_L^*(R)\bar{\varphi}_L'(R)-\bar{\varphi}_L(R)\bar{\varphi}_L^{*\prime}(R)=\frac{2m}{\hbar^2}i\Gamma\int_0^R\bar{\varphi}_L(r)\bar{\varphi}_L^*(r)dr. \quad (27)$$

Подставляя (24) в (27), легко видеть, что

$$\frac{1}{4}[G_L(R)G_L^{*\prime}(R)-G_L^*(R)G_L'(R)+F_L(R)F_L^{*\prime}(R)-F_L^*(R)F_L'(R)]+\frac{i}{4}[F_L^*(R)G_L'(R)-$$
$$-G_L^*(R)F_L'(R)+F_L(R)G_L^{*\prime}(R)-G_L(R)F_L^{*\prime}(R)]=-\frac{2m}{\hbar^2}i\Gamma\int_0^R\bar{\varphi}_L(r)\bar{\varphi}_L^*(r)dr. \quad (28)$$

Введем нормированную функцию:

$$\tilde{\varphi}_L(r)=A_L\bar{\varphi}_L(r), \quad (29)$$

$$\int_0^R|\tilde{\varphi}_L(r)|^2dr=1. \quad (30)$$

В силу условия нормировки мы немедленно получаем

$$|A_L|^2\frac{1}{4}([G_LF_L^{*\prime}-F_L^*G_L'+G_LF_L^{*\prime}-F_LG_L^{*\prime}]+$$
$$+i[G_LG_L^{*\prime}-G_L^*G_L'+F_LF_L^{*\prime}-F_L^*F_L'])=\frac{2m}{\hbar^2}\Gamma, \quad (31)$$

причем в асимптотике

$$\tilde{\varphi}_L \propto -A_L \frac{i}{2}(G_L(\eta, kr) + iF_L(\eta, kr)). \quad (32)$$

Во избежание путаницы в обозначениях производную по ρ мы будем обозначать точкой $\dot{F}_L = \frac{dF_L}{d\rho}$. Введем поправочную функцию $\kappa(k, k^*)$:

$$\kappa^{-2}(k, k^*) = \frac{1}{2k}([G_L^* \dot{F}_L k - F_L^* \dot{G}_L k + G_L \dot{F}_L^* k^* - F_L \dot{G}_L^* k] +$$

$$+ i[G_L \dot{G}_L^* k^* - G_L^* \dot{G}_L k + F_L \dot{F}_L^* k^* - F_L^* \dot{F}_L k]). \quad (33)$$

Очевидно, что в приближении малых ширин

$$\kappa(k, k^*) = 1. \quad (34)$$

Из формул (31) - (33) немедленно следует, что

$$\tilde{\varphi}_L(r) \propto -e^{i\Theta} \sqrt{\frac{\Gamma}{\hbar v} \kappa^2(k, k^*)} \frac{i}{2} 2(G_L + iF_L). \quad (35)$$

Используя свободу в выборе фазы, выберем Θ так, что

$$\tilde{\varphi}_L(r) \propto \sqrt{\frac{\Gamma}{\hbar v} \kappa^2(k, k^*)}(G_L + iF_L). \quad (36)$$

Тогда в силу соотношения (34) нормировка (36) при $\Gamma \to 0$ переходит в нормировку Кадменского. Окончательно в окрестности резонанса имеем

$$| A_L |^2 = \frac{16m^2}{k^2 \hbar^4} \mid \int_0^R F(\eta, kr) V_{00}(r) \tilde{\varphi}_L(r) dr \mid^2, \quad (37)$$

или по-другому:

$$\frac{\Gamma}{\hbar v} \kappa^2(k, k^*) 4 = \frac{16m^2}{k^2 \hbar^4} \mid \int_0^R F(\eta, kr) V_{00}(r) \tilde{\varphi}_L(r) dr \mid^2. \quad (38)$$

Введем кулоновскую функцию, нормированную на δ-функцию по энергии на вещественной оси:

$$\tilde{F}(\eta, kr) = \sqrt{\frac{2}{\pi \hbar v}} F(\eta, kr). \quad (39)$$

Подставляя (39) в (38), мы немедленно получаем точную формулу для расчета ширин:

$$\Gamma = \frac{2\pi}{\kappa^2(k, k^*)} \mid \int_0^R \tilde{F}(\eta, kr) V_{00}(r) \tilde{\varphi}_L(r) dr \mid^2. \quad (40)$$

В силу соотношения (34) в пределе малых ширин формула (40) переходит в известную формулу Кадменского.

3 АСИМПТОТИЧЕСКИЕ ОЦЕНКИ

Полученное в предыдущем параграфе соотношение (40) является аналитическим продолжением формулы Кадменского в комплексную плоскость. В случае, когда резонансная функция $\tilde{\varphi}$ есть точное решение уравнения (1), формула (41) представляет собою тождество. Если же воспользоваться тем, что даже для достаточно широких резонансов выполняется условие

$$\frac{\Gamma}{V_0} < 1, \quad (41)$$

где V_0 — глубина потенциала, то очевидно, что при решении уравнения (1) во внутренней области (ядра, если решается задача об α-распаде, или адрона, если ищется ширина адронного резонанса) шириной распадного состояния можно пренебречь. В этом случае формула (40) должна рассматриваться как уравнение для нахождения Γ.

Дальнейшее рассмотрение проведем в рамках интегрального формализма, который в случае наивной кластерной модели приводит к следующему выражению для ширины уровня:

$$\Gamma = 2\pi \mid \int_0^R \tilde{F}_L(\eta, kr) V_{00}(r) \tilde{\varphi}_L(r) dr \mid^2. \quad (42)$$

Подынтегральное выражение (42) имеет хорошую структуру с точки зрения возможности построения асимптотических оценок ширины квазистационарных состояний. В самом деле, потенциал $V_{\alpha A}(r)$ быстро убывает с ростом r, кулоновская функция $F_L(\eta, kr)$, напротив, экспоненциально растет при увеличении r, однако правее классической точки поворота она ограничена. Волновая функция $\tilde{\varphi}_L$ осциллирует во внутренней области ядра и имеет максимум вблизи его поверхности. Произведение этих трех функций имеет острый максимум в поверхностной области ядра, и, следовательно, интеграл (42) может быть оценен методом перевала.

Одночастичная оценка ширины имеет очевидную структуру

$$\Gamma_{s.p.} = \xi_L(Q, r_0) \frac{kr_0}{2Q} [F_L(\eta, kr) V_{00}(r_0)]^2, \quad (43)$$

где r_0 — радиус канала, выбираемый из условия максимума подынтегральной функции в формуле (42), а ξ_L — поправочный фактор порядка единицы:

$$\xi_L(Q, r_0) = \frac{8\pi \mid \tilde{\varphi}_L(r_0) \mid^2 \sigma^2}{r_0}. \quad (44)$$

В свою очередь, величина σ находится по формуле

$$\sigma^{-2} = \frac{\partial}{\partial r}\left[\frac{1}{V_{00}} \frac{\partial V_{00}}{\partial r} + \frac{1}{F_L} \frac{\partial F_L}{\partial r} + \frac{1}{\tilde{\varphi}_L} \frac{\partial \tilde{\varphi}_L}{\partial r}\right]_{r=r_0}. \quad (45)$$

В соответствии с общей идеологией развиваемого подхода соотношение (46) получено в предположении, что радиус канала определяется из условия

$$\frac{\partial}{\partial r}[\tilde{F}_L(\eta, kr) V_{00}(r) \tilde{\varphi}_L(r)]_{r=r_0} = 0. \quad (46)$$

причем

$$\tilde{\varphi}'_L(r_0) \approx 0. \qquad (47)$$

Аналитичность соотношений (43)-(45) позволяет использовать их для оценки ширин адронных резонансов, т.е. в тех случаях, когда потенциал взаимодействия фрагментов распадающейся системы во внутренней области плохо известен. Влияние кулоновского барьера в этом случае невелико,и оценка (43) упрощается:

$$\Gamma_{s.p.} = \tilde{\xi}_L(Q, r_0)\frac{(kr_0)^{2L+1}}{2Q}[V_{00}(r_o)]^2. \qquad (48)$$

Новый поправочный фактор возникает при замене кулоновской функции на ее асимптотическое значение.

Для оценок примем

$$\tilde{\varphi}_L(r_0) \approx r_0^{-1/2}, \qquad \sigma \approx 0.2 \text{ фм}, \qquad (49)$$

тогда $\tilde{\xi} \approx 1.3$. Точнее значение $\tilde{\xi}$ оценить нельзя, поскольку величину σ определяет вторая производная от $ln(\tilde{\varphi}_L(r))$, которая может быть найдена лишь численно.

Учет многочастичности задачи может быть произведен посредством введения спектроскопического фактора w:

$$\Gamma = w\Gamma_{s.p.}. \qquad (50)$$

В качестве иллюстрации работоспособности излагаемого подхода приведем численные примеры. Так, при рассмотрении α-распада изотопов свинца ширина отдельных состояний может изменяться на 18 порядков. Несмотря на это, из табл. 1 видно, что перевальные оценки ширин разумно согласуются с точными расчетами в рамках интегрального формализма Кадменского.

Таблица 1

ядро	$\Gamma^{инт}$ (МэВ)	$\Gamma^{пер}(R_0)$ (МэВ)	$\Gamma_{эксп}$ (МэВ)[7]
^{182}Pb	$1.06 \cdot 10^{-19}$	$0.56 \cdot 10^{-19}$	$0.12 \cdot 10^{-19}$
^{210}Pb	$0.98 \cdot 10^{-37}$	$1.34 \cdot 10^{-37}$	$0.12 \cdot 10^{-37}$

При расчетах мы полагали $R_0 = 1.25A^{1/3}$фм и использовали потенциал Саксона-Вудса с параметром диффузности a=0.55 фм. Глубина потенциала подбиралась в соответствии с энергией α-частицы Q по процедуре подгонки глубины ямы.

4 РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Весьма серьезным тестом на справедливость излагаемого подхода является проверка его применимости к анализу свойств дибарионов. История узких дибарионных резонансов драматична. Существующая литература по данному вопросу очень богата (см., например, обзоры [8, 9, 10, 11, 12] и ссылки в них), но противоречива. Несмотря на то, что имеются расхождения экспериментальных данных из разных

групп, мы решили использовать обширные результаты, полученные дубненской коллаборацией [13].

В работах [14, 15] были рассчитаны массы и ширины для большой группы адронных и дибарионных резонансов. Вычисление масс производилось на основе физической концепции резонанса, предложенной в работах [14, 15, 22, 23]. В рамках R-матричного формализма мы использовали граничные условия излучения на поверхности резонанса, распадающегося на два адрона.

При этом было получено новое условие квантования асимптотического импульса: $Pr_0 = n + \gamma$, где γ=0 или 1/2. Случай $Pr_0 = n + 1/2$ интерпретируется как радиальное квантование, а случай $Pr_0 = L$ может рассматриваться как хорошо известное условие орбитального квантования по Бору-Зоммерфельду. В результате такого асимптотического квантования получается массовая формула бальмеровского типа:

$$m_n(R) = \sqrt{m_1^2 + P^2} + \sqrt{m_2^2 + P^2} = \sqrt{m_1^2 + (\frac{n+\gamma}{r_0})^2} + \sqrt{m_2^2 + (\frac{n+\gamma}{r_0})^2} + \Delta m_n, \quad (51)$$

где γ=0 или 1/2, R означает, что мы имеем дело с резонансом, а индексы 1 и 2 соответствуют первой и второй частицам, наблюдаемым в выходном канале двухчастичного распада адронного резонанса $R \to 1 + 2$.

Формула (51) хорошо описывает гросс-структуру спектра адронных резонансов, поскольку соотношение $\Delta m_n < \Gamma$ имеет место для всех исследованных случаев сильных распадов $R \to 1 + 2$. Главный член в формуле (51) воспроизводит только положение "центра тяжести" мультиплета и именно в этом смысле описывает гросс-структуру спектра адронных и дибарионных резонансов. Тонкая структура этих спектров определяется остаточным взаимодействием и соответствующими квантовыми числами, которые отсутствуют в рамках подхода [22, 23]. Таким образом, условие $\Delta m_n < \Gamma$ может рассматриваться как эмпирический факт.

Следуя изложенной концепции, мы провели систематические исследования гросс-структуры спектра масс всех известных адронных резонансов, начиная от легких мезонов и кончая боттомониями [14, 15, 22, 23]. Точность формулы (51) оказалась неожиданно высокой и совершенно нетипичной для физики сильных взаимодействий. На основе изложенного подхода были рассчитаны массы дибарионных резонансов и предсказано несколько новых адронных резонансов.

Вычисления ширин производились по формуле (51) в предположении, что $\xi = 1$, $r_0 = 0.86$ фм для всех адронных и дибарионных резонансов.

Расчеты ширин дибарионных резонансов проводились с потенциалом Хюльтена

$$V_{00}(r) = V_0\frac{exp(-\mu r)}{1 - exp(-\mu r)}, \qquad (52)$$

причем для протон-нейтронных резонансов глубина потенциала принималась равной 35 МэВ, а для протон-протонных резонансов — 49 МэВ. Параметр μ = 1.1 фм$^{-1}$. При этом, как видно из таблиц 2 и 3, имеет место хорошее согласие теории с экспериментом [13].

Табл.2. Инвариантные массы и ширины (МэВ) дипротонных резонансов. Приведены наблюдаемые экспериментальные ширины без коррекции на разрешающую способность аппаратуры

	$n+\gamma$	1/2	1	1+1/2	2	2+1/2	3	3+1/2
M	теория	1890	1932	1998	2088	2198	2326	2468
	эксп.[13]	1886	1937	1999	2087	2172		
Г	теория	4	9	12	17	22		
	эксп.[13]	4 ∓ 1	7 ∓ 2	9 ∓ 4	12 ∓ 7	7 ∓ 3		

Табл.3. Инвариантные массы и ширины нейтрон-протонных резонансов (в МэВ)

	$n+\gamma$	1/2	1	1+1/2	2	2+1/2	3	3+1/2
M	теория	1892	1933	2000	2089	2200	2327	2469
	эксп.[13]			1998	2084			
Г	теория	2	4	6	8	10		
	эксп.[13]			14 ∓ 4	11 ∓ 5			

Для численной оценки ширин нестранных барионных резонансов рассмотрим задачу резонансного P-волнового πN-рассеяния в рамках диаграммной техники, изложенной в [16].

Для этого в первом борновском приближении рассчитаем дальнодействующую часть эффективного потенциала πN-взаимодействия [14]

$$U^{\pi N}_{eff}(r) = f^2_{\pi NN}\frac{m+m_\pi}{mm_\pi}[\frac{m}{m_\pi}]^2\frac{P^2_\pi}{\sqrt{s}}\frac{exp(-\alpha r)}{r}, \qquad (53)$$

где $m(m_\pi)$ — масса нуклона (пиона), $f_{\pi NN}=1$ — сильная константа связи, $\alpha=\sqrt{2mE_\pi}$; $E_\pi=\sqrt{P^2_\pi+m^2_\pi}$; $P_\pi=\lambda^{1/2}(s,m^2,m^2_\pi)/(2\sqrt{s})$, а треугольная функция λ определяется стандартным соотношением $\lambda(x,y,z)=x^2+y^2+z^2-2xy-2yz-2zx$.

Для анализа проблемы ширин адронных резонансов снова воспользуемся принципом соответствия.

Рассчитаем волновую функцию $\psi(r)$ пиона, образующегося при распаде Δ-изобары посредством численного интегрирования уравнения Клейна-Гордона, линеаризованного по потенциалу $U^{\pi N}_{eff}$. Из рис.1 видно, что потенциал $U^{\pi N}_{eff}(r)$ затягивает волновую функцию (ВФ) пиона во внутреннюю область нуклона, причем положение максимума ВФ практически совпадает с первым боровским радиусом $r_0=0.86$ фм для L=1.

Отсюда следует, что резонансы формируются на относительно больших расстояниях между разлетающимися продуктами распада. Это позволяет провести аналогию между физикой адронных резонансов и α-распадом (т.е. между физикой кварковых и нуклонных кластеров), при котором α-частица формируется в поверхностной области ядра [6, 17, 18]. Указанная аналогия была использована для расчета ширин Δ- и N^*-резонансов (с потенциалом (53)) и дибарионов (с потенциалом Хюльтена (52)) в описанном выше приближении.

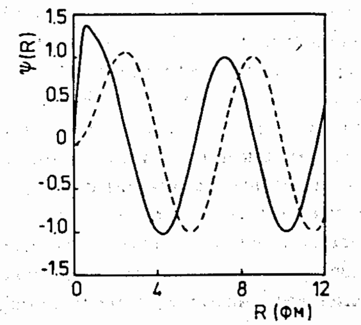

Рис. 1. Волновая функция пиона в системе центра инерции распадающейся $\Delta(1232)$-изобары (сплошная кривая), рассчитанная на основе линеаризованного по потенциалу (53) уравнения Клейна-Гордона. Штриховая кривая соответствует волновой функции свободного пиона с орбитальным моментом L=1.

Как уже отмечалось выше, в многочисленных работах, выполненных в рамках подхода С.Г. Кадменского (см. монографию [6]), было установлено, что интеграл (7) набирается в поверхностной области ядра и в принципе может быть оценен методом перевала. При этом ни наличие связи каналов (см.[17]), ни учет сверхтекучих корреляций и перенормировки взаимодействия при переходе от свободных нуклонов к связанным внутриядерным (см. [18]) не меняют указанного фундаментального вывода о том, что ширина α-распада формируется в кластерной (поверхностной) области ядра.

В работе [14] обоснованная выше аналогия между физикой α-распада и физикой адронных резонансов была использована для вычисления ширин P-волновых барионных резонансов в приближении метода перевала:

$$\Gamma \approx \frac{[V(r_0)]^2}{2Q}(P_\pi r_0)^3. \qquad (54)$$

Таблицы 2-4 демонстрируют хорошее согласие теоретических и экспериментальных значений ширин. Во всех расчетах масс и ширин барионных и дибарионных резонансов использовалось одно и то же значение параметра $r_0=0.86$ фм.

Табл. 4. Массы и ширины πN-резонансов (в МэВ)

	резонанс	$\Delta(1232)$	$N^*(1440)$
	$n+\gamma$	1	1+1/2
M	теория	1234	1370
	эксп.[19]	1230-1234	1430-1470
Г	теория	100	260
	эксп.[19]	115-125	250-450

Тот факт, что положение внешнего максимума волновой функции пиона $\psi(r)$, образующегося при распаде Δ-изобары (или $N^*(1440)$ -резонанса), практически совпадает с r_0 =0.86 фм, говорит о том, что в физике адронных резонансов мы имеем дело с квантово-механическим аналогом открытых резонаторов [20]. В известной монографии [21] были проанализированы некоторые общие свойства квантовых аналогов открытых резонаторов. Однако использовавшееся в [21] нерелятивистское приближение непригодно в физике промежуточных энергий. Поэтому представляется весьма актуальной задача построения квазиклассического релятивистского приближения для описания открытых квантовых резонаторов.

Необходимо особо отметить, что в рамках одного и того же подхода без подгоночных параметров удалось описать как широкие адронные резонансы (Δ-изобару и Ропер), так и узкие дибарионные резонансы, имеющие ширину на 1 - 2 порядка меньшую. Происхождение этой малости ширины дибарионных резонансов хорошо иллюстрирует рис. 2, на котором представлены в одном масштабе πN-потенциал (53) и потенциал Хюльтена для нейтрон-протонного взаимодействия. Малая глубина последнего в окрестности радиуса канала связана с тем, что при низких энергиях NN-взаимодействие определяется обменом пионом вдали от массовой поверхности. А малость потенциала взаимодействия, согласно (43), приводит к узости соответствующего резонанса.

В случае πN-взаимодействия пион лежит на массовой поверхности, и соответствующий потенциал имеет большую глубину. Следовательно, все известные барионы, распадающиеся в результате сильных процессов, имеют характерные ширины порядка 100 МэВ.

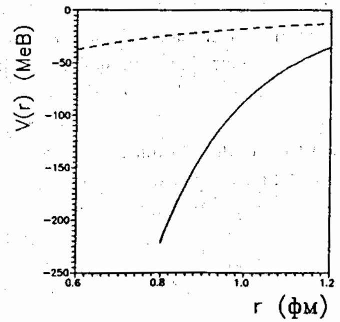

Рис. 2. Потенциал Хюльтена (52) для нейтрон-протонного взаимодействия — штриховая кривая; эффективный потенциал πN-взаимодействия (53) — сплошная кривая

5 ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Ширины адронных резонансов допускают достаточно точное квазиклассическое воспроизведение в рамках принципа соответствия на основе глубокой физической аналогии с теорией α-распада. Опыт, накопленный в процессе решения многочисленных задач в физике α-распада, однозначно свидетельствует о нечувствительности результатов расчета к выбору потенциалов αA-взаимодействия во внутренней области ядра. Теоретическая ширина α-распада также практически не зависит

от поведения эффективной волновой функции α-частицы во внутренней области ядра. Физика α-распада — это кластерная физика. Все наблюдаемые величины определяются потенциалом αA-взаимодействия на поверхности ядра. Перенесение этого подхода на физику адронных резонансов особенно важно, поскольку потенциальное описание подобных резонансов возможно только в поверхностной области распадающихся адронов. Поэтому систематическое исследование ширин адронных и дибарионных резонансов способно дать полезную информацию о потенциалах взаимодействия в окрестности радиуса канала, ответственного за формирование резонанса. По нашему мнению, малость ширин дибарионных резонансов, по сравнению с ширинами адронных резонансов, обусловлена малостью NN-взаимодействия по отношению к πN-взаимодействию в области формирования резонанса.

Литература

[1] Gamov G.A.//Zeitschrift fur Physik. 1928. V.51.P.204; V.52.P.510.

[2] Condon E.U., Guerney R.W.// Phys. Rev. 1929. V.33, P.127.

[3] Geiger H., Nuttall J.M.// Phil. Mag. 1911. V.22. P.613

[4] Buck B., Merchant A.C., Perez S.M. //Phys. Rev. Lett. 1990. V65. P.2975.

[5] Lane A.M., Thomas R.G. //Review of Modern Physics. 1958. V.30.No.2.P.257.

[6] Кадменский С.Г., Фурман В.И. Альфа-распад и родственные ядерные реакции.М.: Энергоатомиздат, 1985.

[7] Browne E., Firestone R.B. Table of Radioactive Isotopes, New York: Wiley, 1986.

[8] Yokosawa A.//Jour. of Phys. Soc. of Japan, Suppl. 1985. V.55. P.251.

[9] Locher M.F., Sainio M.E., Svarc A.//Adv. Nucl. Phys. 1986. V.17. P.42.

[10] Батурин В.Н. и др. Препринт ЛИЯФ 1750, Ленинград, 1991.

[11] Tatischeff B. et al. Proc. of the 10 Int. Seminar on High Energy Phys. Problems, September, 1990; Singapoure, World Scien. 1991, P.177; Tatischeff B. Proc. of the 12 Int. Seminar on High Energy Phys. Problems, September, 1994.

[12] Троян Ю.А. ЭЧАЯ, 1994. т.22, вып.3. с.603.

[13] Троян Ю.А., Печенов В.Н. //ЯФ. 1993. т.56, с.603. Troyan Yu.A. et al. Proc. of the 10 Int. Seminar on High Energy Phys. Problems, September, 1990; Singapoure, World Scien. 1991, P.149.

[14] Gareev F.A. et al. Preprint JINR, E2-92-474. Dubna, 1992; Proc. of the Int. Conf. on Nucl. Structure and Nucl. Reactions at Low and Intermediate Energies, September 15-19, 1992, Dubna, Russia, P.272; Proc. of the Workshop on Gross Properties of Nuclei and Nucl. Excitations XXI, Hirschegg, Austria 1993, P.197.

[15] Gareev F.A., Ratis Yu.L., Strokovsky E.A. Preprint JINR, E2-93-426. Dubna, 1993; Proc. of the 14th Intern. IUPAP Conf. on Few Body Problems in Physics, Williamsburg, May 26-31, 1994, p.365; Proc. of the 7th Intern. Conf. on Nuclear Reaction Mechanisms, Varenna 6-11, 1994, p.621.

[16] Эриксон Т., Вайзе В. Пионы и ядра. М.: Наука, 1991.

[17] Кадменский С.Г., Ратис Ю.Л., Фурман В.И., Хлебостроев В.Г. // ЯФ. 1978. т.27, с.630.

[18] Кадменский С.Г., Ратис Ю.Л., Рыбак К.С.,Фурман В.И. // ЯФ. 1978. т.27, с.906.

[19] Review of Particle Properties. //Phys. Rev. 1994. V.50D.

[20] Вайтштейн Л.А. Открытые резонаторы и открытые волноводы. М.: Советское Радио, 1966.

[21] Базь А.И., Зельдович Я.Б., Переломов А.М. Рассеяние, реакции и распады в нерелятивистской квантовой механике. М.:Наука, 1971.

[22] Yu.L. Ratis and F.A. Gareev, Preprint JINR E2-92-3, (Dubna, 1992); Proc. of the Workshop on Gross properties of Nuclei and Nuclear Excitation XX, Hirshegg, Austria, 1992.

[23] Yu.L. Ratis and F.A. Gareev, Preprint JINR E2-92-158, (Dubna, 1992); Proceedings of III International Symposium on Weak and Electromagnetic Interactions in Nuclei, Dubna, Russia, 1992, (World Sci. Publ. Co. Pte. Ltd, Singapore, 1993) p. 795.

Ратис Ю.Л., Гареев Ф.А. Р4-95-15

Асимптотические оценки ширин распада квазистационарных состояний

Построен новый интегральный формализм для расчета ширин распада квазистационарных состояний, не использующий предположения о малости фактора проницаемости барьера. Методом перевала получены асимптотические формулы для ширин короткоживущих квазистационарных состояний. На основе полученных соотношений в рамках единого подхода рассчитаны ширины α-распада ядер Pb, барионных резонансов и дибарионных резонансов. Продемонстрировано хорошее согласие с экспериментом. Получено естественное объяснение малости ширин низколежащих дибарионных резонансов.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики им. Н.Н.Боголюбова ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 1995

Перевод авторов

Ratis Yu.L., Gareev F.A. P4-95-15

Asymptotic Estimation of Widths of the Quasistationary States

The new integral formalism for the calculation of the width of the quasistationary states without using smallness of the barrier penetration factor is proposed. Asymptotic formula for the width of the short-living quasistationary states on the base of saddle point approximation is derived. On the base of the our approach the widths of α-decay of the Pb isotopes, baryon resonances and dibaryon resonansed were calculated. A good agreement of the theory and experiment was demonstrated. The natural explanation of the small widths of low lying dibaryon resonances was argued.

The investigation has been performed at the Bogoliubov Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 1995