

U — неприводимая вершинная часть по каналу частица-дырка. Блок g можно записать в виде

$$g = \Gamma^\omega \chi_s, \quad (4)$$

где Γ^ω — амплитуда рассеяния в среде [4] и χ_s определяется из уравнения

$$\chi_s = A \Gamma^\omega \chi_s, \quad (5)$$

A — интеграл от произведения полюсных частей одночастичных функций Грина (G).

Общее выражение (2) для части оптического потенциала, которое связано с вкладом от неупругого процесса рассеяния с возбуждением низших коллективных состояний ядра-мишени, имеет вид (в j -представлении)

$$V_{\text{опт}}^Q(j, j', \varepsilon) = \sum_{s j_1} \frac{g_{j_1}^I(\omega_s) g_{j, j'}^I(\omega_s)}{\varepsilon - \omega_s - \varepsilon_{j_1} + i\delta}, \quad (6)$$

где j, j', j_1 — состояния сплошного спектра.

В микроскопической теории для блока $g_{j j'}^I$ получается следующее выражение [6]:

$$g_{j j'}^I = \sum_{j_1 j_2} X_{j_1 j_2}^I \sqrt{2I+1} \langle j_1 j_2; I | \bar{V} | j j'; I \rangle, \quad (7)$$

где

$$\chi_{j_1 j_2}^I = \langle I \| (a_{j_1}^\dagger a_{j_2})_I \| 0 \rangle. \quad (8)$$

Матричный элемент парного взаимодействия

$$\langle j_1 j_2; I | \bar{V} | j j'; I \rangle$$

рассчитывается по обычным формулам в оболочечной модели [6]. Блок $g_{j j'}^I$ можно с достаточной степенью точности замоделировать, введя коллективные переменные ядра [7]:

$$g_{j j'}^I = \frac{\beta_I V_0}{2\sqrt{\pi}} (-1)^{I-1/2} \langle l | F_I(r) | l' \rangle \sqrt{2j+1} \cdot \sqrt{2j'+1} \langle j_1^{1/2} j' - 1/2 | I 0 \rangle, \quad (9)$$

где β_I — параметр деформации мультипольности I ; $F_I^{(v)}(r) = \frac{1}{V_0} V_I(r) \times (\sqrt{2I+1})^{-1}$ — форм-фактор для вибрационных ядер;

$$V_I(r) = -V_0 (R_0/a) e (1+e)^{-2};$$

$e = \exp\{(r - R_0/a)\}$; $V_0, R_0 = r_0 A^{1/3}, a$ — параметры потенциала Вудса—Саксона. При возбуждении вращательных уровней (несферические ядра) форм-фактор определяется соотношением [8]

$$F_I^{(r)}(r) = \frac{1}{V_0} U_I^{(r)}(r) (\sqrt{2I+1})^{-1},$$

$$U_I^{(r)}(r) = -4\pi \int_0^1 \left\{ \frac{V_0 Y_{I_0}(\theta') d \cos \theta'}{1 + \exp \{ [r - R_0 (1 + \sum_{\lambda'} \beta_{\lambda'} Y_{\lambda' 0}(\theta'))] \}} \right\}. \quad (10)$$

Мнимая часть оптического потенциала для вибрационных ядер связана с тем, что благодаря взаимодействию частица покидает входной канал и испускается в одном из неупругих каналов, когда ядро-мишень находится в возбужденном вибрационном состоянии (IM):

$$Im V_{\text{опт}}^{(v)}(\mathbf{k}_0, \mathbf{k}'_0, \theta) = -\frac{m}{\hbar^2 \pi^2} \sum_{I_1 I_2} Z_I \frac{(2I+1)(2I_2+1)}{\sqrt{4\pi(2I_1+1)}} \times \\ \times \langle I_0 I_2 0 | I_1 0 \rangle^2 Y_{I_1 0}(\theta) \frac{\beta_I^2}{2I+1}. \quad (11)$$

$$J_{I_1 I_2}^{(v)}(k'_0 Z_I) J_{I_2 I_1}^{(v)}(k_0 Z_I);$$

где

$$J_{I_1 I_2}^{(v)}(k'_0 Z_I) = \int_0^{\infty} j_{I_1}(k'_0 r) V_I^{(v)}(r) j_{I_2}(k''_0 r) r^2 dr,$$

$$| \mathbf{k}_0'' | = Z_I.$$

Аналогичное выражение получим для несферического ядра с возбуждением вращательных уровней:

$$Im U_{\text{опт}}^{(r)}(\mathbf{k}_0, \mathbf{k}'_0, \theta) = -\frac{4\pi V_0}{\hbar^2 \pi^2} \sum_{\substack{I, I' \\ k_1 I_1 I_2}} Z_I \beta_I^2 \times \\ \times \left(\frac{(2I+1)(2I_2+1)}{\sqrt{4\pi(2I_1+1)}} \right) \langle I_0 I_2 0 | I_1 0 \rangle Y_{I_1 0}(\theta) \times \\ \times | \langle IK \| D^I \| I'K \rangle |^2 J_{I_1 I_2}^{(r)}(k'_0 Z_I) J_{I_2 I_1}^{(r)}(k_0 Z_I), \quad (12)$$

где

$$J_{I_1 I_2}^{(r)}(k'_0 Z_I) = \int_0^{\infty} U_I^{(r)}(r) j_{I_1}(k'_0 r) j_{I_2}(k''_0 r) r^2 dr.$$

Для основной вращательной серии:

$$\langle IK \| D^I \| I'K \rangle = (2I'+1) \langle I'IK 0 | IK \rangle.$$

В дальнейшем для простоты расчетов ограничимся областью чётно-чётных ядер, а также положим

$$V_I^{(v)}(r) = R_0 V_0 \delta(r - R_0),$$

$$| \mathbf{k}_0 | = | \mathbf{k}'_0 |.$$

В этом случае формула (11) приобретает вид

$$Im V_{\text{опт}}^{(v)}(\mathbf{k}, \mathbf{k}'_0, \theta) = -\frac{m V_0^2 R_0^6}{8\pi^2 \hbar^2} \sum_{I_1 I_2} Z_I (2I+1) \times \\ \times (2I_2+1) \frac{\hbar \omega_I}{C_I} \langle I_0 I_2 0 | I_1 0 \rangle^2 P_{I_1}(\theta) j_{I_1}^2(k_0 R_0) j_{I_2}^2(R_0 Z_I), \quad (13)$$

где $h\omega_I/2C_I = \beta_I^2/2I + 1$ определяет деформируемость ядра, ω_I — частота поверхностных колебаний ядра.

В данной работе исследуются угловые и энергетические зависимости $JmV_{\text{опт}}^v$ для четно-четных ядер в области малых энергий с учетом возбуждения низших коллективных состояний (2^+ , 3^-).

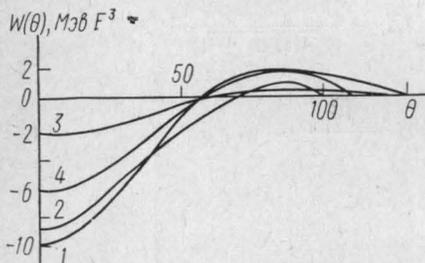


Рис. 1. Угловая зависимость W для C^{12} при 1 — 20, 2 — 15 и 3 — 10 Мэв

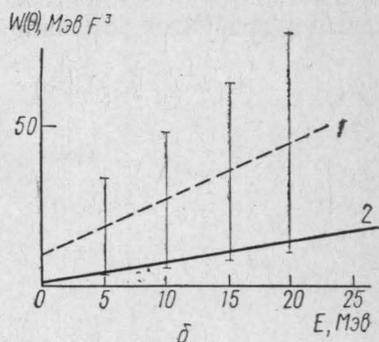


Рис. 2. Энергетическая зависимость W для C^{12} : 1 — из работы [16], 2 — получена по формуле (13)

Ядро C^{12} . При вычислениях использовались параметры $C_2 = 44$ Мэв и $C_3 = 116$ Мэв [9]. На рис. 1 изображены кривые $JmV_{\text{опт}}(\theta)$ при разных энергиях. На рис. 2 приведена полученная теоретически энергетическая зависимость $JmV_{\text{опт}}(\epsilon)$ для ядра C^{12} . Здесь же показана для сравнения зависимость мнимой части оптического феноменологического потенциала $W(\epsilon)$, полученная

Значения параметров $h\omega$ и c и соответствующие им величины $W(\theta=0, E=2 \text{ Мэв})$ для набора ядер от Ne^{20} до Pt^{98}

Ядро	$h\omega_2$ Мэв	c_2 Мэв	W Мэв F^3	Ядро	$h\omega_2$ Мэв	c_2 Мэв	W Мэв F^3
Ne^{20}	1,63	6	0,88	Se^{82}	0,88	200	1,52
Mg^{24}	1,38	10,3	0,84	Sr^{88}	1,85	220	1,23
Si^{28}	1,78	23	0,48	Mo^{94}	0,87	76	5,3
Ti^{48}	0,99	87	0,84	Mo^{97}	0,78	62	6,22
Fe^{56}	0,84	37	2,68	Pd^{106}	0,51	31,5	10,4
Ni^{60}	1,33	58	2,28	Te^{124}	0,61	110	6,0
Zn^{64}	1,00	61	3,00	Te^{130}	0,85	180	4,18
Zn^{66}	1,04	93	1,95	Nd^{148}	0,30	36	11,6
Se^{78}	0,61	21	10,1	Sm^{150}	0,337	31	14,6
Se^{80}	0,65	33	6,9	Pt^{198}	0,403	64	14,5

в работах [5 и 15]. Из рис. 1 и 2 видно, что расчетные значения зависимостей $JmV_{\text{опт}}(\theta, \epsilon)$ от θ, ϵ удовлетворительно согласуются с соответствующими зависимостями феноменологического нелокального потенциала Пери—Бака.

Ядра Ni^{58} и Ni^{60} . При вычислениях использовались значения параметров:

$$C_2 = 75 \text{ Мэв}, C_3 = 1026 \text{ Мэв для } Ni^{58} [11];$$

$$C_2 = 58 \text{ Мэв}, C_3 = 397 \text{ Мэв для } Ni^{60} [12].$$

Результаты расчетов приведены на рис. 3.

Ядро Ca^{40} . Для C_2 и C_3 выбирались значения [13, 14]:
 $C_2 = 88,2$ мэв, $C_3 = 370$ мэв.

Результаты расчета приведены на рис. 4. Анализ приведенных расчетов показал, что главный вклад в $ImV_{\text{опт}}$ дает уровень 3_1^- . Это справедливо и для сферических ядер O^{16} , Pb^{208} . (рис. 5).

Аналогичные расчеты проведены для ряда четно-четных ядер. В таблице приведены значения $ImV_{\text{опт}}$ при $\epsilon = 2$ мэв и $\theta = 0$ с учетом вклада низшего состояния

Проведенные исследования угловой и энергетической зависимости $ImV_{\text{опт}}$ для четно-четных ядер показали, что вклад от неупругих каналов с возбуждением низших коллективных состояний ядра-мишени является очень существенным, и для некоторых ядер может почти полностью исчер-

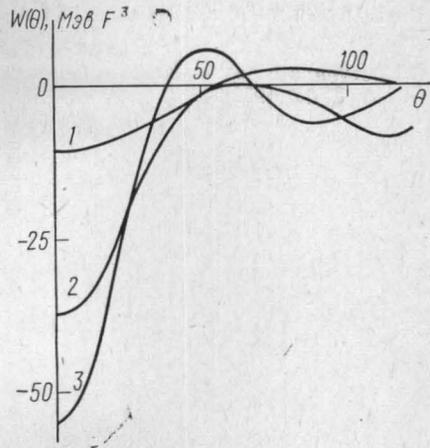


Рис. 3. Угловая зависимость W для Ni^{60} при энергиях: 1—5, 2—15 и 3—20 Мэв

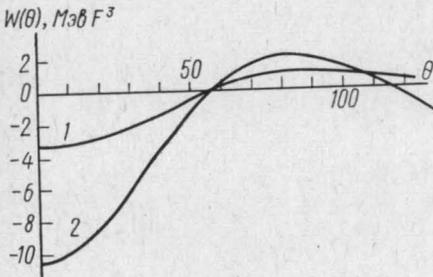


Рис. 4. Угловая зависимость W для Ca^{40} при энергиях: 1—7, 2—20 Мэв

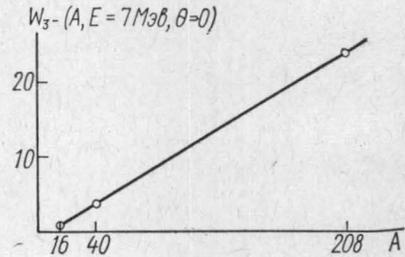


Рис. 5. Вклад в W уровня 3_1^- ядер O^{16} , Ca^{40} и Pb^{208}

пать всю величину «наблюдаемой» мнимой части (W) феноменологического нелокального оптического потенциала в области малых энергий.

ЛИТЕРАТУРА

1. Feshbach H. Ann. Phys., 5, 357, 1958.
2. Bloch C. Nucl. Phys., 4, 503, 1957.
3. Brown G. E. Rev. Mod. Phys., 31, 893, 1959.
4. Мигдал А. Б. Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер. М., 1965.
5. Giai N. V., Sawicki J., Vinh-Mau N. Phys. Rev., 141, 913, 1966.
6. Живописцев Ф. А., Московкин В. Л., Юдин Н. П. «Изв. АН СССР», сер. физ., 32, 660, 1968.
7. Bohr A., Mottelson B. Phys. Rev., 90, 717, 1953.
8. Tamura K. Phys. Rev. Mod., 37, No. 4, 679.
9. Немировский П. Э. Современные модели атомного ядра. М., 1960.
10. Perey F., Buck B. Nucl. Phys., 32, 253, 1962.
11. Jolly Rik, Goldberg H. D. Nucl. Phys., 123, 54, 1969.

12. Eccles S. F., Luts H. F., Hodsen V. A. Phys. Rev., 141, 1067, 1966.
13. Matsuda K. Nucl. Phys., 33, 536, 1962.
14. Lane A. M. Nucl. Phys., 15, 39, 1960.
15. Ford A. Phys. Rev., 120, 169, 1960.
16. Lipperheide R., Schmidt A. K. Nucl. Phys., A112, 65, 1968.

Поступила в редакцию
27.12 1972 г.

НИИЯФ
