Приравнивая первое слагаемое в фигурной скобке к нулю и решая полученное уравнение относительно t с точностью до членов порядка $O(\nu^{3/2})$, находим расстояние между нулями второй производной: $\Delta t=2\sqrt{\nu|x|}$. Таким образом, если измерен этот промежуток времени, расстояние до источника может быть вычислено по формуле

$$|x|=(\Delta t)^2/(4\nu). \tag{9}$$

Если амплитуда источника равна A, то наибольшее значение давления в точке x равно $A/(4\pi\nu|x|\sqrt{2\pi\nu|x|})$. Следовательно, если в точке x измерено наибольшее значение давления P_0 и по формуле (9) определено расстояние до источника, то амплитуда источника вычисляется по формуле

$$A=2P_0\left(\frac{\pi}{2}\right)^{3/2}\frac{(\Delta t)^3}{\nu}. \tag{10}$$

Если кроме источника и приемника в среде присутствуют отражающие включения, не расположенные на прямой, соединяющей источник и приемник, то задний фронт возмущения давления будет искажаться отраженным сигналом. В этом случае расстояние до источника может быть вычислено по разности $\Delta t=\sqrt{\nu|x|}$ между точкой перегиба и точкой максимума кривой давления, и формулы (9), (10) преобразуются в формулы

$$|x|=\frac{(\Delta t)^2}{\nu};\quad A=16P_0\left(\frac{\pi}{2}\right)^{3/2}\frac{(\Delta t)^3}{\nu}.$$

В заключение автор пользуется случаем выразить благодарность проф. А. Г. Свешникову за полезные обсуждения результатов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Механика сплошных сред. М.: Гостехиздат, 1953. [2] Владимиров В. С. Уравнения математической физики. М.: Наука, 1971. [3] Тихонов А. Н., Самарский А. А. Уравнения математической физики. М.: Наука, 1972. [4] Копсон Э. Т. Асимптотические разложения. М.: Мир, 1966.

Поступила в редакцию
16.06.82

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1983, Т. 24, № 4

УДК 539.17.01

ПРЕДРАВНОВЕСНАЯ ЭМИССИЯ СЛОЖНЫХ ЧАСТИЦ В ЕДИНОЙ ТЕОРИИ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

Ф. А. Живописцев, А. К. Деб (Бангладеш), А. М. Сливной

(кафедра ядерных взаимодействий и ускорителей)

Различные модификации экситонной модели промежуточного распада хорошо воспроизводят форму энергетических спектров [1—3]. Большинство работ [2—6] в основном посвящено анализу ядерных реакций с нуклонами. Поэтому важным является развитие микроскопического формализма для описания ядерных реакций со сложными частицами — легкими ионами с $A\leqslant 4$ [7]. В настоящей работе мы исследуем специфику эмиссии сложных частиц в формализме S-матрицы с применением аппарата квантовых функций Грина [5, 6].

Рассмотрим ядерную реакцию вида

$$A+\alpha\to B+\beta,$$

где A — ядро-мишень, α — сложная частица во входном канале, B — ядро-остаток, β — ядерный фрагмент в конечном состоянии. Состояние конечного ядра $|n_p m_h>$ будем классифицировать числом частиц n_p и дырок m_h, т. е. числом экситонов $N=n_p+m_h$. Следуя работам [5, 8], можно получить следующее выражение для $S_{\beta\alpha}$-матрицы:

$$S_{\beta\alpha}=\lim_{\varepsilon,\eta\to 0}\varepsilon\eta\int\limits_{-\infty}^{0}dt'\int\limits_{0}^{\infty}dt\cdot\exp(ie_\beta t-\varepsilon t)\exp(-ie_\alpha t'+\eta t')\times$$

$$\times\lim_{\gamma\to 0}\gamma\int\limits_{t_1}^{\infty}dt_2\exp\left(i(E_B-E_A)t_2-\gamma t_2\right)\sum_{\{\nu\}}\int dx_{[N_\beta+N+N_\alpha]}\times$$

$$\times\varphi_\alpha(x_{[N_\alpha]})\prod_{i=1}^{N}\varphi^*_{\nu_i}(x_i)\,G_{N_\alpha N_\beta+N}\,X^{nm}_{\{\nu\}}\varphi^*_\beta(x_{[N_\beta]}),\qquad(1)$$

где $e_\delta=B_\delta+T_\delta$, B_δ — энергия связи частицы δ, T_δ — ее кинетическая энергия, $\delta=\alpha$, β, E_A и E_B — энергия ядра-мишени и остаточного ядра, $\varphi_\delta(x_{[N_\delta]})$ — волновая функция свободной частицы δ, $x_{[N_\delta]}$ — полный набор координат N_δ нуклонов, $\varphi_{\nu_i}(x_i)$ — одночастичные волновые функции, $\{\nu_i\}$ — набор квантовых чисел, характеризующих состояние экситона, $X^{nm}_{\{\nu\}}$ — обобщенный спектроскопический фактор для ядра B, $G_{N_\alpha+N_\beta+N}$ — причинная обобщенная многочастичная функция Грина [6].

Введем полные амплитуды взаимодействия с помощью соотношения

$$G_{NM}=G^0_{NM}\delta_{NM}+G^0_{NM}\Gamma_{NM}G^0_{MM},\qquad(2)$$

$G^0_{NN}=\{G_{11}\ldots G_{11}\}_{\rm symm}$, G_{11} — одночастичная функция Грина. Из (2) имеем:

$$\Gamma_{NM}=I_{NM}+\sum_K I_{NK}G^0_{KK}\Gamma_{KM},\qquad(3)$$

I_{NM} — неприводимые амплитуды взаимодействия в каналах $N_\alpha,\ldots$ $\ldots, N+N_\beta$.

Проведем перенормировку этого уравнения. Произведения K одночастичных функций Грина, входящие в уравнение (3), разобьем на две части: произведения полюсных частей, соответствующих дискретному спектру гамильтониана модели оболочек — A_K, и произведения частей от G_{11}, соответствующих непрерывному спектру (одна или несколько квазичастиц в континууме) — B_K. Регулярные части G_{KK} включены в I_{KK}. Итак, имеем

$$G^0_{KK}=A_K+B_K.$$

Введем эффективные амплитуды Γ^c_{NM}, удовлетворяющие уравнениям, в которые входят только части B_K:

$$\Gamma^c_{NM}=I_{NM}+\sum_K I_{NK}B_K\Gamma^c_{KM}.$$

Легко получить перенормированные уравнения для Γ_{NM}, в которые входят лишь эффективные амплитуды Γ^c_{NM} величины A_K:

$$\Gamma_{NM}=\Gamma^c_{NM}+\sum_K\Gamma^c_{NK}A_K\Gamma_{KM}.$$

Из уравнений (1), (2), используя спектральное представление функций Грина, после простых, но длинных вычислений получим для $T_{\beta\alpha}$-матрицы:

$$T_{\beta\alpha}(w) = \sum_{\{\lambda\lambda'\nu\}} X^{\alpha}_{\{\lambda\}} \langle\{\lambda\}| \Gamma_{N_\alpha, N+N_\beta}(w) |\{\lambda'\}\{\nu\}\rangle X^{\beta}_{\{\lambda'\}} X^{nm}_{\{\nu\}},$$

$$w = e_\beta + E_B - E_A = e_\alpha. \tag{4}$$

Коэффициенты разложения $X^{\beta}_{\{\lambda'\}}$ и $X^{\alpha}_{\{\lambda\}}$ находятся из уравнений, определяемых спецификой природы частиц β и α [9]. Уравнение (2) для $G_{N_\beta+N N_\alpha}$ при $N+N_\beta \neq N_\alpha$ перепишем в более удобном виде для описания реакций со сложными частицами:

$$G_{N_\alpha N_\beta+N} = \widetilde{G}_{N_\alpha N_\alpha} \widetilde{\Gamma}_{N_\alpha N_\beta+N} \widetilde{G}_{N_\beta+N\, N_\beta+N},$$

где $\widetilde{G}_{NN}$ — функции Грина — удовлетворяют системе уравнений:

$$\widetilde{G}_{NN} = G^0_{NN} + G^0_{NN} \widetilde{I}_{NN} \widetilde{G}_{NN},$$

$$\widetilde{I}_{NN} = I_{NN} + I_{N\, N+2} \widetilde{G}_{N+2\, N+2} I_{N+2\, N}.$$

Соответственно система уравнений для $\widetilde{\Gamma}_{N_1 N_2}$ после процедуры перенормировки может быть записана в виде $(N_1 < N_2)$:

$$\widetilde{\Gamma}^c_{N_1 N_2} = I_{N_1 N_2} \delta_{N_1+2\, N_2} + \sum_{K<N_2} I_{N_1 K} \delta_{K N_1+2} \widetilde{B}_K \widetilde{\Gamma}^c_{K N_2}, \tag{5}$$

$$\widetilde{\Gamma}_{N_1 N_2} = \widetilde{\Gamma}^c_{N_1 N_2} + \sum_{N_1<K'<N_2} \widetilde{\Gamma}^c_{N_1 K'} \widetilde{A}_{K'} \Gamma_{K' N_2}.$$

Определим волновые функции $\varphi^{(-)\text{опт}}_\beta$ и $\varphi^{(+)\text{опт}}_\alpha$ (искаженные волны) частиц β и α в оптических потенциалах:

$$\varphi^{(-)\text{опт}}_\beta = \varphi_\beta + \widetilde{G}^0_{N_\beta N_\beta} V^{(\beta)}_{\text{опт}} \varphi^{(-)\text{опт}}_\beta,$$

$$\varphi^{(+)\text{опт}}_\alpha = \varphi_\alpha + \widetilde{G}^0_{N_\alpha N_\alpha} V^{(\alpha)}_{\text{опт}} \varphi^{(+)\text{опт}}_\alpha,$$

где $\widetilde{G}^0_{N_\alpha N_\alpha}$, $\widetilde{G}^0_{N_\beta N_\beta}$ — функции Грина свободных сложных частиц.

Если использовать уравнения для функций Грина:

$$\widetilde{G}_{N_\alpha N_\alpha} = G^{\text{опт}}_{N_\alpha N_\alpha} + G^{\text{опт}}_{N_\alpha N_\alpha} [V^{(\alpha)} - V^{(\alpha)}_{\text{опт}}] \widetilde{G}_{N_\alpha N_\alpha},$$

$$\widetilde{G}_{N+N_\beta N+N_\beta} = G^{\text{опт}}_{N_\beta N_\beta} \widetilde{G}_{NN} + G^{\text{опт}}_{N_\beta N_\beta} \widetilde{G}_{NN} [V^{(\beta)} - V^{(\beta)}_{\text{опт}}] \widetilde{G}_{N+N_\beta\, N+N_\beta},$$

где

$$V^{(\alpha)} = \sum_i^{N_\alpha} M_i + \widetilde{I}_{N_\alpha N_\alpha} - V_{N_\alpha N_\alpha},$$

$$V^{(\beta)} = \sum_i^{N_\beta} M_i + \widetilde{I}_{N_\beta+N\, N_\beta+N} - \widetilde{I}_{NN} - V_{N_\beta N_\beta},$$

M_i — массовые операторы нуклона, для $T_{\beta\alpha}$-матрицы окончательно получим выражение

$$T_{\beta\alpha} = \langle \varphi_{\alpha}^{(+)\text{опт}} | \{1 + [V^{(\alpha)} - V_{\text{опт}}^{(\alpha)}] \widetilde{G}_{N_\alpha N_\alpha}\} \times$$

$$\times \widetilde{\Gamma}_{N_\alpha N_\beta + N} \{\widetilde{G}_{N_\beta + N N_\beta + N} [V^{(\beta)} - V_{\text{опт}}^{(\beta)}] + 1\} | \widetilde{\varphi}_N \varphi_{\beta}^{(-)\text{опт}} \rangle. \quad (6)$$

Здесь $\widetilde{\varphi}_N$ — волновая функция конечного ядра B, удовлетворяющая уравнению $\widetilde{G}_{NN}^{-1} \widetilde{\varphi}_N = 0$, V_{NN} — оператор взаимодействия N нуклонов в пустоте.

В приближении хаотических фаз матричных элементов взаимодействия [2, 4, 6] в результате громоздких, но простых преобразований (после усреднения по интервалу ΔE) из (6) получим выражения для усредненных сечений многоступенчатой реакции: $A+\alpha \to B+\beta$.

1. Статистические многоступенчатые прямые процессы (СМПП) описываются выражением (8) работы [7] с дополнительным умножением на факторы $\langle \gamma_\alpha^{c\downarrow} \rangle$ и $\langle \gamma_\beta^{c\uparrow} \rangle$, где $\langle \gamma_\alpha^{c\downarrow} \rangle$ — усредненный (по углу) фактор перехода свободной сложной частицы α во входном канале в промежуточное состояние континуума N_α квазичастиц, $\langle \gamma_\beta^{c\uparrow}$ — фактор перехода N_β квазичастиц (в промежуточном состоянии континуума) в свободную сложную частицу в выходном канале.

2. Статистические многоступенчатые процессы через квазисвязанные промежуточные конфигурации составного ядра (СМКП) описываются выражением (6) работы [7], умноженным на факторы $\langle \gamma_\beta^{b\uparrow} \rangle$ и $\langle \gamma_\alpha^{b\downarrow} \rangle$, которые являются факторами перехода в квазисвязанные промежуточные состояния.

3. Комбинированные статистические многоступенчатые процессы (СМПП+СМКП), как видно из рассмотрения решения системы уравнений (5), возможны, когда система из состояний в непрерывном спектре непосредственно переходит в квазисвязанные промежуточные состояния:

$$\frac{d^2 \sigma^{(\text{СМПП+СМКП})}(\mathbf{k}_\alpha, \mathbf{k}_\beta)}{d\Omega_\beta \, dT_\beta} = \langle \gamma_\alpha^{c\downarrow} \rangle \times$$

$$\times \sum_{(\beta' B')} \int \frac{d^2 \sigma^{(\text{СМПП})}(\mathbf{k}_\alpha, \mathbf{k}_\beta)}{dT_{\beta'} \, d\Omega_{\beta'}} \, dT_{\beta'} \, d\Omega_{\beta'} \times \frac{d^2 W^{(\text{СМКП})}(\mathbf{k}_{\beta'}, \mathbf{k}_\beta)}{d\Omega_\beta \, dT_\beta} \langle \gamma_\beta^{b\uparrow} \rangle. \quad (7)$$

Выражение (7) совпадает с формулой (9) работы [7] с точностью до факторов $\langle \gamma_\alpha^{c\downarrow} \rangle$ и $\langle \gamma_\beta^{b\uparrow} \rangle$.

Выражения, описывающие СМПП и СМКП, совпадают с формулами, полученными в [4] для реакций с нуклонами, однако они описывают ядерную реакцию более общего вида (введение факторов $\langle \gamma_\alpha^{\downarrow} \rangle$ и $\langle \gamma_\beta^{\uparrow} \rangle$):

$$A + \alpha \to B + \beta.$$

Следует отметить, что в работе [4] определены лишь два типа независимых механизмов ядерного процесса (СМПП и СМКП).

В приближении хаотических фаз матричных элементов взаимодействия фактор перехода $\langle \gamma_\alpha^{\downarrow} \rangle$ (свободная сложная частица$\to$квазичастицы), обусловленного поляризацией ядерной среды (процесс развала), описывается соотношением

$$\langle \gamma_\alpha^{\downarrow} \rangle = 1 + \frac{\Gamma_{N_\alpha}^{\downarrow}(E_\alpha) \langle | \langle \varphi_{N_\alpha} | V^{(\alpha)} - V_{\text{опт}}^{(\alpha)} | \varphi_\alpha \rangle |^2 \rangle}{\Gamma_{N_\alpha}(E_\alpha) \langle | \langle \varphi_{N_\alpha + 2} | I_{N_\alpha + 2, N_\alpha} | \varphi_\alpha \rangle |^2 \rangle} \times$$

$$\times \frac{\rho^{(0)}(N_\alpha, E_\alpha)}{\rho^{(+)}(N_\alpha, E_\alpha)}, \tag{8}$$

где

$$\varphi_N = \begin{cases} \widetilde{\varphi}_N \text{ — квазисвязанное промежуточное состояние } \langle\gamma\rangle \to \langle\gamma^b\rangle, \\ \varphi_N^{(+)} \text{ — промежуточное состояние континуума } \langle\gamma\rangle \to \langle\gamma^c\rangle, \end{cases}$$

$\rho^{(+)}(N, E)$, $\rho^{(0)}(N, E)$ — плотность допустимых состояний для $\Delta N = +2,\ 0$, $\Gamma_N(E)$ — величина затухания состояния, $\Gamma_N(E) = \Gamma_N{}^{\uparrow}(E) + \Gamma_N{}^{\downarrow}(E)$ [7].

Соответственно для фактора $\langle\gamma_\beta{}^{\uparrow}\rangle$ (процесс коалесценции) имеем:

$$\langle\gamma_\beta{}^{\uparrow}\rangle = 1 + \frac{\Gamma^{\downarrow}_{N_\beta+N-2}(E_\alpha)\,\rho^{(0)}(N, U)}{\Gamma_{N_\beta+N}(E_\alpha)\,\rho^{(+)}(N, U)} \times$$

$$\times \frac{\langle\,|\langle\varphi_\beta^{(-)\,\text{опт}}\,\widetilde{\varphi}_N\,|\,[V^{(\beta)} - V^{(\beta)}_{\text{опт}}]\,|\,\varphi_{N_\beta+N}\rangle\,|^2\rangle}{\langle\,|\langle\varphi_\beta^{(-)\text{опт}}\,\widetilde{\varphi}_N\,|\,I_{N_\beta+N\;N_\beta+N-2}\,|\,\varphi_{N_\beta+N-2}\rangle\,|^2\rangle}.$$

Если выбрать $V^{(\alpha)}_{\text{опт}} \simeq \sum_{i=1}^{N_\alpha} M_i$ и $I_{NN} \simeq V_{NN}$, то

$$[V^{(\alpha)} - V^{(\alpha)}_{\text{опт}}] \simeq V_{N_\alpha N_\alpha+2}\,G_{N_\alpha+2\;N_\alpha+2} \times$$

$$\times V_{N_\alpha+2\,N_\alpha} = \Delta V^{\text{регул}}_{N_\alpha N_\alpha} + \Delta V^{\text{флукт}}_{N_\alpha N_\alpha}, \tag{9}$$

где $\Delta V^{\text{регул}}_{N_\alpha N_\alpha}$ — регулярная часть взаимодействия, которая слабо зависит от энергии, $\Delta V^{\text{флукт}}_{N_\alpha N_\alpha}$ — флуктуационная часть, причем при статистическом усреднении $\langle\Delta V^{\text{флукт}}_{N_\alpha N_\alpha}\rangle = 0$. Отсюда следует, что

$$\langle\gamma_\alpha{}^{\downarrow}\rangle = \langle\gamma_\alpha{}^{\downarrow}\rangle^{\text{регул}} + \langle\gamma_\alpha{}^{\downarrow}\rangle^{\text{флукт}},$$

где $\langle\gamma_\alpha{}^{\downarrow}\rangle^{\text{регул}}$ определяется выражением типа (8), в котором

$$[V^{(\alpha)} - V^{(\alpha)}_{\text{опт}}] \to \Delta V^{\text{регул}}_{N_\alpha N_\alpha},$$

$$\langle\gamma_\alpha{}^{\downarrow}\rangle^{\text{флукт}} = \Gamma^{(-)}_{N_\alpha+2}(E_\alpha)\,\Gamma^{(+)}_{N_\alpha}(E_\alpha)/\Gamma_{N_\alpha}(E_\alpha)\,\Gamma_{N_\alpha+2}(E_\alpha),$$

$\Gamma_N^{(+)}$, $\Gamma_N^{(-)}$ соответствуют внутриядерным переходам с $\Delta N = +2$ и $\Delta N = -2$. Аналогичное выражение можно написать для $\langle\gamma_\beta{}^{\uparrow}\rangle$, пренебрегая кластерными эффектами в ядре, что оправданно для средних и тяжелых ядер (переобозначим $N = n_p + m_h \equiv N_B$):

$$\langle\gamma_\beta{}^{\uparrow}\rangle^{\text{регул}} = \frac{\Gamma^{\downarrow}_{N_\beta+N_B-2}(E_\alpha)}{\Gamma_{N_\beta+N_B}(E_\alpha)}\;\frac{\rho^{(0)}(N_B, U_B)}{\rho^{(+)}(N_B, U_B)} \times$$

$$\times \frac{\langle\,|\langle\varphi_{N_\beta+N_B}\,|\,\Delta V^{\text{регул}}_{N_\beta+N_B,\,N_\beta+N_B}\,|\,\varphi^{(+)}_{N_\beta}\,\varphi_{N_B}\rangle\,|^2\rangle}{\langle\,|\langle\varphi_{N_\beta+N_B-2}\,|\,I_{N_\beta+N_B-2,\,N_\beta+N_B}\,|\,\varphi^{(+)}_{N_\beta}\,\varphi_{N_B}\rangle\,|^2\rangle};$$

$$\langle \gamma_\beta \uparrow \rangle^{\text{флукт}} = \frac{\Gamma^{(+)}_{N_\beta+N_B}(E_\alpha)}{\Gamma_{N_\beta+N_B}(E_\alpha)} \times$$

$$\times \frac{\Gamma^{\uparrow(-)}_{N_\beta+N_B-2,\beta}(E_\alpha)\,\Gamma_{N_\beta+N_B-2}(E_\alpha)}{\Gamma_{N_\beta+N_B+2}(E_\alpha)\,\Gamma^{\uparrow(+)}_{N_\beta+N_B-2,\beta}(E_\alpha)};$$

$$\Gamma^{(+)}_N(E_\alpha) = 2\pi \langle |\langle \varphi_N | I_{N,N+2} | \varphi_{N+2}\rangle|^2 \rangle \rho^{(+)}(N+2, E_\alpha);$$

$$\Gamma^{(-)}_N(E_\alpha) = 2\pi \langle |\langle \varphi_{N+2} | I_{N+2,N} | \varphi_N\rangle|^2 \rangle \rho^{(-)}(N, E_\alpha);$$

$$\Gamma^{\uparrow(+)}_{N,\beta}(E_\alpha) = 2\pi \langle |\langle \varphi_N | I_{N,N_\beta+N_B} | \varphi_{N_\beta}\varphi_{N_B}\rangle|^2 \rangle \rho^{(+)}(N_B, U_B)\rho(T_\beta);$$

$$N_\beta + N_B = N + 2;$$

$$\Gamma^{\uparrow(-)}_{N,\beta}(E_\alpha) = 2\pi \langle | \varphi_N | I_{N,N_\beta+N_B} \times$$

$$\times | \varphi_{N_\beta}\ \varphi_{N_B}\rangle|^2\rangle \rho^{(-)}(N_B, U_B)\rho(T_\beta);$$

$$N_\beta + N_B = N - 2.$$

В факторах $\langle \gamma_\alpha^\downarrow \rangle$ и $\langle \gamma_\beta^\uparrow \rangle$ учтены все возможные механизмы перехода свободная сложная частица $\rightleftarrows$ квазичастицы: а) прямые процессы с перестройкой (срыв, подхват, развал, коалесценция, прямое выбивание) с $\Delta N=0$ (соответствуют $<\gamma>^{\text{регул}}$), б) процессы с перестройкой с $\Delta N=0$, сопровождаемые поляризацией ядерного вещества (соответствуют $<\gamma>^{\text{флукт}}$).

Проведенное выше микроскопическое обоснование факторов перехода $<\gamma>$ физически оправдывает искусственное введение подгоночного фактора конденсации в феноменологических моделях предравновесного распада при описании эмиссии сложных частиц. При пренебрежении эффектом поляризации ядра, обусловливающего отличие взаимодействия между квазичастицами (в ядре) от взаимодействия свободных нуклонов, приходим к описанию многоступенчатого прямого ядерного процесса в рамках борновского ряда, в промежуточных состояниях которого фигурируют свободные сложные частицы.

Для средних и тяжелых ядер вероятность существования квазисвободных сложных частиц (возможно, за исключением α-частиц) внутри ядра мала. Таким образом, основным процессом формирования сложной свободной частицы в выходном канале является процесс коалесценции, т. е. необходимо учитывать фактор перехода $\langle \gamma_\beta \uparrow \rangle$. При этом под процессом коалесценции понимается процесс формирования эмиттируемой сложной частицы из квазинуклонов. Количественный анализ факторов перехода $<\gamma>$ позволяет получать дополнительную физическую информацию о механизме эмиссии (при конкретном выборе феноменологических оптических потенциалов ($V^{(\alpha)}_{\text{опт}}$ и $V^{(\beta)}_{\text{опт}}$). Полученные выше формулы позволяют провести последовательное количественное описание многоступенчатых ядерных реакций со сложными частицами в рамках модифицированного программного комплекса DWUCK [10].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Зайдель К. и др. ЭЧАЯ, 1976, 7, № 2, с. 499. [2] Mantzouranis G., Weidenmüller H. A., Agassi D. Z. Phys., 1976, A276, p. 145. [3] Зелигер Д., Сасонов С. ЭЧАЯ, 1980, 11, № 4, с. 967. [4] Feshbach H., Kerman A.,

Koonin S. Ann. Phys. (N. Y.), 1980, 125, p. 429. [5] Живописцев Ф. А. Ядерная физика, 1965, 1, с. 600. [6] Живописцев Ф. А., Ржевский Е. С. Изв. АН СССР, сер. физ., 1977, 41, с. 2160. [7] Бояркина А. Н. и др. Изв. АН СССР, сер. физ., 1981, 45, с. 1935. [8] Emrich K. Nucl. Phys., 1971, A160, p. 1. [9] Fröbrich P. Z. Phys., 1972, 255, p. 394. [10] Bonetti R., Camnasio M., Colli Milazzo L. Phys. Rev., 1981, C 24, p. 71.

Поступила в редакцию
26.07.82

УДК 519.95

ИЗМЕРИТЕЛЬНО-ВЫЧИСЛИТЕЛЬНЫЙ КОМПЛЕКС. МОДЕЛИ ЛИНЕЙНОЙ СХЕМЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Ю. П. Пытьев

(кафедра математики)

Для широкого класса экспериментов характерна следующая линейная схема измерения непосредственно не наблюдаемого объекта f:

$$\xi = Af + \nu,\ \xi \in \overline{\mathcal{R}},\ f = \mathcal{R}. \qquad (1)$$

Здесь ξ — результат измерения искаженного шумом ν выходного сигнала Af линейного прибора A, на вход которого подан (неизвестный) сигнал f, $\mathcal{R}$, $\overline{\mathcal{R}}$ — евклидовы пространства. Погрешность ν характеризуется корреляционным оператором Σ, $\Sigma x = E\nu(x, \nu)$, $x \in \overline{\mathcal{R}}$, и удовлетворяет условию $E\nu = 0$.

В ряде случаев о сигнале f априори не известно ничего. Но иногда можно считать, что f — случайный вектор, и задан его корреляционный оператор F, $Fx = Ef(x, f)$, $x \in \mathcal{R}$. Наконец, в некоторых задачах естественно считать случайным оператор A. В каждом из перечисленных случаев речь идет о соответствующей модели схемы измерения (1).

Пусть $R\xi = RAf + R\nu$ — линейное преобразование сигнала ξ. $R\xi$ можно рассматривать как искаженный шумом $R\nu$ выходной сигнал прибора RA, на вход которого подан тот же сигнал f, или как выходной сигнал измерительно-вычислительного комплекса, если вектор $R\xi$ вычислен на ЭВМ, соединенной с прибором A. Связь между параметрами, характеризующими качество прибора A, и аналогичными параметрами комплекса «A+ЭВМ» может оказаться весьма неожиданной. Пусть в (1) f — не зависящий от ν случайный вектор с корреляционным оператором F [1]. Тогда минимальная ошибка h при интерпретации $R\xi$ как сигнала Uf, где U — заданный оператор, определяется равенством

$$h = E\|R\xi - Uf\|^2 = \inf\{E\|R'\xi - Uf\|^2 R' \in (\overline{\mathcal{R}} \to \mathcal{U})\} =$$
$$= \operatorname{Tr} U (F - FA^* (AFA^* + \Sigma)^{-1} AF) U^*. \qquad (2)$$

Эта ошибка свойственна комплексу «A+ЭВМ», если $R\xi$ интерпретировать как выходной сигнал прибора U. Эта же ошибка для прибора A равна $h_0 = E\|\xi - Uf\|^2 = \operatorname{Tr}((A - U) F (A - U)^* + \Sigma)$. Рассмотрим класс импульсных сигналов $f = (0, ..., 0, f_s, 0, ..., 0]$, для которых $F_{ij} = \Delta^2 \delta_{is} \delta_{js}$, $i, j = 1, ..., n$, $\Delta^2 = Ef_s^2$, и положим $U = I$ (идеальный прибор), $\Sigma = \sigma^2 I$ (белый шум), $A_{ss} = 1$. Тогда погрешности $h = \sigma^2 \Delta^2 (\sigma^2 + \Delta^2 (A^*A)_{ss})^{-1}$ и $h_0 = \Delta^2 ((A^*A)_{ss} - 1) + n\sigma^2$ будут характеризовать так называемую рэлеевскую разрешающую силу комплекса «A+ЭВМ» и прибора A соот-