

С 343 а

Б-91

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

4 - 5981

В.Е. Бунаков

РЕАКЦИИ СРЫВА

НА РЕЗОНАНСНЫЕ СОСТОЯНИЯ ЯДЕР

**Специальность 055 - физика атомного ядра
и космических лучей**

**Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук**

Дубна 1971

В.Е. Бунаков

Работа выполнена в Физико-техническом институте АН СССР

Официальные оппоненты: чл.корр. АН УССР А.Г. СИТЕНКО
доктор физ.-мат.наук Б.Н. ЗАХАРЬЕВ

Ведущее научно-исследовательское учреждение: Институт
ядерных исследований АН УССР

Автореферат разослан " " 1971 г.

Защита диссертации состоится " " 1971 года
на заседании Ученого совета Лаборатории теоретической физи-
ки Объединенного института ядерных исследований, Дубна.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ.

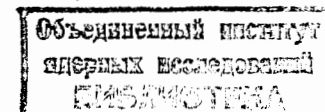
Ученый секретарь Совета

Р.А. АСАНОВ

РЕАКЦИИ СРЫВА
НА РЕЗОНАНСНЫЕ СОСТОЯНИЯ ЯДЕР

Специальность 055 - физика атомного ядра
и космических лучей

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук



Существенные успехи теоретической и экспериментальной ядерной физики позволяют в настоящее время неплохо описывать свойства основных и низколежащих возбужденных состояний стабильных ядер. Дальнейшее развитие наших представлений о ядре связано с переходом к все более высоковозбужденным состояниям и к ядрам, удаленным от полосы бета-стабильности ^{1/}. И в том, и в другом случае мы вскоре попадаем в область сплошного спектра нуклонов, где связанные состояния ядер переходят в резонансные. Специфика состояний сплошного спектра, связанная, прежде всего, с их нормировкой, требует специальных методов расчета, которые сейчас развиваются в различных вариантах единой теории ядерных реакций и сводятся обычно к решению систем зацепляющихся уравнений. Однако пока что эти методы весьма сложны и позволяют делать расчеты лишь в отдельных случаях. С другой стороны, современная теория ядра располагает мощным арсеналом традиционно спектроскопических методов, хорошо оправдавших себя при расчете структуры дискретных уровней ядер. Резонансные состояния занимают промежуточное положение: хотя формально они и принадлежат сплошному спектру, но во многом сохраняют индивидуальность, свойственную дискретным уровням. Поэтому естественно было бы попытаться экстраполировать существующие теоретические методы, применимые к дискретным состояниям, на случай резонансов. Попытка такого рода на примере реакции дейтонного срыва

и сделана в настоящей диссертации.

Диссертация состоит из введения, шести глав и заключения.

Во введении рассматриваются методы, используемые обычно для анализа дейтонного срыва $A(d,p)B$ на связанные состояния ядер. В таком анализе задача естественным образом разбивается на 2 части:

- 1) описание механизма реакции срыва на одночастичные состояния, которое прорабатывается обычно с помощью метода искаженных волн;
- 2) учёт отклонения структуры конечного состояния ядра B от одночастичного, производящийся обычно с помощью спектроскопических факторов срыва S .

Во введении рассматриваются все приближения, связанные с таким анализом и производится оценка точности этих приближений и всего метода анализа в целом ^{/2/}. Это позволяет понять, какую точность можно требовать, применяя этот метод к случаю срыва на резонансные состояния.

Задача срыва на резонансные состояния также состоит из двух частей:

- 1) создание метода искаженных волн для срыва на одночастичные резонансы;
- 2) учёт остаточных взаимодействий в структуре конечного состояния ядра B для случая, когда срыв идёт на сложный компаунд - резонанс конечного ядра.

Формулировке и решению первой части задачи посвящены первые три главы диссертации.

В первой главе рассматривается метод искаженных волн в общем случае, когда конечное состояние переданного нуклона принадлежит сплошному спектру.

В §1 дан анализ единственной ранее предпринятой попытки ^{/3/} применить метод искаженных волн к срыву на такие состояния, а

также сформулированы основные трудности, возникающие при рассмотрении данной проблемы. Во-первых, амплитуда срыва на несвязанные состояния в методе искаженных волн

$$T \sim \int d\vec{r}_n \int d\vec{r}_p \Psi^{(-)*}(\vec{k}_p \vec{r}_p) \Psi^{(+)*}(\vec{k}_n \vec{r}_n) V_{np}(|\vec{r}_n - \vec{r}_p|) \times \Psi^{(+)}(\vec{k}_d \vec{r}_d) \Psi_d(|\vec{r}_n - \vec{r}_p|) \quad (1)$$

является расходящимся интегралом из-за того, что все три волновые функции $\Psi(\vec{k}_i \vec{r}_i)$ принадлежат сплошному спектру и обладают неубывающей асимптотикой. Поэтому прежде всего необходимо корректно устранить эту расходимость в амплитуде. Во-вторых, желательно создать такой численный метод оценки этой амплитуды, который позволил бы с минимальными изменениями использовать существующие программы метода искаженных волн для срыва в связанные состояния, но не включал бы интегрирования по очень большим промежуткам изменения переменных \vec{r}_n и \vec{r}_p .

В §2 предложены методы решения изложенных задач ^{/4/}. Показано, что расходимость в амплитуде связана с неединственностью решения уравнения Липпмана-Швингера для задачи трёх тел. Эта расходимость исчезает, если вместо уравнения Липпмана-Швингера использовать уравнения, предложенные Герджоем ^{/5/} и обладающие единственным решением для случая трёх тел. Другой способ устранения расходимости, основанный на использовании волновых пакетов в зависящей от времени теории рассеяния, приводится в Приложении 1. Для амплитуды срыва в несвязанное состояние получается выражение:

$$T = \int_0^R d\vec{r}_n \int_0^\infty d\vec{r}_p \int_0^\infty d\vec{\xi} U_f^{(-)*} V_{np} U_i^{(+)} - \frac{\hbar^2 R^2}{2\mu_{na}} \int_0^\infty d\vec{r}_p \int_0^\infty d\vec{\xi} \int d\Omega_n \times \left(U_f^{(-)*} \frac{\partial}{\partial r_n} U_i^{(+)} - U_i^{(+)} \frac{\partial}{\partial r_n} U_f^{(-)} \right) \Big|_{r_n > R} \quad (2)$$

где

$$\psi_f^{(+)} = \psi^{(+)}(\vec{k}_p, \vec{r}_p) \psi^{B(+)}(\vec{k}_n, \vec{r}_n, \xi);$$

$$\psi_i^{(+)} = \psi^{(+)}(\vec{k}_d, \vec{r}_d) \psi_d(|\vec{r}_n - \vec{r}_p|) \psi_n(\vec{r}).$$

Поверхностный член в этом выражении описывает вклад в амплитуду от внешней области $R < r_n < \infty$ (в приближении плоских волн он переходит во вронскиан Батлера). Радиус R должен быть выбран таким, чтобы вкладом матричного элемента от разности оптических потенциалов

$$\int d\vec{r}_n \int d\vec{r}_p \int d\xi \psi_f^{(+)} (V_{nA} + V_{pA} - V_{dA}) \psi_i^{(+)} \quad (3)$$

можно было пренебречь по сравнению с двумя членами в правой части (2). Дальнейшее увеличение радиуса R не должно сказываться на величине \mathcal{T} , ибо, хотя оба члена в (2) являются осциллирующими функциями R , но осцилляция их происходит строго в противофазе и сумма в (2) остаётся всегда постоянной. Далее амплитуда (2) приводится к виду, удобному для использования в рамках обычных методов искажённых волн. При этом для упрощения расчётов поверхностного члена в (2) используется так называемое ВКБ приближение локального импульса [6] для оценки оператора

$$\kappa^2 = -\left(\frac{1}{4}\nabla_d^2 + V_p^2 + \vec{V}_d \vec{\nabla}_p\right) \approx \frac{m}{\hbar^2} [E_d - V_{dA}(r) + 2(E_p - V_{pA}(r)) - 8\sqrt{(E_d - V_{dA}(r))(E_p - V_{pA}(r))} \cos \theta]. \quad (4)$$

Здесь индекс у оператора указывает, на какую волновую функцию он действует; θ - угол рассеяния для улетающих протонов.

В конце второй главы получены соотношения для расчёта угловых корреляций в срыве на несвязанные состояния:

$$\frac{d^3\sigma}{dE_n d\Omega_p d\Omega_n} = \frac{2\bar{\mu}_{pB}\bar{\mu}_{dA}\bar{\mu}_{nA}}{\hbar^2 \hbar^6 \kappa_d^2 \kappa_p \kappa_n} \frac{M_B^2}{M_A^2} \frac{1}{2J_A + 1} \sum_{M_A, S} \frac{1}{2S + 1} \quad (5)$$

$$\times \sum_{j, \ell, m} (J_A j M_A m + \mu | J_B M_A + m + \mu | \ell s m \mu | j m + \mu) G_{\ell m}^j(\theta_p) Y_{\ell m}(\Omega_{\vec{r}_p})^2,$$

$$\text{где } G_{\ell m}^j = \sum_{cd} (2\ell_d + 1) i^{\ell_d - \ell_p} \sqrt{\frac{(\ell_p - m_n)!}{(\ell_p + m_n)!}} (\ell_p \ell_n m_n - m_n | \ell_d 0) \times \\ \times (i_p \ell_n 0 0 | \ell_d 0) P_{\ell_p}^{m_p}(\cos \theta) \left\{ D_0 \mathcal{D}_{\ell_d \ell_p \ell_n} - \frac{\hbar^2}{2\bar{\mu}_{nA} R} \frac{c}{d^2 + \kappa^2} W_{\ell_d \ell_p \ell_n} \right\} = \quad (6)$$

$$= \hat{G}_{\ell n m_n}(\theta_p) \left\{ D_0 \mathcal{D}_{\ell_d \ell_p \ell_n} - \frac{\hbar^2}{2\bar{\mu}_{nA} R} \frac{c}{d^2 + \kappa^2} W_{\ell_d \ell_p \ell_n} \right\}; \\ \mathcal{D}_{\ell_d \ell_p \ell_n} = \int_0^R \chi_{\ell_d}(\kappa r) \chi_{\ell_p}(\kappa r) \frac{\chi_{\ell_n}(\kappa r)}{r} dr; \quad (7)$$

$$W_{\ell_d \ell_p \ell_n} = \chi_{\ell_n} \frac{\partial}{\partial r} (\chi_{\ell_p} \chi_{\ell_d}) \Big|_{r=R} - \chi_{\ell_p} \chi_{\ell_d} \frac{\partial \chi_{\ell_n}}{\partial r} \Big|_{r=R} - \frac{\chi_{\ell_d} \chi_{\ell_p} \chi_{\ell_n}}{r} \Big|_{r=R} \quad (8)$$

$\bar{\mu}_{xy} = \frac{M_x M_y}{M_x + M_y}$; D_0 и c - константы, определяемые видом потенциала V_{np} и внутренней волновой функции дейтона ψ_d ; κ^2 определяется формулой (3); χ_{ℓ_i} - ℓ_i -я парциальная волна из разложения $\psi_i(\vec{r}, t)$ в ряд по парциальным волнам.

В обычном случае, когда регистрируется только одна из улетающих частиц (например, протон), выражение (5) переходит в

$$\frac{d^2\sigma}{dE_n d\Omega_p} = \frac{2\bar{\mu}_{pB}\bar{\mu}_{dA}\bar{\mu}_{nA}}{\hbar^2 \hbar^6 \kappa_d^2 \kappa_p \kappa_n} \frac{M_B^2}{M_A^2} \frac{2J_B + 1}{2J_A + 1} \sum_{j, \ell, m, S} \frac{1}{2S_n + 1} \sum_{m_n} |G_{\ell n m_n}^j(\theta_p)|^2 \quad (9)$$

Выражения (5), (9) формально описывают процесс срыва в любое состояние сплошного спектра (т.е. реакцию развала дейтона) и включают суммирование по всем парциальным волнам ℓ_n . Однако в экспериментальных спектрах улетающих протонов, наряду с линиями, соответствующими срыву на связанные состояния, имеются и линии, соответствующие срыву на резонансы.

Глава вторая посвящена аналитическому описанию процесса срыва в случае, когда фаза одной из парциальных волн ℓ_n проходит через резонанс при энергии E_0 с шириной Γ . В этом случае волновая функция $\chi_{\ell_n}(\kappa r)$ принимает вид:

$$\chi_{\ell_n}(\kappa r) = \begin{cases} A(\kappa) U_{\ell_n}(r) & r \leq R; \\ e^{i\delta_{\ell_n}} \sin(\kappa r + \delta_{\ell_n} - \frac{\ell_n \pi}{2}) & r > R, \end{cases} \quad (10a) \quad (10b)$$

где R - радиус действия потенциала, определяемый как расстояние, на котором можно пользоваться асимптотикой волновой функции (10б).

$U_{\ell_n}(r)$ - решение того же радиального уравнения, что и χ_{ℓ_n} , регулярное в нуле и нормированное на единицу во внутренней области:

$$\int_0^R |U_{e_n}(r)|^2 dr = 1. \quad (11)$$

Вблизи от резонанса множитель $A(k)$ принимает вид [1, 8]

$$A^2(k) \approx \frac{1}{\pi} \frac{\Gamma/2}{(E-E_0)^2 + \Gamma^2/4} \quad (12)$$

Используя (10), (12), можно показать, что в случае резонанса сечение (9) переходит в резонансную формулу брейт-вигнеровского типа

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE_n} \sim \sum_m |\Gamma_{e_n m_n}(\theta_p)|^2 \frac{(Q_{ed\varphi e_n}^0)^2 \Gamma/2}{(E_n - E_0)^2 + \Gamma^2/4} \quad (13)$$

При этом роль ширины во входном канале выполняют парциальные интегралы $Q_{ed\varphi e_n}^0 = \int_0^R \chi_{ed} \chi_{\varphi} \frac{U_{e_n}}{r} dr$. Они практически мало отличаются от соответствующих парциальных интегралов, описывающих срыв дейтонов в связанные состояния U_{e_n} . В случае, когда ширина резонанса стремится к нулю, резонансная кривая (13) переходит в δ -функцию

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE_n} \sim \sum_m |\Gamma_{e_n m_n}(\theta_p)|^2 (Q_{ed\varphi e_n}^0)^2 \delta(E_n - E_0)$$

и формула сечения срыва в резонансные состояния переходит в известную формулу (см. [9, 10]) для сечения срыва в связанные состояния.

Если учесть связь выражения $A(k)$ с временем жизни резонансного состояния τ [8], то это означает, что с ростом τ монотонная зависимость от энергии, свойственная сечению развала дейтона (9), переходит в типичную резонансную формулу (13). При переходе к $\tau = \infty$ (стационарное состояние) формула (18) естественным образом переходит в сечение срыва на связанные состояния.

В главе третьей производится численное исследование точности и пределов применимости предложенной методики на экспериментально известном примере срыва в одночастичный резонанс $1d_{3/2}$ ядра O^{17} (см. [11, 12]). В начале главы указано, как следует изменить существующую программу искажённых волн для срыва в связанные состояния [10], чтобы рассчитывать с ее помощью срыв на резонансы. Эти из-

менения заключаются в том, что, во-первых, к каждому парциальному интегралу $Q_{ed\varphi e_n}$ добавляются поверхностные члены $W_{ed\varphi e_n}$ (см. выражения (7), (8)). Во-вторых, изменяется блок счета нейтронной волновой функции, т.к. асимптотика волновой функции резонансного состояния отличается от асимптотики связанного состояния. Однако основной метод поиска волновой функции по заданной энергии и двум параметрам потенциала остается неизменным. Для расчета сечения срыва на склонах резонансной кривой используется нейтронная волновая функция, найденная по обычному методу искажённых волн.

С помощью такой модифицированной программы исследовалась зависимость сечения срыва от выбора радиуса обрезания R (см. (2)-(4)). Показано, что начиная с $R_{min} \approx 3-4 R$ ядра сечение с хорошей точностью ($\sim 10\%$) остается постоянным и не зависящим от R , в соответствии с выводами главы первой. Это и определяет точность предложенного метода. Найдено, что число протонных и дейтонных парциальных волн l_{max} , которые необходимо учитывать в расчете, определяется для каждого значения R обычным соотношением $l_{max} \approx k_{max} R$, где $k_{max} \sim \max\{k_d, k_p\}$. Показано, что для определения величины $d\sigma/d\Omega$, обычно получаемой из экспериментов, можно использовать факторизацию

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE} \approx \frac{1/2 \Gamma}{(E-E_{res})^2 + \Gamma^2/4} f(\theta), \quad (14)$$

где

$$f(\theta) = \left. \frac{d^2\sigma}{d\Omega dE} \right|_{E=E_{res}} \cdot \frac{\Gamma}{2}$$

Численные расчеты кривых $d^2\sigma/d\Omega dE$ на склонах резонансной кривой показывают, что эта факторизация дает значения $d\sigma/d\Omega$ с точностью до нескольких процентов. Полученная кривая $d\sigma/d\Omega$ для резонанса $1d_{3/2}$ в ядре O^{17} хорошо согласуется с экспериментальными данными [13].

Аналогичные расчеты $d\sigma/d\Omega$ проделаны для модельных случаев, в которых энергия связи переданного на уровень $1d_{3/2}$ нейтрона изменя-

лась в пределах от -3 до $+2,7$ мэв с шагом по $0,25$ мэв. При этом для состояний с отрицательной энергией связи использовалась обычная программа искажённых волн. Сечение срыва плавно растёт с ростом энергии нейтрона. Переход от связанных состояний к резонансным хорошо вписывается в эту плавную зависимость. С ростом ширины резонансов точность нашего метода ухудшается, однако вплоть до $\Gamma \sim 1$ мэв она остаётся в пределах $\sim 30\%$, т.е. в пределах обычной точности метода искажённых волн.

Сформулировав и проверив метод искажённых волн для срыва на одночастичные резонансы, мы переходим к учёту структуры сложных резонансов составного ядра, которые также наблюдаются в срыве. Вопросам спектроскопии резонансных состояний посвящена глава четвёртая. В § 1 указано, что, пользуясь факторизацией (10), (12), можно включить одночастичные потенциальные резонансы в метод диагонализации матриц остаточного парного взаимодействия наравне с одночастичными связанными состояниями /8, 14/. При этом обычные спектроскопические формулы будут сохранять прежний вид, а роль одночастичных волновых функций резонансных состояний будут играть функции $U_e(r)$, определённые выражениями (10), (11). В частности, диагональные матричные элементы остаточных взаимодействий будут приводить к расщеплению резонансов (снятию вырождения по спинам), а недиагональные — к перемешиванию различных конфигураций. В § 2 рассмотрена возможность экстраполяции понятия спектроскопического фактора срыва на случай резонансных состояний /15, 16/. В качестве исходного базиса для описания сплошного компаунд-резонанса используется базис невзаимодействующих каналов. Далее используются результаты, полученные ранее /17/ при диагонализации матрицы остаточных взаимодействий на таком базисе и рассматривается случай, когда в упругом канале (открытом) есть одночастичный потенциальный резонанс при энергии E_0 с шириной Γ_0 . Для описания этого резонанса исполь-

зуется факторизация вида (10), (12) (чтобы расширить область применения этой факторизации константа Γ_0 заменяется на $\Gamma_0(E)$ /14, 18/). Показано, что вследствие учета остаточных взаимодействий всякое сложное многочастичное состояние Ψ в закрытом канале получает примесь от одночастичного резонансного состояния U_e в открытом упругом канале. Квадрат коэффициента этой примеси в типичном случае $|E_c - E_0| > \Gamma_0$ (E_c — положение компаунд-резонанса) определяется отношением:

$$|C|^2 = \frac{\Gamma}{\Gamma_0(E_c)}, \quad (15)$$

где Γ — ширина компаунд-резонанса, $\Gamma_0(E_c)$ — ширина упругого одночастичного резонанса, примешивающегося к данному сложному состоянию. Используя полученные результаты для структуры резонансной волновой функции и факторизацию (14), можно показать, что S -фактор, определяемый, как обычно, отношением

$$S \equiv \frac{d\sigma}{d\Omega} \text{ экпер.} / \frac{d\sigma}{d\Omega} \text{ одночаст. теор.}, \quad (16)$$

совпадает с выражением (15). Отсюда видно, что, как и следовало ожидать, физический смысл S -фактора для резонанса остаётся прежним (мера одночастичности состояния). Но наличие у резонанса нуклонной ширины Γ позволяет сравнивать между собой две экспериментально наблюдаемые величины: сечение срыва нуклона на резонанс и ширину резонансного упругого рассеяния нуклона на этой же мишени:

$$S \approx \Gamma / \Gamma_0. \quad (17)$$

Численная проверка справедливости этого соотношения производится в § 3. Для этого используются экспериментальные данные по реакциям срыва (dp) на ядрах B^{11} , F^{19} и C^{12} . Ширины одночастичных резонансов Γ_0 определяются в программе одновременно с сечениями $d\sigma/d\Omega$. Полученные результаты показывают, что соотношение (17) выполняется с точностью $\sim 40\%$ и практически не зависит от выбора параметров одночастичного потенциала. Использование соотношения (17) повышает надёжность спектроскопической информации для срыва на резонансные

состояния, тогда как для S -факторов, найденных из срыва в связанном состоянии, такой простой проверки не существует. Полученные в этом параграфе результаты используются также для расчёта времени жизни τ_p недавно обнаруженного изомера ядра Co^{53} с протонной радиоактивностью. Рассчитанное так $\tau_p \approx 10^2$ сек неплохо согласуется с экспериментальным значением $\tau_p \approx 16$ сек. Аналогичные соображения используются для предсказания времени жизни τ_n пока не обнаруженного изомера ядра Tc^{63} с нейтронной радиоактивностью. Все эти результаты подтверждают вывод о возможности экстраполяции обычных спектроскопических методов расчёта на случай резонансов.

В § 4 рассматривается возможность восстановления структуры волновой функции резонанса во внутренней области ядра по известным парциальным ширинам резонанса в различных открытых каналах.

В главе пятой рассмотрены другие возможности применения разработанных методов. В § 4 анализируется срыв $A(dn)B$ на изобар-аналоговые резонансные состояния. Использование уравнений Лейна и аналитических методов второй главы позволяет связать сечение срыва в это состояние $\frac{d\sigma}{d\Omega}^{IAR}$ с сечением срыва $d\sigma/d\Omega$ на соответствующее "родительское" состояние системы $A+n$:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}^{IAR} = \frac{1}{2T_A+1} \frac{d\sigma}{d\Omega} \quad (18)$$

Использование результатов четвертой главы позволяет связать $\frac{d\sigma}{d\Omega}^{IAR}$ с сечением срыва на одночастичный потенциальный резонанс протонов в поле ядра A :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}^{IAR} = \frac{S}{2T_A+1} \frac{d\sigma}{d\Omega} \quad \text{одночаст.} \quad (19)$$

В §2 рассмотрена формула для угловых корреляций нейтронов и протонов из срыва на резонансное состояние. Показано, что она может объяснить обнаруженную экспериментально асимметрию углового распределения резонансных частиц по отношению к направлению импульса ядра

отдачи.

В § 3 обсуждается возможность применения рассмотренных методов к реакциям типа $(Li^6 d)$, $(Li^7 t)$, в которых происходит передача α -частицы на резонансные состояния образующегося ядра. Показано, что в отличие от аналогичных реакций срыва и подхвата на связанные состояния /19,20/ и других методов анализа α -кластеризации в ядрах /21-23/ эти процессы могут дать более точную информацию о степени α -кластеризации, т.к. соотношение (17) может быть использовано для абсолютной нормировки сечений срыва.

В главе шестой рассмотрены методы расчета /21,25/ и анализа /26/ реакций срыва на резонансные состояния, предложенные другими авторами. Проведено сравнение их с методами, предлагаемыми в диссертации.

В Приложении 11 дан вывод формулы для ширины одночастичного потенциального резонанса, которую целесообразно использовать в случае очень узких резонансов:

$$\Gamma \approx \frac{2\hbar^2 k_0}{m} \frac{\left| \int_0^R g_e(r) U(r) R_e(r) dr \right|^2}{2k_0^2 \int_0^R |R_e(r)|^2 dr - R \left| \int_0^R g_e(r) U(r) R_e(r) dr \right|^2}$$

Здесь R_e - радиальная волновая функция на максимуме резонанса в потенциале $V_1(r)$; $U(r) = \frac{2m}{\hbar^2} V(r)$; $V(r)$ - "возмущающий" потенциал (любая часть полного потенциала V_1); g_e - собственная функция радиального уравнения Шредингера с потенциалом $V_1(r) - V(r)$; R - любое значение радиуса, для которого можно использовать асимптотическое представление функции $R_e(r)$.

Основные результаты диссертации докладывались на всесоюзных конференциях и школах и изложены в работах /2, 4, 11, 12, 15, 16, 19, 21-23/.

Литература.

1. В. Г. Соловьёв. "Препринт ОИЯИ, Р-5045, Дубна, 1970.
2. В. Е. Бунаков. Материалы шестой зимней школы ФТИ по теории ядра и физике высоких энергий, ФТИ АН СССР, ч. 1, стр. 56, 1971.
3. H. Uchi, J. K. Mines. Rev. Mod. Phys., 97, 406 (1965).
4. V. E. Bunakov. Nucl. Phys. A140, 241 (1970).
5. E. Gerjuoy. Ann. of Phys. 2, 58 (1958).
6. P. Buttle, L. Goldfarb. Prog. Phys. Sov. 83, 701 (1964).
F. G. Percy, O. Saxon. Phys. Lett. 10, 107 (1964).
7. G. Lüders. Z. Naturforsch., 10 a, 581 (1955).
8. А. И. Базь, Я. Б. Зельдович, А. М. Переломов. Рассеяние, реакции и распады в нерелятивистской квантовой механике. Наука. М. 1966.
9. G. K. Watson. Nucl. Phys. 25, 1 (1964).
10. К. А. Гриднев, Л. В. Краснов, И. Н. Кухтина, В. К. Лукьянов, В. И. Никитина, В. И. Турман. Применение метода искажённых волн к прямым ядерным реакциям. Препринт ОИЯИ, 2452, Дубна, 1965.
11. V. E. Bunakov, K. A. Gridnev, L. V. Krasnov. Phys. Lett. 32B, 587 (1970).
12. В. Е. Бунаков, К. А. Гриднев, Л. В. Краснов. Тезисы докладов XXI Ежегодного совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. ч. 11, стр. 274, Л., 1971.
13. I. Altu, L. Green et al. Nucl. Phys. A97, 558 (1967).
14. В. В. Балашов, П. Долешал, Г. Я. Коренман, В. Л. Коротких, В. Н. Тетисов. Ядерная физика, 2, 643 (1965).
15. В. Е. Бунаков, К. А. Гриднев, Л. В. Краснов. Тезисы докладов XXI Ежегодного совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. ч. 11, стр. 239, Л., 1971.

16. V. E. Bunakov, K. A. Gridnev, L. V. Krasnov. Phys. Lett. 34B, 27 (1971).
17. U. Fano. Phys. Rev. 124, 1868 (1961).
18. Unger. Nucl. Phys. A 104, 564 (1967); A139, 585 (1969).
C. Mahaux, H. Weidenmüller. Shell-model approach to Nuclear Reactions. (North - Holland, Amsterdam, 1969).
19. В. Е. Бунаков. ЖЭТФ, 43, 2224 (1962).
20. L. Venes, W. Dachsnick, K. Drisko. Phys. Rev. 148, 1097 (1966).
21. V. E. Bunakov. Phys. Lett. 2, 140 (1963).
22. В. Е. Бунаков, Г. Т. Друкарев. Тезисы докладов XIV Ежегодного совещания по ядерной спектроскопии, стр. 18 (1964).
23. В. Е. Бунаков. Вестник ЛГУ (сер. физ.), вып. 1, 14 (1964).
24. J. Bang, J. Zimanyi. Nucl. Phys. A139, 534 (1969).
25. C. M. Vincent, H. T. Fortune. Phys. Rev. 162, 782 (1970).
26. B. Cole, K. Uchi, J. K. Mines. Phys. Lett. 32B, 320 (1970).

Рукопись поступила в издательский отдел
5 августа 1971 года.