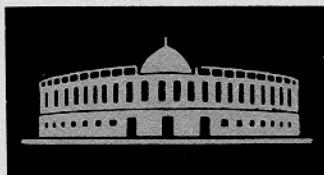


ISSN 0367-2026

ФИЗИКА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ
ЧАСТИЦ
И АТОМНОГО
ЯДРА



ВЫПУСК

1995 том 26 выпуск 4



JOINT INSTITUTE FOR NUCLEAR RESEARCH

PHYSICS
OF ELEMENTARY
PARTICLES
AND ATOMIC
NUCLEI

PARTICLES & NUCLEI

SCIENTIFIC REVIEW JOURNAL

Founded in December 1970

VOL.26

PART 4

Six issues per year

DUBNA 1995

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

ФИЗИКА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ И АТОМНОГО ЯДРА

ЭЧАЯ

НАУЧНЫЙ ОБЗОРНЫЙ ЖУРНАЛ

Основан в декабре 1970 года

ТОМ 26

ВЫПУСК 4

Выходит 6 раз в год

ДУБНА 1995

Главный редактор

А.М.БАЛДИН

Редакционная коллегия:

В.Л.АКСЕНОВ

(зам. главного редактора),

П.Н.БОГОЛЮБОВ,

С.К.БРЕШИН,

В.В.ВОЛКОВ,

Ц.Д.ВЫЛОВ,

Ю.П.ГАНГРСКИЙ,

В.П.ДЖЕЛЕПОВ,

И.С.ЗЛАТЕВ,

П.С.ИСАЕВ

(ответственный секретарь),

В.Г.КАДЫШЕВСКИЙ

(зам. главного редактора),

К.КАУН,

Д.КИШ,

Н.Я.КРОО,

Р.М.ЛЕБЕДЕВ,

И.Н.МИХАЙЛОВ,

НГУЕН ВАН ХЬЕУ

(зам. главного редактора),

Ю.Ц.ОГАНЕСЯН,

Ю.П.ПОПОВ,

А.Н.СИСАКЯН,

В.Г.СОЛОВЬЕВ

(зам. главного редактора),

А.Н.ТАВХЕЛИДЗЕ,

А.А.ТЯПКИН,

А.И.ХРЫНКЕВИЧ,

Ч.К.ШИМАНЕ

Редакторы **Е.К.Аксенова**, тел. 65-165

Э.В.Ивашкевич

STRUCTURE OF ODD-ODD Ga AND As NUCLEI, DYNAMICAL AND SUPERSYMMETRIES

T.Fényes, A.Algora, Zs.Podolyák, D.Sohler, J.Timár

Institute of Nuclear Research of the Hungarian Academy of Sciences, 4001 Debrecen, Hungary

S.Brant, V.Paar, Lj.Šimičić

Department of Physics, Faculty of Science, University of Zagreb, 41000 Zagreb, Croatia

The structure of ^{66}Ga , ^{68}Ga , ^{70}Ga , ^{70}As , ^{72}As , ^{73}As , ^{74}As , and ^{76}As was studied via $(p, n\gamma)$ (and in some cases) $(\alpha, n\gamma)$ reactions. In-beam γ -ray, two-dimensional $\gamma\gamma$ -coincidence, internal conversion electron, and γ -ray angular distribution spectra, as well as $\sigma(E_{\text{LEV}}, E_p)$ relative reaction cross sections were measured with Ge(HP), Ge(Li) γ and combined superconducting magnetic plus Si(Li) electron spectrometers at different bombarding particle energies. The proposed new level schemes contain 300 (among them 70 new) levels. Level spins, parities, γ -ray branching and mixing ratios have been deduced. Energy spectra, electromagnetic moments, reduced transition probabilities, γ -ray branching ratios, and one-nucleon transfer reaction spectroscopic factors were calculated in the framework of interacting boson model (IBM), interacting boson-fermion model (IBFM), and interacting boson-fermion-fermion model (IBFFM) for about 20 nuclei in the Ga-As region ($^{64}\text{--}^{67}\text{Zn}$, $^{65}\text{--}^{68}\text{Ga}$, $^{68}\text{--}^{73}\text{Ge}$, $^{70}\text{--}^{74}\text{As}$). The odd-odd nuclei were described on the basis of consistent parametrization deduced from the even-even core and the two neighbouring odd-A nuclei. Reasonable description of experimental data has been obtained. The energy splitting of proton-neutron multiplets in odd-odd Ga and As nuclei is discussed also with the use of the parabolic rule which is associated with IBFFM in the low perturbation order. The energy spectra of $^{74}\text{Se}_{40}$, $^{75}\text{Se}_{41}$, $^{73}\text{As}_{40}$, $^{74}\text{As}_{41}$ supermultiplet nuclei were calculated on the basis of the $U_{\pi}(6/12) \otimes U_{\nu}(6/12)$ supersymmetry (SUSY) theory, using a simple closed energy formula. 44 states of these four different nuclei have been reasonably described using only 7 fitted parameters. The existence of supersymmetry was supported also by one-nucleon transfer reaction data, electromagnetic properties, as well as by IBFM, IBFFM and SUSY model wave functions of the levels considered.

Изучена структура ядер ^{66}Ga , ^{68}Ga , ^{70}Ga , ^{70}As , ^{72}As , ^{73}As , ^{74}As и ^{76}As через реакции $(p, n\gamma)$ и (в некоторых случаях) $(\alpha, n\gamma)$. Измерены спектры γ -лучей, двумерных $\gamma\gamma$ -совпадений, электронов внутренней конверсии и углового распределения γ -лучей, а также $\sigma(E_{\text{ур}}, E_p)$ относительные поперечные сечения реакций с помощью Ge(HP),

Ge(Li) γ -детекторов и сверхпроводящего магнитного Si(Li)-спектрометра электронов при различных энергиях бомбардирующих частиц. Предложенные новые схемы уровней содержат 300 (между ними 70 новых) уровней. Приведены спины, четности, коэффициенты γ -разветвления и смешивания. Рассчитаны энергетические спектры, электромагнитные моменты, приведенные вероятности переходов, коэффициенты γ -разветвления и спектроскопические факторы в рамках модели взаимодействующих бозонов (фермионов) (МБФ (Ф)) для ≈ 20 ядер в области Ga-As ($^{64-67}\text{Zn}$, $^{65-68}\text{Ga}$, $^{68-73}\text{Ge}$, $^{70-74}\text{As}$). Нечетно-нечетные ядра описываются параметрами, полученными из приспособления к экспериментальным данным о свойствах ядра четно-четного остова и двух соседних ядер с нечетными массовыми числами. Получено разумное описание экспериментальных данных. Энергетическое расщепление протон-нейтрон мультиплетов в нечетно-нечетных ядрах Ga и As обсуждается с помощью параболического правила, ассоциированного с МБФ в низком порядке возмущения. Рассчитаны энергетические спектры супермультиплета ^{74}Se , ^{75}Se , ^{73}As и ^{74}As на базе теории $U_\pi(6/12) \otimes U_\nu(6/12)$ суперсимметрии (СУСИ). Описаны расчеты 44 уровней четырех различных ядер с использованием только семи подгоночных параметров. Существование суперсимметрии подтверждено данными реакций однонуклонных передач, электромагнитными свойствами, а также МБФ и СУСИ волновыми функциями обсуждаемых уровней.

1. INTRODUCTION

The main intention of the present work was a detailed in-beam γ - and electron-spectroscopic study of the odd-odd Ga and As isotopes and a consistent description of the structure of the Zn, Ga, Ge, and As nuclei in the framework of the interacting boson (-fermion-fermion) model (IB(FF)M). The nuclei, investigated in this program, are shown in Fig.1.

The experimental work was motivated by the fact, that the level systems of the investigated odd-odd nuclei (and especially the level spin and parity values) were known very scantily. For example, in ^{68}Ga unambiguous spin-parity data had been determined only for three levels before our measurements. The beams of the Debrecen isochronous cyclotron enabled excitation both of particle and collective states, and the high resolution, high efficiency Ge(HP) detectors and unique superconducting magnetic electron spectrometer, constructed in the Institute of Nuclear Research, assured good possibility for complex γ - and electron-spectroscopic in-beam studies.

A theoretical interpretation of the ^{66}Ga and ^{68}Ga level schemes was formerly completely missing. In the case of $^{70,72,74}\text{As}$ we have performed interacting boson-fermion-fermion model calculations for the first time. These calculations gave consistent and detailed description of the energy spectra and electromagnetic properties of the corresponding even-even, odd-A and odd-odd Zn, Ga, Ge, and As nuclei.

at different bombarding particle energies. Level schemes, spin-parity values, γ -branching and γ -mixing ratios have been deduced. Great attention was paid to the reliability and consistency of the obtained data. For example, the level spins have been determined with three different methods: a) from the decay properties and internal conversion coefficients of transitions, b) from Hauser-Feshbach analysis of the (p, n) reaction cross sections, and c) from γ -ray angular distributions. Configuration of levels has been determined from all available data: from nucleon transfer reaction studies, log ft values of β -decay, electromagnetic moments, transition probabilities, γ -branching ratios, predictions of parabolic rule calculations, etc.

As a result of experimental work about 880 (among them 440 new) γ rays have been identified, 280 (including 240 new) α_K internal conversion coefficients and ~ 300 (among them 70 new) levels have been determined in $^{66,68,70}\text{Ga}$ and $^{70,72,73,74,76}\text{As}$ nuclei.

The results have been published in the following papers: ^{66}Ga [4,13], ^{68}Ga [5,6,13], ^{70}Ga [7], ^{70}As [8], ^{72}As [9,13], ^{73}As [10], ^{74}As [11—13], and ^{76}As [14]. These works contain detailed description of the experimental methods and results, deduced new level schemes, and their discussion. The level spectra were based mainly on $\gamma\gamma$ -coincidence relations, as well as on energy and intensity balance of transitions.

3. SYSTEMATICS OF THE EVEN-EVEN AND SINGLE-ODD NUCLEI IN THE Zn-Se REGION

If we want to describe the structure of odd-odd nuclei, we need to know the energy levels of the neighbouring even-even and odd-A nuclei. The systematics of the 0_1^+ , 2_1^+ , 4_1^+ , and 3_1^- states of the even-even Zn, Ge, and Se nuclei is shown in Fig.2. The low-lying levels of the odd-A Zn, Ga and Ge, As nuclei are presented in Figs.3 and 4, respectively. The main configurations of states are also indicated in Figs.3 and 4 on the basis of one-nucleon transfer reaction and other available data.

The systematics of neutron quasiparticle energies and occupation probabilities in the Ni-Se region are shown in Fig.5.

In order to get preliminary estimates for the configurations of the low-lying levels of odd-odd Ga and As nuclei, we have performed parabolic rule [16] calculations. These calculations proved very useful for the prediction of the energy splitting of different proton-neutron multiplets in odd-odd In [1] and Sb [2] nuclei. In the Ga and As isotopes rather strong configuration mixing is expected among the close-lying identical spin-parity states, which may imply limitation on the applicability of the parabolic rule. Nevertheless, it can be used for the first orientation, as indeed the IBFFM calculations showed later.

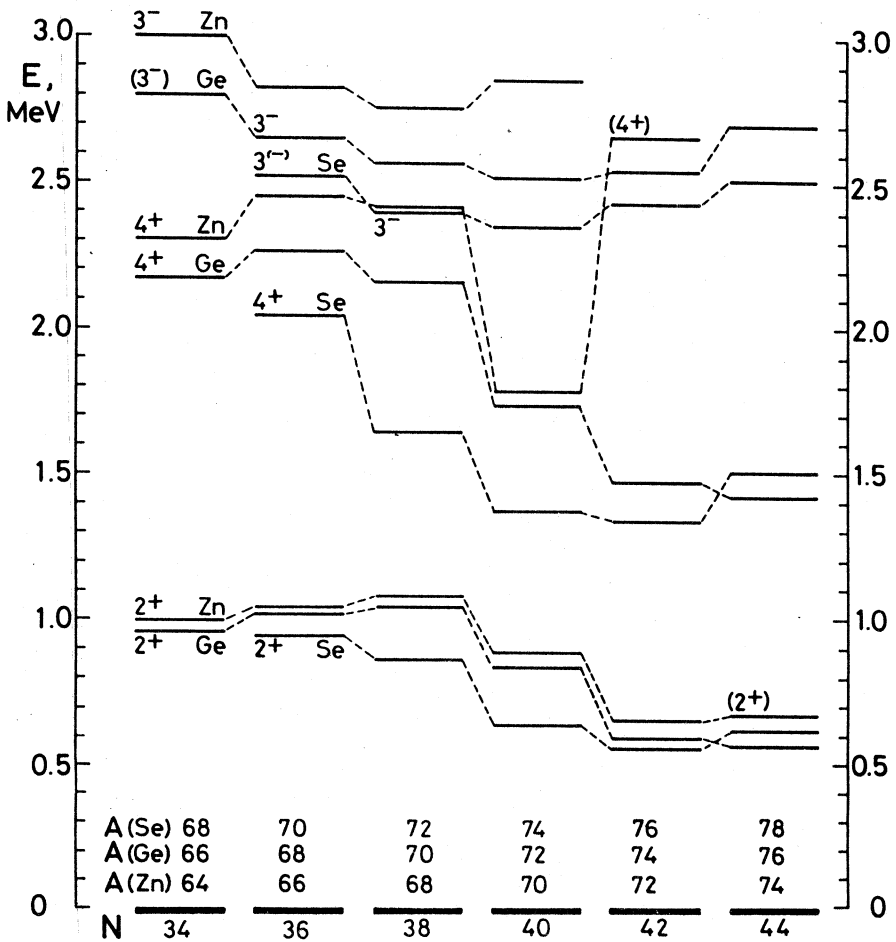


Fig.2. Energies of 2^+ , 4^+ and 3^- states of the even-even Zn, Ge and Se nuclei. Data were taken from the corresponding Nuclear Data Sheets

As the parabolic rule and its applications to In and Sb nuclei were described in detail in [16, 1 and 2], here we show only the results obtained on the relative energy splitting of proton-neutron multiplets in ^{70}As (Fig.6) and $^{66,68,70}\text{Ga}$, $^{70,72,74,76}\text{As}$ nuclei (Fig.7). In these predictions the same proton and neutron occupation probabilities were used, as later in the IBFFM calculations (see Section 4).

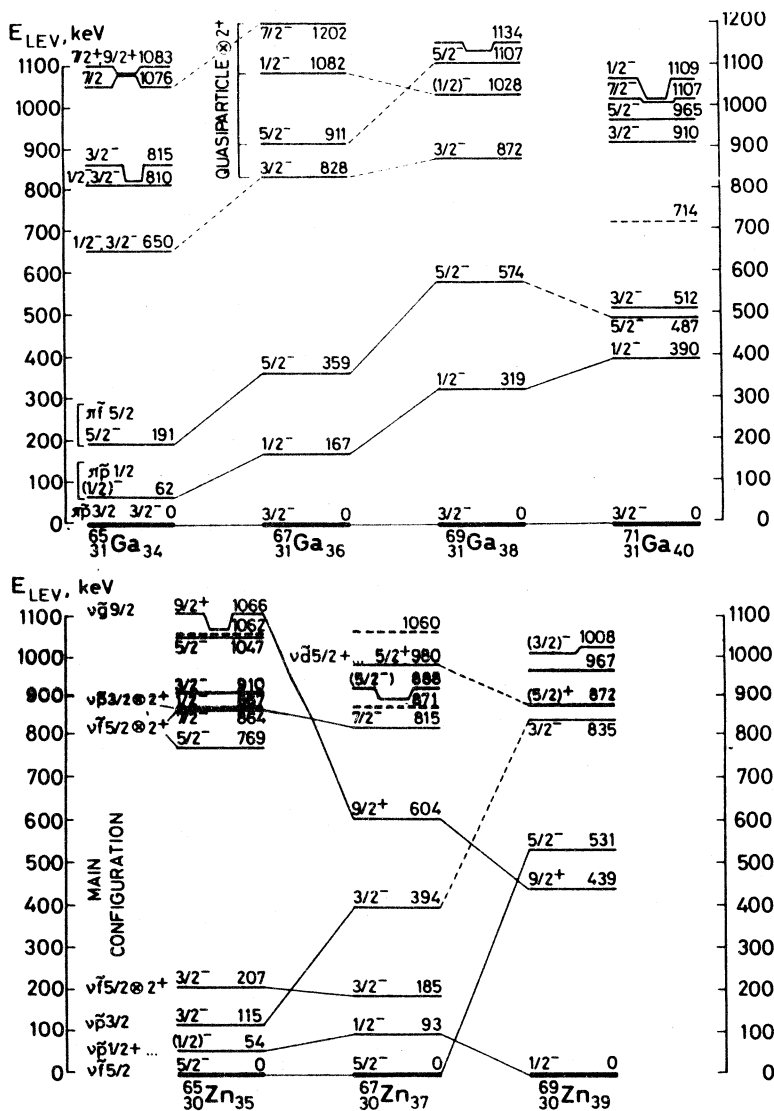


Fig.3. The low-lying levels of odd-A $^{65-69}\text{Zn}$ and $^{65-71}\text{Ga}$ nuclei. Data were taken from the corresponding Nuclear Data Sheets and original papers

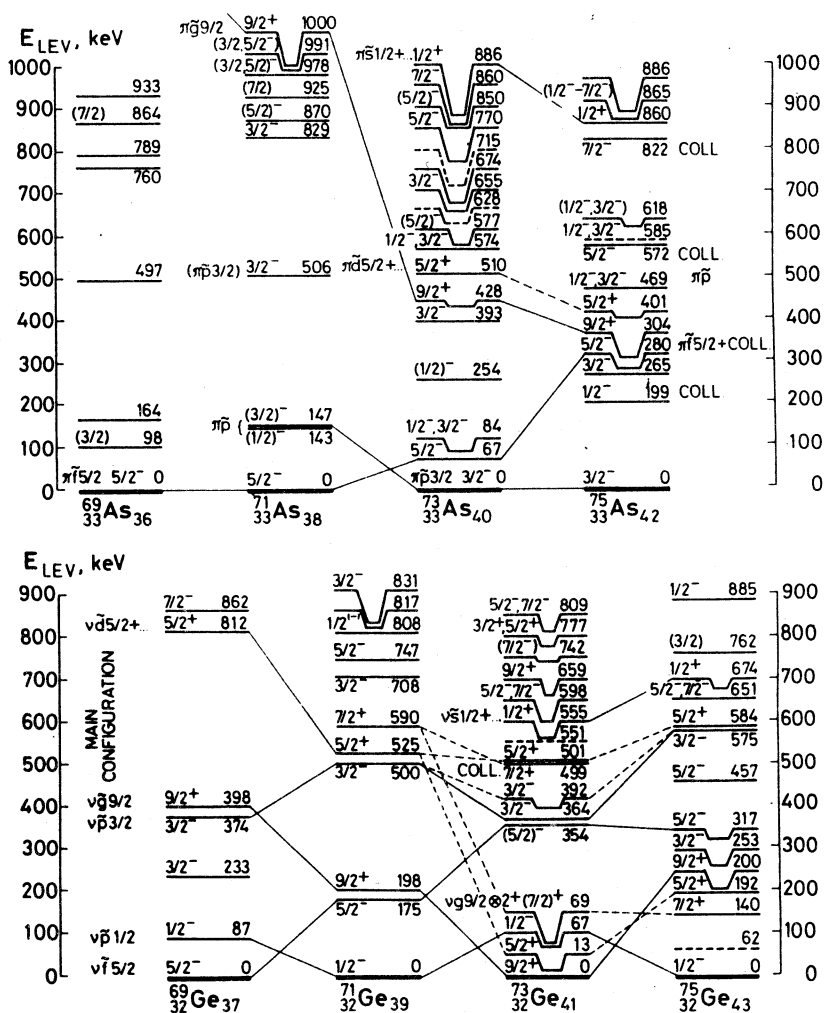


Fig.4. The low-lying levels of odd-A $^{69-75}\text{Ge}$ and $^{69-75}\text{As}$ nuclei. Data were taken from the corresponding Nuclear Data Sheets and original papers

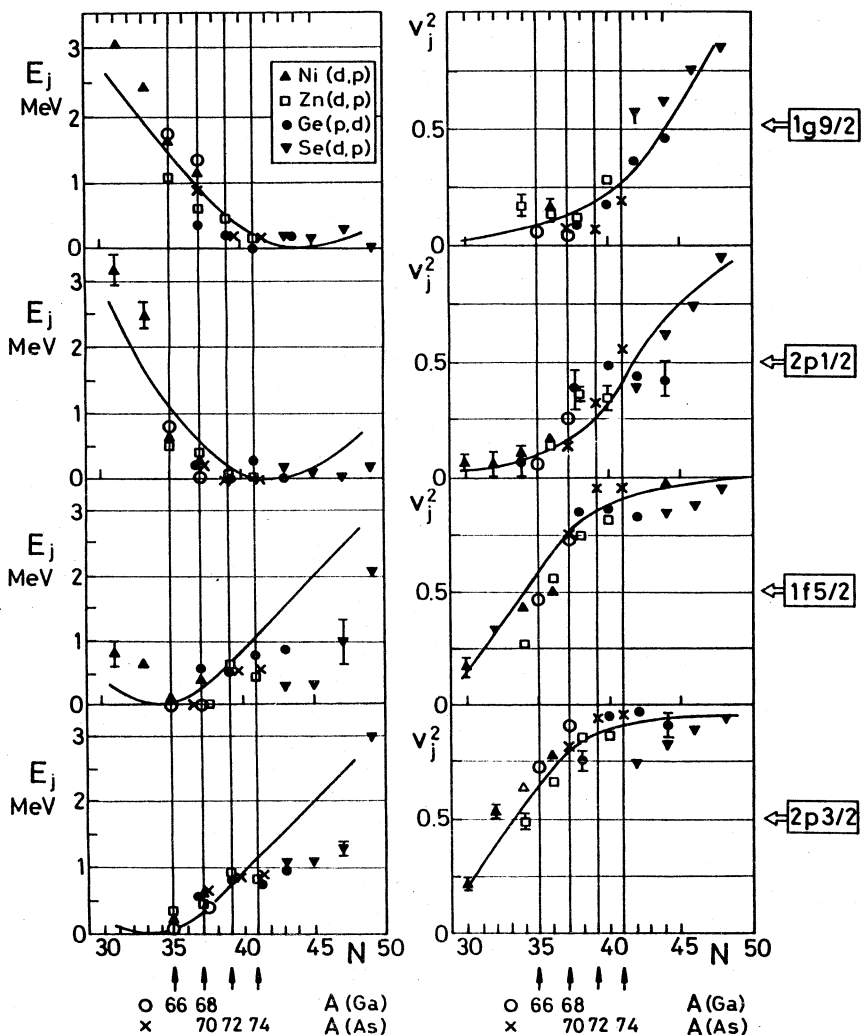


Fig.5. Experimental quasi-particle energies (E_j) and occupation probabilities as a function of the neutron number (N) (points) and the corresponding BCS theoretical results (curves). Data were taken from Fournier et al. [15]. Values used in the present calculations are shown by circles (o) for Ga and crosses (x) for As odd-odd nuclei

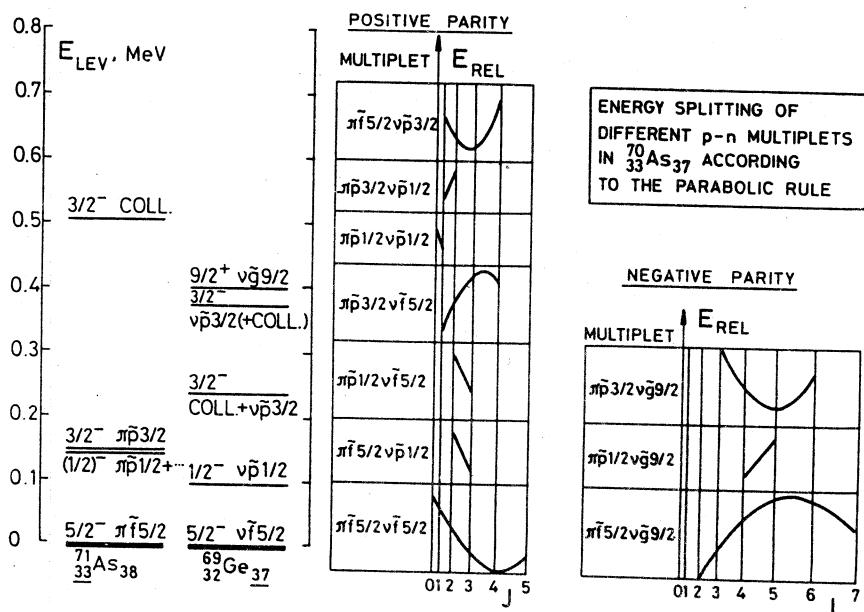


Fig.6. Approximate relative energy splitting of different $p-n$ multiplets in ^{70}As , as predicted by the parabolic rule. The abscissa is scaled according to $J(J+1)$, where J is the spin of the state

4. INTERACTING BOSON-(FERMION-FERMION) MODEL CALCULATIONS

In order to get deeper and more detailed insight into the structure of the low-lying odd-odd Ga and As states, we have calculated the level energies and electromagnetic properties on the basis of the interacting boson-(fermion-fermion) model.

4.1. Hamilton operator. The Hamiltonian of the model is [17—20]:

$$H_{\text{IBFFM}} = H_{\text{IBFM}}(\pi) + H_{\text{IBFM}}(\nu) - H_{\text{IBM}} + H_{\text{RES}}(\pi\nu), \quad (1)$$

where H_{IBM} denotes the IBM Hamiltonian for the even-even core nucleus [21—22], $H_{\text{IBFM}}(\pi)$ and $H_{\text{IBFM}}(\nu)$ are the IBFM Hamiltonians for the neighbouring odd-even nuclei with an odd proton and odd neutron, respectively [23—25], and $H_{\text{RES}}(\pi\nu)$ is the Hamiltonian of the residual interaction.

The Hamiltonian of the core has the following form [26—28]

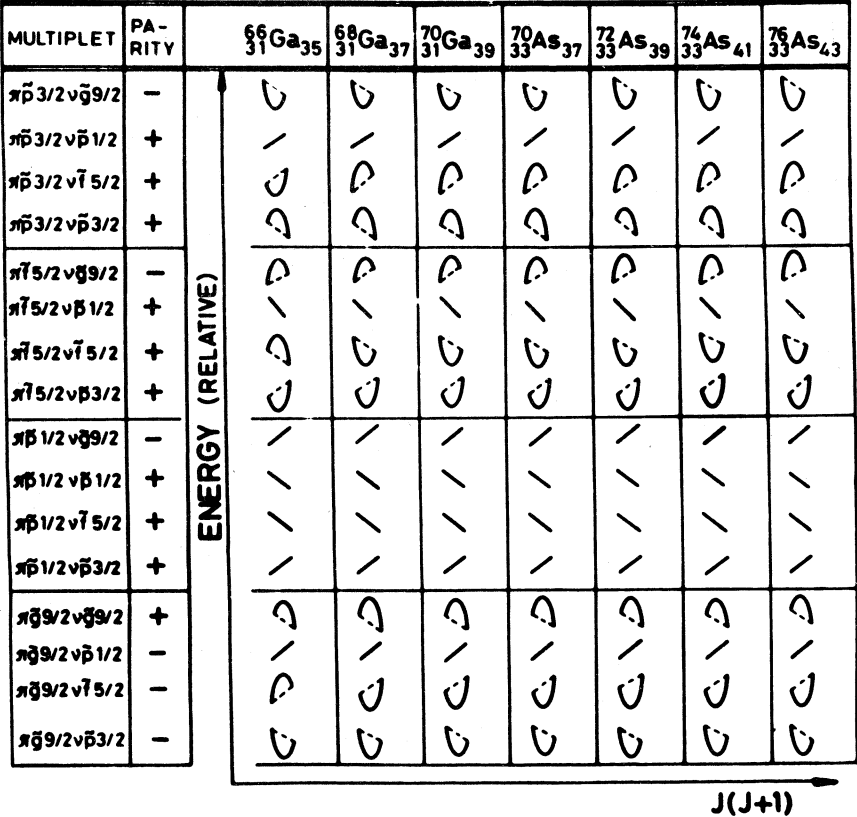


Fig.7. Approximate relative energy splitting of different proton-neutron multiplets in some odd-odd Ga and As nuclei as a function of $J(J + 1)$. J is the spin of the state. The predictions were based on the parabolic rule

$$H_{IBM} = h_1 \hat{N} + h_2 \{ (d^+ d^+)_{00} [(N - \hat{N})(N - \hat{N} - 1)]^{1/2} + h.c. \} + \\ + h_3 \{ (d^+ d^+ \tilde{d})_{00} (N - \hat{N})^{1/2} + h.c. \} + \sum_{L=0,2,4} h_{4L} [(d^+ d^+)_{L0} (\tilde{d} \tilde{d})_{L0}] \tag{2}$$

where $\hat{N}$ is the d -boson number operator and N is the total number of s and d bosons. The relation of $\{h\}$ parameters to the parameters defined in Ref.[21] is as follows:

$$h_1 = \epsilon_d - \epsilon_s + \left(\frac{1}{\sqrt{5}} u_2 - u_0 \right) (N - 1),$$

$$h_2 = \frac{1}{\sqrt{2}} \tilde{v}_0, \quad h_3 = \tilde{v}_2, \quad (3)$$

$$h_{4L} = \sqrt{2L+1} \left(\frac{1}{2} c_L - \frac{1}{\sqrt{5}} u_2 + \frac{1}{2} u_0 \right).$$

The IBFM Hamiltonian employed here is of the form [27]

$$H_{\text{IBFM}}(\alpha) = H_{\text{IBM}} + \sum_i \tilde{\epsilon}_i(\alpha) + H_{\text{BF}}(\alpha), \quad (4)$$

where α stands for odd proton ($\alpha = \pi$) or neutron ($\alpha = \nu$). The second and third terms are the quasiparticle and boson-fermion (particle-vibration) interaction Hamiltonians, respectively.

$$\begin{aligned} H_{\text{BF}}(\alpha) = & \sum_j A_j \{ (d^+ \tilde{d})_0 [c_j^+(\alpha) \tilde{c}_j(\alpha)]_0 \}_0 + \\ & + \sum_{j_1 j_2} \Gamma_{j_1 j_2} \{ Q_2 [c_{j_1}^+(\alpha) \tilde{c}_{j_2}(\alpha)]_2 \}_0 + \\ & + \sum_{j_1 j_2 j_3} \Lambda_{j_1 j_2 j_3} : \{ [c_{j_1}^+(\alpha) \tilde{d}]_{j_3} [\tilde{c}_{j_2}(\alpha) d^+]_{j_3} \}_0 : , \end{aligned} \quad (5)$$

with

$$A_j = A_0 \sqrt{5} (2j+1), \quad (6)$$

$$\Gamma_{j_1 j_2} = \Gamma_0 \sqrt{5} (u_{j_1} u_{j_2} - v_{j_1} v_{j_2}) \langle j_1 \| Y_2 \| j_2 \rangle, \quad (7)$$

$$\begin{aligned} \Lambda_{j_1 j_2 j_3} = & -2\Lambda_0 \frac{\sqrt{5}}{\sqrt{2j_3+1}} (u_{j_1} v_{j_3} + v_{j_1} u_{j_3}) (u_{j_3} v_{j_2} + v_{j_3} u_{j_2}) \times \\ & \times \langle j_3 \| Y_2 \| j_1 \rangle \langle j_3 \| Y_2 \| j_2 \rangle, \end{aligned} \quad (8)$$

$$Q_{2\mu} = d_\mu^+ \sqrt{N - \hat{N}} + \sqrt{N - \hat{N}} \tilde{d}_\mu + \chi (d^+ \tilde{d})_{2\mu}. \quad (9)$$

The Hamiltonian of the residual interaction was taken in the form

$$\begin{aligned} H_{\text{RES}}(\pi\nu) = & 4\pi V_\delta \delta(\mathbf{r}_\pi - \mathbf{r}_\nu) \delta(r_\pi - R_0) - \sqrt{3} V_{\sigma\sigma} (\boldsymbol{\sigma}_\pi \cdot \boldsymbol{\sigma}_\nu) + \\ & + V_{\text{tens}} \left[\frac{3(\boldsymbol{\sigma}_\pi \cdot \mathbf{r}_{\pi\nu})(\boldsymbol{\sigma}_\nu \cdot \mathbf{r}_{\pi\nu})}{r_{\pi\nu}^2} - (\boldsymbol{\sigma}_\pi \cdot \boldsymbol{\sigma}_\nu) \right], \end{aligned} \quad (10)$$

where $\mathbf{r}_{\pi\nu} = \mathbf{r}_\pi - \mathbf{r}_\nu$, $R_0 = 1.2 \sqrt[3]{A}$ fm. $H_{\text{RES}}(\pi\nu)$ includes surface delta, spin-spin and tensor interactions.

Hamiltonian (1) was diagonalized in the proton-neutron-boson basis: $|(j_\pi, j_\nu) j_{\pi\nu}, n_d I; J\rangle$, where j_π and j_ν stand for the proton and neutron angular

moments coupled to $j_{\pi\nu}$, n_d is the number of d bosons, I is their angular momentum, and J is the spin of the state. The computer codes, used in the calculations, were written by Brant, Paar and Vretenar [29].

4.2. Method of calculation. Parametrization. In the first step of calculations we have fitted the $\{h_i\}$ parameters of the H_{IBM} Hamiltonian (2) to the energy spectrum of the corresponding core nuclei (^{64}Zn , ^{66}Zn , ^{68}Ge , ^{70}Ge , and ^{72}Ge).

The total boson number is given by the number of valence shell pairs. For example, in $^{66}\text{Zn}_{36}$ (the core of $^{68}_{31}\text{Ga}_{37}$) $N=5$, since in this nucleus there are one proton plus four neutron bosons, relative to the $Z=N=28$ double magic nucleus. In the case of $^{70}\text{Ge}_{38}$ (the core of $^{72}_{33}\text{As}_{39}$) and $^{71}\text{Ge}_{39}$ the calculations were performed both with $N=7$ and $N=4$. Both calculations, with renormalization of the other parameters, gave similar results for the energy spectra and electromagnetic properties [9]. Thus in the further calculations for ^{70}As , ^{72}As , ^{74}As , and neighbouring 9 nuclei we have used reduced total boson numbers, by renormalizing the IBM parameters. This strongly reduced the scope of computations for odd-odd nuclei, without a substantial effect on the properties of the low-lying states.

The χ and vibrational charge (e^{VIB}) parameters were fitted to the electromagnetic moments and reduced $B(E2)$ transition probabilities of the core nuclei.

^{66}Zn exhibits level scheme, which is characteristic of a spherical vibrator. In this case the h_2 and h_3 parameters were chosen to be equal to zero. In other nuclei we have employed parametrization, which corresponds to a transition between the $U(5)$ and $SU(3)$ dynamical symmetries, but somewhat closer to the $U(5)$ character.

The core parameters, employed in the calculations, are given in the first part of Table 1.

In the second step of calculations we have adjusted the parameters of $H_{\text{IBFM}}(\pi)$ (4–8) to the experimental data of the corresponding odd- Z , even- N nuclei. The proton quasiparticle energies and occupation probabilities were taken mostly from proton transfer reaction data and/or pairing force (BCS) calculations.

The A_0^π monopole, Γ_0^π dynamical quadrupole, and Λ_0^π exchange boson-fermion interaction strengths were fitted to the low energy spectra of ^{65}Ga , ^{67}Ga , ^{71}As , and ^{73}As , respectively. (The level spectrum of ^{69}As was very scarcely known). The g_s^π and g_{tens}^π effective gyromagnetic ratios have been determined from the fitting to the electromagnetic moments and reduced $B(E2)$, $B(M1)$ transition probabilities (γ -branching ratios).

Table 1. Parameters of the IBFFM calculations

Parameters		$^{66}_{31}\text{Ga}_{35}$	$^{68}_{31}\text{Ga}_{37}$	$^{70}_{33}\text{As}_{37}$	$^{72}_{33}\text{As}_{39}$	$^{74}_{33}\text{As}_{41}$
Core, MeV	h_1	0.8	1.039	0.9	0.88	0.68
	h_2	-0.2	0	-0.15	-0.3	-0.25
	h_3	0	0	0.06	0.12	0.1
	h_{40}	0.1	0.147	0	0.2	0
	h_{42}	-0.15	-0.2292	-0.5	-0.4	-0.3
	h_{44}	0.3	0.5595	-0.08	-0.08	-0.08
Total boson N^0 ,	N	4	5	3	4 (or 7)	4
	χ	-0.5	-0.5	-1.323*	-1.323*	-1.323*
c	e^{VIB}	1.35	1.35	0.8	0.8	0.8
Quasi-proton energy, MeV	$E(\pi p\ 3/2)$	0	0	0.3	0	0
	$E(\pi f\ 5/2)$	0.75	0.75	0	0.41	0.41
	$E(\pi p\ 1/2)$	0.615	0.615	0.3	0.74	0.74
	$E(\pi g\ 9/2)$			1.3	2.2	1.55
	$E(\pi d\ 5/2)$				5.2	4.55
Occup. probability	$V^2(\pi p\ 3/2)$	0.6	0.6	0.607	0.607	0.579
	$V^2(\pi f\ 5/2)$	0.07	0.07	0.309	0.309	0.341
	$V^2(\pi p\ 1/2)$	0.09	0.09	0.131	0.131	0.118
	$V^2(\pi g\ 9/2)$			0.07	0.07	0.06
	$V^2(\pi d\ 5/2)$				0.01	0.01
Quasi-neutron energy, MeV	$E(\nu p\ 3/2)$	0.09	0.49	0.60	0.95	0.95
	$E(\nu f\ 5/2)$	0	0	0	0.53	0.53
	$E(\nu p\ 1/2)$	0.83	0.03	0.2	0	0
	$E(\nu g\ 9/2)$	1.69	1.36	0.9	0.2	0.2
	$E(\nu d\ 5/2)$				3.2	3.2
Occup. probability	$V^2(\nu p\ 3/2)$	0.73	0.89	0.80	0.941	0.957
	$V^2(\nu f\ 5/2)$	0.48	0.73	0.75	0.949	0.962
	$V^2(\nu p\ 1/2)$	0.11	0.25	0.16	0.327	0.624
	$V^2(\nu g\ 9/2)$	0.08	0.04	0.09	0.09	0.217
	$V^2(\nu d\ 5/2)$				0.01	0.01
Strengths of boson-fermion interaction, MeV	A_0^π	0.05	0.05	0.05	0.05	0.05
	Γ_0^π	0.48	0.4	0.4	0.5	0.5
	Λ_0^π	1.4	0.5	0.5	0.5 π +	0.5
					1.5 π -	

Parameters		$^{66}_{31}\text{Ga}_{35}$	$^{68}_{31}\text{Ga}_{37}$	$^{70}_{33}\text{As}_{37}$	$^{72}_{33}\text{As}_{39}$	$^{74}_{33}\text{As}_{41}$
	A_0^v	0	0	0	0	0
	Γ_0^v	0.02	0.15	0.2	$0.55\pi +$ $0.45\pi -$	0.55
	Λ_0^v	1.63	1.3	1.3	$1.30\pi +$ $5.50\pi -$	$1.3\pi +$ $5.5\pi -$
Effective gyromagn. ratios	g_s^π	$0.4g_s^{\pi,f} \square$	$0.4g_s^{\pi,f}$	$0.40g_s^{\pi,f} \pi +$ $0.65g_s^{\pi,f} \pi -$	$0.7g_s^{\pi,f}$	$0.7g_s^{\pi,f}$
	g_{tens}^π	1.56	$1.59 \diamond$	0	3.340	3.372
	g_s^v	$0.9g_s^{v,f} \nabla$	$0.5g_s^{v,f} \pi +$ $0.9g_s^{v,f} \pi -$	$0.4g_s^{v,f}$	$0.7g_s^{v,f}$	$0.7g_s^{v,f}$
	g_{tens}^v	-1.07	-1.09Δ	0	-4.40	-4.48
Strengths of residual interaction, MeV	V_δ	-0.4	-0.4	$0\pi +$ $-0.4\pi -$	$0\pi +$ $-0.6\pi -$	$0\pi +$ $-0.6\pi -$
	$V_{\sigma\sigma}$	0.4	0.4	$0.4\pi +$ $0.3\pi -$	0	0
	V_{tens}	-0.01	0.015	0.015	0.015	0.015

$e^\pi = 1.5e$, $e^v = 0.5e$, $g_l^\pi = 1$, $g_l^v = 0$, $g_R = Z/A$ in all cases

* $1.323 = \sqrt{7/2}$

$\pi +$ and $\pi -$ stand for positive and negative parity states, respectively

**The tensor gyromagnetic ratio, $g_{\text{tens}}^{\pi,v}$ [59,60] is similar to the one used in ref.[61]

$\diamond \frac{1}{50} \langle r^2 \rangle g_s^\pi (\text{free}) = 1.59$; $\Delta \frac{1}{50} \langle r^2 \rangle g_s^v (\text{free}) = -1.09$

$\square g_s^{\pi,f} = g_s^\pi (\text{free}) = 5.5857$

$\nabla g_s^{v,f} = g_s^v (\text{free}) = -3.8263$

In the third step of calculations we adjusted the A_0^v , Γ_0^v , and Λ_0^v parameters of $H_{\text{IBFM}}(v)$ (4—8) to the low-energy spectra of the corresponding even-Z, odd-N nuclei: ^{65}Zn , ^{67}Zn , ^{69}Ge , ^{71}Ge , and ^{73}Ge . The proton quasiparticle energies and occupation probabilities were close to the calculated BCS values of Ref.[15], and to the systematics of experimental data (Fig.5). The g_s^v and g_{tens}^v parameters were fitted to the electromagnetic properties.

Finally the V_δ , $V_{\sigma\sigma}$ and V_{tens} parameters of the residual interaction (10) were fitted to the experimental data of odd-odd nuclei. The core parameters and

occupation probabilities remained unaltered in all cases. We remark that in ^{70}As , ^{72}As , and ^{74}As readjustment of quasiparticle energies, boson-fermion interaction strengths and effective gyromagnetic ratios was needed in order to have better agreement with the experimental data. Such a renormalization seems to be in accordance with general observation in the regions of soft nuclei: the dynamical deformation can be sizeable, if one nucleon is added. Consequently, the parameters may change sizeably from those derived from the neighbouring nuclides. Similar feature was found, for example, in the $A = 130$ region.

The parameters applied for the IBFFM description of the properties of the odd-odd nuclei are summarized in Table 1.

4.3. Results. Discussion. The calculated energy spectra are compared with the experimental data in Figs.8 (^{64}Zn , ^{65}Ga), 9(^{65}Zn , ^{66}Ga), 10(^{66}Zn , ^{67}Ga), 11(^{67}Zn , ^{68}Ga), 12(^{68}Ge , ^{69}Ge , ^{70}As), 13(^{70}Ge , ^{71}As), 14(^{71}Ge , ^{72}As), 15(^{72}Ge , ^{73}As), and 16(^{73}Ge , ^{74}As). Although the level schemes are usually very complicated (especially in odd-odd nuclei), reasonable agreement has been obtained between experiment and theory. The calculated states are assigned to the experimental levels usually on the basis of energy, spin, parity, one-nucleon transfer reaction data (if they exist), decay properties, and wave functions.

The main components of the wave functions of some low-lying states in ^{66}Ga and ^{70}As are shown in Tables 2 and 3, respectively. Usually the wave functions are very complex. There are states, which have more than six hundred components. Nevertheless, in some cases the states are dominated by only one proton-neutron multiplet. Thus it is worth to compare the experimental and IBFFM energy spectra also with the predictions of the parabolic rule (Figs.6 and 7).

The $\pi \tilde{p}_{3/2} \nu \tilde{f}_{5/2}$ multiplet. As an example, let us discuss the energy splitting of the $\pi \tilde{p}_{3/2} \nu \tilde{f}_{5/2}$ multiplet in $^{66,68,70}\text{Ga}$ and $^{70,72}\text{As}$. The parabolic rule predicts an open-up parabola for the energy splitting in ^{66}Ga and open-down one in ^{68}Ga (Fig.7). This is in accordance with the experimental facts, because the 1^+ , 2^+ , 3^+ , and 4^+ states of the multiplet can be identified with the 44 and 109 keV $1_1^+ + 1_2^+$, 66 keV 2_1^+ , 162 keV 3_1^+ , and 415 keV 4_1^+ states in ^{66}Ga and 0 keV 1_1^+ , 175 keV 2_1^+ , 376 and 676 keV $3_1^+ + 3_2^+$, and 496 keV 4_1^+ states in ^{68}Ga (Figs.9 and 11). The IBFFM calculations are in accordance with the classification of the parabolic rule, because the $1_1^+ + 1_2^+$, 2_1^+ , 3_1^+ , and 4_1^+ states in ^{66}Ga , as well as 1_1^+ , 2_1^+ , $3_1^+ + 3_2^+$, and 4_1^+ states in ^{68}Ga have dominating (or at least very strong) $\pi \tilde{p}_{3/2} \nu \tilde{f}_{5/2}$ components. The inversion of parabola is connected with the fact, that the $\tilde{f}_{5/2}$ neutron is particle-like in $^{66}\text{Ga}_{35}$ ($V^2 > 0.5$) and hole-like in $^{68}\text{Ga}_{37}$ ($V^2 > 0.5$).

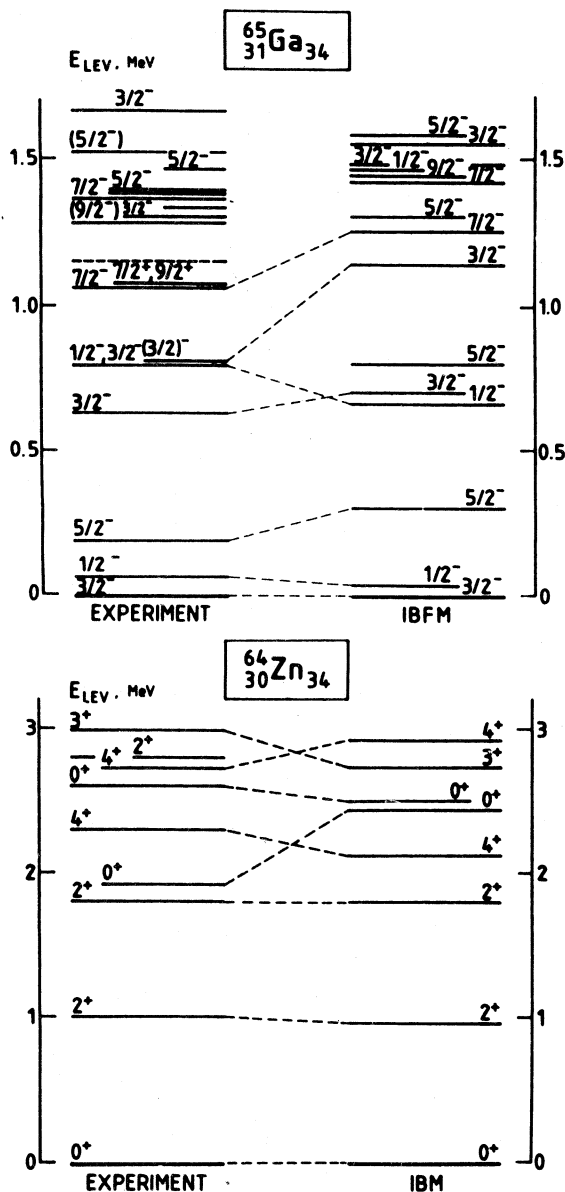


Fig.8. Experimental energy spectra of ^{64}Zn [30] and ^{65}Ga [31] and the corresponding theoretical IBM and IBFM results [4]

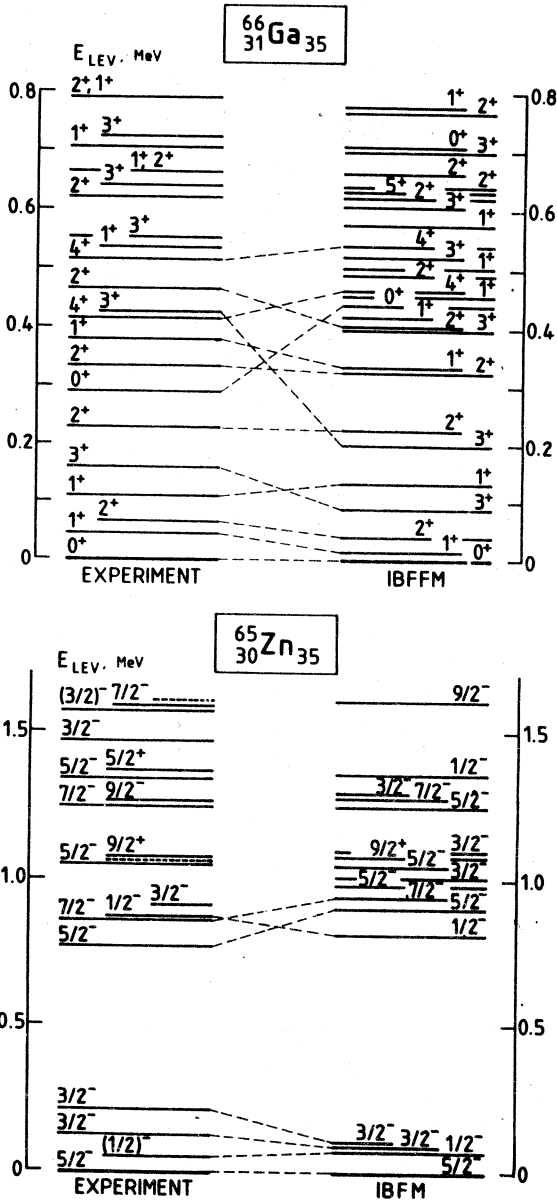


Fig.9. Experimental energy spectra of ^{65}Zn [31] and ^{66}Ga [4] and the corresponding theoretical IBFM and IBFFM results [4]

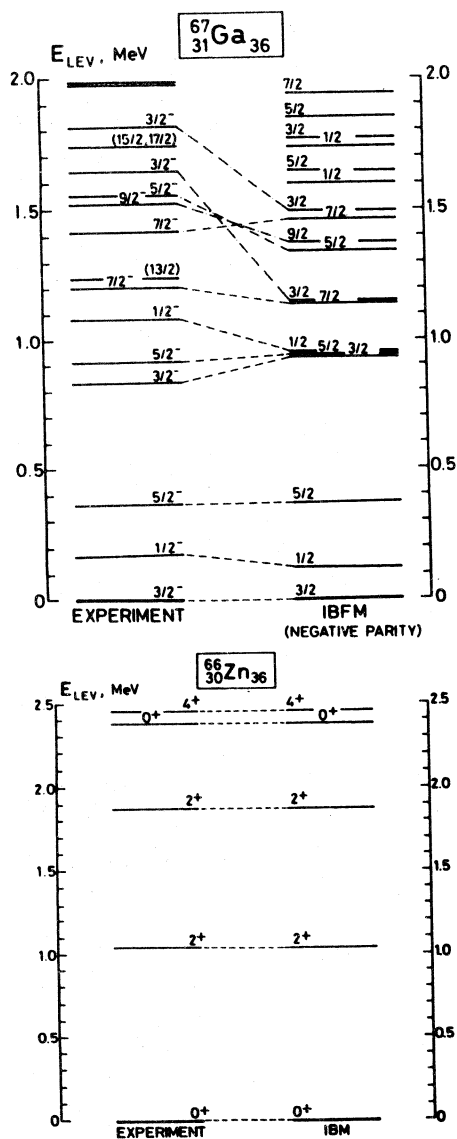


Fig.10. Experimental energy spectra of ^{66}Zn [30] and ^{67}Ga [32] and the corresponding theoretical IBM and IBFM results [5,6]. --- sign shows the assignment of the theoretical levels to the experimental ones. If the assignment is made on the basis of energies only, it is marked by -.-.-

Table 2. Main components ($\geq 4\%$) in the IBFFM wave functions of some low-lying states in ^{66}Ga . The basis states are $|(j_\pi j_\nu)j_{\pi\nu}, n_d I; J\rangle$ (see the text). The last column displays the corresponding amplitudes in the wave functions

J^π	(j_π, j_ν)	$j_{\pi\nu}; n_d I$	A	J^π	(j_π, j_ν)	$j_{\pi\nu}; n_d I$	A
0_1^+	(3/2, 5/2)	2; 12	0.62	2_2^+	(3/2, 5/2)	2; 00	0.35
	(3/2, 3/2)	0; 00	0.23		(3/2, 3/2)	2; 00	0.45
	(3/2, 3/2)	2; 12	0.43		(3/2, 5/2)	3; 12	-0.24
	(1/2, 5/2)	2; 12	-0.26		(3/2, 3/2)	3; 12	-0.41
	(1/2, 3/2)	2; 12	0.30	0_2^+	(3/2, 3/2)	0; 00	0.36
	(3/2, 5/2)	2; 32	-0.22		(1/2, 1/2)	0; 00	-0.25
1_1^+	(3/2, 5/2)	1; 00	0.54		(5/2, 5/2)	0; 00	-0.53
	(3/2, 5/2)	1; 20	-0.24	4_1^+	(5/2, 5/2)	0; 20	0.28
	(3/2, 3/2)	2; 12	0.31		(3/2, 5/2)	2; 12	-0.43
	(1/2, 5/2)	2; 12	0.24		(1/2, 3/2)	2; 12	0.21
	(3/2, 5/2)	3; 12	0.41		(1/2, 5/2)	3; 12	-0.21
	(3/2, 3/2)	3; 12	-0.23	5_1^-	(3/2, 5/2)	4; 00	0.62
2_1^+	(3/2, 5/2)	2; 00	0.62		(5/2, 5/2)	4; 00	0.37
	(1/2, 5/2)	2; 00	-0.25		(3/2, 5/2)	4; 20	-0.26
	(3/2, 5/2)	2; 12	-0.23		(5/2, 5/2)	5; 12	0.39
	(3/2, 5/2)	2; 20	-0.27		(1/2, 9/2)	5; 00	0.63
	(1/2, 5/2)	3; 12	-0.27	7_1^-	(5/2, 9/2)	5; 00	-0.38
	(5/2, 5/2)	4; 12	-0.26		(1/2, 9/2)	5; 20	-0.30
1_2^+	(3/2, 5/2)	1; 00	0.51		(5/2, 9/2)	7; 12	0.35
	(3/2, 5/2)	1; 20	-0.21		(1/2, 9/2)	5; 12	0.32
	(3/2, 5/2)	2; 12	0.30		(5/2, 9/2)	7; 00	0.74
	(3/2, 3/2)	2; 12	-0.24		(5/2, 9/2)	7; 12	-0.26
	(1/2, 3/2)	2; 12	-0.26	3_1^+	(5/2, 9/2)	7; 20	-0.39
	(3/2, 3/2)	3; 12	0.33		(3/2, 5/2)	3; 00	-0.46
3_1^+	(3/2, 5/2)	3; 00	-0.46		(3/2, 3/2)	3; 00	0.20
	(3/2, 3/2)	3; 00	0.20		(1/2, 5/2)	3; 00	0.50
	(1/2, 5/2)	3; 20	-0.23		(1/2, 5/2)	3; 20	-0.23
	(5/2, 5/2)	5; 12	0.43		(5/2, 5/2)	5; 12	0.43

Table 3. Wave functions of some low-lying states of ^{70}As . Only the strongest components are given. The basis states are $| (j_\pi j_\nu) j_{\pi\nu}, n_d I; J \rangle$ (see in text)

J^π	(j_π, j_ν)	$j_{\pi\nu}; n_d I$	$ A $	J^π	(j_π, j_ν)	$j_{\pi\nu}; n_d I$	$ A $
0_1^+	(5/2, 5/2)	0;00	0.83	3_4^+	(3/2, 5/2)	3;00	0.79
0_2^+	(1/2, 1/2)	0;00	0.70	4_1^+	(5/2, 5/2)	4;00	0.77
1_1^+	(3/2, 5/2)	1;00	0.73	4_2^+	(3/2, 5/2)	4;00	0.56
1_2^+	(5/2, 5/2)	1;00	0.66		(5/2, 5/2)	5;12	0.48
1_3^+	(1/2, 1/2)	1;00	0.66	2_1^-	(5/2, 9/2)	2;00	0.76
2_1^+	(5/2, 5/2)	2;00	0.51	3_1^-	(5/2, 9/2)	3;00	0.75
	(1/2, 5/2)	2;00	0.45	4_1^-	(1/2, 9/2)	4;00	0.52
2_2^+	(5/2, 5/2)	2;00	0.56		(5/2, 9/2)	4;00	0.41
	(3/2, 5/2)	2;00	0.41	4_2^-	(5/2, 9/2)	4;00	0.65
2_3^+	(5/2, 1/2)	2;00	0.63	5_1^-	(5/2, 9/2)	5;00	0.56
3_1^+	(1/2, 5/2)	3;00	0.51		(1/2, 9/2)	5;00	0.49
	(5/2, 5/2)	3;00	0.48	6_1^-	(5/2, 9/2)	6;00	0.70
3_2^+	(5/2, 5/2)	3;00	0.63	7_1^-	(5/2, 9/2)	7;00	0.75
3_3^+	(5/2, 1/2)	3;00	0.78				

The $\pi \tilde{p}_{3/2} \nu \tilde{f}_{5/2}$ multiplet is seen in ^{70}Ga also, and the energy splitting exhibits an open-down parabola, in accordance with the prediction of the parabolic rule [7].

The members of the multiplet $\pi \tilde{p}_{3/2} \nu \tilde{f}_{5/2}$ in ^{70}As are fragmented into different states. Nevertheless in the 1_1^+ , 3_4^+ , and 4_2^+ states the $\pi \tilde{p}_{3/2} \nu \tilde{f}_{5/2}$ components are dominating (Table 3).

On the basis of lifetime measurements and other considerations Hübner [44] came to the conclusion that the 1_1^+ state of ^{72}As has either the $\pi p_{3/2}^{-1} \nu f_{5/2}^{-1}$ or $\pi p_{3/2}^{-1} \nu p_{1/2}$ configuration. The IBFFM calculations give $\pi \tilde{p}_{3/2} \nu \tilde{f}_{5/2}$ as the dominating configuration for this state. The parabolic rule predicts an open-down parabola for energy splitting of the $\pi \tilde{p}_{3/2} \nu \tilde{f}_{5/2}$ multiplet, with a minimum energy for the 1^+ state. The 4^+ member of this multiplet may be the 4_1 state.

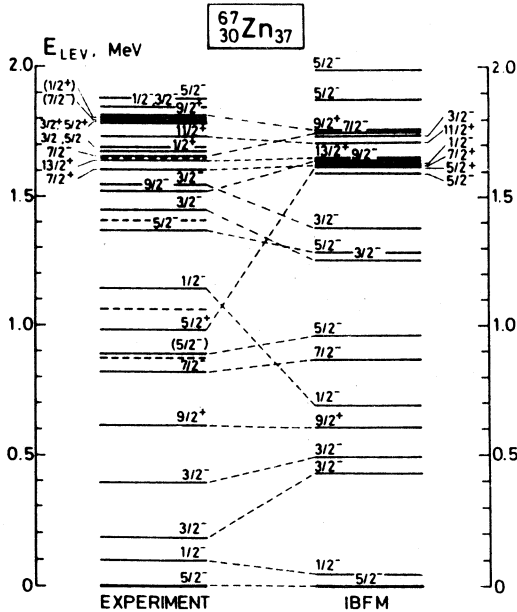
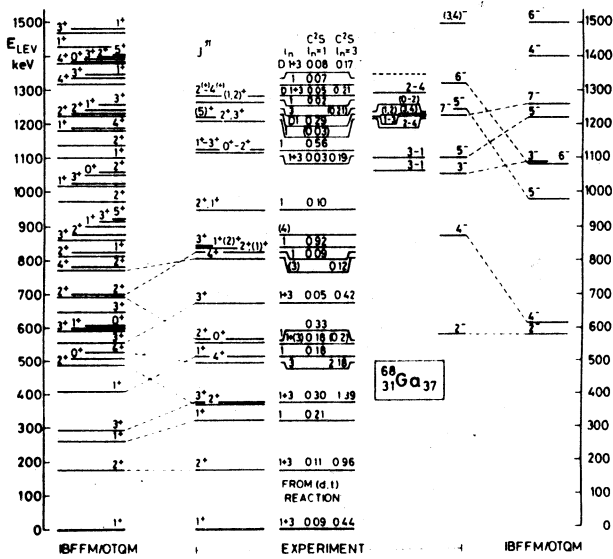


Fig.11. Experimental energy spectra of ^{67}Zn [32] and ^{68}Ga [5,6] and the corresponding theoretical IBFM and IBFFM results [5,6]. The (d, t) reaction data were taken from Daehnick et al. [33]. See also caption of Fig.10

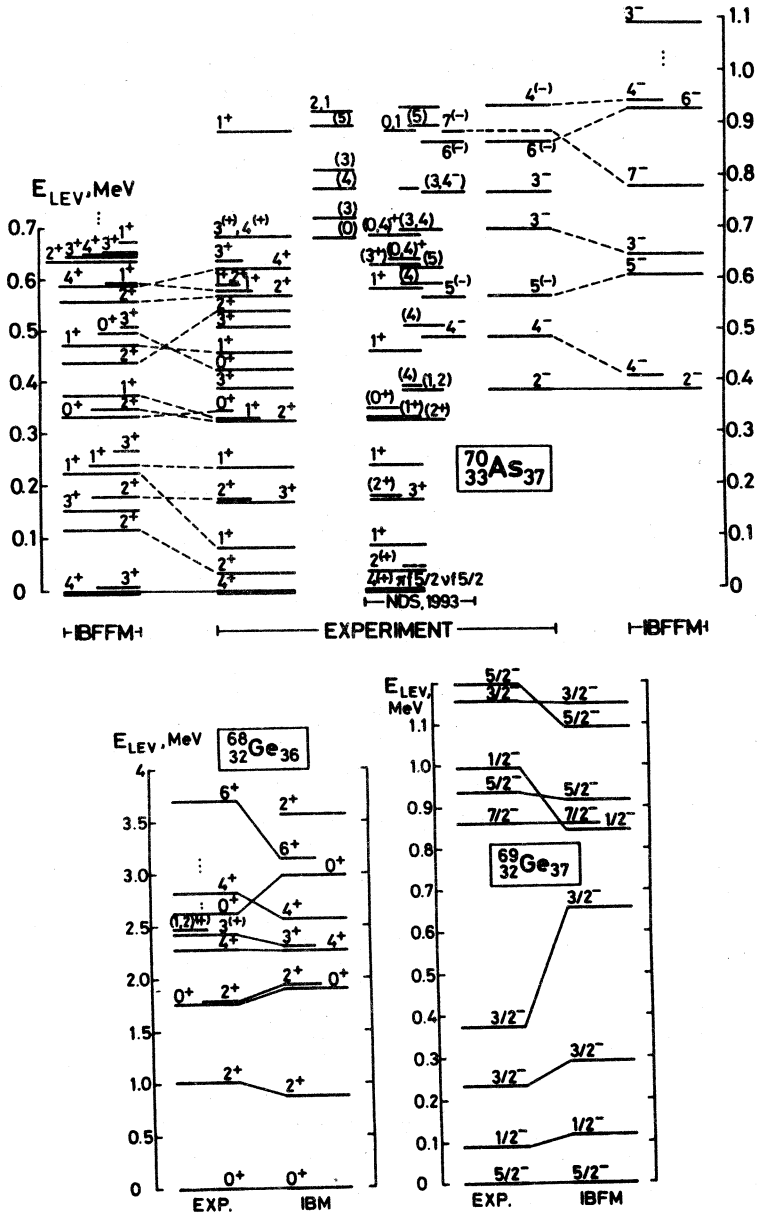


Fig.12. Experimental energy spectra of ^{68}Ge [34], ^{69}Ge [35], and ^{70}As [8,36] and the corresponding theoretical IBM and IBFFM results [8]

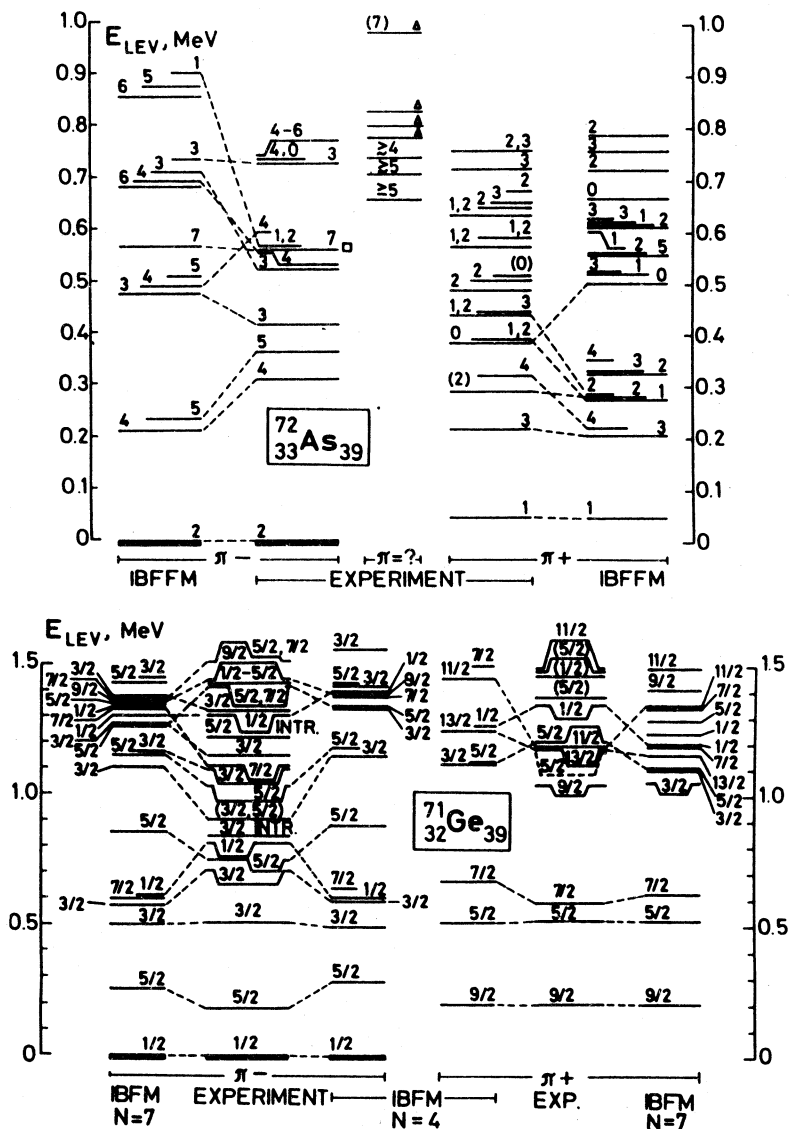


Fig.14. Experimental energy spectra of ^{71}Ge [37] and ^{72}As [9,13], and the corresponding theoretical IBFM and IBFFM results [9,13]. The ^{72}As levels, marked with Δ and $\square$, were taken from the (α, np) work of Mariscotti et al. [38] and Döring et al. [47], respectively

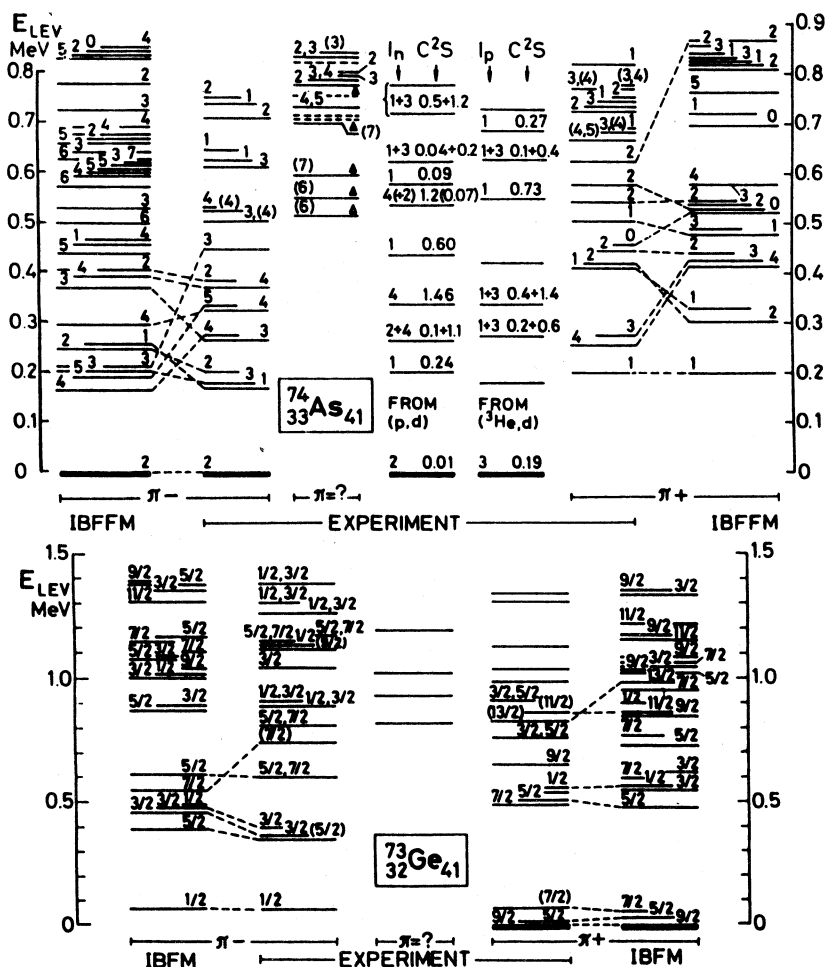


Fig.16. Experimental energy spectra of ^{73}Ge [40] and ^{74}As [11,13] and the corresponding theoretical IBFFM and IBFM results [11,13]. ^{74}As levels, marked with Δ , were taken from García Bermúdez et al. [41]; the (p, d) and (^3He , d) results from Fournier et al. [42] and Rosner et al. [43], respectively

Fig.7). The 1^+ and 2^+ members of the $\pi \tilde{p}_{3/2} \nu \tilde{p}_{1/2}$ doublet are well seen in ^{70}Ga [7] and ^{74}As [11]. In both cases $E(1^+) < E(2^+)$, in accordance with the predictions of the parabolic rule and IBFFM calculations (for ^{74}As ; see 1_1^+ and 2_1^+ states in Fig.17).

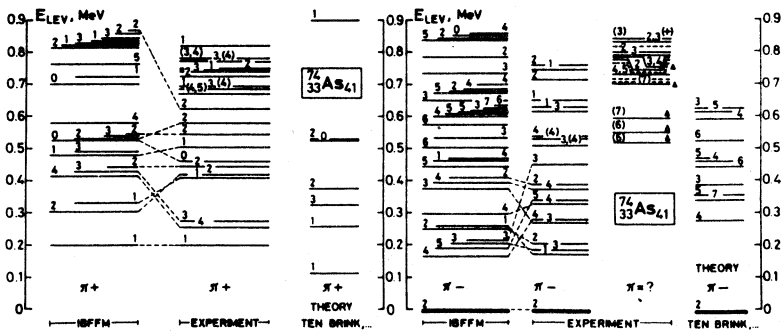


Fig.17. Level scheme of ^{74}As [11] compared with the present IBFFM and previous calculations by B.O.Ten Brink et al. [51]. The levels, marked with triangle, were observed in [41] from $(\alpha, n\gamma)$ reaction

Some members of the $\pi \tilde{f}_{5/2} \nu \tilde{f}_{5/2}$ multiplet were identified in ^{70}As and ^{72}As .

According to the parabolic rule the lowest-lying 0^+ states in ^{70}As are expected to be relatively pure, and they belong to the $\pi \tilde{f}_{5/2} \nu \tilde{f}_{5/2}$ and/or $\pi \tilde{p}_{1/2} \nu \tilde{p}_{1/2}$ quasiparticle multiplets. Many low-lying 1^+ levels are expected and a strong configuration mixing among them. The same is true for the 2^+ and 3^+ states. The lowest-lying 4^+_1 state belongs to the $\pi \tilde{f}_{5/2} \nu \tilde{f}_{5/2}$ multiplet, and it is probably well separated from the 4^+ members of the $\pi \tilde{p}_{3/2} \nu \tilde{f}_{5/2}$ and $\pi \tilde{f}_{5/2} \nu \tilde{p}_{3/2}$ multiplets.

The IBFFM calculations (Fig.12 and Table 3) show, that the 0^+_1 345 keV and 4^+_1 ground states of ^{70}As have $\pi \tilde{f}_{5/2} \nu \tilde{f}_{5/2}$ as dominating configurations. The $\pi \tilde{f}_{5/2} \nu \tilde{f}_{5/2}$ components are fragmented in the 1^+_1 , 1^+_2 , 2^+_1 , 2^+_2 , 3^+_1 , 3^+_2 states with other components. The 0^+_1 state decays by a strong M1 transition to the 1^+_1 state, as expected. The low-lying 5^+ member of the $\pi \tilde{f}_{5/2} \nu \tilde{f}_{5/2}$ multiplet is missing in the experimental spectrum.

According to Bertschat et al. [45] the best agreement between the predicted and measured g -factors of the 3^+_1 state at 214 keV in ^{72}As is obtained, if one assumes the $\pi f_{5/2} \nu f_{5/2}^{-1}$ and $\pi f_{5/2} \nu p_{1/2}$ configurations. Our IBFFM calculations indicate mixed configuration for this state, with $\pi \tilde{f}_{5/2} \nu \tilde{f}_{5/2}$ configuration being

the strongest one. The parabolic rule predicts an open-up parabola for the splitting of the multiplet, with a minimum energy for the 3^+ (or 4^+) member.

Some members of the $\pi\tilde{f}_{5/2}\nu\tilde{g}_{9/2}$ multiplet were observed almost in all investigated odd-odd Ga and As nuclei.

On the basis of the parabolic rule we may expect that the 2_1^- , 3_1^- , 6_1^- , and 7_1^- states in ^{70}As are relatively pure and belong very likely to the $\pi\tilde{f}_{5/2}\nu\tilde{g}_{9/2}$ multiplet (see Fig.6). In the low-lying 4_1^- and 5_1^- states there is probably a stronger configuration mixing. As Fig.12 shows, the low-lying negative parity states of ^{70}As have been reasonably well reproduced by the IBFFM calculations. The 2_1^- , 3_1^- , 6_1^- , and 7_1^- levels are rather pure and belong mainly to the $\pi\tilde{f}_{5/2}\nu\tilde{g}_{9/2}$ multiplet (Table 3). The 699 keV 3_1^- level decays by M1 transition to the 2_1^- state, in accordance with expectation for the neighbouring members of the same multiplet. The 4_1^- , 4_2^- , and 5_1^- states have mixed $\pi\tilde{p}_{1/2}\nu\tilde{g}_{9/2}$ and $\pi\tilde{f}_{5/2}\nu\tilde{g}_{9/2}$ multiplets as the main configurations.

According to the parabolic rule the energy splitting of the $\pi\tilde{f}_{5/2}\nu\tilde{g}_{9/2}$ multiplet shows an open-down parabola with a minimum energy for the 2^- state in ^{72}As , too. On the basis of magnetic dipole moment measurement by Hogervorst et al. [46] one may conclude that the 2^- ground state of ^{72}As has predominantly a $\pi\tilde{f}_{5/2}\nu\tilde{g}_{9/2}$ configuration. The IBFFM calculations confirm these results: in the 2_1^- ground, 3_1^- and 7_1^- states the dominating configuration is $\pi\tilde{f}_{5/2}\nu\tilde{g}_{9/2}$ (Table IX in [9]). In a recent publication, Döring et al. [47] assigned to the 562.8 keV level $7^{(-)}$ spin and parity (instead of the former assignment (6)). This state may be the 7^- member of the $\pi\tilde{f}_{5/2}\nu\tilde{g}_{9/2}$ multiplet (Fig.14).

The 2^- and 7^- members of the $\pi\tilde{f}_{5/2}\nu\tilde{g}_{9/2}$ multiplet could be identified also in ^{68}Ga (Fig.11 and [6]), ^{70}Ga [7]; and the 2^- member in ^{74}As (Fig.16 and [11]).

The 4^- and 5^- members of the $\pi\tilde{p}_{1/2}\nu\tilde{g}_{9/2}$ doublet were seen in ^{68}Ga [5,6], ^{70}As [8] and ^{72}As [9], although they are mixed with other components. According to the parabolic rule $E(4^-) < E(5^-)$ (see Figs.6 and 7), in agreement with the experimental data and IBFFM calculations (Fig.11 for ^{68}Ga , Fig.12 and Table 3 for ^{70}As , and Fig.14 and Table IX in [9] for ^{72}As).

In the low-lying 5^- and 6^- states components of the $\pi\tilde{p}_{3/2}\nu\tilde{g}_{9/2}$ multiplet were seen in ^{68}Ga (Fig.11 and [5,6]) and ^{70}Ga [7].

Table 4. *d*-boson composition of the IBFFM wave functions of some low-lying states in ^{66}Ga

J_k^π	n_d				
	0	1	2	3	4
0_1^+	0.065	0.750	0.072	0.110	0.003
1_1^+	0.344	0.466	0.121	0.065	0.004
2_1^+	0.502	0.282	0.172	0.038	0.006
1_2^+	0.339	0.460	0.132	0.064	0.005
3_1^+	0.504	0.303	0.146	0.043	0.004
2_2^+	0.381	0.396	0.163	0.054	0.006
0_2^+	0.473	0.313	0.168	0.040	0.006

For each state J_k^π , the numbers in the Table present the value of $\sum_{j_\pi j_\nu} \xi^2[(j_\pi j_\nu) j_{\pi\nu}, n_d I; J]$ for each of possible values of *d*-boson number: $n_d = 0, 1, 2, \dots, N$.

The *d*-boson composition of the IBFFM wave functions of some low-lying states in ^{66}Ga is given in Table 4. The 0_1^+ ground state of ^{66}Ga is basically of one-*d*-boson type. The total contribution of sizeable one-*d*-boson components is 75%. We note that this is an effect of boson-fermion interaction, similar to the $j-1$ anomaly, which was studied previously in the cluster-vibration model for odd-even nuclei [48] and appears also in IBFM for odd-even nuclei [24].

The low-lying triplet of ^{73}Ge positive-parity levels, $9/2^+$, $5/2^+$, and $7/2^+$ (see Fig.16) is associated also with the $J=j-1, j-2$ anomaly due to lowering of $|\tilde{g}_{9/2}, 12; 5/2\rangle$ and $|\tilde{g}_{9/2}, 12; 7/2\rangle$ one-*d*-boson multiplet states. The $5/2^+$ lowering is produced by the dynamical quadrupole interaction (and admixture of $d_{5/2}$ configuration from the shell above), while the $7/2^+$ lowering is due to the exchange interaction.

The *electromagnetic moments* and the corresponding IB(FF)M results are given in Table 5. Here we present calculated moments only for those states which have at least one experimentally measured moment (either electric quadrupole or magnetic dipole).

Table 5. Experimental electric quadrupole (Q) and magnetic dipole (μ) moments of Zn, Ga, Ge, and As nuclei compared with IB(FF)M theoretical results

Nucleus	J^π	E , keV	Q(eb)		$\mu(\mu_N)$			Main config.
			Exp. [49]	Calc. Ref.	Exp. [49]	Calc. Ref.		
$^{64}_{30}\text{Zn}_{34}$	2^+_1	992	-0.124(12) -0.143(21)	-0.07	+0.84(18) +0.92(20)	+0.94	One d -boson	
$^{65}_{30}\text{Zn}_{35}$	$5/2^-_1$	0	-0.023(2) ^u	-0.003	+0.7690(2)	a)+1.38 b)+0.84	$\nu \tilde{f} 5/2$	
	$3/2^-_1$	115		+0.10	-0.78(20)	a)-1.49 b)-0.82	$\nu \tilde{p} 3/2$	
	$3/2^-_2$	207		-0.06 [4]	+0.73(25)	a)+0.52 b)+0.43 [4]	$\nu \tilde{f} 5/2 \otimes 2^+$	
	$9/2^+_1$	1066			-1.73(49)	a)-1.80 b)-1.03	$\nu \tilde{g} 9/2$	
$^{66}_{31}\text{Ga}_{35}$	2^+_1	66		-0.15	$\pm 1.011(18)^h$	a)+1.03 b)+0.72	$\pi \tilde{p} 3/2 \nu \tilde{f} 5/2$	
	7^-_1	1464	$\pm 0.78(4)^{st}$	-0.40	+0.903(21)	a)-0.06 b)+0.70	$\pi \tilde{f} 5/2 \nu \tilde{g} 9/2$	
	9^+_1	3043		-0.35	$\pm 4.23(90)$	a)+5.12 b)+4.59		
$^{66}_{30}\text{Zn}_{36}$	2^+_1	1039		-0.064	+0.94(22)	+0.91	One d - boson	
$^{67}_{30}\text{Zn}_{37}$	$5/2^-_1$	0	+0.150(15) ^u	+0.07	+0.8754790(84)	+1.35	$\nu \tilde{f} 5/2$	
	$1/2^-_1$	93			+0.587(11)	+0.72	$\nu \tilde{p} 1/2$	
	$3/2^-_1$	185		-0.04 [6]	+0.50(6)	+0.13 [6]	$\nu \tilde{f} 5/2 \otimes 2^+$	
	$9/2^+_1$	604	$\approx \pm 0.3[32]$	-0.20	-1.097(9)	-1.02	$\nu \tilde{g} 9/2$	
$^{67}_{31}\text{Ga}_{36}$	$3/2^-_1$	0	$\pm 0.195^{st}$	+0.07	+1.8507(3)	+2.08	$\pi \tilde{p} 3/2$	
$^{68}_{31}\text{Ga}_{37}$	1^+_1	0	$\pm 0.0277(14)^{k,st}$	+0.0082	$\pm 0.01175(5)^k$	-0.0134	$\pi \tilde{p} 3/2 \nu \tilde{f} 5/2$	
	7^-_1	1230	$\pm 0.72(2)^{st}$	-0.514	+0.707(14)	+0.67	$\pi \tilde{f} 5/2 \nu \tilde{g} 9/2$	
$^{69}_{32}\text{Ge}_{37}$	$5/2^-_1$	0	$\pm 0.024(5)^{st}$	+0.04	$\pm 0.735(7)$	0.73	$\nu \tilde{f} 5/2$	

Nucleus	J^π	E , keV	Q(eb)			$\mu(\mu_N)$			Main config.
			Exp. [49]	Calc.	Ref.	Exp. [49]	Calc.	Ref.	
$^{70}_{33}\text{As}_{37}$	4^+_1	0	+0.094(24)	-0.023	[8]	+2.1061(2)	+2.1	[8]	$\pi\tilde{f}5/2\nu\tilde{f}5/2$
	7^-_1	888				+0.75(5) [50]	+0.77		$\pi\tilde{f}5/2\nu\tilde{g}9/2$
$^{70}_{32}\text{Ge}_{38}$	2^+_1	1039	+0.03(6) or +0.09(6)	-0.197		+0.936(52)	+0.914		One <i>d</i> -boson
$^{71}_{32}\text{Ge}_{39}$	$1/2^-_1$	0				+0.547(5)	+0.445		$\nu\tilde{p}1/2$
	$5/2^-_1$	175				+1.018(10)	+0.987		$\nu\tilde{f}5/2$
	$9/2^+_1$	199	$\pm 0.34(5)$	-0.230	[9]	-1.0413(7)	-1.221	[9]	$\nu\tilde{g}9/2$
$^{71}_{33}\text{As}_{38}$	$5/2^-_1$	0	-0.021(6)	-0.156		(+)1.6735(18)	+1.010		$\pi\tilde{f}5/2$
	$9/2^+_1$	1001		-0.365		+5.15(9)	+5.985		$\pi\tilde{g}9/2$
$^{72}_{33}\text{As}_{39}$	2^-_1	0	-0.082(24)	-0.132		-2.1566(3)	-1.809		$\pi\tilde{f}5/2\nu\tilde{g}9/2$
	3^+_1	214		+0.229		+1.580(18) ^b	+1.525		$\pi\tilde{f}5/2\nu\tilde{f}5/2$
$^{72}_{32}\text{Ge}_{40}$	2^+_1	834	-0.13(6)	-0.209		+0.798(66)	+0.888		One <i>d</i> - boson
$^{73}_{32}\text{Ge}_{41}$	$9/2^+_1$	0	-0.173(26) ^a	-0.165		-0.8794677(2)	-1.204		$\nu\tilde{g}9/2$
	$5/2^+_1$	13	-0.4(3) or +0.22 [58]	+0.230		-0.0941(25)	-1.091		
$^{73}_{33}\text{As}_{40}$	$5/2^-_1$	67		-0.112	[11]	+1.63(10)	+0.964	[11]	$\pi\tilde{f}5/2$
	$9/2^+_1$	428		-0.392		+5.234(14)	+5.955		$\pi\tilde{g}9/2$
$^{74}_{33}\text{As}_{41}$	2^-_1	0		+0.111		-1.597(3)	-1.393		$\pi\tilde{f}5/2\nu\tilde{g}9/2$
	4^+_1	259		+0.417		+3.238(40)	+3.793		$\pi p3/2\nu\tilde{f}5/2$

a) $g_s^v = 0.9g_s^v$ (free), b) $g_s^v = 0.5 g_s^v$ (free)

h) does not include Knight-shift correction

k) $\mu/Q < 0$ (signs of μ and Q are different)

st) «Sternheimer» or other polarization correction included

u) no polarization correction included

As Table 5 shows, the signs of moments were correctly reproduced in 37 cases of the total 39. (The exceptions are the electric quadrupole moments of ^{70}As 4^+_1 and ^{70}Ge 2^+_1 states). In 11 cases the signs of moments were not determined experimentally. The calculations gave definite predictions for signs, and allowed one to predict more than 200 moments which were not measured up to now (see Refs. [4,9,11]).

The calculated and available experimental B(E2), B(M1) *reduced transition probabilities and γ -branching ratios* for ^{68}Ga transitions are given in Table 6. Similar data have been obtained also for ^{66}Ga [4], ^{72}As [9], and ^{74}As [11] transitions. As Table 6 shows, there is a reasonable agreement between theory and experiment, at least all leading branches are correctly reproduced. The γ -transition probabilities depend critically even on weak components of the wave function; we note a disagreement for the $3_1^+ \rightarrow 1_1^+$ transition.

Table 6. Calculated E2 and M1 transitions between the low-lying levels in ^{68}Ga and comparison with available data. The assignment of calculated to experimental levels is according to Fig.11

$J_i^\pi \rightarrow J_f^\pi$	$10^2 \text{ B(E2) (e}^2\text{b}^2\text{)}$		$10 \text{ B(M1) } (\mu_N^2)$		I_γ	
	IBFFM	Exp. [34]	IBFFM	Exp. [34]	IBFFM	Exp. [34]
$2_1^+ \rightarrow 1_1^+$	0.13		1.822	≥ 0.014	100	100
$1_2^+ \rightarrow 2_1^+$	0.03		0.130		5.5	5.5
$\rightarrow 1_1^+$	0.04		0.221		100	100
$2_2^+ \rightarrow 1_2^+$	0.25		0.024		0.1	
$\rightarrow 2_1^+$	0.002		0.044		11.9	3.0
$\rightarrow 1_1^+$	0.00006		0.056		100	100
$3_1^+ \rightarrow 2_2^+$	0.01		0.008		10^{-7}	
$\rightarrow 1_2^+$	0.0004				10^{-7}	
$\rightarrow 2_1^+$	0.44		1.593	≥ 0.005	100	100
$\rightarrow 1_1^+$	0.03	≥ 0.05			0.1	45
$4_1^+ \rightarrow 3_1^+$	0.40		1.389	≥ 0.038	100	100
$\rightarrow 2_2^+$	0.01				0.0008	
$\rightarrow 2_1^+$	0.03	> 0.01			0.3	4.6
$1_3^+ \rightarrow 3_1^+$	0.09				0.006	
$\rightarrow 2_2^+$	0.48		0.050		2.6	4.2
$\rightarrow 1_2^+$	0.23		0.036		5.0	1.0
$\rightarrow 2_1^+$	0.03		0.134		100	100
$\rightarrow 1_1^+$	0.002		0.004		10.5	20

$J_i^\pi \rightarrow J_f^\pi$	$10^2 B(E2) (e^2b^2)$		$10 B(M1) (\mu_N^2)$		I_γ	
	IBFFM	Exp. [34]	IBFFM	Exp. [34]	IBFFM	Exp. [34]
$0_1^+ \rightarrow 1_3^+$			0.217		0.08	
$\rightarrow 2_2^+$	0.02				0.001	
$\rightarrow 1_2^+$			0.925		60	15
$\rightarrow 2_1^+$	1.01				2.8	
$\rightarrow 1_1^+$			0.116		100	100
$2_3^+ \rightarrow 0_1^+$	0.00007				3×10^{-12}	
$\rightarrow 1_3^+$	0.08		0.009		0.01	
$\rightarrow 4_1^+$	0.004				5×10^{-6}	
$\rightarrow 3_1^+$	0.23		0.271		21	0.9
$\rightarrow 2_2^+$	0.04		0.444		35	5.0
$\rightarrow 1_2^+$	0.005		0.050		8.3	5.8
$\rightarrow 2_1^+$	1.34		0.0003		9.8	13.4
$\rightarrow 1_1^+$	0.20		0.044		100	100
$3_2^+ \rightarrow 2_3^+$	0.12		0.377		0.7	
$\rightarrow 1_3^+$	0.25				0.003	
$\rightarrow 4_1^+$	0.22		0.00002		0.004	
$\rightarrow 3_1^+$	0.19		0.0003		0.1	9.3
$\rightarrow 2_2^+$	0.05		0.065		2.5	
$\rightarrow 1_2^+$	0.09				0.05	
$\rightarrow 2_1^+$	0.19		0.561		100	100
$\rightarrow 1_1^+$	0.04				0.6	2.8
$4_2^+ \rightarrow 3_2^+$	1.06		0.167		2.1	
$\rightarrow 2_3^+$	0.01				0.003	
$\rightarrow 4_1^+$	0.06		0.583	≥ 0.0014	100	100
$\rightarrow 3_1^+$	0.58		0.257	≥ 0.0004	121	90
$\rightarrow 2_2^+$	0.02				0.1	
$\rightarrow 2_1^+$	0.60				24	20

$J_i^\pi \rightarrow J_f^\pi$	$10^2 \text{ B(E2)} \text{ (e}^2\text{b}^2\text{)}$		$10 \text{ B(M1)} \text{ (}\mu_N^2\text{)}$		I_γ	
	IBFFM	Exp. [34]	IBFFM	Exp. [34]	IBFFM	Exp. [34]
$2_4^+ \rightarrow 4_2^+$	0.32				4×10^{-8}	
$\rightarrow 3_2^+$	0.03		0.009		0.02	
$\rightarrow 2_3^+$	0.26		0.062		0.6	2.4
$\rightarrow 0_1^+$	0.001				0.00005	
$\rightarrow 1_3^+$	0.12		0.034		0.6	
$\rightarrow 4_1^+$	0.21				0.03	
$\rightarrow 3_1^+$	0.66		0.029		1.9	8.6
$\rightarrow 2_2^+$	0.002		0.013		0.6	4.6
$\rightarrow 1_2^+$	0.006		0.032		2.2	10.5
$\rightarrow 2_1^+$	0.0003		0.026		3.8	4.7
$\rightarrow 1_1^+$	0.93		0.291		100	100
$4_1^- \rightarrow 2_1^-$	2.69	≥ 0.21			100	100
$3_1^- \rightarrow 4_1^-$	1.01		1.212		1.1	
$\rightarrow 2_1^-$	2.10		5.934		100	100
$5_2^- \rightarrow 3_1^-$	0.004				10^{-6}	
$\rightarrow 4_1^-$	0.19		0.579		100	100
$7_1^- \rightarrow 5_2^-$	0.21				100	100
$5_1^- \rightarrow 7_1^-$	4.27				10^{-6}	
$\rightarrow 5_2^-$	0.18		0.304		1.2	
$\rightarrow 3_1^-$	1.36				0.03	
$\rightarrow 4_1^-$	0.32		1.533		100	100
$6_1^- \rightarrow 5_1^-$	0.04		0.072		0.06	≤ 17
$\rightarrow 7_1^-$	0.02		0.076		0.1	
$\rightarrow 5_2^-$	0.47		5.019		100	100
$\rightarrow 4_1^-$	0.96				2.2	8

In Table 7 we present the experimental and calculated *spectroscopic factors* for (d,t) transfer reaction, populating the low-lying levels in ^{68}Ga [6]. Four levels (the 1_1^+ , 2_1^+ , 2_2^+ + 3_1^+ , and 4_1^+ states) are excited with large spectroscopic factors. According to the calculation, the low-lying 1_1^+ , 2_1^+ , 3_1^+ , and 4_1^+ states have the largest spectroscopic factors, in qualitative agreement with experiment. We have calculated spectroscopic factors for the $^{75}\text{As}(p,d)^{74}\text{As}$ and $^{73}\text{Ge}(^3\text{He},d)^{74}\text{As}$ reactions [11], too.

Table 7. Spectroscopic factors for $^{69}\text{Ga}_{38}(d,t)^{68}\text{Ga}_{37}$ transfer reaction populating the low-lying levels in ^{68}Ga

J^π	C^2S						
	IBFM				Exp. [33]		
IBFFM	$p_{1/2}$	$p_{3/2}$	$f_{5/2}$	$g_{9/2}$	$p_{1/2} + p_{3/2}$	$f_{5/2}$	$g_{9/2}$
1_1^+	0.012	0.003	3.333		0.09	0.44	
2_1^+	0.023	0.002	3.230		0.11	0.96	
1_2^+	0.308	0.015	0.170		0.21		
2_2^+	0.344	0.430	0.063		} 0.30	} 1.39	
3_1^+		0.114	2.772				
4_1^+			3.227			2.18	
1_3^+	0.055	0.283	0.032		0.18		
0_1^+		0.403			0.18	0.2	
2_3^+	0.004	0.210	0.007		0.33		
3_2^+		1.050	0.278		0.05	0.42	
4_2^+			0.438			0.12	
2_4^+	0.005	0.0004	0.178		0.09		
4_1^-				0.094			
3_1^-				0.020			
5_2^-				0.476			
5_1^-				0.003			
6_1^-				0.360			

Summarizing the results: we have described the energy spectra and electromagnetic properties of even-even core isotopes, odd-A neighbours, and odd-odd nuclei in a consistent way. For example in the ^{64}Zn , ^{65}Zn , ^{65}Ga , and ^{66}Ga quartet more than 400 nuclear data (energy levels, moments, reduced transition probabilities, γ -branching ratios, etc.) have been calculated using ≤ 25 (more or less freely fitted) parameters. As the parameters of calculations mostly show only rather small variation for the neighbouring quartets (see Table 1), the method allows consistent description of a larger group of nuclei.

For odd-odd As nuclei a renormalization of parameters was needed, when we added one nucleon to the neighbouring single-odd nuclei. Such renormalization seems to be a consequence of the softness of nuclei in this region. The appearance of an additional nucleon may change the dynamical deformation sizeably.

4.4. Comparison with earlier theoretical calculations. Theoretical interpretation of the structure of the ^{66}Ga and ^{68}Ga nuclei was completely missing before our works [4–6].

Using the number conserving BCS quasi-proton-quasi-neutron model, Ten-Brink et al. [51] have calculated the energy spectra of $^{70,72,74,76}\text{As}$ and electromagnetic properties of $^{70,72}\text{As}$ nuclei. They used a Schiffer force for the effective proton-neutron residual interaction. It was supposed that the odd-odd As nuclei are spherical and the lowest states have the lowest seniority (two). The phonon degrees of freedom were neglected.

Kimura et al. [52] calculated the level spectrum of ^{72}As , using harmonic oscillator wave functions and a proton-neutron residual interaction of the form:

$$V_{pn}(|\mathbf{r}_p - \mathbf{r}_n|) = V_0[(1 - \alpha) + \alpha(\boldsymbol{\sigma}_n \boldsymbol{\sigma}_p)]\delta(|\mathbf{r}_n - \mathbf{r}_p|).$$

In our IB(FF) calculation it was taken into account that

- a) the Zn and Ge core nuclei may have a small effective deformation (the h_2 and h_3 parameters may differ from zero),
- b) the boson degree of freedom is important and cannot be neglected,
- c) the tensor residual interaction may play an important role in the description of some lowest spin states (0^+ , 1^+).

The experimental energy spectrum of ^{74}As is compared with the results of the present IBFFM and former theoretical calculations in Fig.17. There are about 48 experimentally observed states in ^{74}As below 800 keV. The present IBFFM calculations reproduce 46 levels, while the former calculations [51] give only 18 levels. A comparison with the former theoretical results, obtained on ^{72}As , is given in [9]. Many nuclear moments and reduced transition probabilities have been calculated for the first time in our works [9,11].

5. SUPERSYMMETRY IN ^{74}Se , ^{75}Se , ^{73}As AND ^{74}As NUCLEI

Based on the vibrational symmetry limit of the interacting boson-fermion model Vervier et al. [53], Čule and Paar [54] and Van Isacker and Jolie [55] have developed formulae for the description of level schemes of nuclei around ^{76}As .

The new, more complete level schemes of ^{74}As and ^{73}As obtained in our work [11], offered a new possibility of checking the validity of the supersymmetry scheme. According to this scheme the energy spectra of four nuclei (in the present case of ^{74}Se , ^{75}Se , ^{73}As , and ^{74}As) are interrelated and are described by the same Hamiltonian. The main advantage of this symmetry based approximation is that the eigenvalue problem can be solved analytically.

According to Van Isacker and Jolie [55] the eigenvalues of the Hamiltonian, the energies of the excited states are given by the following formula:

$$\begin{aligned}
 E = & A_{\pi\nu} \sum_i N_i (N_i + 7 - 2i) + A_{\pi} \sum_i N_{i\pi} (N_{i\pi} + 7 - 2i) + \\
 & + A_{\nu} \sum_i N_{i\nu} (N_{i\nu} + 7 - 2i) + B_1 \sum_i n_i + \\
 & + B_2 \sum_i n_i (n_i + 6 - 2i) + C [v_1(v_1 + 3) + v_2(v_2 + 1)] + \\
 & + DL(L + 1) + ES(S + 1) + FJ(J + 1),
 \end{aligned} \tag{11}$$

where N_i , $N_{i\pi}$, $N_{i\nu}$, n_i , v_1 , v_2 , L , S , J are quantum numbers and $A_{\pi\nu}$, A_{π} , A_{ν} , B_1 , B_2 , C , D , E , F are parameters, which are not determined by the symmetry. Formula (11) was obtained for the $U(5)$ limit of the $U_{\pi}(6/12) \otimes U_{\nu}(6/12)$ supersymmetry (SUSY) (proton particle, neutron hole case and $[N_i] \neq [N + 1, 1^5]$). (Somewhat different formula has been derived for $[N_i] = [N + 1, 1^5]$, but only few levels belong to this group representations below 600 keV).

First we fitted the parameters of formula (11) to the levels of the even-even ^{74}Se , odd- A ^{75}Se , and ^{73}As nuclei by a least squares method. Quantum numbers were assigned to the states of the supermultiplet on the basis of energies, spins, parities, decay properties, available one-nucleon transfer reaction spectroscopic factors, as well as IBF(F)M and SUSY wave functions of the levels considered. The obtained parameters were as follows: $A_{\pi} + A_{\pi\nu} = 55$, $A_{\nu} + A_{\pi\nu} = 26$, $B_1 = 525$, $B_2 = 0$, $C = 4$, $D = -28$, a high negative value for E , and $F = 41$ (all in

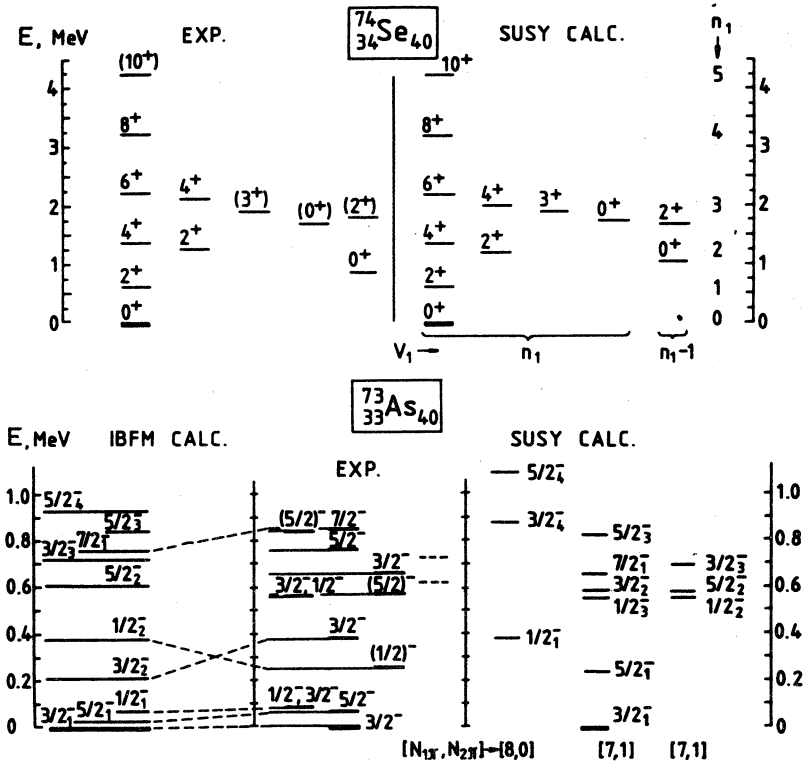


Fig.18. Upper part: Experimental energy levels of ^{74}Se [56] in comparison with the SUSY calculations. Lower part: Experimental energy levels of ^{73}As [40,10] in comparison with the IBFM and SUSY calculations

keV). Then we used these parameters to generate the level spectrum of ^{74}As . (The $A_{\pi\nu}$ was taken-zero, after testing its role in the generated ^{74}As spectrum.)

The experimental and calculated energy spectra are compared in Figs.18 and 19.

The supersymmetry calculations describe 44 levels of four different nuclei reasonably well with 7 fitted parameters only. However, problem appears with additional 1^+ and 3^+ states in the low-energy SUSY spectrum, and the assignment of some SUSY states to experimental ones cannot be made unambiguously.

The supersymmetry calculations and results are described in detail in [12].

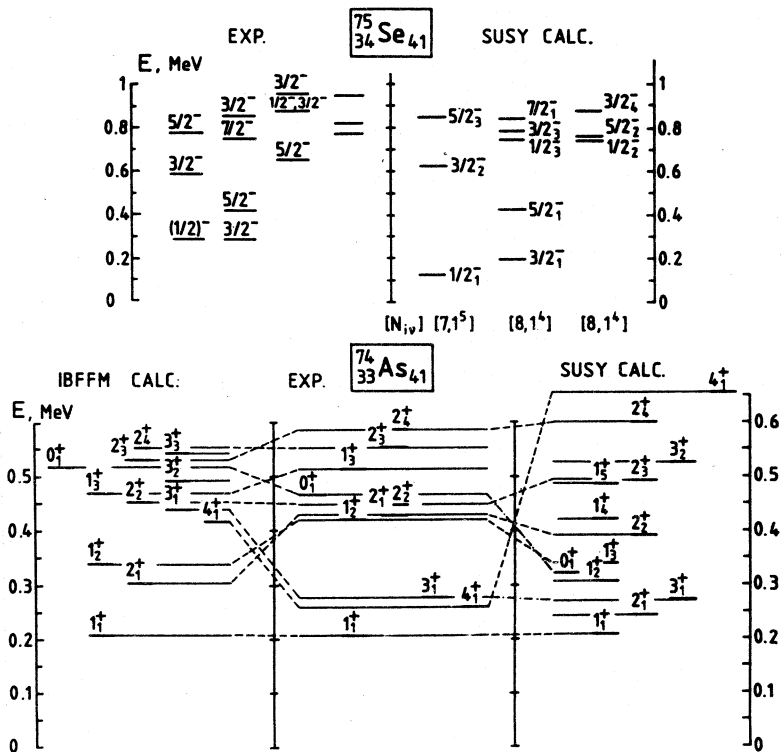


Fig.19. Upper part: Experimental energy levels of ^{75}Se [57] in comparison with the SUSY calculations. Lower part: Experimental energy levels of ^{74}As [11] in comparison with the IBFFM [11] and SUSY [12] calculations. If the assignment of calculated levels to experimental ones is made on the energies only, it is marked with ---

We are indebted to all co-authors of Refs.[4—14] for effective collaboration. The financial support of the Hungarian National Scientific Foundation (OTKA, grant No.3004) is gratefully acknowledged.

REFERENCES

1. Fényes T., Dombrádi Zs., Krasznahorkay A., Gulyás J., Timár J., Kibédi T., Paar V. — *Fizika*, 1990, 22, p. 273.
2. Fényes T., Dombrádi Zs., Gácsi Z., Gulyás J. — *Acta Phys. Hung.*, 1992, 71, p. 239.

3. Árvay Z., Fényes T., Füle K., Kibédi T., László S., Máté Z., Móri Gy., Novák D., Tárkányi F. — Nucl. Instr. Meth., 1980, 178, p. 85; Kibédi T., Gácsi Z., Krasznahorkay A., Nagy S. — Inst. of Nucl. Res., Debrecen, ATOMKI Ann. Rep., 1986, p. 55; Kibédi T., Gácsi Z., Krasznahorkay A. — Inst. of Nucl. Res., Debrecen, ATOMKI Ann. Rep., 1987, p. 100.
4. Timár J., Quang T.X., Fényes T., Dombrádi Zs., Krasznahorkay A., Kumpulainen J., Julin R., Brant S., Paar V., Šimičić Lj. — Nucl. Phys., 1994, A537, p. 61.
5. Timár J., Quang T.X., Fényes T., Dombrádi Zs., Krasznahorkay A., Kumpulainen J., Julin R. — Nucl. Phys., 1993, A552, p. 149.
6. Timár J., Quang T.X., Dombrádi Zs., Fényes T., Krasznahorkay A., Brant S., Paar V., Šimičić Lj. — Nucl. Phys., 1993, A552, p. 170.
7. Fényes T., Gulyás J., Kibédi T., Krasznahorkay A., Timár J., Brant S., Paar V. — Nucl. Phys., 1984, A419, p. 557.
8. Podolyák Zs., Fényes T., Timár J. — Preprint of Inst. of Nucl. Res. (ATOMKI), Debrecen, 2-1994-P; and Nucl. Phys., 1995, A584, p. 60.
9. Sohler D., Algora A., Fényes T., Gulyás J., Brant S., Paar V. — Preprint of Inst. of Nucl. Res. (ATOMKI), Debrecen, 4-1994-P; and to be published.
10. Sohler D., Podolyák Zs. — private communication.
11. Algora A., Sohler D., Fényes T., Gácsi Z., Brant S., Paar V. — Preprint of Inst. of Nucl. Res. (ATOMKI), Debrecen, 3-1994-P; and Nucl. Phys. A in print.
12. Algora A., Fényes T., Dombrádi Zs., Jolie J. — Preprint of Inst. of Nucl. Res. (ATOMKI), Debrecen, 6-1994-P; and Z. Phys. A in print.
13. Fényes T., Algora A., Podolyák Zs., Sohler D., Timár J., Paar V., Brant S., Šimičić Lj. — Proc. Int. Conf. on Perspectives for the Interacting Boson Model, Padova, 13—17 June, 1994, eds. R.F.Casten et al., World Sci., Singapore, 1994, p. 673.
14. Gácsi Z., Gulyás J., Kibédi T., Koltay E., Krasznahorkay A., Fényes T. — Izv. AN SSSR, ser. fiz., 1983, 47, p. 45.
15. Fournier R., Kroon J., Hsu T.H., Hird B., Ball G.C. — Nucl. Phys., 1973, A202, p. 1.
16. Paar V. — Nucl. Phys., 1979, A331, p. 16.
17. Paar V. — In: In-Beam Nuclear Spectroscopy, vol.2, eds. Dombrádi Zs., Fényes T. (Akad. Kiadó, Budapest, 1984) p. 675; In: Capture Gamma-Ray Spectroscopy, AIP Conf. Proc. 125, Am. Inst. of Phys., N.Y., 1985, p. 70.
18. Brant S., Paar V., Vretenar D. — Z. Phys., 1984, A319, p. 351; Paar V., Sunko D.K., Vretenar D. — Z. Phys., 1987, A327, p. 291.
19. Kibédi A., Dombrádi Zs., Fényes T., Krasznahorkay A., Timár J., Gácsi Z., Passoja A., Paar V., Vretenar D. — Phys. Rev., 1988, C37, p. 2391; Gácsi Z., Dombrádi Zs., Fényes T., Brant S., Paar V. — Phys. Rev., 1991, C44, p. 642.
20. Lopac V., Brant S., Paar V., Schult O.W.B., Seyfarth H., Balantekin A.B. — Z. Phys., 1986, A323, p. 491.
21. Arima A., Iachello F. — Phys. Rev. Lett., 1975, 35, p. 157; Ann. of Phys. (N.Y.) 1976, 99, p. 253; 1978, 111, p. 201; 1979, 123, p. 468.

22. Iachello F., Arima A. — The Interacting Boson Model, Cambridge Univ. Press, Cambridge, 1987.
23. Iachello F., Scholten O. — Phys. Rev. Lett., 1979, 43, p. 679.
24. Scholten O. — Prog. in Part. and Nucl. Phys., 1985, 14, p. 189; Ph. D. Thesis, Univ. of Groningen (1980).
25. Bonatsos D. — Interacting Boson Models of Nuclear Structure, Clarendon, Oxford, 1988.
26. Janssen D., Jolos R.V., Dönau F. — Nucl. Phys., 1974, A224, p. 93.
27. Paar V., Brant S., Canto L.F., Leander G., Vouk M. — Nucl. Phys., 1982, A378, p. 41.
28. Paar V. — In: Interacting Bosons in Nuclear Physics, ed. Iachello F., Plenum Press, New York, 1979, p. 163.
29. Brant S., Paar V., Vretenar D. — Computer Code IBFFM/OTQM IKP Jülich, 1985, unpublished.
30. Passoja A., Julin R., Kantele J., Kumpulainen J., Luontama M., Trzaska W. — Nucl. Phys., 1985, A438, p. 413; Halbert M.L. — Nucl. Data Sheets, 1979, 28, p. 179.
31. Ward N.J., Tuli J.K. — Nucl. Data Sheets, 1986, 47, p. 135; Nilson K., Spanier L., Erlandsson B., Vierinen K., Eskola K., Savolainen S. — Nucl. Phys., 1987, A475, p. 207.
32. Mo J. N., Sen S. — Nucl. Data Sheets, 1983, 39, p. 741.
33. Daehnick W.W., Shastry S., Spisak M.J., Gur D. — Phys. Rev., 1977, C15, p. 1264.
34. Bhat M.R. — Nucl. Data Sheets, 1988, 55, p. 1.
35. Bhat M.R. — Nucl. Data Sheets, 1989, 58, p. 1.
36. Bhat M.R. — Nucl. Data Sheets, 1993, 68, p. 117.
37. Bhat M.R. — Nucl. Data Sheets, 1993, 68, p. 579.
38. Mariscotti M.A.J., Behar M., Filevich A., García Bermúdez G., Hernández A.M., Kohan C. — Nucl. Phys., 1976, A260, p. 109.
39. King M.M. — Nucl. Data Sheets, 1989, 56, p. 1.
40. King M.M., Chou W.-T. — Nucl. Data Sheets, 1993, 69, p. 857.
41. García Bermúdez G., Behar M., Filevich A., Mariscotti M.A.J. — Phys. Rev., 1976, C14, p. 1776.
42. Fournier R., Hsu T.H., Kroon J., Hird B., Ball G.C. — Nucl. Phys., 1972, A188, p. 632.
43. Rosner B., Mordechai S., Pullen D.J. — Nucl. Phys., 1973, A206, p. 76.
44. Hübner A. — Z. Phys., 1965, 183, p. 25.
45. Bertschat H., Kluge H., Leithäuser U., Recknagel E., Spellmeyer B. — Nucl. Phys., 1975, A249, p. 93.
46. Hogervorst W., Helms H.A., Zaai G.J., Bouma J., Block J. — Z. Phys., 1980, A294, p. 1.
47. Döring J., Tabor S.L., Holcomb J.W., Johnson T.D., Riley M.A., Womble P.C. — Phys. Rev., 1994, C49, p. 2419.
48. Paar V. — Nucl. Phys., 1973, A211, p. 29.

49. **Raghavan P.** — At. Data and Nucl. Data Tables, 1989, 42, p. 189.
50. **Bădică T., Cojocaru V., Pantelică D., Popescu I., Scînteii N.** — Nucl. Phys., 1991, A535, p. 425.
51. **Ten Brink B.O., Akkermans J., Van Nes P., Verheul H.** — Nucl. Phys., 1979, A330, p. 409.
52. **Kimura K., Takagi N., Tanaka M.** — Nucl. Phys., 1976, A272, p. 381.
53. **Vervier J., Van Isacker P., Jolie J., Kota V.K.B., Bijker R.** — Phys. Rev., 1985, C32, p. 1406.
54. **Čule D., Paar V.** — Fizika, 1988, 20, p. 99.
55. **Van Isacker P., Jolie J.** — Nucl. Phys., 1989, A503, p. 429.
56. **Singh B., Viggars D.A.** — Nucl. Data Sheets, 1987, 51, p. 225.
57. **Singh B.** — Nucl. Data Sheets, 1990, 60, p. 735.
58. **Pfeiffer L., Kovács T., Celler G.K., Gibson J.M., Lines M.E.** — Phys. Rev., 1983, B27, p. 4018.
59. **Arima A.** — J. Phys. Soc. Japan, Suppl., 1973, 34, p. 205.
60. **Towner I.S., Khanna F.C., Häusser O.** — Nucl. Phys., 1977, A277, p. 285.
61. **Mayerhofer U., von Egidy T., Jolie J., Börner H.G., Colvin G., Judge S., Krusche B., Robinson S.J., Schreckenbach K., Brant S., Paar V.** — Z. Phys., 1991, A341, p. 1.

ПАРЦИАЛЬНЫЕ СЕЧЕНИЯ ФОТОРАСЩЕПЛЕНИЯ ЯДЕР sd -ОБОЛОЧКИ, ИЗВЛЕКАЕМЫЕ НА ОСНОВЕ СПЕКТРОМЕТРИРОВАНИЯ ПРОТОНОВ И ГАММА-КВАНТОВ ДЕВОЗБУЖДЕНИЯ

Б.С.Ишханов, И.М.Капитонов

Научно-исследовательский институт ядерной физики МГУ, Москва

Р.А.Эрамжян

Институт ядерных исследований РАН, Москва

Обзор посвящен систематизации парциальных переходов от нуклонного распада фотоядерного гигантского резонанса. Используются данные экспериментов как по спектрометрии частиц, так и по спектроскопии вторичных фотонов из $(\gamma, x\gamma')$ -реакции. Анализируются более чем 300 переходов в 15 ядрах sd -оболочки ($8 \leq Z \leq 20$). Оценивается полупрямая часть реакции. Обсуждается роль нуклонов, заселяющих различные оболочки ядра-мишени.

This review is devoted to the systematization of the partial transitions from the nucleon decay of the photonuclear giant resonance. Data are taken both from the particle spectrometry and from the spectroscopy of the secondary photons from $(\gamma, x\gamma')$ -reaction. More than 300 transitions in 15 sd -shell nuclei ($8 \leq Z \leq 20$) are analysed. The semidirect part of the reaction is estimated. The role of nucleons occupying different shells in the ground state of the target nucleus is discussed.

1. ВВЕДЕНИЕ

В предыдущем обзоре [1] на примере трех ядер нами была продемонстрирована большая эффективность метода исследования фоторасщепления ядер, основанного на измерении спектра γ -квантов от девозбуждения дочернего ядра $(A-x)^*$, образовавшегося в результате вылета одного или группы нуклонов x :

$$\gamma + A \rightarrow x + (A - x)^*$$

$$\xrightarrow{\gamma'} (A - x) .$$

Несмотря на определенные сложности в обработке и интерпретации этих γ -спектров, оказалось, что метод позволяет получать количественную информацию о парциальных фотонуклонных сечениях. Метод особенно информативен, если сочетать его с методом прямого спектрометрирования вылетающей частицы.

К настоящему времени накоплен обширный фактический материал, который охватывает большое число ядер $1d2s$ -оболочки ($8 \leq Z \leq 20$). Это ядра $^{17,18}\text{O}$, ^{19}F , ^{23}Na , $^{24,25,26}\text{Mg}$, ^{27}Al , $^{28,29,30}\text{Si}$, ^{31}P , ^{32}S , ^{39}K и ^{40}Ca . Полное число измеренных парциальных переходов для этих ядер превышает 300. Вся информация об измеренных парциальных каналах имеется в Центре данных фотоядерных экспериментов (ЦДФЭ) Научно-исследовательского института ядерной физики Московского государственного университета. Представляется важным систематизировать столь обширный и уникальный экспериментальный материал, что позволит выявить общие закономерности распада гигантского дипольного резонанса в этой области ядер. Анализ этого материала посвящается данный обзор, который является первой систематизацией такого рода в научной литературе.

Мы не будем останавливаться на описании методики измерения вторичных γ -квантов от девозбуждения дочернего ядра, образовавшегося в результате фотоядерной реакции. Она детально описана в работе [1], к которой мы отсылаем читателя, заинтересовавшегося этим вопросом.

2. ПРЕДСТАВЛЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ И ПРИНЦИПЫ ИХ АНАЛИЗА

Основной фактический материал по парциальным фотонуклонным сечениям представлен в виде таблиц. Для каждого ядра приводятся отдельно фотопротонный и фотонейтронный каналы. Исключение составляют ядра $^{25,26}\text{Mg}$, для которых представлен только фотопротонный канал. В левой части таблиц содержатся характеристики заселяемых уровней конечного ядра $(A-1)$ — энергия E_p , спин и четность J^π и изоспин T . Помимо этих квантовых чисел, приводятся сведения о спектроскопических факторах C^2S_p , извлеченных из реакции подхвата типа $(d, ^3\text{He})$, (p, d) на исходном ядре A , и квантовые числа (n, l, j) , характеризующие дырочную структуру образующегося состояния i в ядре $(A-1)$.

Спектроскопические факторы уровней приводятся с множителем C^2 (C — изоспиновый коэффициент Клебша — Гордана). При таком представлении спектроскопического фактора легко оценить дырочную компоненту уровня, отталкиваясь от правила сумм для этой характеристики. Так, для $\sum_i C_i^2 S_i^{(p)}$, где верхний индекс показывает, что речь идет о подхвате протона, имеет место соотношение

$$\sum_i C_i^2 S_i^{(p)}(n l j) = n^{(p)}(n l j), \quad (1)$$

где $n^{(p)}(n l j)$ — число протонов в подоболочке с квантовыми числами $(n l j)$, а $C^2 = 2T_i / (2T_i + 1)$. Суммирование проводится по всем состояниям i конечного ядра $(A-1)$. Величина

$$\frac{C^2 S_i^{(p)}(n l j)}{n^{(p)}(n l j)} \quad (2)$$

есть вероятность того, что рассматриваемое состояние ядра $(A-1)$ представляет собой протонную дырку в соответствующей подоболочке относительно основного состояния ядра A .

В эксперименте видны только дырочные состояния, отвечающие внешним оболочкам $1d_{5/2}$, $1d_{3/2}$, $2s_{1/2}$ и внутренней $1p$ -оболочке — $1p_{1/2}$ и $1p_{3/2}$. В большинстве случаев спектроскопические факторы сильно фрагментированы по довольно широкой энергетической области даже для состояний, отвечающих дырке во внешней оболочке. Особенно сильно фрагментирована $1p_{3/2}$ -дырка. В ряде случаев от нее практически не видно следов.

Исходя из того, что в эксперименте в большинстве случаев не проявляются более высокие, нежели $1d2s$, оболочки, последующий анализ сечений проводится, исходя из предположения, что нуклоны заполняют только перечисленные оболочки и, конечно, $1s$. Таким образом, конфигурационная структура основного состояния исходного ядра представляется в следующем виде:

$$1s^4 1p^{12} 2s_{1/2}^n 1d_{5/2}^n 1d_{3/2}^n.$$

В соответствии с этим дипольный резонанс формируется из переходов нуклонов из внешней оболочки (группа А) в соседнюю, полностью свободную:

$$(1d2s) \rightarrow (1f2p),$$

и из глубокой замкнутой (группа Б) — в частично заполненную:

$$1p \rightarrow (1d2s).$$

Следует, однако, иметь в виду, что расчеты указывают на то, что более высокие, по отношению к $1d$ и $2s$, оболочки также представлены в основном состоянии исходного ядра A . Количественные экспериментальные данные, подтверждающие заполнение более высоких орбит, имеются в ^{40}Ca — наличие магнитных дипольных переходов, ^{18}O — ненулевые значения протонных спектроскопических факторов на уровнях $i = 2$ и 4 ядра ^{17}N . Соответствующие спектроскопические факторы будут приведены в следующем разделе (табл. 3), где обсуждается фоторасщепление изотопов кислорода. Поскольку в других ядрах прямая количественная информация о высоких орбитах отсутствует, то в данном анализе они не будут учитываться.

В правой части таблиц представлены проинтегрированные по области дипольного резонанса парциальные фотонуклонные сечения, извлеченные из совместного анализа данных по спектрометрированию нуклонов и по $(\gamma, x\gamma)$ -реакции:

$$\sigma^{\text{int}}(\gamma, N_i) = \int_0^{E_\gamma^m} \sigma(\gamma, N_i) dE, \quad (3)$$

где E_γ^m — верхняя граница спектра γ -квантов, i — порядковый номер заселяемого уровня в ядре $A - 1$, N характеризует тип вылетевшего нуклона (нейтрон или протон). Если эта величина получена в экспериментах по девозбуждению и по спектрометрированию нуклонов, то представлены оба набора данных. Под таблицами приводятся интегральные фотонуклонные сечения, полученные в экспериментах без разделения парциальных каналов.

Заселение уровней конечного ядра $A - 1$ связано как с полупрямым, так и с предравновесным и равновесным механизмами. При полупрямом механизме нуклон вылетает вслед за формированием частично-дырочного состояния. Предравновесный распад происходит после усложнения частично-дырочного состояния. Сечение заселения каждого уровня в конечном ядре, обусловленное полупрямым механизмом, оценивается для самосопряженных ядер, исходя из соотношения

$$\sigma_{\text{dir}}(\gamma, N_i(\beta)) = \sigma_{\text{exp}}(\gamma, N_{\text{base}}) \frac{\Gamma_i^\uparrow(N(\beta))}{\Gamma_{\text{base}}^\uparrow(N_{\text{base}}(\beta))}, \quad (4)$$

где $\sigma_{\text{exp}}(\gamma, N_{\text{base}})$ — сечение парциального фотонуклонного канала, которое обусловлено исключительно полупрямым механизмом. Будем называть его *опорным* сечением (base cross section). Опорных сечений должно быть по одному для каждой дырки β . К таким опорным сечениям будем относить сечения на нижайшие состояния конечного ядра $A - 1$ с макси-

мальным весом соответствующей дырочной компоненты. Такое предположение подкрепляется теоретическим анализом фотопротонного канала в основное состояние конечного ядра в случае фоторасщепления ^{28}Si , ^{32}S и ^{40}Ca . В приводимых таблицах эти опорные сечения будут выделяться знаком *.

$\Gamma^\uparrow(N_i(\beta))$ — парциальная ширина резонанса, связанная с полупрямым механизмом испускания нуклона, в результате чего заселяется состояние i ядра $A - 1$ по дырочной компоненте β . $\Gamma^\uparrow(N_{\text{base}}(\beta))$ — парциальная ширина резонанса, связанная с распадом по дырочному каналу β на опорный уровень N_{base} в ядре $A - 1$. Таким образом, для опорных уровней $\sigma_{\text{sdir}}(\gamma, N_i) = \sigma_{\text{exp}}(\gamma, N_i)$, для остальных уровней $\sigma_{\text{sdir}}(\gamma, N_i) \leq \sigma_{\text{exp}}(\gamma, N_i)$.

Полная ширина резонанса Γ равна сумме парциальных ширин полупрямых переходов $\sum_i \Gamma^\uparrow(N_i)$ и ширины, связанной с разбросом состояний по более сложным $\Gamma^\downarrow$:

$$\Gamma = \sum_i \Gamma^\uparrow(N_i) + \Gamma^\downarrow. \quad (5)$$

Отношение ширин полупрямых процессов, входящее в выражение (4), вычислялось, исходя из соотношений, полученных из R -матричной теории и модели оболочек в версии связанных состояний (Bound Shell Model). Соответствующие соотношения детально обсуждались в обзоре [1]. Здесь мы приведем только окончательные выражения, по которым проводились расчеты:

$$\frac{\Gamma^\uparrow(N_i(\beta))}{\Gamma^\uparrow(N_{\text{base}}(\beta))} = \frac{S(\epsilon_i(\beta))}{S(\epsilon_{\text{base}}(\beta))} \sqrt{\frac{\epsilon_i}{\epsilon_{\text{base}}}} \frac{P_l(\epsilon_i)}{P_l(\epsilon_{\text{base}})}. \quad (6)$$

Здесь $S(\epsilon_i(\beta))$ — спектроскопический фактор, получаемый из реакции подхвата нуклона из основного состояния исходного ядра A с образованием ядра $A - 1$ в состоянии i , ϵ_i — энергия вылетающего нуклона при распаде состояния, образованного в результате фотопоглощения, $P_l(\epsilon)$ — проницаемость барьера, который необходимо преодолеть нуклону, чтобы оказаться в непрерывном спектре, l — угловой момент, уносимый нуклоном. Значения спектроскопических факторов и квантовые числа дырочных компонент уровней приведены в тех же таблицах, где приводятся значения сечений парциальных переходов.

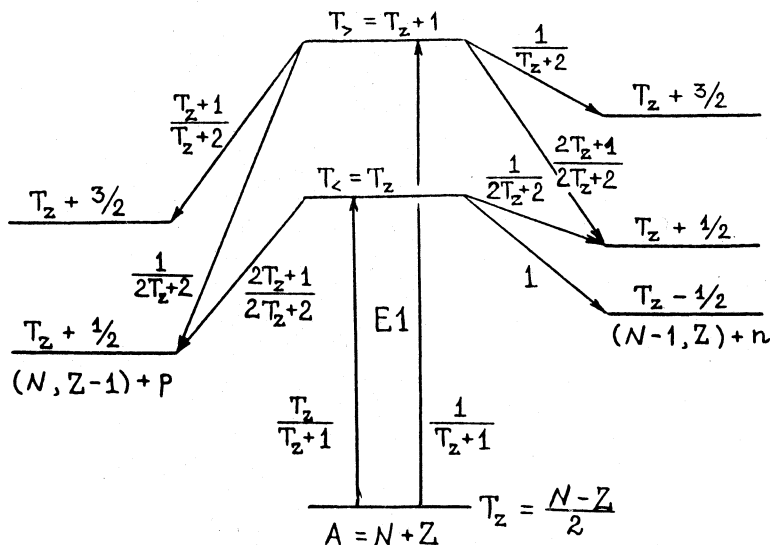


Рис. 1. Изоспиновая схема возбуждения и нуклонного распада гигантского резонанса в несамоспряженном ($N \neq Z$) ядре. Указаны вероятности возбуждения и распада, определяемые квадратами изоспиновых коэффициентов Клебша — Гордана

Экспериментальная информация о парциальных нейтронных каналах существенно беднее информации о протонных. Чтобы получить представление о них, использовалась процедура пересчета из протонных сечений. В четно-четных самоспряженных ядрах пересчет производился по формуле

$$\frac{\sigma(\gamma, n_i)}{\sigma(\gamma, p_i)} = \frac{\sqrt{\epsilon_n} P_{l(n)}(\epsilon_n)}{\sqrt{\epsilon_p} P_{l(p)}(\epsilon_p)}, \quad (7)$$

где индекс n относится к нейтрону, а p — к протону, $P_{l(n)}$ и $P_{l(p)}$ — проницаемости барьера для нейтрона и протона соответственно. В ряде случаев с помощью этого соотношения по фотонейтронным сечениям оценивалось фотопротонное.

В несамоспряженных ядрах гигантский резонанс имеет две изоспиновые ветви: $T_> = T_z + 1$ и $T_< = T_z$. Схема возбуждения и распада обеих ветвей с вылетом протона и нейтрона показана на рис. 1. На рисунке приведены также соотношения между этими ветвями, которые определяются коэффициентами Клебша — Гордана.

Парциальное сечение, связанное с полупрямой компонентой для несамоспряженного ядра, определяется выражением

$$\frac{\sigma_{\text{sdir}}(\gamma, N_i)}{\sigma_{\text{exp}}(\gamma, N_{\text{base}})} = \begin{cases} \frac{\sigma_{<} \Gamma_{<}^{\uparrow}(N_i) + a \sigma_{>} \Gamma_{>}^{\uparrow}(N_i)}{\sigma_{<} \Gamma_{<}^{\uparrow}(N_{\text{base}}) + a \sigma_{>} \Gamma_{>}^{\uparrow}(N_{\text{base}})}, & \text{для ветви распада} \\ & \text{на уровне с } T_i = T_z + 1/2 \\ \Gamma_{>}^{\uparrow}(N_i) / \Gamma_{<}^{\uparrow}(N_{\text{base}}), & \text{для } T_i = T_z - 1/2. \end{cases} \quad (8)$$

Здесь

$$a = \Gamma_{<} / \Gamma_{>}. \quad (9)$$

Эта величина является параметром, который варьировался для наилучшего описания экспериментальных данных.

Предполагалось, что ширина $\Gamma_{<}^{\uparrow}(N_i)$ обусловлена вылетом нуклонов с угловым моментом $l = 1$ и 3 (дипольный переход из оболочки d приводит к переходу нуклона на $2p$ - или f -оболочку с последующим их вылетом). Соотношение между ширинами с фиксированным угловым моментом также являлось параметром подгонки результатов:

$$\Gamma_{<}^{\uparrow}(N_i) = b_{<} \Gamma_{<}^{\uparrow}(l = 3) + (1 - b_{<}) \Gamma_{<}^{\uparrow}(l = 1), \quad (10a)$$

$$\Gamma_{>}^{\uparrow}(N_i) = b_{>} \Gamma_{>}^{\uparrow}(l = 3) + (1 - b_{>}) \Gamma_{>}^{\uparrow}(l = 1). \quad (10б)$$

Отношение между сечениями $\sigma_{<}$ и $\sigma_{>}$ определялось [2] из формулы

$$\frac{\int (\sigma_{>} / E) dE}{\int (\sigma_{<} / E) dE} = \frac{1}{T_z} \left(\frac{1 - 1,5 T_z A^{-2/3}}{1 + 1,5 A^{-2/3}} \right). \quad (11)$$

При проведении расчетов в несамоспряженном ядре резонанс представлялся в виде двух состояний с $T_{>}$ и $T_{<}$, которые вбирают все сечение. Этим состояниям приписывалась энергия, отвечающая центру тяжести соответствующих изоспиновых компонент $E_{<}$ и $E_{>}$. Проинтегрированные по резонансу полупрямые компоненты парциальных сечений рассчитывались по формуле (8) с заменой в левой части $\sigma_{\text{sdir}}(\gamma, N_i)$ и $\sigma_{\text{exp}}(\gamma, N_{\text{base}})$ соответственно на $\sigma_{\text{sdir}}^{\text{int}}(\gamma, N_i)$ и $\sigma_{\text{exp}}^{\text{int}}(\gamma, N_{\text{base}})$.

Для переходов в состояния, связанные с $1p$ -дыркой, полупрямые компоненты сечений оценивались, исходя из описанных выше принципов, лишь для подоболочки $1p_{1/2}$, которая энергетически попадает в область $1d2s$ -уровней и, как правило, сконцентрирована в 1—3 состояниях конечного ядра. Для $^{17,18}\text{O}$ подоболочка $1p_{1/2}$, по существу, является внешней. Если спектрометрическая сила $1p_{1/2}$ -дырки концентрировалась в одном состоянии (^{24}Mg , ^{28}Si), то заселение этого состояния (которое можно было рас-

смагивать как «чистую» дырку) считалось целиком обусловленным полупрямым распадом. Как оказалось, $1p_{1/2}$ -оболочка увеличивала долю полупрямого механизма не более чем на 25%. Во всех случаях для глубокой $1p_{3/2}$ -дырки давалась лишь верхняя оценка полупрямого сечения. Для ядер более массивных, чем ^{28}Si , оболочка $1p$ в парциальных сечениях вообще не была видна. Детали оценки вклада $1p$ -оболочки в полупрямую часть фотонуклонных сечений для каждого ядра можно найти в разделе, посвященном данному ядру.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ И АНАЛИЗА ПАРЦИАЛЬНЫХ СЕЧЕНИЙ

3.1. Изотопы кислорода ^{17}O и ^{18}O . Для ядра ^{17}O имеется один (γ , $\chi\gamma'$)-эксперимент [3]. Его результаты для нуклонных каналов ($\chi = p, n$) вместе со спектрометрической информацией приведены в табл. 1 и 2.

Фотопротонное сечение в основном формируется переходами на основное и второе возбужденное состояния конечного ядра ^{16}N , которые являются $p_{1/2}$ -дырочными. На их долю приходится 80-95% всей интенсивности протонного канала. Эти переходы можно считать полупрямыми. Дырка в $p_{3/2}$ -оболочке в фотопротонном канале не проявилась, т.к. соответствующие уровни в ядре ^{16}N лежат высоко.

В фотонейтронном канале большим оказалось парциальное сечение, связанное с заселением основного состояния ядра ^{16}O . На его долю приходится 20-25% интенсивности фотонейтронного канала. Этот канал сформирован распадом пигми-резонанса — низкоэнергетической ветви дипольного резонанса, обязанной переходу единственного нейтрона из валентной $d_{5/2}$ -оболочки в более высокую в результате поглощения γ -кванта с последующим вылетом в непрерывный спектр. Естественно это парциальное сечение отнести к полупрямой ветви распада.

Остальные уровни ядра ^{16}O заселяются слабо, хотя среди них есть два с достаточно большими спектроскопическими факторами. Но все эти уровни имеют изоспин $T_i = 0$. Основная ветвь дипольного резонанса ядра ^{17}O , для которой изоспин принимает значение $T = T_{\frac{1}{2}} = 3/2$, не может распадаться на эти состояния ядра ^{16}O . Распад $T_{\frac{1}{2}}$ -ветви резонанса по нейтронному каналу должен приводить к заселению уровней ядра ^{16}O с изоспином $T = 1$, являющихся изобар-аналогами низколежащих уровней ядра ^{16}N . Они располо-

Таблица 1. Интегральные сечения реакций $^{17}\text{O}(\gamma, p_i)^{16}\text{N}$,
извлеченные из $(\gamma, p\gamma)$ -эксперимента [3],
и характеристики заселяемых уровней ^{16}N [6,7]. $E_\gamma^m = 28$ МэВ

Характеристики уровней ^{16}N ($T = 1$)					$\sigma^{\text{int}}(\gamma, p)$, МэВ·мб
i	E_i , МэВ	J^π	$n l j$	$C^2 S_i$	
0	0	2^-	$1p_{1/2}$	0,94	} 17 — 19
2	0,298	3^-	$1p_{1/2}$	1,33	
1	0,120	0^-	—	—	} 2,0 — 2,5
3	0,397	1^-	—	—	
$\sigma^{\text{int}}(\gamma, p)$					21 ± 2 [3]

Таблица 2. Интегральные сечения реакций $^{17}\text{O}(\gamma, n_i)^{16}\text{N}$,
извлеченные из $(\gamma, n\gamma)$ -эксперимента [3],
и характеристики заселяемых уровней ^{16}O [6,7]. $E_\gamma^m = 28$ МэВ

Характеристики уровней ^{16}O ($T = 0$)					$\sigma^{\text{int}}(\gamma, n_i)$, МэВ·мб
i	E_i , МэВ	J^π	$n l j$	$C^2 S_i$	
0	0	0^+	$1d_{5/2}$	0,74	17 + 20 [8]
1	6,05	0^+	—	—	< 0,2
2	6,13	3^-	$1p_{1/2}$	0,46	3
3	6,92	2^+	—	—	< 0,2
4	7,12	1^-	—	—	< 0,2
5	8,89	2^-	$1p_{1/2}$	0,33	—
$\sigma^{\text{int}}(\gamma, n)$					80 — 85 [9]

жены высоко в непрерывном спектре ($E^* \geq 12$ МэВ) и не могут быть выделены средствами γ -спектроскопии. Отсутствие информации о заселении высоколежащих дырочных состояний ^{16}O позволяет оценить лишь нижнюю границу вклада полупрямых процессов в фотонейтронный канал. Эта граница определяется величиной $\sigma^{\text{int}}(\gamma, n_0)$ и составляет около 20%.

Для ядра ^{18}O также выполнен единственный $(\gamma, x\gamma)$ -эксперимент [4]. Его результаты для нуклонных каналов ($x = p, n$) вместе со спектрометриче-

Таблица 3. Интегральные сечения реакции $^{18}\text{O}(\gamma, p_i)^{17}\text{N}$ из $(\gamma, p\gamma)$ -эксперимента [4] и характеристики заселяемых уровней ^{17}O [6]

Характеристики уровней ^{17}N ($T = 3/2$)					$\sigma^{\text{int}}(\gamma, p_i)$, МэВ·мб	
i	E_i , МэВ	J^π	$n l j$	$C^2 S_i$	$E_\gamma^m = 23,5$ МэВ	$E_\gamma^m = 28$ МэВ
0	0	$1/2^-$	$1p_{1/2}$	2,02	≤ 10	≤ 21
1	1,37	$3/2^-$	$1p_{3/2}$	0,38	0,31	2,01
2	1,85	$1/2^+$	$2s_{1/2}$	0,41	0,28	0,88
3	1,91	$5/2^-$	—	—	0,16	0,86
4	2,53	$5/2^+$	$1d_{5/2}$	0,53	—	—
6	3,20	$3/2^-$	$1p_{3/2}$	0,05	—	—
10	4,01	$3/2^-$	$1p_{3/2}$	0,04	—	—
11	4,21	$5/2^+$	—	—	0,31	0,88
$\sigma^{\text{int}}(\gamma, p_i)$					25—26 [5] $E_\gamma^m = 28$ МэВ	

Таблица 4. Интегральные сечения реакции $^{18}\text{O}(\gamma, n_i)^{17}\text{O}$ из $(\gamma, n\gamma)$ -эксперимента [4] и характеристики заселяемых уровней ^{17}O [6]

Характеристики уровней ^{17}O ($T = 1/2$)					$\sigma^{\text{int}}(\gamma, n_i)$, МэВ·мб	
i	E_i , МэВ	J^π	$n l j$	$C^2 S_i$	$E_\gamma^m = 23,5$ МэВ	$E_\gamma^m = 28$ МэВ
0	0	$5/2^+$	$1d_{5/2}$	1,53	21 [10,11]	24-26 [10,11]
1	0,87	$1/2^+$	$2s_{1/2}$	0,21	6,01	6,71
2	3,06	$1/2^-$	$1p_{1/2}$	1,08	5,18	8,69
3	3,84	$5/2^-$	—	—	0,77	1,17
$\sigma^{\text{int}}(\gamma, n_i)$					$\cong 84$ [5] $E_\gamma^m = 28$ МэВ	

ской информацией приведены в табл. 3 и 4. Оценка значения $\sigma^{\text{int}}(\gamma, p_0)$ получена путем вычитания из интегрального сечения фотопротонной реакции [5] (оно приведено в последней строке табл. 3) суммарного интегрального сечения реакций $(\gamma, p_{i>0})$ [4].

Как уже отмечалось в разд. 2, в основном состоянии ^{18}O , наряду с основной конфигурацией $1s^4 1p^{12} (1d2s)^2$, присутствует также конфигурация

$1s^4 1p^{10} (1d2s)^4$. Заселение этих уровней в фотопротонной реакции может происходить как за счет полупрямого механизма через вторую конфигурацию, так и за счет неупругого перераспределения частицы на дырке, образовавшейся в результате фотопоглощения на основной конфигурации. Представляет интерес теоретическое исследование роли обоих механизмов.

В отличие от ^{17}O часть силы протонной $p_{3/2}$ -дырки в ^{18}O приходится на низколежащий уровень ядра ^{17}N . Однако сечение парциального фотопротонного канала для этого уровня оказалось малым.

Полагая, что только уровень $i=0$ ядра ^{17}N заселяется в результате полупрямого процесса распада ДГР, получаем, что его вероятность в протонном канале составляет $\leq 0,8$.

Согласно работе [5], интегральные фотонейтронные сечения равны

$$\int_0^{23} \sigma(\gamma, n + \gamma, np) dE_\gamma \cong 59 \text{ МэВ} \cdot \text{мб}$$

и

$$\int_0^{28} \sigma(\gamma, n + \gamma, np) dE_\gamma \cong 84 \text{ МэВ} \cdot \text{мб}.$$

Приняв во внимание, что в силу высокого порога (около 22 МэВ) сечение (γ, np) -реакции мало, измеренное сечение следует отнести к (γ, n) -реакции.

Как и в случае ядра ^{17}O , распад $T_{\frac{1}{2}}$ -ветви резонанса в ^{18}O по нейтронному каналу должен приводить к заселению уровней дочернего ядра в непрерывном спектре. Поэтому в $(\gamma, x\gamma')$ -эксперименте он не может быть выделен. Наблюдавшиеся в эксперименте [4] парциальные фотонейтронные переходы, как следует из данных работы [5], исчерпывают лишь около 60% интегрального сечения реакции (γ, n) .

Основное состояние и первый возбужденный уровень ^{17}O являются нейтронными дырочными состояниями валентных нуклонов (соответственно в подболочках $1d_{5/2}$ и $2s_{1/2}$) относительно основного состояния ядра ^{18}O . Заселение этих уровней обусловлено распадом пигми-резонанса, т.е. резонанса, формирующегося за счет возбуждения двух внешних нейтронов. Второе возбужденное состояние является $1p_{1/2}$ -дыркой и заселяется в фотонейтронной реакции за счет распада основной ветви дипольного резонанса в этом ядре, т.е. в результате возбуждения нуклонов внутренней оболочки. Суммарное сечение реакций (γ, n_0) , (γ, n_1) и (γ, n_2) , отнесенное к $\sigma^{\text{int}}(\gamma, n)$, дает нижнюю границу вероятности полупрямых процессов в фотонейтронном канале. С учетом сказанного вероятность полупрямых процессов в ней-

тронном канале распада ДГР ядра ^{18}O составляет не менее 0,55 ($E_\gamma^m = 23,5$ МэВ) и 0,47 ($E_\gamma^m = 28$ МэВ).

Данные табл. 4 позволяют оценить вероятность дипольных переходов $1p \rightarrow 1d2s$ (группа Б) и $1d2s \rightarrow 1f2p$ (группа А) при формировании ДГР ядра ^{18}O . Относя к группе А парциальные переходы, приводящие к заселению уровней положительной четности конечного ядра ^{17}O , получаем, что их вероятность в фотонейтронном канале составляет не менее 0,46 ($E_\gamma^m = 23,5$ МэВ) и 0,37 ($E_\gamma^m = 28,0$ МэВ). В фотопротонном канале, в силу большой неопределенности данных, соответствующая вероятность лежит в интервале 0,1+0,9.

3.2. Ядро ^{19}F . Для ядра ^{19}F было выполнено два ($\gamma, x\gamma'$)-эксперимента [12, 13]. В табл. 5 и 6 приведены результаты более позднего и полного эксперимента [13]. Кроме того, в этих таблицах приведены данные из работ [14] и [15], где были определены энергетические зависимости сечений реакций (γ, p_i) и (γ, n_i) методом спектрометрии фотонуклонов. В случае фотонейтронного канала [15] эти данные ограничены реакциями (γ, n_0) и (γ, n_1), исследованными лишь до $E_\gamma = 19$ МэВ. Для фотопротонного канала [14] сведения о $\sigma(\gamma, p_i)$ получены до $E_\gamma = 25$ -26 МэВ и экстраполированы нами вплоть до $E_\gamma = 30$ МэВ.

Сравнение данных работ [13] и [14] (табл. 5) показывает, что в ($\gamma, p\gamma'$)-эксперименте не удалось выделить переходы на уровни с $E_i > 5$ МэВ ядра ^{18}O , интенсивность которых, согласно работе [14], весьма велика. Среди этих уровней имеются как $p_{1/2^-}$, так и $p_{3/2^-}$ -дырочные. На такие уровни должна приходиться довольно заметная доля распада дипольного состояния, сформировавшегося за счет возбуждения $1p$ -нуклона.

В конечном ядре ^{18}F уровни с изоспином $T_i = 1$ опускаются низко, и часть из них оказывается в связанном состоянии. Это открыло возможность детектировать γ -кванты от распада $T_{\frac{1}{2}^+}$ -ветви резонанса по нейтронному каналу. В проведенных экспериментах удалось выделить переходы на такие уровни, это $i = 2, 8$ и 19 .

Результаты оценок вероятности полупрямого распада в различных парциальных каналах приведены в правых столбцах табл. 5 и 6. При проведении оценок были учтены изоспиновое и конфигурационное расщепления ДГР ядра ^{19}F в соответствии с данными работ [2, 16—18]. Для $E1$ -переходов из внешней ($1d2s$) оболочки были выбраны значения $E(T_{\frac{1}{2}^+}) = 18$ МэВ, $E(T_{\frac{3}{2}^+}) = 22,7$ МэВ. В качестве $\sigma_{\frac{1}{2}^-}$ и $\sigma_{\frac{3}{2}^-}$ использовались значения 0,36 и 0,64

Таблица 5. Интегральные сечения реакции $^{19}\text{F}(\gamma, p_i)^{18}\text{O}$ [13, 14], их полупрямые компоненты $\sigma_{\text{sdir}}^{\text{int}}$ и характеристики заселяемых уровней ^{18}O [20, 21]. $E_\gamma^m = 30$ МэВ

Характеристики уровней ^{18}O ($T = 1$)					$\sigma^{\text{int}}(\gamma, p_i)$, МэВ·мб		$\sigma^{\text{int}}_{\text{sdir}}(\gamma, p_i)$, МэВ·мб
i	E_p , МэВ	J^π	nlj	C^2S_i	$(\gamma, p\gamma')$ [13]	(γ, p_i) [14]	
0	0	0^+	$2s_{1/2}$	0,38	—	11*	11
1	1,98	2^+	$1d_{5/2}$	0,53	20	12*	12
2	3,55	4^+	$1g_{9/2}$	0,04	$< 1,3$		
3	3,64	0^+	$2s_{1/2}$	$0,05\pm 0,02$	$5,0\pm 2,5$	} 5	1,3—1,4
4	3,92	2^+	$1d_{5/2}$	$0,02\pm 0,01$	$2,5\pm 1,25$		0,3—0,4
5	4,46	1^-	$1p_{1/2}$	1,31	$7,5\pm 2,5$	18-20	≤ 11
7	5,26	2^+	$1d_{5/2}$	$0,32\pm 0,1$	—	} 11	2,5—4,0
8	5,34	0^+	$2s_{1/2}$	$0,15\pm 0,06$			2,9—3,2
11	6,20	1^-	} $1p_{3/2}$	0,70	—	} ≤ 14	< 14
12	6,35	(2^-)					
14	6,88	0^-	$1p_{1/2}$	1,03	—	$\leq 5^*$	≤ 5
16	7,62	1^-	} $1p_{3/2}$	0,42	—	≤ 40	< 40
17	7,77	2^-					
44	11,14	} $(0,1,2)^-$	} $1p_{3/2}$	0,65	—	} ≤ 70	< 70
48-49	11,75			0,72			
51	12,25			0,89			
$\sigma^{\text{int}}(\gamma, p)$					120—130 [14,19]		
$\sigma^{\text{int}}(\gamma, p + \gamma, np)$					160—170 [14]		

[2]. Величина $a = \Gamma_{<} / \Gamma_{>}$ оказалась равной 0,8. Для значений коэффициентов $b_{<}$ и $b_{>}$, определяющих степень смешивания по орбитальному моменту l вылетающих фотонуклонов при полупрямом распаде $T_{<}$ и $T_{>}$ -ветвей ДГР, получены следующие значения: $b_{<} \cong 0,70 \div 0,75$, $b_{>} \cong 0,95 \div 1,0$. Это отвечает случаю, когда полупрямой распад $T_{<}$ -ветви ДГР происходит с вероятностью $0,25 \div 0,30$ за счет вылета фотонуклонов с $l = 1$ и с вероятностью $0,70 \div 0,75$ за счет вылета фотонуклонов с $l = 3$. Оказалось, что полупрямой распад

Таблица 6. Интегральные сечения реакции $^{19}\text{F}(\gamma, n)^{18}\text{F}$ [13, 15],
их полупрямые компоненты $\sigma_{\text{sdir}}^{\text{int}}$ и характеристики
заселяемых уровней ^{18}F [20]. $E_\gamma^m = 30$ МэВ

Характеристики уровней ^{18}F					$\sigma^{\text{int}}(\gamma, n)$, МэВ·мб		$\sigma_{\text{sdir}}^{\text{int}}(\gamma, p)$, МэВ·мб	
i	E_i , МэВ	$J^\pi T$	nlj	C^2S_i	$(\gamma, n\gamma')$ [13]	(γ, n) [15]	a	b
0	0	1^+0	$2s_{1/2}$	0,65		> 9	15*	55
1	0,94	3^+0	$1d_{5/2}$	1,47	$12,5^* \pm 2,5$	> 11		12,5
2	1,04	0^+1	$2s_{1/2}$	0,27	$11,3^* \pm 2,5$		1,8	11
3	1,08	0^-0	$1p_{1/2}$	0,38	$2,5^* \pm 1,2$			2,5
5	1,70	1^+0	$2s_{1/2}$	0,07	$< 0,6$		1,3	6,5
6	2,10	2^-0	$1p$	(0,03)	$< 1,3$		—	
7	2,52	2^+0	$1d$	$\equiv 0$	$< 0,5$		—	
8	3,06	2^+1	$1d_{3/2}$	0,74	$3,8 \pm 1,9$		0,3–1,4	
9	3,13	1^-0	$1p_{(1/2)}$	1,04	$3,8 \pm 1,3$		5,2	
11	3,72		$\left\{ \begin{array}{l} 2s_{1/2} \\ 1d_{5/2} \end{array} \right\}$	$\left\{ \begin{array}{l} 0,015 \\ 0,22 \end{array} \right\}$			$\left\{ \begin{array}{l} 0,15 \\ 0,4-1,2 \end{array} \right\}$	$\left\{ \begin{array}{l} 1,3 \\ \end{array} \right\}$
13	3,84		$1d_{3/2}$	0,5			0,8–2,6	
16	4,36	1^+0	$\left\{ \begin{array}{l} 2s_{1/2} \\ 1d_{5/2} \end{array} \right\}$	$\left\{ \begin{array}{l} 0,04 \\ 0,13 \end{array} \right\}$			$\left\{ \begin{array}{l} 0,34 \\ 0,13-0,6 \end{array} \right\}$	$\left\{ \begin{array}{l} 2,6 \\ \end{array} \right\}$
19	4,75	0^+1	$\left\{ \begin{array}{l} 2s_{1/2} \\ 1d_{5/2} \end{array} \right\}$	$\left\{ \begin{array}{l} 0,03 \\ 0,08 \end{array} \right\}$	$0,88 \pm 0,25$		$\left\{ \begin{array}{l} 0,09 \\ 0,02-0,09 \end{array} \right\}$	$\left\{ \begin{array}{l} 0,89 \\ \end{array} \right\}$
20	4,86	1^-0	$1p$	(0,11)			$< 0,2$	
25	5,61	$1^-(0+1)$	$1p$	(0,82)			$< 1,6$	
26	5,67	$1^-(0+1)$	$1p$	(0,44)			$< 0,9$	
$\sigma^{\text{int}}(\gamma, n)$					70–95 [17, 19]			
$\sigma^{\text{int}}(\gamma, n + \gamma, pn + \gamma, 2n)$					120–130 [17, 19]			

T_{γ^-} -ветви происходит почти исключительно за счет вылета фотонуклонов с $l=3$. Из того, что уровни ядра ^{18}F с нулевым изоспином заселяются исключительно за счет распада T_{γ^-} -ветви ДГР, следует, что образование ядра ^{18}F в состояниях с $T=0$ должно сопровождаться заметным вылетом нейтронов с $l=1$.

Для $E1$ -переходов из $1p$ -оболочки в фотопротонном канале оценивалась лишь верхняя граница. С учетом этого интегральное сечение полупрямых процессов в фотопротонном канале составило $\sum_i \sigma_{\text{sdir}}^{\text{int}}(\gamma, p_i) = 30+100$ МэВ·мб, что отвечает значениям вероятности полупрямого распада в (γ, p) -канале, равным $0,23+0,83$.

Для фотонейтронного канала были использованы два варианта (a и b) опорного сечения при вычислении $\sigma_{\text{sdir}}^{\text{int}}(\gamma, n_i)$, отвечающих заселению уровней, содержащих часть спектроскопической силы $2s_{1/2}$ -дырки. В варианте b опорным выбиралось сечение заселения уровня с $i = 2$. В этом случае для величины $\sigma_{\text{sdir}}^{\text{int}}(\gamma, n_0)$, а следовательно, и $\sigma^{\text{int}}(\gamma, n_0)$ получаем довольно большое значение — 55 МэВ·мб. При этом оказывается, что $\sum_i \sigma_{\text{sdir}}^{\text{int}}(\gamma, n_i) = 100+107$ МэВ·мб. С учетом того, что $\int_0^{30} \sigma(\gamma, n + \gamma, pn + \gamma, 2n) dE_\gamma = 120+130$ МэВ·мб (см. [19] и табл. 24 в [17]) и суммарный вклад в эту величину реакций (γ, pn) и $(\gamma, 2n)$ составляет $35+50$ МэВ·мб [19], получаем, что вероятность полупрямых процессов в канале (γ, n) ядра ^{19}F близка к единице. В полной фотонейтронной реакции (т.е. с учетом вклада каналов (γ, pn) и $(\gamma, 2n)$) эта вероятность составляет $0,77+0,89$.

Вариант a предусматривает возможность того, что $\sigma^{\text{int}}(\gamma, n_0)$ существенно меньше значения 55 МэВ·мб. Довольно произвольно было выбрано $\sigma^{\text{int}}(\gamma, n_0) = 15$ МэВ·мб, и это сечение принималось в качестве опорного. В этом варианте значения $\sigma_{\text{sdir}}^{\text{int}}(\gamma, n_i)$ для уровней, содержащих примесь дырки $2s_{1/2}$, оказываются существенно меньшими, чем в варианте b . При этом получаем $\sum_i \sigma_{\text{sdir}}^{\text{int}}(\gamma, n_i) = 41+48$ МэВ·мб, и вероятность полупрямых процессов в канале (γ, n) оказывается всего лишь $0,46+0,64$. И это естественно, поскольку часть полупрямого распада T_{γ^-} -ветви по нейтронному каналу приходится на уровни дочернего ядра, расположенные в непрерывном спектре. Как мы увидим в дальнейшем, вариант b значительно лучше вписывается в систематику данных по полупрямому распаду ядер $1d2s$ -оболочки, чем вариант a . Объединяя оценки обоих вариантов, получаем, что вероятность полупрямого механизма в (γ, n) -канале $\geq 0,46$. Отметим, что для нейтронных распадов на высоколежащие уровни ядра ^{18}F , имеющие $1p$ -дырочную

природу ($i = 20, 25, 26$), оценивалась лишь верхняя граница полупрямого распада.

Доля переходов группы А составила $0,3 \pm 0,9$ в $\sigma^{\text{int}}(\gamma, p)$ и $0,48 \pm 0,93$ в $\sigma^{\text{int}}(\gamma, n)$. В суммарном интегральном фотонуклонном сечении доля переходов группы А составила $0,32 \pm 0,89$.

3.3. Ядро ^{23}Na . Для этого ядра были выполнены два $(\gamma, x\gamma')$ -эксперимента [22, 23] и один эксперимент по измерению энергетических зависимостей сечений реакций (γ, p_i) [24]. Данные экспериментов [23, 24] приведены в табл. 7 и 8.

Детали расчета полупрямых компонент ДГР ядра ^{23}Na изложены в работе [25]. Приведем результаты этих расчетов. Для $E1$ -переходов из внешней $1d_{5/2}$ -оболочки были выбраны значения $E(T_<) = 17$ МэВ и $E(T_>) = 21$ МэВ, а из внутренней $1p$ -оболочки — $E(T_<) = 21$ МэВ и $E(T_>) = 25$ МэВ. Для $\sigma_<$ и $\sigma_>$ взяты значения 0,35 и 0,65. Следующие значения параметров a и b обеспечивают наилучшее описание экспериментальных данных: $a = 0,7 \div 0,8$, $b_< = 0,98$, $b_> = 1,0$. Таким образом, расчет указывает на доминирующий вылет нуклонов с $l = 3$ при $E1$ -переходах $1d \rightarrow (1f\ 2p)$.

Для уровней, содержащих примесь дырки в оболочке $1d_{5/2}$, в качестве опорных можно взять сечения $\sigma(\gamma, p_1)$ либо $\sigma(\gamma, n_6)$. Соответствующие конечные состояния являются изобар-аналогами. Для нейтронных каналов в качестве опорного сечения использовалось $\sigma(\gamma, n_6)$. Неопределенность в $\sigma_{\text{sdir}}^{\text{int}}(\gamma, p_i)$ для $i = 1, 2$ и 3 обусловлена двумя вышеупомянутыми вариантами выбора опорного сечения, причем нижняя граница $\sigma_{\text{sdir}}^{\text{int}}(\gamma, p_{i=1,2,3})$ отвечает выбору $\sigma(\gamma, n_6)$ в качестве опорного, а верхняя — $\sigma(\gamma, p_1)$.

Сумма интегральных парциальных сечений реакций (γ, p_i) , полученных в $(\gamma, p\gamma')$ -эксперименте с добавлением $\sigma^{\text{int}}(\gamma, p_0) = 4,0$ МэВ·мб, составляет 61 МэВ·мб. Это означает, что примерно в 60% случаев реакция (γ, p) приводит к заселению уровней ядра ^{22}Ne с $i > 10$, информация о которых в $(\gamma, p\gamma')$ -эксперименте не получена.

Сумма парциальных фотонейтронных сечений составляет около 80 МэВ·мб, что свидетельствует о том, что основные каналы заселения возбужденных уровней ядра ^{22}Na выявлены. Остающаяся (невыявленная) часть нейтронного сечения составляет примерно 1/4 его величины и связана с нейтронным каналом распада $T_>$ -ветви, которая приходится на состояния, расположенные в непрерывном спектре.

Таблица 7. Интегральные сечения реакции $^{23}\text{Na}(\gamma, p_i)^{22}\text{Ne}$ [23,24] в МэВ·мб, их полупрямые компоненты $\sigma_{\text{sdir}}^{\text{int}}$ и характеристики заселяемых уровней ^{22}Ne [26]

Характеристики уровней ^{22}Ne ($T=1$)					$\sigma^{\text{int}}(\gamma, p_i)$, МэВ·мб		$\sigma_{\text{sdir}}^{\text{int}}(\gamma, p_i)$, МэВ·мб
i	E_i , МэВ	J^π	nlj	C^2S_i	$(\gamma, p\gamma')$ [23] $E_\gamma^m = 32$ МэВ	(γ, p) [24] $E_\gamma^m = 29,5$ МэВ	
0	0	0^+	$1d_{3/2}$	0,08	—	4,0*	4,0
1	1,27	2^+	$1d_{5/2}$	1,13	$20,7 \pm 3,8$	23,5*	10-22
2	3,36	4^+	$1d_{5/2}$	0,41	$9,2 \pm 1,9$	21,6	1,9-3,8
3	4,46	2^+	$\left\{ \begin{matrix} 2s_{1/2} \\ 1d_{5/2} \end{matrix} \right.$	$\left\{ \begin{matrix} 0,11 \\ 0,23 \end{matrix} \right.$	$7,0 \pm 1,9$	} 30,8	$\left\{ \begin{matrix} \leq 5,0 \\ 0,6-1,3 \end{matrix} \right.$
4	5,15	2^-	$1p_{1/2}$	1,73	$9,4 \pm 3,8$		10
5	5,34	1^+	—	—	$(1,0 \pm 0,4)$		
6	5,37	2^+	—	—	$3,5 \pm 1,3$		
8	5,64	3^+	—	—	$3,1 \pm 1,5$		
10	6,12	2^+	—	—	$2,8 \pm 1,5$		
	$\bar{E}_i = 6,9$ МэВ		—	—		51	
	$\bar{E}_i = 8,9$ МэВ		—	—		27	
	$\bar{E}_i = 11,8$ МэВ		—	—		31	
$\sigma^{\text{int}}(\gamma, p)$					150-155 [23] ($E_\gamma^m = 30$ МэВ)		

Из табл. 7 и 8 следует, что $\sum_i \sigma_{\text{sdir}}^{\text{int}}(\gamma, p_i) = 26+46$ МэВ·мб, а $\sum_i \sigma_{\text{sdir}}^{\text{int}}(\gamma, n_i) = 63+75$ МэВ·мб. Отсюда получаем, что вероятность полупрямых процессов в канале (γ, p) ядра ^{23}Na составляет $0,17+0,31$, а в (γ, n) канале — $0,60+0,71$. Доля полупрямых процессов в $\sigma^{\text{int}}(\gamma, p + \gamma, n)$ составит при этом $0,34+0,47$. Малая доля полупрямых процессов получается из-за того, что заселение высокорасположенных уровней ядра ^{22}Na с $i > 10$, в том числе и содержащих примесь дырки в подболочке $1p_{3/2}$, отнесено в разряд неполупрямых. Полупрямые процессы из этой подболочки могут несколько увеличить вероятность полупрямого механизма в протонном канале и в суммарном фотонуклонном сечении.

Таблица 8. Интегральные сечения реакции $^{23}\text{Na}(\gamma, n_i)^{22}\text{Na}$ [23] в МэВ·мб, их полупрямые компоненты $\sigma_{\text{sdir}}^{\text{int}}$ и характеристики заселяемых уровней ^{22}Na [26]

Характеристики уровней ^{22}Na					$\sigma^{\text{int}}(\gamma, n_i)$, МэВ·мб [23]	$\sigma_{\text{sdir}}^{\text{int}}(\gamma, n_i)$, МэВ·мб
i	E_γ , МэВ	$J^\pi T$	nlj	$C^2 S_i$		
0	0	3^+0	$1d_{5/2}$	0,97	—	19,6
1	0,58	1^+0	$1d_{5/2}$	0,39	—	5,3
2(0)	0,66	0^+1	$1d_{3/2}$	0,04	—	5,0-7,5
3	0,89	4^+0	$1d_{5/2}$	0,94	$9,6 \pm 2,5$	10
4	1,53	5^+0	—	—	$0,9 \pm 0,25$	—
6(1)	1,95	2^+1	$1d_{5/2}$	0,58	$9,6 \pm 1,5^*$	10
7	1,96	3^+0	$1d_{5/2}$	0,58	$2,1 \pm 0,6$	2,1
8	2,21	1^-0	$1p_{1/2}$	0,53	$\left. \begin{matrix} 2,5 \pm 1,0 \\ 3,0 \pm 0,75 \end{matrix} \right\}^*$	2,9
9	2,57	2^-0	$1p_{1/2}$	0,41		2,6
11	3,06	2^+0	$1d_{5/2}$	0,07	$1,8 \pm 0,9$	0,05
14	3,94	1^+0	$2s_{1/2}$	0,07	$1,13 \pm 0,25$	≤ 1
15(2)	4,07	4^+1	$1d_{5/2}$	0,21	$1,4 \pm 0,5$	1,3
16	4,30	$(0^-)0$	—	—	$2,3 \pm 1$	—
17	4,32	1^+0	—	—	$1,0 \pm 0,5$	—
18	4,36	2^+0	$\left\{ \begin{matrix} 2s_{1/2} & 0,05 \\ 1d_{5/2} & 0,05 \end{matrix} \right\}$	—	$1,0 \pm 0,25$	$\leq 0,13$ 0,01
20	4,52	$7^+(5^+)0$	—	—	$1,13 \pm 0,38$	—
21	4,58	2^-0	$1p_{1/2}$	0,67	$1,8 \pm 0,8$	2,5
23	4,71	5^+0	—	—	$1,0 \pm 0,38$	—
27(3)	5,17	$(1,2)^+1$	$\left\{ \begin{matrix} 2s_{1/2} & 0,05 \\ 1d_{5/2} & 0,11 \end{matrix} \right\}$	—	$6,0 \pm 1,9^*$	$\left\{ \begin{matrix} \leq 6,3 \\ 0,25 \end{matrix} \right\}$
—	5,96	2^-1	$1p_{1/2}$	0,87	—	1,3-3,8
$\sigma^{\text{int}}(\gamma, n)$,					105 [23] ($E_\gamma^m = 30$ МэВ)	

В первой колонке в скобках указан номер соответствующего изобар-аналогового уровня ядра ^{22}Ne

Полупрямой распад состояний ДГР, формирующихся за счет $E1$ -переходов группы A ($1d2s$) $\rightarrow$ ($1f2p$), приводит к заселению уровней конечных ядер положительной четности. Как следует из табл. 7 и 8, доля таких распадов (т.е. вероятность возбуждения $E1$ -переходов группы A в ядре ^{23}Na) составляет в (γ, p) -сечении $0,47 \pm 0,94$, а в (γ, n) -сечении — около 0,90.

3.4. Изотопы магния ^{25}Mg и ^{26}Mg . Парциальные сечения в ядре ^{24}Mg мы обсудили в предыдущем обзоре [1] и поэтому здесь не будем останавливаться на этом вопросе. Сведения о парциальных сечениях реакции (γ, p_i) были получены для изотопов магния $A = 25$ и 26 в $(\gamma, p\gamma')$ -эксперименте [27]. Кроме того, данные о (γ, p_i) -сечениях извлекались из спектров протонов в $(e, e'p)$ -эксперименте [28] для ^{25}Mg и (γ, p) -эксперименте [29] для ^{26}Mg . В табл. 9 и 10 приведены интегральные парциальные фотопротонные сечения, взятые из работ [27—29]. Верхние пределы энергии γ -квантов в работе [27] составляют 28,7 МэВ для ^{25}Mg и 30 МэВ для ^{26}Mg . В работах [28, 29] эти пределы были, соответственно, 28 и 27 МэВ.

В ^{25}Mg и ^{26}Mg доминирующим является фотонейтронный канал. На его долю приходится 60—70% интегрального сечения фотопоглощения. В настоящее время, однако, отсутствуют надежные данные о парциальных фотонейтронных сечениях этих ядер, что не позволяет применить используемую нами процедуру извлечения полупрямых компонент сечения. Поэтому следующее обсуждение будет относиться только к фотопротонному каналу.

Даже данные $(\gamma, p\gamma')$ -эксперимента для ^{25}Mg и ^{26}Mg довольно бедны, особенно для ^{26}Mg . Многие парциальные каналы не удалось выделить (прочерк в соответствующем столбце) в силу методических трудностей (малой величины сечения, сложной цепочки каскадных γ -переходов, сильных фоновых γ -линий). В частности, нет сведений о заселении отдельных уровней с $E_i > 3$ МэВ. Без данных экспериментов по спектрометрии протонов [28, 29] извлечение полупрямых компонент фотопротонных сечений было бы невозможным.

Детали процедуры извлечения полупрямых компонент $\sigma(\gamma, p_i)$ ядер $^{25,26}\text{Mg}$ описаны в работе [30]. Учитывалось конфигурационное расщепление для $E1$ -переходов из $1d2s$ - и $1p$ -оболочки. Изоспиновое расщепление было учтено лишь для переходов $(1d2s) \rightarrow (1f2p)$. Ветвь $1p \rightarrow (1d2s)$ для упрощения расчетов аппроксимировалась одним состоянием (т.е. не учитывалось ее расщепление на изоспиновые компоненты). Сведения об энергиях дипольных состояний, использованных в расчетах, даны в табл. 11.

Значения σ_z и σ_γ составляют 0,39 и 0,61 для ^{25}Mg ($T_z = 1/2$) и 0,58 и 0,42 для ^{26}Mg ($T_z = 1$). Значение константы a варьировалось в интервале

Таблица 9. Интегральные сечения реакции $^{25}\text{Mg}(\gamma, p_i)^{24}\text{Na}$,
их полупрямые компоненты $\sigma_{\text{sdir}}^{\text{int}}$
и характеристики заселяемых уровней ^{24}Na [26]

Характеристики уровней ^{24}Na ($T = 1$)						$\sigma^{\text{int}}(\gamma, p_i)$, МэВ·мб		$\sigma_{\text{sdir}}^{\text{int}}(\gamma, p_i)$, МэВ·мб
i	$\bar{E}_i$, МэВ [28]	E_i , МэВ [26]	J^π	nlj	C^2S_i	$(\gamma, p\gamma')$ [27]	(γ, p) [28]	
0	0	0	4^+	$1d_{5/2}$	1,37	—	11,8	11,8*
1	0,51	{ 0,47 0,56	1^+	$1d_{5/2}$	0,24	{ — —	7,6	1,6—1,7 < 6,0* $\leq 3,0$
2			2^+	$1d_{3/2}$ $2s_{1/2}$	0,17 0,16			
3	1,43	{ 1,341 1,345 1,347	2^+	$1d_{5/2}$	0,58	{ — 6,09 2,20	12,2	{ 2,7—2,9
4			3^+					
5			1^+					
6	1,89	{ 1,51 1,85 1,89	$(3,5)^+$	$1d_{5/2}$	0,53	{ 2,21 — 3,72	5,3	2,2—2,5 0,15 < 0,6 $\leq 1,1$
7			2^+	$1d_{5/2}$	0,04			
8			3^+	$1d_{3/2}$ $2s_{1/2}$	0,03 0,07			
9	2,53	{ 2,51 2,56	3^+	$1d_{5/2}$	0,06	{ 1,25 3,67	5,1	0,15 < 1,5 $\leq 1,0$
10			$(2,4)^+$	$1d_{3/2}$ $2s_{1/2}$	0,11 0,08			
11	2,91	{ 2,91 2,98	3^+	$2s_{1/2}$	0,15	{ 1,15 —	6,1	$\leq 1,15^*$
12								
13	4,0	{ 3,22 3,37 3,65	$(2,4)^+$	$1d_{5/2}$	0,08	{ — — —	10,7	0,11—0,14 $\leq 1,7$ 0,08—0,14
14			2^-	$1p_{3/2}$	0,15			
18			$(1-3)^+$	$1d_{5/2}$	0,11			
	5,0	{ 3,93 4,94 4,52		$1p_{1/2}$	1,18	{ — — —	10,2	$\leq 10,5^*$ 0,02—0,07 $\leq 10,0^*$
				$1d_{5/2}$	0,17			
				$1p_{3/2}$	0,78			
	6,0	5,24		$1p_{3/2}$	0,40	{ — — —	6,7	0
	7,0	{ 6,90 7,07		$1p_{3/2}$	0,29			
				$1p_{3/2}$	0,52			
		8—13		$1p_{3/2}$	$\leq 2,0$		11,1	$\leq 0,1$
$\sigma^{\text{int}}(\gamma, p + \gamma, pn)$						90 $\pm$ 10 [28]		{ ($E_\gamma^m = 28$ МэВ)
$\sigma^{\text{int}}(\gamma, p)$						75 $\pm$ 10 [28]		

Таблица 10. Интегральные сечения реакции $^{26}\text{Mg}(\gamma, p_i)^{25}\text{Na}$,
их полупрямые компоненты $\sigma_{\text{sdir}}^{\text{int}}$
и характеристики заселяемых уровней ^{25}Na [26]

Характеристики уровней ^{25}Na ($T = 3/2$)						$\sigma^{\text{int}}(\gamma, p_i)$, МэВ·мб		$\sigma_{\text{sdir}}^{\text{int}}(\gamma, p_i)$, МэВ·мб
i	$\bar{E}_i$, МэВ [29]	E_i , МэВ [26]	J^π	nlj	C^2S_i	$(\gamma, p\gamma)$ [27]	(γ, p) [29]	
0	0	0	$5/2^+$	$1d_{5/2}$	2,8	—	41,2	$\cong 40^*$
1		0,9	$3/2^+$	$1d_{3/2}$	0,22	—		0,4—0,9
2		1,0	$1/2^+$	$2s_{1/2}$	0,35	$< 2,7$		$< 2,7^*$
3	3	2,20	$3/2^+$	$1d_{3/2}$	0,12	—	26,8	0,1—0,2
5		2,79	$1/2^+$	$2s_{1/2}$	0,06	—		$< 0,3$
6		2,91	$5/2^+$	$1d_{5/2}$	0,32	1,0		1,0—1,4
9		3,69	$(3/2, 5/2)^+$	$(1d_{3/2}, 1d_{5/2})$	(0,08)	—		$\leq 0,2$
10		3,93	$1/2^+$	$2s_{1/2}$	(0,06)	—		$< 0,2$
12		4,00	$(1/2, 3/2)^-$	$(1p_{1/2}, 1p_{3/2})$	1,8	—		$\leq 8,0^*$
14		4,29	$1/2^+$	$2s_{1/2}$	0,08	—		$< 0,2$
21	6	5,19	$(1/2, 3/2)^-$	$(1p_{1/2}, 1p_{3/2})$	0,7	—	39,2	$\leq 2,7$
27		5,69			0,18	—		$\leq 0,7$
31		6,01			0,08	—		$\leq 0,3$
34		6,55			0,22	—		$\leq 0,7$
35		6,75			$< 0,12$	—		$< 0,2$
39		7,60			0,3	—		$\leq 0,7$
41		8,05			$< 0,18$	—		$< 0,2$
$\sigma^{\text{int}}(\gamma, p)$						107 [29] ($E_\gamma^m = 27$ МэВ)		

0,52±2,0. Изменение a в этих границах слабо влияло на результаты расчетов.

При проведении анализа полагалось, что известная сумма сечений парциальных переходов на уровни $i = 0, 1$ и 2 ядра ^{25}Na связана только с основным состоянием. Для парциальных сечений заселения состояний, содержащих примесь дырки в подболочке $2s_{1/2}$, могли быть получены лишь верхние оценки вероятности полупрямого распада, поскольку вероятность полупрямых процессов в соответствующих опорных сечениях неизвестна. Для парциальных сечений заселения состояний конечного ядра, содержащих примесь дырки в подболочке $1d_{3/2}$, для ^{26}Mg выбрано в качестве

Таблица 11. Положения центров тяжести энергий дипольных состояний (в МэВ), использованные в процедуре извлечения полупрямых компонент ДГР ядер $^{25,26}\text{Mg}$

Ядро	$(1d2s) \rightarrow (1f2p)$		$1p \rightarrow (1d2s)$
	$T_<$	$T_>$	Обе изоспиновые ветви
^{25}Mg	18,0	21,6	23,6
^{26}Mg	20,0	24,6	24,6

опорного сечение реакции (γ, n_2) . Значение его определено в [27] и составляет $\sigma^{\text{int}}(\gamma, n_2) = 4,0$ МэВ·мб. Считалось, что это сечение целиком формируется за счет полупрямых распадов. Заселяемый уровень конечного ядра ^{25}Mg имеет $J^\pi = 3/2^+$ и содержит значительную примесь дырки в подоболочке $1d_{3/2}$.

Для каналов реакции $^{25}\text{Mg}(\gamma, p_i)$, ведущих к заселению $1d_{3/2}$ -дырки, найдены лишь верхние оценки полупрямых компонент сечений. При этом в качестве опорного сечения взята та часть $\sigma^{\text{int}}(\gamma, p_1 + p_2)$, которая обусловлена распадом на $1p_{3/2}$ -дырку. Известен лишь верхний предел этого сечения, который составляет 6,0 МэВ·мб (см. табл. 9).

Для дырочных состояний в оболочке $1p$ в качестве опорных были выбраны сечения заселения уровней с энергией возбуждения $E_i = 3,93, 4,52$ и $5,24$ МэВ ядра ^{24}Na и сечение заселения уровня $i = 12$ ядра ^{25}Na . В последнем случае величина сечения оценивалась из полученного экспериментально [29] распределения вероятности заселения различных уровней конечного ядра в реакции $^{26}\text{Mg}(\gamma, p)^{25}\text{Na}$. Поскольку в обоих изотопах доля полупрямых распадов в опорных сечениях на $1p$ -уровни неизвестна, то оценена лишь верхняя граница полупрямой компоненты.

Данные табл. 9 и 10 позволяют определить вероятность $E1$ -переходов из внешней оболочки $(1d2s) \rightarrow (1f2p)$ в фотопротонном канале. Для ^{25}Mg такие переходы после эмиссии протона приводят к заселению состояний ядра ^{24}Na положительной четности, содержащих примесь протонной дырки в оболочке $1d2s$ в основном состоянии ядра ^{25}Mg . Как видно из табл. 9, состояния с $i \leq 12$ относятся именно к таким. Отсюда следует, что

$$\sum_{i=0}^{12} \sigma^{\text{int}}(\gamma, p_i) = 48 \text{ МэВ·мб},$$

что составляет 0,53 от интегрального сечения фотопротонной реакции. Указанное значение — нижняя граница вероятности переходов $(1d2s) \rightarrow (1f2p)$ в фотопротонном сечении ядра ^{25}Mg .

Парциальные сечения заселения состояний ^{24}Na в интервале $3,22 \leq E_i < 6,90$ МэВ содержат в неразделенном виде сечения заселения состояний как положительной, так и отрицательной четности. Если предположить, что парциальные сечения в этой области формируются только за счет заселения состояний положительной четности, то для вероятности переходов $(1d2s) \rightarrow (1f2p)$ получаем верхнюю оценку — 0,83.

Заселение уровней ^{24}Na с $E_i \geq 6,90$ МэВ обусловлено практически полностью распадом той ветви ДГР ядра ^{25}Mg , которая возбуждается за счет переходов $1p \rightarrow (1d2s)$. На это, в частности, указывает то, что выше этой энергии нет уровней, содержащих заметную долю спектроскопической силы, относящейся к оболочке $1d2s$. Действительно, сумма C^2S_i для уровней положительной четности в области $0 \leq E_i \leq 4,94$ МэВ составляет 3,95 при правиле сумм 4,0 (полное число протонов в $1d2s$ -оболочке ядра ^{25}Mg). Итак, вероятность переходов $(1d2s) \rightarrow (1f2p)$ в фотопротонном сечении ядра ^{25}Mg составляет $0,53 \pm 0,83$.

Аналогичное рассмотрение для ^{26}Mg приводит к оценке $0,56 \pm 0,63$ для вероятности переходов $(1d2s) \rightarrow (1f2p)$. Разброс связан с неопределенностью в величине $\sigma^{\text{int}}(\gamma, p_{12}) \leq 8,0$ МэВ·мб [30].

3.5. Изотопы кремния $^{28,29,30}\text{Si}$. Изотоп ^{28}Si . Для этого ядра был выполнен единственный $(\gamma, x\gamma')$ -эксперимент [31]. Его результаты представлены в табл. 12 и 13. Кроме того, имеется несколько работ, в которых исследовались энергетические зависимости парциальных фотопротонных сечений [32—36]. Эти работы выполнялись с использованием различных методик: на тормозных фотонах [32], монохроматических аннигиляционных [36] и меченых [33] фотонах, монохроматических поляризованных фотонах, полученных от рассеяния лазерного пучка на пучке электронов [34], а также методикой $(e, e'p)$ [35]. Имеются также данные (p, γ_0) [37] и (γ, n_0) -эксперимента [38]. Объединенные данные наиболее детальных исследований $\sigma(\gamma, p_i)$ для $i = 1 + 10$ [33, 36, 37], представленные в табл. 12, получены экстраполяцией $\sigma(\gamma, p_i)$, приведенных в [33, 36, 37], до $E_\gamma = 28$ МэВ. В работах [33, 36] не определялись $\sigma(\gamma, p_i)$ для $i > 10$ (из-за ограничения по энергии возбуждения ядра-мишени). В табл. 12 для $\sigma^{\text{int}}(\gamma, p_{i > 10})$ приведено

Таблица 12. Интегральные сечения реакции $^{28}\text{Si}(\gamma, p_i)^{27}\text{Al}$ [31—33,36,37],
их полупрямые компоненты $\sigma_{\text{sdir}}^{\text{int}}$
и характеристики заселяемых состояний ядра ^{27}Al [26]. $E_\gamma^m = 28$ МэВ

Характеристики уровней ^{27}Al ($T = 1/2$)					$\sigma^{\text{int}}(\gamma, p_i)$, МэВ·мб		$\sigma_{\text{sdir}}^{\text{int}}(\gamma, p_i)$, МэВ·мб
i	E_i , МэВ	J^π	nlj	C^2S_i	[31]	[32,33,36,37]	
0	0	$5/2^+$	$1d_{5/2}$	3,2		60—65*	60—65
1	0,84	$1/2^+$	$2s_{1/2}$	0,7	35 ± 15	28—33*	28—33
2	1,01	$3/2^+$	$1d_{3/2}$	0,65	20 ± 6	11—15*	11—15
3	2,21	$7/2^+$	—	—	< 2	2—3	0
4	2,73	$5/2^+$	$1d_{5/2}$	0,6	13 ± 2	7—10	3—7
5	2,98	$3/2^+$	$1d_{3/2}$	0,35	12 ± 2	8—10	3—9
6	3,00	$9/2^+$	—	—	—		
7	3,68	$1/2^+$	$2s_{1/2}$	0,03	8 ± 2	4—6	0,06—0,07
8	3,96	$3/2^+$	$1d_{3/2}$	—	—	7—9	$\leq 7-9$
9	4,05	$1/2^-$	$1p_{1/2}$	1,8	9 ± 2		
10	4,41	$5/2^+$	$1d_{5/2}$	0,38	—	1,5—2,0	$\leq 0,2$
14	5,16	$3/2^-$	$1p_{3/2}$	1,35	—	20 ± 6	—
—							
—							
—							
$\sigma^{\text{int}}(\gamma, p)$					150—175 [32,33,36,37]		

значение (20 ± 6) МэВ·мб, взятое из единственной работы [32], где это сечение было определено.

Следует отметить, что данные $(\gamma, p\gamma')$ -эксперимента [31] не только хорошо согласуются с данными остальных работ, представленных в табл.12, но и в двух случаях существенно уточняют их. Так, согласно [31], $\sigma(\gamma, p_{5+6}) \equiv \sigma(\gamma, p_5)$, а $\sigma(\gamma, p_{8+9}) \equiv \sigma(\gamma, p_9)$. В обоих случаях заселяются состояния ядра ^{27}Al , проявляющиеся в одноуклонном подхвате.

Данных о $\sigma^{\text{int}}(\gamma, n_i)$ существенно меньше. Здесь приходится практически целиком опираться на $(\gamma, n\gamma')$ -эксперимент [31], дополненный данными $\sigma^{\text{int}}(\gamma, n_0)$ из работы [38]. В [39, 40] из экспериментально определенных $\sigma(\gamma, p_i)$ были рассчитаны $\sigma(\gamma, n_i)$. Полученные значения приведены во

Таблица 13. Интегральные сечения реакции $^{28}\text{Si}(\gamma, n_i)^{27}\text{Si}$ [31,38—40],
их полупрямые компоненты $\sigma_{\text{sdir}}^{\text{int}}$
и характеристики заселяемых состояний ядра ^{27}Si [26]. $E_\gamma^m = 28$ МэВ

Характеристики уровней ^{27}Si ($T = 1/2$)					$\sigma^{\text{int}}(\gamma, n_i)$, МэВ·мб		$\sigma_{\text{sdir}}^{\text{int}}(\gamma, n_i)$, МэВ·мб
i	E_i , МэВ	J^π	nlj	C^2S_i	[31]	[38—40]	
0	0	$5/2^+$	$1d_{5/2}$	3,45		42—52	42—52
1	0,78	$1/2^+$	$2s_{1/2}$	0,65	14 ± 5	14—15	14—15
2	0,96	$3/2^+$	$1d_{3/2}$	0,60	7 ± 2	7—8	7—8
3	2,16	$7/2^+$	—	—	—	—	
4	2,65	$5/2^+$	$1d_{3/2}$	0,50	$< 2,3$	1,4—2,4	0,7—0,9
5	2,87	$3/2^+$	$1d_{3/2}$	0,55	$3,4 \pm 1$ } —	2,3—3,2	1,5—1,7
6	2,91	$9/2^+$	—	—			
7	3,54	$1/2^+$	$2s_{1/2}$	0,01	—	0,2	
8	3,81	$3/2^+$	$1d_{3/2}$	—	— } —	0,8	$\leq 0,8$
9	4,13	$1/2^-$	$1p_{1/2}$	1,6			
10	4,29	$5/2^+$	$1d_{5/2}$	0,25	—	0,05	$\leq 0,02$
14	5,23	$3/2^-$	$1p_{3/2}$	1,8	—		—
$\sigma^{\text{int}}(\gamma, n)$					70—80 [38—40]		

второй справа колонке табл.13. Здесь следует иметь в виду, что $\sigma(\gamma, n_{5+6}) \equiv \sigma(\gamma, n_5)$, а $\sigma(\gamma, n_{8+9}) \equiv \sigma(\gamma, n_9)$. При проведении расчетов фотонейтронных сечений использовались энергетическая зависимость сечения в основном состоянии — $\sigma(\gamma, n_0)$ [38], $\sigma^{\text{int}}(\gamma, n_i)$ из работы [31] и энергетическая зависимость полного фотонейтронного сечения (см., например, [19]), которая сравнивалась с $\sum_i \sigma(\gamma, n_i)$, где $\sigma(\gamma, n_i)$ получены пересчетом из $\sigma(\gamma, p_i)$. Оказалось, что совпадение пересчитанных и экспериментальных фотонейтронных сечений возможно лишь при следующих предположениях об орбитальном моменте вылетающих нейтронов: в области $E_\gamma \leq 19$ МэВ нейтроны имеют орбитальный момент $l = 1$; в области $E_\gamma = 19 \div 20,5$ МэВ возможен вылет нейтронов как с $l = 1$, так и с $l = 3$, причем доля нейтронов

с $l = 3$ при увеличении E_γ возрастает; и, наконец, при $E_\gamma \geq 20,5$ МэВ нейтроны вылетают преимущественно с $l = 3$.

Суммарная доля полупрямых процессов в $\sigma^{\text{int}}(\gamma, p)$ составляет $0,66 \pm 0,86$, а в $\sigma^{\text{int}}(\gamma, n)$ она близка к единице ($0,93 \pm 0,96$). В $\sigma^{\text{int}}(\gamma, p + \gamma, n)$ вероятность полупрямых процессов составляет $0,74 \pm 0,89$.

Кроме $\sigma(\gamma, p)$ и $\sigma(\gamma, n)$, в сечение фотопоглощения для ядра ^{28}Si заметный вклад дает $\sigma(\gamma, a)$ [40]. Согласно [33], $\sigma^{\text{int}}(\gamma, a) \approx 30$ МэВ·мб, и это сечение, в соответствии с выводами авторов работы [41], формируется в основном за счет статистических форм распада ДГР. Учитывая вышеизложенное, можно оценить долю полупрямых процессов в интегральном сечении фотопоглощения для ядра ^{28}Si до 28 МэВ на уровне $0,66 \pm 0,80$.

Неопределенность в полученных $\sigma_{\text{dir}}^{\text{int}}(\gamma, x_i)$ обусловлена неопределенностью в опорных сечениях и неопределенностью в степени смешивания по орбитальному моменту вылетающих нейтронов.

Данные табл. 12 и 13 позволяют определить долю переходов $(1d2s) \rightarrow (1f2p)$ в ДГР ядра ^{28}Si . Переходы $(1d2s) \rightarrow (1f2p)$ формируют практически все парциальные фотонейтронные сечения. Исключение составляет $\sigma(\gamma, n_9)$. В фотопротонном канале это сечения $\sigma(\gamma, p_i)$ с $i = 0+8$ и 10. Переходы $1p \rightarrow (1d2s)$ проявляются, по существу, лишь в фотопротонном канале, и на их долю приходится 15—20% $\sigma^{\text{int}}(\gamma, p)$. Доля переходов $1p \rightarrow (1d2s)$ в интегральном фотонуклонном сечении (включая $\sigma^{\text{int}}(\gamma, n)$), составляет 11—14%.

Сечения $\sigma^{\text{int}}(\gamma, p_9)$ и $\sigma^{\text{int}}(\gamma, n_9)$ могут быть взяты как верхние оценки полупрямых сечений, отвечающих переходам $1p_{1/2} \rightarrow (1d2s)$. Переходы $1p_{3/2} \rightarrow (1d2s)$ дают вклад лишь в $\sigma(\gamma, p_i)$ с $i \geq 14$. Сильный разброс $1p_{3/2}$ -дырки ядра ^{28}Si по состояниям ядра ^{27}Al , а также теоретический расчет [42] указывают на то, что доля полупрямых процессов в той ветви ДГР ядра ^{28}Si , которая связана с возбуждением подболочки $1p_{3/2}$, мала и может не учитываться.

Изотоп ^{29}Si . Данные единственного $(\gamma, x\gamma')$ -эксперимента [43] для ^{29}Si , выполненного при $E_\gamma^m = 26$ МэВ, приведены в табл. 14 и 15. Для этого ядра определены также интегральные сечения реакций $(\gamma, n + \gamma, np)$ и (γ, p) [43,44], оказавшиеся до $E_\gamma^m = 26$ МэВ равными, соответственно, (137 ± 14) и (197 ± 226) МэВ·мб, причем вклад $\sigma^{\text{int}}(\gamma, np)$ в фотопротонное сечение по оценкам не превышает 10 МэВ·мб. Сечения каналов $(\gamma, p_0 + p_1)$ и (γ, n_0) ,

Таблица 14. Интегральные сечения реакции $^{29}\text{Si}(\gamma, p_i)^{28}\text{Al}$ [43],

 их полупрямые компоненты $\sigma_{\text{sdir}}^{\text{int}}$

 и характеристики заселяемых уровней ^{28}Al [26]. $E_\gamma^m = 26$ МэВ

i	Характеристики уровней ^{28}Al ($T = 1$)				$\sigma^{\text{int}}(\gamma, p_i)$, МэВ·мб [43]	$\sigma_{\text{sdir}}^{\text{int}}(\gamma, p_i)$, МэВ·мб
	E_i , МэВ	J^π	nlj	C^2S_i		
0	0	3^+	$1d_{5/2}$	3,58	$\approx 100^*$	≈ 100
1	0,03	2^+				
2	0,97	0^+	$2s_{1/2}$	0,04	$10,0 \pm 3,5$	$0,12-0,16$
3	1,01	3^+	$1d_{5/2}$	0,20	$8,1 \pm 5,8$	$3,2-3,3$
4	1,37	1^+	$2s_{1/2}$	0,47	$25,0 \pm 4,5$	$1,25-1,6$
5	1,620	1^+	$1d_{5/2}$	0,25	$17,7 \pm 2,2$	$2,7-2,8$
6	1,623	$2^+(3^+)$				
7	2,14	2^+	—	—	$12,2 \pm 3,7$	
8	2,20	1^+	$1d_{5/2}$	0,60	$8,5 \pm 2,5$	$4,1-4,2$
10	2,49	2^+	$1d_{5/2}$	0,27	$12,3 \pm 1,7$	$1,45-1,49$
12	2,66	$(2-4)^+$	$1d_{5/2}$	$\leq 0,1$	—	$\leq 0,23$
13	2,99	$(1,3)^+$	$1d_{5/2}$	0,36	—	1,2
14	3,01	0^+				
17	3,35	2^+	$1d_{5/2}$	0,19	$2,5 \pm 1,7$	$0,43-0,45$
19	3,54	1^+	$2s_{1/2}$	0,09	—	$0,09-0,12$
$\sigma^{\text{int}}(\gamma, p)$					197—226 [43,44]	

представленные в таблицах, были получены вычитанием из $\sigma^{\text{int}}(\gamma, p)$ и $\sigma^{\text{int}}(\gamma, n)$ суммарных интегральных сечений заселения возбужденных уровней ^{28}Al и ^{28}Si соответственно.

В табл.14 и 15 всем дырочным $1d$ -уровням приписана $1d_{5/2}$ -конфигурация. С учетом изоспинового расщепления мы полагали $E(T_-) = 17,0$ МэВ, $E(T_+) = 20,1$ МэВ, $\sigma_- = 0,36$, $\sigma_+ = 0,64$. Для подболочки $1d_{5/2}$ расчет выполнялся с двумя вариантами опорных сечений — $\sigma^{\text{int}}(\gamma, p_0 + p_1)$ и $\sigma^{\text{int}}(\gamma, n_1)$. Оба варианта дали практически одни и те же результаты, что подтверждает близость $\sigma^{\text{int}}(\gamma, p_0 + p_1)$ к значению 100 МэВ·мб.

Таблица 15. Интегральные сечения реакции $^{29}\text{Si}(\gamma, n_i)^{28}\text{Si}$ [43],
их полупрямые компоненты $\sigma_{\text{sdir}}^{\text{int}}$
и характеристики заселяемых уровней ^{28}Si [26]. $E_\gamma^m = 26$ МэВ

i	Характеристики уровней ядра ^{28}Si				$\sigma^{\text{int}}(\gamma, n_i),$ МэВ·мб [43]	$\sigma_{\text{sdir}}^{\text{int}}(\gamma, n_i),$ МэВ·мб
	E_i , МэВ	$J^\pi T$	nlj	C^2S_i		
0	0	0 ⁺ 0	$2s_{1/2}$	0,55	20—25*	20—25
1	1,78	2 ⁺ 0	$1d_{5/2}$	0,51	$47,0 \pm 6,0^*$	46,0—47,0
2	4,62	4 ⁺ 0	—	—	$1,9 \pm 1,8$	—
3	4,98	0 ⁺ 0	$2s_{1/2}$	0,08	$9,2 \pm 1,8$	1,9
4	6,28	3 ⁺ 0	$1d_{5/2}$	0,45	$23,9 \pm 4,0$	13,4—13,6
11	7,93	2 ⁺ 0	$1d_{5/2}$	0,13	$1,7 \pm 1,3$	0,7
20	9,32	3 ⁺ 1	$1d_{5/2}$	0,7	$15,1 \pm 2,5$	5,0—5,2
21	9,38	2 ⁺ 1	$1d_{5/2}$	0,33	$15,6 \pm 2,0$	2,2
$\sigma^{\text{int}}(\gamma, n + \gamma, np)$					(137 ± 14) [45]	

Диапазон возможных значений $\sigma_{\text{sdir}}^{\text{int}}(\gamma, x_i)$ для уровней ^{28}Al и ^{28}Si , содержащих примесь $1d_{5/2}$ -дырки (см. табл. 14 и 15), обусловлен использованием двух упомянутых вариантов опорных сечений. Наибольшее значение отвечает выбору в качестве опорного сечения заселения уровня с $i = 1$ ядра ^{28}Si (47,0 МэВ·мб). Наилучшее описание экспериментальных данных получено при следующих значениях параметров a и b : $a = 0,8—0,9$, $b_< = 0,7$, $b_> = 1,0$.

Мы видим, что полупрямой распад ДГР ядра ^{29}Si с заселением $1d^{-1}$ -уровней сопровождается преимущественным вылетом нуклонов с орбитальным моментом $l = 3$, и отношением $\Gamma_< / \Gamma_>$ несколько меньше единицы. Первый из этих фактов говорит о том, что в переходах $(1d) \rightarrow (1f2p)$ доминирует $(1d) \rightarrow (1f)$.

Расчет вероятности полупрямых процессов для верхней границы интегрирования 26 МэВ дает для фотопротонного и фотонейтронного каналов, соответственно, следующие значения: $0,51 \pm 0,59$ и $0,67 \pm 0,78$.

Все наблюдавшиеся парциальные переходы отвечают возбуждениям нуклонов $1d2s$ -оболочки, т.е. относятся к $E1$ -переходам группы А. Это указывает на то, что для ^{29}Si вклад переходов группы Б ($1p \rightarrow 1d2s$) вплоть до $E_\gamma = 26$ МэВ мал.

Таблица 16. Интегральные сечения реакции $^{30}\text{Si}(\gamma, p_i)^{29}\text{Al}$ [43],
их полупрямые компоненты $\sigma_{\text{sdir}}^{\text{int}}$
и характеристики заселяемых уровней ядра ^{29}Al [26, 46]. $E_\gamma^m = 26$ МэВ

Характеристики уровней ^{29}Al ($T = 3/2$)					$\sigma^{\text{int}}(\gamma, p_i)$, МэВ·мб [43]	$\sigma_{\text{sdir}}^{\text{int}}(\gamma, p_i)$, МэВ·мб
i	E_i , МэВ	J^π	nlj	C^2S_i		
0	0	$5/2^+$	$1d_{5/2}$	4,8	$\cong 45^*$	45
1	1,40	$1/2^+$	$2s_{1/2}$	0,7	$25,4 \pm 2,2$	14
2	1,75	$(3/2, 7/2)^+$	$(1d_{3/2})$	0,2	$7,2 \pm 2,5$	0,09—0,15(7,2)
4	2,87	$3/2^+$	$1d_{3/2}$	0,6	$12,0 \pm 3,2$	0,1—0,2(10,7)
5	3,06	$5/2^+$	$1d_{5/2}$	1,05	$5,8 \pm 2,5$	3,0
7	3,43	$1/2^+$	$2s_{1/2}$	0,13	—	0,09
9	3,64	$(3/2, 5/2)^+$	$(1d_{3/2, 5/2})$	0,25	—	0,01—0,5
10	3,67					
14	4,22	$5/2^+$	$1d_{5/2}$	0,24	$1,1 \pm 1,0$	0,3
15	4,40	$(3/2-9/2)^+$	—	—	$11,8 \pm 5,0$	
$\sigma^{\text{int}}(\gamma, p)$					93—127 [43, 44]	

Изотоп ^{30}Si . Работа [43] является единственной, в которой содержатся сведения о $(\gamma, x\gamma')$ -эксперименте для ядра ^{30}Si . Данные этой работы приведены в табл. 16 и 17. Вероятность заселения возбужденных состояний ядра ^{29}Al в результате (γ, p) -реакции составляет около 60%. Полагая, что все сколько-нибудь существенные парциальные переходы на возбужденные уровни ^{29}Al в работе [43] выделены, оценим $\sigma^{\text{int}}(\gamma, p_0)$ как разность $\sigma^{\text{int}}(\gamma, p)$ и $\sum_{i>1} \sigma^{\text{int}}(\gamma, p_i)$, что дает

$$\sigma^{\text{int}}(\gamma, p_0) \cong 45 \text{ МэВ·мб до } E_\gamma = 26 \text{ МэВ.}$$

Эта величина, составляющая 40% от $\sigma^{\text{int}}(\gamma, p)$, приведена в табл. 16.

Большое значение $\sigma^{\text{int}}(\gamma, p_0)$ для ^{30}Si (так же, как и для ^{29}Si) естественно объясняется очень большим спектроскопическим фактором основного состояния конечного ядра. Так, в случае ^{29}Al на долю основного состояния приходится около 80% спектроскопической силы протонной дырки в оболочке $1d_{5/2}$ ядра ^{30}Si в основном состоянии. Таким образом, основное со-

Таблица 17. Интегральные сечения реакции $^{30}\text{Si}(\gamma, n_i)^{29}\text{Si}$ [4],
их полупрямые компоненты $\sigma_{\text{sdir}}^{\text{int}}$
и характеристики заселяемых уровней ^{29}Si [26, 46]. $E_\gamma^m = 26$ МэВ

Характеристики уровней ^{29}Si					$\sigma^{\text{int}}(\gamma, n_i)$, МэВ·мб		$\sigma_{\text{sdir}}^{\text{int}}(\gamma, n_i)$, МэВ·мб
i	E_i , МэВ	$J^\pi T$	nlj	C^2S_i	[43]	$K = 0,53$	
0	0	$1/2^+ 1/2$	$2s_{1/2}$	0,89		$\cong 35^*$	35
1	1,27	$3/2^+ 1/2$	$1d_{3/2}$	0,87	$60,1 \pm 4,0$	32^*	32
2	2,03	$5/2^+ 1/2$	$1d_{5/2}$	1,5	$35,3 \pm 3,8$	19	19
3	2,43	$3/2^+ 1/2$	$1d_{3/2}$	0,19	$28,1 \pm 2,0$	15	3,4—5,7
4	3,07	$5/2^+ 1/2$	$1d_{5/2}$	0,15	$17,1 \pm 4,0$	9,1	0,9
5	3,62	$7/2^- 1/2$	$1f_{7/2}$	0,10	$10,5 \pm 1,8$	5,6	
8	4,84	$1/2^+ 1/2$	$2s_{1/2}$	0,14	$8,6 \pm 2,4$	4,6	1,7
9	4,90	$5/2^+ 1/2$	$1d_{5/2}$	0,84	$7,9 \pm 2,7$	4,2	0,4
10	4,93	$3/2^- 1/2$	—	—	$4,5 \pm 2,0$	2,4	
16	6,11	$(3/2, 5/2)^+ 1/2$	—	—	$6,2 \pm 2,4$	3,3	
47	8,33	$5/2^+ 3/2$	$1d_{5/2}$	2,35	$< 0,5$	$< 0,3$	$\cong 0$
$\sigma^{\text{int}}(\gamma, n)$					(130 ± 15) [43,45]		

В столбце, обозначенном $K = 0,53$, приведены данные работы [43], умноженные на коэффициент 0,53.

стояние ^{29}Al близко к чистому дырочному, и $\sigma^{\text{int}}(\gamma, p_0)$ должно формироваться за счет полупрямого распада ДГР.

Значение $\sum_i \sigma^{\text{int}}(\gamma, n_i \geq 1) \cong 180$ МэВ·мб [43], что существенно превышает $\sigma^{\text{int}}(\gamma, n + \gamma, np) = 137$ МэВ·мб, полученное в эксперименте по измерению полного фотонейтронного сечения на пучке квазимонохроматических фотонов [45]. Введем коэффициент K , на который необходимо умножить все парциальные сечения, чтобы привести их сумму в соответствие с полным фотонейтронным сечением. Значение этого коэффициента определим по ревизованному значению $\sigma^{\text{int}}(\gamma, n_2)$. Последнее оценивалось из $\sigma^{\text{int}}(\gamma, p_0)$ в предположении, что как (γ, p_0) , так и (γ, n_2) целиком формируются за счет

полупрямых процессов, что дало $\sigma^{\text{int}}(\gamma, n_2) \cong 19 \text{ МэВ} \cdot \text{мб}$. Значение K , таким образом, оказалось равным $19/35,3 \cong 0,53$.

Перенормированные значения $\sigma^{\text{int}}(\gamma, n_i)$ приведены во втором справа столбце табл. 17. Эти данные использовались ниже для оценок $\sigma_{\text{sdir}}^{\text{int}}(\gamma, n_i)$. Сечение $\sigma^{\text{int}}(\gamma, n_0)$, в свою очередь, оценивалось как разность $\sigma^{\text{int}}(\gamma, n)$ и $\sum_i \sigma^{\text{int}}(\gamma, n_{i \geq 1})$, где в качестве $\sigma^{\text{int}}(\gamma, n_i)$ использовались перенормированные значения. Получено значение $\sigma^{\text{int}}(\gamma, n_0) \cong 35 \text{ МэВ} \cdot \text{мб}$. Верхняя граница $\sigma^{\text{int}}(\gamma, n_0)$ в предположении, что сечение реакции (γ, p_1) целиком формируется за счет полупрямых процессов, оказалась равной $64 \text{ МэВ} \cdot \text{мб}$, что не противоречит приведенному выше значению $35 \text{ МэВ} \cdot \text{мб}$.

При расчете полупрямых компонент полагались $E(T_{\angle}) = 17,0 \text{ МэВ}$, $E(T_{>}) = 21,0 \text{ МэВ}$, $\sigma_{\angle} = 0,58$, $\sigma_{>} = 0,42$. Наилучшее воспроизведение экспериментальных данных дает следующий набор параметров: $a = 0,97 + 1,0$; $b_{\angle} \cong 1$ и $b_{>} = 0,7 + 0,9$. Вероятности полупрямых процессов в протонном и нейтронном каналах распада ДГР ядра ^{30}Si оказались равными $0,57$ и $0,71 + 0,73$ соответственно.

Нельзя, однако, полностью исключить вариант, в котором значения $\sigma_{\text{sdir}}^{\text{int}}(\gamma, p_2)$ и $\sigma_{\text{sdir}}^{\text{int}}(\gamma, p_4)$ существенно больше приведенных в табл. 16. Заселяемые уровни ядра ^{29}Al с $i = 2$ и 4 содержат значительную часть спектроскопической силы протонной $1d_{3/2}$ -дырки, причем имеется корреляция между C^2S_i и $\sigma^{\text{int}}(\gamma, p_i)$ для $i = 2$ и 4 . Кроме того, уровни с $i = 3$ и 6 , лежащие в этой же энергетической области, но не имеющие дырочной природы, не заселяются при протонном распаде ДГР ядра ^{30}Si . Все это указывает на полупрямой характер каналов (γ, p_2) и (γ, p_4) и заставляет рассмотреть еще один вариант расчета $\sigma_{\text{sdir}}^{\text{int}}(\gamma, p_2)$ и $\sigma_{\text{sdir}}^{\text{int}}(\gamma, p_4)$, в котором в качестве опорного сечения взято $\sigma^{\text{int}}(\gamma, p_2)$. Новые оценки $\sigma_{\text{sdir}}^{\text{int}}(\gamma, p_2)$ и $\sigma_{\text{sdir}}^{\text{int}}(\gamma, p_4)$ даны в скобках в крайнем правом столбце табл. 16. Эти величины следует рассматривать как верхние оценки $\sigma_{\text{sdir}}^{\text{int}}(\gamma, p_i)$ для $i = 2$ и 4 . При этом для верхней оценки вероятности полупрямых процессов в протонном канале распада ДГР ядра ^{30}Si получим значение $0,77$.

Следует, однако, подчеркнуть, что выбор в качестве опорного сечения $\sigma^{\text{int}}(\gamma, p_2)$ вместо $\sigma^{\text{int}}(\gamma, n_i)$ для расчета полупрямых компонент сечений засе-

ления уровней, содержащих примесь дырки в оболочке $1d_{3/2}$, дает для $\sigma_{\text{mdir}}^{\text{int}}(\gamma, n_1)$ и $\sigma_{\text{mdir}}^{\text{int}}(\gamma, n_3)$ значения, намного превышающие экспериментальные. С учетом всего вышеизложенного для вероятности полупрямых процессов в фотопротонном канале распада ДГР ядра ^{30}Si следует ожидать значения на уровне 0,57 (во всяком случае, $\leq 0,77$).

Все наблюдаемые парциальные переходы отвечают возбуждению нуклонов $1d_{2s}$ -оболочки, т.е. относятся к переходам группы А. Вклад переходов группы Б вплоть до 26 МэВ мал.

3.6. Ядро ^{31}P . Исследованию парциальных каналов распада ДГР этого ядра посвящено значительное число работ. Было выполнено три $(\gamma, x\gamma')$ -эксперимента [12, 47, 48]. Из спектров фотонуклонов, измеренных при различных верхних границах спектра тормозного излучения, получены энергетические зависимости сечений реакций (γ, p_i) [49, 50] и (γ, n_i) [51]. В работе [52] на пучке поляризованных протонов измерено сечение реакции $^{30}\text{Si}(p, \gamma_0)^{31}\text{P}$. Наш анализ основывался, главным образом, на данных из наиболее полных экспериментов [47, 50] с привлечением некоторых данных из работ [12, 48, 51] (см. табл. 18 и 19).

При сравнении между собой данных $(\gamma, p\gamma')$ [47] и (γ, p_i) [50] экспериментов (табл. 18) обнаруживается сильное различие в значениях $\sigma^{\text{int}}(\gamma, p_i)$ для $i=1$ и 2 и в меньшей степени для группы состояний с $i=5\div 11$. Однако данные работы [47] не противоречат аналогичным данным, полученным с помощью $(\gamma, x\gamma')$ -методики [12, 48], а данные работы [50] находятся в согласии с данными других $(\gamma, p_{i=0,1})$ -экспериментов [49, 52]. Анализ этого противоречия сделан в работах [53, 54]. Вывод состоит в том, что правильными следует считать данные (γ, p_i) -опытов.

Большие значения $\sigma^{\text{int}}(\gamma, p_i)$ для низколежащих возбужденных состояний (особенно для $i=1$ и 2), полученные в $(\gamma, p\gamma')$ -экспериментах [12, 47, 48], можно объяснить тем, что в последних не удалось полностью учесть вклад γ -переходов с высокорасположенных ($\geq 9,5$ МэВ) состояний ^{30}Si , имеющих $J^\pi = 1^-$, на низколежащие уровни ^{30}Si . Такие γ -переходы имеют энергию 7+10 МэВ и находятся в той области, где эффективность регистрации γ -квантов Ge(Li)-детектором низка. В то же время в реакции $^{31}\text{P}(\gamma, p)^{30}\text{Si}$ примерно в 50% случаев конечное ядро остается как раз в состоянии с энергией возбуждения более 9,5 МэВ. Данные $(\gamma, p\gamma')$ - и (γ, p_i) -экспериментов для $i > 11$ не противоречат друг другу.

Из табл. 18 следует, что $\sum_i \sigma^{\text{int}}(\gamma, p_i) \cong 320 \text{ МэВ} \cdot \text{мб}$, где для $i > 0$ используются $\sigma^{\text{int}}(\gamma, p_i)$, полученные в $(\gamma, p\gamma')$ -эксперименте [47]. Эта величина хорошо согласуется со значением

$$\int_0^{30} \sigma(\gamma, p + \gamma, np) dE_\gamma = (330 \pm 50) \text{ МэВ} \cdot \text{мб},$$

полученным в [55], и показывает, что в работе [47] выделены практически все протонные распады из ДГР ядра ^{31}P на возбужденные уровни ^{30}Si . Правда, в соответствии со сказанным выше, основная часть наблюдавшихся в $(\gamma, p\gamma')$ -эксперименте переходов на уровни ядра ^{30}Si с $i = 1$ и 2 и значительная часть переходов на уровни с $i = 5+11$ на самом деле связана с предшествующим заселением при распаде ДГР уровней ^{30}Si , имеющих энергию возбуждения выше 9,5 МэВ.

Интегральная величина полного фотонейтронного сечения определена в нескольких экспериментах (в частности, в [19]). Усреднение результатов этих экспериментов дает

$$\int_0^{30} \sigma(\gamma, n + \gamma, np + \gamma, 2n) dE_\gamma \cong (200 \pm 30) \text{ МэВ} \cdot \text{мб},$$

причем, согласно [19], $\int_0^{30} \sigma(\gamma, np) dE_\gamma \cong 55 \text{ МэВ} \cdot \text{мб}$, а $\int_0^{30} \sigma(\gamma, 2n) dE_\gamma$ мало и может не учитываться.

Дадим еще некоторые пояснения к экспериментальным данным, приведенным в табл. 18. Величина $\sigma^{\text{int}}(\gamma, p_0) = 16 \text{ МэВ} \cdot \text{мб}$ превышает на 20% значение из работы [50], т.к. учитывает вклад $\sigma(\gamma, p_0)$ в области от порога до 14,6 МэВ, в этом районе $\sigma(\gamma, p_0)$ в [50] не определялось. Не определялось также $\sigma^{\text{int}}(\gamma, p_0)$ для $E_i \geq 9,5 \text{ МэВ}$. Значение 90+150 МэВ·мб, приведенное для этого сечения в табл. 18, получено вычитанием $\sum_i \sigma^{\text{int}}(\gamma, p_{i \leq 50}) = 108 \text{ МэВ} \cdot \text{мб}$ (данные второго справа столбца таблицы) из $\sigma^{\text{int}}(\gamma, p)$ до 25 МэВ, оцененного по данным [50, 55] за вычетом $\int_0^{25} \sigma(\gamma, np) dE_\gamma \cong 25 \text{ МэВ} \cdot \text{мб}$ [19]. Интервал 90+150 МэВ·мб учитывает различие данных работ [50,55].

Таблица 18. Интегральные сечения реакции $^{31}\text{P}(\gamma, p_i)^{30}\text{Si}$ [47,50],
их полупрямые компоненты $\sigma_{\text{sdir}}^{\text{int}}$
и характеристики заселяемых состояний ядра ^{30}Si [26]

Характеристики уровней ^{30}Si ($T = 1$)					$\sigma^{\text{int}}(\gamma, p_i)$, МэВ·мб		$\sigma_{\text{sdir}}^{\text{int}}(\gamma, p_i)$, МэВ·мб	
i	E_p , МэВ	J^π	nlj	C^2S_i	$(\gamma, p\gamma)$ [47] $E_\gamma^m = 32$ МэВ	(γ, p) [50] $E_\gamma^m = 25$ МэВ		
0	0	0^+	$2s_{1/2}$	0,5	—	16*	16	
1	2,24	2^+	$1d_{5/2}$	1,7	100 ± 13	11,3*	12	
2	3,50	2^+	$1d_{5/2}$	0,5	59 ± 11	9,7	2,8	
3	3,77	1^+	—	—	$12,6 \pm 2,5$		0,9	
4	3,79	0^+	$2s_{1/2}$	0,04	—			
5	4,81	2^+	$\left\{ \begin{array}{l} 1d_{3/2} \\ 1d_{5/2} \end{array} \right.$	0,007	$18,8 \pm 5,7$	28,8	0,6	
6	4,83	3^+		0,17	$11,1 \pm 2,5$			
7	5,23	3^+	$1d_{5/2}$	1,2	$7,0 \pm 2,5$			3,4
8	5,28	4^+	—	—	$6,0 \pm 2,0$			2,3
9	5,37	0^+	$2s_{1/2}$	0,14	$3,0 \pm 1,0$			
10	5,49	3^-	—	—	$18,6 \pm 4,4$	18,3	0,75	
11	5,61	2^+	$1d_{5/2}$	0,31	$15,3 \pm 4,4$			
14	6,54	2^+	$1d_{5/2}$	0,25	$5,8 \pm 1,8$		0,4	
16	6,74	1^-	—	—	—	0,75		
18	6,87	3^+	$1d_{5/2}$	0,59	$11,3 \pm 1,5$			
22	7,08	$3^+(1^+)$	$1d_{5/2}$	0,22	—	0,25		
23	7,26	2^+	$1d_{5/2}$	0,12	$11,3 \pm 3,8$		0,13	
27	7,63	2^+	—	—	$4,9 \pm 1,9$			
28	7,67	$(1-3)^+$	$1d_{5/2}$	0,37	$2,3 \pm 0,6$	24	0,25	
	8,14		$1d_{5/2}$	0,27	—			
	8,78		$1d_{5/2}$	0,14	—			
43	8,90	1^-	—	—	$13,8 \pm 7,5$			
	8,92		$1d_{5/2}$	0,15	—			
44	8,95		$1d_{5/2}$	—	—	90—150		
50	9,25	$(1-3)^+$	$1d_{5/2}$	0,18	—			
	$\geq 9,5$		—	—	—			
$\sigma^{\text{int}}(\gamma, p + \gamma, np)$					330 $\pm$ 50 [55] ($E_\gamma^m = 30$ МэВ)			

Таблица 19. Интегральные сечения реакции $^{31}\text{P}(\gamma, n_i)^{30}\text{P}$ [12,47,48,51],
их полупрямые компоненты $\sigma_{\text{sdir}}^{\text{int}}$
и характеристики заселяемых состояний ядра ^{30}P [26].

Характеристики уровней ядра ^{30}P					$\sigma^{\text{int}}(\gamma, n_i)$, МэВ·мб			$\sigma_{\text{sdir}}^{\text{int}}(\gamma, n_i)$, МэВ·мб
i	E_i , МэВ	$J^{\pi T}$	nlj	C^2S_i	$(\gamma, n\gamma)$ [47] $E_\gamma^m = 32$ МэВ	$(\gamma, n\gamma)$ [12,48] $E_\gamma^m = 30$ МэВ	(γ, n) [51] $E_\gamma^m = 23$ МэВ	
0	0	1^+0	$\begin{cases} 2s_{1/2} \\ 1d_{3/2} \end{cases}$	$\begin{cases} 0,66 \\ 0,13 \end{cases}$	$\equiv 40$			$\begin{cases} 63,2 \\ 8,7 \end{cases}$
1	0,68	0^+1	$2s_{1/2}$	0,25	25 ± 4 [48]			23,2
2	0,71	1^+0	$\begin{cases} 2s_{1/2} \\ 1d_{3/2} \end{cases}$	$\begin{cases} 0,11 \\ 0,46 \end{cases}$	$\begin{cases} 30 \pm 8$ [48] \\ 39 ± 10 [12] \end{cases}			$\begin{cases} 9,6 \\ 27,1 \end{cases}$
3	1,45	2^+0	$1d_{3/2}$	0,47	$24,1 \pm 11,3^*$			23,9
4	1,97	3^+0	$1d_{5/2}$	0,75	$44,8 \pm 8,8$			13,3
5	2,54	3^+0	$1d_{5/2}$	0,65	$11,7 \pm 4,0$			10,0
6	2,72	2^+0	$1d_{5/2}$	0,49	$2,3-7,7$			7,2
8	2,94	2^+1	$1d_{5/2}$	0,67	$8,3 \pm 3,3$			8,8
9	3,02	1^+0	$\begin{cases} 2s_{1/2} \\ 1d_{3/2} \end{cases}$	$\begin{cases} 0,07 \\ 0,12 \end{cases}$	$\begin{cases} \\ \end{cases} 6,8 \pm 1,8$			$\begin{cases} 3,9 \\ 4,0 \end{cases}$
12	3,83	2^+0	$\begin{cases} 2s_{1/2} \\ 1d_{3/2} \end{cases}$	$\begin{cases} 0,03 \\ 0,41 \end{cases}$	$\begin{cases} \\ \end{cases} 11,3 \pm 3,8$			10,3
15	4,18	2^+1	$1d_{5/2}$	0,25	$8,0 \pm 2,6$			1,9
20	4,42	2^+0	$1d_{5/2}$	0,44	$3,0 \pm 1,3$			3,1
21	4,47	0^+1	$2s_{1/2}$	0,02				1,2
22	4,50	1^+1	$1d_{3/2}$	0,003	$3,5 \pm 1,3$			
24	4,74	$(1,3)^+0$	$1d_{5/2}$	0,06	$8,3 \pm 1,5$			
28	5,21	$(1-3)^+0$	$1d_{5/2}$	0,24				0,9
31	5,51	$(2,3)^+1$	$1d_{5/2}$	0,11	$3,4 \pm 1,3$			0,25
32	5,59	2^+1	$1d_{3/2}$					
33	5,71	1^+0	$2s_{1/2}$	0,05				
35	5,89	$(1-3)^+1$	$1d_{5/2}$	0,67				1,1
38	6,00	1^+0	$1d_{5/2}$	1,6				0
39	6,05	0^+1	$2s_{1/2}$	0,1				0
$\sigma^{\text{int}}(\gamma, n + \gamma, np)$					200 ± 30 [19]			$E_\gamma^m = 30$ МэВ
$\sigma^{\text{int}}(\gamma, n)$					$140-150$ [19]			

Просуммированные парциальные фотонейтронные сечения дают

$$\sum_{i=0}^{31} \sigma^{\text{int}}(\gamma, n_i) = 230 \pm 245 \text{ МэВ} \cdot \text{мб.}$$

Это значение превышает приведенное выше (200 ± 30) МэВ·мб для интегрального сечения полной фотонейтронной реакции. Это указывает на то, что при нейтронном распаде ДГР ядра ^{31}P практически не происходит заселения уровней конечного ядра ^{30}P с $i > 32$.

Детали расчета полупрямых компонент описаны в [54], его результаты с незначительными поправками представлены в табл. 18 и 19. Они отвечают значениям $a = 1$, $b_{>} = 1$, $b_{<} = 0,6$ для уровней с дырочной конфигурацией $1d_{5/2}^{-1}$ и $1d_{3/2}^{-1}$. Для $E(T_{<})$ и $E(T_{>})$ выбраны значения 18,3 и 21,2 МэВ; $\sigma_{<}$ и $\sigma_{>}$ полагались равными, соответственно, 0,38 и 0,62. Получено хорошее совпадение $\sigma_{\text{sdir}}^{\text{int}}(\gamma, n_i)$ для $i = 0, 1$ и 2 с имеющимися экспериментальными данными [12, 48, 51] (см. табл. 19). Это указывает на то, что полупрямые компоненты доминируют в этих нейтронных каналах.

Вклад полупрямых процессов в фотопротонной реакции составил $0,16 \pm 0,21$ ($E_{\gamma}^m = 25$ МэВ), а в фотонейтронной реакции $0,80 \pm 0,85$ ($E_{\gamma}^m = 30 \pm 32$ МэВ).

Согласно данным реакции однонуклонной передачи в конечных ядрах не наблюдались уровни, содержащие какую-либо часть спектроскопической силы дырочных возбуждений в оболочке $1p$. Это означает, что все парциальные переходы, представленные в этих таблицах, обусловлены дипольными переходами из внешних оболочек ядра ^{31}P . Такие переходы исчерпывают все нейтронное сечение и составляют не менее 42% протонного сечения (до $E_{\gamma} = 25$ МэВ).

3.7. Ядро ^{32}S . Наиболее полная информация о парциальных нуклонных каналах распада ДГР в ^{32}S получена в (γ, p_i) -эксперименте [56] и двух $(\gamma, x\gamma')$ -экспериментах [57—59]. В работе [59] на основе данных экспериментов [56, 58, 59] определены энергетические зависимости (γ, n_i) -сечений. Данные этих работ приведены в табл. 20 и 21.

В экспериментах [56—59] продукты распада ДГР регистрировались под определенным углом к направлению первичного γ -пучка (90° при регистрации фотопротонов [56], 140° и 150° при регистрации вторичных γ -квантов [57—59]). Приведенные в табл. 20 и 21 $\sigma^{\text{int}}(\gamma, x_i)$ [57—59] получены умножением дифференциальных сечений на 4π . В [56] приведенные в

Таблица 20. Интегральные сечения реакции $^{32}\text{S}(\gamma, p_i)^{31}\text{P}$ [56—59],
их полупрямые компоненты $\sigma_{\text{sdir}}^{\text{int}}$
и характеристики заселяемых состояний ядра ^{31}P [26]

Характеристики уровней ядра ^{31}P ($T = 1/2$)					$\sigma^{\text{int}}(\gamma, p_i)$, МэВ·мб			$\sigma_{\text{sdir}}^{\text{int}}(\gamma, p_i)$, МэВ·мб
i	E_i , МэВ	J^π	nlj	C^2S_i	(γ, p) [56] $E_\gamma^m = 29$ МэВ	$(\gamma, p \gamma')$ [57] $E_\gamma^m = 26$ МэВ	$(\gamma, p \gamma')$ [58, 59] $E_\gamma^m = 32$ МэВ	
0	0	$1/2^+$	$2s_{1/2}$	1,0	16*			16
1	1,27	$3/2^+$	$1d_{3/2}$	0,75	48	48 ± 12	$47 \pm 9^*$	47
2	2,23	$5/2^+$	$1d_{5/2}$	2,1	29	25 ± 4	$28 \pm 6^*$	28
3	3,13	$1/2^+$	$2s_{1/2}$	0,13	39	11 ± 1	11 ± 1	0,9
4	3,30	$5/2^+$	$1d_{5/2}$	0,6		13 ± 1	15 ± 1	5,4—6,9
5	3,41	$7/2^+$	—	—		$3,3 \pm 0,6$	$3,1 \pm 0,6$	
6	3,51	$3/2^+$	$1d_{3/2}$	—		10 ± 3	13 ± 3	3,5—5,5
7	4,19	$5/2^+$	$1d_{5/2}$	0,6	44	6 ± 1	9 ± 1	
8	4,26	$3/2^+$	$1d_{3/2}$	—		13 ± 5	10 ± 3	
9	4,43	$7/2^-$	$1f_{7/2}$	(0,04)				
10	4,59	$3/2^+$	$1d_{3/2}$			5 ± 1	$7,5 \pm 2,5$	0,9—1,6
11	4,78	$5/2^+$	$1d_{5/2}$	0,2	51			
13—14	5,01	$3/2$				(9 ± 4)	6 ± 1	0,4
16	5,26	$1/2^+$	$2s_{1/2}$	0,1		5 ± 1	$4,4 \pm 2,5$	
19	5,56	$3/2^+$	$1d_{3/2}$			$3,8 \pm 1,9$	$5,0 \pm 2,5$	0,4—0,9
	5,91		$(1d_{5/2})$	0,15	69			
23	5,99	$3/2^-$	$(1d_{5/2})$	0,14		$(3,8 \pm 2,5)$	5 ± 1	0,3—0,9
27	6,34	$1/2^+$	$2s_{1/2}$	0,11			$6,3 \pm 2,5$	
40	6,91	$\left(\frac{1}{2}, \frac{3}{2}\right)^-$					$(5,0 \pm 2,5)$	1—3
46	7,21	$\left(\frac{1}{2}, \frac{3}{2}\right)^-$	$(1d_{5/2})$	0,79	69			
	7,98		$(1p_{1/2})$	0,82				
	9,68		$(1d_{5/2})$	0,18				
	9,97		$(1d_{5/2})$	0,15				0,06—0,26
	12,5				47			
$\sigma^{\text{int}}(\gamma, p + \gamma, np)$ $\sigma^{\text{int}}(\gamma, p)$					$\left. \begin{array}{l} 340—345 \quad [56] \\ \equiv 330 \quad [19, 56] \end{array} \right\} (E_\gamma^m = 29 \text{ МэВ})$			

Таблица 21. Интегральные сечения реакции $^{32}\text{S}(\gamma, n_i)^{31}\text{S}$ [57—59],
их полупрямые компоненты $\sigma_{\text{sdir}}^{\text{int}}$
и характеристики заселяемых состояний конечного ядра ^{31}S [26]

Характеристики уровней ядра ^{31}S ($T = 1/2$)					$\sigma^{\text{int}}(\gamma, n_i)$, МэВ·мб			$\sigma_{\text{sdir}}^{\text{int}}(\gamma, n_i)$, МэВ·мб
i	E_i , МэВ	J^π	nlj	C^2S_i	пересчет из (γ, p_i) $E_\gamma^m = 29$ МэВ [59]	($\gamma, n\gamma'$)		
						$E_\gamma^m =$ $= 26$ МэВ [57]	$E_\gamma^m = 32$ МэВ [58,59]	
0	0	$1/2^+$	$2s_{1/2}$	0,95	$\cong 10$			$\cong 10$
1	1,25	$3/2^+$	$1d_{3/2}$	0,8	17—36	24 ± 3	21 ± 7	21—24
2	2,24	$5/2^+$	$1d_{5/2}$	2,2	8—20	13 ± 4	24 ± 6	13—24
3	3,08	$1/2^+$	$2s_{1/2}$	0,14	6			0,5
4	3,29	$5/2^+(3/2)^+$	$1d_{5/2}$	0,7	3,1—7,4			1,5—4,5
5	3,35	$(3/2, 7/2)^+$			0,2—0,8	$1,9 \pm 1,3$	$2,1 \pm 0,6$	
6	3,44	$3/2^+$	$1d_{3/2}$		2,6—6,0			
7	4,08	$(3/2, 5/2)^+$	$1d_{5/2}$	0,85	1,5—4,0			1,3—4,1
8	4,21				1,5—4,5			
10	4,53	$(3/2, 5/2)^+$	$1d_{3/2}$		1,1—3,0			
12	4,72	$(3/2, 5/2)^+$	$1d_{5/2}$	0,45	0,3—1,1			0,5—1,8
14	4,97	$(1/2, 3/2)^-$		0,06	1,4—2,8			2,8
16	5,15	$1/2^+$	$2s_{1/2}$	0,32	1,6			0,4
22	5,78	$(3/2, 5/2)^+$	$1d_{5/2}$	0,27	} 3—16			0,2—0,7
24	5,89	$(3/2, 5/2)^+$	$1d_{5/2}$	0,20				0,1—0,5
27	6,27	$1/2^+$	$2s_{1/2}$	0,22				0,1
40	6,99	$1/2^+$	$2s_{1/2}$	0,05				0,02
41	7,04	$(3/2, 5/2)^+$	$1d_{5/2}$	1,0				0,3—1,6
43	7,17	$(3/2, 5/2)^+$	$1d_{5/2}$	0,21	} 1,4—11			0,06—0,8
	9,68		$(1d_{5/2})$	0,18				0,01—0,07
	9,97		$(1d_{5/2})$	0,15				< 0,06
	12,5					3,1		< 3,1
$\sigma^{\text{int}}(\gamma, n)$					95 ± 10 [19] ($E_\gamma^m = 29$ МэВ)			

табл. 20 $\sigma^{\text{int}}(\gamma, p_i)$ получены интегрированием по углу с учетом экспериментального углового распределения.

Суммарные интегральные сечения для наблюдаемых в $(\gamma, x\gamma')$ -эксперименте фотопротоновых и фотонейтронных переходов с учетом каналов (γ, p_0) и (γ, n_0) равны (191 ± 14) и (57 ± 11) МэВ·мб. В то же время интегральные сечения (γ, p) - и (γ, n) -реакции до 29 МэВ составляют, соответственно, ≈ 330 и 95 МэВ·мб. Таким образом, значительная часть фотонуклонных переходов в $(\gamma, x\gamma')$ -эксперименте осталась не выделенной. Это относится главным образом к переходам на высоковозбужденные уровни с $E_i \geq 6$ МэВ ядра ^{31}P и с $E_i \geq 4$ МэВ ядра ^{31}S . Дефицит фотонуклонных распадов в $(\gamma, x\gamma')$ -эксперименте на ^{32}S нельзя приписать двухнуклонным реакциям (γ, np) и $(\gamma, 2n)$. По данным работы [19] в области $E_\gamma \leq 29$ МэВ $\sigma^{\text{int}}(\gamma, np) \approx 11$ МэВ·мб, а $\sigma^{\text{int}}(\gamma, 2n) \approx 0$ ($B_{2n} = 28,1$ МэВ).

Процедура расчета $\sigma(\gamma, n_i)$ из экспериментальных $\sigma(\gamma, p_i)$ [59] позволила установить орбитальный момент фотонуклонов. Так, оказалось, что в области $E_\gamma < 20,5$ МэВ происходит преимущественный вылет фотонуклонов с $l = 1$, т.е. в ДГР доминируют оболочечные конфигурации типа $(1d2s)^{-1}2p$. При $E_\gamma > 20,5$ МэВ вылетают фотонуклоны с различными l (от 0 до 3).

При расчете в качестве опорных были выбраны сечения реакций (γ, p_0) , (γ, p_1) и (γ, p_2) . Флуктуационный анализ тонкой структуры сечения (p, γ_0) -реакции на ядре ^{31}P , выполненный в работе [60], показал, что вероятность полупрямого распада в (γ, p_0) -канале ^{32}S составляет около 90%.

Из табл. 20 и 21 следует, что $\sum_i \sigma_{\text{sdir}}^{\text{int}}(\gamma, p_i) = 104 + 112$ МэВ·мб, а $\sum_i \sigma_{\text{sdir}}^{\text{int}}(\gamma, n_i) = 55 + 79$ МэВ·мб. При этом мы полагали, что протонные переходы на состояния ядра ^{31}P с $E_i > 10$ МэВ формируются не за счет полупрямого механизма распада ДГР, поскольку в этой энергетической области находятся лишь дырочные возбуждения в оболочке $1p$ ядра ^{32}S . Последние сильно разбросаны по уровням конечного ядра, так что их вес в волновых функциях этих уровней мал. На малую долю полупрямых распадов ветви $1p \rightarrow 1d2s$ ДГР ядра ^{32}S указывают и теоретические расчеты [61]. Вероятность полупрямых процессов в реакциях (γ, p) и (γ, n) для ядра ^{32}S оценивается, соответственно, как $0,31 \pm 0,35$ и $0,58 \pm 0,83$. Вероятность полупрямых процессов в суммарном сечении реакций (γ, p) и (γ, n) составляет $0,37 \pm 0,45$.

Таблица 22. Интегральные сечения реакции $^{39}\text{K}(\gamma, p_i)^{38}\text{Ar}$ [62], их полупрямые компоненты $\sigma_{\text{sdir}}^{\text{int}}$ и характеристики заселяемых состояний конечного ядра ^{38}Ar [26,46]. $E_\gamma^m = 32$ МэВ

Характеристики уровней ядра ^{38}Ar ($T = 1$)					$\sigma^{\text{int}}(\gamma, p_i)$, МэВ·мб	$\sigma_{\text{sdir}}^{\text{int}}(\gamma, p_i)$, МэВ·мб
i	E_i , МэВ	J^π	nlj	C^2S_i		
0	0	0^+	$1d_{3/2}$	0,67		29,5
1	2,17	2^+	$\begin{cases} 2s_{1/2} \\ 1d_{3/2} \end{cases}$	$\begin{cases} 0,05 \\ 2,8 \end{cases}$	$\left. \begin{array}{c} \\ \end{array} \right\} 72,5 \pm 4^*$	72,5
2	3,38	0^+	$1d_{3/2}$	0,01	$8,2 \pm 3$	0,18
3	3,81	3^-	$1f_{7/2}$	0,01	$20,9 \pm 4$	$\equiv 0$
4	3,94	2^+	$\begin{cases} 2s_{1/2} \\ 1d_{3/2} \end{cases}$	$\begin{cases} 0,21 \\ 0,15 \end{cases}$	$\left. \begin{array}{c} \\ \end{array} \right\} 14,3 \pm 2,5$	$\begin{matrix} 5 \\ 2,5 \end{matrix}$
6	4,57	2^+	$\begin{cases} 2s_{1/2} \\ 1d_{3/2} \end{cases}$	$\begin{cases} 0,56 \\ 0,30 \end{cases}$	$\left. \begin{array}{c} \\ \end{array} \right\} 36,1 \pm 9$	$\begin{matrix} 11,9 \\ 3,8 \end{matrix}$
9	4,88	3^-	$1f_{7/2}$	$< 0,03$	$10,1 \pm 1,3$	$\equiv 0$
11	5,16	2^+	$\begin{cases} 2s_{1/2} \\ 1d_{3/2} \end{cases}$	$\begin{cases} 0,28 \\ (0,2) \end{cases}$	$\left. \begin{array}{c} \\ \end{array} \right\} 19,8 \pm 5$	$\begin{matrix} 5 \\ 1,9 \end{matrix}$
12	5,35	4^+	—	—	$11,4 \pm 4,5$	$\equiv 0$
13	5,51	3^-	—	—	$6,3 \pm 2,5$	0
14	5,55	$(1,2)^+$	$2s_{1/2}$	0,7	$29,9 \pm 6$	11,8
$\sigma^{\text{int}}(\gamma, p)$					(260 ± 20) [62]	

Расчет [61] дает 0,40 для вероятности полупрямых процессов в сечении фотопоглощения ядра ^{32}S .

Из табл. 20 и 21 следует, что не менее 55% протонных и 93% нейтронных переходов обусловлены ветвью $(1d2s) \rightarrow (1f2p)$ ДГР ядра ^{32}S .

3.8. Ядро ^{39}K . Парциальные каналы фоторасщепления ядра ^{39}K исследовались в единственном $(\gamma, x\gamma)$ -эксперименте [62]. Его результаты представлены в табл. 22 и 23. Эксперимент выполнялся при угле регистрации фотонов 140° относительно направления тормозного излучения. Представленные в таблицах $\sigma^{\text{int}}(\gamma, x_i)$ получены умножением на 4π дифференциальных парциальных сечений, приведенных в [62].

Детали расчета для ^{39}K содержатся в работе [62]. Расчет выполнен при $E(T_-) = 18,0$ МэВ, $E(T_+) = 20,3$ МэВ, $\sigma_- = 0,35$, $\sigma_+ = 0,65$. Для расчета полу-

Таблица 23. Интегральные сечения реакции $^{39}\text{K}(\gamma, n_i)^{38}\text{K}$ [62], их полупрямые компоненты $\sigma_{\text{sdir}}^{\text{int}}$ и характеристики заселяемых состояний конечного ядра ^{38}K [26,46]. $E_\gamma^m = 32$ МэВ

Характеристики уровней ядра ^{38}K					$\sigma^{\text{int}}(\gamma, n_i)$, МэВ·мб	$\sigma_{\text{sdir}}^{\text{int}}(\gamma, n_i)$, МэВ·мб
i	E_i , МэВ	$J^{\pi T}$	nlj	C^2S_i		
0	0	3+0	$1d_{3/2}$	1,8	—	70,3
1	0,13	0+1	$1d_{3/2}$	0,33	—	32,7
2	0,46	1+0	$2s_{1/2}$	0,19	} —	13,2
			$1d_{3/2}$	0,32		10,7
3	1,70	1+0	$2s_{1/2}$	0,04	} $9,4 \pm 1,3$	8,8
			$1d_{3/2}$	0,66		
4	2,40	2+1	$2s_{1/2}$	0,03	} $42,7 \pm 6$	47,7
			$1d_{3/2}$	1,39		
6	2,65	(2,4)-0	$2p_{3/2}$	0,03	} $9,2 \pm 2,5$	0
			$1f_{7/2}$	0,08		
13	3,43	2+0	$2s_{1/2}$	0,56	} $15,6 \pm 5^*$	15,6
			$1d_{3/2}$	0,19		0,2
$\sigma^{\text{int}}(\gamma, n)$					(160 ± 20) [19]	

прямых компонент сечений, формирующихся вследствие присутствия в заселяемых состояниях примеси дырки в подболочке $1d_{3/2}$, использовалось $\sigma^{\text{int}}(\gamma, p_1)$, а за счет примеси дырки в подболочке $2s_{1/2}$ — $\sigma^{\text{int}}(\gamma, n_{13})$. Для уровней, имеющих сравнимые C^2S_i для подболочек $1d_{3/2}$ и $2s_{1/2}$, получены оценки, отвечающие полупрямому распаду вследствие присутствия каждой из этих дырочных компонент в отдельности. Эти две оценки приводятся в табл.22. В остальных случаях расчет проводился для доминирующей дырочной компоненты. Наилучшее описание экспериментальных данных получено при $a = 0,7+0,8$ и $b_< = b_> = 1$. Последнее означает, что при полупрямом распаде ДГР ядра ^{39}K уровни ^{38}Ag и ^{38}K , содержащие примесь дырки в подболочке $1d_{3/2}$, заселяются за счет преимущественной эмиссии нуклонов с $l=3$. Полагая, что парциальные каналы (γ, p_0) и (γ, n_{1-3}) формируются полупрямыми процессами, получаем из табл. 22 и 23 следующие оценки интегральных сечений реакций (γ, p) и (γ, n) до $E_\gamma \cong 30$ МэВ:

$$\sigma^{\text{int}}(\gamma, p) = \sum_i \sigma^{\text{int}}(\gamma, p_i) \equiv (260 \pm 20) \text{ МэВ} \cdot \text{мб},$$

$$\sigma^{\text{int}}(\gamma, n) = \sum_i \sigma^{\text{int}}(\gamma, n_i) \equiv (200 \pm 25) \text{ МэВ} \cdot \text{мб}.$$

По данным работы [19] в этой же энергетической области ($E_\gamma \leq 30$ МэВ) $\sigma^{\text{int}}(\gamma, n) \equiv (160 \pm 20) \text{ МэВ} \cdot \text{мб}$, что хорошо согласуется с результатами $(\gamma, n\gamma')$ -эксперимента. Интегральное сечение фотопоглощения по данным $(\gamma, x\gamma')$ -опыта равно 480 МэВ·мб (с учетом реакции (γ, a) [62]), что составляет 80% от классического дипольного правила сумм (60 NZ/A МэВ·мб). Все это свидетельствует о том, что роль нуклонных распадов на состояния с большей энергией возбуждения, чем приведены в табл. 22 и 23, невелика. В частности, невелика роль нуклонных распадов на дырочные уровни подоболочки $1d_{5/2}$ и оболочки $1p$.

Из табл. 22 и 23 следует, что интегральные вероятности полупрямых процессов для реакций (γ, p) и (γ, n) равны, соответственно, 0,56 и 0,95. В суммарном сечении фотонуклонных реакций эта вероятность составляет 0,75.

3.9. Ядро ^{40}Ca . Наиболее полная информация о парциальных нуклонных каналах распада ДГР ядра ^{40}Ca содержится в работах [63, 64], в которых использовалась $(\gamma, x\gamma')$ -методика. Кроме того, в [63] из спектров фотопротонов, измеренных при различных верхних границах спектра тормозного излучения, определены энергетические зависимости (γ, p_i) -сечений. Данные о $\sigma^{\text{int}}(\gamma, p_i)$ и $\sigma^{\text{int}}(\gamma, n_i)$, полученных в [63, 64], приведены в табл. 24.

В работе [64] измерение спектров фотонов проводилось при $\theta_\gamma = 140^\circ$, и значения, приведенные в табл. 24 для этой работы, получены умножением дифференциальных сечений на 4π . Регистрация фотонов в [63] проводилась под разными углами, и интегральные парциальные сечения, приведенные в табл. 24 для этого эксперимента, учитывают форму углового распределения фотонов распада.

Величина $\sigma^{\text{int}}(\gamma, n_0)$, приведенная в последней колонке табл. 24, получена на основе данных [65]. Значения $\sigma^{\text{int}}(\gamma, p_1)$ и $\sigma^{\text{int}}(\gamma, n_1)$, приведенные в третьей справа колонке таблицы, получены экстраполяцией $\sigma(\gamma, p_1)$ и $\sigma(\gamma, n_1)$, измеренных в работе [63], в область $E_\gamma > 24,6$ МэВ.

В эксперименте [63] в области $E_\gamma < 24,6$ МэВ спектрометрированием фотопротонов были определены энергетические зависимости сечений реакций (γ, p_0) , (γ, p_1) , а также сечений заселения групп состояний конечного ядра ^{39}K с энергиями возбуждения в интервалах 2,8+4,2, 4,2+6,5 и 6,5+8,5 МэВ. Интегральные значения всех этих сечений даны в крайнем правом столбце табл. 24.

Таблица 24. Интегральные сечения реакций $^{40}\text{Ca}(\gamma, p_i)^{39}\text{K}$ и $^{40}\text{Ca}(\gamma, n_i)^{39}\text{Ca}$ [63,64] и характеристики заселяемых состояний конечных ядер [26,46]

Характеристики уровней ядер ^{39}K и ^{39}Ca						$\sigma^{\text{int}}(\gamma, p_i)$, и $\sigma^{\text{int}}(\gamma, n_i)$, МэВ·мб			
i	ядро	E_i , МэВ	J^π	nlj	C^2S_i	$(\gamma, x\gamma') [64]$ $E_\gamma^m = 32 \text{ МэВ}$	$(\gamma, x\gamma') [63]$ $E_\gamma^m = 30,25 \text{ МэВ}$	$(\gamma, x_i) [63]$ $E_\gamma^m = 24,6 \text{ МэВ}$	
0	$\left[\begin{smallmatrix} \text{K} \\ \text{Ca} \end{smallmatrix} \right]$	0	$3/2^+$	$1d_{3/2}$	3,97 5,4	110—120 40—50	} оценки	100 ± 7 38 ± 4	
1	$\left[\begin{smallmatrix} \text{K} \\ \text{Ca} \end{smallmatrix} \right]$	$\left. \begin{smallmatrix} 2,52 \\ 2,47 \end{smallmatrix} \right\}$	$1/2^+$	$2s_{1/2}$	1,65 2,1	$61 \pm 2,1$ $18,2 \pm 1,3$		59 ± 4 18 ± 2	49 ± 5
2	$\left[\begin{smallmatrix} \text{K} \\ \text{Ca} \end{smallmatrix} \right]$	$\left. \begin{smallmatrix} 2,81 \\ 2,80 \end{smallmatrix} \right\}$	$7/2^-$	$1f_{7/2}$	0,53 0,44	} $18,5 \pm 3,4$	17 ± 2 3 ± 2	только (γ, p) ↓	
3	$\left[\begin{smallmatrix} \text{K} \\ \text{Ca} \end{smallmatrix} \right]$	$\left. \begin{smallmatrix} 3,02 \\ 3,03 \end{smallmatrix} \right\}$	$3/2^-$	$2p_{3/2}$	0,05 0,03		} $16,5 \pm 1,8$		15 ± 2
4	K	3,60	$9/2^-$			$3,6 \pm 1,7$		$2,3 \pm 1$	} 50 ± 5
5	$\left[\begin{smallmatrix} \text{K} \\ \text{Ca} \end{smallmatrix} \right]$	$\left. \begin{smallmatrix} 3,88 \\ 3,87 \end{smallmatrix} \right\}$	$\left. \begin{smallmatrix} 3/2^- \\ (3/2^+) \end{smallmatrix} \right\}$	$2p_{3/2}$	0,02	$3,4 \pm 1,4$	$2,9 \pm 0,7$		
6	K	3,94	$3/2^+$			} $11 \pm 1,3$	$10,2 \pm 0,7$		
8	Ca	3,94	$(3/2^-)$	$(2p_{3/2})$	0,04				
10	Ca	4,02	$1/2^+$	$2s_{1/2}$	0,09	$4,2 \pm 2,4$			
8	K	4,08	$3/2^-$	$(2p_{3/2})$		$3,8 \pm 2,5$	$3,5 \pm 0,7$		
13	Ca	4,49	$(5/2^+)$	$(1d_{5/2})$	0,1	$1,7 \pm 0,9$		} 67 ± 8	
15	K	4,74	$(3/2^- - 7/2^+)$			$3,8 \pm 1,8$			
16	K	4,93	$3/2^+$			$6,3 \pm 1,8$	$5,4 \pm 0,8$		
22	$\left[\begin{smallmatrix} \text{K} \\ \text{Ca} \end{smallmatrix} \right]$	$\left. \begin{smallmatrix} 5,26 \\ 5,13 \end{smallmatrix} \right\}$	$5/2^+$	$1d_{5/2}$	1,0 1,3	$6,4 \pm 1,5$ $0,9 \pm 0,9$	$6,5 \pm 1$ $2,0 \pm 0,7$		
21	K	5,17	$(1/2^- - 7/2^+)$			$1,3 \pm 0,8$			
23	K	5,32	$3/2^+$			$4,0 \pm 1,1$	$3,8 \pm 1,6$		
26	$\left[\begin{smallmatrix} \text{K} \\ \text{Ca} \end{smallmatrix} \right]$	$\left. \begin{smallmatrix} 5,60 \\ 5,49 \end{smallmatrix} \right\}$	$5/2^+$	$1d_{5/2}$	0,66 0,52	$8,2 \pm 1,8$ $2,4 \pm 0,8$	8 ± 1 $2,2 \pm 0,8$		
19	$\left[\begin{smallmatrix} \text{K} \\ \text{Ca} \end{smallmatrix} \right]$	$\left. \begin{smallmatrix} 5,60 \\ 5,49 \end{smallmatrix} \right\}$	$5/2^+$	$1d_{5/2}$	0,66 0,52	$8,2 \pm 1,8$ $2,4 \pm 0,8$	8 ± 1 $2,2 \pm 0,8$		
28	K	5,71	$3/2^+$			$1,8 \pm 0,9$			
32	K	5,83	$(1/2, 3/2)^-$	$(2p_{3/2})$	0,05	$2,6 \pm 1,5$	2 ± 1		
34	$\left[\begin{smallmatrix} \text{K} \\ \text{Ca} \end{smallmatrix} \right]$	$\left. \begin{smallmatrix} 5,94 \\ 6,00 \end{smallmatrix} \right\}$	$\left. \begin{smallmatrix} (1/2, 3/2)^- \\ (3/2)^- \end{smallmatrix} \right\}$	$\left. \begin{smallmatrix} \\ \end{smallmatrix} \right\} (2p_{3/2})$	0,03 (0,02)		1 ± 1		
21	$\left[\begin{smallmatrix} \text{K} \\ \text{Ca} \end{smallmatrix} \right]$	$\left. \begin{smallmatrix} 6,00 \\ 6,15 \end{smallmatrix} \right\}$	$\left. \begin{smallmatrix} (3/2)^- \\ (3/2, 5/2)^+ \end{smallmatrix} \right\}$	$\left. \begin{smallmatrix} \\ \end{smallmatrix} \right\} (1d_{5/2})$		$1,0 \pm 0,6$ $1,1 \pm 0,6$	7 ± 1 $1,5 \pm 0,8$		
42	$\left[\begin{smallmatrix} \text{K} \\ \text{Ca} \end{smallmatrix} \right]$	$\left. \begin{smallmatrix} 6,35 \\ 6,15 \end{smallmatrix} \right\}$	$\left. \begin{smallmatrix} 5/2^+ \\ (3/2, 5/2)^+ \end{smallmatrix} \right\}$	$\left. \begin{smallmatrix} \\ \end{smallmatrix} \right\} (1d_{5/2})$	1,25 1,3	$6,7 \pm 1,4$ $1,1 \pm 0,6$	7 ± 1 $1,5 \pm 0,8$		
22	$\left[\begin{smallmatrix} \text{K} \\ \text{Ca} \end{smallmatrix} \right]$	$\left. \begin{smallmatrix} 6,35 \\ 6,15 \end{smallmatrix} \right\}$	$\left. \begin{smallmatrix} 5/2^+ \\ (3/2, 5/2)^+ \end{smallmatrix} \right\}$	$\left. \begin{smallmatrix} \\ \end{smallmatrix} \right\} (1d_{5/2})$	1,25 1,3	$6,7 \pm 1,4$ $1,1 \pm 0,6$	7 ± 1 $1,5 \pm 0,8$		
—	Ca	6,40	$(5/2^+)$	$(1d_{5/2})$	(0,25)	$1,4 \pm 0,5$			

Характеристики уровней ядер ^{39}K и ^{39}Ca						$\sigma^{\text{int}}(\gamma, p_i)$, и $\sigma^{\text{int}}(\gamma, n_i)$, МэВ·мб		
i	ядро	E_i , МэВ	J^π	nlj	C^2S_i	$(\gamma, x\gamma')$ [64] $E_\gamma^m = 32$ МэВ	$(\gamma, x\gamma')$ [63] $E_\gamma^m = 30,25$ МэВ	(γ, x_i) [63] $E_\gamma^m = 24,6$ МэВ
49	K	6,55	$7/2^-, T = 3/2$			2 ± 1		
—	K	6,77	$(5/2^+)$	$(1d_{5/2})$	$(0,1)$	$4 \pm 1,5$		} 97 ± 1
—	Ca	6,92	$(5/2^+)$	$(1d_{5/2})$	$(0,09)$	$3,7 \pm 1,3$		
—	Ca	7,70	$(5/2^+)$	$(1d_{5/2})$	$(0,1)$	$1,5 \pm 0,9$		
—	K	8,5						
$\sigma^{\text{int}}(\gamma, p)$						$\cong 430$	} $(E_\gamma^m = 30 \text{ МэВ})$	
$\sigma^{\text{int}}(\gamma, n)$						$\cong 80$		

Примечания:

- 1) Заселяемые зеркальные уровни в таблице расположены рядом. Они объединены квадратной скобкой во втором столбце.
- 2) В крайнем правом столбце фигурные скобки относятся только к (γ, p) -каналу, т.е. к уровням ядра ^{39}K .
- 3) Величины $\sigma^{\text{int}}(\gamma, p)$ и $\sigma^{\text{int}}(\gamma, n)$ оценены по данным ряда экспериментов. (См. обсуждение в тексте).

Измерения энергетических зависимостей $\sigma(\gamma, n_i)$, кроме $\sigma(\gamma, n_0)$ [65] и $\sigma(\gamma, n_1)$ [63], отсутствуют. В работе [64] эти зависимости определены путем пересчета из экспериментальных сечений $\sigma(\gamma, p_i)$ [63].

В работе [64] рассчитаны и полупрямые компоненты $\sigma(\gamma, p_i)$ и $\sigma(\gamma, n_i)$, а также $\sigma_{\text{dir}}^{\text{int}}(\gamma, p)$ и $\sigma_{\text{dir}}^{\text{int}}(\gamma, n)$. Детали вычислений приведены в [64, 66, 67].

Как видно из табл. 24, результаты двух $(\gamma, x\gamma')$ -экспериментов [63, 64] согласуются между собой и с данными [63] по спектрометрированию протонов в области $E_i \leq 6,4$ МэВ. Уровни конечных ядер выше этой энергии возбуждения преимущественно распадаются с испусканием нуклонов (энергия отделения протона в ядре ^{39}K составляет 6,374 МэВ, в ядре ^{39}Ca — 5,804 МэВ). Поэтому лишь часть этих распадов могла быть выделена посредством регистрации вторичных γ -квантов. Распады высоковозбужденных состояний ^{39}K и ^{39}Ca должны давать вклад в сечения реакций $(\gamma, 2p)$ и (γ, np) . Порог реакции $(\gamma, 2n)$ слишком высок (29,3 МэВ), чтобы эта реакция давала существенный вклад в фотонейтронный канал до $E_\gamma = 30$ МэВ. Ряд $(\gamma, 2p_i)$ -каналов обнаружен в эксперименте [64]. Ссылки на (γ, np) -экспери-

менты можно найти в [66, 67]. Из упомянутых работ, в частности, следует, что

$$\int_0^{32} \sigma(\gamma, np) dE_\gamma \cong 7 + 8 \text{ МэВ} \cdot \text{мб}.$$

С учетом того, что, согласно [17] (см. табл. 24 из этой работы),

$$\int_0^{30} \sigma(\gamma, p + \gamma, np + \gamma, 2p) dE_\gamma = (470 \pm 40) \text{ МэВ} \cdot \text{мб}$$

и

$$\int_0^{30} \sigma(\gamma, n + \gamma, np) dE_\gamma = (88 \pm 8) \text{ МэВ} \cdot \text{мб},$$

получаем следующие оценки для интегральных сечений реакций (γ, p) и (γ, n) для $E_\gamma^m \leq 30 \text{ МэВ}$:

$$\int_0^{30} \sigma(\gamma, p) dE_\gamma \cong 430 \text{ МэВ} \cdot \text{мб},$$

$$\int_0^{30} \sigma(\gamma, n) dE_\gamma \cong 80 \text{ МэВ} \cdot \text{мб}.$$

Сечение $\sigma^{\text{int}}(\gamma, n)$, полученное суммированием значений, приведенных в третьей справа колонке табл. 24, составляет около 90 МэВ·мб, что исчерпывает интегральное значение фотонейтронного сечения в области $E_\gamma < 30 \text{ МэВ}$. Это означает, что данные табл. 24 содержат, по существу, полную информацию о нейтронных каналах распада ДГР ядра ^{40}Ca .

По данным работы [63] интегральное сечение заселения уровней ^{39}K с $E_i > 6,4 \text{ МэВ}$ близко к 100 МэВ·мб ($E_\gamma \leq 24,6 \text{ МэВ}$). Лишь небольшая часть этой величины (не более 20 МэВ·мб) может быть объяснена наблюдавшимися [64] в этой области E_i каналами реакции (γ, p_i) (табл. 24), а также реакцией $(\gamma, 2p_0)$. В $(\gamma, p\gamma')$ -эксперименте [64] в области $E_i > 6,4 \text{ МэВ}$ суммарное интегральное значение невыделенного (γ, p_i) -сечения составляет более 80 МэВ·мб.

Данные табл. 24 указывают на то, что переходы $1p \rightarrow (1d2s)$ в (γ, n) -канале отсутствуют. В (γ, p) -канале на их долю может приходиться не более $50 \cdot 100 / 430 \cong 12\%$ интегрального сечения (в суммарном сечении реакций (γ, n) и (γ, p) эта доля не превышает 10%).

Основное и два первых возбужденных состояния ядер ^{39}K и ^{39}Ca являются чистыми нуклонными дырками, соответственно, в подболочках $1d_{3/2}$, $2s_{1/2}$ и $1f_{7/2}$ относительно основного состояния ядра ^{40}Ca . Заселение этих состояний считалось целиком обусловленным полупрямыми распадами. Остальные состояния ^{39}K и ^{39}Ca либо вообще не содержат дырочных компонент (для них C^2S_i равны нулю и поэтому не указаны в табл. 24), либо содержат лишь часть спектроскопической силы дырочного возбуждения в подболочках $1d_{5/2}$ и $2p_{3/2}$. Парциальные сечения заселения уровней, для которых C^2S_i не указаны ($i = 4, 6, 10, 15, 16, 21, 23, 28, 29$), целиком формируются за счет непрямого механизма распада ДГР.

Расчет полупрямых компонент показывает [64, 66, 67], что уровни ^{39}K и ^{39}Ca , содержащие примесь дырки в подболочке $2p_{3/2}$ ($i = 3, 5, 8, 32, 34$), практически целиком заселяются за счет непрямого механизма распада ДГР. Изобар-аналоговые пары уровней ^{39}Ca и ^{39}K , содержащие значительную часть спектроскопической силы дырки в подболочке $1d_{5/2}$ ($i = 18$ и $22, 19$ и $26, 22$ и 42) ядра ^{40}Ca , с большой вероятностью заселяются за счет полупрямых распадов ДГР. В суммарных интегральных сечениях реакций (γ, p) и (γ, n) доля полупрямых распадов составляет, соответственно, $0,59 + 0,66$ и $0,82 + 0,88$. В суммарном интегральном фотонуклонном сечении $(\sigma^{\text{int}}(\gamma, p) + \sigma^{\text{int}}(\gamma, n))$ эта доля равна $0,63 + 0,69$. Все оценки относятся к области $E_\gamma \leq 30$ МэВ.

И, наконец, в работах [64, 66, 67] для ^{40}Ca оценена вероятность полупрямых распадов в сечении фотопоглощения σ_γ . Она найдена с учетом всех возможных каналов распада ДГР — (γ, p) , (γ, n) , $(\gamma, 2p)$, (γ, np) , (γ, α) , (γ, t) . С учетом того, что испускание двух нуклонов и сложных частиц (α и t) дает преимущественный вклад в неполупрямую часть сечения фотопоглощения, получено, что вероятность полупрямых распадов в $\sigma_\gamma^{\text{int}}$ составляет $\approx 0,55$. Аналогичный результат получен и в теоретическом расчете σ_γ для ^{40}Ca , выполненном в [68]. Согласно этому расчету, вероятность полупрямого распада в максимуме ДГР составляет $\approx 0,50$.

4. СИСТЕМАТИЗАЦИЯ РЕЗУЛЬТАТОВ

Разделение переходов на различные состояния конечного ядра ($A-1$) показало, что преимущественно заселяются дырочные состояния исходного ядра. Считая, что эта закономерность непосредственно связана с полупря-

**Таблица 25. Вероятность полупрямых процессов
в интегральных фотонуклонных сечениях ядер $1d2s$ -оболочки
и доля переходов группы А ($1d2s \rightarrow 1f2p$)**

Ядро	E_γ^m , МэВ	Доля группы А			Вероятность полупрямых процессов		
		γ, p	γ, n	$\gamma, p + \gamma, n$	γ, p	γ, n	$\gamma, p + \gamma, n$
^{17}O	28	$\leq 0,05$	0,20—0,97	0,35—0,75	0,80—0,95	$\geq 0,2$	0,35—0,98
^{18}O	28	0,1—0,9	$\geq 0,37$	0,30—0,88	$\leq 0,8$	$\geq 0,47$	0,36—0,97
^{19}F	30	0,3—0,9	0,48—0,93	0,32—0,89	0,23—0,83	$\geq 0,46$	0,27—0,91
^{29}Na	30	0,47—0,94	0,90	0,65—0,92	0,17—0,31	0,60—0,71	0,34—0,47
^{24}Mg	30	0,68	0,82	0,71	0,47—0,62	0,90—0,95	0,62—0,73
^{25}Mg	28	0,53—0,83			0,20—0,60		
^{26}Mg	27	0,56—0,63			0,35—0,55		
^{27}Al	30	0,87	1,0	0,92	0,28—0,42	0,88	0,53—0,62
^{28}Si	28	0,80—0,85	0,99	0,86—0,89	0,66—0,86	0,93—0,96	0,74—0,89
^{29}Si	26	$\equiv 1,0$	$\equiv 1,0$	$\equiv 1,0$	0,51—0,59	0,67—0,78	0,57—0,67
^{30}Si	26	$\equiv 1,0$	$\equiv 1,0$	$\equiv 1,0$	0,57($\leq 0,77$)	0,71—0,73	0,65—0,66
^{31}P	30	$\geq 0,42$	$\equiv 1,0$	$> 0,60$	0,16—0,21	0,80—0,85	0,37
^{32}S	29	$\geq 0,55$	$\geq 0,93$	$> 0,64$	0,31—0,35	0,58—0,83	0,37—0,45
^{39}K	30	$\equiv 1,0$	$\equiv 1,0$	$\equiv 1,0$	0,56	0,95	0,75
^{40}Ca	30	$\geq 0,88$	$\equiv 1,0$	$\geq 0,90$	0,59—0,66	0,82—0,88	0,63—0,69

мым механизмом вылета нуклона из состояний, сформировавших дипольный резонанс, для каждого ядра удалось в рамках используемых допущений количественно оценить его вклад. Эта информация систематизирована в правой части табл. 25. Отдельно приводятся результаты обработки экспериментальных данных как по протонному, так и по нейтронному каналам. В последнем столбце приведен суммарный результат. Заметим, что суммарный результат практически исчерпывает сечение полного фотопоглощения.

В левой части табл. 25 систематизированы данные о вкладе дипольных переходов нуклонов внешней $1d2s$ -оболочки в гигантский резонанс исследованных ядер. Эти данные также приводятся отдельно для протонного и нейтронного канала. Дан также суммарный результат.

Результаты оценок доли полупрямых переходов в ядрах $1d2s$ -оболочки и вклада дипольных переходов нуклонов внешней $1d2s$ -оболочки показаны также на рис.2,3. На этих рисунках приводятся и данные для ядра ^{16}O , полученные из анализа результатов работы [69].

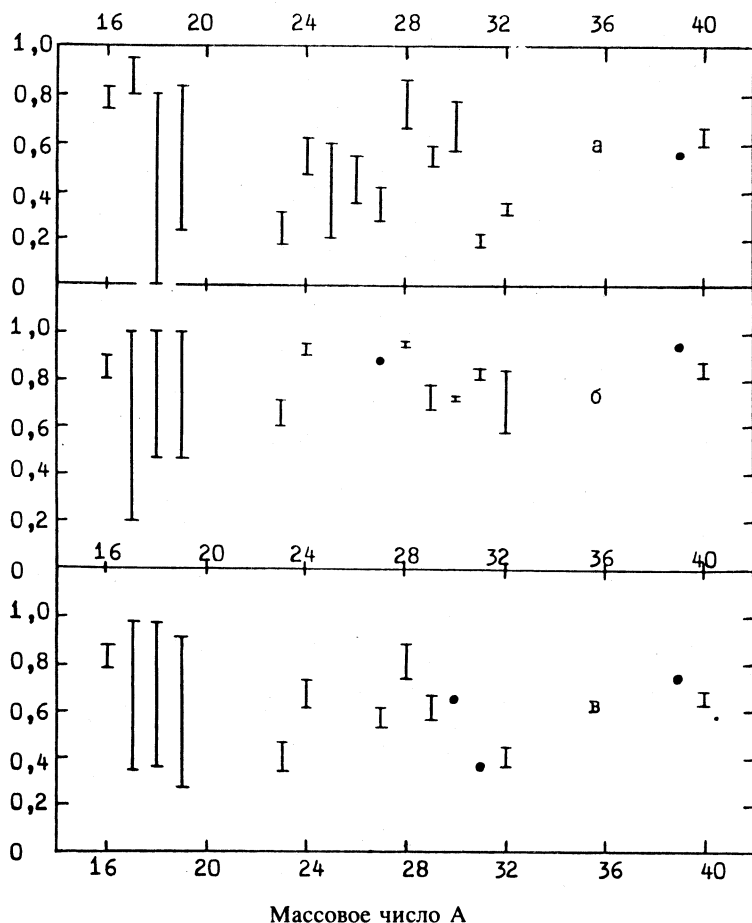


Рис.2. Вероятность полупрямого распада гигантского резонанса ядер $1d2s$ -оболочки в реакциях: а) (γ, p) , б) (γ, n) , в) (γ, N) , где N — протон или нейтрон

Приведенные систематики демонстрируют ряд интересных и подчас неожиданных закономерностей. Ниже в этом разделе мы обсудим эти закономерности и дадим на качественном уровне (поскольку теоретические исследования такого рода отсутствуют) их интерпретацию. Представленный анализ, естественно, не претендует на абсолютную полноту и в ряде пунктов может быть в дальнейшем уточнен или изменен.

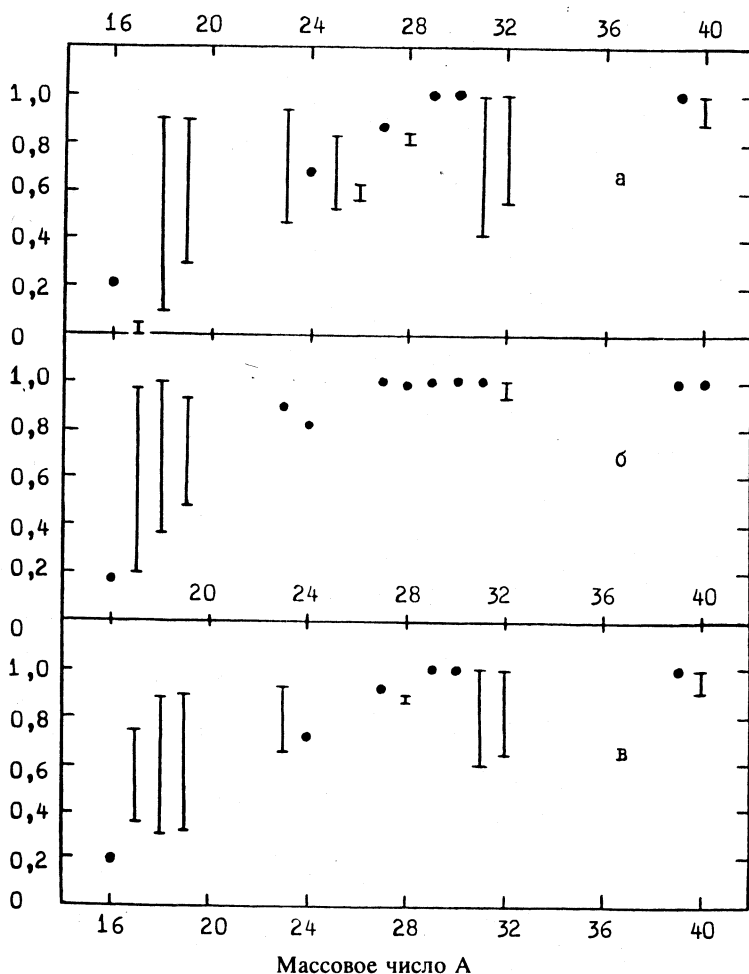


Рис.3. Доля переходов группы A ($1d_{2s} \rightarrow 1f_{2p}$) в гигантском резонансе ядер $1d_{2s}$ -оболочки в реакциях: а) (γ, p) , б) (γ, n) , в) (γ, N) , где N — протон или нейтрон

Вероятность полупрямых процессов в канале (γ, p) меняется в интервале $0,2 \div 0,8$ при среднем по всей группе ядер значении около 0,5. Обращает на себя внимание резкое изменение вероятности полупрямого распада в протонном канале при переходе от ядра к ядру. Эти изменения далеко выходят за рамки погрешностей оценок и поэтому отражают реальную ситуацию.

**Таблица 26. Энергии отделения B_n и B_p нейтронов и протонов
в исследованных ядрах $1d\ 2s$ -оболочки и разность Δ_{sdir}
в вероятностях полупрямых процессов в каналах (γ, n) и (γ, p)**

Группа	Ядро	Проекция изоспина T_z	B_n , МэВ	B_p , МэВ	$\Delta B_{np} = B_n - B_p$, МэВ	Δ_{sdir} , %
I	^{16}O	0	15,67	12,13	3,54	$7,5 \pm 5,3$
	^{24}Mg	0	16,53	11,69	4,84	13 ± 5
	^{28}Si	0	17,18	11,58	5,60	19 ± 10
	^{32}S	0	15,09	8,90	6,19	38 ± 13
	^{40}Ca	0	15,62	8,33	7,29	33 ± 5
II	^{19}F	1/2	10,43	7,99	2,44	от -37 до +77
	^{23}Na	1/2	12,42	8,79	3,63	40 ± 11
	^{27}Al	1/2	13,06	8,27	4,79	53 ± 8
	^{31}P	1/2	12,31	7,29	5,02	64 ± 4
	^{39}K	1/2	13,09	6,37	6,72	39 ± 5
III	^{17}O	1/2	4,14	13,78	-9,64	
	^{18}O	1	8,05	15,94	-7,89	
	^{25}Mg	1/2	7,33	12,06	-4,73	
	^{26}Mg	1	11,10	14,15	-3,05	
	^{29}Si	1/2	8,48	12,33	-3,85	18 ± 7
	^{30}Si	1	10,62	13,51	-2,89	15 ± 6

Вероятность полупрямого распада в канале (γ, n) существенно выше, чем в (γ, p) (в среднем на 40%), и меняется в интервале $0,6 \div 1,0$. Для суммарного сечения эта вероятность меняется от 0,4 до 0,8 при среднем по всем ядрам значении $0,6 \div 0,7$.

Отмеченное существенное превышение вероятности полупрямого распада в канале (γ, n) по сравнению с (γ, p) наблюдается, по существу, для всех ядер, где такое сравнение можно сделать. Особенно следует в этом плане выделить ядра ^{16}O , ^{28}Si и ^{40}Ca , которые исследованы наиболее полно в большом числе экспериментов и данные о которых не вызывают никаких сомнений.

По крайней мере два фактора могут влиять на столь сильное различие в вероятности полупрямых процессов в фотонейтронном и фотопротонном каналах: разница в порогах (или энергиях отделения) протонов и нейтронов и изоспиновое расщепление ДГР. Проанализируем оба фактора. Обратимся к табл. 26, где для исследованных ядер $1d\ 2s$ -оболочки приведены энергии отделения нейтронов и протонов B_n и B_p , их разности $\Delta B_{np} = B_n - B_p$, а также разности

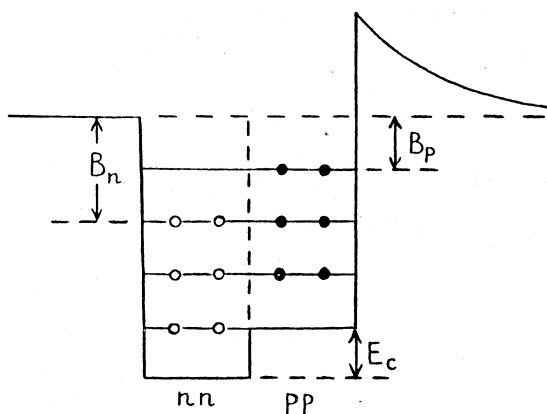


Рис.4. Схематическое изображение потенциальной ямы для протонов и нейтронов

$$\Delta_{\text{mdir}} = \Delta_{\text{mdir}}^n - \Delta_{\text{mdir}}^p$$

в вероятностях полупрямых процессов в реакциях (γ, n) и (γ, p) . Ядра разбиты на три группы: первая группа — самоспряженные ($N = Z$) четно-четные ядра с проекцией изоспина $T_z = 0$; вторая группа — ядра, имеющие на один протон меньше, чем соседнее самоспряженное ядро, т.е. ядра с $T_z = 1/2$; третья группа — ядра, имеющие на 1-2 нейтрона больше, чем соседнее самоспряженное ядро.

Начнем анализ с ядер первой группы, для которых изоспиновое расщепление ДГР отсутствует. Для ядер этой группы B_n существенно больше B_p , причем $\Delta B_{np}(A)$ растет при увеличении A от 3,54 МэВ для ^{16}O до 7,29 МэВ для ^{40}Ca . Это различие возникает из-за кулоновского взаимодействия между протонами, вследствие чего потенциальная яма для протонов в ядре меньше, чем для нейтронов, на величину кулоновской энергии протона $E_c = (1,44 \cdot Z/A^{1/3} - 1,13)$ МэВ. Эта ситуация схематически изображена на рис.4. Из-за более глубокой потенциальной ямы для нейтронов Б-ветвь ДГР, связанная с возбуждением внутренней ($1p$) оболочки, оказывается в (γ, n) -канале подавленной по сравнению с (γ, p) . Поскольку вероятность полупрямых процессов в Б-ветви ДГР существенно ниже, чем в А-ветви [17], это приводит к наблюдаемому превышению доли полупрямого механизма в реакции (γ, n) по сравнению с (γ, p) . Из табл. 26 также видно, что с ростом ΔB_{np} растет и Δ_{mdir} . Усреднение Δ_{mdir} для первой группы ядер дает $\bar{\Delta}_{\text{mdir}} \cong 22\%$.

Для ядер второй группы имеет место примерно такое же различие между B_n и B_p , как и для ядер первой группы, что должно приводить к более высокой доле полупрямых процессов в канале (γ, n) . Кроме того, для ядер второй группы существует изоспиновое расщепление ДГР, также способствующее возрастанию вероятности полупрямых процессов в реакции (γ, n) и уменьшению ее в реакции (γ, p) . В данном случае пороговый (кинематический) и изоспиновый факторы действуют в одном направлении, что должно приводить к увеличению Δ_{mdir} для второй группы ядер по сравнению с первой. Данные табл. 26 подтверждают это. Усреднение Δ_{mdir} для второй группы ядер (без учета слишком неопределенных данных для ^{19}F) дает $\Delta_{\text{mdir}} \cong 45\text{--}50\%$, что значительно больше, чем для ядер первой группы (22%).

Поясним, каким образом изоспиновый фактор способствует увеличению вероятности полупрямых процессов в канале (γ, n) по сравнению с (γ, p) . Обратимся к рис. 1, на котором показана схема изоспинового расщепления ДГР, возникающего у ядер с $T_z \neq 0$. Величина изоспинового расщепления (разность энергий T_- и T_+ ветвей ДГР), вычисляемая по формуле [18],

$$\Delta E = 60 \frac{T_z + 1}{A} \text{ МэВ}, \quad (12)$$

меняется от 4,7 МэВ для ^{19}F до 2,3 МэВ для ^{39}K . Вследствие указанного расщепления по энергии T_+ и T_- -входные дипольные $1p1h$ -состояния могут оказаться в области с существенно различной плотностью дипольных $2p2h$ -уровней, распад на которые приводит к возникновению статистических (неполупрямых) фотонуклонов. Вероятность возникновения статистических нуклонов определяется шириной распада $\Gamma^\downarrow$ (полная ширина распада гигантского резонанса $\Gamma = \Gamma^\uparrow + \Gamma^\downarrow$, где $\Gamma^\uparrow$ — ширина полупрямого распада), которая определяется следующим соотношением:

$$\Gamma^\downarrow = 2\pi \langle \dots \rangle^2 |V| 1p1h \rangle^2 \rho_{2p2h}, \quad (13)$$

где $\langle \dots \rangle^2$ — средний квадрат матричного элемента перехода $1p1h$ -состояний в $2p2h$ за счет ядерных взаимодействий, а ρ_{2p2h} — плотность $2p2h$ -дипольных состояний. Таким образом, вероятность неполупрямых распадов существенным образом определяется плотностью ρ_{2p2h} . Как показывают расчеты [42] плотностей $2p2h$ -дипольных состояний, выполненные для ядер ^{28}Si и ^{32}S (см. рис.5), в районе максимума ДГР ($\cong 20$ МэВ) ρ_{2p2h} резко возрастает. В силу этого T_- -ветвь ДГР оказывается «погруженной» в

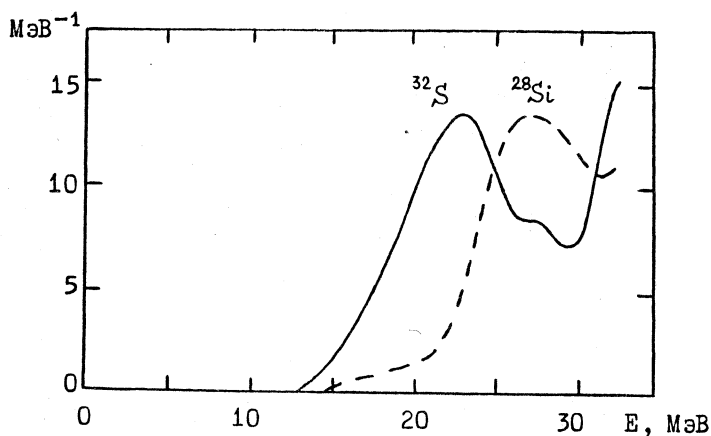


Рис.5. Плотности $2p2h$ -дипольных состояний, рассчитанные для ядер ^{28}Si и ^{32}S в работе [42]

существенно более плотный фон $2p2h$ -состояний, чем ветвь $T_{<}$. За счет этого доля неполупрямых фотонуклонов, вылетающих при распаде $T_{>}$ -ветви, должна заметно превосходить долю неполупрямых фотонуклонов, вылетающих при распаде $T_{<}$ -ветви. В то же время $T_{>}$ -ветвь в наибольшей степени проявляется в (γ, p) -канале, а $T_{<}$ -ветвь — в (γ, n) -канале. Указанный эффект объясняет значительное увеличение Δ_{dir} у ядер второй группы, по сравнению с первой.

Приведем дополнительные аргументы, подтверждающие вышеизложенную концепцию. Анализ экспериментальных данных по парциальным каналам распада ДГР ядер ^{23}Na , ^{27}Al , ^{31}P и ^{39}K [23, 25, 54, 62, 70] показал, что основная часть (60-80%) нейтронных распадов ДГР у таких ядер идет на уровни с $T=0$ конечных ядер (т.е. возникает при распаде $T_{<}$ -ветви ДГР), а эти последние заселяются почти целиком за счет эмиссии полупрямых нейтронов. Далее, у ядер второй группы наблюдается заметное уменьшение доли полупрямых распадов в канале (γ, p) по сравнению с соседними ядрами первой группы, что непосредственно следует из вышеизложенной концепции, согласно которой попадание $T_{>}$ -ветви в область с большим ρ_{2p2h} скажется прежде всего на увеличении статистических распадов по протонному каналу. Если сравнивать величины ΔB_{np} и Δ_{dir} для ядер второй группы, то видно, что в отличие от ядер первой группы не наблюдается роста Δ_{dir} с

увеличением ΔB_{np} . Это можно объяснить уменьшением в два раза величины изоспинового расщепления при переходе от ядер начала $1d2s$ -оболочки (^{19}F) к ядрам конца оболочки (^{39}K). Изоспиновый фактор в наибольшей степени влияет на ядра начала оболочки и таким образом выравнивает значения Δ_{sdir} для ядер с различными массовыми числами.

Важно подчеркнуть, что зависимости, изображенные на рис.5, позволяют также объяснить, на первый взгляд, очень странный факт — резкое уменьшение (в два раза, если говорить о суммарном фотонуклонном сечении) вероятности полупрямых процессов для ядра ^{32}S по сравнению с ядром ^{28}Si . Оба ядра относятся к первой группе ядер (четно-четные самоспряженные ядра) и имеют близкие массовые числа. Из рис. 5 следует, что резкое увеличение плотности $2p2h$ -состояний, по которым могут разбрасываться входные дипольные состояния, для ядра ^{32}S происходит значительно ниже по энергии (почти на 5 МэВ), чем для ядра ^{28}Si . По существу, у ядра ^{32}S весь гигантский резонанс «погружен» в плотный фон таких состояний, в то время как у ядра ^{28}Si — лишь высокоэнергичная часть, расположенная за максимумом гигантского резонанса.

Для ядер третьей группы $B_p > B_n$ и в этом плане ситуация обратная по сравнению с ядрами первой и второй групп. Если бы отсутствовал изоспиновый фактор, то можно было бы ожидать выравнивания вероятностей полупрямых распадов в каналах (γ, n) и (γ, p) для ядер третьей группы или даже превышения ее в канале (γ, p) . С другой стороны, изоспиновый фактор в данном случае (как и в случае ядер второй группы) действует в сторону увеличения Δ_{sdir} . Трудно предсказать, в какой степени эти два фактора будут компенсировать друг друга и какой из них окажется определяющим. Во всяком случае, Δ_{sdir} для ядер третьей группы должна быть меньше, чем для ядер второй группы. Данные по двум исследованным ядрам третьей группы (^{28}Si , ^{30}Si) подтверждают это.

Перейдем теперь к вопросу о роли нуклонов внешней ($1d2s$) оболочки в формировании гигантского резонанса исследованных ядер. На рис.3 систематизированы данные о вероятности возбуждения А-ветви ДГР. Хорошо видно, что вероятность возбуждения А-ветви растет с увеличением массового числа, и при $A \cong 30$ Б-ветвь практически вымирает. Увеличение доли А-ветви с ростом массового числа — предсказанный концепцией «конфигурационного расщепления» ДГР [17] эффект заполнения $1d2s$ -оболочки по мере возрастания числа нуклонов.

Сравнение рис.3,а и б показывает, что Б-ветвь в (γ, n) -реакции «вымирает» раньше, чем в (γ, p) . Это объясняется тем, что у большинства проанализированных ядер фотонейтронный порог существенно выше фотопр-

тонного (см. табл.26), что приводит к дополнительному подавлению Б-ветви в фотонейтронном канале.

Нужно помнить, однако, что значительная доля переходов группы Б располагается при энергиях возбуждения выше 30 МэВ [17,71], т.е. за пределами той энергетической области, которая анализировалась в данном обзоре. Поэтому для того, чтобы увидеть Б-ветвь в ядрах конца $1d2s$ -оболочки и тем более детально ее исследовать, необходимы эксперименты по измерению парциальных фотонуклонных сечений при $E_\gamma > 30$ МэВ.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Систематизирован и проанализирован весь имеющийся материал по парциальным фотоядерным сечениям ядер $1d2s$ -оболочки ($8 \leq Z \leq 20$), полученный из экспериментов по спектрометрированию нуклонов и гамма-квантов девозбуждения ($\gamma, \chi\gamma'$ -экспериментов). Общее число измеренных парциальных переходов для 15 ядер этой области превышает 300. Представленная систематика содержит наиболее полную и глубокую информацию о распаде дипольного гигантского резонанса с заселением отдельных уровней конечных ядер. Анализ этой информации демонстрирует исключительную эффективность данного метода исследования высоковозбужденных ядерных состояний. Для ядер $1d2s$ -оболочки этот анализ выявил:

- большую вероятность полупрямого механизма распада ДГР, в результате которого ядро после вылета нуклона остается в дырочном состоянии,
- особую информативность фотонейтронного канала о конфигурационной структуре входных дипольных состояний,
- сильное влияние кинематического и изоспинового факторов на соотношение полупрямого и статистического механизмов распада ДГР,
- соответствие оболочечной структуры ДГР концепции его «конфигурационного расщепления» [17].

Все эти результаты непосредственно следуют из экспериментальных данных. Необходимо особо подчеркнуть, что представленный экспериментальный материал открывает уникальную возможность тестирования современных ядерных теорий. Вся информация об измеренных парциальных каналах имеется в Центре данных фотоядерных экспериментов Научно-исследовательского института ядерной физики МГУ (Москва 119899, НИИЯФ МГУ, ЦДФЭ) и может быть представлена заинтересованным лицам.

В настоящее время наиболее полные данные о парциальных фотоядерных каналах имеются для ядер $1d2s$ -оболочки. Поэтому целесообразно исследовать в экспериментах ядра других областей, и прежде всего легкие ядра $1f2p$ -оболочки, для которых обсуждаемый метод может оказаться весь-

ма эффективным. Хотя интерпретация таких данных может оказаться менее однозначной из-за более сильного нарушения корреляции между величинами парциальных сечений и соответствующими спектроскопическими факторами. К настоящему времени опубликованы данные $(\gamma, x\gamma')$ -экспериментов для двух ядер $1f\ 2p$ -оболочки — ^{45}Sc [72] и ^{58}Ni [73].

Что касается ядер $1d2s$ -оболочки, то эксперименты в этой области также нельзя считать завершенными. Необходимо, в частности, получить $(\gamma, x\gamma')$ -данные для изотопов $^{33,34}\text{S}$, $^{35,37}\text{Cl}$ и $^{36,40}\text{Ar}$, с тем чтобы заполнить диапазон массовых чисел $32 < A \leq 40$. Опубликовано первое сообщение о $(\gamma, x\gamma')$ -эксперименте на изотопах хлора [74]. Весьма полезными были бы данные по изотопам неона и более точные эксперименты по изотопам кислорода и $^{25,26}\text{Mg}$. Получение всех этих сведений позволило бы с большим основанием говорить о тех закономерностях фоторасщепления ядер $1d2s$ -оболочки в области ДГР, которые обсуждались в предыдущем разделе, и, возможно, привело бы к обнаружению новых эффектов. Одним из возможных ожидаемых эффектов является увеличение вероятности полупрямых процессов у ядер с заполненными оболочками. Из рис.2 видно, что вероятность полупрямого механизма, по-видимому, максимальна при $A \equiv 16, 28$ и 40 , т.е. при тех массовых числах, которые отвечают заполнению оболочки $1p$, подоболочки $1d_{5/2}$ и оболочки $1d2s$. Однако для окончательных выводов не хватает информации по ядрам с $A = 17, 18, 20-22, 25, 26, 33-38$.

Что касается экспериментов по спектрометрии частиц, то данные настоящего обзора указывают на весьма большую ценность для изучения оболочечной структуры ДГР энергетических зависимостей парциальных фотонейтронных сечений. В фотонейтронных сечениях доминируют полупрямые процессы. В силу этого характер и вероятность заселяемых состояний конечного ядра в (γ, n) -реакции дает наиболее прямую информацию о подоболочках, участвующих в возбуждении ДГР. Ценность такого рода информации оправдывает трудности постановки подобных экспериментов.

Работа выполнена частично в рамках гранта РФФИ и гранта «Университеты России».

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ишханов Б.С., Капитонов И.М., Эрамжян Р.А. — ЭЧАЯ, 1992, т.23, с.1770.
2. Fallieros S., Goulard B. — Nucl.Phys., 1970, vol.A147, p.593.
3. O'Rielly G.V., Zubanov D., Thompson M.N. — Phys.Rev., 1989, vol.C40, p.59.
4. Bangert K., Berg U.E.P., Wienhard K., Wolf H. — Z.Physik, 1976, vol.A278, p.295.

5. Woodworth J.G., McNeil K.G., Jury J.W. et al. — Phys.Rev., 1979, vol.C19, p.1667.
6. Ajzenberg-Selove F. — Nucl.Phys., 1986, vol.A460, p.1.
7. Mairle G., Wagner G.J., Doll P. et al. — Nucl.Phys., 1978, vol.A299, p.39.
8. Jury J.W., Watson J.D., Bowley D. et al. — Phys.Rev., 1985, vol.C32, p.1817.
9. Jury J.W., Berman B.L., Faul D.D. et al. — Phys.Rev., 1980, vol.C21, p.503.
10. Allan J.D., Jury J.W., Johnson R.G. et al. — Can.J.Phys., 1975, vol.53, p.786.
11. Jury J.W., Kuo P.C.-K., Weller H.R., Raman S. — Phys.Rev., 1987, vol.C36, p.1243.
12. Thomas B.J., Buchnea A., Irish J.D., McNeil K.G. — Can.J.Phys., 1972, vol.50, p.3085.
13. Thomson J.E.M., Thompson M.N. — Nucl.Phys., 1979, vol.A330, p.66.
14. Kerkhove E., Van der Vyver R., Ferdinande H. et al. — Phys.Rev., 1985, vol.C32, p.368.
15. Sherman N.K., Lokan K.H., Gellie R.W. — Can.J.Phys., 1976, vol.54, p.1178.
16. Капитонов И.М. — Дисс. докт. физ.-мат. наук. М.: НИИЯФ МГУ, 1983.
17. Eramzhyan R.A., Ishkhanov B.S., Kapitonov I.M., Neudatchin V.G. — Phys.Rep., 1986, vol.136, p.229.
18. Akyüz R.Ö., Fallieros S. — Phys.Rev.Lett., 1971, vol.27, p.1016.
19. Veyssièrè A., Bergère R., Beil H. et al. — Nucl.Phys., 1974, vol.A227, p.513.
20. Ajzenberg-Selove F. — Nucl.Phys., 1983, vol.A392, p.1.
21. Ajzenberg-Selove F. — Nucl.Phys., 1978, vol.A300, p.1.
22. Ишханов Б.С., Мокеев В.И., Новиков Ю.А. и др. — ЯФ, 1980, т.32, с.885.
23. Габелко А.С., Иргашев К.М., Ишханов Б.С. и др. — ЯФ, 1986, т.44, с.1145.
24. Ишханов Б.С., Капитонов И.М., Шведун В.И. и др. — ЯФ, 1981, т.33, с.581.
25. Габелко А.С., Иргашев К.М., Ишханов Б.С. и др. — Вестник МГУ, сер. физика, астрономия, 1987, т.28, с.24.
26. Endt P.M., Van der Leun C. — Nucl.Phys., 1978, vol.A310, p.1.
27. Bangert K., Berg U.E.P., Junghans G. et al. — Nucl.Phys., 1976, vol.A261, p.149.
28. Sutton R.A., Thompson M.N., Hirooka M. et al. — Nucl.Phys., 1986, vol.452, p.41.
29. Ishkhanov B.S., Kapitonov I.M., Orlin V.N. et al. — Nucl.Phys., 1979, vol.A313, p.317.
30. Иргашев К.М., Ишханов Б.С., Капитонов И.М., Пискарев И.М. — ЯФ, 1987, т.46, с.689.
31. Thomson J.E.M., Thompson M.N. — Nucl.Phys., 1977, vol.A285, p.84.
32. Варламов В.В., Ишханов Б.С., Капитонов И.М. и др. — Изв. АН СССР, сер. физ., 1979, т.43, с.186.
33. Guldbranson R.L., Cardman L.S., Doron A. et al. — Phys.Rev., 1983, vol.C27, p.470.
34. De Rosa A., Inghima G., Sandoli M. et al. — Lett.Nuovo Cim., 1984, vol.40, p.401.
35. Kihm Th., Knöpfle K.T., Riedesel H. et al. — Phys.Rev.Lett., 1986, vol.56, p.2789.

36. Kerkhove E., Berkvens P., Van der Vyver R. et al. — Nucl.Phys., 1987, vol.A474, p.397.
37. Singh P.P., Segel R.E., Meyer-Schützmeister L. et al. — Nucl.Phys., 1965, vol.65, p.577.
38. Wu C.P., Firk F.W.K., Phillips T.W. — Nucl.Phys., 1970, vol.A147, p.19.
39. Габелко А.С. — Изв. АН СССР, сер.физ., 1987, т.51, с.976.
40. Габелко А.С. — Дисс. канд. физ.-мат. наук. М.: НИИЯФ МГУ, 1988.
41. Kuhlman E., Snower K.A., Feldman G., Hindi M. — Phys.Rev., 1983, vol.C27, p.948.
42. Канзюба В.Г. — Дисс. канд. физ.-мат. наук. М.: НИИЯФ МГУ, 1983.
43. Ryan P.J., Thompson M.N. — Nucl.Phys., 1986, vol.457, p.1.
44. Zubanov D., Sutton R.A., Thompson M.N. — Частное сообщение, 1985.
45. Pywell R.E., Berman B.L., Jury J.W. et al. — Phys.Rev., 1983, vol.C27, p.960.
46. Endt P.M. — Atomic Data and Nuclear Data Tables, 1977, vol.19, p.23.
47. Арзобеков У.Р., Габелко А.С., Жалилов М.Х. и др. — ЯФ, 1987, т.45, с.907.
48. Zalzman L., Thomson J.E.M., Thompson M.N. — Intern.Conf. on Photonucl.React. and Appl.Asilomar, 1973. Summaries of Contr. Papers, p.2B12-1.
49. Tsubota H., Kawamura N., Oikawa S. et al. — J.Phys.Soc.Japan, 1973, vol.35, p.330.
50. Kerkhove E., Ferdinande H., Van Otten P. et al. — Phys.Rev., 1985, vol.C31, p.1071.
51. Gellie R.W., Lokan K.H., Sherman N.K. — Intern.Conf. on Photonucl. React. and Appl. Asilomar, 1973, Summaries of Contr.Papers, p.2B13-1.
52. Cameron C.P., Ledford R.D., Potokar M. et al. — Phys.Rev., 1980, vol.C22, p.397.
53. Арзобеков У.Р. — Дисс. канд. физ.-мат. наук. М.: НИИЯФ МГУ, 1987.
54. Арзобеков У.Р., Габелко А.С., Ишханов Б.С. и др. — ЯФ, 1988, т.47, с.903.
55. Ishkhanov B.S., Kapitonov I.M., Shevchenko V.G., Yur'ev B.A. — Phys.Lett., 1964, vol.9, p.162.
56. Варламов В.В., Ишханов Б.С., Капитонов И.М. и др. — ЯФ, 1978, т.28, с.590.
57. Thomson J.E.M., Thompson M.N., Stewart R.J. — Nucl.Phys., 1977, vol.A290, p.14.
58. Арзобеков У.Р., Габелко А.С., Жалилов М.Х. и др. — Изв. АН УзССР, сер. физ.-мат. наук, 1986, №2, с.52.
59. Арзобеков У.Р., Ишханов Б.С., Капитонов И.М., Пискарев И.М. — ЯФ, 1986, т.44, с.1124.
60. Mason W.M., Tanner N.W., Kernel G. — Nucl.Phys., 1969, vol.A138, p.253.
61. Ishkhanov B.S., Kapitonov I.M., Kanzyuba V.G. et al. — Nucl.Phys., 1983, vol.A405, p.287.
62. Арзобеков У.Р., Габелко А.С., Жалилов М.Х. и др. — Изв. АН СССР, сер.физ., 1987, т.51, с.134.
63. Brajnik D., Jamnik D., Kernel G. et al. — Phys.Rev., 1974, vol.C9, p.1901.
64. Габелко А.С., Жалилов М.Х., Ишханов Б.С. и др. — Вестник МГУ, сер. физика, астрономия, 1986, т.27, с.43.

65. Wu C.P., Baglin J.E.E., Firk F.W.K., Phillips T.W. — Phys.Lett., 1969, vol.29B, p.359.
66. Габелко А.С., Жалилов М.Х., Ишханов Б.С., Капитонов И.М. — Дипольный гигантский резонанс ядер с числом нейтронов $N = 20$. Деп. ВИНТИ №6142-B86, 1986.
67. Жалилов М.Х. — Дисс. канд. физ.-мат. наук. М.: НИИЯФ МГУ, 1986.
68. Живописцев Ф.А., Ишханов Б.С., Орлин В.Н., Шведунов В.И. — ЯФ, 1977, т.26, с.754.
69. Caldwell J.Th. — Ph.D.Thesis (Preprint University of California UCRL-50287, 1967).
70. Арзибеков У.Р., Габелко А.С., Жалилов М.Х. и др. — ЯФ, 1985, т.42, с.1059.
71. Ишханов Б.С., Капитонов И.М., Неудачин В.Г. и др. — УФН, 1990, т.160, вып.3, с.57.
72. Ишханов Б.С., Капитонов И.М., Тутынь И.А. — ЯФ, 1993, т.56, вып.12, с.263.
73. Ишханов Б.С., Капитонов И.М., Тутынь И.А. — ЯФ, 1993, т.56, вып.8, с.1.
74. Ishkhanov B.S., Kapitonov I.M., Tutyn I.A. — IV Intern. Conf. on Selected Topics in Nucl. Structure, Dubna, 1994, Contributions, p.51.

ЛАНЖЕВЕНОВСКАЯ ФЛУКТУАЦИОННО-ДИССИПАТИВНАЯ ДИНАМИКА ДЕЛЕНИЯ ВОЗБУЖДЕННЫХ АТОМНЫХ ЯДЕР

И.И.Гончар

Омская государственная академия путей сообщения, Омск

Дан обзор динамических моделей деления составных ядер, образованных в реакции полного слияния тяжелых ионов. В моделях рассматриваемого класса существенное значение имеет эмиссия легких частиц и гамма-квантов, конкурирующая с делением и сопровождающая его. В этих моделях процесс деления рассматривается как блуждание воображаемой броуновской частицы в пространстве коллективных переменных. Наиболее существенными физическими эффектами являются флуктуации этих переменных и диссипация энергии. В качестве динамических уравнений используются стохастические уравнения типа классического уравнения Ланжевена. Очерчен круг вопросов, которые требуют первостепенного решения в связи с развитием таких моделей. Основное внимание уделяется так называемой комбинированной динамическо-статистической модели, так как в ее рамках проанализировано к настоящему времени больше экспериментальных данных, чем с помощью всех остальных моделей этого типа вместе взятых. Этот анализ позволил выяснить, какие из наблюдаемых несут в себе наиболее полную информацию о диссипативных свойствах делительной моды, и предложить несколько новых экспериментов.

The dynamical models of fission of compound nuclei formed in heavy-ion complete fusion are reviewed. The light particle and gamma-quantum emission, accompanying the fission process and competing with it, is taken into account in this group of models. The fission process is considered as a random motion of an imagine Brownian particle in the space of collective variables. In this case fluctuation of the variables and the energy dissipation are the most important physical effects. Stochastic equations similar to the classical Langevin equation play a role of the dynamical equations in such models. The problems are sketched which should be solved in connection with the development of these models. The main attention is paid to the so-called combined dynamical-statistical model because there are more data analysed in framework of it than using all the other models of considered group together. The analysis demonstrated which of the observables are most informative on the dissipation properties of the fission mode and made it possible to propose several new experiments.

ВВЕДЕНИЕ

Понятие «диссипация» в любой отрасли физики появляется немедленно и естественно после разделения степеней свободы системы на коллективные (медленные) и внутренние (быстрые, по которым производится усреднение). Поэтому из общих соображений можно было бы ожидать интенсивного использования этого понятия в ядерной физике сразу после того, как реакция деления, открытая Ганом и Штрассманом в 1938 г. (о событиях тех лет можно прочитать в обзоре Хильшера [1]), была объяснена Бором и Уилером на базе жидкокапельных представлений [2]. Однако успех статистической модели (СМ) в интерпретации экспериментальных данных отодвинул исследование диссипативных свойств ядер в процессе деления на 30—40 лет, так что первые теоретические [3,4] и экспериментальные [5,6] работы на эту тему оставались долгое время невостребованными. Понятие диссипации стало интенсивно применяться в ядерной физике в первую очередь благодаря открытию реакций глубоконеупругих столкновений тяжелых ионов [7,8] и лишь в последние 10—15 лет укоренилось в физике деления.

Эта «реанимация» диссипации в физике деления началась в конце семидесятых — начале восьмидесятых годов с работ Никса с соавторами по средним кинетическим энергиям осколков деления [9,10] и с работ Вайденмюллера с соавторами, в которых проанализировано влияние трения на ширину распределения осколков деления по суммарной кинетической энергии [11,12]. Предложенный подход обобщен на случай нескольких коллективных степеней свободы в работах Адеева с сотрудниками [13,14] и успешно применен этой группой для описания экспериментально наблюдаемых дисперсий массового [15,16], энергетического [17,18] и зарядового [19] распределений осколков (так называемая диффузионная модель, или флуктуационно-диссипативная динамика формирования распределений осколков деления).

Одновременно Вайденмюллер с сотрудниками проанализировали влияние трения на скорость деления [20,21] и показали [22,23], что диссипативные эффекты могут приводить к эмиссии большего числа нейтронов из делящегося ядра, чем это предсказывается равновесной СМ. В середине восьмидесятых годов появилось большое количество экспериментальных данных [24—27], как будто качественно подтверждавших выводы теоретических работ [22,23].

Однако проблема диссипации в процессе деления оказалась гораздо сложнее, чем это казалось вначале. Имеющиеся на данный момент теоретические модели предсказывают величину коэффициента затухания для делительной моды β от 10^4 — 10^2 [28] до 2—6 [29, 30] в единицах 10^{21} с^{-1} (систематика теоретических значений β дана в обзоре Хильшера и Росснера

[31]). Зависимость ядерной вязкости от температуры также варьируется весьма широко: от приблизительно прямо пропорциональной (с возрастанием β от $0,4 \cdot 10^{21} \text{ с}^{-1}$ при $T = 0,5 \text{ МэВ}$ до $7,6 \cdot 10^{21} \text{ с}^{-1}$ при $T = 4 \text{ МэВ}$) [32] до обратно пропорциональной квадрату температуры, как это должно быть для ферми-жидкости [33].

Ситуация осложняется тем, что ядерное трение не является экспериментально наблюдаемой величиной и должно извлекаться из данных. Упомянем вначале экспериментальные данные об энергетических распределениях осколков деления [34—38], на которые возлагались в этом отношении большие надежды. Многолетние теоретические исследования [9,10,17,18,39—44] показали, однако, что сильная зависимость расчетных кинетических энергий от критерия разрыва ядра на два осколка не позволяет извлечь из данных тип и величину ядерного трения. Мы не будем больше возвращаться к этому вопросу, так как это привело бы к существенному увеличению объема обзора.

Другую группу составляют данные о легких частицах, испускаемых делющимся ядром. Извлечь из этих данных информацию о ядерном трении также можно лишь с помощью непростых теоретических моделей. До недавнего времени систематический анализ экспериментальных данных осуществлялся почти исключительно с помощью СМ, в которую вносились более или менее произвольные изменения, призванные моделировать влияние трения на процесс деления. Лишь недавно появились динамические модели, учитывающие влияние диссипации и флуктуаций согласованным образом.

Цель данной работы — дать критический обзор этих моделей и очертить круг вопросов, которые требуют первостепенного решения. Основное внимание будет уделено так называемой комбинированной динамическо-статистической модели не только потому, что автор причастен к ее разработке, но, главным образом, из-за того, что в рамках этой модели проанализировано к настоящему времени больше экспериментальных данных, чем с помощью всех остальных моделей этого типа вместе взятых.

Модели, о которых идет речь, в своей динамической части основываются на представлении о процессе деления как о блуждании воображаемой броуновской частицы в пространстве коллективных переменных. Поэтому в первом разделе, который посвящен, главным образом, анализу состояния вопроса на конец 80-х годов, мы обсудим также математический аппарат, используемый для описания марковского процесса в замкнутой системе.

Во втором разделе описана комбинированная динамическо-статистическая модель (КДСМ), которая является объединением ланжевеновской флуктуационно-диссипативной динамики со стандартной СМ. Детально

обсуждается согласование динамической и статистической ветвей этой модели.

Третий раздел содержит анализ средних множественностей предразрывных нейтронов и вероятностей деления, выполненный с помощью КДСМ. Найден набор параметров модели, названный для краткости стандартным, с помощью которого удалось описать экспериментальные данные в широком диапазоне параметра делимости и энергии возбуждения составного ядра.

В четвертом разделе излагаются результаты анализа спектров и множественностей предразрывных заряженных частиц и гамма-квантов, временных распределений событий деления, а также энергий возбуждения ядер в точке разрыва. Сделан ряд теоретических предсказаний, предложены некоторые эксперименты.

1. СОСТОЯНИЕ ВОПРОСА

1.1. Диффузионная модель и ее применение для описания процесса деления. В рамках диффузионной модели (ДМ) [13—19,43—47] процесс деления описывается с помощью нескольких коллективных переменных, соответствующих обычно основным деформационным модам. Эта система с малым числом степеней свободы, которую удобно называть **частицей**, взаимодействует с большим числом остальных (главным образом, одночастичных) степеней свободы ядра, детальная информация о которых нас не интересует. Динамика коллективных переменных в таком случае похожа на динамику броуновской частицы, так как в одном акте взаимодействия с термостатом энергия частицы изменяется мало. Ситуация отличается от обычного броуновского движения тем, что флуктуации энергии частицы заметным образом сказываются на энергии «термостата», так что его основная характеристика — температура — становится функцией коллективных переменных.

Основным уравнением ДМ является уравнение Фоккера — Планка (УФП), которое можно записать в виде

$$\frac{\partial}{\partial t} P(\xi, t) = L(\xi) P(\xi, t), \quad (1)$$

где оператор Фоккера — Планка

$$L(\xi) = - \frac{\partial}{\partial \xi_i} \Phi_i(\xi) + \frac{\partial^2}{\partial \xi_i \partial \xi_j} D_{ij}(\xi). \quad (2)$$

Здесь ξ — вектор коллективных координат и импульсов, Φ_i — дрейфовые коэффициенты, а D_{ij} — симметричный тензор диффузионных коэффициентов. По повторяющимся индексам всюду, где это не оговорено особо, подразумевается суммирование. Латинские индексы пробегает значения

от 1 до $2s$ (s — число степеней свободы частицы). Обычно в делении дрейфовые коэффициенты связывают с правыми частями классических (т.е. без учета флуктуаций) диссипативных уравнений движения для коллективных импульсов

$$\Phi_{\gamma}(\xi) = \dot{p}_{\gamma} = -\frac{1}{2} \mu_{\beta\delta, \gamma} p_{\beta} p_{\delta} - V_{,\gamma} - \eta_{\beta\gamma} \mu_{\beta\omega} p_{\omega} \quad (3)$$

и координат

$$\Phi_{2s+\gamma}(\xi) = \dot{q}_{\gamma} = \mu_{\beta\gamma} p_{\beta} \quad (4)$$

Здесь греческие индексы пробегают значения от 1 до s , а зависимость от коллективных координат для фрикционных ($\eta_{\beta\gamma}$) и обратных инерционных ($\mu_{\beta\gamma}$) параметров, а также для потенциальной энергии V явно не указана. Индекс после запятой означает дифференцирование по данной переменной. Инерционные параметры $m_{\beta\gamma}$, через которые выражается матрица обратных инерционных параметров, рассчитывают обычно для возбужденных ядер с помощью метода Вернера — Уилера [9] в гидродинамическом подходе. Предполагается, что фрикционные параметры связаны с диффузионными через соотношения Эйнштейна:

$$D_{\beta\gamma}(\xi) = \eta_{\beta\gamma}(q) T(\xi). \quad (5)$$

Температура T связана через параметр плотности уровней a с внутренней энергией возбуждения соотношением модели ферми-газа

$$T(\xi) = (E^*/a)^{1/2}, \quad (6)$$

в котором внутренняя энергия возбуждения E^* определяется начальной (полной) энергией возбуждения E_{tot}^* , а также потенциальной $V(q)$ и кинетической $E_{\text{kin}}(\xi)$ энергиями коллективных степеней свободы:

$$E^* = E_{\text{tot}}^* - V(q) - E_{\text{kin}}(\xi). \quad (7)$$

Уравнение Фоккера — Планка, как известно, эквивалентно системе стохастических уравнений Ланжевена (УЛ) (см. [48—50]). В случае одной степени свободы, который наиболее интересен для нас, УЛ имеют вид

$$\dot{q} = \frac{p}{m}; \quad \dot{p} = -\beta p - \frac{dV}{dq} + \tilde{b}(t), \quad (8)$$

где p — коллективный импульс, сопряженный координате q , β — коэффициент затухания ($\beta = \eta/m$, η — фрикционный параметр), $\tilde{b}(t)$ — δ -коррелированная случайная сила:

$$\langle \tilde{b}(t) \rangle = 0, \quad \langle \tilde{b}(t_1) \tilde{b}(t_2) \rangle = 2\eta T \delta(t_1 - t_2). \quad (9)$$

Первая работа, в которой УЛ использовались для описания процесса деления, носила методический характер и была опубликована Абе с соавторами в 1986 г. [51]. В ней было показано, что численное моделирование для свободной броуновской частицы дает результат, согласующийся с известным аналитическим решением [50]. Был также рассчитан поток частиц через барьер — **скорость деления**, и показано, что его численное значение находится в согласии с формулой Крамерса (см. ф-лу (23)). Будем называть такой подход к описанию процесса ланжевендовской флуктуационно-диссипативной динамикой (ЛФДД).

В 1988—1992 гг. УЛ интенсивно использовались Фребрихом с соавторами для описания столкновений и слияния тяжелых ионов [52—56]. Было получено удовлетворительное описание экспериментальных данных по сечениям глубоконеупругих столкновений и слияния, а также по распределению составных ядер по спине, причем в ряде случаев теоретический анализ позволил обнаружить неточности в нормировке экспериментальных данных (см. [55]).

Важным безразмерным параметром, который определяет характер решения системы (8), является отношение

$$\tilde{\beta} = \beta / (2\omega), \quad (10)$$

где коллективная «частота»

$$\omega = \sqrt{\frac{1}{m} \frac{d^2 V(q)}{dq^2}}. \quad (11)$$

В случае $\tilde{\beta} > 1$ движение носит характер аperiодического затухания (overdamping). При этом импульс релаксирует быстро (за время β^{-1}), тогда как для релаксации координаты требуется гораздо большее время, порядка $\beta\omega^{-2}$. Если нас не интересуют «быстрые» (в указанном смысле) процессы, то динамика броуновской частицы может быть описана одним уравнением Ланжевена

$$\frac{dq}{dt} = -\frac{1}{\eta} \left(\frac{dV}{dq} \right) + \sqrt{T/\eta} b(t). \quad (12)$$

Здесь $b(t)$ имеет тот же смысл, что и $\tilde{b}(t)$. Это уравнение, которому в ДМ соответствует уравнение Смолуховского, мы будем называть **редуцированным** уравнением Ланжевена (РУЛ). Шаг интегрирования РУЛ возрастает с увеличением трения, что позволяет сильно экономить машинное время.

Уравнение Фоккера — Планка, описывающее марковский процесс, является нулевым приближением по времени релаксации термостата τ_{ther} , которое совпадает с временем корреляции случайной силы. О том, насколько

ко хорошим является такое приближение для той или иной коллективной моды, можно судить, сравнивая τ_{ther} с характерным временем (временем релаксации) данной моды, τ_{coll} . Качественные оценки приводят к соотношению

$$\frac{\tau_{\text{ther}}}{\tau_{\text{coll}}} \approx \frac{1}{\sqrt{A}}, \quad (13)$$

которое дает для средних и тяжелых ядер хороший малый параметр порядка 0,1. Расчеты τ_{ther} были выполнены в [57] в рамках теории линейного отклика. В качестве коллективной переменной выступала длина ядра вдоль оси симметрии. Для времени τ_{ther} получено значение $(0,2-0,3) \cdot 10^{-21}$ с. Этот результат оправдывает применимость УФП к описанию процесса деления возбужденных ядер. С другой стороны, недавно уравнение Ланжевена для деления было выведено микроскопически из так называемого уравнения Больцмана — Ланжевена Аиком с соавторами [58]. Это уравнение отличается от обычного уравнения Больцмана наличием дополнительного флуктуирующего слагаемого в столкновительном члене. Результирующее УП оказывается немарковским, а время τ_{ther} определяется выражением

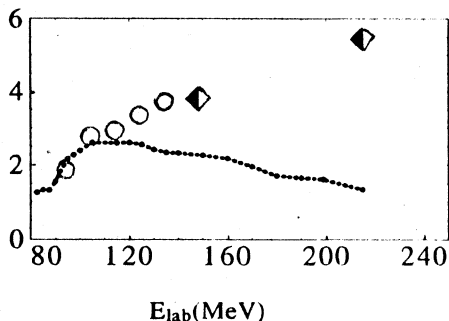
$$\frac{1}{\tau_{\text{ther}}} = 8\sigma v_F n \left(\frac{T}{\epsilon_F} \right)^2, \quad (14)$$

где σ — поперечное сечение нуклонного рассеяния, v_F и ϵ_F — соответственно скорость и энергия Ферми, n — число частиц в единице объема. В [59] при значениях параметров $\sigma = 5$ фм², $\epsilon_F = 37$ МэВ, $n = 0,16$ фм⁻³ для времени релаксации термостата получена оценка $\tau_{\text{ther}} = 2,6/T^2$ МэВ² 10^{-21} с, которая при $T = 1-2$ МэВ приводит к существенно большим численным значениям, чем результат [57].

Таким образом, ситуация с применимостью марковского описания остается неопределенной. Практически все результаты ДМ, которые сравнивались с экспериментальными данными до сих пор, были получены с помощью УФП, и эффекты «памяти» игнорировались.

1.2. Конкуренция деления с испусканием частиц. Распад возбужденных ядер по любому каналу представляет собой чисто флуктуационный процесс, однако динамика этих флуктуаций существенна, по-видимому, только для делительной моды. Правильное описание конкуренции деления с де возбуждением посредством эмиссии частиц оказывается, таким образом, актуальной динамической задачей деления. В последние 5—7 лет разработаны

Рис.1. Типичный пример зависимости $\langle n_{\text{pre}} \rangle$ от E_{lab} . Кривая — наш статистический расчет для реакции $^{28}\text{Si} + ^{170}\text{Er}$. Экспериментальные данные: $\circ$ — $^{28}\text{Si} + ^{170}\text{Er}$, [25]; $\blacklozenge$ — $^{20}\text{Ne} + ^{181}\text{Ta}$ [62]



эффективные экспериментальные методы, позволяющие выделить из всех легких частиц (нейтронов, протонов, альфа-частиц),

зарегистрированных в совпадении с событиями деления, те, которые были испущены до разрыва шейки, соединяющей будущие осколки. Такие нейтроны будем, следуя Хильшеру [31], называть **предразрывными**. Средняя множественность предразрывных нейтронов $\langle n_{\text{pre}} \rangle$ является мерой времени протекания процесса деления — своего рода «ядерными часами» [31].

Стандартным аппаратом, с помощью которого традиционно осуществляется теоретический анализ процесса девозбуждения ядер, является СМ (см. ее описание в [60] и критический анализ в [61]). Однако при энергиях возбуждения $E^* > (70-90)$ МэВ вычисления при помощи СМ привели к заниженным, по сравнению с экспериментом, значениям $\langle n_{\text{pre}} \rangle$ [25]. Типичный пример зависимости $\langle n_{\text{pre}} \rangle$ от энергии налетающей частицы (экспериментальные данные и статистический расчет) показан на рис.1. Обращает на себя внимание «загиб» статистической кривой, который, как выяснилось [63,64], обусловлен распределением составных ядер по спинам и оказывается типичным для реакций, вызванных тяжелыми ионами.

Был сделан ряд попыток воспроизвести наблюдаемую зависимость $\langle n_{\text{pre}} \rangle$ от E^* с помощью ДМ (см. обзор Вайденомюллера [65], которому в этом разделе мы в значительной степени следуем, а также оригинальные работы [26, 46]). В рамках этой модели **избыточные** нейтроны (так мы будем называть в дальнейшем разность между экспериментальным значением $\langle n_{\text{pre}} \rangle$ и результатом, к которому приводит статистический расчет этой величины) естественно объясняются тремя физическими эффектами:

1) эмиссией в процессе установления квазистационарного тока вероятности через барьер деления (количественная характеристика — **время задержки** τ_d);

2) уменьшением абсолютного значения этого тока за счет вязкости (количественная характеристика

$$f_f = \Gamma_f / \Gamma_f^{BW}, \quad (15)$$

Поведение τ_d как функции β иллюстрирует рис.2. Это типичное поведение времени релаксации, которое определяется конкуренцией диффузии и диссипации. На рис. 2 показаны также средние времена эмиссии нейтрона при разных энергиях возбуждения. Сравнение τ_d и $\langle t_n \rangle$ между собой показывает, что процесс установления квазистационарного тока вероятности через барьер деления влияет главным образом на эмиссию первого нейтрона при высоких энергиях возбуждения. Таким образом, вряд ли можно надеяться объяснить «недостачу» 2—3 нейтронов в статистическом анализе (см., например, [68]) за счет времени задержки.

Второй динамический фактор — уменьшение абсолютного значения квазистационарного тока вероятности через барьер деления за счет вязкости — учитывается введением коррекционного множителя f_f (см. формулу (15)).

Интересующий нас множитель f_f имеет вид

$$f_f = \frac{\left(\left(\omega_{sd}^2 + \frac{\beta^2}{4} \right)^{1/2} - \frac{\beta}{2} \right) \hbar \omega_{gs}}{\omega_{sd} T} \quad (18)$$

при $\beta / \omega_{gs} \geq T / B_f$. При $\beta / \omega_{gs} \leq T / B_f$ (т.е. в случае экстремально малого трения) f_f принимает вид

$$f_f = \beta \frac{2\pi \hbar B_f}{T^2}. \quad (19)$$

Скорость деления согласно формуле Бора — Уилера:

$$R_f^{BW} = \frac{1}{2\pi \hbar \rho_{CN} (E_{tot}^*)} \int_0^{E_{tot}^* - B_f} d\epsilon \rho_f (E_{tot}^* - B_f - \epsilon). \quad (20)$$

Здесь ρ_{CN} — плотность уровней составного ядра для деформации, соответствующей основному состоянию, а ρ_f — плотность уровней составного ядра на барьере деления. Ниже мы будем обсуждать подробно связь между формулой Бора — Уилера и формулой Крамерса для квазистационарной скорости деления R_f^K . Заметим сейчас только, что поведение $(R_f^K)^{-1}$ в зависимости от β такое же, как и τ_d на рис.2, хотя сами по себе эти времена могут быть весьма различны. Это естественно, так как квазистационарный распад метастабильного состояния представляет собой не что иное, как релаксацию. В этом смысле можно назвать τ_d «временем релаксации времени релаксации».

Динамический фактор f_f существенно влияет не только на множественности предразрывных нейтронов, но и на конечные вероятности деления и выживания. Поэтому авторам [46] пришлось вводить зависящую от β поправку в отношение a_f/a_n , где a_f — параметр плотности одночастичных уровней в делительном канале (для седловой деформации), а a_n — параметр плотности одночастичных уровней в нейтронном канале (для основного состояния). Эта поправка, однако, не согласуется с предсказаниями теоретических моделей зависимости плотности одночастичных уровней от деформации (см., например, [69]).

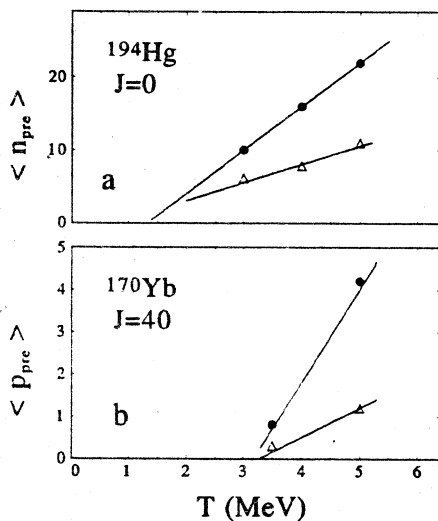
Наконец, третий динамический фактор — время спуска. Он влияет на $\langle n_{\text{pre}} \rangle$, но не влияет на сечения деления. Его роль возрастает с утяжелением делящегося ядра и увеличением лабораторной энергии налетающей частицы для фиксированной реакции. Поэтому следует ожидать, что именно этот фактор доминирует в наблюдаемом экспериментально росте $\langle n_{\text{pre}} \rangle$ с ростом энергии возбуждения в реакциях с тяжелыми ионами. В реакциях, вызванных легкими частицами, ситуация может существенно измениться.

Диффузионная модель [46] была усовершенствована Ланзой и Вайденомюллером в [70]: учтена эмиссия заряженных частиц, сопровождающая процесс деления. Исследовалось только влияние времени задержки на среднюю множественность предразрывных протонов $\langle p_{\text{pre}} \rangle$ при делении ядра ^{152}Er при $E^* = 140$ МэВ, вероятность деления после эмиссии альфа-частицы оказалась исчезающе малой. Найдено, что результаты [46] в отношении $\langle n_{\text{pre}} \rangle$ остаются, по существу, неизменными, а протонные множественности не обнаруживают такой сильной зависимости от времени задержки, как нейтронные. Вывод работы [70] сводится к тому, что $\langle p_{\text{pre}} \rangle$ могут быть использованы для уточнения параметров СМ, а самостоятельной ценности для изучения диссипативных эффектов не имеют.

Завершая обсуждение серии работ Вайденомюллера с сотрудниками, отметим, что значения β , при которых удалось воспроизвести экспериментальные $\langle n_{\text{pre}} \rangle$ в работах [26,46], лежат в интервале $(4-6) \cdot 10^{21} \text{ с}^{-1}$. Если правы авторы работы [27], и нейтронные множественности в реакции $^{16}\text{O} + ^{142}\text{Nd}$ гораздо больше, чем опубликованные в [26], то результаты анализа [26, 46] должны быть радикально пересмотрены.

Авторы работы [71] первыми сформулировали общий подход к взаимовлиянию медленной релаксации коллективных степеней свободы и эмиссии легких частиц, в основе которого лежит ДМ. Были проведены расчеты предразрывных множественностей нейтронов, протонов и альфа-частиц для ядер с $A \sim 180$ при больших угловых моментах ($\sim 40\hbar$) и вы-

Рис.3. Расчетные зависимости $\langle n_{pre} \rangle$ (a) и $\langle p_{pre} \rangle$ (b) от температуры ([71], рис.8,a и 9,b): • — динамический расчет, Δ — статистический расчет



соких энергиях возбуждения ($T \sim 5$ МэВ). Такие температуры достигнуты в реакциях с тяжелыми ионами в GANIL.

Остановимся вкратце на некоторых особенностях данной модели. Эмиссия частиц в ней рассматривается в *непрерывном пределе*, т.е. за короткое время dt испускается небольшая часть полной множественности частиц каждого вида. Затем эти полные множественности интегрируются, и с помощью полученных функций времени строятся предразрывные множественности. Не слишком элегантный, но численно весьма эффективный непрерывный предел с тех пор получил широкое распространение в литературе [40,42,43].

Диффузионная модель [71] построена для режима сверхзатухания; предполагалось, что распределение коллективных импульсов релаксировало к равновесному, но допускалась зависимость фрикционного и инерционного параметров от коллективной координаты, хотя расчеты были проведены только для $\beta = \text{const}$. Вычислялось только среднее значение множественности предразрывных нейтронов, хотя в принципе ДМ должна давать распределение событий деления по множественности предразрывных нейтронов. При температурах в несколько МэВ делящееся ядро испускает значительное число нейтронов и заряженных частиц. Поэтому температура в процессе деления меняется существенно, и необходимо принимать во внимание температурную зависимость жидкокапельной «потенциальной энергии», что и было сделано в работе [71] (мы будем обсуждать ниже этот эффект подробно и уточним там терминологию). В ДМ [26,46] этот эффект не учитывался.

Типичные результаты [71] приведены на рис.3, заимствованном из этой работы (рис.8,a и 9,b). Видно, что увеличение предразрывных множественностей в динамическом расчете, по сравнению со статистическим, весьма существенное, и ход кривых качественно согласуется с экспериментальным. Однако последнее можно сказать и о кривых, соответствующих статистическому расчету. Здесь расчеты проведены для одной парциальной волны, и

не происходит уменьшения $\langle n_{\text{пре}} \rangle$ при высоких энергиях возбуждения, которое присуще полному статистическому расчету с усреднением по всем парциальным волнам. Количественного сравнения с экспериментом в работе [71] выполнено не было.

Такое сравнение было проведено в рамках ДМ в работе [47], которую мы кратко обсудим. Здесь, как и в работе [71], для описания эмиссии частиц использовался непрерывный предел. Вычислялись множественности предразрывных нейтронов, протонов и альфа-частиц, а также их распределение по уносимой энергии и угловому моменту. Формализм, использованный в работе, позволяет также рассчитывать вероятности деления и выживания, экспериментальные данные о которых накладывают серьезные ограничения на значения параметров модели. Например, в работе обсуждается весьма широкий спектр значений коэффициента, контролирующего зависимость поверхностной составляющей потенциальной энергии от температуры. Этот эффект влияет на результаты радикальным образом, однако значение упомянутого коэффициента было выбрано произвольно, поскольку сравнение теоретических результатов проводилось только с экспериментальными данными о $\langle n_{\text{пре}} \rangle$ в реакциях, для которых данные о вероятности деления P_f отсутствуют. Результаты анализа экспериментальных данных позволили авторам [47] сделать заключение лишь о верхнем пределе коэффициента затухания: $\beta \leq 8 \cdot 10^{21} \text{ с}^{-1}$. При этом часть данных для анализа взята из [26], и они так же, как и данные, использованные в [46], выпадают из систематик $\langle n_{\text{пре}} \rangle$.

1.3. Открытые вопросы. Итак, к началу 90-х годов в рамках ДМ, которая базируется на УФП, было сделано несколько попыток проанализировать множественности предразрывных нейтронов (Вайденмюллер, Делагранж, Дитрих с сотрудниками [20—23, 26, 46, 47, 65, 66, 71]). Эти работы, а также работа группы Хильшера [24], позволили установить, что коллективное ядерное движение по делительной моде происходит в режиме сверхзатухания. Сделать количественные заключения не удалось по причине противоречивости некоторых экспериментальных данных (см., в частности, [26] и [27]), а главным образом — из-за несовершенства теоретических моделей, использованных для анализа, и его несистематического характера. Достаточно полное впечатление о разбросе извлеченных из эксперимента значений β дает табл. 4.2 из обзора [31].

Таким образом,

а) необходимо было создать динамическую модель, позволяющую рассчитывать распределения событий деления по числу испущенных нейтронов («шансы деления»), что позволило бы анализировать совместно вероятности деления и множественности предразрывных нейтронов;

б) желательно было провести такой анализ с привлечением как можно большего количества данных различных групп, чтобы исключить вероятность выводов, основанных на ошибочных данных;

в) важно было свести до минимума число независимых подгоночных параметров модели, в частности, найти ограничения на коэффициент, определяющий зависимость поверхностной энергии от температуры (вызывала сомнение и корректность самой постановки этой задачи);

г) полезно было бы найти дополнительные наблюдаемые (кроме $\langle n_{\text{pre}} \rangle$), чувствительные к динамике деления.

2. КОМБИНИРОВАННАЯ ДИНАМИЧЕСКО-СТАТИСТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ (КДСМ)

[63,72—78]

2.1. Необходимость разработки одномерной ЛФДД и построения КДСМ. Попытки разработать согласованную динамическую модель деления, вызванного тяжелыми ионами, включающую эмиссию частиц и гамма-квантов, встречались со значительными трудностями.

В частности, при моделировании траектории броуновской частицы, совершающей случайные блуждания вблизи основного состояния при энергиях возбуждения немного больше, чем высота барьера деления, затраты машинного времени превосходят все разумные пределы. Кроме того, для очень больших времен возникает проблема стабильности решения. В результате оказывается возможным изучать только системы, которые имеют 100%-ную вероятность деления за сравнительно короткое время. Физическая же ситуация, конечно, гораздо богаче. Однако, спустя известное время задержки, делящаяся система достигает квазистационарного предела, дальнейшее динамическое моделирование становится излишним: достигается режим применимости СМ. Поэтому в работе [72] было предложено объединить ЛФДД с соответствующим образом модифицированной СМ.

Для целей описания вероятности деления P_f и множественности предразрывных частиц с самого начала представлялось разумным ограничить динамическое рассмотрение одной степенью свободы, которая соответствует межцентровому расстоянию. Влияние критерия разрыва на P_f предполагается минимальным, так как система «принимает решение», делиться или нет, в основном в седловой точке (метод переходного состояния). Длина пути от седла до разрыва, которая может существенно влиять на $\langle n_{\text{pre}} \rangle$, также слабо зависит от критерия разрыва (см., например, рис.4 в обзоре

[39]). Большое число нейтронов, эмитированное из ядра до разрыва при температурах 1—3 МэВ свидетельствует, что делительное движение является медленным, происходит преимущественно в диффузионном режиме. Поэтому для описания процесса было решено воспользоваться редуцированным уравнением Ланжевена, соответствующим режиму сверхзатухания. Эти серьезные приближения предполагалось компенсировать систематичностью анализа экспериментального материала: по нуклонному составу делящихся ядер, по их энергиям возбуждения, по количеству различных наблюдаемых.

2.2. Динамическое уравнение КДСМ и квазистационарная скорость деления. Здесь мы обсудим формулы, которые ведут к согласованной «сшивке» ЛФДД с СМ. Начнем с аргументов в пользу необходимости модифицировать традиционный подход [39,40,43,72,79,80—84]. Например, мы использовали в [72] РУЛ в виде (12). Используя это или любое другое динамическое уравнение, скорость деления можно рассчитать как

$$R_f(t) = \frac{1}{(N_{\text{tot}} - N_f(t))} \frac{dN_f(t)}{dt}, \quad (21)$$

регистрируя число ланжевенских траекторий $N_f(t)$, которые достигли точки разрыва за время меньше t . N_{tot} — полное число траекторий.

В [72] после перехода от динамических расчетов к статистическим мы использовали бор-уилеровское выражение для делительной ширины, модифицированное учетом коррекционного крамерсова множителя (см. ф-лу (18)):

$$R_f^{KBW} = \hbar \frac{\omega_{sd} \omega_{gs}}{\beta T} R_f^{BW}. \quad (22)$$

Эта формула записана для случая сверхзатухания. Здесь R_f^{BW} — стандартное бор-уилеровское выражение для скорости деления [2] (см. ф-лу (20)), наиболее существенными ингредиентами которого в модели ферми-газа (МФГ) являются параметры a_n и a_f .

При значениях времени, больших времени задержки, скорости деления, вычисленные динамически (21) и статистически (22) для сверхзатухания, должны совпадать друг с другом. Однако в РУЛ (12) полностью отсутствует информация о координатной зависимости параметра плотности уровней, тогда как именно эта зависимость определяет различие между a_n и a_f в формуле Бора — Уилера. Как известно, отношение a_f/a_n часто используется как подгоночный параметр в СМ для воспроизведения данных о вероятностях деления [68,85—87]. С другой стороны, в формуле Бора — Уилера (20) отсутствует какая бы то ни было информация о точке разрыва. Таким образом, можно ожидать согласия между динамической и статистической скоро-

стями деления, только если координатная зависимость параметра плотности уровней и положение точки разрыва не играют никакой роли.

Фактически $R_f(t)$ обычно сравнивают с крамерсовой скоростью деления R_f^K [3]:

$$R_f^K = f_f \frac{T}{2\pi \hbar} e^{-B_f/T}. \quad (23)$$

Эту формулу можно получить из (18), (20), используя МФГ ($\rho(E) \sim \exp(2\sqrt{aE})$) и $T = \sqrt{E_{\text{tot}}^*}/a$ в приближении $B_f/E_{\text{tot}}^* \ll 1$, и предполагая, что параметры плотности уровней в основном состоянии и в седловой точке совпадают. Тогда

$$\begin{aligned} R_f^{BW} &= \frac{1}{2\pi \hbar \exp(2\sqrt{aE_{\text{tot}}^*})} \int_0^{E_{\text{tot}}^* - B_f} d\varepsilon \exp(2\sqrt{a(E_{\text{tot}}^* - B_f - \varepsilon)}) \simeq \\ &\simeq \frac{T}{2\pi \hbar} e^{-B_f/T}. \end{aligned} \quad (24)$$

Сравнение $R_f(t)$ и R_f^K проводилось в работах [51,79,82], и согласие обычно было удовлетворительным. Более того, в работе [79] показано, что это согласие сохраняется вплоть до $B_f/T > 0,5$, тогда как изначально формула Крамерса (23) была выведена для случая $B_f/T \gg 1$. К сожалению, все сравнения [51,79,82] проводились для случая координатно-независимого параметра плотности уровней и с точкой разрыва, лежащей далеко от седловой точки. Таким образом, несоответствие между динамическим и статистическим описанием скорости деления долгое время оставалось незамеченным.

Между тем известно, что для описания нагретой ядерной системы потенциальная энергия в динамических уравнениях должна быть заменена на свободную энергию $F(q, T)$ [88—90]. В МФГ, которая используется в дальнейшем, свободная энергия связана с параметром плотности уровней следующим образом:

$$F(q, T) = V(q) - a(q) T^2. \quad (25)$$

Деформационная зависимость гладкой части параметра плотности уровней появляется вследствие наличия градиента нуклонной плотности на поверхности ядра [91] и является общим физическим результатом [92]. Таким образом, информация о деформационной зависимости параметра

плотности уровней появляется в уравнении движения, которое приобретает вид

$$\frac{dq}{dt} = -\frac{1}{\eta} \left(\frac{\partial F}{\partial q} \right) \Big|_T + \sqrt{\left(\frac{T}{\eta} \right)} b(t). \quad (26)$$

Регулярная составляющая силы $K = -(\partial F / \partial q)|_T$ дается теперь производной от свободной энергии по делительной координате при постоянной температуре. Разумеется, выбор конкретного термодинамического потенциала является делом вкуса [93]. В дальнейшем мы будем использовать в этом качестве энтропию $S(E_{\text{tot}}^*, q)$, которая является функцией только q , поскольку полная энергия возбуждения $E_{\text{tot}}^*(q, S)$ остается постоянной.

Полная энергия возбуждения является суммой трех слагаемых: кинетической энергии коллективного движения E_{kin} , которая в случае сверхзатухания — порядка температуры ядра; потенциальной энергии $V(q)$ и внутренней энергии возбуждения E^* . Используя соотношение $F = E_{\text{tot}}^* - TS$ и пренебрегая E_{kin} , получаем для регулярной составляющей силы

$$K = -\partial F / \partial q|_T = T \partial S / \partial q|_{E_{\text{tot}}^*}. \quad (27)$$

Поскольку ядерная система замкнута, и E_{tot}^* остается постоянной, мы используем в дальнейшем полную производную по координате вместо частной:

$$T \left(\frac{\partial S}{\partial q} \right) \Big|_{E_{\text{tot}}^*} = T dS / dq = TS'. \quad (28)$$

Редуцированное уравнение Ланжевена тогда принимает вид

$$\frac{dq}{dt} = \frac{T}{\eta} S' + \sqrt{\left(\frac{T}{\eta} \right)} b(t). \quad (29)$$

В вычислениях, результаты которых обсуждаются ниже, использовано ферми-газовое выражение для энтропии

$$S(q) = 2 \sqrt{a(q) (E_{\text{tot}}^* - V(q))}. \quad (30)$$

Одна из причин, по которым в КДСМ используется энтропия вместо свободной энергии, состоит в том, что, будучи отнормирована на нуль в основном состоянии ядра, энтропия играет ту же роль, что и $(-V/T)$. Хорошо известно, что значение этого соотношения в седловой точке является важнейшим параметром стандартной СМ.

В [63] дан вывод модифицированного статистического выражения для скорости деления, которое призвано заменить R_f^K . Этот вывод базируется на понятии среднего времени достижения границы (СВДГ) (mean first passage time (MFPT)), которое широко используется во многих областях физики и химии (см., например, [48—50,94]). Величина, обратная СВДГ, интерпретируется обычно как средняя скорость деления R_{MFPT} :

$$R_{\text{MFPT}} = \frac{T}{\eta} \left\{ \int_{q_{gs}}^{q_{sc}} dy e^{-S(y)} \int_{-\infty}^y dz e^{S(z)} \right\}^{-1}. \quad (31)$$

Это решение соответствует начальному положению частицы в основном состоянии q_{gs} . Формула (31) обобщает на случай нагретых замкнутых систем результат, полученный Андроновым, Понтрягиным и Виттом 60 лет назад [95].

Таким образом, замена потенциала энтропией позволила вывести динамическое уравнение, содержащее информацию о параметре плотности уровней, и выражение для статистической скорости деления, которое включает в себя положение точки разрыва. Несогласованность, присущая формулам (12) и (22), использованным в [72], устраняется заменой их на (29) и (31) соответственно.

В реальных расчетах использование формулы (31), связанное с многократным вычислением двойного интеграла для различных A , Z , энергий возбуждения и угловых моментов, потребовало бы нереально большого машинного времени при переходе в статистическую ветвь модели. Чтобы избежать этого, мы заменяем (31) приближенным выражением, которое получается путем оценки интегралов по методу перевала. При этом внутреннее интегрирование надо распространить до бесконечности ($y \rightarrow \infty$) и положить во внешнем интеграле $q_{gs} \rightarrow -\infty$. Результирующее приближенное выражение для скорости деления имеет вид

$$R_{\text{app}} = \frac{\tilde{\omega}_{gs} \tilde{\omega}_{sd}}{2\pi\beta} \exp [S(q_{gs}) - S(q_{sd})] \times \\ \times 2(1 + \operatorname{erf} [(q_{sc} - q_{sd}) \tilde{\omega}_{sd} \sqrt{m/2T}])^{-1}. \quad (32)$$

Седловая точка и основное состояние определяются стационарными точками энтропии, а не потенциальной энергии, как это обычно делалось. Частоты $\tilde{\omega}_{gs} = \sqrt{|S''|_{gs}} T/m$ и $\tilde{\omega}_{sd} = \sqrt{S''_{sd}} T/m$ вычисляются теперь через вторые производные от энтропии в стационарных точках.

Из формулы (32) очевидно также влияние точки разрыва на скорость деления. Если точка разрыва находится далеко от седловой точки,

$\text{erf} [(q_{sc} - q_{sd}) \tilde{\omega}_{sd} \sqrt{m/2T}] \rightarrow 1$. Если седловая точка и точка разрыва совпадают, то функция ошибок стремится к нулю, и это приводит к увеличению R_{app} в два раза по сравнению с предыдущей ситуацией. Необходимость модификации формулы Крамерса в случае, если седловая точка и точка разрыва близки друг к другу, отмечалась Струтинским в [4].

Формула Крамерса [3] для R_K в случае сверхзатухания получается из (32), если параметр плотности уровней не зависит от деформации, точка разрыва лежит вдали от седловой точки, и $E_{\text{tot}}^* \gg V(q_{sd}) > V(q_{gs})$:

$$R_K = -\frac{\omega_{gs} \omega_{sd}}{2\pi\beta} \exp \{(-V(q_{sd}) + V(q_{gs}))/T\}, \quad (33)$$

где $\omega_{gs} = \sqrt{V''_{gs}/m}$ и $\omega_{sd} = \sqrt{|V''_{sd}|/m}$ связаны теперь с кривизной потенциальной энергии в стационарных точках.

Для того чтобы иметь возможность производить систематические вычисления наблюдаемых в широком диапазоне ядер, необходимо было разработать алгоритм быстрого вычисления потенциальной энергии и параметра плотности уровней как функций деформации. Эти вопросы рассматриваются ниже.

2.3. Потенциальная энергия [78]. Поскольку мы будем иметь дело главным образом с нагретыми ядрами, оболочечные поправки можно игнорировать. В КДСМ используется жидкокапельный набор параметров Майерса и Святецкого [96]. Потенциальная энергия дается выражением

$$V(A, Z, L, q) = a_2(1 - kI^2) A^{2/3} (B_s(q) - 1) + c_3 \frac{Z^2}{A^{1/3}} (B_C(q) - 1) + c_r L^2 A^{-5/3} B_r(q). \quad (34)$$

Здесь мы опустили члены, не зависящие от делительной координаты q . Согласно [96] параметры в (34) имеют следующие значения:

$$a_2 = 17,9439 \text{ МэВ}, \quad c_3 = 0,7053 \text{ МэВ}, \quad k = 1,7826, \\ c_r = 34,50 \text{ МэВ}. \quad (35)$$

Мы не учитываем поправки, связанные с конечным радиусом ядерных сил, т.к. нам не известен способ учета таких поправок в параметре плотности уровней, а для потенциальной энергии и параметра плотности уровней желательно иметь один и тот же порядок точности.

Для вычисления величин $B_s(q)$, $B_C(q)$ и $B_r(q)$ мы используем c , h , α параметризацию [97]. Рассматривается только симметричный случай ($\alpha = 0$). В случае сверхзатухания, который мы исследуем, система «ползет»

по дну долины деления, которая характеризует одномерный потенциал. Оказывается, что дно долины деления индивидуального ядра проходит вблизи последовательности седловых точек различных ядер. В той области, где h_{sd} является однозначной функцией q_{sd} , можно параметризовать B_s как функцию деформации следующим образом:

$$B_s = \begin{cases} 1 + 0,464/9 \cdot (q - 0,375)^2, & \text{если } q < 0,452; \\ 0,983 + 0,439 \cdot (q - 0,375), & \text{если } q \geq 0,452. \end{cases} \quad (36)$$

Для вычисления B_C используется приближенная формула, с помощью которой барьеры деления B_f выражаются через параметр делимости X [98]:

$$\frac{B_f}{E_{ssp}} = \begin{cases} 0,2599 - 0,2151X - 0,1643X^2 - 0,0673X^3, & \text{если } X < 0,6; \\ 0,7259Y^3 - 0,3302Y^4 + 0,6387Y^5 \\ + 7,8727Y^6 - 12,0061Y^7, & \text{если } X > 0,6. \end{cases} \quad (37)$$

Здесь, $Y = 1 - X$, а E_{ssp} — поверхностная энергия сферического ядра с делимостью X . Зависимость межцентрового расстояния в седловой точке q_{sd} от параметра делимости, которая замыкает нашу одномерную параметризацию потенциальной энергии для нулевого углового момента, имеет вид

$$q_{sd} = 0,375 + \frac{0,875}{1 + \exp(20(X - 0,74))}. \quad (38)$$

Величина $B_r(q)$, задействованная в формуле (34), пропорциональна обратному твердотельному моменту инерции. В (c, h) -параметризации она определяется как

$$\begin{aligned} B_r &= J_{\parallel}^{-1}, \quad \text{если } J_{\perp} < J_{\parallel} \quad \text{и } q > 0,375, \\ B_r &= J_{\perp}^{-1} \quad \text{во всех остальных случаях;} \\ J_{\perp} &= c^2 \{1 + c^{-3} + 4B_{sh} [2c^3 + (4/15) B_{sh} c^3 - 1]/35\}/2, \\ J_{\parallel} &= c^2 \{c^{-3} + 4B_{sh} [(4/15) B_{sh} c^3 - 1]/35\}. \end{aligned} \quad (39)$$

Параметр формы ядра B_{sh} и наша коллективная координата q выражаются через c и h следующим образом:

$$\begin{aligned} B_{sh}(c, h) &= 2h + (c - 1)/2, \\ q(c, h) &= \frac{3}{8} c \left(1 + \frac{2}{15} B_{sh} c^3 \right). \end{aligned} \quad (40)$$

$$(41)$$

Наша одномерная параметризация неприменима для очень легких ядер, т.к. $h_{sd}(q_{sd})$ и $q_{sd}(X)$ перестают быть однозначными функциями. Поэтому параметризация работает, только если $X \geq 0,55$. Это, однако, не вызывает слишком больших трудностей при практических расчетах, т.к. легкие ядра делятся главным образом при высоких угловых моментах, которые эффективно увеличивают параметр делимости.

Описанная здесь параметризация позволяет достаточно быстро производить вычисления для всех случаев, представляющих практический интерес.

2.4. Параметр одночастичной плотности состояний и его зависимость от деформации [78]. Для адекватного описания процесса деления параметр плотности уровней и его зависимость от деформации играют столь же важную роль, как и потенциальная энергия. Пренебрегая поправками на кривизну поверхности, гладкую часть одночастичного параметра плотности уровней можно записать в виде [92]

$$a(q) = \tilde{a}_1 A + \tilde{a}_2 A^{2/3} B_s(q). \quad (42)$$

Следуя Смиренину с соавторами [87], мы выбрали из многих возможностей наиболее слабую координатную зависимость, которая не противоречит экспериментальным данным. Она соответствует теоретическому результату Игнатьюка с соавторами [91], полученному для потенциала Вудса — Саксона:

$$\tilde{a}_1 = 0,073 \text{ МэВ}^{-1} \quad \text{и} \quad \tilde{a}_2 = 0,095 \text{ МэВ}^{-1}. \quad (43)$$

Интересно отметить, что в более грубом приближении прямоугольной или трапецидальной ямы коэффициент $\tilde{a}_2$ меняет не только абсолютную величину, но даже знак.

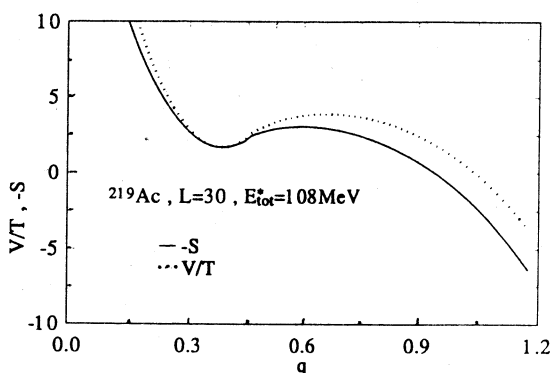
Пока мы преследуем цель построить согласованное динамическое и статистическое описание процесса деления, поэтому конкретная величина коэффициента $\tilde{a}_2$ не имеет значения. Напротив, в следующем разделе, при сравнении результатов расчета с экспериментальными данными, численное значение $\tilde{a}_2$ окажется чрезвычайно важным.

После того как выбраны параметры жидкокапельной потенциальной энергии и параметр плотности уровней, энтропия S становится функцией массового и зарядового чисел, углового момента, координаты и полной энергии возбуждения:

$$S(A, Z, L, q, T) = 2 \sqrt{\alpha(A, q) (E_{\text{tot}}^* - V(A, Z, L, q))}. \quad (44)$$

Больше свободных подгоночных параметров ни в динамической, ни в статистической ветви модели нет, за исключением коэффициента затухания β , который входит в обе из них. Естественнo предположить, что

Рис.4. Потенциальная энергия, деленная на температуру (пунктир), и энтропия, взятая с обратным знаком и нормированная на нуль в основном состоянии невращающегося ядра (сплошная линия), как функции делительной координаты. Расчет выполнен для ядра ^{219}Ac при угловом моменте $L = 30$ и $E_{\text{tot}}^* = 108$ МэВ.[78]



этот коэффициент является универсальным для всех ядер. Таким образом, подгоночные параметры типа $a_n, a_f/a_n$ и B_f для индивидуальных ядер в нашей модели отсутствуют, что мы рассматриваем как серьезное преимущество по сравнению с макроскопической стандартной СМ.

2.5. Согласованность динамического и статистического описания скорости деления [78]. Начнем обсуждение результатов с рис.4. Традиционно [3,94] скорость деления определяется отношением разности потенциальных энергий в седловой точке и основном состоянии к температуре (см. ф-лу (33)), тогда как в нашем подходе эту роль играет разность соответствующих энтропий, как и в наиболее рафинированном варианте СМ [99]. Поэтому мы сравниваем на рис.4 потенциальную энергию $V(q)$, поделенную на температуру, с энтропией, взятой с обратным знаком и нормированной на нуль в основном состоянии невращающегося ядра на примере ^{219}Ac . Видно, что по сравнению с потенциальной энергией барьер энтропии не только понижается, но и сдвигается в сторону более компактных конфигураций. Причиной обоих эффектов является координатная зависимость параметра плотности уровней.

Интересно проследить, как ведут себя потенциальные энергии, и особенно энтропии, как функции деформации для ядер с разными параметрами делимости. Особенности этого поведения хорошо видны на рис.5. На рис.5,а показаны V и $(-ST)$, на рис.5,б — $(-S)$ и V/T . И потенциал, и энтропия нормированы на нуль в основном состоянии. Расчеты выполнены для сравнительно низкой энергии возбуждения ≈ 50 МэВ и нулевого углового момента. При любом представлении результатов виден переход от легких систем с высоким барьером и седловой точкой, лежащей близко к точке разрыва, к тяжелым системам с низким барьером и длинным спуском. Эти черты, хорошо известные для потенциальной энергии, сохраняются и для энтропии (взятой с обратным знаком и соответствующим образом нормиро-

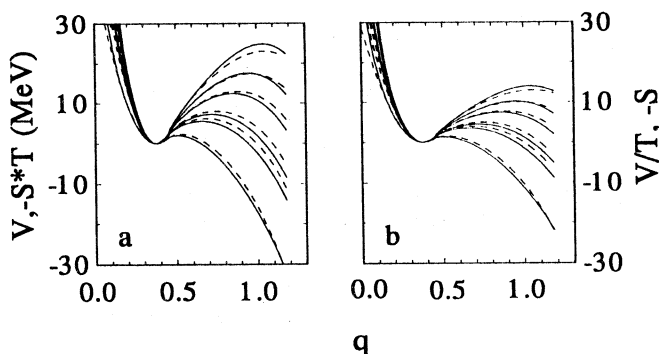
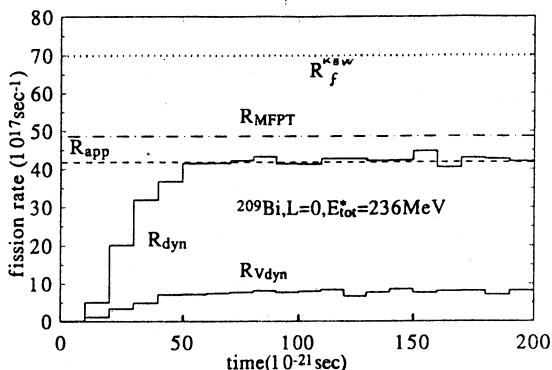


Рис.5. а) Потенциал $V(q)$ (пунктир) и энтропия (с обратным знаком), умноженная на температуру $-ST$ (сплошные линии), как функции делительной координаты q для ^{178}W ($X = 0,637$), ^{188}Pt ($X = 0,671$), ^{200}Pb ($X = 0,701$), ^{213}Fr ($X = 0,743$), ^{224}Th ($X = 0,763$) и ^{251}Es ($X = 0,834$) (сверху вниз). Вычисления сделаны с параметром плотности уровней [91] при $L = 0$ и $E_{\text{tot}}^* = 50$ МэВ [63]. б) Потенциал, деленный на температуру $V(q)/T$ (пунктир), и энтропия с обратным знаком $-S$ (сплошные линии) как функции делительной координаты q для тех же систем [63]

ванной). Для качественного понимания результатов КДСМ на языке энтропии следует отождествлять ее с потенциалом, деленным на температуру. Например, $-S_{sd} = 2$ означает, что барьер деления (в МэВ) приблизительно вдвое больше температуры, и использование статистического подхода оправданно; $-S_{sd} = 0,2$ означает, что барьер деления в пять раз меньше температуры, и, во избежание ошибок по порядку величины, необходимо подходить к задаче динамически. Обсуждение деталей взаимного положения $-S$ и V/T можно найти в работе [63].

На рис.6 демонстрируется сравнение динамического и статистического описания скоростей деления. Здесь и дальше до конца этого раздела $\beta = 15 \cdot 10^{21} \text{ с}^{-1}$, что соответствует сверхзатуханию. Как и следовало ожидать, динамическая скорость деления $R_{V \text{ dyn}}$, вычисленная традиционным образом с использованием уравнения (12), не согласуется со статистической делительной шириной R_f^{KBW} (формула (22)), которая широко использовалась ранее [22,23,26,66,72]. Если $R_{V \text{ dyn}}$ недооценивает истинное значение

Рис.6. Скорости деления, вычисленные с помощью традиционных формул ($R_{V\text{dyn}}$ — РУЛ (12), R_f^{KBW} — (22)), сравниваются с результатами модифицированного подхода (R_{dyn} — РУЛ (29), R_{MFPT} — (31) и R_{app} — (32)). Вычисления произведены с параметром плотности уровней [91] для $E_{\text{tot}}^* = 50$ МэВ.[78]



скорости деления R_{MFPT} , игнорируя эффекты поверхности в параметре плотности уровней, то R_f^{KBW} , наоборот, переоценивает влияние этих эффектов, т.к. включает в себя отношение a_f/a_n , где значение a_f берется в седловой точке *потенциальной энергии*, которая деформирована заметно больше, чем седловая точка *энтропии*. В итоге R_f^{KBW} превосходит $R_{V\text{dyn}}$ более чем на порядок.

В нашем согласованном подходе значение R_{dyn} , вычисленное из решения уравнения (29), близко к модифицированному статистическому выражению для R_{MFPT} — (31). В данном конкретном примере приближенное выражение для статистической скорости деления R_{app} (32) даже согласуется с динамическим результатом точно, но это, конечно, случайное совпадение.

Сравнение динамического и статистического описания процесса показано на рис.7 для распределения по деформациям тех частиц, которые еще не достигли точки разрыва. Картина, разумеется, изменяется во времени, пока устанавливается квазистационарный ток через барьер. На рис.7 представлена «отрелаксировавшая» ситуация, соответствующая моменту времени $2 \cdot 10^{-19}$ с. Сравниваются распределения частиц, соответствующие каноническому ($\exp(-V(q)/T)$) и микроканоническому ($\exp(S(q))$) ансамблям. Видно, что второе распределение гораздо лучше согласуется с динамическим, чем первое.

Перейдем теперь к обсуждению согласованности динамической (21), (29) и статистической («точной» (31) и приближенной (32)) скоростей деления для разных энергий возбуждения, угловых моментов и значений параметра делимости.

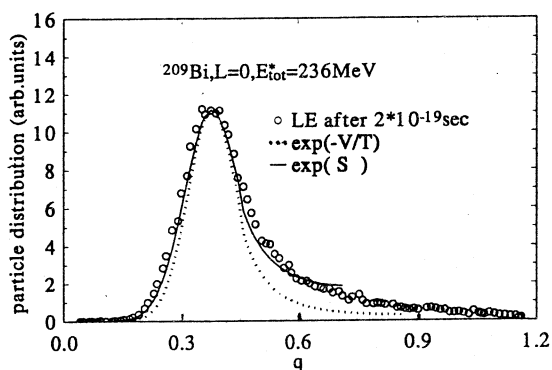


Рис.7. Распределение частиц, которое возникает в ЛФДД при использовании РУЛ (29) к моменту времени $2 \cdot 10^{-19}\text{ с}$ (○) и равновесные распределения, полученные с использованием потенциала (пунктир) и энтропии (сплошная линия). Значения всех трех распределений в максимуме приняты одинаковыми.[78]

На рис.8,*a* показана зависимость квазистационарного значения R_{dyn} от энергии возбуждения для ядра ^{209}Bi при нулевом угловом моменте. Заметим, что абсолютное значение R_{dyn} покрывает почти два порядка величины. Для сравнения R_{dyn} со статистической скоростью деления показаны отношения $R_{\text{MFPT}}/R_{\text{dyn}}$ и $R_{\text{app}}/R_{\text{dyn}}$. Отклонения этих отношений от единицы, как видно из рисунка, не превосходят 20%. R_{MFPT} и R_{app} отклоняются друг от друга приблизительно на столько же. Видно, что точное совпадение R_{app} с R_{dyn} на рис.6 действительно случайность. Такая же проверка согласованности динамической и статистической ветвей КДСМ для различных значений угловых моментов производится на рис. 8,*b* на примере ^{209}Bi при $E^* = 108\text{ МэВ}$. Только для очень высоких угловых моментов наблюдается расхождение между динамикой и статистикой более чем на 25%. В практических вычислениях для таких больших угловых моментов переход в статистическую ветвь не используется, т.к. ядра делятся быстро в динамическом режиме. На рис.8,*c* сравниваются различные методы вычисления скоростей деления в широком диапазоне параметра делимости составного ядра при нулевом угловом моменте и $E^* = 288\text{ МэВ}$. Для малых значений X R_{MFPT} и R_{app} превосходят R_{dyn} , с возрастанием параметра делимости эта тенденция сменяется противоположной. Отклонения R_{MFPT} и R_{app} от R_{dyn} для не слишком малых X вновь не превосходят 25%. Как уже упоминалось, для легких ядер ($X \leq 0,55$) при нулевом моменте наша модель теряет применимость. Нарастающие в области тяжелых ядер отклонения отношений $R_{\text{MFPT}}/R_{\text{dyn}}$ и $R_{\text{app}}/R_{\text{dyn}}$ от единицы несущественны, т.к. в практических вычислениях для таких ядер переход в статистическую ветвь не используется.

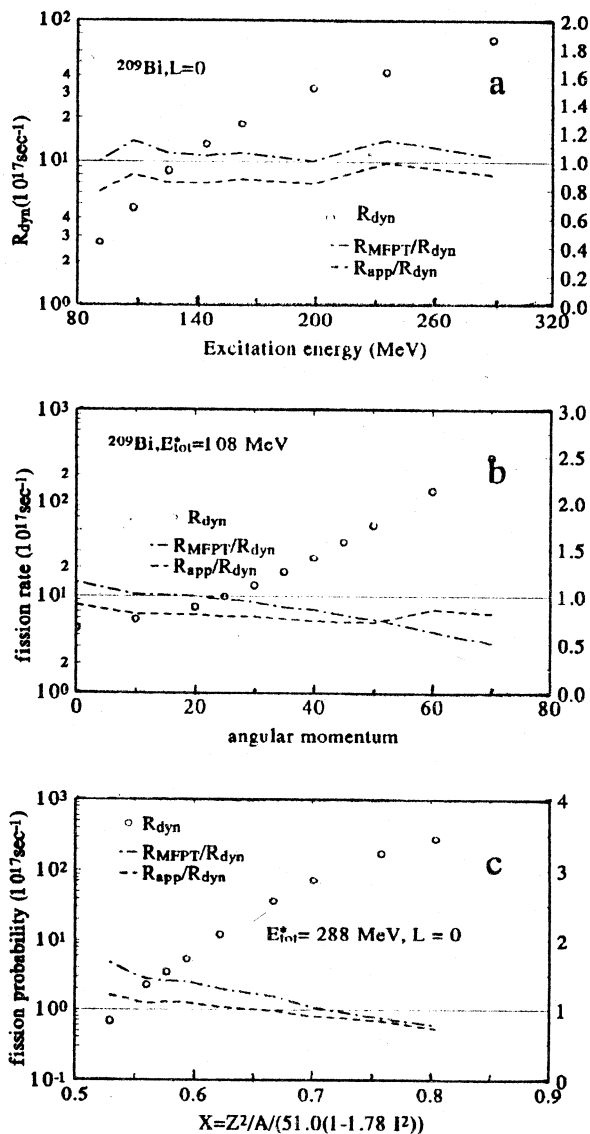


Рис.8. Квазистационарная скорость деления, полученная динамически, R_{dyn} (○, левая ось) и отношения $R_{\text{MFPT}}/R_{\text{dyn}}$ (штрихпунктир) и $R_{\text{app}}/R_{\text{dyn}}$ (пунктир), вычисленные а) для ^{209}Bi при $L=0$ как функции внутренней энергии возбуждения, б) для ^{209}Bi при $E_{\text{tot}}^* = 108 \text{ МэВ}$ как функция углового момента, в) для $L=0$ при $E_{\text{tot}}^* = 288 \text{ МэВ}$ как функция параметра делимости.[78]

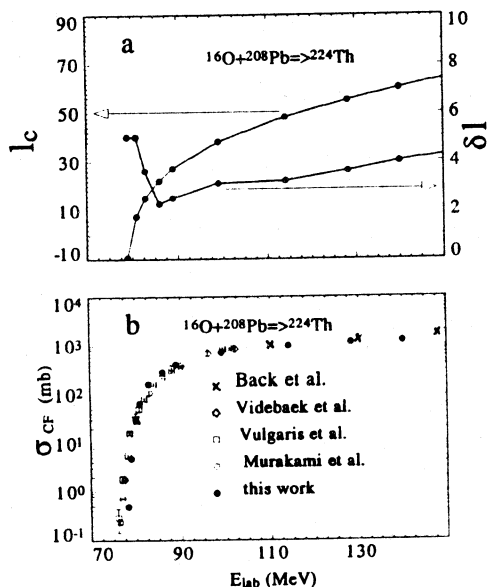


Рис.9. а) Параметры распределения составных ядер по спину l_c и δl , извлеченные из расчетов в модели поверхностного трения [56,101,102], для $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$ как функции лабораторной энергии. б) Экспериментальные сечения деления для $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{224}\text{Th}$: x — [108], $\diamond$ — [109], $\square$ — [110], o — [111], сравниваются с результатами расчетов в модели поверхностного трения [56, 101,102] (•), [73]

2.6. Распределение составных ядер по спином [63,72,74].

Большое влияние на значения наблюдаемых оказывает распределение составных ядер по спином. В работах [63,72,73, 100] мы использовали для этой

цели модель поверхностного трения (Surface Friction Model), разработанную Фребрихом с соавторами [56,101,102] для описания слияния и глубоконеупругих столкновений тяжелых ионов (не путать с поверхностной однотельной диссипацией!). Эта модель базируется на однотельном механизме диссипации, предложенном Гроссом с соавторами [8], и уравнениях Ланжевена для коллективных переменных, в роли которых выступает межцентровое расстояние и деформации сталкивающихся ядер. После выполнения вычислений парциальные сечения слияния аппроксимировались формулой

$$\sigma(l) = \frac{2\pi}{k^2} \frac{2l + 1}{1 + \exp\left(\frac{l - l_c}{\delta l}\right)}, \quad (45)$$

которая использовалась в КДСМ в качестве весовой функции по парциальным волнам при динамических и статистических расчетах. Типичная зависимость параметров l_c и δl от энергии налетающего иона на примере реакции $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{224}\text{Th}$ показана на рис.9,а. Поведение параметра диффузности δl как функции энергии может быть понято на основе простой формулы для среднеквадратичного смещения свободной броуновской частицы: $\langle y^2 \rangle \sim Tt$. При больших энергиях температура становится выше, амплитуда флуктуаций увеличивается, и параметр диффузности возра-

стает. При малых энергиях относительное движение сливающихся ядер становится медленным, и слабые (из-за низкой температуры) флуктуации имеют достаточно времени, чтобы заметно отклонить систему от среднего пути в фазовом пространстве. В результате диффузность с уменьшением энергии опять возрастает, но уже по другой причине, чем в случае больших энергий. Минимальное значение δl достигается при промежуточных значениях энергии налетающей частицы.

На рис.9, *b* на примере реакции $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{224}\text{Th}$ показано качество согласия сечений слияния, рассчитанных в модели поверхностного трения [56, 101], с экспериментальными, которое является типичным для реакций, обсуждаемых в следующих двух разделах.

Позже была предложена параметризация l_c и δl , полученных в рамках модели поверхностного трения [74]. Для l_c эта параметризация имеет следующий вид:

$$l_c = 0,22 \sqrt{(A_p \cdot A_t / A_{cn})} (A_p^{1/3} + A_t^{1/3}) \times \\ \times (1,5 + 0,93 \sqrt{(E_{cm} - V_c)}), \quad (46)$$

если энергия налетающей частицы в системе центра масс E_{cm} больше высоты барьера слияния V_c , для которой используется простая кулоновская подстановка

$$V_c = 5/3 \cdot a_c \cdot Z_p \cdot Z_t / (A_p^{1/3} + A_t^{1/3} + 1,6) \quad (47)$$

с $a_c = 0,7053$ МэВ. При $E_{cm} - V_c > 120$ МэВ

$$l_c = 2,5 \sqrt{(A_p \cdot A_t / A_{cn})} (A_p^{1/3} + A_t^{1/3}). \quad (48)$$

Труднее параметризовать диффузность распределения составных ядер по спинам. Мы предложили для этой цели следующую подстановку:

$$\delta l = \begin{cases} (A_p \cdot A_t)^{3/2} \cdot 10^{-5} \cdot (3 + 0,04 E) & \text{для } E > 0; \\ (A_p \cdot A_t)^{3/2} \cdot 10^{-5} \cdot (3 - 0,08 E) & \text{для } E < 0. \end{cases} \quad (49)$$

Здесь $E = E_{cm} - V_c - 10$ МэВ. Рисунок 10 иллюстрирует качество нашей параметризации. Оно далеко не безупречно, однако полезно иметь в виду следующее. Отклонения кривой, построенной по формулам (49), от «точных» значений (которые, в свою очередь, извлечены из результатов расчета в модели поверхностного трения) в подбарьерной области не имеют значения, поскольку параметризация изначально предназначена для того, чтобы быстро получать распределения составных ядер по спинам при $E_{cm} > V_c$. Точные значения δl важны, главным образом, для легких составных систем в силу их малой делимости, а наиболее серьезные против-

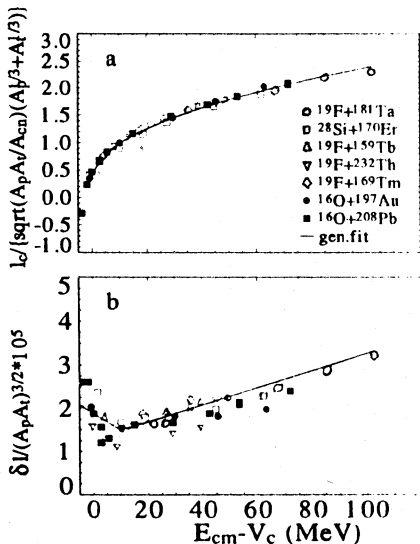


Рис.10. Результаты расчета параметров l_c и δl распределения составных ядер по спине с помощью модели поверхностного трения [56,101,102] сравниваются с расчетом по аппроксимирующим формулам (46)–(49). [74]

речия между параметризацией и точными δl возникают для сравнительно тяжелых систем ($^{16}\text{O} + ^{197}\text{Au}$, $^{19}\text{F} + ^{232}\text{Th}$), которые все равно делятся почти на 100%.

2.7. Алгоритм вычислений в КДСМ. Вычисления в КДСМ производятся по следующему алгоритму, который иллюстрируется рис.11.

Ланжевеновские динамические расчеты начинаются из основного состояния с полной энергией возбуждения E_{tot}^* и угловым моментом l . При этом число траекторий с данными начальными условиями пропорционально парциальному сечению слияния, вычисленному из модели поверхностного трения или согласно параметризации из предыдущего пункта. РУЛ в дискретной форме имеет вид

$$q_{n+1} = q_n + \frac{T}{\eta} \left(\frac{dS}{dq} \right)_n \theta + \sqrt{T\theta/\eta} b'(t). \quad (50)$$

Здесь $b'(t)$ — нормально распределенная случайная величина с дисперсией 2. Эмиссия легких частиц и гамма-квантов в динамической ветви моделируется следующим образом [72]. Для каждого шага по времени θ вычисляются ширины распада Γ_v ($v = n, p, \alpha, d, \gamma$). При этом используют формулы для сечений обратных реакций для частиц [103], которые наилучшим образом аппроксимируют точные расчеты с оптическими потенциалами, и формула для ширины эмиссии гигантского дипольного гамма-кванта [104,105]. Затем разыгрывается равномерно распределенное на отрезке (0,1) случайное число ξ , которое сравнивается с отношением величины шага интегрирования РУЛ к среднему времени эмиссии τ_{part} ($(0 \leq \xi \leq 1; \tau_{\text{part}} = \hbar \Gamma_{\text{tot}}, \Gamma_{\text{tot}} = \sum_v \Gamma_v)$). Если $\xi < \theta/\tau_{\text{part}}$, акт эмиссии считается состоявшимся, и сорт эмитированной частицы разыгрывается по обычной монте-карловской схеме в соответствии с парциальными

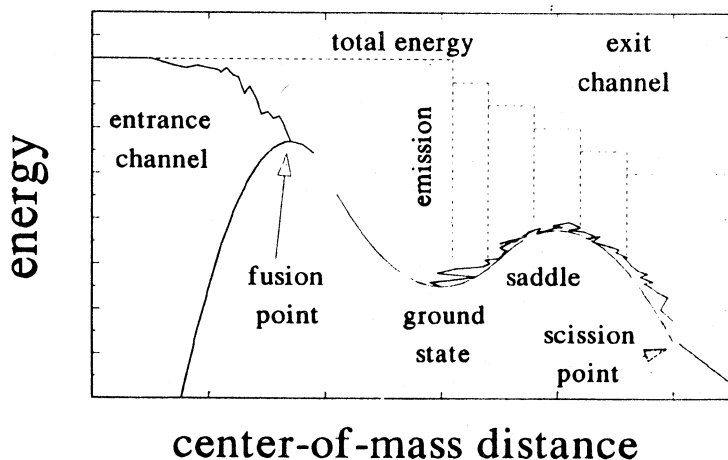


Рис.11. Качественная иллюстрация логики вычислений в КДСМ.[74]

ширинами распада, $\Gamma_v/\Gamma_{\text{tot}}$. Эта процедура воспроизводит, в частности, закон радиоактивного распада и является численной реализацией его дифференциальной формы. Энергия эмитированной частицы вычисляется методом Неймана. Роль образующей функции выполняет подынтегральная функция в выражении для Γ_v . После каждого акта эмиссии энергия возбуждения, потенциал и температура пересчитываются, и динамические расчеты продолжаются. Потеря углового момента учитывается в грубом приближении: считается, что в среднем нейтрон уносит $1\hbar$, протон — $1\hbar$, альфа-частица — $2\hbar$, дейтрон — $2\hbar$, а гамма-квант — $1\hbar$. Эти величины соответствуют верхней оценке результата, полученного в стандартной СМ методом Хаузера — Фешбаха [71,106].

В конце концов динамическая траектория или достигает точки разрыва (в этом случае «регистрируется» событие деления), или внутренняя энергия частицы, все еще не достигшей седловой точки ($q < q_{sd}$), уменьшается до величины

$$E^* < \min(B_v, B_f), \quad (51)$$

где B_v — энергия связи частицы типа v , а B_f — барьер деления, и событие регистрируется как остаток испарения.

Если ни то, ни другое не произошло за некоторое заданное изначально время $t = t_d$, и разница между энтропией в основном состоянии и энтропией в седловой точке превосходит некоторое наперед заданное значение S_{STAT} :

$$S(q_{gs}) - S(q_{sd}) > S_{\text{STAT}}, \quad (52)$$

то осуществляется переход в статистическую ветвь модели. Если соотношение (52) не выполнено, динамические расчеты продолжаются.

На рис.12 показаны вычисленные в КДСМ для ^{200}Pb при $E_{\text{tot}}^* = 150$ МэВ множественности предразрывных нейтронов как функции параметров t_d и S_{STAT} . Видно, что $\langle n_{\text{pre}} \rangle$ и две составляющие этой множественности — часть, эмитированная до барьера, $\langle n_{gs} \rangle$, и нейтроны, испарившиеся на спуске, $\langle n_{ss} \rangle$, перестают зависеть от конкретных значений t_d при $t_d > 30 \cdot 10^{-21}$ с (рис.12,a). Значение S_{STAT} перестает влиять на $\langle n_{\text{pre}} \rangle$ и составляющие этой множественности при $S_{\text{STAT}} > 1,5$ (рис.12,b). Конкретные значения параметров t_d и S_{STAT} , которые были использованы в расчетах: $t_d = 100 \cdot 10^{-21}$ с и $S_{\text{STAT}} = 2$, гарантируют, таким образом, независимость физических результатов от параметров «переключения» в статистическую ветвь.

После перехода в статистическую ветвь парциальные ширины для испускания частиц Γ_v вычисляются, как и в динамической ветви, а делительная ширина $\Gamma_f = \hbar R_{\text{app}}$ — через модифицированную скорость деления (32). Для

разыгрывания «многошансового» деления и последовательной эмиссии частиц используется обычная монте-карловская процедура. После каждого акта эмиссии

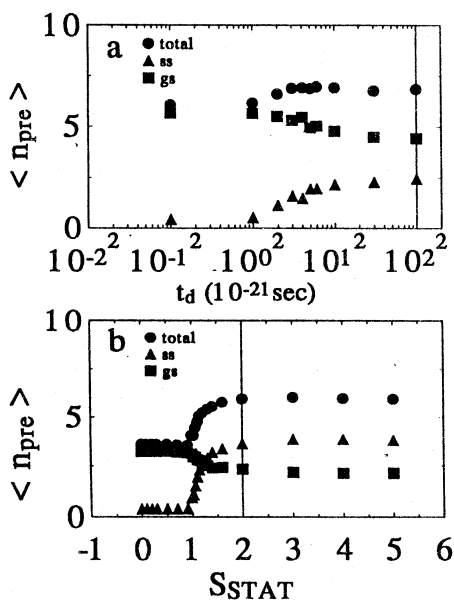


Рис.12. Результаты расчета множественности предразрывных нейтронов ($\bullet$) для ^{200}Pb при полной энергии возбуждения 150 МэВ как функции а) времени t_d , в течение которого производятся ланжевенновские расчеты; б) параметра S_{STAT} . Вклады предделительных (gs) и спусковых (ss) нейтронов в $\langle n_{\text{pre}} \rangle$ также показаны. Все функции обнаруживают насыщение при $t_d > 30 \cdot 10^{-21}$ с и $S_{\text{STAT}} > 1,5$. Вычисления выполнены для $L = 50$ и $S_{\text{STAT}} = 2$ в случае (а), и для $L = 60$ и $t_d = 0$ в случае (б). [63]

энергия возбуждения и угловой момент пересчитываются, и вычисления продолжаются, пока не произойдет деление, или энергия возбуждения не станет достаточно малой, чтобы выполнить условие (52). Тогда событие регистрируется как остаток испарения.

3. АНАЛИЗ СЕЧЕНИЙ ДЕЛЕНИЯ И МНОЖЕСТВЕННОСТЕЙ ПРЕДРАЗРЫВНЫХ НЕЙТРОНОВ [63,74,75]

3.1. Роль согласованности динамического и статистического описания скорости деления для анализа экспериментальных данных. В первом пункте предыдущего раздела мы обсуждали необходимость согласованного описания динамической и квазистационарной стадий процесса деления с общетеоретической точки зрения. Здесь мы покажем, что и анализ экспериментальных данных заставляет произвести модификацию, описанную в предыдущем разделе.

В работе [72] были вычислены множественности предразрывных нейтронов $\langle n_{\text{pre}} \rangle$ и вероятности деления P_f для реакции $^{19}\text{F} + ^{181}\text{Ta} \rightarrow ^{200}\text{Rb}$. Оказалось, что соответствующие расчетные функции возбуждения согласуются с экспериментом при $\beta = 3 \cdot 10^{21} \text{ c}^{-1}$. При этом были использованы барьеры Сирка [107] и параметр плотности уровней $a(q)$ Токе и Святецкого [69]. Для описания динамики процесса использовалось уравнение (12), а статистическая скорость деления вычислялась согласно (22). В том же подходе удастся воспроизвести функции возбуждения $\langle n_{\text{pre}} \rangle$ и P_f для реакций $^{16}\text{O} + ^{142}\text{Nd} \rightarrow ^{158}\text{Er}$ и $^{19}\text{F} + ^{232}\text{Th} \rightarrow ^{251}\text{Es}$, но с другими значениями коэффициента затухания: $\beta = 20 \cdot 10^{21} \text{ c}^{-1}$ и $\beta = 7 \cdot 10^{21} \text{ c}^{-1}$ соответственно [63]. Результаты этих расчетов иллюстрируются рис.13. Такая ситуация не может быть признана удовлетворительной, поскольку мы убеждены, что физически разумный коэффициент затухания должен быть универсальным параметром для разных систем. Это убеждение подкрепляется примером, показанным на рис.14. Как видно из этого рисунка, коэффициент затухания, рассчитанный методом Вернера — Уилера [9] для двухтельной вязкости вдоль долины деления для ядер в широком диапазоне Z и A , ведет себя как универсальная функция делительной координаты q .

Итак, традиционный подход, основанный на уравнениях (12), (22) неудовлетворителен не только из чисто теоретических соображений. Он не позволяет извлечь универсальный параметр β из анализа экспериментальных данных.

3.2. Выбор численных значений для коэффициентов деформационной зависимости параметра плотности уровней. Ситуация меняется, когда мы используем КДСМ, базирующуюся на уравнениях (29), (32) и энтропии,

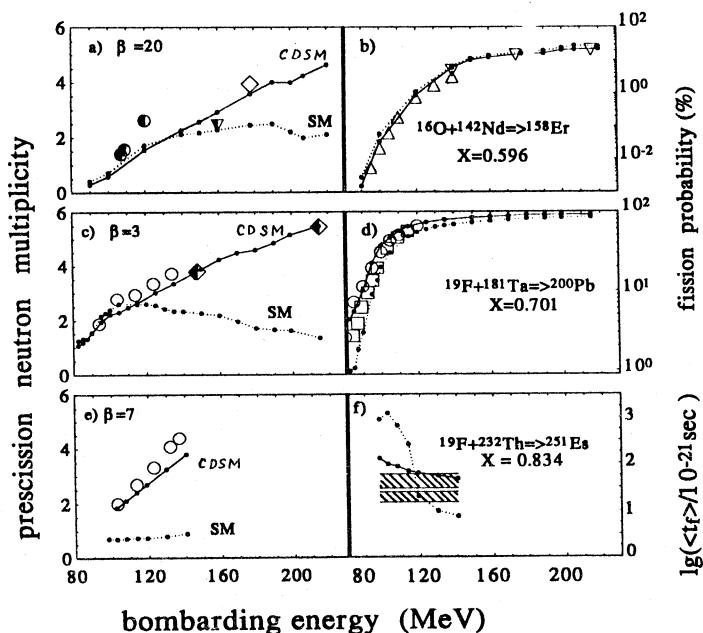
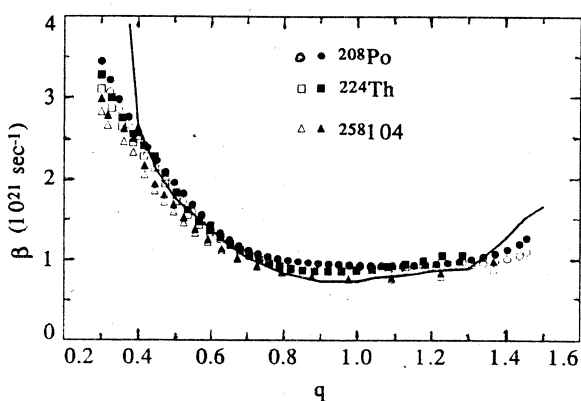


Рис.13. Множественности предразрывных нейтронов $\langle n_{\text{pre}} \rangle$ и вероятности деления P_f для $^{16}\text{O} + ^{142}\text{Nd} \rightarrow ^{158}\text{Er}$, $^{19}\text{F} + ^{181}\text{Ta} \rightarrow ^{200}\text{Pb}$ и $^{19}\text{F} + ^{232}\text{Th} \rightarrow ^{251}\text{Es}$ ($P_f = 100\%$), вычисленные с использованием УЛ (12) и модифицированной формулы Бора — Уилера (22) (точки, соединенные сплошными линиями), сравниваются с экспериментальными данными. Согласия удастся достичь лишь при использовании различных значений β : ^{158}Er ($\beta = 20 \cdot 10^{21} \text{ c}^{-1}$), ^{251}Es ($\beta = 7 \cdot 10^{21} \text{ c}^{-1}$), ^{200}Pb ($\beta = 3 \cdot 10^{21} \text{ c}^{-1}$). Символы, которыми показаны экспериментальные данные для $\langle n_{\text{pre}} \rangle$: $\circ$ и $\bullet$ ($^{18}\text{O} + ^{150}\text{Sm}$) — [112]; $\diamond$ и $\blacklozenge$ — ($^{20}\text{Ne} + ^{181}\text{Ta}$) [62]; ∇ ($^{18}\text{O} + ^{144}\text{Sm}$) — [114]. Символы, которыми показаны P_f и $\langle t_f \rangle$: $\circ$ — [115]; $\square$ — [116]; Δ — [117]; ∇ — [118]; заштрихованная область — [62]. ([63])

как центральной величине. На рис.15 показаны результаты расчетов функций возбуждения $\langle n_{\text{pre}} \rangle$ и P_f для семи реакций с тремя различными значениями β в сравнении с экспериментальными данными. Расчеты выполнены с параметром плотности уровней Токе — Святецкого [69]. Экспериментальные функции возбуждения $\langle n_{\text{pre}} \rangle$ воспроизводятся удовлетворительно с

Рис.14. Коэффициент затухания β , рассчитанный методом Вернера — Уилера [9] в модели двухтельной вязкости, как функция q для трех различных ядер [121]. Светлые символы — $\beta = \eta_{qq} / m_{qq}$, черные — $\beta = \eta_{qq} (m^{-1})_{qq}$. Кривая — расчет из [119] для ^{213}At , приведенный нами к $v_0 = 2 \cdot 10^{-23} \text{ МэВ} \cdot \text{с} \cdot \text{фм}^{-3}$, [63]



сильным затуханием $\beta = 20 \cdot 10^{21} \text{ с}^{-1}$ почти для всех реакций. Функции возбуждения P_f удастся воспроизвести для всех реакций с гораздо менее сильным затуханием $\beta = 3 \cdot 10^{21} \text{ с}^{-1}$. Однако пока еще не удастся воспроизвести множественности нейтронов и вероятности деления с одним и тем же β . Это не есть универсальное описание.

Кроме β , в задаче есть два «параметра», которые можно варьировать. Это набор жидкокапельных коэффициентов в потенциальной энергии (см. ф-лы (34), (35)) и набор коэффициентов (43) в ф-ле (42) для $a(q)$.

Набор жидкокапельных коэффициентов влияет на высоту барьера деления, роль которого убывает с увеличением энергии, как видно из формулы (44) для энтропии в МФГ. Наши проблемы, однако, сосредоточены в области высоких энергий, при энергиях вблизи барьера слияния разные β дают примерно одинаковые $\langle n_{\text{pre}} \rangle$. В то же время роль координатной зависимости параметра плотности уровней возрастает с увеличением энергии. Поэтому дальше наше внимание будет сосредоточено на нем.

Чтобы воспроизвести экспериментальные данные по $\langle n_{\text{pre}} \rangle$ и P_f одновременно с одним и тем же коэффициентом затухания, необходимо ослабить координатную зависимость $a(q)$ по сравнению с той, которая получена в [69]. Это позволит «прикрыть» делительный канал при высоких энергиях возбуждения и испустить больше нейтронов, не слишком изменяя полную вероятность деления, особенно при не очень больших угловых моментах.

Анализ имеющихся в литературе наборов параметров $\tilde{a}_1$ и $\tilde{a}_2$ дан Смирениным с соавторами в [87]. Из этого анализа следует, что параметры Токе — Святецкого [69] приводят к едва ли не самой сильной координатной зависимости параметра плотности уровней, тогда как параметры Игнатюка с соавторами [91] представляют собой противоположный случай.

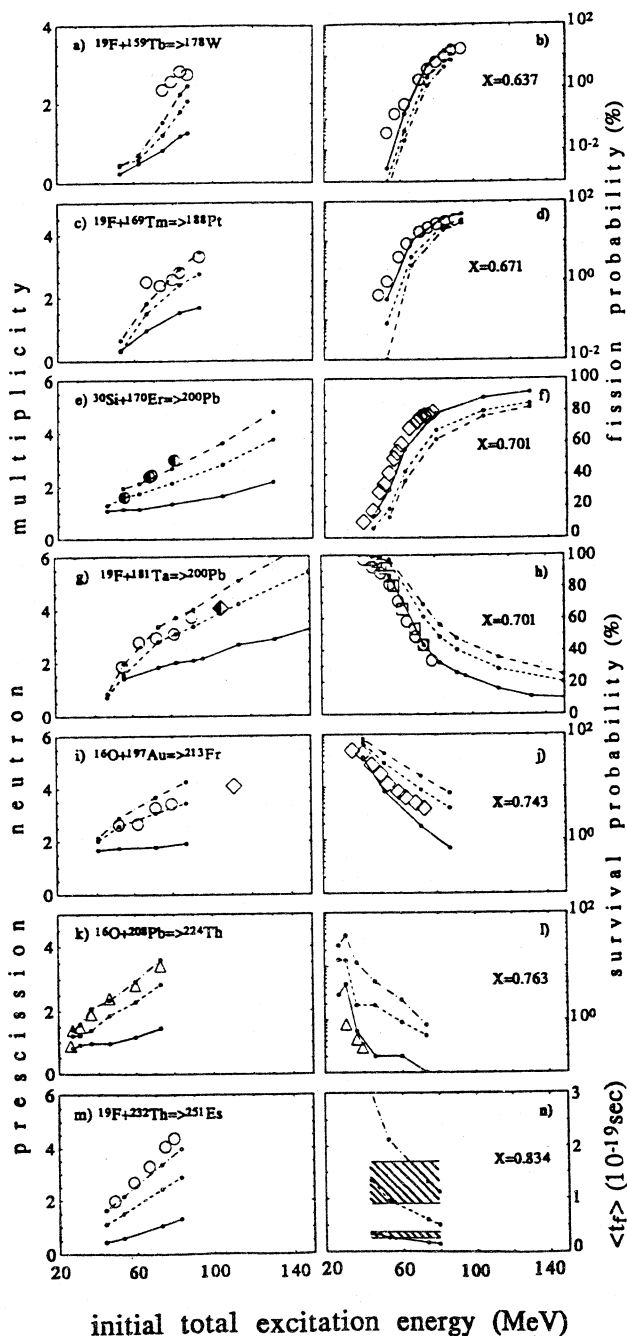
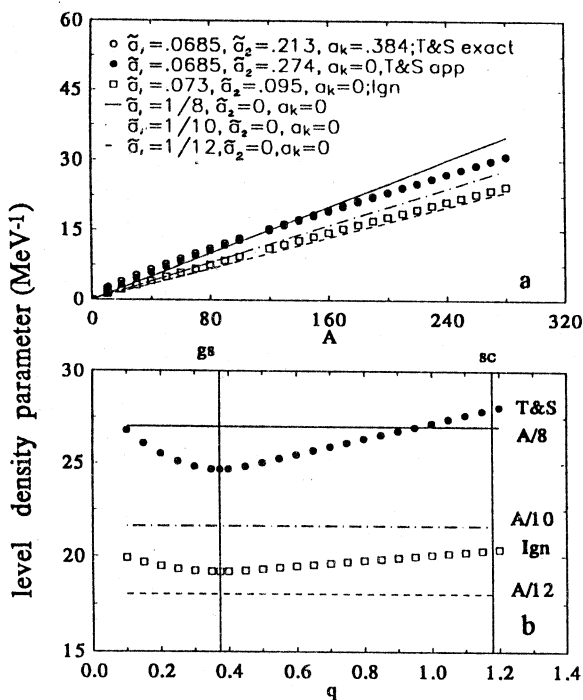


Рис.15. Величины $\langle n_{pre} \rangle$ и P_f (или вероятности выживания $1 - P_f$), вычисленные в КДСМ с параметром плотности уровней [69], в сравнении с экспериментальными данными. Символы для $\langle n_{pre} \rangle$: ○ и ● ($^{28}\text{Si} + ^{170}\text{Er}$) — [112]; ◇ и ◈ — ($^{20}\text{Ne} + ^{181}\text{Ta}$) [62]; △ — [120]. Символы для P_f , $1 - P_f$ и $\langle t_f \rangle$: ○ — [115]; ◇ — [25]; □ — [116]; △ — [110]; заштрихованная область — [62]. Данные, одинаковые с рис.13, обозначены одинаковыми символами. Систематическое согласие с данными по $\langle n_{pre} \rangle$ для всех систем достигается с $\beta = 20 \cdot 10^{21} \text{ с}^{-1}$ (штрихпунктир), тогда как для P_f и $(1 - P_f)$ — с $\beta = 3 \cdot 10^{21} \text{ с}^{-1}$ (сплошные линии). Результаты расчетов с $\beta = 10 \cdot 10^{21} \text{ с}^{-1}$ показаны штриховыми линиями.[63]

Рис.16. а) Жидкокапельный параметр плотности уровней сферических ядер, рассчитанный с разными наборами коэффициентов $\tilde{a}_1$ и $\tilde{a}_2$ в ф-ле (42) (слагаемое с коэффициентом a_k , ответственное за кривизну поверхности ядра, в (42) опущено, см. подробности в [69,91]), как функция массового числа: T&S — [69], Ign — [91], сплошная линия — $A/8$, штрихпунктир — $A/10$, штриховая линия — $A/12$. б) Координатная зависимость $a(q)$. ([63])



Абсолютное значение параметра плотности уровней в основном состоянии, полученное разными авторами, показано на рис.16,а как функция массового чис-

ла. Координатная зависимость $a(q)$ показана на рис.16,б для $A = 216$. Используя более слабую координатную зависимость $a(q)$ из [91], мы получаем удовлетворительное описание как $\langle n_{\text{pre}} \rangle$, так и P_f для легких и средних ядер ($X < 0,8$) с коэффициентом затухания $\beta = 2 \cdot 10^{21} \text{ с}^{-1}$, что соответствует двухтельной вязкости $\nu_0 = 2 \cdot 10^{-23} \text{ МэВ} \cdot \text{с} \cdot \text{фм}^{-3}$. Результаты соответствующих расчетов показаны на рис.17,а,б. Однако некоторая недооценка $\langle n_{\text{pre}} \rangle$ для ^{200}Pb ($X = 0,834$) все же имеет место, и его расхождение увеличивается с ростом энергии налетающей частицы. Для тяжелых систем, таких как, например, ^{251}Es ($X = 0,834$) на рис.17,с, расчетная множественность предразрывных нейтронов оказывается намного меньше, чем экспериментальная. Причина этого кроется в двух главных различиях между легкими и тяжелыми ядрами. Первые обладают высоким барьером деления, а участок спуска практически отсутствует, вторые имеют низкий барьер и длинный спуск. Поэтому в случае ^{200}Pb большая часть нейтронов испаряется, когда ядро (броуновская частица) флуктуирует вблизи основного состояния (по крайней мере, при не слишком больших лабораторных энергиях), пытаясь

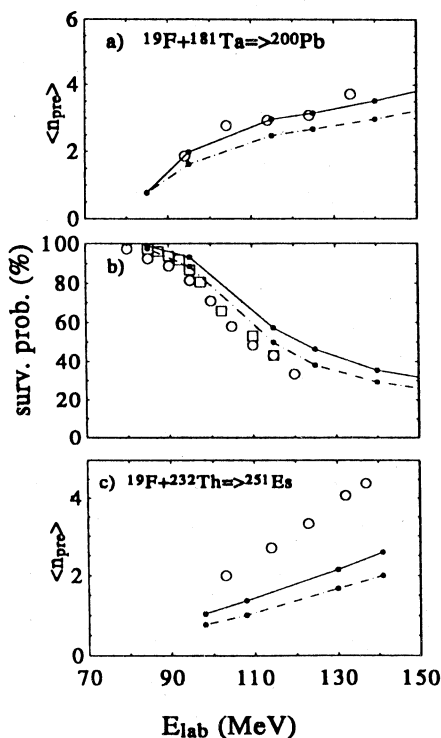


Рис.17. а) Множественности предразрывных нейтронов и б) вероятности выживания для ^{200}Pb , вычисленные с параметром плотности уровней [91] и $\beta = 2 \cdot 10^{21} \text{ с}^{-1}$ (штрихпунктир) и $3 \cdot 10^{21} \text{ с}^{-1}$ (сплошная линия). в) $\langle n_{pre} \rangle$ для ^{251}Es ($P_f = 100\%$), вычисленные с теми же значениями параметров. Обозначения экспериментальных данных, как на рис.13. [63]

преодолеть высокий барьер (*пред-делительные* нейтроны). В случае же ^{251}Es большую часть всех предразрывных нейтронов приходится отождествить с нейтронами, испаряемыми на спуске с седла к разрыву (*спусковые* нейтроны).

Итак, сравнительный анализ $\langle n_{pre} \rangle$ и P_f для легких и тяжелых систем показывает, что диссипативные свойства ядер вблизи основного состояния и на спуске должны различаться.

3.3. Подбор коэффициента затухания коллективного движения вдоль делительной координаты. Чтобы согласовать результаты расчетов $\langle n_{pre} \rangle$ с экспериментальными данными для тяжелых систем и одновременно сохранить это согласие для легких систем, было предложено использовать коэффициент $\beta > 2 \cdot 10^{21} \text{ с}^{-1}$, но только в той области деформаций, где он уже не влияет (или влияет в минимальной степени) на делимость. *Универсальный* (т.е. не зависящий от системы) способ сделать это показан на рис.18, где коэффициент затухания β показан как функция деформации. Вблизи основного состояния и вплоть до $q = 0,6$, где у ядра начинается шейка, мы используем постоянное значение $\beta = 2 \cdot 10^{21} \text{ с}^{-1}$. При $q > 0,6$ коэффициент затухания растет линейно и достигает значения $\beta_{sc} = 30 \cdot 10^{21} \text{ с}^{-1}$ в точке разрыва ($q = 1,19$).

Это значение β_{sc} получено из подгонки множественности предразрывных нейтронов для реакции $^{19}\text{F} + ^{232}\text{Th} \rightarrow ^{251}\text{Es}$ при энергиях налетающей

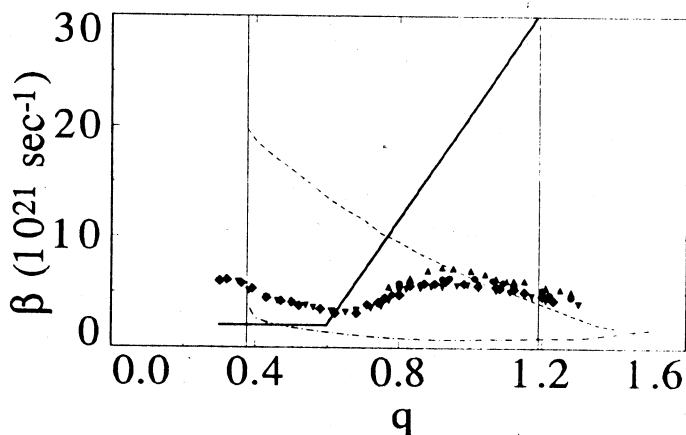


Рис.18. Коэффициент затухания β как функция q . Сплошная линия — аппроксимация, предложенная в [63]; Штрихпунктир — расчет методом Вернера — Уилера для ^{213}At в модели двухтельной вязкости [118], приведенный нами к $v_0 = 2 \cdot 10^{-23}$ МэВ·с·фм $^{-3}$; штриховая линия — расчет из [119] для ^{213}At в модели однотельной диссипации; черные символы — расчет в модели поверхностной однотельной вязкости с коэффициентом редукции «wall»-члена, равным 0,27 [121]. Вертикальными линиями показаны основное состояние ($q = 0,375$) и точка разрыва ($q = 1,19$)

частицы $E_{\text{lab}} = 102$ и 137 МэВ, оно было принято в дальнейшем в качестве универсального для всех делящихся систем при всех энергиях.

Систематическое сравнение с экспериментальными данными будет сделано ниже, а пока попытаемся качественно объяснить возрастание коэффициента затухания. По-видимому, механизм диссипации начинает изменять свою природу, когда у ядра появляется шейка. Чем тоньше шейка и чем сильнее будущие осколки деления обособились, тем больше ситуация напоминает входной канал реакции слияния-деления, где модель поверхностного трения [101,102] прекрасно согласуется с экспериментом. Оценка же коэффициента затухания радиального движения в модели поверхностного трения приводит к значениям даже больше $30 \cdot 10^{21} \text{ с}^{-1}$. С другой стороны, входной канал реакции соответствует сплюснутым формам реагентов, тогда как осколки деления перед разрывом имеют вытянутую форму. В то же время наиболее популярные модели диссипации в делении — двухтельная вязкость [9], модель «wall and window» [113], поверхностный однотельный

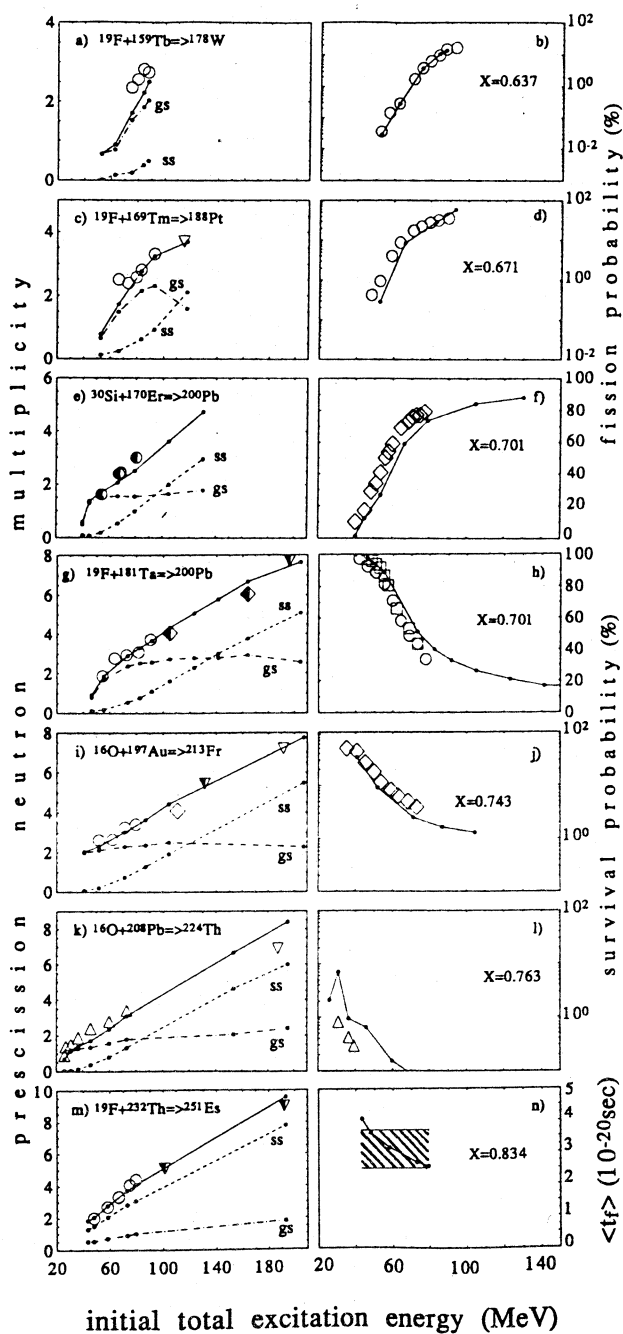
механизм [30] — не приводят к зависимости $\beta(q)$, которая требуется, чтобы воспроизвести систематически экспериментальные данные по $\langle n_{\text{pre}} \rangle$ и P_f . Это видно из рис.18. Наш вывод состоит в том, что главный механизм диссипации на спуске ядра с седла к разрыву в настоящее время неизвестен, и проблема не сводится к выбору между однотельной диссипацией и двухтельной вязкостью.

3.4. Множественности предразрывных нейтронов и вероятности деления: сравнение с экспериментальными данными. Здесь мы представляем результаты сравнения теоретических значений средних множественностей предразрывных нейтронов и вероятностей деления с экспериментальными данными для семи составных систем, делимости которых лежат в интервале от $X = 0,637$ до $X = 0,834$, а внутренние энергии возбуждения — от 20 до 200 МэВ. Расчеты были выполнены с параметром плотности уровней из [91] и с координатно-зависимым коэффициентом затухания из предыдущего раздела. Этот набор параметров мы для краткости назовем *стандартным* (СНП). О качестве согласия КДСМ с экспериментом можно судить из рис.19. Важно отметить, что в расчетах не использовалось ни одного подгоночного параметра, значения которого были бы различны для разных составных систем. Не давая идеального согласия с экспериментом, наша модель, очевидно, воспроизводит основные экспериментальные тенденции $\langle n_{\text{pre}} \rangle$ (см. рис.19,*a,c,e,g,i,k,m*) и P_f (рис.19,*b,d,f*). На рис.19,*h,j,l* вместо вероятности деления показана вероятность выживания $1 - P_f$, для которой тоже достигнуто удовлетворительное согласие с экспериментом. Единственный случай, где имеется серьезное разногласие с данными — вероятность выживания для реакции $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{224}\text{Th}$ (см. рис.19,*l*). Эта реакция обсуждается подробно в следующем разделе.

На рис.19,*n* вместо P_f показаны средние времена деления, которые естественным образом получаются в КДСМ. Они находятся в удовлетворительном согласии с так называемыми характерными временами (fusion-fission timescales), полученными из анализа экспериментальных данных в [62]. Более подробные временные распределения событий деления будут обсуждаться в следующем разделе.

Сосредоточим теперь наше внимание на поведении $\langle n_{\text{pre}} \rangle$ и двух составляющих этой величины $\langle n_{gs} \rangle$ и $\langle n_{ss} \rangle$ при изменении внутренней энергии возбуждения (рис.19,*a,c,e,g,i,k,m*). На этих рисунках можно заметить, что имеется два участка с разным наклоном $\langle n_{\text{pre}} \rangle$. Наклоны эти определяются двумя разными вкладами в предразрывную множественность: предделительными нейтронами $\langle n_{gs} \rangle$ и спусковыми $\langle n_{ss} \rangle$, которые также показаны на рисунках. Для легких систем с барьером деления больше либо

Рис.19. Величины $\langle n_{\text{pre}} \rangle$ и P_f (или вероятности выживания $1 - P_f$) (точки, соединенные сплошными линиями), вычисленные в КДСМ с параметром плотности уровней [91] и резко возрастающим к разрыву коэффициентом затухания (см. рис.18), в сравнении с экспериментальными данными. На рис.19,а, с, е, г, i, k, m показаны также предельные (gs) и спусковые (ss) вклады в $\langle n_{\text{pre}} \rangle$. Для ^{251}Es ($P_f = 100\%$) на рис.19,п вычисленные средние времена деления (точки, соединенные сплошной линией) сравниваются с характерными временами деления, извлеченными из данных по $\langle n_{\text{pre}} \rangle$ в [62] (рис.5,б) для близкой системы Ne + Th (заштрихованная область). Символы для $\langle n_{\text{pre}} \rangle$: о и ● ($^{28}\text{Si} + ^{170}\text{Er}$) — [112]; ◇ и ◊ — ($^{20}\text{Ne} + ^{181}\text{Ta}$) [62]; Δ — [120]; ▽, ▴ ($^{18}\text{O} + ^{169}\text{Tm}$, с; $^{16}\text{O} + ^{184}\text{W}$, г; $^{18}\text{O} + ^{197}\text{Au}$, i; $^{18,16}\text{O} + ^{238}\text{U}$, m) — [114]. Символы для P_f , $1 - P_f$ и $\langle t_f \rangle$: о — [115]; ◇ — [25]; □ — [116]; Δ — [110]; заштрихованная область — [62]. Данные, одинаковые с рис.15, обозначены одинаковыми символами.[63]



initial total excitation energy (MeV)

равным энергии связи нейтрона и для небольших энергий налетающей частицы $\langle n_{ss} \rangle$ малы по сравнению с $\langle n_{gs} \rangle$, поэтому низкоэнергетическая часть $\langle n_{pre} \rangle$ определяется $\langle n_{gs} \rangle$. Для тяжелых систем и для больших энергий возбуждения вклад $\langle n_{ss} \rangle$ возрастает. Для системы с самым длинным спуском и самым низким барьером деления спусковые нейтроны доминируют при всех энергиях (см. рис.19,м).

В недавно опубликованной экспериментальной работе [123] обсуждался вопрос о том, какая часть $\langle n_{pre} \rangle$ испаряется до седла, а какая эмитируется на спуске. Выводы, сделанные авторами из анализа распределений осколков по массам и энергиям, качественно подтверждают наши теоретические результаты: для легких ядер при $E^* \approx 50 + 100$ МэВ большая часть нейтронов испаряется до прохождения седловой точки, тогда как для тяжелых составных систем не обойтись без значительного вклада $\langle n_{ss} \rangle$.

Экспериментально найденный наклон $d\langle n_{pre} \rangle / dE^*$ (см.[31], ф-ла (3.11)) согласуется с наклоном наших теоретических кривых в области энергий, где он определяется нейтронами, испарившимися на спуске. В этой области энергий кривые $\langle n_{gs} \rangle (E^*)$ выходят на плато. Причины этого «насыщения» и роль углового момента в энергетической зависимости $\langle n_{pre} \rangle$, $\langle n_{gs} \rangle$, $\langle n_{ss} \rangle$ подробно обсуждаются в [63,64]. Отметим здесь, что это эффект тяжелых ионов, он должен отсутствовать в реакциях, вызванных легкими частицами.

Интересно посмотреть, согласуются ли с экспериментом результаты расчетов для других наблюдаемых, и какие из этих наблюдаемых особенно чувствительны к величине $\beta(q)$. Этому вопросу посвящен следующий раздел.

4. АНАЛИЗ ДРУГИХ НАБЛЮДАЕМЫХ С ПОМОЩЬЮ КДСМ [72—76,100,124—127]

Поиск проявления диссипативных эффектов при делении ядер в каких-либо других наблюдаемых, кроме энергетических распределений осколков и средних множественностей предразрывных нейтронов, стал в последнее время темой многих экспериментальных и теоретических работ [120,128—142].

В частности, неожиданно большой выход гамма-квантов на совпадение с событиями деления, обнаруженный в [128—131], интерпретируется авторами как свидетельство в пользу большого трения по делительной моде в компактных конфигурациях. Такой вывод противоречит нашим результатам, изложенным выше.

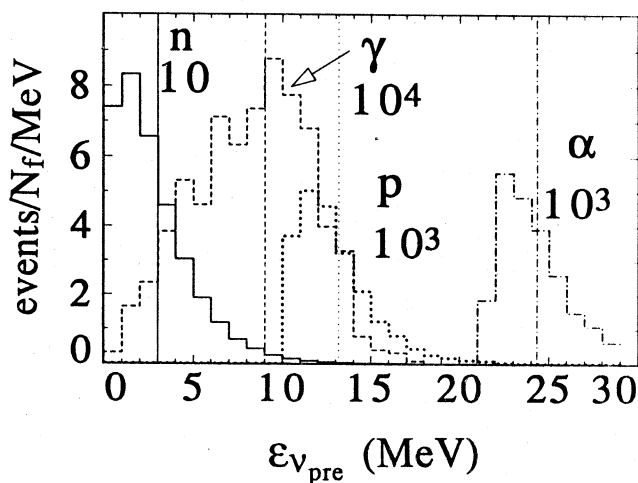


Рис.20. Спектры предразрывных нейтронов (n), гигантских дипольных гамма-квантов (γ), протонов (p) и альфа-частиц (α), нормированные на соответствующие средние множественности. Расчеты сделаны для $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{224}\text{Th}$ при энергии налетающей частицы $E_{\text{lab}} = 140$ МэВ. Как показано на рисунке, спектры умножены на 10 , 10^4 , 10^3 и 10^3 для n , γ , p и α соответственно. Вертикальными линиями показаны средние энергии соответствующих частиц.[73]

Для того чтобы разрешить это противоречие, а также ответить на вопрос, какие из наблюдаемых наиболее чувствительны к величине коэффициента затухания, был проведен цикл расчетов, результаты которых приведены здесь. Существенное отличие этих расчетов от представленных ранее заключается в большей статистике. Если для анализа $\langle n_{\text{pre}} \rangle$ достаточно рассчитать несколько тысяч траекторий для одной реакции, то в данном разделе представлены результаты расчетов с несколькими сотнями тысяч траекторий для каждой реакции. Такая высокая статистика позволяет анализировать не только множественности нейтронов, но и заряженных частиц, и гигантских дипольных гамма-квантов, а также спектры всех испускаемых частиц.

Типичный пример таких расчетных спектров, «зарегистрированных» в совпадении с делением, показан на рис.20. Расчеты выполнены со стандартным набором параметров (СНП). Спектры нормированы на полное число событий деления. Расчеты проведены для реакции $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$ при лабора-

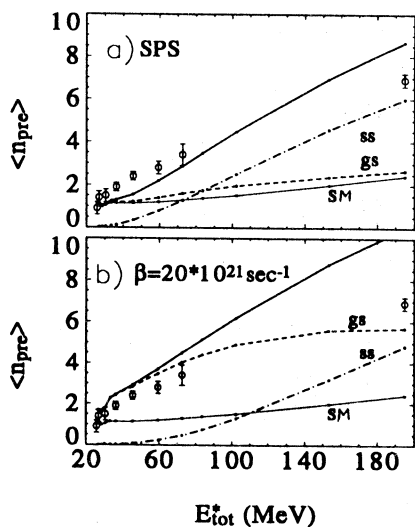


Рис.21. Результаты расчетов множественности предразрывных нейтронов $\langle n_{pre} \rangle$ для реакции $^{16}O + ^{208}Pb \rightarrow ^{224}Th$ сравниваются с экспериментальными данными [120,114] ($\circ$) как функции энергии возбуждения E_{tot}^* . Расчеты в КДСМ выполнены а) со стандартным набором параметров (SPS), б) с $\beta = 20 \cdot 10^{21} \text{ c}^{-1}$ (толстая сплошная линия). Штрихпунктиром показан вклад спусковых нейтронов (ss), штриховой линией — предделительных (gs). Тонкой сплошной линией показан результат статистического расчета (SM). [73]

торной энергии 140 МэВ. Если проинтегрировать эти спектры по энергиям частиц, то получаются соответствующие предразрывные множественности. На рисунке хорошо виден порог эмиссии протонов и альфа-частиц, отражающий кулоновский барьер.

4.1. Спектры и множественности предразрывных нейтронов [73].

Влияние динамики деления на спектры и множественности предразрывных нейтронов теоретически исследовалось в [138,144]. Результаты этих работ сводятся к тому, что величина времени задержки сказывается на форме этих спектров, а учет эмиссии заряженных частиц приводит к уменьшению $\langle n_{pre} \rangle$. Мы провели расчеты спектров предразрывных нейтронов для реакции $^{16}O + ^{208}Pb \rightarrow ^{224}Th$. Эта реакция интересна тем, что она изучалась несколькими группами экспериментаторов [110,120,122,128—132]. Расчеты были выполнены не только для стандартного набора параметров, но и для $\beta = 20 \cdot 10^{21} \text{ c}^{-1}$, которое извлечено в [128—130] из спектров предразрывных гамма-квантов. Это значение β близко к тому, которое получается в модели «wall-and-window» для компактных конфигураций (см. рис.18). На этом рисунке представлены также результаты расчетов в СМ, выполненных с помощью статистического кода, который, по существу, является статистической ветвью программы, реализующей КДСМ. Она отличается от стандартных статистических кодов использованием энтропии вместо потенциальной энергии.

На рис.21 сравниваются результаты расчетов $\langle n_{pre} \rangle$ с экспериментальными данными [120,114] по множественностям предразрывных нейтронов,

которые обычно считаются главным индикатором динамических эффектов в делении. На рис.21,*a* показан результат расчета с СНП, который мы уже видели на рис.19,*к*, а также чисто статистический результат. Неудовлетворительность последнего очевидна. На рис.21,*b* показан результат, к которому приводит КДСМ с постоянным коэффициентом затухания $\beta = 20 \cdot 10^{21} \text{ с}^{-1}$. Это значение, как видно из рисунка, также ведет к разумным значениям нейтронных множественностей, за исключением высокоэнергетической точки. Два расчета в КДСМ, которые сравниваются на рис.21, приводят к существенно различным составляющим $\langle n_{\text{pre}} \rangle$, которые, к сожалению, не измеряются на эксперименте. Эти составляющие также показаны на рисунках. Со стандартным набором параметров предделительные множественности $\langle n_{gs} \rangle$ насыщаются при сравнительно низких энергиях, и наблюдаемый рост $\langle n_{\text{pre}} \rangle$ полностью обусловлен спусковыми нейтронами $\langle n_{ss} \rangle$ (рис.21,*a*). Для $\beta = 20 \cdot 10^{21} \text{ с}^{-1}$ предделительный вклад $\langle n_{gs} \rangle$ доминирует вплоть до высоких энергий (рис.21,*b*). Однако анализ анизотропии угловых распределений осколков для обсуждаемой реакции, проведенный Росснером с соавторами в [120], показывает, что для высоких энергий возбуждения значительное количество нейтронов эмитируется после прохождения седловой точки. Этот результат согласуется с приведенным на рис.21,*a* для СНП и противоречит большому постоянному значению коэффициента затухания $\beta = 20 \cdot 10^{21} \text{ с}^{-1}$. Однако это лишь косвенное подтверждение адекватности нашего стандартного набора параметров.

Сравнивая результаты расчетов нейтронных множественностей, мы вынуждены сделать вывод, что они не позволяют предпочесть один вариант координатной зависимости β другому. В то же время они показывают, что значение β , усредненное по всем деформациям, имеет порядок величины $(10-20) \cdot 10^{21} \text{ с}^{-1}$. Этот результат в несколько раз превосходит значения $\beta < 4 \cdot 10^{21} \text{ с}^{-1}$, полученное в [144], и $\beta < (5-6) \cdot 10^{21} \text{ с}^{-1}$ [26,36]. Итак, нейтронные множественности несут информацию о среднем значении коэффициента затухания (которое оказывается довольно большим), но непригодны для исследования его координатной зависимости.

В соответствии с выводами [138,144] независимая информация о β должна содержаться в спектрах предразрывных нейтронов. Эти спектры были измерены, в частности, Росснером с соавторами [120] для реакции $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{224}\text{Th}$. Авторы этой работы аппроксимировали свои результаты ваттовским спектром

$$\frac{dN_{n_{\text{pre}}}}{d\epsilon_{n_{\text{pre}}}} = \frac{\epsilon_{n_{\text{pre}}}^{1/2}}{\Gamma(3/2) T_{\text{pre}}^{3/2}} \exp \left(- \frac{\epsilon_{n_{\text{pre}}}}{T_{\text{pre}}} \right). \quad (53)$$

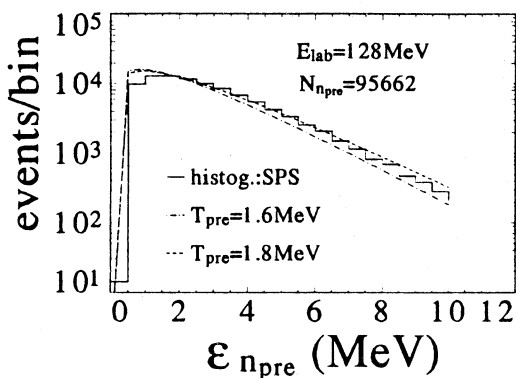


Рис.22. Спектр предразрывных нейтронов (гистограмма), вычисленный в КДСМ с СНП для (128 МэВ) $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{224}\text{Th}$, сравнивается с экспериментальными результатами [120], где спектры были аппроксимированы ваттовскими с параметром $T_{\text{pre}} = (1,7 \pm 0,1)$ МэВ. Штриховая и штрихпунктирная линии соответствуют $T_{\text{pre}} = 1,8$ и 1,6 МэВ.[73]

Для лабораторной энергии $E_{\text{lab}} = 128$ МэВ параметр $T_{\text{pre}} = (1,7 \pm 0,1)$ МэВ. Соответствующий спектр, рассчитанный нами с СНП, показан на рис.22. Он хорошо согласуется с экспериментальным без какой-либо специальной подгонки.

На рис.23 мы сравниваем измеренные средние энергии предразрывных нейтронов как функции полной энергии возбуждения E_{tot}^* с результатами КДСМ, полученными с двумя координатными зависимостями β (СНП и $\beta = 20 \cdot 10^{21} \text{ c}^{-1}$). Для сравнения на этом рисунке показаны также результаты статистических расчетов. Хорошо видно, что все три версии расчета различаются очень мало. Таким образом, средние энергии предразрывных нейтронов *не содержат* информацию о диссипативных свойствах делительной моды.

4.2. Множественности и спектры предразрывных заряженных частиц [73,75,76]. Обратимся теперь к предразрывным заряженным частицам: протонам, альфа-частицам и дейтронам. Экспериментальная ситуация здесь довольно противоречива. Так, Икезое с соавторами [139] утверждают, что результаты их измерений множественностей предразрывных протонов $\langle p_{\text{pre}} \rangle$ и альфа-частиц $\langle \alpha_{\text{pre}} \rangle$ воспроизводятся в рамках СМ без всякой диссипации (реакция $^{19}\text{F} + ^{208}\text{Pb}$). С другой стороны, Лестоуну с соавторами [135,136] потребовалось вводить время задержки, чтобы воспроизвести экспериментальные значения $\langle p_{\text{pre}} \rangle$ и $\langle \alpha_{\text{pre}} \rangle$ в реакциях $^{28}\text{Si} + ^{164,167,170}\text{Er}$.

На рис.24 мы сравниваем предразрывные множественности $\langle p_{\text{pre}} \rangle$ и $\langle \alpha_{\text{pre}} \rangle$, рассчитанные для реакции $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$, с экспериментальными данными [139], полученными в близкой реакции $^{19}\text{F} + ^{208}\text{Pb}$ (область сравнительно невысоких энергий), и с данными [143], полученными в нашей реак-

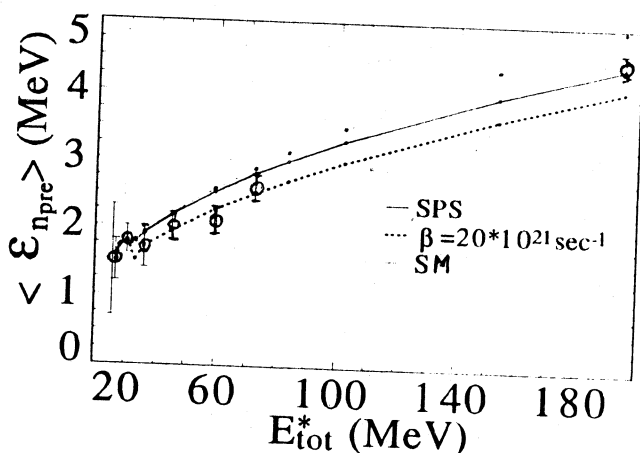


Рис.23. Средние энергии предразрывных нейтронов, вычисленные для реакции $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{224}\text{Th}$, как функции энергии возбуждения. Расчеты сделаны: в КДСМ с СНП (толстая сплошная линия, SPS); с $\beta = 20 \cdot 10^{21} \text{ c}^{-1}$ (пунктирная линия); в СМ (тонкая сплошная линия, SM). Экспериментальные данные [120,114] — о. [73]

ции (точка при высоких энергиях). Ситуация оказывается похожей на ту, что имела место выше для $\langle n_{pre} \rangle$. Наш статистический расчет приводит к заниженным значениям $\langle p_{pre} \rangle$ и $\langle \alpha_{pre} \rangle$, в частности при высоких энергиях, свидетельствуя о необходимости учета диссипативных эффектов. Значения множественностей предразрывных протонов, полученные в КДСМ с СНП (рис.24,а), практически неотличимы от значений, соответствующих $\beta = 20 \cdot 10^{21} \text{ c}^{-1}$ (рис.24,б). Различны по величине лишь предделительные и спусковые вклады, однако они не измеряются на эксперименте. То же самое можно сказать и об альфа-частицах (см. [73], рис.7). Согласие расчетов с экспериментом на рис.24 далеко от безукоризненного. Оно легко может быть улучшено, например, уменьшением кулоновского барьера при низких энергиях (это стандартный способ подгонки, см., например, [136,139—141]). Такая подгонка, однако, не является нашей целью. Что касается высоких энергий, то здесь ожидается усиление предравновесной эмиссии, что эффективно ведет к уменьшению энергии возбуждения составного ядра. Экспериментальные точки сдвигаются при этом в сторону теоретических кривых.

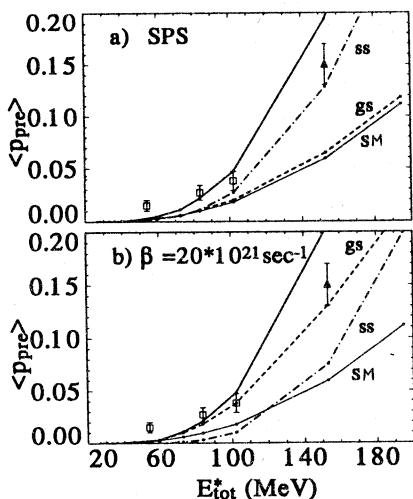


Рис.24. Средние множественности предразрывных протонов, вычисленные для реакции $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{224}\text{Th}$, как функции энергии возбуждения. Расчеты сделаны в КДСМ: а) с СНП (SPS) и б) с $\beta = 20 \cdot 10^{21} \text{ c}^{-1}$ (толстая сплошная линия), а также в СМ (тонкая сплошная линия, SM). Показаны также спусковой (штрих-пунктир) и предделительный (штриховая кривая) вклады. Экспериментальные данные: $\square$ — [140,141], Δ — [143]. ([73])

Мы вычислили для реакции $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$ также предразрывную множественность дейтронов $\langle d_{pre} \rangle$. При $E_{lab} = 215 \text{ МэВ}$ она равна 0,037 и

0,034 для СНП и $\beta = 20 \cdot 10^{21} \text{ c}^{-1}$ соответственно. Оба значения близки к экспериментальному из [143] — $(0,030 \pm 0,01)$.

Предразрывные множественности альфа-частиц, вычисленные нами с СНП для реакции $^{20}\text{Ne} + ^{197}\text{Au}$, также находятся в удовлетворительном согласии с данными [140,141], полученными для близкой реакции $^{19}\text{F} + ^{197}\text{Au}$.

Итак, диссипативные эффекты проявляют себя в множественностях предразрывных заряженных частиц лишь «в среднем», и новой (по сравнению с $\langle n_{pre} \rangle$) информации извлечь не удастся.

Ситуация со спектрами заряженных частиц выглядит значительно хуже, чем со множественностями. Во многих работах [135,136,139—141,143] отмечалось, что спектры, рассчитанные в рамках СМ, оказываются сдвинутыми в сторону больших энергий по отношению к экспериментальным. Качественное объяснение этого эффекта сводится обычно к тому, что заряженные частицы испускаются в основном деформированными ядрами, для которых кулоновский барьер меньше, чем для сферических. Недавно в [135,136] обсуждался еще один эффект, приводящий к смягчению спектра заряженных частиц и их повышенному выходу. Это уменьшение энергии связи заряженных частиц с увеличением деформации ядра. Анализ в [135,136] проводился на основе СМ, предполагалось, что ядро эмитирует частицы при двух фиксированных деформациях, соответствующих основному состоянию и спуску с седла. Последняя деформация является подгоночным параметром модели. Авторам пришлось ввести два других подгоночных (хотя и универсальных для рассмотренных систем) параметра: время задержки и время спуска. В [135,136] использовался зависящий от дефор-

мации параметр плотности уровней a_n в канале эмиссии частиц, тогда как отношение $a_f/a_n = 1$, что представляет собой явное противоречие. Другие противоречия заключаются в том, что все подгоночные параметры не зависят от величины углового момента и друг от друга, тогда как время задержки и время спуска есть проявления одного и того же диссипативного эффекта. Обращает на себя внимание аномально большое значение деформации для ядра, эмитирующего частицы на спуске, — это значение фактически равно разрывной деформации. Не исключено, что это — указание на быстрое деление, которого следует ожидать в более симметричных системах и с увеличением лабораторной энергии. Любопытно, что гораздо раньше Алешин [145,146] уже использовал механизм быстрого деления и энергии связи частиц, зависящие от деформации, для объяснения больших значений $\langle p_{\text{pre}} \rangle$ и $\langle \alpha_{\text{pre}} \rangle$ в реакциях, приводящих к сравнительно легким системам.

Чтобы изучить эти динамические эффекты детальнее, мы провели расчеты множественностей и спектров заряженных частиц для реакции $^{28}\text{Si} + ^{164}\text{Er} \rightarrow ^{192}\text{Pb}$, изученной в [135,136]. Результаты представлены на рис.25 в сравнении с экспериментальными данными [136]. Мы видим, что КДСМ со стандартным набором параметров (сплошные линии) неплохо воспроизводит измеренные $\langle p_{\text{pre}} \rangle$ и $\langle \alpha_{\text{pre}} \rangle$, однако определенно переоценивает средние кинетические энергии этих частиц. Такая же картина наблюдается и для других реакций. Чтобы улучшить согласие КДСМ с экспериментом в отношении спектров заряженных частиц, мы, следуя [136], учли зависимость энергий связи частиц и кулоновского барьера от деформации. Результаты таких расчетов показаны на рис.25 штрихпунктиром. Оказывается, что при последовательном динамическом расчете влияние этих зависимостей и на средние множественности, и на средние энергии незначительно. Следующая модификация состояла в дополнительном уменьшении кулоновских барьеров, чтобы привести их в соответствие с «экспериментальными» значениями 9,4 МэВ для протонов и 18,8 МэВ для альфа-частиц (см. рис.5 и 6 в [136]). Однако и эта модификация, как видно из рис.25, не приводит к устранению расхождений с экспериментом в отношении средних энергий предразрывных альфа-частиц. Для протонов согласие с экспериментом по средним энергиям становится гораздо лучше, однако предразрывные множественности альфа-частиц теперь заметно превосходят экспериментальные значения.

Итак, противоречие КДСМ с экспериментом для $\langle \epsilon_{\alpha_{\text{pre}}} \rangle$ и $\langle \epsilon_{p_{\text{pre}}} \rangle$ остается неустраненным. Не похоже, однако, чтобы дело здесь было в динамических эффектах, ведь такое же противоречие имеет место и для СМ. Скорее, влияет отличие реакции поглощения заряженной частицы холодным

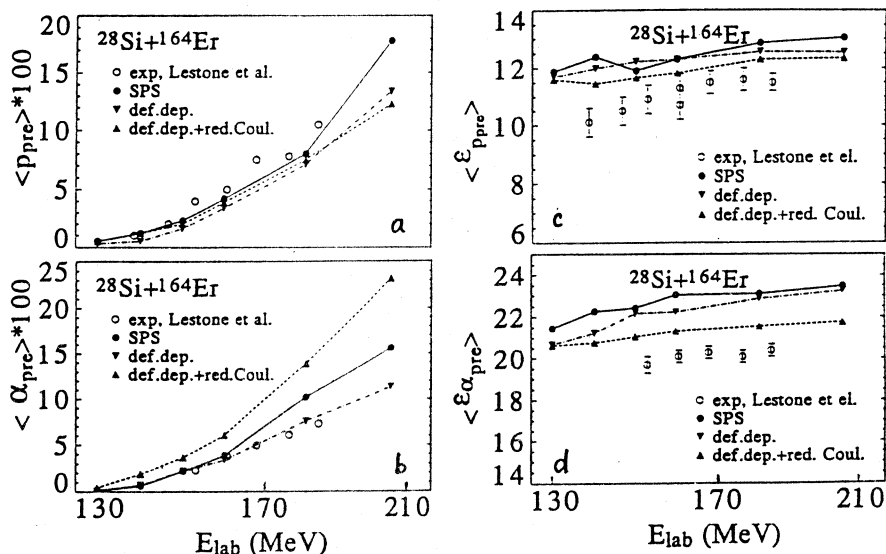
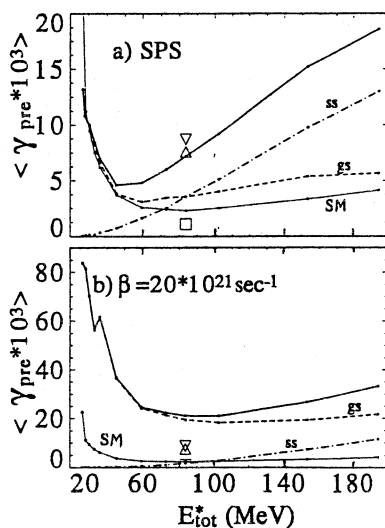


Рис.25. Средние множественности предразрывных протонов (а) и альфа-частиц (б), а также средние энергии предразрывных протонов (с) и альфа-частиц (д), вычисленные для реакции $^{28}\text{S} + ^{164}\text{Er} \rightarrow ^{192}\text{Pb}$, как функции лабораторной энергии. Расчеты сделаны в КДСМ с СНП (*, толстая сплошная линия), с деформационной зависимостью энергий связи и кулоновского барьера (штрихпунктир, $\blacktriangledown$) и с дополнительной редукцией кулоновского барьера (штриховая линия, $\blacktriangle$). Экспериментальные данные: $\circ$ — [136]

ядром (а эта реакция — источник информации об оптических коэффициентах прохождения) от реакции испускания частицы нагретым вращающимся ядром (с этой реакцией мы имеем дело при распаде составной системы).

4.3. Множественности и спектры предразрывных гамма-квантов [73,75]. Обсудим теперь множественности предразрывных гигантских дипольных гамма-квантов $\langle \gamma_{\text{pre}} \rangle$ и их спектры. Хотя данные о спектрах гамма-квантов на совпадение с событиями деления имеются [128—131], мы не смогли извлечь из опубликованной информации экспериментальные спектры предразрывных гамма-квантов. Отсутствует также прямая экспериментальная информация о $\langle \gamma_{\text{pre}} \rangle$. Соответствующие данные теоретического анализа [129], которые обсуждаются ниже, были сообщены нам Д.Хофманом [147]. Цель наших расчетов — проверить утверждение [129], что предразрывные гамма-кванты весьма чувствительны к динамике процесса деле-

Рис.26. Средние множественности предразрывных гигантских дипольных гамма-квантов, вычисленные для реакции $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{224}\text{Th}$, как функции энергии возбуждения. а) Расчеты сделаны в КДСМ с СНП (толстая сплошная линия) и в СМ (тонкая сплошная линия). Показаны также спусковой (штрих-пунктир) и предделительный (штриховая кривая) вклады. б) То же, что на рисунке а, но расчеты в КДСМ сделаны с $\beta = 20 \cdot 10^{21} \text{ с}^{-1}$. Показаны также предразрывные (∇), спусковые ($\square$) и предделительные (Δ) множественности гамма-квантов из [147]. ([73])



ния. В расчетах было использовано стандартное выражение [104] для скорости распада по данному каналу с энергией гигантского дипольного резонанса $E_G = 80/A^{1/3} \text{ МэВ}$ и его шириной $\Gamma_G = 5 \text{ МэВ}$.

Как и выше, мы сравниваем между собой результаты, полученные в КДСМ с СНП и $\beta = 20 \cdot 10^{21} \text{ с}^{-1}$, и в статистическом подходе. Соответствующие $\langle \gamma_{\text{pre}} \rangle$ показаны на рис.26. Из сравнения рис.26,а и б видно, что множественности, рассчитанные с разными β , различаются в 2—7 раз, в зависимости от энергии возбуждения. Наибольшая разница получается при низких энергиях возбуждения, где данные измерений отсутствуют. Но и при полной энергии возбуждения $\sim 100 \text{ МэВ}$, как видно из рисунка, предразрывные гамма-множественности чувствительны к типу трения, использованному в расчетах. При полной энергии возбуждения $E_{\text{tot}}^* = 83 \text{ МэВ}$, что соответствует $E_{\text{lab}} = 140 \text{ МэВ}$ — энергии, при которой производились измерения в [129], гамма-множественности, рассчитанные в КДСМ с разными β , различаются примерно в 3 раза (ср. рис.26,а и б). Это различие гораздо больше, чем различие в соответствующих множественностях нейтронов и заряженных частиц. На рис.26 показаны, наряду с нашими расчетами, также и $\langle \gamma_{\text{pre}} \rangle$, которые мы извлекли из расчетных спектров [147], наилучшим образом аппроксимирующих экспериментальные данные при $E_{\text{lab}} = 140 \text{ МэВ}$ [129]. Эти множественности, против ожидания, согласуются с нашими, рассчитанными с СНП, а не с $\beta = 20 \cdot 10^{21} \text{ с}^{-1}$, с которым был выполнен анализ [129,147]. Причина этой неестественной ситуации заключается в том, что авторы [128—131] не учитывают поправок в формуле для гамма-

ширины, связанных с обменными эффектами и тензорным характером ядерных сил. Эти поправки, как показано в [105], приводят к увеличению гамма-ширины (или интегрального полного сечения фотопоглощения) в 1,75 по сравнению с классическим правилом сумм Томаса — Рейха — Куна [148]. После умножения $\langle \gamma_{\text{pre}} \rangle$, извлеченных из [147], на 1,75 эти множественности, как и следовало ожидать, приходят в удовлетворительное соответствие с нашими, рассчитанными с $\beta = 20 \cdot 10^{21} \text{ с}^{-1}$.

Обсудим теперь предделительный ($\langle \gamma_{gs} \rangle$) и спусковой ($\langle \gamma_{ss} \rangle$) вклады в $\langle \gamma_{\text{pre}} \rangle$, которые также показаны на рис.26 для расчетов в КДСМ штриховой и штрихпунктирной линиями соответственно, а для анализа [129] — светлыми символами [147]. Предделительный вклад доминирует в $\langle \gamma_{\text{pre}} \rangle$ из [147] и в нашем расчете с $\beta = 20 \cdot 10^{21} \text{ с}^{-1}$, как и следовало ожидать. В наших динамических расчетах с СНП предделительный и спусковой вклады примерно равны друг другу для обсуждаемой полной энергии возбуждения $E_{\text{tot}}^* = 83 \text{ МэВ}$. Этого следовало ожидать, т.к. с СНП трение в компактных конфигурациях невелико.

Итак, множественности предразрывных гамма-квантов, судя по всему, весьма информативны в плане координатной зависимости коэффициента затухания, особенно при невысоких энергиях. Было бы крайне желательно получить непосредственную экспериментальную информацию о них. Мы усматриваем свидетельство в пользу большого трения на спуске в повышенном выходе предразрывных гамма-квантов, наблюдавшемся для спонтанного деления ^{252}Cf в работе [133].

Перейдем теперь к обсуждению спектров предразрывных гамма-квантов. Средние энергии предразрывных гамма-квантов $\langle \epsilon_{\gamma_{\text{pre}}} \rangle$, рассчитанные в СМ и КДСМ, показаны на рис.27. Эти энергии, рассчитанные при $\beta = 20 \cdot 10^{21} \text{ с}^{-1}$, оказываются существенно меньше, чем при стандартном наборе параметров или в СМ. Таким образом, средние энергии в случае гамма-квантов оказываются более чувствительными к координатной зависимости коэффициента затухания, чем в случае нейтронов и заряженных частиц.

Те же особенности поведения $\langle \gamma_{\text{pre}} \rangle$ и $\langle \epsilon_{\gamma_{\text{pre}}} \rangle$ обнаруживаются также в расчетах, выполненных нами для реакции $^{20}\text{Ne} + ^{197}\text{Au}$.

Подводя итог, можно сказать, что, согласно предсказаниям КДСМ, предразрывные дипольные гамма-кванты должны нести ценную информацию о деформационной зависимости коэффициента затухания. Особенно информативны в этом плане их множественности, которые пока извлекаются из экспериментальных данных весьма неоднозначным способом. Измерение этих множественностей было бы чрезвычайно желательно.

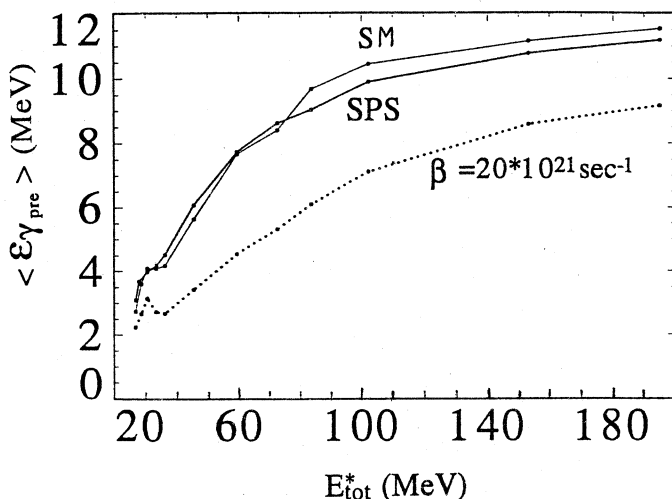


Рис.27. Средние энергии предразрывных гамма-квантов, вычисленные для реакции $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{224}\text{Th}$, как функции энергии возбуждения. Расчеты сделаны: в КДСМ с СНП (толстая сплошная линия, SPS); с $\beta = 20 \cdot 10^{21} \text{ c}^{-1}$ (пунктирная линия); в СМ (тонкая сплошная линия, SM) [73]

Нынешнее состояние экспериментальных данных о гамма-квантах не позволяет предпочесть один вид трения другому.

4.4. Сечения образования остатков испарения [73,74,75]. Как уже обсуждалось выше, любой анализ экспериментальных данных по реакциям слияния-деления заслуживает доверия лишь в случае, когда, наряду с множественностями предразрывных частиц, воспроизводятся и вероятности деления P_f (сечения деления, деленные на сечения полного слияния) или вероятности выживания $1 - P_f$ (или соответствующие сечения). Именно анализируя функции возбуждения n_{pre} и P_f в широкой области Z и A , мы получили в предыдущей главе стандартный набор параметров.

Для реакции $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$ сечения образования остатков испарения σ_{ER} были измерены Вульгарисом с соавторами [110] и Хартелем [122] для энергий вблизи порога слияния, причем сечения, полученные в [122], оказались примерно в три раза больше. Недавно нам стала известна работа Бринкмана с соавторами [132], в которой σ_{ER} измерены от порога до лабораторной энергии 140,5 МэВ. Они уже больше чем в 10 раз превосходят в пике

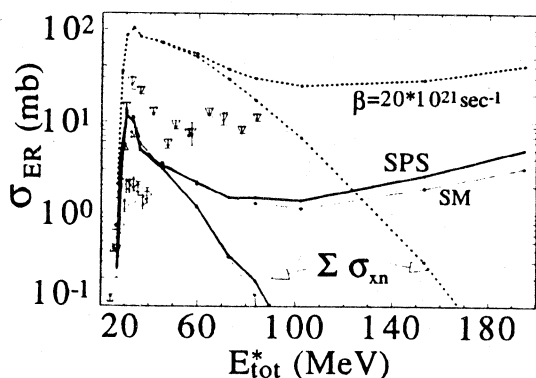
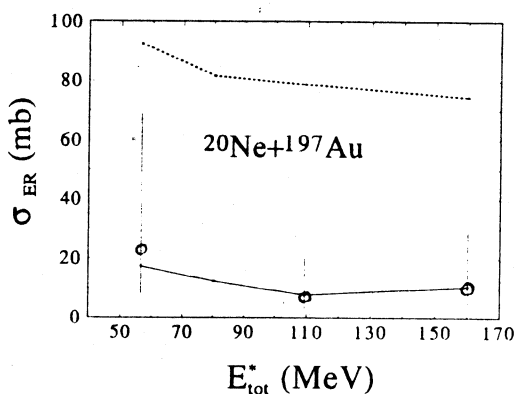


Рис.28. Сечение образования остатков испарения в реакции $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{224}\text{Th}$ как функция энергии возбуждения. Расчет — толстая сплошная линия (SPS) — КДСМ с СНП, пунктир — КДСМ с $\beta = 20 \cdot 10^{21} \text{ c}^{-1}$, тонкая сплошная линия, (SM) — СМ. Кривые, на которые указывают стрелки в нижней части рисунка, — вклад xn -реакций. Экспериментальные данные: ∇ — [132], Δ — [122], $\diamond$ — [110]

результаты Вульгариса [110]. Все эти экспериментальные данные показаны на рис.28 вместе с результатами наших расчетов. Результаты расчетов σ_{ER} с разными коэффициентами затухания ($\beta = 20 \cdot 10^{21} \text{ c}^{-1}$ и СНП) различаются на порядок, но сделать какие бы то ни было заключения нельзя — слишком велик разброс экспериментальных данных. Ситуация, очевидно, должна быть прояснена в первую очередь экспериментаторами.

На рис.28 показан вклад xn -реакций в полное σ_{ER} . Видно, что высокоэнергетичная часть функции возбуждения образования остатков испарения целиком обязана своим существованием реакциям с вылетом заряженной частицы (частиц). Возрастание σ_{ER} в области больших лабораторных энергий объясняется тем, что после вылета протона или альфа-частицы дочернее ядро становится менее делящимся и выживает с большей вероятностью. Этот механизм работает все более эффективно с ростом энергии возбуждения, т.к. при этом уменьшается роль кулоновского барьера. Соответствующее возрастание, как будто, обнаруживается на рис.28 в экспериментальных данных [132]. Этот эффект, по-видимому, наблюдался Хессбергером с соавторами [142] для реакции $^{20}\text{Ne} + ^{197}\text{Au}$. Соответствующие экспериментальные данные показаны на рис.29, где с ними сравниваются результаты наших расчетов в КДСМ. Видно, что СНП приводит к хорошему согласию с экспериментальными значениями σ_{ER} тогда как расчет с $\beta = 20 \cdot 10^{21} \text{ c}^{-1}$ переоценивает эти значения в 5—10 раз. Интересно, что авторы [142] интерпретировали возрастание σ_{ER} как проявление диссипативных эффектов. В нашем расчете со стандартным набором параметров все, что происходит до седловой точки, не слишком отличается от результатов стандартной СМ, динамика же играет роль, главным образом, на спуске с седла к разрыву. Возрастание σ_{ER} при больших энергиях в КДСМ — чисто

Рис.29. Сечение образования остатков испарения в реакции $^{20}\text{Ne} + ^{197}\text{Au} \rightarrow ^{217}\text{As}$ как функция энергии возбуждения. Расчет: сплошная линия — КДСМ с СНП, пунктир — КДСМ с $\beta = 20 \cdot 10^{21} \text{ с}^{-1}$. Экспериментальные данные [142] — о. [75]



статистический эффект, численное значение β определяет лишь абсолютную величину σ_{ER} , но не энергетическую

зависимость этого сечения. Вспоминая, что для этой реакции мы имеем также неплохое согласие с данными по множественностям заряженных частиц, можно сделать вывод, что анализ реакции $^{20}\text{Ne} + ^{197}\text{Au}$, по-видимому, подтверждает, что основные черты координатной зависимости параметра плотности уровней и коэффициента затухания в нашем стандартном наборе параметров отражены правильно.

4.5. Временные распределения событий деления [63,73,100,124—127].

Наиболее прямая информация о динамике процесса деления и, в частности, о его диссипативных свойствах содержится во временном распределении событий деления $P(t_f)$. Однако попытки извлечь эту информацию наталкиваются на серьезные препятствия. Во-первых, довольно трудно измерить $P(t_f)$ непосредственно. Во-вторых, влияние динамики на $P(t_f)$ может быть замаскировано чисто статистическими эффектами.

Первую трудность можно преодолеть, измеряя лишь какую-либо наиболее интересную часть распределения $P(t_f)$. Например, в [116,149] были измерены времена жизни до деления составных ядер от Hg до Fg, образованных в реакциях, вызванных тяжелыми ионами. В этих измерениях, выполненном методом теней [150,151], была обнаружена так называемая *долгоживущая составляющая деления* (ДСД). Она характеризуется величиной χ_L , которая, по определению, представляет собой долю событий деления, соответствующих временам, большим некоторого времени t_L ; обычно t_L принимается равным 10^{-16} (с χ_{16}) или $3 \cdot 10^{-17}$ (с χ_{317}). Конкретный выбор t_L обусловлен особенностями метода теней.

Появление ДСД для составных ядер от Hg до Fg объясняется в [116] событиями деления, возникающими на последней стадии испарительного

каскада. В этой области составных ядер величину и энергетическую зависимость χ_{317} (или χ_{16}) удалось описать с помощью СМ, учитывающей оболочечные и спаривательные эффекты [149].

Однако, как показали расчеты [124,125], определяющую роль в появлении ДСД играют макроскопические статистические эффекты. Примеры результатов таких расчетов представлены в табл.1. Они показывают, что статистический макроскопический расчет удовлетворительно согласуется с данными работ [116,149].

Таблица 1. Сравнение результатов расчетов ДСД в рамках макроскопической СМ с экспериментальными данными

Реакция	E_{lab} , МэВ	E^* , МэВ	χ_{16}^{max} , %		Ссылка
			теор.	эксп.	
$^{12}\text{C} + ^{nat}\text{W} \rightarrow \text{Hg}$	80—87	56—63	12	14	[116]
$^{16}\text{O} + ^{nat}\text{W} \rightarrow \text{Pb}$	90—115	50—73	12	22	[116]
$^{19}\text{F} + ^{181}\text{Ta} \rightarrow ^{200}\text{Pb}$	90—120	51—78	12	16	[149]
$^{12}\text{C} + ^{nat}\text{W} \rightarrow \text{Bi}$	95	52	14	16	[116]
—	108	64	8	10	[116]
$^{16}\text{O} + ^{197}\text{Au} \rightarrow ^{213}\text{Fr}$	90	43	6	< 10	[116]

Величина χ_{16}^{max} , приведенная в этой таблице, есть максимальное значение χ_{16} для данного промежутка энергий. Интересно отметить, что в работе Бугрова и Карамяна [152] «не обнаружено большого вклада долгоживущего ($\tau > 10^{-16}$ с) компонента в полное сечение деления» для реакции $^{16}\text{O} + ^{nat}\text{W} \rightarrow \text{Pb}$ (вторая строка в табл.1). Ситуация, таким образом, не полностью определена в экспериментальном плане.

В работе [124] были проделаны макроскопические статистические расчеты временных распределений событий деления для тех реакций, которые еще не изучались методом теней. Результаты этих расчетов, которые можно рассматривать как теоретические предсказания, представлены в табл.2.

Для составных ядер, барьер деления которых при нулевом угловом моменте выше энергии связи нейтрона, результаты расчетов в рамках КДСМ со стандартным набором параметров и с $\beta = 20 \cdot 10^{21} \text{ с}^{-1}$ дают близкий к статистическому результат в отношении ДСД. Это демонстрируется на рис.30. Следует, однако, заметить, что расчет, соответствующий большому постоянному коэффициенту затухания, выполнен с параметром плотностей уровней [69], тогда как СНП включает параметр плотности уровней [91].

Таблица 2. Сравнение результатов расчетов ДСД в рамках макроскопической СМ для реакций, которые экспериментально еще не исследовались

$E_{lab}, \text{ МэВ}$	$E^*, \text{ МэВ}$	$\chi_{16}, \%$	$\sigma_f, \text{ мб}$
$^{12}\text{C} + ^{209}\text{Bi} \rightarrow ^{229}\text{Ac}$			
55	29,7	5,2	0,103
60	34,4	12,7	20,2
65	39,1	11,1	266
70	43,9	2,5	555
75	48,6	0,4	798
$^{14}\text{C} + ^{197}\text{Au} \rightarrow ^{211}\text{Rn}$			
65	39,1	22,0	0,309
70	43,8	27,5	37,5
75	48,4	25,8	231
80	53,1	10,4	457
85	57,8	9,2	693
$^{16}\text{O} + ^{181}\text{Ta} \rightarrow ^{197}\text{Tl}$			
80	46,0	0,1	4,56
85	50,6	3,9	20,7
90	55,2	8,4	70,6
95	59,7	9,1	192
100	64,3	11,2	373
110	73,5	8,4	710
$^{40}\text{Ca} + ^{135}\text{Ba} \rightarrow ^{175}\text{Os}$			
170	51,4	0,5	0,130
175	55,2	8,1	2,47
180	59,1	15,3	25,9
185	62,9	4,3	95,9

Итак, в области ядер, барьер деления которых при нулевом угловом моменте выше энергии связи нейтрона, ДСД не несет в себе информацию о динамике процесса деления. В то же время до сих пор эта величина (для реакций с тяжелыми ионами) измерялась лишь двумя группами авторов, результаты которых не согласуются между собой. Согласно расчетам [124,125] наличие долгоживущей составляющей в делении ядер с $Z^2/A \geq 36$, образованных в реакциях с тяжелыми ионами при $\langle l_f \rangle \approx l_{B_f}$, является, скорее, правилом, чем исключением. Соответствующие измерения были бы крайне желательны и могут оказаться информативными в отно-

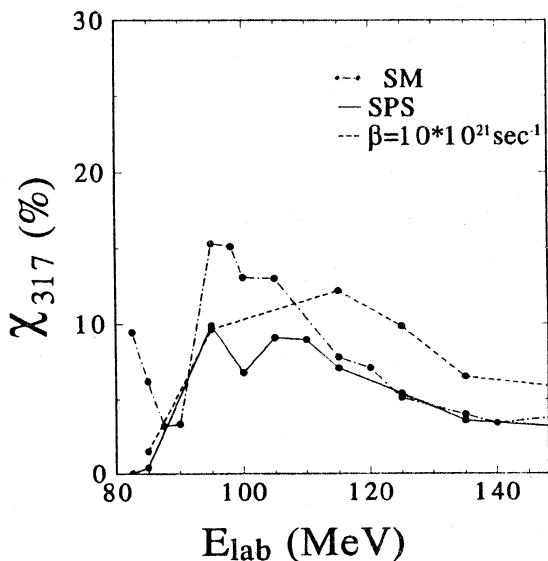


Рис.30. Долгоживущая составляющая деления как функция лабораторной энергии для реакции $^{19}\text{F} + ^{181}\text{Ta} \rightarrow ^{200}\text{Pb}$. Расчеты сделаны в СМ — штрихпунктирная линия (SM), в КДСМ с СНП — сплошная линия (SPS), в КДСМ с $\beta = 20 \cdot 10^{21} \text{ c}^{-1}$ — штриховая линия

шении статистических аспектов процесса. Так, детальные измерения времени деления актинидов под действием легких частиц, выполненные Юминовым с соавторами [153], показали важность учета коэффициента ротационного усиления плотности уровней.

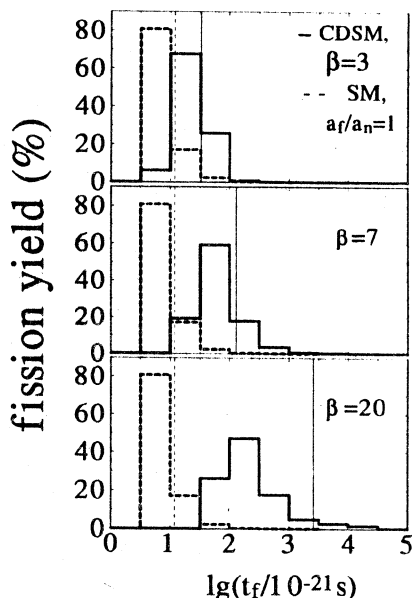
Ситуация с информативностью ДСД в отношении динамики, по-видимому, должна радикально измениться при переходе к самым тяжелым делящимся системам, образованным в реакциях с тяжелыми ионами. Для возбужденных промежуточных систем с $Z^2/A \geq 38$ барьер деления быстро уменьшается, и его роль могло бы взять на себя ядерное трение, если оно не столь мало, как в нашем стандартном наборе параметров. Наличие ДСД для таких систем было бы прямым подтверждением значительной диссипации в области компактных ядерных конфигураций. Поэтому измерения ДСД для тяжелых систем должны быть весьма информативными в отношении динамики процесса деления вообще и диссипативных свойств делительной моды в частности. Ниже обсуждаются результаты работы [100], подтверждающие это соображение.

В дополнение к модели, описанной в разд.2, здесь учтены температурно-зависимые оболочечные поправки к энтропии, которая, как и прежде, определяет динамику процесса. Этот учет выполнен по методу, предложенному Игнатьюком с соавторами [91]. «Возрождение» оболочек, которое сопровождает остывание ядра при эмиссии нейтронов, должно оказывать решающее воздействие на весь процесс деления возбужденных актинидных ядер.

Рис.31. Распределения событий деления по временам, вычисленные для реакции $^{19}\text{F} + ^{232}\text{Th} \rightarrow ^{251}\text{Es}$. Расчеты сделаны в СМ — штриховые гистограммы и в КДСМ — сплошные гистограммы. Значения β показаны на рисунке в единицах 10^{21} c^{-1} . Вертикальные линии — средние значения соответствующих распределений.[100]

На рис.31 показаны временные распределения событий деления для реакции $^{19}\text{F} + ^{232}\text{Th} \rightarrow ^{251}\text{Es}$. Подчеркнем, что в этих расчетах использовался не стандартный набор параметров, а постоянные (не зависящие от деформации) значения β и $a_f/a_n = 1$. Видно, что гистограммы, полученные с помощью КДСМ, существенно отличаются от статистических, особенно при больших значениях β . Независимо от метода расчета распределения получаются очень широкими и асимметричными (по оси абсцисс отложен логарифм!). Эти распределения совершенно не похожи на привычное гауссово распределение, поэтому *среднее* время деления $\langle t_f \rangle$, которое показано на рис.31 вертикальными линиями, не отражает времени жизни большинства событий. Иными словами, $\langle t_f \rangle$ существенно больше *наивероятнейшего* времени деления t_f^{mp} , они не согласуются иногда даже по порядку величины. Как видно из рис.31, среднее время деления $\langle t_f \rangle$ отражает, скорее, поведение долгоживущего «хвоста» распределения $P(t_f)$. Для $\beta \geq 7 \cdot 10^{21} \text{ c}^{-1}$ несколько процентов событий происходит за времена большие, чем 10^{-18} c . Согласно [150,151], такие времена уже могут быть измерены с помощью метода теней. В обсуждаемой реакции ($^{19}\text{F} + ^{232}\text{Th}$) причиной возникновения ДСД является все то же «многошансовое» деление. Однако фактором, подавляющим деление на первых ступенях испарительного каскада, здесь является трение, тогда как для $^{19}\text{F} + ^{181}\text{Ta}$, например, деление сильно конкурировало с испусканием нейтронов, когда выполнялось условие [116]:

$$B_f(l_c) \approx B_n. \quad (54)$$



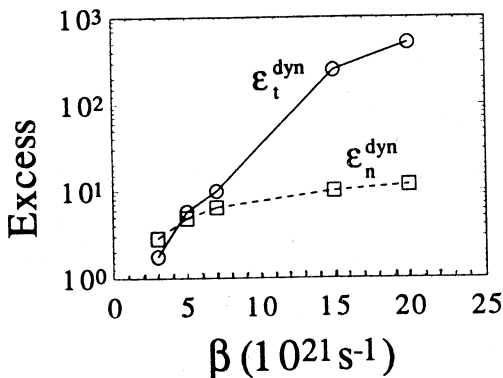


Рис.32. Превышение статистических значений для среднего времени деления (см. ф-лу (55)) и для множественности предразрывных нейтронов (см. ф-лу (56)) как функция β . Расчеты сделаны для реакции $^{19}\text{F} + ^{232}\text{Th} \rightarrow ^{251}\text{Es}$. [100]

Здесь $B_f(l)$ — высота барьера деления, зависящая от углового момента, B_n — энергия связи нейтрона, а l_c — критический

угловой момент для слияния. Таким образом, для тяжелых систем ДСД содержит информацию о ядерной диссипации для компактных конфигураций, и в этом смысле имеет преимущества по сравнению со средней множественностью предразрывных нейтронов.

На рис.32 представлены результаты расчетов величин

$$\epsilon_t^{\text{dyn}} = \frac{\langle t_f^{\text{dyn}} \rangle - \langle t_f^{\text{SSM}} \rangle}{\langle t_f^{\text{SSM}} \rangle} \quad (55)$$

и

$$\epsilon_n^{\text{dyn}} = \frac{\langle n_{\text{pre}}^{\text{dyn}} \rangle - \langle n_{\text{pre}}^{\text{SSM}} \rangle}{\langle n_{\text{pre}}^{\text{SSM}} \rangle}, \quad (56)$$

которые показывают количественно, в какой степени среднее время деления и средняя множественность предразрывных нейтронов информативны в отношении величины коэффициента затухания. Как мы видели в этом разделе, в настоящее время $\langle n_{\text{pre}} \rangle$ является единственной измеряемой величиной, которая обнаруживает систематические отклонения от предсказаний СМ. Здесь мы демонстрируем, следуя [100], что χ_L для тяжелых систем может быть еще более чувствительным индикатором динамических эффектов. Во-первых, как это видно из рис.32, при больших значениях коэффициента затухания ϵ_t^{dyn} превосходит ϵ_n^{dyn} более чем на порядок. Скорость роста ϵ_t^{dyn} с увеличением β также гораздо больше, чем для ϵ_n^{dyn} . Вспоминая, что поведение $\langle t_f \rangle$ определяется долгоживущим «хвостом» распределения событий деления по временам, мы приходим к выводу, что ДСД является не только индикатором динамических эффектов, но даже их «усилителем».

Фрагментарная экспериментальная информация о существовании χ_{16} или χ_{217} была опубликована Карамяном с соавторами для реакций $^{238}\text{U} + ^{12}\text{C}$ [154] и $^{238}\text{U} + ^{22}\text{Ne}$ [155]. Существование χ_{218} и χ_{918} , как будто, было обнаружено Молиторисом с соавторами в делении ураноподобных продуктов после глубоконеупругих столкновений ядер ^{238}U друг с другом [134]. Авторы [154,155] считают, что χ_L возникает в их эксперименте за счет деления слабовозбужденных мишенеподобных продуктов реакций передач. Было бы чрезвычайно важно подтвердить или опровергнуть это объяснение при помощи дополнительных и более систематических измерений. Для этого в работе [100] было предложено провести исследование χ_L в реакциях с неделящимися мишенями, например $^{32}\text{S} + ^{208}\text{Pb}$ или $^{31}\text{P} + ^{209}\text{Bi}$.

Чтобы сделать некоторые предсказания по поводу возможных результатов экспериментов, в [100] были проведены расчеты времен жизни до деления для реакции ^{32}S (176 МэВ) + ^{208}Pb с $\beta = 20 \cdot 10^{21} \text{ c}^{-1}$, величиной, которую извлекают из своих данных авторы измерений спектров предразрывных гамма-квантов [129]. Результаты этих расчетов, сделанных в КДСМ и СМ, представлены в табл.3. Видно, что существование χ_{318} для $\beta = 20 \cdot 10^{21} \text{ c}^{-1}$ ясно предсказывается КДСМ независимо от неопределенностей параметров модели. С другой стороны, никакая вариация параметров СМ не может сделать средние времена деления, вычисленные с ее помощью, подобными динамическим.

Итак, систематическое и детальное экспериментальное исследование явления долгоживущей компоненты деления для реакций, ведущих к тяжелым промежуточным системам, может открыть возможности для решающего заключения о том, каково же ядерное трение для компактных конфигураций. Такое исследование помогло бы разрешить противоречие, возникающее между разными авторами при определении коэффициента затухания.

Как уже упоминалось, средние времена деления часто весьма сильно отличаются от наиболее вероятных времен. На рис.33 показаны средние времена деления $\langle t_f \rangle$ и наивероятнейшие времена t_f^{mp} , полученные в рамках КДСМ со стандартным набором параметров. Расчет был произведен для 11 реакций, ведущих к составному ядру с энергией возбуждения 100 МэВ. Чтобы распределения составных ядер по спине не слишком зависели от реакции, в роли налетающей частицы всюду использовался ион ^{19}F . На рис.33 показаны также экспериментальные характерные времена деления, извлеченные из данных по $\langle n_{\text{pre}} \rangle$ [114]. Они неплохо согласуются с t_f^{mp} во

Таблица 3. ДСД для реакции $^{208}\text{Pb} + ^{32}\text{S}$ (176 МэВ), вычисленные в рамках КДСМ и СМ. B_f^{ld} и B_f^{sh} — жидкокапельная и оболочечная части барьера деления соответственно, χ_{318} — ДСД для $t_L = 3 \cdot 10^{-18}$ с, вычисленная в КДСМ, $\langle t_f^{\text{CDSM}} \rangle$ и $\langle t_f^{\text{SSM}} \rangle$ — средние времена деления, вычисленные в КДСМ и СМ соответственно

A/a_n , МэВ	a_f/a_n	B_f^{ld} , МэВ	B_f^{sh} , МэВ	χ_{318} , %	$\langle t_f^{\text{CDSM}} \rangle$ 10^{-18} с	$\langle t_f^{\text{SSM}} \rangle$ 10^{-18} с
9,1	1,01	1,8	4,2	4,0	8,3	0,011
"—"	"—"	—	5,2	9,8	50,6	0,013
"—"	"—"	—	3,2	2,5	1,6	0,009
"—"	"—"	2,8	4,2	13,4	54,1	0,406
"—"	"—"	0,8	"—"	0,4	0,3	0,005
"—"	1,00	1,8	"—"	4,6	8,8	0,024
"—"	0,99	"—"	"—"	5,7	8,4	0,033
8,0	1,01	"—"	"—"	2,7	3,4	0,012
10,0	"—"	"—"	"—"	7,0	4,0	0,011
12,0	"—"	"—"	"—"	8,3	15,6	0,013

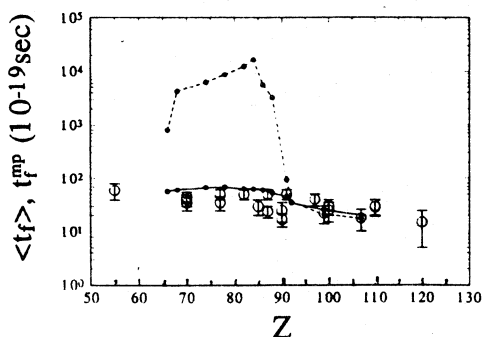


Рис.33. Среднее время деления $\langle t_f \rangle$ (штриховая линия, •) и наиболее вероятное время деления t_f^{mp} (сплошная линия, •) как функции зарядового числа составного ядра. Расчеты сделаны в КДСМ с СНП. о — экспериментальные данные [114]

всем диапазоне Z . Средние же времена приближаются к t_f^{mp} и к экспериментальным временам только для тяжелых составных систем.

Таким образом, средняя множественность предразрывных нейтронов и долгоживущая составляющая деления представляют собой взаимно дополняющие источники информации о ядерной вязкости и характерных временах процесса деления. Если $\langle n_{pre} \rangle$ несет в себе информацию о вязкости, усредненной по всем деформациям, и о наиболее вероятном времени процесса, то

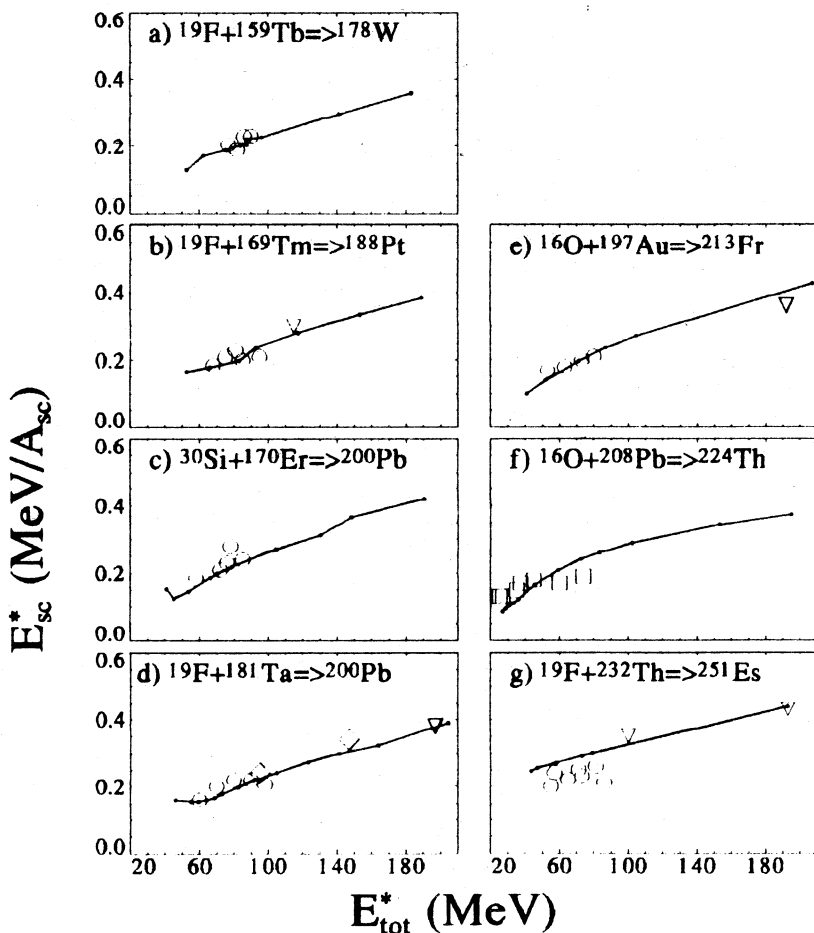


Рис.34. Энергия возбуждения на нуклон в точке разрыва как функция начальной энергии возбуждения для семи составных систем. Расчеты выполнены в КДСМ с СНП (кривые). Экспериментальные данные: o — [112], ◇ — [34], ▽ — [114], □ — [120]. ([126])

ДСД информативна в отношении трения в компактных конфигурациях и среднего времени деления.

4.6. Энергия возбуждения осколков в точке разрыва [126]. Большие предразрывные нейтронные множественности свидетельствуют о том, что процесс деления является достаточно медленным, чтобы составное ядро потеряло значительную часть своей первоначальной энергии возбуждения.

Так как время эмиссии нейтрона $\langle t_n \rangle$ сильно зависит от энергии возбуждения, большинство систем будет испарять нейтроны до тех пор, пока $\langle t_n \rangle$ для последнего предразрывного нейтрона не сравняется по порядку величины с наивероятнейшим временем деления. Вследствие этого внутренняя энергия возбуждения большинства систем в точке разрыва должна быть небольшой и не должна сильно зависеть от начальной энергии возбуждения. Хайнд, Хильшер и Росснер доказали это соображение, проанализировав *средние послеразрывные множественности нейтронов* $\langle n_{\text{post}} \rangle$ для широкого диапазона составных ядер [156]. В рамках КДСМ рассчитать $\langle n_{\text{post}} \rangle$ нельзя.

Можно, однако сравнить расчетные значения средних внутренних энергий возбуждения системы перед разрывом со значениями, извлеченными из данных по $\langle n_{\text{post}} \rangle$. Такое сравнение показано на рис.34 для 7 различных составных систем. Кривые соответствуют расчету в КДСМ с СНП. Удовлетворительное согласие с экспериментом подтверждает вывод о том, что в среднем коэффициент затухания довольно велик. Однако данные такого рода не несут в себе информации о деталях координатной зависимости β .

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основное содержание обзора составляет анализ экспериментальных данных, несущих в себе информацию о диссипативных свойствах делительной моды. Этот анализ производился, главным образом, с помощью комбинированной динамическо-статистической модели, разработанной в последние четыре года.

Оказалось, что без подгоночных параметров для индивидуальных ядер удастся воспроизвести данные по сечениям деления, а также по множественностям предразрывных нейтронов и заряженных частиц в широком диапазоне параметра делимости и энергии возбуждения составных ядер, полученных в слиянии тяжелых ионов. Согласие с экспериментом достигается с так называемым стандартным набором параметров: со сравнительно слабой деформационной зависимостью параметра плотности уровней и с коэффициентом затухания делительной моды, который сильно зависит от деформации. Этот коэффициент сравнительно невелик для слабдеформированных конфигураций и резко возрастает с появлением шейки между будущими осколками, достигая своего максимального значения в точке разрыва. Ни одна из имеющихся в литературе моделей ядерной вязкости не предсказывает такого поведения коэффициента затухания. Таким образом, возникает задача создания адекватной модели ядерной диссипации.

Анализ показал также, что все наблюдаемые можно разделить на три класса.

К первому классу следует отнести наблюдаемые, которые воспроизводятся в рамках СМ. Это вероятность (или сечение) деления и «сопряженная» ей наблюдаемая — вероятность выживания, а также средние энергии предразрывных нейтронов и заряженных частиц. Они сами по себе не несут информации о коэффициенте затухания коллективного движения β , однако их значения накладывают ограничения на параметры статистической модели. Здесь накоплен огромный объем экспериментальных данных, и задача теории — описать их без привлечения необоснованных подгоночных параметров, принимающих непредсказуемые значения для каждой новой составной системы.

Ко второму классу мы относим величины, которые содержат усредненную по всем деформациям информацию о диссипативных свойствах делятельной моды. Это множественности предразрывных и послеразрывных частиц. Совокупность данных свидетельствует о том, что в среднем β велико по сравнению с предсказаниями двухтельной вязкости, способной воспроизвести данные о распределениях осколков по кинетическим энергиям. Объем экспериментального материала здесь также велик. Остаются, однако, пробелы для реакций, вызванных легкими частицами.

Наконец, к третьему классу отнесем наблюдаемые, которые содержат, по-видимому, информацию о зависимости диссипативных свойств от формы делящегося ядра. Это сечения образования остатков испарения и долгоживущая составляющая деления для ядер с низким барьером, а также средние множественности и энергии предразрывных гамма-квантов. Здесь экспериментальных данных пока недостаточно, часто они противоречивы.

Я хочу выразить сердечную признательность Ю.А.Лазареву, В.В.Пашкевичу, Г.Н.Смиренину и П.Фребриху, сотрудничество с которыми во многом определило содержание этого обзора. Я искренне благодарю своих коллег и соавторов Д.Хильшера, Х.Росснера и Г.И.Косенко. Мне были очень полезны регулярные контакты и обсуждения различных частей работы с А.В.Игнатуком, М.Г.Иткисом, В.М.Коломийцем и А.Я.Русановым, которым я выражаю глубокую благодарность.

Обзор написан при финансовой поддержке Международного научного фонда (грант NRG000).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Hilscher D. — *Pramana J. Phys.*, 1989, vol.33, p.1.
2. Bohr N., Wheeler J.A. — *Phys. Rev.*, 1939, vol.56, p.426.
3. Kramers H.A. — *Physica*, 1940, vol.VII, p.284.
4. Струтинский В.М. — *ЯФ*, 1974, т.19, с.259; *Phys. Lett.*, 1973, vol.B47, p.121.

5. Cheifetz E. et al. — Phys. Rev., 1970, vol.C2, p.256.
6. Fraenkel Z., Unik S.P., Gorski A.J., Loveland W.D. — Phys. Rev., 1975, vol.C12, p.1809.
7. Волков В.В. — Ядерные реакции глубоконеупругих передач. М.: Энергоатомиздат, 1982.
8. Gross D.H.E., Kalinowski H. — Phys. Rep., 1978, vol.45, p.175.
9. Davies K.T.R., Sierk A.J., Nix J.R. — Phys. Rev., 1976, vol.C13, p.2385.
10. Davies K.T.R., Managan R.A., Nix J.R., Sierk A.J. — Phys. Rev., 1977, vol.C16, p.1890.
11. Grange P., Pauli H.C., Weidenmüller H.A. — Phys. Lett., 1979, vol.B88, p.9.
12. Grange P., Pauli H.C., Weidenmüller H.A. — Z.Phys., 1980, vol.A296, p.107.
13. Адеев Г.Д., Гончар И.И. — ЯФ, 1983, т.37, с.1113.
14. Адеев Г.Д., Гончар И.И. — ЯФ, 1984, т.40, с.869.
15. Adeeв G.D., Gonchar I.I. — Z.Phys., 1985, vol.A320, p.451.
16. Адеев Г.Д., Гончар И.И., Марченко Л.А., Писчасов Н.И. — ЯФ, 1986, т. 43, с.1137.
17. Adeeв G.D., Gonchar I.I. — Z.Phys., 1985, vol.A322, p.479.
18. Сердюк О.А. и др. — ЯФ, 1987, т.46, с.710.
19. Адеев Г.Д., Гончар И.И., Марченко Л.А. — ЯФ, 1985, т.42, с.42.
20. Grange P., Weidenmüller H.A. — Phys. Lett., 1980, vol.B96, p.26.
21. Grange P., Li-Jang Qing, Weidenmüller H.A. — Phys. Rev., 1983, vol.C27, p.2063.
22. Hassani S., Grange P. — Phys. Lett., 1984, vol.B137, p.281.
23. Hassani S., Grange P. — Z.Phys., 1986, vol.A325, p.95.
24. Zank W.P. et al. — Phys. Rev., 1986, vol.C33, p.519.
25. Hinde D.J. et al. — Nucl. Phys., 1986, vol.A452, p.550.
26. Gavron A. et al. — Phys. Rev., 1987, vol.C35, p.579.
27. Hinde D.J. et al. — Phys. Rev., 1988, vol.C37, p.2923.
28. Wegmann G. — Phys. Lett., 1974, vol.B50, p.327.
29. Griffin J.J., Dworzecka M. — Nucl. Phys., 1986, vol.A455, p.61.
30. Nix J.R., Sierk A.J. — Int. School-Seminar on Heavy Ion Physics, Dubna, USSR, 23—30 September 1986. JINR, D7-87-68, Dubna, 1987, p.453.
31. Hilscher D., Rossner H. — Ann. Phys. Fr., 1992, vol.17, p.471.
32. Pomorski K., Hofmann H. — Phys. Lett., 1991, vol.B263, p.164.
33. Bush B.W., Bertsch G.F., Brown B.A. — Phys. Rev., 1992, vol.C45, p.1709.
34. Lazarev Yu.A. — At. En. Rev., 1977, vol.15, p.75.
35. Иткис М.Г., Околович В.Н., Русанов А.Я., Смиренкин Г.Н. — ЭЧАЯ, 1988, т.19, с.701.
36. Лукьянов С.М. и др. — Международная школа-семинар по физике тяжелых ионов, Дубна, 3—12 окт. 1989. ОИЯИ, Д7-90-142, 1990, с.225.
37. Жданов С.В. и др. — ЯФ, 1992, т.55, с.3169.
38. Жданов С.В. и др. — ЯФ, 1993, т.56, с.55.
39. Scheuter F., Gregoire C., Hofmann H., Nix J.R. — Phys. Lett., 1984, vol.B149, p.303.
40. Tillack G.-R. — Phys. Lett., 1992, vol.B278, p.403.
41. Nix J.R. — Nucl. Phys., 1969, vol.A130, p.241.
42. Wada T., Abe Y., Carjan N. — Phys. Rev. Lett., 1993, vol.70, p.3538.

43. Tillack G.-R et al. — Phys. Lett., 1992, vol.B296, p.296.
44. Адеев Г.Д. и др. — ЭЧАЯ, 1988, т.19, с.1229.
45. Cha D., Bertsch G.F. — Phys. Rev., 1992, vol.C46, p.306.
46. Grange P. et al. — Phys. Rev., 1986, vol.C34, p.209.
47. Strumberger E., Dietrich K., Pomorski K. — Nucl. Phys., 1991, vol.A529, p.522.
48. Stratonovich R.L. — Topics in the Theory of Random Noise. Gordon and Breach, New-York, 1963, vols.I and II.
49. Van Kampen N.G. — Stochastic Processes in Physics and Chemistry. North-Holland, Amsterdam, 1981.
50. Чандрасекар С. — Стохастические проблемы в физике и астрономии. М.: ГИИЛ, 1947.
51. Abe Y., Gregoire C., Delagrang H. — J. de Phys., 1986, vol.47, p.C329.
52. Fröbrich P., Xu S.Y. — Nucl. Phys., 1988, vol.A477, p.143.
53. Fröbrich P., Stroth J. — Phys. Rev. Lett., 1990, vol.64, p.629.
54. Fröbrich P., Richert J. — Phys. Lett., 1990, vol.B237, p.328.
55. Fröbrich P. — Springer Proc. in Phys., vol.58, New Trends in Nuclear Collective Dynamics. Springer Verlag Berlin Heidelberg 1991, p.93.
56. Marten J., Fröbrich P. — Nucl. Phys., 1992, vol.A545, p.854.
57. Hofmann H., Jensen A.S., Scheuter F.J. — Proc. 12th Int. Symp. on Nuclear Physics, Gaussig, GDR, 1982, Report NISSN 0138-2950, p.96.
58. Ayik S., Suraud E., Stryewski J., Belkacem M. — Z.Phys., 1990, vol.A337, p.413.
59. Boilly D., Suraud E., Abe Y., Ayik S. — Nucl. Phys., 1993, vol.A556, p.67.
60. Stokstad R. — In: Treatise on Heavy Ion Science (D.A.Bromley, ed.), N. Y.: Plenum Press 1985, vol.3, p.82.
61. Oganessian Yu.Ts., Lazarev Yu.A. — In: Treatise on Heavy Ion Science (D.A.Bromley, ed.), N. Y.: Plenum Press 1985, vol.4, p.3.
62. Hinde D.J. et al. — Phys. Rev., 1989, vol.C39, p.2268.
63. Fröbrich P., Gontchar I.I., Mavlitov N.D. — Nucl. Phys., 1993, vol.A556, p.281.
64. Гончар И.И., Мавлитов Н.Д. — ЯФ, 1991, т.53, с.1567.
65. Weidenmüller H.A. — Nucl. Phys., 1987, vol.A471, p.1c.
66. Grange P. — Nucl. Phys., 1984, vol.A428, p.37c.
67. Адеев Г.Д., Гончар И.И., Пашкевич В.В., Сердюк О.А. — ЯФ, 1989, т.50, с.1242.
68. Ньютон Дж.О. — ЭЧАЯ, 1990, т.21, с.821.
69. Toke J., Swiatecki W.J. — Nucl. Phys., 1981, vol.A372, p.141.
70. Lanza E.G., Weidenmüller H.A. — Z.Phys., 1986, vol.A323, p.157.
71. Delagrang H., Gregoire C., Scheuter F., Abe Y. — Z. Phys., 1986, vol.A323, p.437.
72. Mavlitov N.D., Fröbrich P., Gontchar I.I. — Z.Phys., 1992, vol.A342, p.195.
73. Fröbrich P., Gontchar I.I. — Nucl. Phys., 1993, vol.A563, p.326.
74. Fröbrich P., Gontchar I.I. — Second Int. Conf. on Dynamical Aspects of Nuclear Fission, June 14—18, 1993, Smolenice, Slovakia. JINR, E7-94-19, Dubna, 1994, p.182.
75. Gontchar I.I., Fröbrich P. — ЯФ, 1994, т.57, с.1249.
76. Gontchar I.I., Fröbrich P. — HMI-Preprint, TV95-Fröb3, 1995, 25ps.
77. Gontchar I.I., Fröbrich P. — Nucl. Phys., 1993, vol.A551, p.495.

78. Gontchar I.I., Fröbrich P., Pischasov N.I. — Phys. Rev., 1993, vol.C47, p.2228.
79. Гончар И.И., Косенко Г.И. — ЯФ, 1991, т.53, с.133.
80. Косенко Г.И., Гончар И.И., Сердюк О.И., Писчасов Н.И. — ЯФ, 1992, т.55, с.920.
81. Гончар И.И., Косенко Г.И., Мавлитов Н.Д. — Тр. межд. конф. «Деление ядер — 50 лет», 16—20 октября 1989 г., Ленинград. С.-Петербург, Радиевый ин-т им. В.Г.Хлопина, 1992, с.295.
82. Fröbrich P., Tillack G.-R. — Nucl. Phys., 1992, vol.A540, p.353.
83. Krappe H.J. — Proc. Int. Workshop on Dynamical Aspects of Nuclear Fission, Smolenice, June 17—21, 1991, CSFR, JINR, E7-92-95, Dubna, 1992, p.51.
84. Wada T., Garjan N., Abe Y. — Nucl. Phys., 1992, vol.A538, p.283 с.
85. Игнатьюк А.В. и др. — ЯФ, 1984, т.40, с.625.
86. Игнатьюк А.В. и др. — ЯФ, 1984, т.40, с.1404.
87. Растопчин Е.М., Остапенко Ю.Б., Свирин М.И., Смиренкин Г.Н. — ЯФ, 1989, т.49, с.24.
88. Bohr A., Mottelson B.R. — Nucl. Structure, vol.II — Benjamin, London, 1975, p.371.
89. Hofmann H. — Phys. Lett., 1976, vol.B61, p.423.
90. Hofmann H., Samhammer R., Ockenfuss G. — Nucl. Phys., 1989, vol.A496, p.269.
91. Игнатьюк А.В. и др. — ЯФ, 1975, т.21, с.1185.
92. Balian R., Bloch C. — Ann. Phys., 1970, vol.60, p.401.
93. Ландау Л.Д., Лившиц Е.М. — Теоретическая физика, т.V. Статистическая физика. М.: Наука, 1976, с.66.
94. Hänggi P., Talkner P., Borcovec M. — Rev. Mod. Phys., 1990, vol.62, p.251.
95. Pontyagin L.A., Andronov A., Vitt A. — Zh. Eksp. Teor. Fiz., 1933, vol.3, p.165.
96. Myers W.D., Swiatecki W.J. — Nucl. Phys., 1966, vol.81, p.1; Ark. Fys., 1967, vol.36, p.343.
97. Brack M. et al. — Rev. Mod. Phys., 1972, vol.44, p.320.
98. Hasse R.W., Myers W.D. — Geometrical Relationships of Macroscopic Nuclear Physics. Springer Verlag, Berlin — Heidelberg — New York — Tokyo, 1988.
99. Игнатьюк А.В. — Статистические свойства возбужденных атомных ядер. М.: Энергоатомиздат, 1983.
100. Lazarev Yu.A., Gontchar I.I., Mavlitov N.D. — Phys. Rev. Lett., 1993, vol.70, p.1220.
101. Fröbrich P., Marten J. — Z. Phys., 1991, vol.A339, p.171.
102. Fröbrich P. — Phys. Rep., 1984, vol.116, p.337.
103. Blann M. — Phys. Rev., 1980, vol.C21, p.1770.
104. Lynn J.E. — Theory of Neutron Resonance Reactions. Clarendon, Oxford, 1968, p.325.
105. Недорезов В.Г., Ранюк Ю.Н. — Фотоделение ядер за гигантским резонансом. Киев: Наукова думка, 1989, с.50.
106. Rossner H. — част. сообщение, 1992.
107. Sierk A.J. — Phys. Rev., 1986, vol.C33, p.2039.
108. Back B.B. et al. — Phys. Rev., 1985, vol.C32, p.195; 1986, vol.C33, p.385.
109. Videbaek F. et al. — Phys. Rev., 1977, vol.C15, p.954.
110. Vulgaris E., Grodzins L., Steadman S.G., Ledoux R. — Phys. Rev., 1986, vol.C33, p.2017.

111. Murakami T. et al. — Phys. Rev., 1986, vol.C34, p.1353.
112. Newton J.O. et al. — Nucl. Phys., 1988, vol.A483, p.126.
113. Blocki J. et al. — Ann. Phys. (NY), 1978, vol.113, p.330.
114. Hinde D.J. et al. — Phys. Rev., 1992, vol.C45, p.1229.
115. Charity R.J. et al. — Nucl. Phys., 1986, vol.A457, p.441.
116. Andersen J.U. et al. — Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk., 1980, vol.40, No.7.
117. Van der Plicht J. et al. — Phys. Rev., 1983, vol.C28, p.2022.
118. Gavron A. et al. — Phys. Rev., 1984, vol.C30, p.1550.
119. Carjan N. — Workshop on Open Problems in Heavy Ion Reaction Dynamics at Vivitron Energies, May 5—7, 1993, CRN, Strasbourg, France, CRN 93-22, p.524.
120. Rossner H. et al. — Phys. Rev., 1992, vol.C45, p.719.
121. Косенко Г.И. — Кандидатская диссертация, Томск, 1992.
122. Hartel K. — Dissertation, Technischen Universität, München, 1985.
123. Чубарян Г.Г. и др. — ЯФ, 1993, т.56, с.3.
124. Gontchar I.I., Lazarev Yu.A., Mavlitov N.D. — Heavy Ion Physics. Scientific Report (1989—1990), JINR, E7-91-75, Dubna, 1991, p.70.
125. Gontchar I.I., Lazarev Yu.A., Mavlitov N.D. — Heavy Ion Physics, Scientific Report (1989—1990), JINR, E7-91-75, Dubna, 1991, p.72.
126. Hilscher D., Gontchar I.I., Rossner H. — ЯФ, 1994, т.57, с.1255.
127. Gontchar I.I., Fröbrich P., Lazarev Yu.A. — 2 Int. Conf. Dyn. Asp. of Nucl. Fission, June 14—18, 1993, Smolenice, Slovakia; JINR, E7-94-19, Dubna, 1994, p.198.
128. Thoennessen M. et al. — Phys. Rev. Lett., 1987, vol.59, p.2860.
129. Butsch R. et al. — Phys. Rev., 1991, vol.C44, p.1515.
130. Dioszegi I. et al. — Phys. Rev., 1992, vol.C46, p.627.
131. Hofmann D.J. — 9-th Winter Workshop on Nuclear Dynamics, Key West, Florida, Jan. 30 — Febr.6 1993, preprint.
132. Brinkmann K.-T. et al. — Phys. Rev., 1994, vol.C50, p.309.
133. Van der Ploeg H. et al. — Phys. Rev. Lett., 1992, vol.68, p.3145.
134. Molitoris J.D. et al. — Phys. Rev. Lett., 1993, vol.70, p.3145.
135. Lestone J.P. — Phys. Rev. Lett., 1993, vol.70, p.2245.
136. Lestone J.P. et al. — Nucl. Phys., 1993, vol.A559, p.277.
137. Krappe H.J., Pashkevich V.V. — Phys. Rev., 1993, vol.C47, p.1970.
138. Gregoire C., Delagrange H., Pomorski K., Dietrich K. — Z.Phys., 1988, vol.A329, p.497.
139. Ikezoe H. et al. — Nucl. Phys., 1992, vol.A538, p.299c.
140. Ikezoe H. et al. — Phys. Rev., 1990, vol.C42, p.342.
141. Ikezoe H. et al. — Phys. Rev., 1990, vol.C42, p.R1187.
142. Hessberger F.P., Ninov V., Spoerel U. — Z. Phys., 1991, vol.A340, p.171.
143. Vaz L.C. et al. — Z.Phys., 1984, vol.A315, p.169.
144. Strumberger E., Dietrich K., Pomorski K. — Nucl. Phys., 1989, vol.A502, p.523c.
145. Алешин В.П. — Изв. АН СССР, сер. физ., 1988, т.52, с.81.
146. Алешин В.П. — Докторская диссертация, Киев, 1991.
147. Hofmann D.J. — част. сообщение, 1992.
148. Drechsel D. — Proc. the 4-th Seminar on Electromagnetic Interactions of Nuclei at Low and Medium Energies, December 13—15, 1977, Moscow, USSR; M.: Nauka, 1979, p.293.

149. Forster J.S. et al. — Nucl. Phys., 1987, vol.A464, p.497.
150. Karamyan S.A., Melikov Yu.V., Tulinov A.F. — Sov. J. Particles and Nuclei, 1973, vol.4, p.196.
151. Gibson W.M. — Ann. Rev. Nucl. Sci., 1975, vol.25, p.465.
152. Бугров В.Н., Карамян С.А. — ЯФ, 1984, т.40, с.857.
153. Platonov S.Yu., Fotina O.V., Yuminov O.A. — Nucl. Phys., 1989, vol.A503, p.461.
154. Бугров В.Н., Карамян С.А. — ЯФ, 1982, т.35, с.558.
155. Бугров В.Н., Виноградов В.Г., Карамян С.А. — ЯФ, 1986, т.44, с.1389.
156. Hinde D.J., Hilsher D., Rossner H. — Nucl. Phys., 1989, vol.A502, p.497c.

КВАНТОВЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ И СТРУКТУРА НИЗКОЛЕЖАЩИХ УРОВНЕЙ ЯДРА ^{10}Li

С.Н.Абрамович, Б.Я.Гужовский, Л.М.Лазарев

Российский федеральный ядерный центр

Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики,
Арзамас-16

Дан обзор экспериментальных результатов по исследованию свойств низколежащих состояний ядра ^{10}Li , а также теоретических методов расчета уровней легких ядер. Методом теории пороговых явлений проанализированы два нижайших состояния ядра ^{10}Be с $T=2$ вблизи порога реакции $^7\text{Li}(t, n)^9\text{Be}^*$ ($T=3/2$), являющихся аналогами основного и первого возбужденного состояния ядра ^{10}Li . Определены дефекты масс этих состояний ^{10}Li , энергии распада $^{10}\text{Li} \rightarrow n + ^9\text{Li}$, спины и четности $2^-/1^-$, структура и конфигурация $v2s1/2$, оценены полные ширины. Полученные результаты сравниваются с соответствующими экспериментальными и теоретическими данными других работ. Проведенный анализ позволяет разрешить противоречия в имеющихся экспериментальных данных посредством правильной их интерпретации. Обсуждаются свойства ядер изобарического мультиплета $A=10$. Изучена систематика ядер с $N=7$ ($Z=0+6$). По систематике прогнозируются спины и четности нижайших состояний ядер ^9He , ^8H , ^7n с нормальной и аномальной четностями. Предлагаются также новые эксперименты по углубленному исследованию свойств ядра ^{10}Li .

It is a review of experimental results for researches of features of low-lying states for ^{10}Li nucleus in the present work. There is a discussion of theoretical methods for calculation of light nuclei levels, too. The method of threshold phenomena theory was used for analysis of two lower states for ^{10}Be nucleus with $T=2$ near threshold of $^7\text{Li}(t, n)^9\text{Be}^*$ ($T=3/2$) which are analogies for the ground and the first excitation states of ^{10}Li nucleus. The results of the analysis are mass excess for ^{10}Li nucleus, decay energy for $^{10}\text{Li} \rightarrow n + ^9\text{Li}$ process, spins and parities for these states $J^\pi=2^-$ and 1^- , their configuration $v2s1/2$, estimation of total widths. These results were compared with available experimental and theoretical data from other works. This analysis permits one to settle contradictions in experimental data interpretation. There were discussed features of $A=10$ isobaric multiple nuclei. On the basis of systematics for nuclei with neutron number $N=7$ it was made prognosis for spins and parities of the lowest states for ^9He , ^8H , ^7n and nuclei with normal and nonnormal parities. In the review new experiments were proposed for extended research of ^{10}Li nucleus features.

ВВЕДЕНИЕ

В последние десятилетия интенсивно изучаются легкие экзотические ядра с $N/Z > 1$. Необычность этих ядер начинается с $N/Z \approx 2$, когда обнаруживается отклонение от оболочечно-модельной схемы заселения уровней, например, в ядре ^{11}Be . В ядрах с $N/Z \approx 3$ (^8He , ^{11}Li) наблюдается нейтронное «гало» и связанный с ним аномально большой радиус. В области $N/Z \approx 2,5$ (ядро ^{10}Li) структура ядра представляет собой остов ($A-1$) в основном состоянии плюс слабосвязанный экстранейтрон. Это неполное перечисление ранее неизвестных свойств ядер говорит о том, что ядерная физика приступила к исследованию области ядер с новыми свойствами. Начало можно отнести к публикации работы [1] в 1966 г. по фрагментации ядра урана протонами с энергией 5,3 ГэВ, в результате которой регистрировались ядра изотопов легких элементов. В частности, в спектре этих ядер пик ядра ^{10}Li не был обнаружен, из чего был сделан вывод о нестабильности ^{10}Li относительно испускания нуклонов или нуклонных ассоциаций. Дальнейшие исследования подтвердили этот вывод. В настоящее время нейтронную нестабильность ядра ^{10}Li можно считать установленной.

В 1969 г. Барнес на конференции по ядерному изоспину [2] привел результаты измерения функции возбуждения реакции $^7\text{Li}(^3\text{He}, p)^9\text{Be}$ вблизи нейтронного порога $n + ^9\text{Be}^*$ ($E_x = 14,66$, $J^\pi = 3/2^-$, $T = 3/2$). Предполагаемый уровень составного ядра вблизи нейтронного порога должен иметь большую приведенную нейтронную ширину распада и изоспин $T = 2$, отвечающий структуре ядра ^{10}B в виде кора $^9\text{Be}^*$ ($T = 3/2$) и нейтрона на внешней орбите. Это состояние ядра ^{10}B является аналогом состояния ядра ^{10}Be со структурой $n + ^9\text{Be}^*$ ($E_x = 14,3922$ МэВ, $J^\pi = 3/2^-$, $T = 3/2$) и состояния ядра ^{10}Li со структурой $n + ^9\text{Li}$ ($J^\pi = 3/2^-$, $T = 3/2$). Кор должен быть в основном состоянии, поскольку обсуждаемый уровень ^{10}B является нижайшим из уровней с $T = 2$. Вскоре появились работы, в которых измерены функции возбуждения реакций $T(^7\text{Li}, p)^9\text{Li}$ [3] и $^7\text{Li}(t, p)^9\text{Li}$ [4,5] вблизи нейтронного порога $n + ^9\text{Be}^*$ ($E_x = 14,39$ МэВ, $J^\pi = 3/2^-$, $T = 3/2$), и обнаружен уровень составного ядра ^{10}Be ($T = 2$), являющийся аналогом основного состояния ядра ^{10}Li . В работе [5] определен орбитальный момент пороговых нейтронов $l = 0$. Этот результат оказался неожиданным, так как приводит к отрицательной четности аналогового состояния ^{10}Be ($T = 2$) и основного состояния ^{10}Li . Согласно расчетам на основе модели оболочек

[6] эти состояния должны иметь положительную четность. По энергии аналогового состояния определен дефект массы ядра ^{10}Li , равный 33 МэВ [7].

Однако в 1975 г. в экспериментальной работе [8] в реакции $^9\text{Be}(^9\text{Be}, ^8\text{B})^{10}\text{Li}$ получен дефект массы ядра ^{10}Li , равный $(33,83 \pm 0,25)$ МэВ и установлена положительная четность. Противоречивость данных [4,5] и [8] привела к дискуссии по конфигурации основного состояния ядра ^{10}Li [9] и стимулированию оболочечно-модельных расчетов уровней легких ядер, далеких от стабильности [10]. В работе [9] на основе оболочечно-модельных расчетов [11] было высказано предположение о наблюдении [8] ядра ^{10}Li в нижайшем возбужденном состоянии с нормальной (положительной) четностью. Основное состояние ^{10}Li , по-видимому, имеет конфигурацию $1s^4 1p^5 2s$ и расположено на 0,8 МэВ ниже наблюдаемого в работе [8].

Более поздние экспериментальные работы были направлены на уточнение значений дефекта массы ядра ^{10}Li , спина и четности его основного и возбужденных состояний. В работе [12] были подтверждены результаты [4,5]. В работах [13—15] авторы не решились сделать определенные выводы относительно основного состояния ^{10}Li из-за недостаточной статистики. И, наконец, в работе [16], где изучалось ядро ^{10}Li в двух различных реакциях: $^9\text{Be}(^{13}\text{C}, ^{12}\text{N})^{10}\text{Li}$ и $^{13}\text{C}(^{14}\text{C}, ^{17}\text{F})^{10}\text{Li}$, утверждается, что ядро ^{10}Li частично нестабильно, и имеет уровни над нейтронным порогом с энергиями 0,42 и 0,8 МэВ, которые с наибольшей вероятностью идентифицируются как дублет $1^+/2^+$ с конфигурацией $[\pi 1p3/2 \otimes \nu 1p1/2]$ при этом состояние 1^+ является основным. Последнее утверждение противоречит существующим экспериментальным данным, а также теоретическому анализу [17,18] функции возбуждения реакции $^7\text{Li}(t, p)^9\text{Li}$ [4,5].

Чтобы разобраться в сложившейся запутанной ситуации, требуется единый подход к экспериментальным данным и ключ для понимания. В наших руках оказалась безмодельная теория пороговых явлений, позволившая с единых позиций посмотреть на существующие данные по ядру ^{10}Li , а также прецизионные экспериментальные данные по двум нижайшим уровням ядра ^{10}Be с изоспином $T = 2$, являющимся аналогами основного и первого возбужденного состояний ядра ^{10}Li , с помощью которых был найден подход к раскрытию свойств уровней ^{10}Li . Имея необходимые средства, мы решили проанализировать накопленный материал по свойствам основного и возбужденных состояний ядра ^{10}Li и убедиться в непротиворечивости экспериментальных данных. В 1994 г. был проведен теоретический анализ экспериментальных данных [20], обладающих разрешением по энергии 20 кэВ, малой погрешностью ($< 0,5\%$) и незначительным разбросом точек. В отличие от предыдущего анализа [17,18] других экспериментальных данных для той же

реакции ${}^7\text{Li}(t, p){}^9\text{Li}$ вблизи порога реакции ${}^7\text{Li}(t, n){}^9\text{Be}^*$ ($E_x = 14,3922$ МэВ, $J^\pi = 3/2^-, T = 3/2$) было обнаружено два (а не один) узких уровня составного ядра ${}^{10}\text{Be}$. Ширины уровней меньше 100 кэВ, и они имеют отрицательные четности. Было установлено, что эти уровни имеют изоспин $T = 2$ и являются аналогами основного и первого возбужденного уровней ядра ${}^{10}\text{Li}$. Определены энергии и ширины этих уровней, а также оценены их нейтронные ширины. Полученные сведения позволили найти дефект массы ядра ${}^{10}\text{Li}$, совпадающий с данными [17,18], а также энергии и ширины основного и первого возбужденного состояний ${}^{10}\text{Li}$, установить их четность, структуру и оболочечную конфигурацию. Эти результаты в дальнейшем значительно облегчили анализ остальных экспериментальных данных.

Чтобы ввести читателя в курс дела, предварительно дается обзор экспериментальных данных (разд.1) и теоретических (разд.2) работ с подробным изложением полученных результатов по свойствам ядра ${}^{10}\text{Li}$. Затем излагается теоретический анализ уровней ядра ${}^{10}\text{Be}$ с $T = 2$ (разд.3) и делается аналоговый прогноз свойств основного и первого возбужденного состояний ядра ${}^{10}\text{Li}$. В разд.5 обсуждаются результаты по свойствам ядра ${}^{10}\text{Li}$, полученные в нашей и других работах. В разд.6 делаются некоторые выводы и предлагаются экспериментальные работы для дальнейшего уточнения характеристик ядра ${}^{10}\text{Li}$ и ядер мультиплета с $A = 10$.

1. ОБЗОР ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

Результаты экспериментального исследования ядра ${}^{10}\text{Li}$ условно можно разделить на три группы: 1) данные по нуклонно-стабильным ядрам изобарического мультиплета $A = 10$; 2) прямое исследование ${}^{10}\text{Li}$ в реакциях с образованием этого ядра; 3) косвенные данные, и в первую очередь, по ядрам соседних мультиплетов с $A = 11$ и $A = 9$.

Наиболее полную и точную информацию в настоящее время поставляют данные первой группы. Им будет уделено основное внимание. Прямое исследование ${}^{10}\text{Li}$ методически слабо освоено, и результаты не могут интерпретироваться однозначно. Поэтому данные второй группы рассматриваются пока как вспомогательные. Сведения по другим ядрам с $A \neq 10$ привлекаются для построения некоторых логических схем, способствующих выяснению структуры ${}^{10}\text{Li}$ и пониманию его места среди соседних ядер, а также экстраполяции его свойств на другие ядра.

1) Данные по уровням с $T = 2$ ядер ${}^{10}\text{Be}$ и ${}^{10}\text{B}$ представлены в работах [2,4,5]. В докладе [2] приводится рисунок из неопубликованной работы

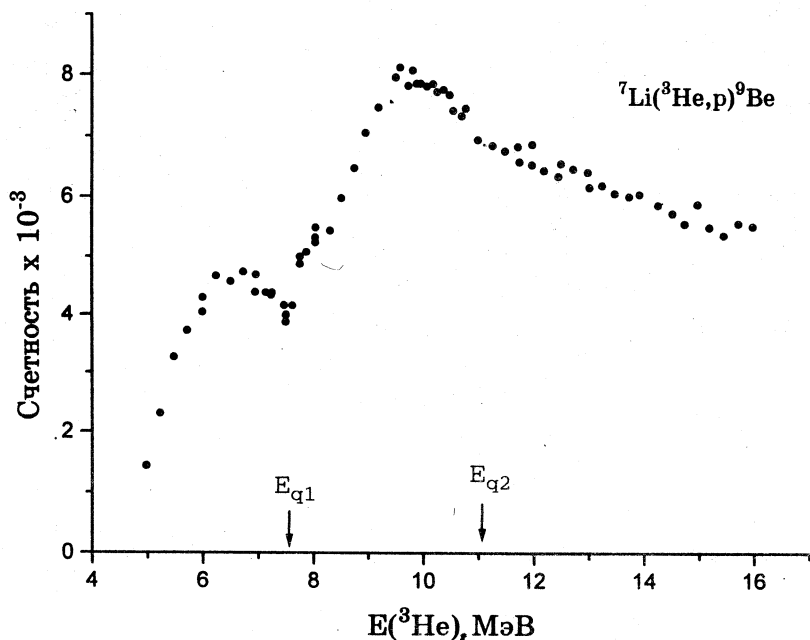


Рис.1. Данные по выходу 14,5 и 12 МэВ γ -лучей [2] при снятии возбуждения нижайших $T = 3/2$ состояний ${}^9\text{Be}$ и ${}^9\text{B}$ как функции энергии налетающих ядер ${}^3\text{He}$ для реакций ${}^7\text{Li}({}^3\text{He}, p){}^9\text{Be}$ ($T = 3/2$) и ${}^7\text{Li}({}^3\text{He}, n){}^9\text{B}$ ($T = 3/2$). Две аномалии вблизи двух порогов E_{q1} и E_{q2} образования ${}^9\text{B}$ ($T = 3/2$) вызваны изоспиновой связью между двумя аналоговыми каналами

(Addeberger, Snover. Stanford University), на котором изображен выход γ -квантов с энергией 14,5 и 12 МэВ из нижайших возбужденных состояний ${}^9\text{Be}$ и ${}^9\text{B}$ с $T = 3/2$, образующихся в реакциях ${}^7\text{Li} + {}^3\text{He} \rightarrow p + {}^9\text{Be}$ ($T = 3/2$) и ${}^7\text{Li} + {}^3\text{He} \rightarrow n + {}^9\text{B}$ ($T = 3/2$) в интервале энергий ${}^3\text{He}$ от 5 до 16 МэВ (рис.1). При энергии вблизи нейтронного порога реакции ${}^7\text{Li}({}^3\text{He}, n){}^9\text{B}^*$ ($E_x = 14,655$ МэВ, $J^\pi = 3/2^-$, $T = 3/2$) $E_{q1} = 7,577$ МэВ отчетливо проявляется пороговый «касп», а слева и справа от него в интервале $E_{q1} = \pm 0,5$ МэВ заметны два резонанса составного ядра ${}^{10}\text{B}$ с малыми ширинами. По-видимому, оба резонанса имеют изоспин $T = 2$. Вблизи бомбардирующей энергии 10 МэВ наблюдается мощный резонанс, который, по предложению авторов работы [2], может быть нижайшим состоянием с $T = 2$ ядра ${}^{10}\text{B}$. По нашему

мнению, мощный резонанс является либо одним из уровней с $T=2$, либо гигантским резонансом. На его правом склоне при энергии, отвечающей второму нейтронному порогу $E_{q_2} = 11,036$ МэВ реакции ${}^7\text{Li}({}^3\text{He}, n){}^9\text{B}^*$ ($E_x = 17,076$ МэВ, $T=3/2$), хорошо виден второй пороговый «касп». Вполне вероятно, что вблизи этого порога, в силу корреляции пороговых и резонансных состояний [18,19], находится один или несколько уровней составного ядра ${}^{10}\text{B}$ с $T=2$. Средний шаг по энергии в работе [2] равен 150 кэВ, поэтому детальное поведение функции возбуждения не передается экспериментальными данными.

В работе [3] сообщается об измерении функции возбуждения в реакции $T({}^7\text{Li}, p){}^9\text{Li}$ и о наблюдении пороговой особенности вблизи нейтронного порога реакции $T({}^7\text{Li}, n){}^9\text{Be}^*$ ($T=3/2$). Вид функции возбуждения не приводится.

Наиболее полные и с наименьшими погрешностями данные о нижайших уровнях с $T=2$ ядра ${}^{10}\text{Be}$ получены в работах [20], выполненных во ВНИИЭФ (Арзамас-16). В 1973 г. изучалась функция возбуждения реакции ${}^7\text{Li}(t, p){}^9\text{Li}$ путем измерения активности ядер ${}^9\text{Li}$, претерпевающих β -распад. Фон нейтронного и γ -излучения составлял в среднем 5%. Функция возбуждения измерялась в интервале энергий $E_t = 3,5 + 6$ МэВ со средним шагом по энергии, равным 20 кэВ. Вблизи порога реакции $T({}^7\text{Li}, (t, n){}^9\text{Be}^*$ ($E_x = 14,39$ МэВ, $J^\pi = 3/2^-, T=3/2$) при энергии $E_t = 5,65$ МэВ наблюдается (рис.2) гигантская пороговая аномалия с 30% спадом в ходе функции возбуждения. Нейтронный порог находится приблизительно на середине спада. Большая величина спада объясняется существованием в зарядово-сопряженном канале состояния составного ядра с $T=2$. Малая ширина спада по энергии ($\approx 0,1$ МэВ) обусловлена запретом по изоспину образования во входном канале этого состояния, которое является аналогом состояния ядра ${}^{10}\text{Li}$. В результате анализа энергия этого состояния равна 21,185 МэВ и по ней вычислена энергия связи нейтрона $\epsilon_n = (-62 \pm 60)$ кэВ в ядре ${}^{10}\text{Li}$ для основного состояния. Следует отметить значительный разброс экспериментальных точек в этой работе.

Более полный эксперимент [5] был направлен на одновременное исследование района аномалии $E_t = 5,43 + 5,95$ МэВ во всех открытых каналах реакции ${}^7\text{Li}+t$, за исключением упругого канала. Данные по сечениям исследуемых каналов представлены на рис.2. Функция возбуждения каналов с непороговыми нейтронами не имеет видимых пороговых особенностей, так же, как и канала ${}^6\text{He} + \alpha$. Это можно объяснить слабой связью этих

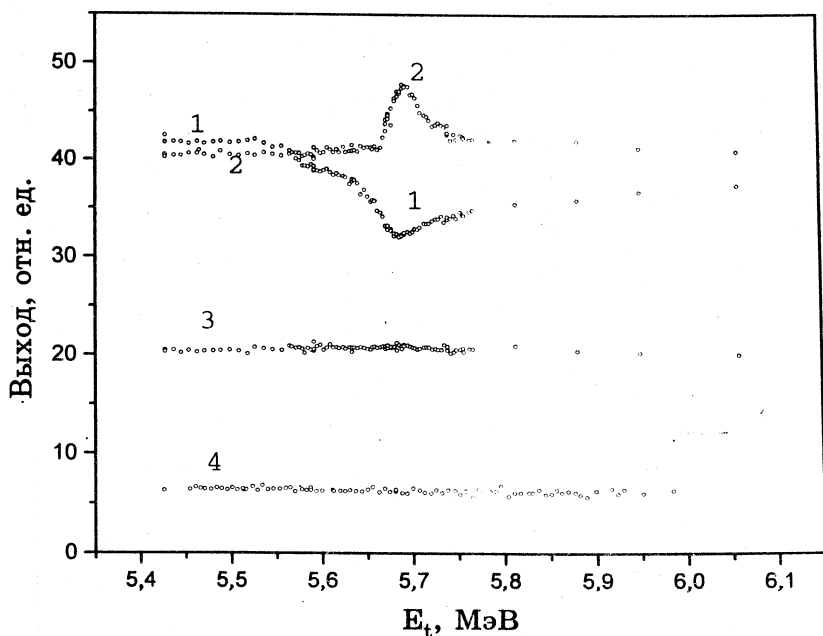


Рис.2. Выходы частиц в различных каналах [5] в результате реакции ${}^7\text{Li} + T$. Вблизи первого порога E_q реакции ${}^7\text{Li}(t, n){}^9\text{Be}^*$ ($E_x = 14,39$ МэВ, $T = 3/2$) функция возбуждения канала ${}^9\text{Li} + p$ имеет сложную структуру (1). Выход нейтронов (2), регистрируемых пороговым детектором, постоянен до пороговой энергии E_q . Предпороговый выход обусловлен регистрацией быстрых нейтронов. Передний фронт порогового всплеска имеет форму, характерную для нулевого орбитального момента пороговых нейтронов. В выходах быстрых нейтронов (3) и реакции ${}^7\text{Li}(t, \alpha){}^6\text{He}$ (4) вблизи порога не наблюдается аномалии в пределах экспериментальных погрешностей

каналов с протонным и пороговым каналами. Последние имеют ярко выраженные пороговые особенности. Поскольку детектор пороговых нейтронов располагался на оси пучка за мишенью, то в него попадали нейтроны из непороговых каналов и все пороговые нейтроны с энергией от нуля до некоторой энергии E_{max} , определяемой кинематикой реакции и угловыми размерами детектора. С дальнейшим ростом энергии налетающих тритонов число пороговых нейтронов начинает убывать из-за раскрытия «порогового» конуса, в котором летят нейтроны, что формирует край порогового «каска» со стороны высоких энергий. Величина пика составляет 15% от

предпорогового выхода. Форма левой стороны пика хорошо описывается функцией энергии $E_n^{l_n+1/2}$ с орбитальным моментом $l_n=0$. Следовательно, вклад пороговых нейтронов с $l \neq 0$ мал. Измерение полного сечения канала ${}^9\text{Li} + p$ осуществлялось по равновесной β -активности ядер ${}^9\text{Li}$ непосредственно в процессе облучения, т.е. в стационарном режиме. По этой причине разброс экспериментальных точек минимален. Вклад фоновых эффектов составлял менее 1%. На крутом спаде функции возбуждения заметно проявляются два выступа, наводящие на мысль о существовании двух узких резонансов составного ядра ${}^{10}\text{Be}$. В этой работе экспериментально подтверждается предположение [4] о том, что распад в пороговый канал $n + {}^9\text{Be}^*$ ($T=3/2$) идет с $l_n=0$. Следовательно, если имеется состояние в ${}^{10}\text{Be}$ с $T=2$ и отрицательной четностью ($l_n=0$) вблизи порога, то оно будет проявляться значительно сильнее, чем состояние с положительной четностью ($l_n=1$).

Продолжение по энергии функции возбуждения реакции ${}^7\text{Li}(t, p){}^9\text{Li}$ в область $E_t = 6 + 10,5$ МэВ получено впервые в работе [20]. На рис.3 представлены полные сечения образования ${}^6\text{He}$, ${}^8\text{Li}$, ${}^9\text{Li}$ в реакции ${}^7\text{Li} + t$ в зависимости от энергии в интервале $E_t = 3 + 10,5$ МэВ, полученные в этой работе. Функция возбуждения реакции ${}^7\text{Li}(t, p){}^9\text{Li}$ имеет очень сложную структуру. После быстрого подъема от порога протонного канала при энергии $\sim 5,65$ МэВ наблюдается резкая пороговая аномалия, обусловленная связью с каналом $n + {}^9\text{Be}^*$ ($E_x = 14,39$ МэВ, $T=3/2$). В интервале $6 + 7,5$ МэВ функция возбуждения имеет платообразный характер, затем наблюдается широкий пик с максимумом при $E_t = 8,4$ МэВ, достигающим 35 мб. Ширина резонанса ~ 1 МэВ. Затем идет быстрый спад, продлевающий склон резонанса до границы исследованной области. На этом склоне при энергии $E_t = 9,348$ МэВ находится второй нейтронный порог канала $n + {}^9\text{Be}^*$ ($E_x = 16,975$, $T=3/2$), аналогичный первому порогу. В точке порога функция возбуждения канала ${}^7\text{Li}(t, p){}^9\text{Li}$ испытывает перелом, а также наличие глубокого спада ниже «плато» при $E_t = 6 + 7,5$ МэВ свидетельствует о взаимодействии порога с уровнем $T=2$ ядра ${}^{10}\text{Be}$. Этим уровнем может быть мощный резонанс при энергии $E_t = 8,4$ МэВ, либо другое состояние, расположенное на спаде вблизи от второго нейтронного порога. На рис.3 представлены также функции возбуждения реакций ${}^7\text{Li}(t, \alpha){}^6\text{He}$ и ${}^7\text{Li}(t, d){}^8\text{Li}$. Первая измерена со случайными погрешностями $\approx 30\%$, и о ней

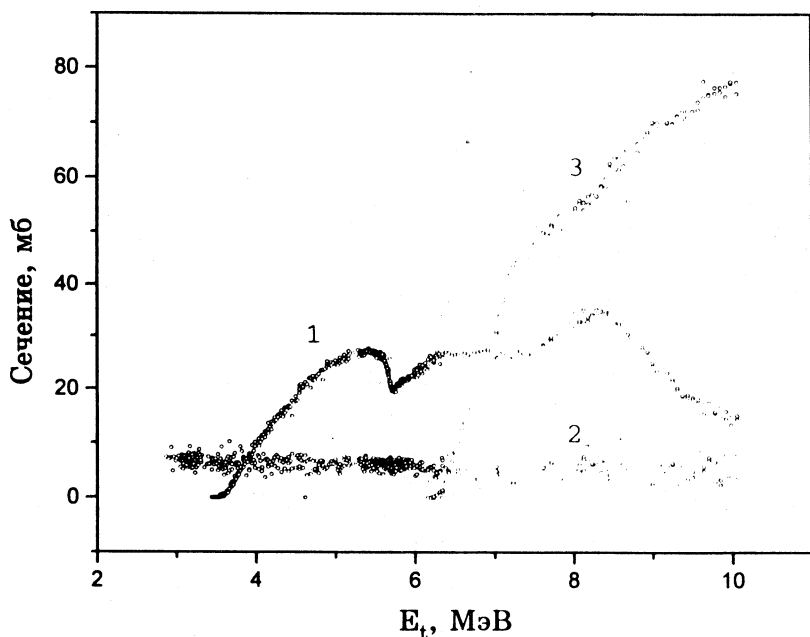


Рис.3. Полные сечения реакций [20] ${}^7\text{Li}(t, p){}^9\text{Li}$, ${}^7\text{Li}(t, \alpha_0){}^6\text{He}$ и ${}^7\text{Li}(t, d){}^8\text{Li}$ (1, 2 и 3 соответственно). Пороговые аномалии наблюдаются только в протонном канале

можно лишь сказать, что во всем интервале энергий $E_t = 3 + 10,5$ МэВ функция возбуждения может оцениваться постоянной величиной ≈ 5 мб. Функция возбуждения канала $d + {}^8\text{Li}$ монотонно растет от порога пропорционально кулоновской проницаемости и достигает величины 75 мб при $E_t = 10,5$ МэВ. Случайные погрешности в каналах $p + {}^9\text{Li}$ и $d + {}^8\text{Li}$ определяются статистикой отсчетов $\leq 1\%$ и аппаратурной нестабильностью, приводящей к разбросам менее 3%. Полная систематическая погрешность сечения оценивается в 20%.

2) Реакции с образованием ядра ${}^{10}\text{Li}$ изучались в работах [8,12—16]. В 1975 г. в реакции ${}^9\text{Be}({}^9\text{Be}, {}^8\text{B}){}^{10}\text{Li}$ при энергии 121 МэВ был определен дефект массы ядра ${}^{10}\text{Li}$, равный $(33,83 \pm 0,25)$ МэВ (рис.4). Это соответствует энергии связи нейтрона в ${}^{10}\text{Li}$ $(0,80 \pm 0,25)$ МэВ, что значительно превышает предсказание 0,21 МэВ, основанное на методе Гарви—Келсона [21] и еще более — данные Абрамовича и др. [4], где эта величина составляет

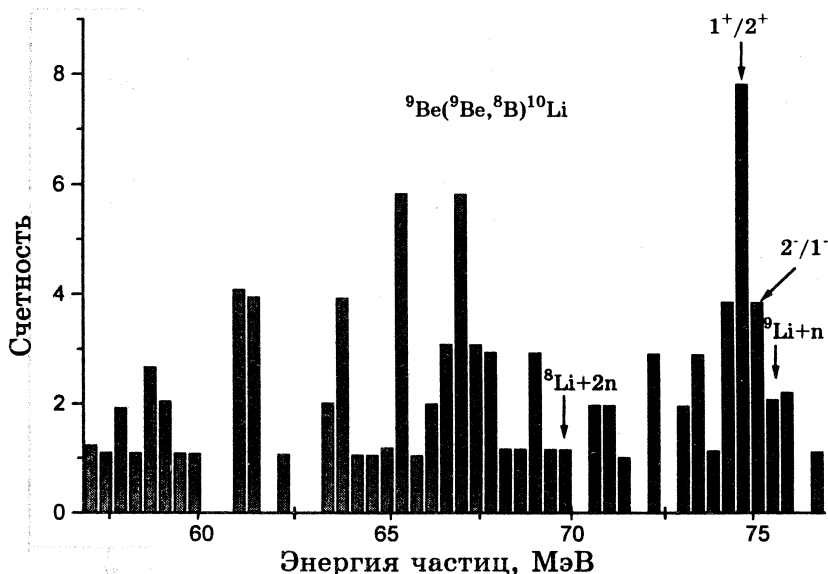


Рис.4. Спектр ядер ${}^8\text{B}$ из реакции ${}^9\text{Be}({}^9\text{Be}, {}^8\text{B}){}^{10}\text{Li}$ при энергии 121 МэВ под углом 14° в л.с.к. в совпадении с ядрами ${}^9\text{Li}$ (из распада ${}^{10}\text{Li} \rightarrow {}^9\text{Li} + n$) [8]. Широкий пик с $\Gamma = (1,2 \pm 0,3)$ МэВ (с.д.и.) вблизи порога ${}^9\text{Li} + n$ накрывает два предполагаемых дублета уровней $2^-/1^-$ и $1^+/2^+$ ядра ${}^{10}\text{Li}$

всего $(0,062 \pm 0,060)$ МэВ. В работе [9] была высказана мысль, что наблюдаемый в [8] уровень ${}^{10}\text{Li}$ является нижайшим уровнем с положительной четностью, а не основным состоянием с аномальной (отрицательной) четностью, лежащим на 0,8 МэВ ниже.

В работе [12] измерен спектр протонов из реакции ${}^{11}\text{B}(\pi^-, p){}^{10}\text{Li}$, вызываемой остановившимися π^- -мезонами. Вблизи верхней кинематической границы спектра обнаружен пик (рис.5) с параметрами $E_r = (0,15 \pm 0,15)$ МэВ и $\Gamma_0 < 0,4$ МэВ, где $\Gamma = \Gamma_0(E/E_r)^{1/2}$. Спектр с учетом порогового характера резонанса ${}^{10}\text{Li}$ описывался формулой Брейта—Вигнера с энергетической зависимостью ширины в s -волновом приближении ($l=0$). Отсутствие в спектре протонов дополнительных пиков может быть обусловлено либо динамикой реакции, либо тем, что расстояние между уровнями существенно меньше 0,4 МэВ.

В последние два года предпринято мощное наступление в исследовании свойств ядра ${}^{10}\text{Li}$ в нескольких лабораториях мира. Экспериментальные

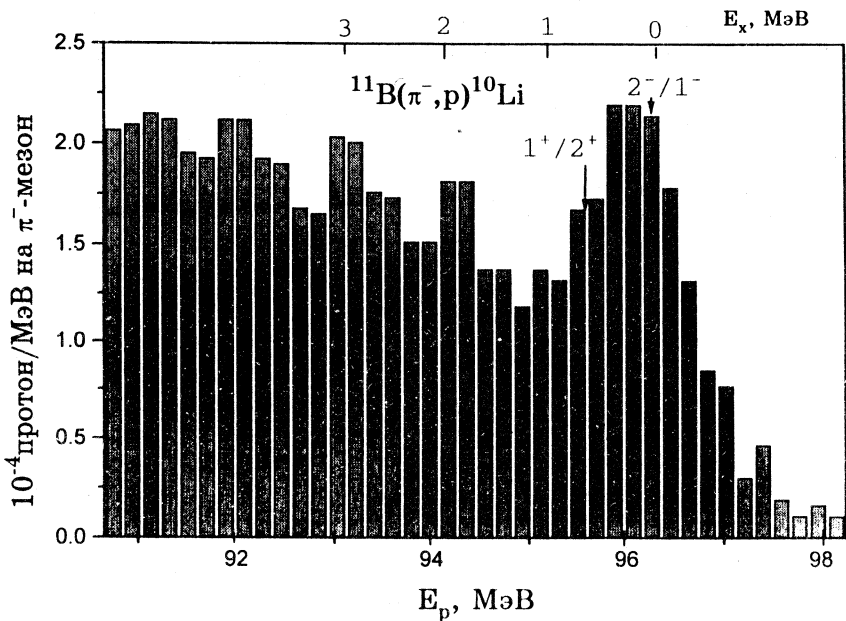


Рис.5. Спектр протонов из реакции $^{11}\text{B}(\pi^-, p)^{10}\text{Li}$ на остановившихся π^- -мезонах вблизи кинематической границы. На верхней шкале указана энергия возбуждения ^{10}Li . Стрелками обозначено предполагаемое нами положение центроидов дублетов уровней ядра ^{10}Li с отрицательной и положительной четностями

данные [13] по реакции $^{11}\text{Li} + \text{C} \rightarrow ^9\text{Li} + n + X$ при $E(^{11}\text{Li}) = 72$ МэВ/А получены для спектра нейтронов в совпадении с ^9Li . Наблюдаемое распределение монотонно убывает от порога, обнаруживая широкий пик при 0,5 МэВ. Три более узких пика на нем соответствуют данным [12,16,8]. Комментарии авторов говорят о том, что основное состояние ядра ^{10}Li слегка ниже, чем в работе [12]. Имеется также намек на первое возбужденное состояние вблизи той же энергии, что и в работе [16]. Эти результаты дают возможность предположить, что внешний нейтрон в ^{10}Li может находиться на $s_{1/2}$ оболочке.

В работе Янга и др. [14] измерен спектр ^8B из реакции $^{11}\text{B}(^7\text{Li}, ^8\text{B})^{10}\text{Li}$ при энергии 130 МэВ и лабораторных углах 5° и $3,5^\circ$ (рис.6). Имеется сильный широкий пик ($\Gamma_{\text{лаб}} = (385 \pm 23)$ кэВ), отвечающий p -волновому резонансу во взаимодействии несвязанного нейтрона при

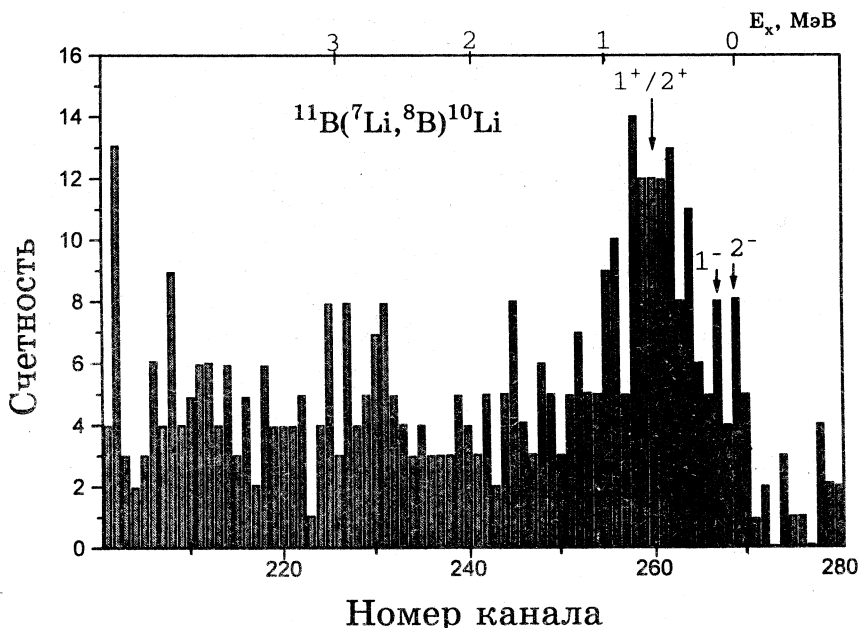


Рис.6. Спектр ядер ${}^8\text{B}$ из реакции ${}^{11}\text{B}({}^7\text{Li}, {}^8\text{B}){}^{10}\text{Li}$ при энергии 130 МэВ и угле 5° в л.с.к. На верхней шкале приводится энергия возбуждения ${}^{10}\text{Li}$. Высокое разрешение по энергии (70 кэВ) позволило разделить основной 2^- и первый возбужденный 1^- -уровни ядра ${}^{10}\text{Li}$ и отделить их от дублета $1^+/2^+$

(538 ± 62) кэВ с ${}^9\text{Li}$. Есть также слабое свидетельство того, что основное состояние может быть либо s -, либо p -волновым резонансом с $\Gamma_{\text{лаб}} < 230$ кэВ, соответствующим $\epsilon_n \geq -100$ кэВ. Следует отметить отчетливо обозначенное разделение слабого резонанса на два.

В работе [15] исследовались совпадения n и ${}^9\text{Li}$ из распада ядер ${}^{10}\text{Li}$, возникающих в реакции фрагментации ${}^{18}\text{O} + \text{C} \rightarrow n + {}^{10}\text{Li} + \text{X}$ при 80 МэВ/А в коллинеарной геометрии под углом 0° . Исследовался спектр относительных скоростей для $n + {}^9\text{Li}$. Замечен только один пик, соответствующий низкоэнергетичным нейтронам из ${}^{10}\text{Li}$. Энергия связи нейтрона в ${}^{10}\text{Li}$ ниже, чем в работе [12]. Однако наблюдаемый пик также мог быть обязан возбужденному состоянию ${}^{10}\text{Li}$, распадающемуся с переходом на первое возбужденное состояние ядра ${}^9\text{Li}$.

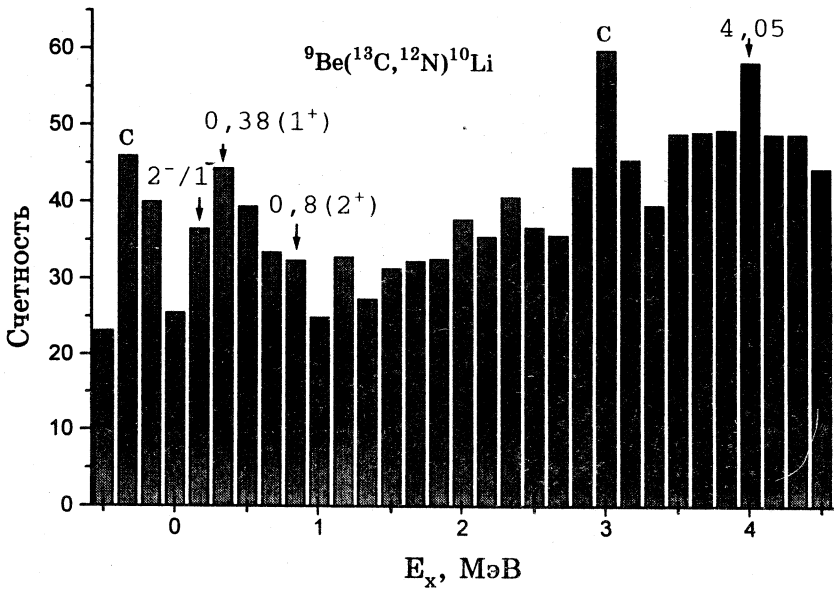


Рис.7. Спектр ядер ^{12}N из реакции $^9\text{Be}(^{13}\text{C}, ^{12}\text{N})^{10}\text{Li}$ при энергии 336 МэВ и угле $3,8^\circ$ в л.с.к. вблизи основного состояния ^{10}Li . Указаны углеродные линии (С) и предполагаемое в настоящей работе положение дублета уровней 2^- , 1^- . Положение уровней 1^+ , 2^+ и уровня 4,05 показано в соответствии с данными работ [58,59]

Измерения, выполненные в [16], дали дефект массы ядра ^{10}Li 33,445(50) МэВ из двух различных реакций: $^9\text{Be}(^{13}\text{C}, ^{12}\text{N})^{10}\text{Li}$, $E_{\text{лаб}} = 336$ МэВ (рис.7) и $^{13}\text{C}(^{14}\text{C}, ^{17}\text{F})^{10}\text{Li}$, $E_{\text{лаб}} = 337$ МэВ (рис.8). Ядро ^{10}Li по данным этой работы является нейтронно-нестабильным с энергией связи нейтрона $-0,42(5)$ МэВ. В анализе первой реакции низколежащее возбужденное состояние найдено при 0,38(8) МэВ. Это и основное состояние могут быть, по мнению авторов этой работы, с наибольшей вероятностью идентифицированы как $1^+/2^+$ дублет с конфигурацией $[\pi 1p3/2 \otimes \nu 1p1/2]$. Основное состояние имеет при этом $J^\pi = 1^+$. Реакция $(^{13}\text{C}, ^{12}\text{N})$ заселяет 1^+ -состояние, что вызвано спин-изоспиновым переворотом в главной части амплитуды перехода. Состояние 2^+ соответствует массе, данной в работе [8] для основного состояния ^{10}Li . Второе возбужденное состояние наблюдается

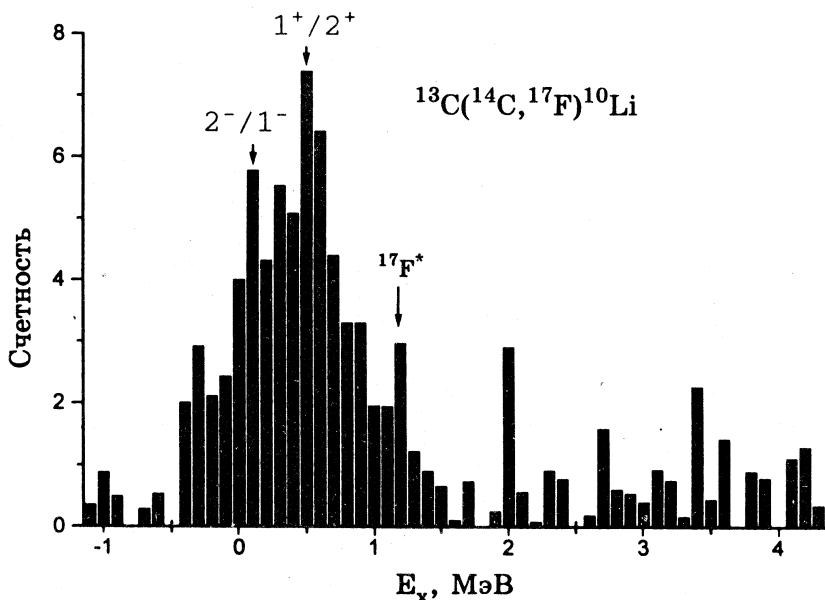


Рис.8. Спектр ядер ^{17}F из реакции $^{13}\text{C}(^{14}\text{C}, ^{17}\text{F})^{10}\text{Li}$ при энергии 337 МэВ и угле $5,4^\circ$ в л.с.к. [58]. Указано предполагаемое нами положение центров дублетов уровней 2^- , 1^- и 1^+ , 2^+ . Энергетическое разрешение не позволяет разделить уровни дублетов

при 4,05(10) МэВ с шириной 0,7(2) МэВ и может быть обусловлено конфигурацией $\nu 1d5/2$. Данные по второй реакции полностью поддерживают интерпретацию дублетного основного состояния (рис.8). Возбужденное состояние 4,05 МэВ не наблюдается в этой реакции.

3) Косвенные данные о нестабильном ядре ^{10}Li получены в исследованиях соседних стабильных и нестабильных ядер ^9Li , ^{11}Li , ^9He , ^{11}Be и др. [7]. О ядре ^9Li известно [7], что оно частично стабильно, спин и четность $J^\pi = 3/2^-$, изоспин $T = 3/2$, радиус равен 2,41 фм. Ядро ^9He [7] частично нестабильно. Распределение поперечного импульса максимально в нуле и падает с ростом $P_\perp$ [22]. Дефект массы принят равным $(40,80 \pm 0,10)$ МэВ. Ядро ^9He распадается в канал $^8\text{He} + n$ с энергией 1,13 МэВ. Основное состояние имеет характеристики $J^\pi = 1/2^-$ по оболочечно-модельным расчетам [10]. Ядро ^{11}Li [23] частично стабильно, дефект массы составляет $(40,85 \pm 0,08)$ МэВ. Энергия отделения двух нейтронов равна (247 ± 80) кэВ.

Спин ядра равен $3/2$, отрицательная четность следует из систематики. Радиус ядра аномально велик: $(3,16 \pm 0,11)$ фм. Это связано, по-видимому, с нейтронным гало [24]. Ядро ^{11}Be частично стабильно [23], спин равен $1/2$, имеет аномальную положительную четность, $T = 3/2$, радиус ядра аномально велик: $(2,86 \pm 0,04)$ фм, что обусловлено нейтронным гало [24,25]. Ядро ^{12}B частично стабильно, $J^\pi = 1^+$, $T = 1$ [23].

2. МЕТОДЫ ТЕОРЕТИЧЕСКОГО АНАЛИЗА

Существует несколько хорошо известных модельных и безмодельных методов теоретического анализа экспериментальных данных, а также полуэмпирические формулы масс и правила экстраполяции, вытекающие из систематики свойств ядер. При экстраполяции свойств стабильных и частично стабильных ядер в область экзотических частично нестабильных ядер обычно приходится применять в совокупности все существующие средства. Они взаимно дополняют друг друга, и владение ими позволяет предсказывать характеристики неизвестных ядер с высокой степенью надежности. Мы дадим обзор основных методов, широко применяемых в настоящее время.

2.1. Оболочечно-модельные расчеты. В современной модели оболочек [10,26] гамильтониан представляется в виде двух частей, одна из которых зависит от координат центра масс ядра, а другая от относительных координат двух нуклонов i, j :

$$H = \sum_{i=1}^A (P_i^2/2m + \frac{1}{2} m\omega^2 r_i^2) = \sum_{i<j} [V_{ij} - (m\omega^2/2A)(r_i - r_j)^2],$$

где P_i — импульс, m — масса, r_i — координата нуклона, ω — осцилляторная частота.

Для потенциала V_{ij} , зависящего только от относительных координат, гамильтониан является трансляционно-инвариантным, и нефизические состояния, вызванные возбуждением центра масс, могут быть устранены по методу работы [27]. Гамильтониан не отражает индивидуальных свойств ядер. Поэтому модельные расчеты уровней ядер могут претендовать лишь на согласие в среднем с экспериментальными данными. В целях улучшения описания данных были введены кулоновские поправки [11,26]. С их помощью ошибки в определении энергий уровней удалось сократить с ≈ 1 МэВ до $0,3 + 0,5$ МэВ для стабильных легких ядер в области $N \approx Z$. В работе [10] предпринята попытка описания энергий связи экзотических нейтронно-обогащенных легких ядер p -оболочки, а также спинов и четнос-

тей их четырех нижайших состояний. В частности, у ядра ^{10}Li для двух нижайших состояний в проведенных двух вариантах расчета модельных пространств $(0+1)\hbar\omega$ и $(0+2)\hbar\omega$ получены положительные четности с порядком следования уровней 1^+ , 2^+ и 2^+ , 1^+ соответственно. Расстояние между ними составляет 0,65 МэВ. Энергия связи нейтрона ϵ_n составляет $-0,61$ и $-0,65$ МэВ для этих двух моделей соответственно. Степень доверия к этим результатам не может быть высокой, поскольку среднее отклонение между теорией и экспериментом, по признанию авторов [10], составляет 1,1 и 1,2 МэВ для рассмотренных моделей соответственно. Значительно более высокой надежностью обладают результаты, полученные в оболочечно-модельных расчетах работы [26]. Здесь предсказание основного состояния ядра ^{10}Li со спином и четностью 2^- основывается на расчетах нижайшего состояния с $T=2$ стабильного ядра ^{10}B . В области $N=Z$ оболочечно-модельные расчеты, по-видимому, наиболее удовлетворительны. С уходом в область ядер, далекую от $N=Z$, на наш взгляд, следует ввести в гамильтониан зависимость от числа избыточных (или недостаточных) нейтронов в ядре.

2.2. Массовое уравнение изобарического мультиплета (IMME) [28].

В предположении зарядовой независимости ядерных сил все члены изоспинного мультиплета T имеют одну и ту же энергию. Изобарическая симметрия нарушается электромагнитным взаимодействием. Дополнительные эффекты возникают вследствие разницы масс нейтрона и протона [6]. Снятие вырождения по энергии для $(2T+1)$ членов изомultiплета происходит в соответствии с массовым уравнением изобарического мультиплета [29], описывающим зависимость массы от третьей проекции T_z изоспина T :

$$M(A, T, T_z) = a(A, T) + b(A, T)T_z + c(A, T)T_z^2 \quad (1)$$

Коэффициент a включает в себя (помимо прочего) среднюю кулоновскую энергию данного мультиплета. Коэффициент b зависит линейно [30] от $A^{2/3}$:

$$b \text{ [кэВ]} = (-733,5 \pm 0,7)A^{2/3} + (1771,0 \pm 0,1). \quad (2)$$

Сравнение экспериментального отношения b/c с моделью [31], предполагающей, что ядро представляет собой однородную сферу с постоянной зарядовой плотностью, приводит к линейной зависимости от A для $T=3/2, 2$ [28]:

$$-\frac{b}{c} = \alpha A - \beta; \quad \alpha = 0,97; \quad \beta = 4,33. \quad (3)$$

Теоретическая прямая [31] сдвинута вверх относительно экспериментальной на $\Delta\beta = 0,33$ при сохранении правильного наклона α .

Кулоновская энергия перестройки ΔE_c между аналоговыми уровнями двух соседних ядер определяется как

$$\Delta E_c(A, T, T_Z - 1|T_Z) = M_{Z>} - M_{Z<} + \Delta_{nH}, \quad (4)$$

где $M_{Z>}$ — масса высшего по Z члена, $M_{Z<}$ — масса низшего по Z члена, $\Delta_{nH} = 0,782339(17)$ МэВ разность масс нейтрона и атома водорода. Параметры b и c связаны с ΔE_c соотношениями [30]:

$$\Delta_{nH} - b(A, T) = (T - 1/2)\Delta E_c(A, T, T - 2|T - 1) - (T - 3/2)\Delta E_c(A, T, T - 1|T); \quad (5)$$

$$c(A, T)/3 = 1/6[\Delta E_c(A, T, T - 2|T - 1) - \Delta E_c(A, T, T - 1|T)]. \quad (6)$$

Массовое уравнение (1) позволяет определить энергии состояний всех членов изобарического мультиплета с данными значениями A, T с точностью до нескольких десятков кэВ, если известна энергия хотя бы одного члена этого мультиплета для определения коэффициента a . В массовое уравнение иногда включаются члены с более высокими степенями T_Z [32],

$dT_Z^3 + eT_Z^4$. Во втором порядке теории возмущений они включают недиагональные матричные элементы. Однако коэффициенты d и e определяются с большими погрешностями, часто превосходящими эти коэффициенты. В наших расчетах эти члены не учитывались.

2.3. Теория пороговых явлений. Теория применяется в исследовании состояний ядер вблизи порога реакции [19,33,34]. Возможность исследования базируется на аналитической зависимости волновой функции от энергии, которая хорошо известна при условии $kR \ll 1$, а для заряженных частиц также при выполнении условия $\eta \gg 1$ [35—37], где k — волновое число, R — радиус ядра, η — кулоновский параметр. Ограничение при низких энергиях малым числом парциальных волн позволяет представить волновую функцию в виде аналитической функции энергии с ограниченным числом параметров. Этой функцией затем аппроксимируются экспериментальные данные при анализе пороговых явлений [19], и определяются параметры, несущие физическую информацию о механизме реакции и свойствах составного ядра. В частности, определяются энергия состояния составного ядра, его полная и парциальные ширины, а также четность (орбитальный момент l). Эти сведения дают возможность сделать заключение о типе порогового состояния и его изоспине с целью экстраполяции данных анализа на соседние члены изобарического мультиплета [17,18] с помощью массового уравнения (1). Преимущества теории пороговых явлений заключаются в следующем: число параметров теории невелико ≈ 10 . Точность расчетов определяется погрешностями эксперимента и практически не зависит от варианта теории.

2.4. Модельные методы анализа. Пороговый анализ проводится также [38] по R -матричной теории [39] с использованием разложения в ряд по степеням энергии фактора проницаемости $P_f(E)$. Однако сложность связи R -матрицы с матрицей столкновений делает R -матричный подход неэффективным: слишком велико число параметров (≈ 100), многие из которых не имеют физического смысла [40]. Результат анализа зависит от варианта теории.

Более эффективным является метод резонирующих групп (МРГ), применяемый, в силу сложности вычислений, к системам легких ядер с числом кластеров в ядре не более трех [41,42]. Представление волновой функции системы в виде ряда по многочастичному базису осцилляторных функций позволяет свести задачу многих тел к решению системы линейных алгебраических уравнений:

$$\sum_{v', \alpha'} \langle \alpha, v | H - E | v', \alpha' \rangle C_{v'}^{\alpha'} = 0, \quad (7)$$

где H — гамильтониан, $|v, \alpha\rangle$ — базисные функции. Сравнительная простота этих уравнений по отношению к многомерным уравнениям Шредингера или Фаддеева—Якубовского [43] привлекает к использованию этого метода в анализе ядерных реакций, в том числе вблизи порога. Бесконечная система уравнений (7) должна быть ограничена, исходя из возможностей вычислительной техники. Выбор части полного базиса проводится на основе модельных представлений о физике явлений в рассматриваемой системе. Влияние оставшейся за пределами решения части базиса учитывается введением некоторых свободных параметров. Одним из таких параметров является осцилляторная частота, которая выбирается так, чтобы наилучшим образом описать структурные особенности системы. В качестве потенциалов нуклон-нуклонных взаимодействий используются двухчастичные реалистические потенциалы с параметрами, описывающими взаимодействие двух свободных нуклонов. Иногда эти параметры значительно варьируются (до 20%). Наиболее часто употребляются реалистические потенциалы Волкова [44] и Хасегавы—Нагаты [45].

Естественно, что результаты расчетов по методу резонирующих групп существенно зависят от выбора базисных функций и параметров реалистических потенциалов. Чтобы расчеты имели предсказательную силу, необходимо провести подбор всех параметров для наилучшего описания существующих экспериментальных данных.

Метод гармонических полиномов (K -гармоник) [46] довольно успешно применяется для описания основных и нижайших возбужденных состояний ядер, в том числе экзотических [47]. Свое название метод ведет от разло-

жения волновой функции системы в ряд по собственным функциям $U_{k\gamma}$ угловой части многомерного лапласиана Δ :

$$\Delta_{\Omega} U_{k\gamma} = -K(K + 3A - 5)U_{k\gamma},$$

где $K \geq K_{\min}$ — целые положительные числа, γ — набор всех остальных квантовых чисел, Ω — совокупность угловых переменных. Радиальные функции $X_{k\gamma}(\rho)$ зависят от коллективной переменной ρ :

$$\rho^2 = \sum_{i=1}^A (\mathbf{r}_i - \mathbf{R})^2$$

и удовлетворяют системе обыкновенных дифференциальных уравнений второго порядка. Спектр уровней ядра в приближении $K_{\min}$ с помощью методов, разработанных в модели оболочек [48], может быть представлен через гармоники с заданными значениями полного момента J и изоспина T , как в модели оболочек. Однако в оболочечном подходе получается только часть уровней, следующих из уравнений для K -гармоник. Спектр последних богаче, так как содержит возбуждение коллективных движений по переменной ρ , что дает начало целым полосам состояний.

В этом смысле спектр ядра в методе резонирующих групп еще более богат коллективными состояниями, поскольку содержит большее число коллективных степеней свободы, отвечающих внутреннему движению различных кластеров. Вопрос о типе двухнуклонного потенциала в методе K -гармоник не является простым по причине соблюдения условий насыщения. Обычно применяются потенциалы в виде суперпозиции потенциалов Гаусса [49], один из которых отталкивающий. При этом параметры потенциалов подгоняются под условие наилучшего описания фаз нуклон-нуклонного рассеяния в довольно широкой области энергий. Значительное внимание привлекают потенциалы ОВЕР с мягким кором и зависящие от скорости, типа потенциала Брайана—Скотта [50]. По мере роста числа нуклонов в ядре система становится все более неустойчивой к стягиванию. В расчетах свойств ядер $1s$ -оболочки достигнута высокая точность. Переход к ядрам $1p$ -оболочки требует значительных усилий для сохранения высокой точности вычислений. Для них предложена так называемая Π -модель [51] или метод угловых потенциальных функций [52]. Сущность его состоит в том, что волновая функция системы представляется в виде суммы членов, главный из которых есть волновая функция Ψ_0 метода K -гармоник в приближении $K_{\min}$, остальные члены предполагаются малыми поправками к главному. Роль поправок сводится к замене матричных элементов нуклон-нуклонного взаимодействия эффективными матричными элементами в

системе дифференциальных уравнений для радиальных волновых функций в поправках к главному Ψ_0 -члену. Угловые потенциальные функции, входящие в поправочные члены, строятся с помощью техники повышающих операторов j (в схеме jj -связи) из $K_{\min}$ гармоник с определенными квантовыми числами J^π и T .

В качестве нуклон-нуклонного взаимодействия выбран реалистический потенциал с мягким кором [53]. Как следует из сказанного, П-модель [51] включает в волновую функцию, кроме гармоник с $K_{\min}$ и с определенными J, T , также члены более высокого порядка по K при согласовании с радиальными уравнениями. Из общих соображений это должно привести к лучшему описанию характеристик легких ядер, чем в модели оболочек и в методе K -гармоник. Расчеты показали, что энергии связи ядра ${}^6\text{Li}$ и ядер $1s$ -оболочки в П-модели описываются лучше. В методе угловых потенциальных функций [52] после написания радиальных уравнений последние рассматриваются как дополнительные условия на матричные элементы нуклон-нуклонных (NN) потенциалов с целью решения обратной задачи — восстановления матричных элементов NN -потенциалов. Восстановленные по экспериментальным данным матричные элементы снова подставляются в радиальные уравнения. Процесс попеременного решения прямой и обратной задач повторяется несколько раз до достижения установленной точности расчетов или удовлетворения восстановленным потенциалом условий насыщения Калоджеро—Симонова [54]. Благодаря коррекции потенциала устраняется «пересвязывание» тяжелых ядер p -оболочки (${}^{16,15}\text{O}$) на величину ≈ 10 МэВ, после чего имеет смысл перейти к анализу изотопов ${}^{10,9}\text{He}$. Для них полная сходимость разложения волновой функции в ряд по потенциальным гармоникам достигается при учете ≈ 200 базисных функций в пространстве многомерных углов. Согласно расчету, изотопы ${}^9\text{He}$ и ${}^{10}\text{He}$ оказываются ядерно-нестабильными. Тяжелые изотопы ${}^{7-9}\text{H}$ далеки от связанных состояний, и отсутствуют резонансные состояния этих систем. Основное состояние ядра ${}^6\text{H}$ имеет большую энергию $\epsilon = 6,3$ МэВ относительно порога распада ${}^6\text{H} \rightarrow {}^3\text{H} + 3n$.

В системе ${}^5\text{H}$ нет ярко выраженного квазистационарного состояния. Однако полученные результаты, по мнению авторов [52], не претендуют на однозначность. Развитые в работах [51,52] методы расчетов спектров ядер представляют, по нашему мнению, математические схемы решения многомерных уравнений Шредингера с урезанным базисом K -гармоник (или базисом оболочечной модели). В этих схемах бесконечная часть базиса заменяется другим ограниченным базисом, а матричные элементы NN -потенциала в радиальных уравнениях заменяются некоторыми эффективными

матричными элементами, и дается рецепт попеременной оптимизации ограниченного дополнительного базиса и эффективных матричных элементов на основе известных экспериментальных данных. Возможно, что эти схемы позволяют в ряде случаев описать характеристики ядер точнее, чем это делается в методе K -гармоник и в модели оболочек, однако это достигается ценой потери целостной физической картины. При этом NN -потенциал теряет универсальность и приобретает индивидуальные свойства, характеризующие ядро, для которого он оптимизирован. Более того, NN -потенциал будет зависеть от полноты экспериментальных данных по данному ядру и конкретной выборки этих данных, принятых к оптимизации. Высказанные соображения заставляют нас с осторожностью относиться к результатам работ [51,52], тщательно взвешивая их.

Нашлось интересное применение метода K -гармоник к расчетам характеристик экзотического ядра ${}^{11}\text{Li}$ в трехтельном приближении ${}^9\text{Li} + n + n$ [47]. Потенциалы взаимодействия между парами кластеров выбраны в гауссовой форме [53]. Волновая функция представлена в виде ряда по гиперсферическим гармоникам, зависящим от главного квантового числа K вплоть до $K = 12$. Все орбитальные моменты полагались равными нулю, как в работах [53]. Расчеты энергии связи (0,3 МэВ), материального радиуса (3,32 фм) и импульсного распределения удовлетворительно согласуются с экспериментом. Расстояние между центром массы ${}^9\text{Li}$ и внешним нейтроном составляет 6,4 фм. Из расчета следует, что в подсистеме ${}^9\text{Li} + n$ S -волновой потенциал имеет притягательный характер.

Близкие к [47] результаты получены в работе [53] с помощью вариационного трехтельного расчета ${}^9\text{Li} + 2n$. Потенциалы выбраны в виде суммы нескольких гауссианов. Волновая функция основного состояния записана в терминах волновых функций гармонического осциллятора. Расчеты дают несвязность ядра ${}^{10}\text{Li}$ на 0,29 МэВ. Волновая функция на 99% исчерпывается гармоникой с $l = 0$. Таким образом, в работах [47,53] фактически выдвигается версия об отрицательной четности ядра ${}^{10}\text{Li}$.

Представляется интересной попытка рассчитать основное состояние ядра ${}^{10}\text{Li}$ в модели RPA [58,59], применяемой к средним и тяжелым ядрам. Расчеты показали сильный нейтронный резонанс $1/2^-$ в системе ${}^9\text{Li} + n$ при энергии 0,26 МэВ с узкой шириной $\Gamma = 0,05$ МэВ. Следовательно, основное состояние ядра ${}^{10}\text{Li}$ имеет по расчетам положительную четность ($J^\pi({}^9\text{Li}) = 3/2^-$).

На этом закончим обзор экспериментальных и теоретических работ, посвященных исследованию ядра ${}^{10}\text{Li}$. Они дали большое количество сведений, во многом отличающихся и даже противоречивых. Чтобы разобраться в них и дать им верную оценку, нужна путеводная нить. В качестве нее

будем использовать результаты анализа функции возбуждения реакции ${}^7\text{Li}(t, p){}^9\text{Li}$ вблизи нейтронного порога ${}^7\text{Li}(t, n){}^9\text{Be}^*$ ($E_x = 14,3922$ МэВ, $J^\pi = 3/2^-, T = 3/2$), полученные нами в последнее время. Эти результаты можно признать опорными, так как высока их достоверность ($>90\%$), и основываются они на экспериментальных данных с погрешностью ниже $0,5\%$.

3. ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ФУНКЦИИ ВОЗБУЖДЕНИЯ РЕАКЦИИ ${}^7\text{Li}(t, p){}^9\text{Li}$ ВБЛИЗИ ПОРОГА

3.1. Соотношения теории пороговых явлений. Описанные в предыдущем разделе экспериментальные результаты по интегральному сечению реакции ${}^7\text{Li}(t, p){}^9\text{Li}$, полученные в непрерывном режиме измерения [5], обладают высокой точностью ($\approx 0,5\%$) и стабильностью, т.е. малым разбросом. Эти результаты послужили основой для теоретического анализа. Они содержат 99 экспериментальных точек вблизи порога реакции ${}^7\text{Li}(t, p){}^9\text{Li}$ ($J^\pi = 3/2^-, T = 3/2, E_x = 14,3922$ МэВ).

Методом анализа послужила теория пороговых явлений (ТПЯ), изложенная в обзоре [19]. Согласно этой теории, квадрат абсолютной величины матрицы столкновений представляется в виде

$$|U_{ps't',isl}^{J\pi}|^2 = |Z_{p'l'}| |M_{ps't',isl}^{J\pi}|^2 |Z_{il}|, \quad (8)$$

где матрица Z характеризует проницаемость кулоновского и центробежного барьеров, M — приведенная матрица столкновений, s — спин канала, J — полный момент, π — четность, l — орбитальный момент, p, t — остальные квантовые характеристики выходного и входного каналов соответственно. Вблизи нуля энергии ($kD \ll 1, \eta \gg 1$):

$$|Z_l| = \frac{2\pi\eta}{e^{2\pi\eta} - 1} \frac{(kD)^{2l+1}}{[(2l-1)!!]^2} \prod_{m=1}^l \left(1 + \frac{\eta^2}{m^2}\right) = \frac{\pi}{e^{2\pi\eta} - 1} X_l; \\ D = \frac{1}{2k\eta}; \eta = \frac{z_1 z_2 e^2 \mu}{\hbar^2 k}; X_l = \frac{(kD)^{2l}}{[(2l-1)!!]^2} \prod_{m=1}^l \left(1 + \frac{\eta^2}{m^2}\right). \quad (9)$$

z_1, z_2 — заряды ядер, μ — их приведенная масса, k — волновое число относительного движения, l — орбитальный момент.

При условии $kD \gg 1$ матрица Z слабо зависит от энергии и можно положить ее равной постоянной действительной величине, в том числе единице:

$$|Z_l| = \text{const} = 1. \quad (10)$$

Квадрат приведенной матрицы столкновений для перехода из одного непорогового канала в другой непороговый вблизи нейтронного порогового канала выражается формулой

$$|M_{t,p}^{J\pi}|^2 = |\mathcal{M}_{t,p}^{J\pi}|^2 \{1 - \theta(E_n) \|Z_l\| |\mathcal{M}_{t,n}^{J\pi}|^2\}, \quad (11)$$

где

$$Z_l = \frac{(k_n D_n)^{2l_n + 1}}{[(2l_n - 1)!!]^2}; \quad \theta(E_n) = \begin{cases} 1, & E_n > E_q \\ 0, & E_n < E_q \end{cases}.$$

D_n — величина порядка радиуса ядра ^{11}Be . Матрица $\mathcal{M}$ определяется соотношением

$$\mathcal{M}_{ij}^{J\pi} = 2 \left(m_{ij}^{J\pi} + \sum_N^{N_0} \frac{(\alpha_{ij}^{J\pi})_N}{E - E_N^{J\pi} + i\Gamma_N^{J\pi}/2} \right); \quad ij = i, j = t, p, n. \quad (12)$$

где N_0 — число резонансных состояний с данными значениями J, π .

В случае одного резонансного состояния для данного набора квантовых чисел J, π знак суммирования по N снимается. В целях сокращения записи наборы квантовых чисел каналов иногда заменяются: $i, j = ij$. Если рассматриваемое состояние не имеет резонанса, то приведенная амплитуда $\alpha_{ij}^{J\pi} = 0$. В случае $N_0 = 1$

$$|\alpha_{ij}^{J\pi}| = \gamma_i^{J\pi} \gamma_j^{J\pi}, \quad (13)$$

где γ_k — парциальная амплитуда приведенной ширины распада. Она связана с наблюдаемой парциальной шириной распада соотношением

$$\Gamma_k = 2|Z_k| \gamma_k^2, \quad (14)$$

а полная ширина

$$\Gamma = \sum_k \Gamma_k. \quad (15)$$

В шкале энергии возбуждения составного ядра ^{10}Be порог протонного канала $E_{qp} = 19,636$ МэВ отстоит от порога нейтронного канала $E_{qn} = 21,205$ МэВ на 1,569 МэВ в системе центра инерции (с.ц.и.) [7]. Число парциальных волн в протонном канале ограничим тремя значениями $l \leq 2$. Тритонный порог $E_{qt} = 17,251$ МэВ отстоит от нейтронного порога на 3,954 МэВ, что является достаточно большой величиной, чтобы можно было пренебречь зависимостью Z_{il} от энергии и положить $|Z_{il}| = 1$ (10).

В результате сделанных ограничений интегральное сечение реакции ${}^7\text{Li}(t, p){}^9\text{Li}$ представляется в следующем виде:

$$\sigma_{p,t} = \frac{4\pi^2 g}{8k_t^2(e^{2\pi\eta_p} - 1)} \left\{ X_0(3|M_{p10,t10}^{1-}|^2 + 5|M_{p20,t20}^{2-}|^2) + \right. \\ \left. + X_1 \sum_{J=0}^3 \sum_{ss'} (2J+1) |M_{ps'l,tsl}^{J+}|^2 + X_2 \sum_{J=0}^4 \sum_{ss'} (2J+1) |M_{ps'2,tsl}^{J-}|^2 \right\}, \quad (16)$$

где $X_0 = 1$, $X_1 = (kD)^2 + 1/4$, $X_2 = X_1[(kD)^2 + 1/16]/9$, $g = 1/8$, волновое число k_t и η_p даны в лабораторной системе координат (л.с.к.) налетающих тритонов. Сечение (16) использовалось в качестве аппроксимирующей функции для описания экспериментальной функции возбуждения, представленной в работе [5] и на рис.2. Варьируемые параметры:

$$|m_{ij}|, |a_{ij}|, \arccos \frac{(ma)_{ij}}{|m_{ij} a_{ij}|}, E^\pi, \Gamma^\pi$$

и коэффициенты при различных степенях энергии. Общее число параметров колебалось от 19 (для s -нейтронного порога) до 21 (для p -нейтронного порога).

3.2. Численный анализ функции возбуждения. Целью анализа экспериментальных данных является ответ на два вопроса: 1) сколько уровней составного ядра ${}^{10}\text{Be}$ находится в исследуемой пороговой области $E_t = 5,4 + 5,95$ МэВ и 2) каковы их квантовые характеристики и, в первую очередь, четности. Ответ может дать анализ экспериментальных данных по методу наименьших квадратов (МНК) с помощью аппроксимирующей функции (16) с одним или двумя резонансными матричными элементами $M^{J\pi}$ со всевозможными комбинациями четностей.

В предположении существования двух уровней ядра ${}^{10}\text{Be}$ вблизи порога анализировались три возможные ситуации:

$$1) \pi_1 = \pi_2 = -; \quad 2) \pi_1 = -, \pi_2 = +, \quad 3) \pi_1 = \pi_2 = +. \quad (17)$$

В случаях с одинаковыми четностями не анализировались ситуации с $J_1 = J_2$, когда должны наблюдаться интерференционные эффекты двух резонансов согласно формуле (12). В эксперименте интерференция не наблюдалась.

Результаты анализа трех ситуаций (17) представлены в табл.1.

Из анализа можно установить следующие факты: 1) один резонанс лежит всегда слева от нейтронного порога $E_{qn} = 5,649$ МэВ, а второй — справа, независимо от четности резонансов, 2) резонанс с отрицательной

Таблица 1. Характеристики двух уровней составного ядра ^{10}Be в области энергий $E_i = 5,4 + 5,95$ МэВ в л.с.к. $E^{(j)}$ и $\Gamma^{(j)}$ — резонансные энергии и ширины для состояний с моментом $j = 1, 2$. Все энергетические величины приведены в МэВ

π_1, π_2	Число параметров	χ^2	$E^{(1)}$	$\Gamma^{(1)}$	$E^{(2)}$	$\Gamma^{(2)}$	$\sqrt{2J_1+1} a_{p,t}^{(1)}$	$a_{n,t}^{(1)}$	$\sqrt{2J_2+1} a_{p,t}^{(2)}$	$a_{n,t}^{(2)}$
--	19	127,5	5,595	0,114	5,687	0,086	0,019	0,020	0,023	0,059
+-	21	238,3	5,326	1,220	5,651	0,083	0,810	0,100	0,023	0,169
++	21	337,9	5,250	1,578	5,695	0,080	1,099	0,034	0,011	0,291

четностью, если он есть, лежит всегда выше порога, 3) положение второго резонанса во всех случаях различается несущественно, а именно в пределах 40 кэВ, что можно отнести на счет толщины мишени, составлявшей более 20 кэВ, и погрешности в определении энергии резонанса, 4) ширины второго резонанса практически совпадают. Относительно резонанса ниже порога можно говорить о принципиальном различии характеристик при различных четностях. Для проверки согласия трех теоретических гипотез с эмпирическими данными использовался F -критерий [55]:

$$F_{21} = \frac{\chi^2(f_2)}{f_2} / \frac{\chi^2(f_1)}{f_1} = 1,87; \quad F_{31} = \frac{\chi^2(f_3)}{f_3} / \frac{\chi^2(f_1)}{f_1} = 2,66. \quad (18)$$

Здесь f — число степеней свободы χ^2 -распределения. Из таблицы квантилей F -распределения [55] находим, что второй и третий варианты (17) отвергаются с вероятностью более 99%.

Предположим теперь, что в исследуемом энергетическом интервале $E_i = 5,4 + 5,95$ МэВ имеет место один уровень ядра ^{10}Be . Попытаемся определить его четность путем сравнения двух гипотез: 1) уровень имеет отрицательную четность, 2) четность уровня положительна. Аппроксимация экспериментальных данных [5] функцией (16) с одним резонансным матричным элементом соответствующей четности по МНК дала результаты, представленные в табл.2 в первых двух строках. Сравнение по F -критерию дает $F_{21} = 1,6$. Этот результат означает, что гипотеза об отрицательной четности в одноуровневом описании принимается с вероятностью более 95%.

Сравним теперь наиболее вероятные гипотезы в двухуровневом и одноуровневом описаниях для получения ответа на вопрос: сколько уровней ядра ^{10}Be в интервале энергий $E_i = 5,4 + 5,95$ МэВ. Из первых строк табл.1

Таблица 2. Параметры одного резонанса ядра ^{10}Be в области порога. Энергетические величины даны в МэВ в л.с.к.

N	Число эксп.точек	Четность уровня	χ^2	Число параметров	$E^{(1)}$	$\Gamma^{(1)}$
1	99[5]	(-)	332,6	13	5,725	0,146
2	99[5]	(+)	526,9	15	5,538	0,094
3	135[20]	(-)	1382	13	5,685	0,146
4	135[20]	(+)	1818	15	5,715	0,117

и 2 находим $F_{21} = 2,62$. Из таблиц квантилей следует, что с вероятностью более 99% число уровней равно двум. Четности обоих уровней определены ранее: они отрицательные.

Таким образом, из анализа экспериментальных данных получен ответ на оба вопроса. А как относиться к более поздним экспериментальным данным [20], полученным в импульсном режиме? Аппроксимация их функцией (16) в одноуровневом описании дала результаты, приведенные в табл.2 в третьей и четвертой строках. Очевидна близость результатов аппроксимации экспериментальных данных [20] и [5], что позволяет говорить об их адекватности. Однако попытка описания данных [20] в двухуровневом варианте не увенчалась успехом по причине разброса точек ниже нейтронного порога. В дальнейшем будем полагать установленным тот факт, что вблизи нейтронного порога имеют место два уровня с отрицательными четностями и с параметрами, указанными в первой строке табл.1. Кроме того, в численном анализе этого варианта получены соотношения для приведенных нерезонансных амплитуд:

$$\sqrt{2J_1 + 1} |m_{pt}^{(J_1)}| = 0,0662; \sqrt{2J_2 + 1} |m_{pt}^{(J_2)}| = 1,19; l = 0, s = J. \quad (19)$$

Из них можно попытаться сделать оценку полных моментов J_1 и J_2 , хотя строгое их определение из интегрального сечения невозможно. Так как спины ядер ^7Li , ^9Li в основном состоянии, а также ядра $^9\text{Be}^*$, образующегося в нейтронном пороговом канале, равны $3/2$, а четности их отрицательны, то во всех трех рассматриваемых каналах полный момент при $l = 0$ принимает два значения: $J = 1, 2$.

Из-за большого количества открытых каналов с различными квантовыми характеристиками можно ожидать, что два однотипных нерезонансных состояния в одном и том же канале дадут сравнимый вклад. Мы не располагаем данными, достаточными для определения вклада всех остальных каналов, кроме p -канала, чтобы воспользоваться соотношением унитар-

Таблица 3. Характеристики спинового дублета уровней ядра ^{10}Be вблизи порога $E_q = 21,205$ МэВ распада $^{10}\text{Be} \rightarrow n + ^9\text{Be}$ ($I^\pi = \frac{3^-}{2}, T = \frac{3}{2}$, $E_x = 14,3922$ МэВ)

E_x , МэВ	J^π, T	Γ , кэВ	$(\gamma_n^J \gamma_p^J)^2$
$21,168 \pm 0,050$	$(1)^-, 2$	80 ± 45	$3,324(5,540)$
$21,232 \pm 0,018$	$(2)^-, 2$	60 ± 40	$32,902(19,741)$

ности, которому удовлетворяет матрица столкновений. Из условия сравнимости амплитуд (19) находим

$$J_1 = 1, J_2 = 2. \quad (20)$$

Таким образом, уровню ядра ^{10}Be , лежащему ниже порога, приписывается момент 1, а уровню выше порога — момент 2. В дальнейшем будем пользоваться этой оценкой, хотя она не является надежной. Однако она существенно не влияет на наши дальнейшие расчеты и выводы.

Найдем отношение приведенных нейтронной и протонной парциальных ширин из резонансных амплитуд в табл. 1:

$$\left(\frac{\gamma_n^{1-}}{\gamma_p^{1-}} \right)^2 = 3,324(5,540); \quad \left(\frac{\gamma_n^{2-}}{\gamma_p^{1-}} \right)^2 = 32,902(19,741). \quad (21)$$

В скобках приведены результаты для случая, обратного (20), т.е. когда подпороговый уровень имеет момент 2, а надпороговый — момент 1. При переходе через порог очевиден сильный рост нейтронной моды движения (в обоих случаях). Подведем итоги исследования вблизи порога уровней ядра ^{10}Be . Оба уровня обладают ширинами менее 100 кэВ в с.с.и., и на этом основании им можно приписать изоспин $T = 2$. Характеристики этих уровней приведены в табл. 3. Для оценки парциальных ширин можно предположить, что $\gamma_t^J = \gamma_p^J$, что весьма вероятно в силу значительной удаленности порогов каналов t и p от нейтронного порога. Тогда из табл. 1 находим:

$$(\gamma_t^J)^2 \approx (\gamma_p^J)^2 \approx 10 \text{ кэВ}, \quad (\gamma_n^{2-})^2 = 336 \text{ кэВ}, \quad (\gamma_n^{1-})^2 \approx 38 \text{ кэВ},$$

$$\Gamma_t^J \approx 20 \text{ кэВ}, \quad \Gamma_p^J \approx 8 \text{ кэВ}, \quad \Gamma_n^{2-} \approx 28 \text{ кэВ}, \quad \Gamma_n^{1-} = 0. \quad (22)$$

Из приведенных парциальных ширин следует, что все моды движения являются коллективными, за исключением нейтронной моды в надпорого-

вом уровне 2^- , где парциальная ширина $(\gamma_n^2)^2$ близка к одночастичной. Это состояние ядра ^{10}Be представляет собой остов из $^9\text{Be}^*$ ($E_x = 14,3922$ МэВ) и слабосвязанный нейтрон.

Оба уровня в оболочечно-модельной теории представляются конфигурацией $1s^4 1p^5 2s$ с нарушенной последовательностью заселения.

4. АНАЛОГОВЫЙ ПРОГНОЗ СВОЙСТВ УРОВНЕЙ ЯДРА ^{10}Li

Определенные из экспериментальных данных [5] уровни ядра ^{10}Be представляют нижайшие состояния с $T=2$, т.е. являются аналогами основного и первого возбужденного состояний ядра ^{10}Li (а также ^{10}N). Воспользуемся изобарическими мультиплетными массовыми уравнениями (ИММЕ) и систематикой энергий кулоновской перестройки [28] для экстраполяции характеристик уровней с $T=2$ известных ядер ^{10}B и ^{10}Be на слабоизученные ядра ^{10}Li , ^{10}C , ^{10}N . Массовое уравнение представляет собой выражение (1). Коэффициент a включает среднюю кулоновскую энергию для данного изобарического мультиплета. Он равен дефекту массы ядра ^{10}B плюс энергия возбуждения первого уровня с $T=2$. Согласно [56]:

$$a(A=10, T=2) = [12,051 + (23,1 \pm 0,1)] \text{ МэВ} = (35,151 \pm 0,1) \text{ МэВ}. \quad (23)$$

Коэффициент b получен в [28] подгонкой по экспериментальным данным:

$$b(A, T) = (-0,7335 A^{2/3} + 1,771) \text{ МэВ} = -1,6336 \text{ МэВ}. \quad (24)$$

Коэффициент c определялся из линейной зависимости отношения $-\frac{b}{c}$ от A для $T=3/2$ и 2:

$$-\frac{b}{c} = 0,97A - 4,33; \quad c = 0,304 \text{ МэВ}. \quad (25)$$

Массовое уравнение (1) с коэффициентами (23)—(25) с точностью до нескольких десятков кэВ описывает массы всех членов мультиплета с $A=10$, $T=2$. Для вычисления положения уровней спинового дублета (1^- , 2^-) в ядре ^{10}Li необходимо найти энергии кулоновской перестройки ΔE_c для пар соседних ядер $^{10}\text{Be} \rightarrow ^{10}\text{Li}$ и $^9\text{Be} \rightarrow ^9\text{Li}$. Для последней пары имеется экспериментальное значение [28], которым и воспользуемся:

$$\Delta E_c(A=9, T=3/2, T_Z=1/2 | T_Z=3/2) = 1,569 \text{ МэВ}. \quad (26)$$

Для пары ядер $^{10}\text{Be} \rightarrow ^{10}\text{Li}$ энергия кулоновской перестройки определяется из двух уравнений (5), (6):

$$\Delta E_c(A=10, T=2, T_Z=1 | T_Z=2) = 1,444 \text{ МэВ}. \quad (27)$$

Значение энергии кулоновской перестройки (27) будет использоваться для экстраполяции подпорогового уровня 1^- ядра ^{10}Be , а значение ΔE_c (26) — для экстраполяции надпорогового уровня 2^- , поскольку ядро ^{10}Be в этом состоянии имеет структуру “возбужденный остов $^9\text{Be}^*$ ” плюс слабосвязанный нейтрон. Для целей экстраполяции используем соотношение (4). Дефекты масс ядра ^{10}Be для спинowego дублета 1^- и 2^- :

$$J^\pi = 1^-; \Delta M c^2 = (12,607 + 21,168) \text{ МэВ} = 33,775 \text{ МэВ}, \quad (28)$$

$$J^\pi = 2^-; \Delta M c^2 = (12,607 + 21,232) \text{ МэВ} = 33,839 \text{ МэВ}. \quad (29)$$

Подставляя эти значения и энергии кулоновской перестройки (27) и (26) в уравнение (4), найдем дефекты масс ядра ^{10}Li для рассматриваемого дублета:

$$J^\pi = 1^-; \Delta M(^{10}\text{Li})c^2 = (33,775 - 1,444 + 0,782) \text{ МэВ} = 33,113 \text{ МэВ}, \quad (30)$$

$$J^\pi = 2^-; \Delta M(^{10}\text{Li})c^2 = (33,839 - 1,569 + 0,782) \text{ МэВ} = 33,052 \text{ МэВ}. \quad (31)$$

В ядре ^{10}Li уровни спинowego дублета поменялись местами: уровень 2^- является основным состоянием ядра ^{10}Li , уровень 1^- — первым возбужденным с энергией 61 кэВ. Если для экстраполяции уровня 2^- ядра использовать значение энергии кулоновской перестройки (27), как и для уровня 1^- , то получим дефект масс

$$J^\pi = 2^-; \Delta M(^{10}\text{Li})c^2 = 33,177 \text{ МэВ}. \quad (32)$$

Тем самым определены нижняя (31) и верхняя (32) границы ΔM нахождения уровня 2^- в ядре ^{10}Li . Так как ядро ^{10}Li нейтронно-нестабильно, то, вероятнее всего, его основное состояние определяется нижней границей. Найдем энергию отделения нейтрона S_n от ядра ^{10}Li по формуле

$$S_n(A, Z) = (M(A - 1, Z) + M_n - M(A, Z))c^2, \quad (33)$$

где $M_n = 1,008665 \text{ а.е.м.} = 939,508 \text{ МэВ}$ — масса нейтрона. Энергия отделения нейтрона от ядра ^{10}Li , находящегося в основном 2^- и первом возбужденном 1^- состояниях, равна

$$\begin{aligned} J^\pi = 2^-, S_n &= -27 \text{ кэВ}, \\ J^\pi = 1^-, S_n &= -88 \text{ кэВ}. \end{aligned} \quad (34)$$

Наши расчеты энергии нижайших уровней ядра ^{10}Li базируются на систематике характеристик состояний известных легких ядер. Оценку ширин

уровней 2^- , 1^- спинового дублета в ядре ^{10}Li можно получить из оцененных приведенных парциальных ширин этого же дублета в ядре ^{10}Be , предполагая их чистыми по изоспину $T = 2$ (22):

$$(\gamma_n^{2-})^2 = 0,336; (\gamma_n^{1-})^2 = 0,040.$$

Так как распад ядра ^{10}Li с двух нижайших уровней идет по единственному нейтронному каналу, то полная ширина этих уровней равна нейтронной ширине:

$$\Gamma^J = \Gamma_n^J = 2|Z_n|(\gamma_n^J)^2,$$

где $|Z_n| = k_n R$, R — радиус ядра ^{10}Li . Оценим радиус ядра ^{10}Li по параметрам b и c в предположении однородной заряженной сферы [28]:

$$R(b) = \frac{0,6(A-1)q^2}{\Delta_{nH} - b} = 3,2 \text{ фм},$$

$$R(c) = \frac{0,6q^2}{c} = 2,84 \text{ фм},$$

где q — заряд электрона.

Для $R = 3$ фм

$$\Gamma_n^{2-} = 68,5 \text{ кэВ}, \quad \Gamma_n^{1-} = 14,5 \text{ кэВ}.$$

Подведем итоги для вычисленных характеристик уровней ядра ^{10}Li в табл.4.

Таблица 4. Характеристики основного и первого возбужденного состояний ядра ^{10}Li

E_x , МэВ	$J^{(\pi)}, T$	$\Gamma = \Gamma_n$, кэВ	γ_n^2 , кэВ	$-S_n$, кэВ
g.s.	$2^-, 2$	68	336	27
0,061	$1^-, 2$	14	40	88

5. СРАВНЕНИЕ СВОЙСТВ ПРОГНОЗИРОВАННЫХ УРОВНЕЙ ЯДРА ^{10}Li С ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫМИ ДАННЫМИ И МОДЕЛЬНЫМИ РАСЧЕТАМИ

Данные табл.4 не противоречат экспериментам группы Амелина [12] и Мичиганского университета [14]. Пик вблизи максимальной энергии протонов в реакции $^{11}\text{B}(\pi^-, p)^{10}\text{Li}$ [12] (рис.5) имеет ширину $\leq 0,4$ МэВ и накры-

вает оба уровня дублета 2^- , 1^- ядра ^{10}Li вблизи нуля энергии. Энергия этого пика $(0,15 \pm 0,15)$ МэВ относительно нейтронного порога $^{10}\text{Li} \rightarrow ^9\text{Li} + n$. Смещение резонанса в сторону больших энергий возбуждения ^{10}Li по отношению к дублету 2^- , 1^- может быть объяснено существованием других уровней ядра ^{10}Li в интервале энергий $0 + 0,4$ МэВ выше нейтронного порога. Действительно, в работе Болена и др. [16] в реакции $^9\text{Be}(^{13}\text{C}, ^{12}\text{N})^{10}\text{Li}$ при $E_{\text{лаб}} = 336$ МэВ и в реакции $^{13}\text{C}(^{14}\text{C}, ^{17}\text{F})^{10}\text{Li}$ при $E_{\text{лаб}} = 337$ МэВ обнаружены уровень 1^+ при энергии $(-0,42 \pm 0,05)$ МэВ с шириной $(0,15 \pm 0,07)$ МэВ и уровень 2^+ при энергии $(-0,80 \pm 0,08)$ МэВ с шириной $(0,30 \pm 0,10)$ МэВ, соответствующий уровню, обнаруженному в работе [8]. Таким образом, резонанс $0 + 0,4$ МэВ в работе [12] накрывает, возможно, три (2^- , 1^- , 1^+), а может, и четыре (2^- , 1^- , 1^+ , 2^+) нижайших уровня ядра ^{10}Li .

Обратим внимание на результаты работы группы Янга и др. [14]. Верхняя граница спектра импульсов ^8B в реакции $^{11}\text{B}(^7\text{Li}, ^8\text{B})^{10}\text{Li}$ ($E_{\text{лаб}} = 130$ МэВ) имеет два узких пика (см. рис.6), центроид которых находится в области энергии относительно порога нейтронного распада ≥ -100 кэВ, и ширина этого дублетного образования оценивается $\Gamma_{\text{лаб}} < 230$ кэВ. Эти данные очень хорошо согласуются с результатами наших расчетов (см. табл.4). Второе мощное образование на рис.6, которому авторы приписали энергию над порогом нейтронного распада (-538 ± 62) кэВ и ширину $\Gamma_{\text{лаб}} = (358 \pm 23)$ кэВ, по-видимому, включает в себя не разрешенный дублет уровней 1^+ , 2^+ , обнаруженный в работе [16]. В работе Болена и др. [16] в спектрах реакций $^9\text{Be}(^{13}\text{C}, ^{12}\text{N})^{10}\text{Li}$ (см. рис.7), и $^{13}\text{C}(^{14}\text{C}, ^{17}\text{F})^{10}\text{Li}$ (рис.8) вблизи нулевой энергии возбуждения E_x ядра ^{10}Li обнаруживается по одному мощному пику, каждый из которых накрывает по крайней мере четыре нижайших уровня ядра ^{10}Li , представляющих две пары дублетных уровней с отрицательной (2^- , 1^-) и положительной (1^+ , 2^+) четностями. В единственной экспериментальной работе Янга и др. [14] эти две пары уровней разрешены. В работах Амелина и др. [12] и Болена и др. [16] обе пары уровней содержатся в одном пике, и разделение их на группы (2^- , 1^-) и (1^+ , 2^+) представляется достаточно трудной задачей. Экспериментальные данные RIKEN [13], по-видимому, в значительной мере подтверждают наши результаты и согласуются с данными работы [16]. Экспериментальные данные [15] малоинформативны, тем не менее эти данные согласуются с нашими результатами. В свете сказанного следует пересмотреть интерпретацию экспериментальных данных работы [8]. Обнаруженный в реакции $^9\text{Be}(^9\text{Be}, ^8\text{B})^{10}\text{Li}$ при энергии $(0,80 \pm 0,25)$ МэВ над порогом распа-

да $^{10}\text{Li} \rightarrow ^9\text{Li} + n$ пик с шириной $\Gamma = (1,2 \pm 0,3)$ МэВ представляет не что иное, как образование, включающее в себя по крайней мере четыре уровня $2^-, 1^-$ и $2^+, 1^+$ ядра ^{10}Li .

При внимательном рассмотрении этого образования (см. рис.4) на его высокоэнергетическом склоне вблизи нейтронного порога можно видеть «ступень», возвышающуюся над фоном, которую можно расценить как вклад от дублета уровней ($2^-, 1^-$), не разрешенного экспериментально. Основная часть пика, по-видимому, описывает дублет уровней ($1^+, 2^+$), также не разрешенный. Число последних уровней должно быть не менее двух, чтобы объяснить вариации положения и ширины этого мощного пика в различных реакциях, исследованных в работах [8,12—16]. Влиянием уровней ($2^-, 1^-$) на форму и положение резонанса, за исключением его высокоэнергетического “хвоста”, как следует из работы [14] (см. рис.6), скорее всего, можно пренебречь. Если быть более последовательным, то в пяти наборах экспериментальных данных [8,12,14,16] (см. рис.4—8) следует сделать вычитание вклада уровней ($2^-, 1^-$), используя данные работы [14], чтобы «очистить» пик от этих уровней, а затем очищенный пик проанализировать с помощью суммы двух пиков с целью определения положения и ширины дублета уровней ($1^+, 2^+$). Вероятно, потребуются эксперименты с большей разрешающей силой. Речь о них пойдет в конце обзора. Сравним наши расчеты с теоретическими предсказаниями свойств уровней ядра ^{10}Li в других работах [9,10,26,27,52]. Видимо, в работе [9] впервые было обращено внимание на возможность аномального заселения уровней в нейтронно-обогащенных ядрах. В ядре ^{10}Li , имеющем 7 нейтронов, несмотря на недостаточное количество нейтронов для полного заселения уровней $1s$ - и $1p$ -оболочек, последний, седьмой, нейтрон может занять уровень $2s$ как более выгодный энергетически. В результате такой инверсной заселенности основное состояние ядра ^{10}Li будет иметь аномальную отрицательную четность вместо нормальной положительной. Этот вывод был сделан по известным свойствам ядра ^{11}Be , основное состояние которого имеет аномальную положительную четность ($1/2^+$) вместо нормальной отрицательной.

Конфигурация основного состояния $^{11}\text{Be } 1s^4 1p^6 2s$, и структура представляет собой остов ^{10}Be в основном состоянии плюс $2s$ -нейтрон. Состояние ^{11}Be нижней нормальной четности $1/2^-$ с конфигурацией $1s^4 1p^7$ лежит при энергии 0,32 МэВ (см. рис.10). Для ядер с $N = 7$ и $Z > 4$ нижайшие уровни с нормальной четностью лежат ниже уровней с аномальной четностью, причем с ростом Z расстояние по энергии возрастает (см. рис.10). В области ядра ^{11}Be впервые происходит перекрещивание уровней, и основ-

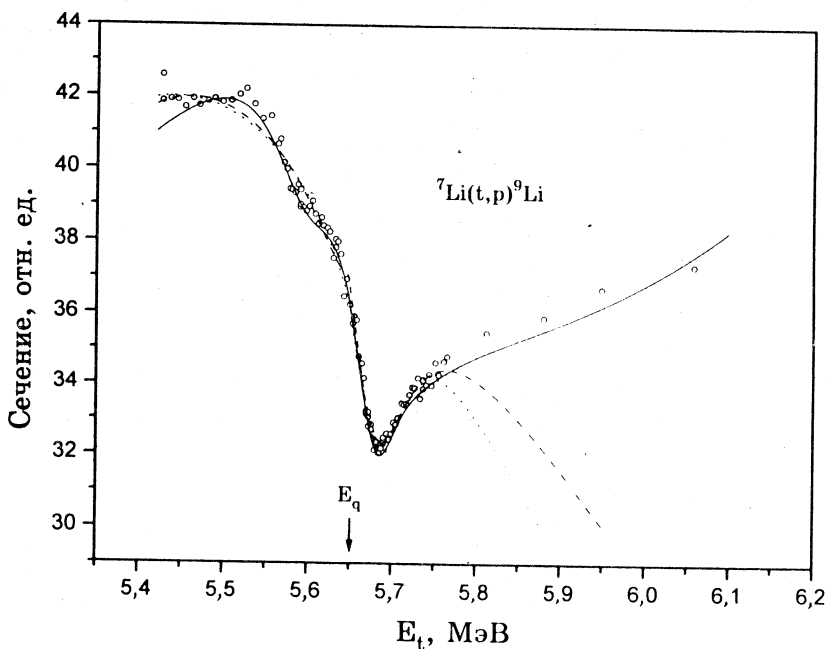


Рис.9. Экспериментальные данные по сечению (ooo) реакции ${}^7\text{Li}(t, p){}^9\text{Li}$ [20] вблизи первого порога реакции ${}^7\text{Li}(t, n){}^9\text{Be}^*$ ($T = 3/2$) и аппроксимация их на основе теории пороговых явлений, в предположении, что в пороговой области имеют место два состояния ядра ${}^{10}\text{Be}$ с четностями в трех возможных вариантах: $(-, -)$ — сплошная линия; $(+, -)$ — пунктирная линия; $(+, +)$ — точечная линия

ное состояние имеет аномальную четность. Экстраполяция этой последовательности ядер в область $Z < 4$ для ядра ${}^{10}\text{Li}$ реализована в наших расчетах, которые дали основному состоянию спин и аномальную четность (2^-) с конфигурацией $1s^4 1p^5 2s$ и структурой в виде ${}^9\text{Li}$ в основном состоянии плюс $2s$ -нейтрон. Все это, кроме энергии уровня и спина 2, который не указан в работе [9], соответствует предсказаниям авторов [9]. Относительно нижайшего уровня нормальной четности можно сказать, что, согласно оболочечно-модельным расчетам, проведенным в работах [11] и [10] в $(0+1)\hbar\omega$ -модельном пространстве, спин и четность равны 1^+ , а энергия, в свете сказанного выше об экспериментальных данных в реакциях с образованием ядра ${}^{10}\text{Li}$, определена не вполне надежно. Будем использовать значение $E(1^+) = 0,42$ МэВ от нейтронного порога, полученное в работе [16].

Интервал по энергии между уровнями 2^- и 1^+ составляет $0,42-0,027$ МэВ $\approx 0,39$ МэВ, т.е. он вырос по сравнению с интервалом между нижайшими уровнями с аномальной и нормальной четностями в соседнем справа ядре ^{11}Be . Таким образом, наблюдается тенденция удаления этих уровней друг от друга при $Z \leq 4$, как и при $Z > 4$ после их перекрещивания.

Используя рассматриваемую систематику, попытаемся прогнозировать свойства следующего ядра с $N = 7$ и $Z = 2$. Можно предположить, что основное состояние ^9He имеет спин и четность $1/2^+$ с конфигурацией $1s^4 1p^4 2s$. Структура основного состояния есть $^8\text{He}(0^+)$ плюс $2s$ -нейтрон. Уровни нуклонно-нестабильного ядра ^9He изучались в реакциях $^9\text{Be}(\pi^-, \pi^+)^9\text{He}$ [57] и $^9\text{Be}(^{14}\text{C}, ^{14}\text{O})^9\text{He}$ [58]. Дефект массы $\Delta M = 40,94(10)$ МэВ определен в [58] по пику с энергией $1,27$ МэВ от порога S_n нейтронного распада и шириной $\Gamma \approx 1$ МэВ. В работе [57] энергия пика несколько ниже, т.е. ближе к нейтронному порогу: $(1,13 \pm 0,10)$ МэВ. Орбитальный момент нейтрона, рассчитанный по R -матричной теории, с наибольшей вероятностью дает значение $l = 1$ [59]. Из совокупности перечисленных данных следует, что рассматриваемое резонансное образование, как и в реакциях с образованием ^{10}Li , представляет собой конгломерат нескольких уровней ядра ^9He как нормальной ($-$), так и аномальной ($+$) четностей с преобладающей интенсивностью уровня (или уровней) отрицательной четности. Вклад основного состояния аномальной четности ($+$) по систематике ядер с $N = 7$ (рис.10), по-видимому, содержится в "ступени" низкоэнергетического по энергии возбуждения края рассматриваемого пика. Принимая во внимание тенденцию расхождения нижайших уровней аномальной и нормальной четностей при $Z \leq 4$, получаем, что для ядра ^9He оценка интервала по энергии для этих уровней составит $\approx 0,5$ МэВ. Следовательно, основное состояние ядра ^9He будет находиться выше порога нейтронного распада $^9\text{He} \rightarrow ^8\text{He} + n$ на $\approx 0,8$ МэВ (см. рис.11), что соответствует дефекту масс $\Delta M \approx 40,4$ МэВ. Состояние ядра ^9He нормальной четности ($-$) с энергией $1,27$ МэВ над порогом нейтронного распада, по-видимому, является нижайшим возбужденным состоянием отрицательной четности. Вероятно, что энергии основного $1/2^+$ и упомянутого выше нижайшего состояния $1/2^-$ нормальной четности будут подвергнуты уточнению после выяснения вопроса о количестве уровней обеих четностей, накрываемых ближайшим к нейтронному порогу резонансом (см. рис.11).

Предсказанное нами основное состояние ядра ^9He отсутствует в работах [58,59], хотя вычислено по их экспериментальным данным на основе систематики ядер с $N = 7$ (рис.10). Продолжим эту систематику, предпола-

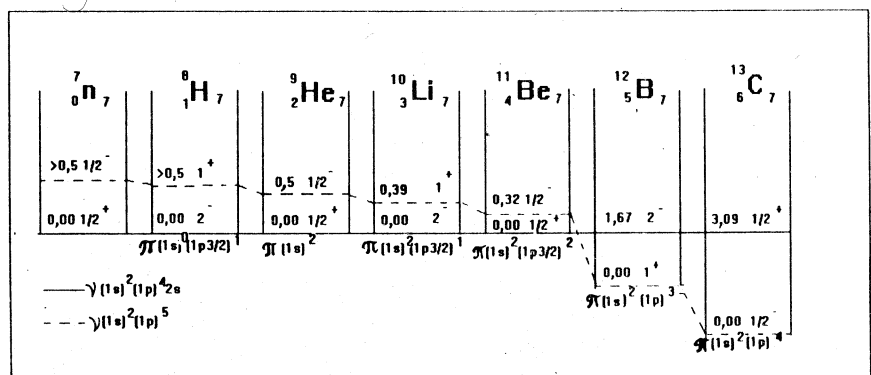


Рис.10. Систематика легких ядер для $N = 7$ и $Z = 0-6$. В качестве оси абсцисс принята энергия нижайшего состояния с аномальной четностью. Линия нижайших состояний «нормальной» (— — —) четности пересекает ось абсцисс между $Z = 4$ и 5

гая ее справедливость до $Z = 0$, с целью предсказания свойств ядер 8H и 7n . Основное состояние ядра 8H имеет изоспин $T = 3$. Аналоговые состояния с таким высоким изоспином для ядер $A = 8$ экспериментально не исследованы. Теоретические расчеты также отсутствуют, поэтому нет другой опоры, кроме систематики. Согласно ей основное состояние ядра 8H имеет спин и четность 2^- , конфигурацию $(\pi 1p3/2, \nu 2s1/2)$, т.е. единственный протон ядра под действием сил спаривания с нечетным $2s$ -нейтроном покинул $1s$ -оболочку и перешел в $1p$ -оболочку на уровень $3/2^-$. Этот неожиданный эффект можно объяснить стремлением системы увеличить энергию связи нуклонов, чтобы скомпенсировать частично избыток массы нейтронов в ядре. Если в ядре 9He оба протона остаются, по-видимому, на $1s$ -оболочке, то в ядре 8H , где $N/Z = 7$, происходит новое качественное изменение в заполнении оболочек.

Структуру ядра 8H можно прогнозировать, исходя из его конфигурации. В качестве дополнительных критериев используется принцип Паули, родство волновых функций нуклонов одной оболочки и силы спаривания между нечетными нуклонами. С помощью этих критериев структура основного состояния ядра 8H может быть представлена как ядро ${}^6H(1p^5 2s)$ плюс dineйтрон ${}^2n(1s^2)$ или как ядро ${}^4H[1p^3 2s]$ плюс два dineйтрона: ${}^2n(1s^2)$ и ${}^2n(1p^2)$. Распад основного состояния возможен с испусканием от одного до пяти нейтронов. Определить дефект масс пока не представляется возможным. Относительно нижайшего уровня нормальной четности можно предсказать

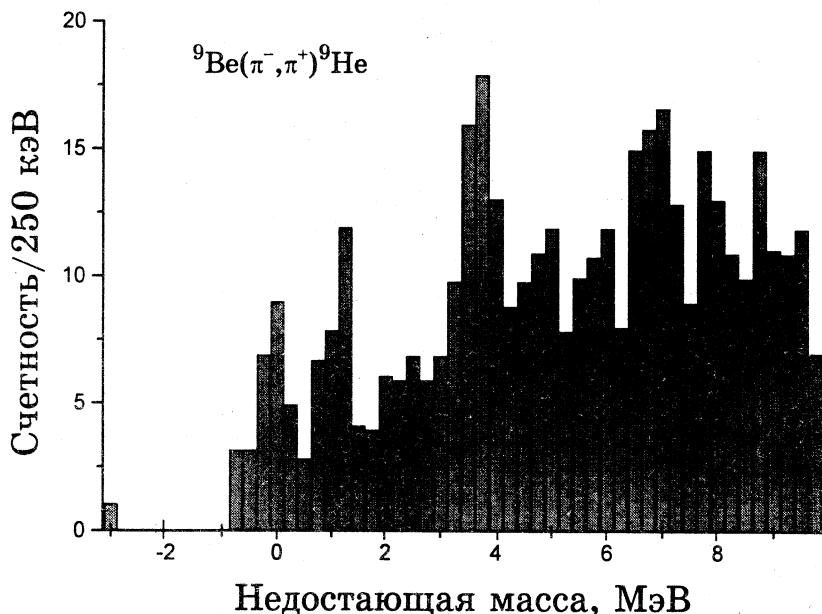


Рис.11. Спектр недостающей массы в реакции ${}^9\text{Be}(\pi^-, \pi^+){}^9\text{He}$ для энергии пионов 180 МэВ [57] и угла 15° в л.с.к. Дефект массы ${}^9\text{He}$ равен $(1,13 \pm 0,10)$ МэВ. Пики отвечают энергиям возбуждения 0; 1,2; 3,8 и 7,0 МэВ

по систематике его спин и четность, равные 1^+ , и интервал по энергии над основным состоянием $> 0,5$ МэВ. Прогноз свойств ядра 7n еще более скромный. Основное состояние с изоспином $T = 7/2$ имеет спин и четность $1/2^+$. Конфигурация представляется схемой $(1s)^2(1p)^42s$. Распад возможен с испусканием от одного до 7 нейтронов. Дефект масс неизвестен. Нижайшее состояние нормальной четности $1/2^-$ имеет, по-видимому, конфигурацию $(1s)^2(1p)^5$.

В заключение этого раздела сравним полученные нами свойства ядра ${}^{10}\text{Li}$ с теоретическими расчетами [10,11,21,26,52,60]. Все оболочечно-модельные вычисления [10,11,52,60] дают основное состояние нормальной четности (+). Отличие состоит только в значениях энергии связи и спина (1 или 2). Значение спина зависит от варианта модели, а энергию связи модель оболочек предсказать не может в силу обстоятельств, обсуждаемых в методе гиперсферических функций (разд.2). В работах [52,60] энергия связи описывается с точностью 0,1 МэВ за счет специально разработанной

математической схемы (см. разд.2), где результаты подгоняются под экспериментальные данные. Энергия связи предсказана для ядра ^{10}Li с точностью 0,2 МэВ с помощью эмпирического соотношения Гарви — Келсона [21]. В работе [26] энергия связи и четность основного состояния ядра ^{10}Li хорошо описываются через экспериментальное значение нижайшего уровня $T = 2$ стабильного ядра ^{10}B с использованием изобарического массового уравнения IMME [28].

Относительно прогнозируемых нами свойств ядра ^9He расчеты по модели оболочек дали отрицательную четность для основного состояния $(1/2^-)$ [10,52,60] и нуклонную нестабильность.

6. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Подведем итоги обзора и сделаем выводы.

1. В настоящее время известно около десятка экспериментальных работ, посвященных исследованию ядра ^{10}Li . В них достаточно надежно установлено, что ядро нестабильно к распаду $^{10}\text{Li} \rightarrow ^9\text{Li} + n$ с энергией распада основного состояния меньше 1 МэВ. Обнаружено несколько состояний ядра ^{10}Li , энергии, ширины, спины и четности которых твердо не были установлены до сих пор. Существовали различные мнения, в том числе противоречивые, по поводу характеристик уровней. В действительности оказалось, что одни данные [4,5,14,20] не противоречат другим [8,16,59], а меняется лишь их интерпретация. Наблюдаемое широкое образование [8,12,16,20,59] вблизи нейтронного порога включает в себя не менее четырех состояний ядра ^{10}Li : дублет $2^-(\text{g.s.})$, 1^- и дублет 1^+ , 2^+ . В работе [14] в спектре эти два дублета хорошо разделены. Более того, уровни дублета 2^- и 1^- также имеют очевидное разделение (см. рис.6). Их свойства установлены в настоящей работе путем анализа экспериментальных данных [4,5]. Свойства уровней дублета 1^+ , 2^+ до конца не выяснены: необходимо повысить разрешающую силу в экспериментах всех типов.

2. Теоретико-модельные методы расчета обладают недостаточной точностью для надежного предсказания свойств нейтронно-обогащенных ядер. Эти методы (в том числе модель оболочек) разрабатывались для описания свойств ядер в области $N \approx Z$ и оказались мало пригодными для экзотических ядер. По-видимому, следует ввести в гамильтониан уравнения Шредингера зависимость от избытка числа нейтронов или различные массы для нейтронов и протонов.

Высокой точностью в расчетах и в предсказании обладают полуэмпирические формулы масс [21,28,29], основанные на систематике атом-

ных ядер (точность вычислений меньше 0,1 МэВ). Мощным инструментом в анализе экспериментальных данных [4,5] показала себя безмодельная теория пороговых явлений [17—19,33,34]. Результаты этого анализа дали ответ на ключевые вопросы о четности, энергии, ширине и структуре состояний $T=2$ ядра ^{10}Be , аналоговых по отношению к основному и первому возбужденному состояниям ядра ^{10}Li . Экстраполяция свойств аналоговых уровней на свойства уровней ядра ^{10}Li проведена посредством массовых уравнений изобарического мультиплета (IMME) [28].

Безмодельный метод гипертсферических функций (K -гармоник) [46,61], могущий претендовать на сколь угодно высокую точность расчетов, ограничен, с одной стороны, техническими возможностями вычислительных машин, а с другой — принципиальными трудностями в описании взаимодействия между нуклонами с помощью потенциальных сил. Попытки обойти эти трудности путем введения дополнительного базиса с быстрой сходимостью к урезанному гипертсферическому базису и варьирования двух-частичного реалистического потенциала [51,52,60] не дали, на наш взгляд, и не могли дать желаемого результата. Широко применяемый в анализе ядерных реакций R -матричный метод в основе своей является точным (безмодельным) [39]. Однако сложность метода вынуждает идти на упрощения или модельные ограничения, что ведет к неконтролируемым погрешностям в расчетах. Поэтому к результатам R -матричного анализа (например, в определении орбитальных моментов резонанса [59]) следует относиться осторожно. Отметим тот факт, что в настоящее время нейтронно-избыточные ядра изучаются вблизи порога нейтронного распада, где теория пороговых явлений [19] несравненно эффективней любой другой теории. Применение ее в анализе экспериментальных данных быстрее приведет к успеху.

3. Аналоговые состояния ядра ^{10}Be с $T=2$, соответствующие уровням ядра ^{10}Li , обнаружены в реакции $^7\text{Li}(t, p)^9\text{Li}$ вблизи нейтронного порога реакции $^7\text{Li}(t, n)^9\text{Be}^*$ ($E_x = 14,3922$ МэВ, $J^\pi = 3/2^-, T = 3/2$) благодаря гигантской пороговой аномалии в интегральном сечении. Теперь мы знаем, что соответствующие им уровни в ядре ^{10}Li возбуждаются довольно слабо в реакциях “скалывания”, и их можно обнаружить лишь при знании местоположения (см. рис.4—8). Следовательно, обнаружение и изучение уровней экзотических ядер и их аналогов в изобарических мультиплетах требует большой тщательности и внимания, а также применения методов исследования высокой разрешающей силы. Наличие близко лежащего нейтронного порога сильно облегчает теоретический анализ по двум причинам: 1) взаимодействие уровня и порогового состояния значительно усиливает пороговый эффект, 2) может быть применена (безмодельная) теория пороговых явлений (ТПЯ), обладающая высокой эффективностью в этих ситу-

ациях. ТПЯ дает возможность определить четность состояния, его энергию и полную ширину, вычислить или оценить парциальные ширины, найти вклад нерезонансных процессов и определить связь каналов реакции. Естественно, что получить такое обилие информации можно лишь при малых погрешностях эксперимента $\approx 1\%$, достаточном количестве экспериментальных точек в области порога $kR < 1$ (число точек больше числа теоретических параметров) и высоком разрешении по энергии $\Delta E \approx 10$ кэВ.

Относительно свойств первых двух уровней ядра ^{10}Li (основного и первого возбужденного), исследованных в настоящей работе с помощью ТПЯ по аналоговым уровням ядра ^{10}Be , можно сказать следующее: их четность отрицательна с вероятностью больше 99%, спины равны 2 и 1. Последовательность спинов из данных по интегральному сечению строго установить нельзя, данные теоретического анализа по абсолютным значениям нерезонансной части амплитуд позволили установить наиболее вероятную последовательность: 2^- — основное состояние ядра ^{10}Li , 1^- — первое возбужденное. Энергия основного состояния — $(0,027 \pm 0,027)$ МэВ над порогом распада $^{10}\text{Li} \rightarrow ^9\text{Li} + n$. Энергия первого возбужденного состояния — $(0,088 \pm 0,043)$ МэВ. Оценки нейтронных ширин составляют, соответственно, 68 и 14 кэВ. Они получены из предположения о равенстве приведенных парциальных ширин для тритонов и протонов в реакции $^7\text{Li}(t, p)^9\text{Li}$ вблизи нейтронного порога. Отношение нейтронных парциальных ширин составляет $(\gamma_n^{2-}/\gamma_n^{1-})^2 \approx 10$.

Квантовые характеристики следующего дублета уровней $1^+, 2^+$ ядра ^{10}Li являются предположительными, они получены из сравнения оболочечно-модельных расчетов [10] и оценок орбитальных моментов [59] пиков по R -матричной теории. Энергии и ширины этих состояний получены путем представления наблюдаемого пика в виде суммы двух резонансов брейт-вингеровской формы [16, 59]. Параметры определялись путем варьирования. Им приписаны значения, отсчитываемые от нейтронного порога $S_n = -(0,42 \pm 0,05)$ МэВ для 1^+ и $S_n = -(0,80 \pm 0,08)$ МэВ для 2^+ . Значения ширин уровней этого дублета не приводятся в [16]. Там же отмечается, что авторы не могут полностью исключить, что конфигурация нейтронов $v2s1/2$ расположена ниже пика, накрывающего дублет уровней $1^+, 2^+$. Они предполагают также, что возможно сокрытие конфигурации $v2s1/2$ под непрерывным спектром из-за слабой силы возбуждения и большой ширины. На самом деле, как мы показали выше, конфигурация аномальной четности возбуждается слабо в двух узких уровнях ^{10}Li вблизи нуля S_n на краю мощного резонанса $1^+, 2^+$. В работе [14] эти два слабых уровня хорошо отделе-

ны от состояний с $1^+, 2^+$, их центроид находится при $S_n \geq -100$ кэВ и $\Gamma_{\text{лаб}} < 230$ кэВ. Эти оценки служат хорошим доказательством правильности наших расчетов уровней $2^-, 1^-$. В пользу этого говорят также результаты работы [12], в которой пик шириной ≈ 1 МэВ имеет максимум при энергии 0,15 МэВ, что значительно сдвинуто к нейтронному порогу от центра дублета $1^+, 2^+$. Этот сдвиг можно объяснить тем, что широкий резонанс накрывает оба дублета $2^-, 1^-$ и $1^+, 2^+$, и в реакции $^{11}\text{B}(\pi^-, p)^{10}\text{Li}$ дублет аномальной четности $2^-, 1^-$ возбуждается значительно сильнее, чем в реакции $^{11}\text{B}(^7\text{Li}, ^8\text{B})^{10}\text{Li}$ [14] и тем более — в реакциях $^{11}\text{Be}(^{13}\text{C}, ^{12}\text{N})^{10}\text{Li}$, $^{13}\text{C}(^{14}\text{C}, ^{17}\text{F})^{10}\text{Li}$ [16] и $^9\text{Be}(^9\text{Be}, ^8\text{B})^{10}\text{Li}$ [8]. Относительно энергетического положения уровней дублета $1^+, 2^+$ добавим следующее. В работе [14] получена энергия центроида этих уровней (538 ± 62) кэВ от нейтронного порога.

Ширина пика, охватывающего эти уровни, равна $\Gamma_{\text{лаб}} = (358 \pm 23)$ кэВ. Авторы работы утверждают, что если p -волновых состояний в этом резонансе два, то они разделены не более чем на 160 кэВ. Это меньше, чем в работе [16], — 0,38 МэВ. Положение состояний с положительной четностью в [14] не совпадает с данными [16]. В определении положения уровней $1^+, 2^+$ будем полагаться на данные работы [14], где разрешение по энергии приблизительно втрое лучше, чем в [16], и составляет ≈ 70 кэВ по энергии возбуждения ядра ^{10}Li . Приняв за установленный интервал 160 кэВ между уровнями 1^+ и 2^+ и нахождение их центроида при резонансной энергии 538 кэВ, получим $S_n(1^+) = -0,46$ МэВ и $S_n(2^+) = -0,62$ МэВ. Эти значения, как видно, отличаются несущественно от данных [16]. Их мы внесем в схему уровней ядра ^{10}Li (табл.5).

Таблица 5. Уровни ядра ^{10}Li

E_x , кэВ	$J^{(\pi)}, T$	$\Gamma_{\text{с.м.}}$, кэВ	$-S_n$, кэВ	Реакция	Источник
$0,0 \pm 27$	$(2)^-, 2$	68	27	$^7\text{Li}(t, p)^9\text{Li}$	здесь
61 ± 43	$(1)^-, 2$	14	88	—“—	—“—
430	$(1)^+, 2$	≈ 200	460	$^{11}\text{B}(^7\text{Li}, ^8\text{B})^{10}\text{Li}$	[14]
590	$(2)^+, 2$	≈ 200	620	—“—	—“—
2,67 МэВ	$(1,0)^-, 2$	$< 0,5$ МэВ	2,7 МэВ	$^7\text{Li}(t, p)^9\text{Li}$	[62]
4,02 МэВ	$(2)^-, 2$	$0,7 \pm 0,2$ МэВ	4,04 МэВ	$^9\text{Be}(^{13}\text{C}, ^{12}\text{N})^{10}\text{Li}$	[16]

Вернемся к обсуждению работ [4,5], в которых интегральное сечение реакции ${}^7\text{Li}(t, p){}^9\text{Li}$ измерено от порога до 6 МэВ и до $E_t = 10,5$ МэВ в работе [20]. В большой интервал попадают два порога реакции ${}^7\text{Li}(t, p){}^9\text{Be}^*$ ($T = 3/2$) с энергией возбуждения ${}^9\text{Be}$ ($E_x = 14,3922$ МэВ, $J^\pi = 3/2^-$, $\Gamma = 0,381$ кэВ) и ${}^9\text{Be}$ ($E_x = 16,9752$ МэВ, $J^\pi = 1/2^-$, $\Gamma = 0,49$ кэВ).

Подобие этих двух состояний ${}^9\text{Be}^*$ рождает подобие соответствующих им пороговых состояний составного ядра ${}^{10}\text{Be}$. Как показано в настоящей работе, вблизи первого порога ядро ${}^{10}\text{Be}$ имеет два аналоговых для ${}^{10}\text{Li}$ состояния с квантовыми числами 1^- (ниже порога) и 2^- (выше порога). Состояние выше порога имеет большую нейтронную приведенную ширину, близкую к одночастичной. Оно является аналогом основного состояния ядра ${}^{10}\text{Li}$ и лежит вблизи порога распада ${}^{10}\text{Li} \rightarrow {}^9\text{Li} + n$ (27 кэВ). Вполне вероятно, что исследованное в наших работах [17—19,62] второе пороговое состояние, лежащее на $\approx 2,7$ МэВ выше первого, является на самом деле дублетом уровней с квантовыми числами 0^- , 1^- . Первый надпороговый уровень должен иметь большую приведенную нейтронную ширину. Это состояние является аналогом состояния ядра ${}^{10}\text{Li}$, распадающегося на нейтрон и ядро ${}^9\text{Li}^*$ в первом возбужденном состоянии, причем нейтрон образуется с $l_n = 0$.

В табл.5 представлен один уровень отрицательной четности с энергией возбуждения 2,7 МэВ, так как неизвестно, синглет это или дублет. Конфигурация этого уровня (уровней) есть $(1s)^4(1p)^5(2s)$. Заклучает систему исследованных уровней в табл.5 уровень с энергией 4,05 МэВ над порогом с предполагаемой конфигурацией $(1s)^4(1p)^5(1d5/2)$, спином и четностью 2^- [16].

4. Предсказание в настоящей работе свойств ядра ${}^9\text{He}$ основано на систематике ядер с $N = 7$ (рис.10) и экспериментальных данных [57,59]. После того, как в работе [9] с помощью этой систематики были верно предсказаны свойства основного состояния ядра ${}^{10}\text{Li}$, у нас нет оснований не доверять ей в предсказании свойств основного состояния ближайшего по Z ядра ${}^9\text{He}$. Его квантовые числа $1/2^+$ в известной мере противоречат данным $1/2^-$ работы [59], где на основе R -матричного анализа ближайшего к нейтронному порогу ${}^9\text{He} \rightarrow {}^8\text{He} + n$ состояния получено наиболее вероятное значение $l = 1$. Обратим внимание на то, что резонанс имеет ширину $\Gamma \approx 1$ МэВ и, по-видимому, является суммой по крайней мере двух резонансов аномальной ($l = 0$) и нормальной ($l = 1$) четностей. Основное состояние с $l = 0$ возбуждается, по-видимому, слабее и дает меньший вклад в широкий резонанс. Нижайшее состояние нормальной четности ($l = 1$) возбуждается сильнее, и

центрорид смещен к его местоположению, определенному в работах [57,59] при энергии $1,13 + 1,27$ МэВ. Как было определено нами выше по систематике, расстояние по энергии между этими уровнями составляет $\approx 0,5$ МэВ или более. Поэтому основное состояние $1/2^+$ ядра ${}^9\text{He}$ находится от порога нейтронного распада при энергии меньше $0,8$ МэВ, и его полная ширина должна быть значительно меньше 1 МэВ. Сравнение с нейтронно-нестабильными ядрами ${}^5\text{He}$ и ${}^7\text{He}$ показывает, что их «недосвязанность» равна $0,9$ и $0,4$ МэВ, а полные ширины — $0,6$ и $0,16$ МэВ соответственно, т.е. стабильность нечетных изотопов ядра He возрастает с увеличением числа нейтронов. Здесь уместно заметить, что соотношение Гарви — Келсона [63] для ядер ${}^5\text{He}$ и ${}^7\text{He}$ на основе экспериментальных масс ${}^6\text{He}$ и ${}^8\text{He}$ предсказывает возрастание нейтронной нестабильности этих ядер с ростом массы с «недосвязанностью» $1,3$ и $2,3$ МэВ соответственно. По поводу систематики ядер с $N = 7$ можно высказать предположение, что она не является уникальной. Вероятно, аналогичные систематики могут быть у ядер с $N = 9$; 5 и других.

5. В заключение обсудим новые эксперименты, которые могут уточнить имеющиеся данные о свойствах ядра ${}^{10}\text{Li}$. В настоящее время, когда в реакциях с π -мезонами и короткоживущими ядрами методики эксперимента недостаточно совершенны, чтобы обеспечить желаемую точность, предпочтение, по-видимому, следует отдать изучению реакций со стабильными ядрами при низких энергиях. Сюда можно отнести уже известные реакции ${}^7\text{Li}(t, p){}^9\text{Li}$, ${}^7\text{Li}({}^3\text{He}, p){}^9\text{Be}$ с образованием составных ядер ${}^{10}\text{Be}$ и ${}^{10}\text{B}$ изобарического мультиплета с массой $A = 10$. При измерении интегрального сечения первой реакции была достигнута очень высокая точность, составлявшая $0,5\%$, а разрешение по энергии ≈ 20 кэВ [5]. В реакциях с тяжелыми ионами столь высокие точности еще не достигнуты. Для более надежного определения четности и спина уровня составного ядра, кроме интегрального сечения, необходимо измерять дифференциальные сечения. Значения парциальных ширин могут быть восстановлены из данных по измерению сечений во всех открытых каналах. Для взаимодействия ${}^7\text{Li} + t$ измерены интегральные сечения [4,5,20] во всех каналах реакций, а также дифференциальное сечение упругого рассеяния [64]. Обновление экспериментальных данных в каналах, где они не отвечают требованиям теоретического анализа, будет сопутствовать успеху как в определении свойств уровней ядра ${}^{10}\text{Be}$, так и в экстраполяции этих свойств на остальные члены изобарического мультиплета $A = 10$, в том числе и на ядро ${}^{10}\text{Li}$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Poskanzer A.M., Cospser S.W., Hyde E.K., Cerny J. — Phys. Rev. Lett., 1966, vol.17, p.1271.
2. Barnes C.A. — Nuclear Isospin, Proc. Conf., Asilomar, California: Acad. Press., 1969, No. 4, p.179.
3. Chen Y.S., Harrison W.D., Tombrello T.A. — Bull. Am. Phys. Soc., 1970, vol.15, p.1598.
4. Абрамович С.Н., Гужовский Б.Я., Звенигородский А.Г., Трусилло С.В. — Изв. АН СССР, сер. физ., 1973, т.37, с.1967.
5. Абрамович С.Н., Гужовский Б.Я., Звенигородский А.Г., Трусилло С.В. — ЯФ, 1979, т.30, с.1276.
6. Бор О., Моттelson Б. — Структура атомного ядра. Пер. с англ. М.: Мир, 1971, т.1: Одночастичное движение, гл.2.
7. Ajzenberg-Selove F. — Nucl. Phys., 1975, vol.A248, p.1.
8. Wilcox K.H., Weisenmiller R.B., Wozniak G.J. et al. — Phys. Lett., 1975, vol.59B, p.142.
9. Barker F.C., Hickey G.T. — J. Phys. G: Nucl. Phys., 1977, vol.3, p.L23.
10. Poppelier N.A.F.M., Wood L.D., Glaudemans P.W.M. — Phys. Lett., 1985, vol.157B, p.120.
11. Cohen S., Kurath D. — Nucl. Phys., 1965, vol.73, p.1.
12. Амелин А.И., Горнов М.Г., Гуров Ю.Б. и др. — ЯФ, 1990, т.52, с.1231.
13. Kobayashi T. — Preprint RIKEN-AF-NP-158, August 1993. Third International Conference on Radioactive Nuclear Beams (East Lansing, Michigan, May 1993). $^{11}\text{Li} + \text{C} \rightarrow ^9\text{Li} + n + X$, $E(^{11}\text{Li}) = 72 \text{ MeV/nuc}$.
14. Young B.M., Benenson W., Kelley J.H. et al. — Low-Lying Structure of ^{10}Li in the Reaction $^{11}\text{B}(^7\text{Li}, ^8\text{B})^{10}\text{Li}$. National Superconducting Cyclotron Laboratory and Department of Phys. and Astronomy. Michigan State University. East Lansing, Michigan 48824, 1993.
15. Kryger R.A., Azhari A., Galonsky A. et al. — Third International Conference on Radioactive Nucl. Beams (East Lansing, Michigan, May 1993). $^{18}\text{O} + \text{C} \rightarrow ^9\text{Li} + n + X$, $E(^{18}\text{O}) = 80 \text{ MeV/nuc}$.
16. Bohlen H.G., Gebauer B., Lenske H., Alexandrov D.V. et al. — Z. Phys., 1993, vol.A344, p.381.
17. Абрамович С.Н., Гужовский Б.Я., Ершов А.В., Лазарев Л.М. — Изв. АН СССР, сер. физ., 1986, т.50, с.2021.
18. Абрамович С.Н., Гужовский Б.Я., Ершов А.В., Лазарев Л.М. — ЯФ, 1987, т.46, с.499.
19. Абрамович С.Н., Гужовский Б.Я., Лазарев Л.М. — ЭЧАЯ, 1992, т.23, вып.2, с.305.
20. Абрамович С.Н., Гужовский Б.Я., Дунаева С.А., Звенигородский А.Г., Трусилло С.В. — ВАНТ, сер. Ядерные константы, 1985, вып.2, с.14.
21. Jelley N.A., Cerny J., Stahel D.P., Wilcox K.H. — Phys. Rev., 1975, vol.C11, p.2049.
22. Kobayashi T., Yamakawa O., Omata K. — Phys. Rev. Lett., 1988, vol.60, p.2599.
23. Ajzenberg-Selove F. — Nucl. Phys., 1990, vol.A506, p.1.

24. Tanihata I. — Nucl. Phys., 1988, vol.A478, p.795C.
25. Saint-Laurent M.G., Anne R., Bazin D. et al. — Z. Phys., 1989, vol.A332, p.457.
26. Warburton E.K., Brown B.A. — Phys. Rev., 1992, vol.C46, p.923.
27. Van Hees A.G.M., Glaudemans P.W.M. — Z. Phys., 1983, vol.A314, p.323; 1984, vol.A315, p.223.
28. Antony M.S., Britz J., Bueb J.B., Pape A. — Atomic Data and Nucl. Data Tables, 1985, vol.33, p.447.
29. Wigner E.P. — Proceedings of Robert A. Welch Foundation Conference on Chemical Research, ed. by W.O. Milligan, Houston, 1958, vol.1, p.88.
30. Jancek J. — Phys. Rev., 1966, vol.147, p.735: Isospin in Nuclear Physics, ed. by D.H. Wilkinson (North-Holland, Amsterdam, 1969), p.297 ff.
31. Henley E.M., Lacy C.E. — Phys. Rev., 1969, vol.184, p.1228.
32. Garvey G.T. — Nuclear Isospin, ed. J.D. Anderson, S.D. Bloom, J. Cerny, W.W. True (Academic Press, New-York, 1969), p.703.
33. Лазарев Л.М. — Изв. АН СССР, сер. физ., 1987, т.51, с.171.
34. Лазарев Л.М. — Укр. физ. журнал, 1991, т.36, с.661.
35. Wigner E.P. — Phys. Rev., 1948, vol.73, p.1002.
36. Breit G. — Phys. Rev., 1957, vol.107, p.1612.
37. Базь А.И., Зельдович Я.Б., Переломов А.М. — Рассеяние, реакции и распады в нерелятивистской квантовой механике. М.: Наука, 1971, гл.IX.
38. Jarmie N., Brown R.E., Hardekopf R.A. — Phys. Rev., 1984, vol.C29, p.2031; Brown R.E., Jarmie N., Hale G.M. — Phys. Rev., 1987, vol.C35, p.1999; Phys. Rev. Lett., 1987, vol.59, p.763.
39. Лейн А., Томас Р. — Теория ядерных реакций при низких энергиях: Пер. с англ. М.: Изд-во иностр. лит., 1960, гл. XIII.
40. Лазарев Л.М. — Тезисы докладов 44-го международного совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра., С.-Петербург, 1994. С.-П.: Наука, 1994, с.234.
41. Филиппов Г.Ф., Охрименко И.П. — ЯФ, 1980, т.32, с.932; 1981, т.33, с.928.
42. Hoffman H.M. — Nucl. Phys., 1984, vol.A416, p.363.
43. Шмидт Э., Цигельман Х. — Проблема трех тел в квантовой механике: Пер. с англ. М.: Наука, 1979, гл.IV.
44. Volkov A.B. — Nucl. Phys., 1965, vol.74, p.33.
45. Tanabe F., Tashaki A., Tamagaki R. — Progr. Theor. Phys., 1975, vol.53, p.677.
46. Симонов Ю.А. — ЯФ, 1966, т.3, с.630; 1968, т.7, с.1210; Сурков Е.Л. — ЯФ, 1967, т.6, с.908.
47. Zhukov M.V., Danilin B.V., Fedorov D.V. et al. — Phys. Lett., 1991, vol.B265, p.19.
48. Mang H., Weidenmüller H. — Ann. Rev. of Nucl. Sci., 1968, p.1.
49. Eickemeir H., Hackenbroich H.H. — Nucl. Phys., 1971, vol.A169, p.407.
50. Bryan R., Scott B.L. — Phys. Rev., 1964, vol.135, p.434; 1967, vol.164, p.1215; 1969, vol.177, p.1435.
51. Горбатов А.М., Крылов Ю.Н., Соловей А.Б. — ЯФ, 1979, т.29, с.866.
52. Горбатов А.М., Скопич В.Л., Никишов П.Ю., Пенионжкевич Ю.Э. — ЯФ, 1989, т.50, с.1551.
53. Gogny D., Pires P., de Toureil R. — Phys. Lett., 1970, vol.32B, p.591.

54. Calogero F., Simonov Yu.A. — *Nuovo Cim.* 1969, vol.64B, p.337.
55. Гришин В.К., Живописцев Ф.А., Иванов В.А. — Математическая обработка и интерпретация физического эксперимента. М.: Изд. МГУ, 1988.
56. Ajzenberg-Selove F. — *Nucl. Phys.*, 1988, vol.A490, p.1.
57. Seth K.K., Artuso M., Barlow D. et al. — *Phys. Rev. Lett.*, 1987, vol.58, p.1930.
58. Bohlen H.G. — *Z. Physic A-Atomic Nuclei*, 1988, vol.330, p.227.
59. Bohlen H.G., Gebauer B., von Lucke-Petsch M. et al. — *International School-Seminar on Heavy Ion Physics*. ed. by Yu.Ts.Oganessian, Yu.E.Penionzhkevich, R.Kalpakchieva, Dubna, 1993, vol.1, p.17.
60. Gorbатов А.М., Nikishov P.Yu., Scopich V.L. et al. — *International School-Seminar on Heavy Ion Physics*, ed. by Yu.Ts.Oganessian, Yu.E.Penionzhkevich, R.Kalpakchieva, Dubna, 1993, vol.1, p.54.
61. Базь А.И., Демин В.Ф., Жуков М.В. — *ЭЧАЯ*, 1975, т.6, вып.2, с.515.
62. Гужовский Б.Я., Лазарев Л.М. — *Изв. АН СССР, сер. физ.*, 1990, т.54, с.2250.
63. Garvey G.T., Kelson I. — *Phys. Rev. Lett.*, 1966, vol.16, p.197; Garvey G.T. et al. — *Rev. Mod. Phys.*, 1969, vol.41, p.51.
64. Абрамович С.Н., Гужовский Б.Я., Дзюба Б.М. и др. — *Проблемы ядерной физики и космических частиц*. Харьков: Вища школа, 1977, вып.7, с.41.

МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЯ АТОМНЫХ МАСС В ЯДЕРНОЙ ФИЗИКЕ. МАССЫ АТОМНЫХ ЯДЕР КАК ОБЪЕКТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Н.И.Тарантин

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Численные значения атомных масс являются фундаментальной основой для построения и проверки различных ядерных моделей. Массы ядер, определяющие их энергию связи, отражают тонкий баланс между сугубо ядерными и кулоновскими силами и помогают получить информацию о структуре нуклонных уровней в ядре. Сравнение результатов теоретических ядерных моделей с экспериментально измеренными значениями масс особенно интересно для короткоживущих ядер, удаленных от дна долины бета-стабильности, для которых наблюдаются большие расхождения предсказаний в различных массовых моделях. Значения атомных масс обеспечивают расчеты энергий различных ядерных процессов распада и ядерных реакций.

В настоящем обзоре проанализированы основные понятия из области измерения атомных масс: единица атомной массы и ее энергетический эквивалент в их развитии, массовое число, избыток и недостаток массы, масс-дефект, ядерная энергия связи.

Проанализированы основные массовые формулы трех известных классов моделей: жидкокапельной модели и модели капельки, оболочечных, феноменологических.

Рассмотрен широкий круг задач из ядерной физики, для решения которых необходимо привлечение масс-анализаторов, требования к масс-анализаторам, привлекаемым к решению поставленных задач.

Подробное рассмотрение физических основ методов измерений масс, а также конкретных масс-анализаторов будет сделано в следующем обзоре, который готовится к публикации.

Atomic mass values provide fundamental information necessary for creating and testing current nuclear models. The nuclear masses, determining their binding energy, reflect the subtle balance between nuclear and Coulomb forces and help to shed light on the structure of nuclei levels. The comparison of theoretical predictions with the experimentally measured nuclear mass values is especially interesting for short-lived nuclei far from beta-stability line where various model predictions have very divergent results. Nuclear mass data also enable the calculations of the different nuclear decay energies and energy of nuclear reactions.

It is the aim of the present review to present an analysis of the basic concepts in the field of atomic mass measurements: the atomic mass unit and its energy equivalent, the mass number, the mass excess and mass deficit, the mass defect and the binding energy of the nucleus.

Three classes of mass formulas — within the liquid-drop model and droplet model, the shell model, the phenomenological model — are analyzed.

A wide range of problems has been considered, each one requiring the use of magnetic analysers for its solution.

A detailed presentation of the physical methods of mass-analysis and different mass-analysers is to be given in the second part of the review, which is now in preparation.

1. ВВЕДЕНИЕ

Проблема измерений атомных масс настолько многообразна, что развернутое введение в проблему требует его разбиения на отдельные части.

1.1. Цели измерений. Измерения атомных масс представляют собой целое научное направление, целью которого является создание метрологической системы значений масс атомов, имеющей как фундаментально-познавательное значение, так и широкие приложения в различных научных дисциплинах. В ядерной физике, например, экспериментальные значения атомных масс являются исходными данными, определяющими энергию всех ядерных процессов, в которых участвуют нуклиды и отдельные нуклоны. В числе таких процессов — бета- и альфа-распады, протонная и кластерная радиоактивности, спонтанное и вынужденное деление тяжелых ядер. Энергия, выделяемая в процессе распада, определяет возможность того или иного ядерного превращения, а также в значительной мере определяет скорость превращения, зависящую от проницаемости потенциального барьера-препятствия или от доступного объема в фазовом пространстве импульсов конечных продуктов превращений.

Значения атомных масс являются фундаментом для построения различных моделей ядра и пробным камнем для их проверки. Особенно важны для теории ядерных моделей экспериментальные данные о массах нуклидов, удаленных от дорожки бета-стабильности, для которых наиболее сильно проявляются расхождения результатов различных теоретических предсказаний. Точные, предсказанные и измеренные значения масс нуклидов, лежащих на границе нейтронной стабильности ядер, имеют решающее значение для построения космологических теорий нуклеосинтеза в Большом Взрыве Вселенной.

Наряду с этим измерения атомных масс обеспечивают идентификацию нуклидов, образующихся в тех или иных ядерных реакциях и в ядерных превращениях. Наиболее простым начальным этапом идентификации

нуклида является определение его массового числа A (идентификации класса C). При более точном измерении атомных масс с разрешением мультиплета масс-изобаров возможна идентификация нуклидов и по атомному номеру Z (идентификация класса A). В этом случае используется более тонкое различие атомных масс нуклидов, зависящее от атомного номера. В этом применении измерения атомных масс выступают во втором прикладном аспекте. Такой прикладной масс-анализ является очень сильным аналитическим средством также и для идентификации сложных молекулярных соединений с молекулярным весом свыше ста тысяч дальтонов в химических исследованиях, проводимых в биологии, геологии, экологии, медицине и криминалистике.

Измерения атомных масс обеспечиваются широким арсеналом научных приборов, которые можно назвать общим термином «масс-анализаторы». Здесь под масс-анализатором подразумевается прибор, с помощью которого разделяется в пространстве или во времени смесь нуклидов с разными массами, и массы нуклидов измеряются с той или иной точностью по принципу или масс-спектрографа, или масс-спектрометра. Термином «масс-спектрограф» первоначально был назван масс-анализатор, «записывающий» на фотопластинке неподвижное изображение спектра масс ионов. Если придерживаться этого исторического определения, то в современной классификации масс-спектрографом, по-видимому, следует называть устройство, действующее в постоянном во времени режиме и одновременно фиксирующее массы нуклидов в некотором диапазоне их значений. Естественно, что это не исключает перестройку масс-спектрографа с одного режима на другой с целью охвата более широкого диапазона значений атомных масс. В отличие от масс-спектрографа масс-спектрометр — это прибор, работающий в качественно ином, непрерывно меняющемся во времени режиме и последовательно фиксирующий и измеряющий массы нуклидов. Применение фотографического метода «записи» спектра масс в таком режиме невозможно, поэтому для регистрации ионов в масс-спектрометрах применяются электрические методы, которые также широко используются для регистрации ионов и в современных масс-спектрографах. По-видимому, только в этом и состоит принципиальное различие этих двух типов масс-анализаторов, хотя в некоторых случаях для классификации масс-анализаторов используют различие ширины акцептанса атомных масс прибора, являющееся количественной, но не качественной характеристикой. Наряду с этими терминами в ядерной физике часто используется термин «масс-сепаратор». Этим термином называют масс-анализатор, разделяющий и анализирующий весовые количества вещества и большие токи ионов в режиме масс-спектрографа. Такие устройства требуют специального технического оснащения и подразделяются на низкотоковые, среднетоковые и высокотоковые.

Современные масс-анализаторы, используемые в ядерной физике, позволяют измерять массы атомов всех химических элементов и широкий набор их молекулярных соединений с относительной погрешностью вплоть до 10^{-10} , выделять одни нуклиды из смеси других нуклидов при относительном содержании исследуемых ядер до 10^{-12} доли от массы образца, осуществляя при этом, если это необходимо, регистрацию отдельных атомов, производить масс-анализ короткоживущих радиоактивных нуклидов за время, измеряемое микросекундами.

В дополнение к непосредственному измерению атомных масс с помощью масс-анализатора в ядерной физике для опосредованного определения атомных масс широко используется измерение энергии, выделяемой в том или ином ядерном превращении или ядерной реакции, связывающей, таким образом, ядро неизвестной массы с известным нуклидом. И здесь для измерения энергии или импульсов продуктов превращений часто применяются анализаторы тех же типов, что и для непосредственного измерения атомных масс.

1.2. Содержание обзора. В настоящем обзоре, представляющем собой введение в последующее рассмотрение экспериментальных методов измерения атомных масс, рассматриваются массы атомных ядер как объекты измерений и исследований в задачах ядерной физики. Детальное изложение различных методов измерения атомных масс требует и детального описания самого предмета измерений. В связи с этим в предлагаемом читателю обзоре приводятся основные понятия из области определения атомной массы, напоминание о которых, как будет показано ниже, является в настоящее время не лишним. Даются сведения о систематизации экспериментальных значений атомных масс и о так называемых массовых формулах, представляющих естественное теоретическое дополнение к сведениям о базе экспериментальных данных. Рассматриваются некоторые задачи из области ядерной физики, требующие применения масс-анализаторов. Там же излагаются соответствующие требования к точности измерения атомных масс и к самим масс-анализаторам.

В последующее продолжение настоящего обзора предполагается включить изложение физических основ методов разделения и измерения атомных масс, рассмотрение различных вариантов статических магнитных масс-анализаторов, а также анализаторов, в которых дополнительно используется электрическое поле. Предполагается также рассмотреть резонансные масс-анализаторы и применение циклических ускорителей и накопительных колец ионов в качестве масс-анализаторов.

1.3. Основные литературные источники. Современные, достаточно полные и подробные обзоры по методам и технике измерения атомных масс в ядерной физике автору неизвестны. Имеются лишь обзорные работы по

рассматриваемым вопросам, выпущенные в свет много лет назад и, естественно, не отражающие последних достижений в области масс-анализа. К числу первых из обзоров следует отнести подробную и обстоятельную статью Бейнбриджа «Динамика и оптика заряженных частиц. Относительная распространенность изотопов различных элементов. Массы атомов», опубликованную в первом томе трехтомной энциклопедии «Экспериментальная ядерная физика» [1]. Эта обзорная работа была закончена автором в конце 1952 г., и она освещает практически все результаты в области теории масс-анализа и техники измерения масс, накопленные к тому времени. В настоящее время этот обзор интересен не только как источник сведений о начальном этапе техники масс-анализа, но и как сборник основных аналитических формул из области ионной оптики масс-анализа, основы которой были заложены еще в начале этого столетия и не претерпели изменений к настоящему времени.

В качестве иллюстрации исторического аспекта обзора Бейнбриджа пока лишь укажем на подробное освещение ситуации, сложившейся в начале века по вопросу возможного существования разновидностей атомов различных химических элементов, являющихся предметом рассмотрения в настоящем обзоре, а также роли Томсона и его масс-спектрографических опытов. Эксперименты Томсона и химические исследования, проведенные Содди, показали существование изотопов — разновидностей атомов одного и того же химического элемента, отличающихся друг от друга массой [1, с.495—496].

К числу содержательных публикаций по вопросам измерения атомных масс, безусловно, следует отнести материалы последних международных конференций по атомным массам и фундаментальным константам. Первая такая конференция была проведена в ФРГ в 1956 г. и получила нулевой порядковый номер. Затем прошли восемь конференций этой серии, шестая [2] и седьмая [3] из которых были проведены, соответственно, в 1979 г. и 1984 г. Намеченная к проведению в Иерусалиме восьмая конференция не состоялась, а последняя — девятая [4] — прошла в Германии в 1992 г. совместно с шестой конференцией по ядрам, удаленным от долины бета-стабильности.

Много полезных сведений по технике и методике измерения атомных масс можно найти и в материалах регулярных международных конференций «Электромагнитные сепараторы изотопов и техника их применений», последняя из которых (12-я) состоялась в 1991 г. [5]. Много полезного также содержится в материалах международных конференций по масс-спектрометрии, отражающих, в основном, приложение масс-анализа в химических исследованиях.

2. ОСНОВНЫЕ СВЕДЕНИЯ ОБ АТОМНЫХ МАССАХ

Проблема измерений и исследований атомных масс, естественно, требует определения предмета измерений.

2.1. Масса атома, массовое число, избыток и недостаток массы. Масса атома сосредоточена практически в его ядре, содержащем Z протонов и N нейтронов, и в малой доле — в Z электронах, связанных в планетарную оболочку вокруг ядра. В начале этого века за единицу атомного веса была принята $1/16$ доля атомного веса кислорода, которая определила шкалу атомных весов, применяемую в химических исследованиях (единицу атомного веса — е.а.в.). Однако в предпринятых исследованиях изотопного состава различных химических элементов в качестве эталона по предложению Астона [6, с.219—221] стали использовать массу единственного из обнаруженных тогда изотопов кислорода, принятую равной точно 16 единицам массы. Предполагалось, что кислород является моноизотопным элементом, и, таким образом, старая химическая шкала атомных весов должна была сохраниться. Однако вскоре последовали открытия двух других изотопов кислорода с массами 17,004 и 18,004, содержащихся в природе в очень незначительных количествах. Эти открытия привели к тому, что новая физическая шкала атомных масс не совпала со старой химической шкалой атомных весов и единица атомного веса (е.а.в.) в химической шкале стала относиться к атомной единице массы (а.е.м.) в новой физической шкале как 1,000275:1.

Выраженные через новую массовую единицу массы всех нуклидов, кроме, естественно, массы наиболее легкого изотопа кислорода, получили значения, близкие к целым числам, т.е. они отличались от целых чисел в ту или иную сторону лишь на небольшую величину, существенно меньшую 0,1. Это обстоятельство позволило Астону провозгласить так называемое правило целых чисел и однозначно присвоить каждому нуклиду целое число A , которое он назвал массовым [6, с.62]. Заметим, что это нельзя было бы сделать, если бы за единицу массы была принята масса, например, атома изотопа водорода, как это было сделано в начале прошлого века английским ученым Дальтоном. В этом случае значения масс тяжелых атомов очень сильно (более чем на половину единицы массы) отличались бы от целых чисел, что не обеспечило бы однозначного соответствия значений атомных масс нуклидов ряду целых чисел.

Заметим, что первая шкала атомных весов, в которой за единицу атомного веса был принят вес легчайшего химического элемента — водорода, используется и в настоящее время. Например, в рекламах фирм, производящих масс-спектрометры, диапазон измеряемых масс-спектрометром масс часто дается в дальтонах в память об ученом, выдвинувшем гипотезу атомарного строения материи.

В 1992 г. Астон был удостоен Нобелевской премии по химии «за открытие с помощью сконструированного им масс-спектрографа большого числа изотопов нерадиоактивных элементов и за открытие правила целых чисел». Из второй части обоснования присуждения премии видна, по-видимому, многими сейчас забытая пионерская роль Астона в установлении дискретной структуры ядра атома.

Заметим, что только по прошествии более десяти лет, а именно после открытия нейтрона Чедвиком, удостоенного также Нобелевской премии, была принята гипотеза протонно-нейтронного строения ядра и стало ясно, что массовое число A , введенное Астоном через значения масс нуклидов, одновременно обозначает и число нуклонов, содержащихся в ядре. К сожалению, в литературе не всегда смысл массового числа A излагается в логической и исторической последовательности. Так, например, в единственной монографии на русском языке по систематизации атомных масс В.А.Кравцова [7, с.7—8], являющейся, по существу, обстоятельным учебником для высшей школы, массовое число A сначала определяется как «число всех нуклонов в ядре» и лишь потом дается «другое определение массового числа, как ближайшего целого числа к массе нуклида». Заметим, что и в современной ядерной физике нет способов непосредственного определения числа нуклонов в ядре, кроме как путем измерения его массы и определения через массу массового числа A .

Таким образом, в многочисленных измерениях масс изотопов различных элементов, проведенных в начале века Астоном и другими, было показано, что массы нуклидов $M(A, Z)$ в новой шкале масс выражаются формулой

$$M(A, Z) = A + \Delta(A, Z), \quad (1)$$

где A — массовое число, как теперь известно, равное сумме числа протонов Z и числа нейтронов N в ядре: $A = Z + N$, $\Delta(A, Z)$ — небольшая, по сравнению с единицей (меньше 0,1), величина, которая может иметь как положительное, так и отрицательное значение. В тех случаях, когда масса нуклида была больше его массового числа, величину Δ Астон называл избытком (excess) массы, в тех же случаях, когда масса нуклида оказывалась меньше массового числа абсолютное значение величины Δ называлось дефектом массы (defect of isotopic weight). Логичнее величину Δ в последнем случае было бы называть недостатком (deficit) массы — антонимом слова «избыток», тем более, что словом «дефект» Астон назвал и другой параметр массы нуклида, о чем будет сказано ниже.

2.2. Упаковочное отношение и масс-дефект. Первым, наиболее важным результатом определения понятия избытка массы явился анализ зависимости этой величины от массового числа. Для упрощения анализа Астон ввел [6, с.89—90] отношение

$$P(A, Z) = \Delta(A, Z) / A \quad (2)$$

как меру относительной плотности упаковки частиц в ядре атома. Эта величина была названа им упаковочной дробью или упаковочным отношением (packing fraction), но она почему-то вошла в русскую научную литературу как «упаковочный множитель» или «упаковочный коэффициент».

На рис.1 приведена первая кривая Астона, систематизирующая упаковочные отношения $P(A, Z)$ в зависимости от массового числа A для первых измеренных масс изотопов двадцати различных элементов. Упаковочное отношение выражено в относительных десятитысячных долях. Кривая демонстрировала в то время, по мнению Астона, в высшей степени интересную общую закономерность, отражавшую связь массы атома с внутриатомной энергией.

Кривая начинается с очень больших положительных значений для водорода, затем снижается, пересекая нуль в районе неона, достигает минимума в районе железа и никеля, затем медленно растет, вновь проходя через нуль вблизи ртути и принимая положительные значения в области самых тяжелых элементов.

Уменьшение, или «исчезновение», массы δM сопровождается, как это следует из теории относительности Эйнштейна, высвобождением энергии

$$E = \delta M c^2, \quad (3)$$

где c — скорость света в вакууме. Отсюда следует, что разность между полной массой составляющих ядро нуклонов и действительной массой ядра

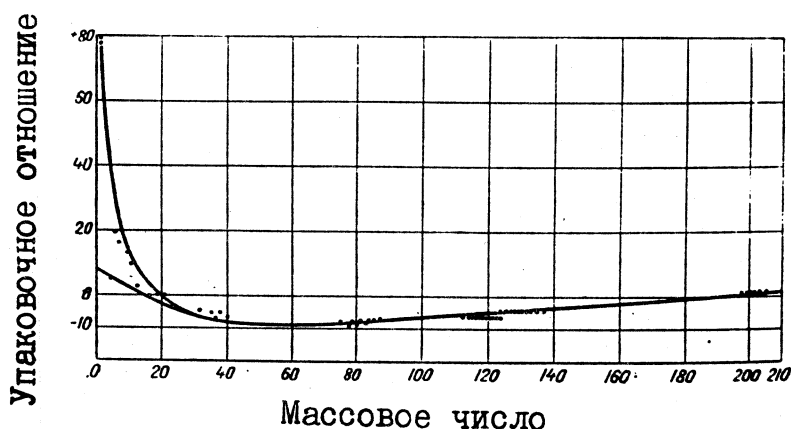


Рис.1. Первая зависимость упаковочного отношения $P(A, Z)$ от массового числа A [6]

$$\delta M(A, Z) = NM(1, 0) + ZM(1, 1) - M(A, Z), \quad (4)$$

где $M(1, 1)$ и $M(1, 0)$ — массы атома водорода и нейтрона соответственно, определяет полную энергию связи ядра:

$$E_b(A, Z) = [NM(1, 0) + ZM(1, 1) - M(A, Z)] c^2. \quad (5)$$

Ход упаковочной кривой отражает основные источники возможного выделения ядерной энергии, а именно: в области легких нуклидов возможны с большим выделением энергии на единицу массы вещества (3 МэВ/нуклон) реакции слияния ядер водорода с образованием ядра гелия и дальнейшего слияния ядер гелия с образованием более тяжелых ядер. Такие реакции являются источником энергии Солнца и других небесных светил, в том числе и сверхновых. В настоящее время в земных условиях термоядерные реакции слияния легких ядер осуществлены пока только в неуправляемом термоядерном взрыве, и их пытаются реализовать в управляемых термоядерных процессах в специальных установках.

В области тяжелых нуклидов экзоэнергетическим оказывается обратный процесс, а именно процесс превращения тяжелых ядер в менее тяжелые. Во времена первого издания книги Астона [6] из таких процессов был известен только последовательный альфа-распад изотопов урана и тория в конечные продукты — изотопы свинца. В настоящее время известны также процесс вынужденного деления тяжелых ядер на два ядра со средними массами, открытый Ганом и Штрассманом (1939 г.), и процесс спонтанного деления, открытый Г.Н.Флеровым и К.А.Петржаком (1940 г.). Эти два процесса сопровождаются выделением ~ 200 МэВ энергии на один акт деления или ~ 0,7 МэВ на один нуклон ядра, участвующего в делении. Вынужденное деление ядер урана или плутония используется, как известно, в неуправляемых ядерных взрывах и в управляемых, но иногда выходящих из-под контроля ядерных реакторах, как мощный источник тепловой энергии.

Впоследствии рядом авторов приводились кривые упаковочного отношения, построенные на основе большего числа значений масс нуклидов. Эти кривые, уточняя, например, эффекты заполнения нуклонами ядерных оболочек, повторяли основную закономерность упаковки ядер по мере роста их массового числа, обнаруженную Астоном.

Уменьшение массы вещества при образовании связанных ядер или в результате ядерных превращений Астон назвал «масс-дефектом» (mass defect). Это усилило неоднозначность применения терминов «дефект массы» и «масс-дефект», а также «избыток массы». Так, например, в монографии по атомной физике [7, с.337], допущенной в качестве учебного пособия для высших учебных заведений, читаем: «... дефект массы водорода равен + 0,008123 (в шкале масс $M(^{16}\text{O}) = 16$), дефект массы нейтрона + 0,00893» и т.д., вместо определений по Астону — избыток массы водоро-

да, избыток массы нейтрона. Аналогичные разнотечения определений имеются и на современной карте нуклидов [8] — избыток массы называется масс-дефектом (mass defect). В современных научных статьях массовое число иногда называется массой, атомным весом или массовым номером — буквальный переводом с английского «mass number».

Правильная или, по крайней мере, единообразная терминология в вопросах о массах нуклидов важна и потому, что в области легчайших ядер, являющихся в настоящее время предметом интенсивного теоретического рассмотрения и объектом экспериментальных исследований, значения избытка массы и масс-дефекта для некоторых нуклидов достаточно близки друг к другу. Поэтому при путанице в определениях этих понятий иногда бывает невозможно понять, о чем идет речь, даже если известны еще окончательно не установленные, приближительные значения этих величин. Например, для такого экзотического и в достаточной мере не исследованного нуклида, как ${}^7\text{B}$ — эмиттера двух протонов, избыток массы и масс-дефект по данным различных теоретических моделей равны $\Delta M({}^7\text{B}) = 23\text{--}29\text{ ме}$ и $\delta M({}^7\text{B}) = 23\text{--}29\text{ ме}$. (Здесь избыток массы нуклида и его масс-дефект выражены в новой единице массы e , которая будет рассмотрена ниже).

2.3. Современная единица атомной массы. Недостатком физической шкалы масс $M({}^{16}\text{O}) = 16$ явились трудности сравнения масс различных нуклидов с нуклидом-эталоном ${}^{16}\text{O}$ из-за того, что кислород не образует молекулярных соединений с многими элементами. Более удобным в этом отношении был бы углерод с его большим разнообразием различных углеводородных соединений, дающих возможность сравнивать друг с другом масс-аналитическими методами массы изотопов почти всех элементов. В связи с этим в 1959 г. Комиссия по атомным весам Международного союза по чистой и прикладной химии (International Union of Pure and Applied Chemistry - IUPAC) рекомендовала в качестве эталона массы использовать углерод и предложила как единицу массы одну двенадцатую часть массы атома ${}^{12}\text{C}$, находящегося в основном атомном и ядерном состояниях. Это предложение было поддержано и утверждено на Генеральной ассамблее Международного союза по чистой и прикладной физике (International Union of Pure and Applied Physics — IUPAP). 13 декабря 1961 г., как сообщается в [7, с.16], бюро Отделения физико-математических наук АН СССР по докладу академика-секретаря Л.А.Арцимовича постановило: «Принять новую единицу для масс нуклидов (атомных весов) ${}^{12}\text{C} = 12$, рекомендованную X Генеральной ассамблеей ЮПАП и принятую летом 1961 г. на Совете ЮПАК». Эта мера атомной массы получила наименование «единица» и обозначения u (unit) в международном обращении и e — в текстах на рус-

ском языке. Соотношение между новой единицей массы и атомной единицей массы шкалы $M(^{16}\text{O}) = 16$ оказалось следующим:

$$1 \text{ e} = (1,000317917 \pm 0,000000017) \text{ а.е.м.}$$

Заметим, что установление новой единицы атомной массы через нуклид ^{12}C , определенный, в свою очередь, через атомную единицу массы в системе единиц $^{16}\text{O} = 16$ (масса ^{12}C равна 11,996 а.е.м., массовое число равно 12) не является достаточно строгим метрологически. Более логично, по-видимому, было бы определить новую единицу массы как одну двенадцатую часть массы легкого изотопа углерода из двух известных его стабильных изотопов, не требующую какого-либо предварительного «взвешивания» эталона массы в какой-либо шкале масс.

Численное значение единицы атомной массы определяется формулой

$$1 \text{ e} = m(^{12}\text{C}) / 12 N_A = (1660540,2 \pm 1,0) \cdot 10^{-33} \text{ кг}, \quad (6)$$

где $m(^{12}\text{C})$ — молярный вес изотопа углерода-12, равный $12 \cdot 10^{-3}$ кг/моль, N_A — число Авогадро, равное $(6,0221363 \pm 0,0000068) \cdot 10^{23}$ /моль. Точность численного значения единицы массы определяется точностью числа Авогадро, последнее измерение которого проводилось в 1992 г. путем определения отношения молярного объема к атомному для сверхчистого кристаллического кремния.

2.4. Энергетический эквивалент единицы атомной массы. Внутреннюю энергию ядра, энергию ядерных превращений и ядерных реакций, энергию электромагнитного излучения, а также кинетическую энергию нейтральных продуктов превращений и реакций обычно выражают в принятых в ядерной физике специальных энергетических единицах — электрон-вольтах (эВ), хотя электрон-вольт по определению — это кинетическая энергия заряженной частицы с одним элементарным зарядом q_0 , ускоренной разностью электрических потенциалов в один вольт. Поэтому для того, чтобы использовать многочисленные числовые данные по энергиям ядерных превращений в расчетах атомных масс неизвестных нуклидов и, наоборот, чтобы использовать данные о массах ядер в расчетах энергий ядерных превращений и ядерных реакций, необходим коэффициент перевода единицы массы в энергетический эквивалент, выраженный в единицах $\text{эВ}/\text{с}^2$.

Энергетическое выражение единицы массы в $\text{эВ}/\text{с}^2$, определяемое приведенным выше соотношением из теории относительности (3), дается формулой

$$1 \text{ e} = [(10^{-3} \text{ кг/моль}) \cdot \text{с}^2 / (N_A q_0 V)] \text{ эВ/с}^2,$$

в которой численные значения скорости света c , элементарного заряда q_0 и единицы электрического напряжения V выражены в основных единицах (метр, килограмм, секунда, ампер) международной системы единиц (СИ), принятой одиннадцатой Генеральной конференцией по мерам и весам в 1960 г. Хотя за единицу напряжения в СИ принято электрическое напряжение, вызывающее в электрической цепи постоянный ток силой 1 А при мощности 1 Вт, тем не менее на протяжении многих лет на практике единица напряжения (вольт) задавалась электролитическими элементами напряжения, имеющимися в государственных метрологических лабораториях и периодически сравниваемыми с главным эталоном, хранящимся в Международном бюро мер и весов (МБМВ) (Bureau International de Poids et Mesures — BIPM). После реализации предсказанного Джозефсоном [10] эффекта туннелирования электронных пар сквозь диэлектрик, разделяющий два сверхпроводника, комиссией МБМВ было предложено использовать этот эффект для более точного поддержания эталона электрического напряжения. Сущность эффекта Джозефсона будет изложена ниже в связи с рассмотрением ядерного аналога эффекта. Здесь же лишь сообщим, что под действием разности электрических потенциалов V , приложенных к сверхпроводникам, через диэлектрик течет нестационарный (переменный) электрический ток с частотой

$$f = 2q_0 \cdot V / \hbar, \quad (7)$$

где $\hbar$ — постоянная Планка. Формула (7), определяющая частоту переменного тока и сопровождающего его электромагнитного излучения, аналогична формуле для частоты электромагнитного излучения атомом, вызванного переходом электрона с одного уровня на другой, разделенных по энергии на $q_0 V$. Отличие (7) от формулы излучения атомом заключается лишь в замене коэффициента 1 на коэффициент 2, что обусловлено тем, что в эффекте Джозефсона в переходе из сверхпроводника в сверхпроводник участвует не один, а два спаренных электрона.

В 1969—1972 гг. было предложено, как сообщается в [11], использовать в качестве коэффициента пропорциональности между частотой электромагнитного излучения и разностью потенциалов в формуле (7) значение 483594,0 ГГц/В в соответствии со значением международного эталона напряжения, поддерживавшегося в то время. Это определило энергетический эквивалент единицы массы как $1 \text{ e} = (931501,2 \pm 0,3) \text{ кэВ/с}^2$. Но после уточнения гиромагнитного отношения для протона в 1986 г. было рекомендовано новое значение: $2q_0/\hbar = (483597,67 \pm 0,14) \text{ ГГц/В}$, на $7,6 \cdot 10^{-6}$ большее в относительной шкале, чем первое. В соответствии с этим был опре-

делен новый эквивалент единицы атомной массы: $1 \text{ e} = (931494,32 \pm 0,28) \text{ кэВ} / \text{c}^2$.

В 1990 г. коэффициент в формуле (7) снова претерпел изменение из-за уточнения эталона сопротивления и стал равным $2q_0 / \hbar = 483597,9 \text{ ГГц} / \text{В}^*$ без допущения возможной ошибки.

В связи с этим с тех пор и по настоящее время

$$1 \text{ e} = (931493,86 \pm 0,07) \text{ кэВ}^* / \text{c}^2, \quad (8)$$

где В^* — эталонное значение единицы электрического напряжения, установленное в 1990 г. на основе формулы (7). Небольшие различия в коэффициентах перевода единицы атомной массы в ее энергетический эквивалент разных лет необходимо иметь в виду при взаимном пересчете значений масс и их энергетических эквивалентов, если недопустима относительная погрешность искомых значений больше 10^{-5} относительных долей.

3. ПРЕДСКАЗАНИЯ И СИСТЕМАТИЗАЦИЯ ЗНАЧЕНИЙ АТОМНЫХ МАСС

Как отмечалось выше, совокупность экспериментальных значений атомных масс является одной из фундаментальных основ для построения различных моделей ядра. Отдельное место в таких построениях занимают формулы для предсказания значений атомных масс, или, как их еще называют, массовые формулы, определяющие предположительные значения масс атомов в зависимости от атомного номера Z и массового числа A . Массовые формулы в своей основе представляют собой феноменологические или эмпирические аналитические выражения, базирующиеся на определенных теоретических представлениях. Эти аналитические выражения содержат свободные параметры, которые подбираются по экспериментальным (эмпирическим) значениям масс атомов, а также по данным о радиусах ядер, их магнитных дипольных и электрических квадрупольных моментах. Общая масса ядра в модели складывается из макроскопической части, определяющей основную составляющую массы ядра на основе общего приближенного описания, и микроскопической части, представляющей не обязательно малую добавку к макроскопической части, обусловленную некоторыми особенностями рассматриваемых ядер. К массовым формулам предъявляется требование не только представлять значения масс всех известных ядер с максимально возможной точностью, но и достаточно надежно предсказывать массы еще не открытых нуклидов. Последнее требование проверяется не только практикой сравнения прогнозируемых значений масс с массами

новых ядер, но и математическими методами на основе принципа наибольшего правдоподобия.

Все массовые формулы можно с некоторой степенью условности разделить на три класса. Первый тип формул основан на классическом представлении ядра в виде капли жидкости. Второй тип формул выражает массу-энергию ядра на основе квантово-механической модели нуклонных оболочек в ядре. И, наконец, третий тип формул использует некоторые феноменологические (наблюдаемые) соотношения между значениями масс известных ядер.

3.1. Массовые формулы на основе модели жидкой капли. Первая классическая массовая модель этого типа была предложена около 60 лет назад в виде формулы, получившей название формулы Вайцзеккера, или формулы Бете — Вайцзеккера [12]. Эта формула определяет массу $M(N, Z)$ или энергию $E(N, Z)$ ядра, условно представляя ядро как сферическую каплю равномерно заряженной несжимаемой жидкости. Формула Вайцзеккера имеет следующее аналитическое представление:

$$M(N, Z) = a_v A + a_s A^{2/3} + 3q_0^2 Z^2 / 5r_0 A^{1/3} + a_{\text{sym}} I^2 / A, \quad (9)$$

где $I = N - Z$ — число, названное избытком нейтронов, q_0 — электрический заряд протона, $a_v, a_s, r_0, a_{\text{sym}}$ — подгоночные параметры, определяемые из экспериментальных значений атомных масс. Первый член в формуле представляет объемную энергию классической капли-ядра, второй — ее поверхностную энергию, третий — кулоновскую энергию заряженной жидкости. В формулу введена также квантово-механическая добавочная энергия симметрии, а точнее, энергия асимметрии нуклонного состава ядра.

Численные значения параметров в массовых формулах определяются по экспериментальным значениям атомных масс методом фитирования. Для этого составляется система линейных условных уравнений, приравнивающих экспериментальные значения масс так называемым теоретическим. В этой системе параметры формулы рассматриваются как неизвестные величины. Поскольку число неизвестных параметров массовой формулы m существенно меньше числа уравнений n , равного числу используемых экспериментальных значений атомных масс, то система оказывается переопределенной и с большой вероятностью несовместной. Так, например, формула (9) содержит всего четыре подгоночных параметра, в современных же жидко-капельных массовых формулах $m \simeq 50$, тогда как число экспериментальных значений атомных масс, используемых для юстировки коэффициентов, $n \simeq 2000$. Система несовместных уравнений не имеет точного решения и может быть удовлетворена лишь приближенно в той или иной мере. Такое решение ищется методом наименьших квадратов, т.е. путем минимизации

среднеквадратичного отклонения найденных по массовой формуле значений масс нуклидов от опорных экспериментальных значений масс:

$$\sigma_{\text{rms}} = [(1/n) \sum_{i=1}^n (M_{\text{exp}}^i - M_{\text{th}}^i)^2]^{1/2}. \quad (10)$$

Среднеквадратичное отклонение расчетных значений масс от экспериментальных данных для жидкокапельной массовой формулы составляет приблизительно $\sigma_{\text{rms}} = 2,5$ МэВ.

Формула (9) не учитывает деформацию ядра-капли, сжимаемость ядерной жидкости, она пригодна к тому же только для ядер с малым избытком нейтронов: $|N - Z| < A$.

В работе [13] Майерс и Святецкий представили массу ядра в виде разложения по малому безразмерному параметру — отношению радиуса действия ядерных сил к линейному размеру ядра, которое приблизительно пропорционально $A^{-1/3}$ и $[(N - Z)/A]^2$. Ограничившись низшими степенями членов разложения, авторы получили следующий ряд для представления массы ядра:

$$M(N, Z) = a_1 A + a_2 A^{2/3} + a_3 A^{1/3} + a_4 I^2/A + a_5 I^4/A^{4/3} + a_6 I^4/A^3 + c_1 Z^2(1 + \alpha/A^{1/3})/A^{1/3} + c_2 Z^2 A^{1/3} + c_3 Z^2/A + c_4 Z^{4/3}/A^{1/3}. \quad (11)$$

Первый и второй члены в формуле (11) выражают уже представленные в формуле (9) объемную и поверхностную энергию ядра. Третий член выражает дополнительную поправку к энергии, обусловленную сжимаемостью ядерного вещества и изменением кривизны поверхности ядра. Четвертый и пятый члены отражают поправки к объемной и поверхностной энергиям, обусловленные асимметрией нуклонного состава ядра. В последующих членах учитывается изменение кулоновской энергии, вызванное различием распределений нейтронов и протонов в ядре, размытостью поверхности ядра и некоторыми другими факторами.

Поскольку появление в формуле (11) новых по отношению к формуле (9) членов было обусловлено относительно большими значениями параметра разложения — приведенного выше отношения для ядер с малыми значениями A , т.е. для ядер малого размера, то новая модель получила наименование модели капельки (droplet).

Отклонения расчетных значений атомных масс от экспериментальных в модели капельки оказались приблизительно такими же, как и в жидкокапельной модели, и они отражали последовательность заполнения ядерных оболочек нуклонами. Все это указывало на необходимость дополнительного учета оболочечных поправок микроскопического типа к энергии ядра.

Простейшая поправка микроскопического типа к макроскопической массе ядра, которая качественно воспроизводила оболочечные вариации, была предложена Майерсом и Святецким [14]. Авторы исходили из модели движения независимых нуклонов в ограниченном объеме ядра и предположили, что микроскопическая поправка обусловлена расщеплением уровней этих нуклонов. В качестве исходной базы микроскопической части они выбрали систему равномерно расположенных вырожденных уровней ферми-газа в сферическом объеме. Затем ввели функцию расщепления уровней в зависимости от заполнения нуклонами очередной оболочки, связав заполнение оболочки с деформацией формы ядра. Деформация ядра приводила к изменению энергии расщепленных уровней и сильному их смешиванию. Затем находился минимум полной энергии ядра, равной сумме энергии в модели капельки и микроскопической добавки, в зависимости от деформации и рассчитывалась энергия полученного таким образом основного, т.е. наиболее низкого, состояния ядра. Коэффициенты модели определялись фитированием.

Полученные значения микроскопической поправки приблизительно учитывали отклонения рассчитанных по жидкокапельной модели значений масс от экспериментальных, однако отдельные отклонения достигали нескольких МэВ. Относительно велики были отклонения в области легких ядер с $N, Z \leq 29$ и особенно при $N = Z$. Расхождение в последнем случае было устранено введением так называемой вигнеровской поправки $-7 \cdot \exp(-6 |I|/A)$ МэВ, ранее примененной Вигнером при рассмотрении ядерных сил.

Дальнейшее развитие метода учета оболочечной поправки в массовых формулах было сделано В.М.Струтинским [15]. В качестве исходного микроскопического состояния им были взяты одночастичные протонные и нейтронные уровни энергии в потенциале Нильссона, что было более реалистично, чем уровни вырожденного ферми-газа. Далее рассматривалось влияние деформации формы ядра, описываемой четными полиномами Лежандра второго и четвертого порядков, на положение одночастичных уровней вблизи граничной энергии Ферми. Для выявления нерегулярной компоненты добавочной энергии, возникающей при деформации, использовалось специальное усреднение энергий одночастичных уровней на конечном интервале энергии, приблизительно равном энергетическому зазору между оболочками (7—10 МэВ). По минимуму добавочной энергии определялась равновесная форма ядра и его энергия. В оболочечной поправке этой модели дополнительно учитывалась энергия спаривания нуклонов.

Рассчитанные массы ядер согласуются с экспериментальными значениями значительно лучше, чем в предыдущих моделях: среднее отклонение составило 0,733 МэВ. Найденные дополнительно деформации ядер

согласуются с экспериментальными с погрешностью в пределах нескольких процентов.

Не останавливаясь более на следующих моделях этого типа, укажем лишь на самые последние жидкокапельные массовые формулы. Одна из формул [16] отличается тем, что содержит малое число, по современным понятиям, свободных параметров ($m = 12$) и, следовательно, как полагают авторы, лучше теоретически обоснована и в большей мере гарантирует правильность предсказания масс неизвестных нуклидов, чем формулы с многими параметрами. Другая особенность формулы заключается в простой связи энергии оболочечной поправки с деформацией, выражаемой линейной функцией. Формула [16] объясняет массы 652 известных нуклидов со среднеквадратичным отклонением $\sigma_{\text{rms}} = 0,55$ ме и использована для предсказания масс 4162 ядер, однако с N и Z , большими 50.

Другая версия макроскопической-микроскопической массовой формулы на основе модели капельки описана в работе [17]. Сущность массовой формулы в какой-то мере можно представить из ее полного наименования: «формула ядерной массы в модели капельки с конечным радиусом действия ядерных сил и на основе одночастичного ограниченного потенциала Юкавы» и из ее макроскопических-микроскопических слагаемых, выражающих объемную и поверхностную энергии, энергию кривизны поверхности, кулоновскую энергию, объемную и поверхностную энергии, вызванные неадекватностью распределений в ядре нейтронов и протонов, кулоновскую обменную энергию, поправку на формфактор протона, энергию зарядовой асимметрии, вигнеровскую энергию, энергию спаривания нуклонов и, наконец, энергию связи электронов в оболочке атома. Для вычисления 29 параметров модели авторами были использованы значения атомных масс 1593 нуклидов от ^{16}O до ^{263}Rf . По массовой формуле [17] были вычислены массы 4678 нуклидов от ^{16}O до $^{318}122$.

Модель [17] получила сокращенное наименование FRDM — «Finite-Range Droplet Model».

В работе [17] была проведена оценка точности параметров массовой формулы и собственных погрешностей расчетной формулы, на которой остановимся. Как отмечалось выше, погрешности массовой модели обычно оцениваются среднеквадратичным отклонением (10). Использование формулы (10) для оценки точности массовой формулы оправданно, если все экспериментальные погрешности σ_{exp}^i малы по сравнению с σ_{rms} . Однако для значений масс нуклидов, сильно удаленных от дорожки бета-стабильности, это требование часто не выполняется. Массы таких ядер, как правило, короткоживущих и образующихся в ядерных реакциях с малыми сечениями, измерены с существенно большими погрешностями, чем массы стабильных

и долгоживущих нуклидов. В этих случаях среднеквадратичное отклонение (10) всегда завышает погрешность, вносимую самой массовой формулой.

Для оценки качества массовой модели авторы [17] использовали результаты работы [18] и выделили модельную погрешность из общей. На основе статистической теории распределений случайных отклонений они допустили, что теоретическая погрешность, зависящая от многих параметров массовой модели, распределена по нормальному закону случайных отклонений и не имеет систематического отклонения. Тогда отклонения погрешности μ_{th}^i от нулевого значения определяются дисперсией нормального распределения σ_{th} . В свою очередь, значение σ_{th} определяется, как показано в работе [18], требованием минимизации функции

$$S = \sum_{i=1}^n [M_{exp}^i - (M_{th}^i + \mu_{th}^*)]^2 / (\sigma_{exp}^{i2} + \sigma_{th}^{2*})$$

при условии решения уравнений

$$\sum_{i=1}^n \{[(M_{exp}^i - (M_{th}^i + \mu_{th}^*))^2 - (\sigma_{exp}^{i2} + \sigma_{th}^{2*})] / (\sigma_{exp}^{i2} + \sigma_{th}^{2*})^2\} = 0,$$

$$\sum_{i=1}^n [(M_{exp}^i - (M_{th}^i + \mu_{th}^*)) / (\sigma_{exp}^{i2} + \sigma_{th}^{2*})] = 0.$$

В уравнениях σ_{th}^{2*} является приближенным значением истинной погрешности массовой формулы σ_{th}^2 , которая находится с помощью итерации. Совершенной массовой модели отвечает $\sigma_{th} = 0$.

В работе [17] погрешность теоретической модели без погрешности, вносимой неточностями опорных значений масс, составила $\sigma_{th} = 0,769$ МэВ. С другой стороны, теоретическая погрешность, найденная тем же способом с использованием значений масс 1443 ядер, известных с погрешностью, меньшей 0,1 МэВ, составила 0,782 МэВ. То, что погрешность σ_{th} не уменьшилась при базировании модели на более точных опорных массах, рассматривается авторами как подтверждение обоснованности метода оценки теоретической погрешности массовой формулы.

3.2. Массовые формулы на основе оболочечной модели ядра. Простейший вариант массовой формулы этого класса основан на представлении ядра как системы из сферических нуклонных пар с полным моментом количества движения, равным нулю, заполняющих ядерные оболочки в сферически-симметричном потенциале [19]. Энергия ядра в этой модели

выражается в виде энергии N_0 нейтронов и Z_0 протонов, составляющих заполненную оболочку, и энергии n нейтронов и p протонов сверх заполненной оболочки. В модель вводятся энергии спаривания двух нейтронов, двух протонов, а также нейтрона и протона, вводится ядерное эффективное взаимодействие нуклонных пар. Результатом такого рассмотрения является то, что массы ядер представляются в виде четырех разделенных промежутками параболических поверхностей в соответствии с четностью и нечетностью чисел нейтронов и протонов в ядрах. Границы оболочек четко проявляются резкими изменениями энергий связи нейтронов и протонов.

Для ядер с массовыми числами в интервалах между магическими числами, внутри которых имеется много промежуточных подоболочек, вводится дополнительная функция энергии деформации ядра, обусловленной конфигурационным взаимодействием. Эта функция, симметричная по отношению к частицам сверх оболочки и дыркам в оболочке, дополняет гладкие параболические поверхности энергии осциллирующими добавками, отражая реальный ход энергий отрыва нуклонов. Этот эффект особенно проявляется в изменении энергии связи пар нейтронов в области редких земель при $N = 90$. Хотя эта модель не имеет ясной физической интерпретации, тем не менее массовая формула на основе ядерных оболочек объясняет экспериментальные значения атомных масс с погрешностью 0,1—0,2 МэВ.

Другой, комбинированный вариант массовой формулы на базе модели капельки и оболочечной модели представлен в последней версии в работе [18]. Макроскопическая часть модели основана на экспоненциально ограниченном потенциале Юкавы. Исходным для микроскопической части является ограниченный одночастичный потенциал того же наименования. Использована новая модель для учета спаривания нейтронов, спаривания протонов, а также спаривания нейтронов и протонов. За нуль парной энергии принята энергия спаривания в четно-четных ядрах в отличие от обычно принимаемой за нуль средней энергии спаривания в четно-четных и нечетно-нечетных ядрах. Эта модель впоследствии [20] получила сокращенное название FRLDM, аналогичное сокращенному названию модели [17], но с заменой в полном наименовании слова «droplet» — «капелька» на «liquid-drop» — жидкая капля.

На основе модели FRLDM рассчитаны массы 4678 нуклидов в интервале ядер от ^{16}O до $^{263}\text{122}$.

Для этой модели, так же как и для модели [17], имеется оценка теоретической погрешности массовой формулы. Точность представленной массовой формулы, построенной на экспериментальных значениях масс тех же, что и в [17], 1539 ядер от ^{16}O до ^{263}Rf , несколько хуже, погрешность теоретической формулы оценивается среднеквадратичной погрешностью $\sigma_{\text{th}} = 0,832$ МэВ.

Массовая формула [21] основана на эмпирической концепции оболочек с общим уравнением, построенным по типу

$$M(N, Z) = M_g(N, Z) + M_{eo}(N, Z) + M_s(N, Z),$$

где M_g — основная (приближенная и гладкая) функция от N и Z , M_{eo} — функция, учитывающая усредненную четно-нечетную составляющую массы, M_s — функция, учитывающая оболочечные поправки. Для 1657 масс опорных нуклидов $\sigma_{rms} = 0,538$ МэВ. По предложенной среднеквадратичной формуле предсказаны массы 7204 нуклидов.

По-видимому, самая недавняя массовая модель на основе концепции ядерных оболочек дана в [22]. Модель, носящая название «массы ядер в модели динамической симметрии фермионов», базируется на теории эффективного взаимодействия нуклонов-фермионов (в отличие от взаимодействия спаренных нуклонов-бозонов) с заполненными сферическими оболочками при ограниченной динамической симметрии. В качестве микроскопической части модели используется одночастичная энергия на основе потенциала Вудса — Саксона и модифицированная оболочечная поправка Струтинского. Массовая формула имеет следующий вид:

$$M(N, Z) = M(^{208}\text{Pb}) + n_n M(1, 0) + n_p M(0, 1) + \langle M \rangle,$$

где $n_n = N - 126$, $n_p = Z - 82$ — числа валентных нейтронов и протонов в ядре, $\langle M \rangle$ — ожидаемое значение (после итерации) гамильтониана. Модель обеспечивает согласие расчетных значений масс с 332 экспериментальными значениями в области изотопов актинидных элементов с $\sigma_{rms} = 0,34$ МэВ. Модель предсказывает возможность существования сверхтяжелых нуклидов с $Z = 114$ и $N = 164$. Энергия оболочечной поправки для нуклида $^{278}_{114}$ достигает $-12,6$ МэВ, что сравнимо с большой оболочечной поправкой в $-13,75$ МэВ для дважды магического ядра ^{208}Pb .

Авторы [22] отмечают лучшее согласие с экспериментальными данными результатов расчетов по своей модели масс тяжелых нуклидов, оболочечных поправок, энергий отрыва последнего нейтрона и протона, чем по модели [18].

Заметим, что имеются и другие предсказания положения так называемого «острова» стабильности в «море» сверхтяжелых нуклидов. В середине 60-х годов в качестве магических чисел нейтронов и протонов в области тяжелых элементов рассматривались значения $N = 184$ и $Z = 114$. В 1986 г. в работе [23] впервые было показано, что наиболее долгоживущими нуклидами, по-видимому, должны быть деформированные ядра $^{288}_{110}$ и $^{290}_{110}$. Эти предсказания основываются на повышении вклада в устойчивость тяже-

лых ядер от оболочечной поправки вблизи $N = 162$ и $Z = 108$, обусловленного большим промежутком в схеме соответствующих уровней Нильссона.

Недавно к этим предсказаниям добавились результаты экспериментов [24]. В реакции облучения ^{248}Cm ионами ^{22}Ne были открыты два новых нуклида ^{265}Rf и ^{266}Rf , показавших повышение устойчивости ядер по мере приближения к $N = 162$.

3.3. Массовые формулы на основе феноменологических связей. Массовые формулы этого класса базируются на выявленных феноменологических связях между известными из эксперимента значениями атомных масс. Первой формулой такого типа явилась формула Гарви и Келсона [25]. Основой формулы служит следующая связь между, например, любыми шестью значениями атомных масс, установленная авторами путем анализа экспериментальных данных:

$$M(N+2, Z-2) - M(N, Z) + M(N, Z-1) - M(N+1, Z-2) + \\ + M(N+1, Z) - M(N+2, Z-1) = 0. \quad (12)$$

Соотношение (12) было проверено подстановкой 621 значения атомных масс при $A \geq 16$ и $N \geq Z$ и при дополнительном условии, что если $N = Z$, то N — четное. Значение усредненного отклонения левой части соотношения (12) от нуля оказалось равным всего лишь 0,198 МэВ. Отклонения носили более или менее случайный характер, и в отклонениях не было найдено какой-либо закономерности или тенденции; лишь замечено, что отклонения уменьшаются с увеличением A .

Легко убедиться, что соотношение (12) точно выполняется, если допустить, что масса ядра зависит аддитивно только от числа нейтронов, числа протонов и массового числа, что является более или менее обоснованным следствием модели независимых частиц, т.е.

$$M(N, Z) = g_1(N) + g_2(Z) + g_3(A), \quad (13)$$

где g — произвольные функции своих аргументов. После подстановки (13) в (12) и сокращения одинаковых по абсолютной величине слагаемых, входящих попарно со знаками плюс и минус, в итоге получаем тождественный нуль.

В литературе приводятся несколько способов наглядной иллюстрации феноменологической связи значений масс (12) с использованием схемы заполнения нуклонами ядерных уровней и других наглядных пояснений. В настоящем обзоре приведем аналогичную иллюстрацию, предлагаемую автором обзора.

Представим соотношение (12) в виде

$$\Delta M(A, \Delta T_z = 2) = \Delta M(A+1, \Delta T_z = 1) + \Delta M(A-1, \Delta T_z = 1), \quad (14)$$

где ΔM — разность масс двух нуклидов-изобаров с разностью проекций изотопического спина, равной ΔT_z . Например, $\Delta M(A, \Delta T_z = 2) = M(N + 2, Z - 2) - M(N, Z)$, $T_z = (N - Z)/2$ — проекция изотопического спина на выделенное направление в условном изотопическом пространстве. Соотношение (14) представлено на рис.2,а схемой, показывающей, что разность масс двух нуклидов-изобаров с массовыми числами A и разностью проекций изоспинов $\Delta T_z = 2$ есть сумма двух других аналогичных разностей масс нуклидов, но с половинным значением $\Delta T_z = 1$ и с массовыми числами, соответственно, на единицу большими $A + 1$ и на единицу меньшими $A - 1$. Эта схема показывает путь, представленный толстыми прямыми линиями, приближенной экстраполяции от одной известной атомной массы $M(N, Z)$ к другой, неизвестной массе $M(N + 2, Z - 2)$ через две другие разности масс известных ядер. Изменения масс ядер при переходах от $M(N, Z)$ к $M(N + 1, Z)$ и от $M(N + 1, Z - 2)$ к $M(N + 2, Z - 2)$, показанные тонкими линиями, приблизительно компенсируются изменением массы при переходе от $M(N + 2, Z - 1)$ к $M(N, Z - 1)$. Справедливость такой приближенной экстраполяции не вызывает сомнений, если на пути экстраполяции нет резких скачков значений масс при изменении массового числа A . Последнее условие в достаточной мере обеспечивается отсутствием пересечения линиями экстраполяции линии $N = Z$.

Наряду с рассмотренной выше так называемой поперечной экстраполяцией масс, ведущей к новым значениям масс нуклидов, лежащих в стороне от дорожки бета-стабильности, в работах [25] также представлена продольная экстраполяция, ведущая, в частности, к массам изотопов новых далеких трансурановых элементов. Для этого случая

$$\begin{aligned} & M(N + 2, Z) - M(N, Z - 2) + M(N + 1, Z - 2) - \\ & - M(N + 2, Z - 1) + M(N, Z - 1) - M(N + 1, Z) = 0 \end{aligned} \quad (15)$$

при условии, что $M(N, Z) = f_1(N) + f_2(Z) + f_3(N - Z)$, где опять-таки f — произвольные функции своих аргументов. Соотношение (15) было так же, как и (12), проверено экспериментальными значениями масс 755 ядер и показало среднее отклонение от нуля, равное 0,189 МэВ.

Из соотношения (15) следует формула, аналогичная (14), для наглядной продольной экстраполяции масс нуклидов на область нуклидов неизвестных масс:

$$\Delta M(\Delta A = 4, T_z) = \Delta M(\Delta A = 2, T_z + 1/2) + \Delta M(\Delta A = 2, T_z - 1/2), \quad (16)$$

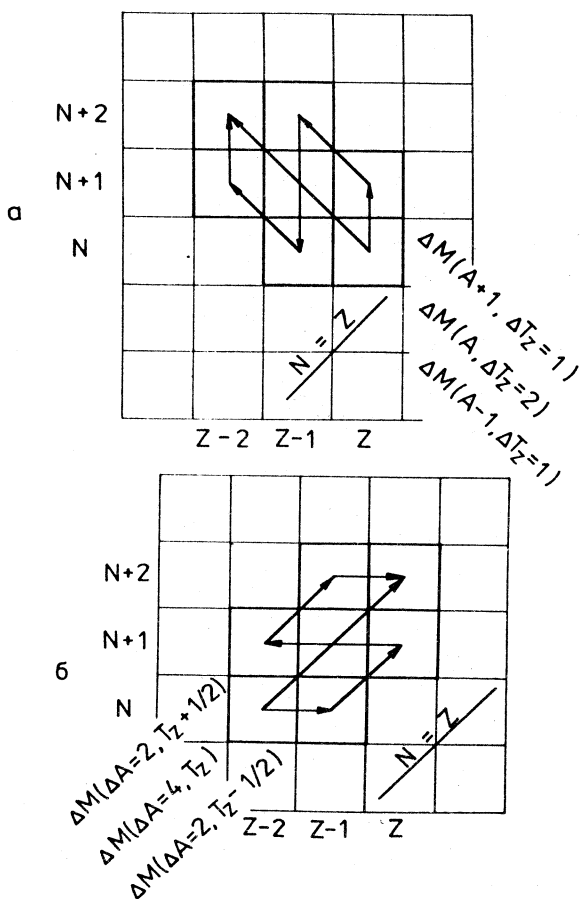


Рис.2. Иллюстрация к схеме экстраполяции значений атомных масс в феноменологической модели Гарви — Келсона. а) Поперечная экстраполяция. Толстыми сплошными линиями представлены разности масс $\Delta M(A, \Delta T_z)$. б) Продольная экстраполяция. Толстые сплошные линии — $\Delta M(\Delta A, T_z)$

где, например, $\Delta M(\Delta A = 4, T_z) = M(N + 2, Z) - M(N, Z - 2)$. Иллюстрация к продольной схеме определения неизвестной массы нуклида по формуле (16) приведена на рис.2,б. В этом случае экстраполирование к неизвестной атомной массе идет вдоль линий с постоянным значением проекции изотопического спина T_z вместо экстраполяции по линиям с постоянным значением массового числа в методе (14).

Массовая формула Гарви — Келсона использована в работе [26] для предсказания 6537 масс нуклидов. В этой работе для повышения точности предсказания в качестве опорных взяты экспериментальные значения масс, известные с погрешностью не более 0,250 МэВ. Стандартное отклонение рассчитанных значений от опорных экспериментальных оказалось равным

$\sigma_{\text{rms}} = 0,219$ МэВ. В результате были предсказаны массы нуклидов в интервалах $2 \leq Z \leq 109$, $4 \leq N \leq 157$ и $7 \leq A \leq 265$. Эти предсказания включали также нейтронно-обедненные ядра, однако без нуклидов с нечетными $N = Z$ для $Z < 27$.

Методом Гарви — Келсона в [27] были рассчитаны приблизительно 5600 избытков масс нуклидов с $2 \leq Z \leq 103$ и $4 \leq N \leq 157$ для $N \geq Z$, однако без нуклидов с нечетными $N = Z$ при $A < 40$. Стандартное отклонение в воспроизведении экспериментальных избытков масс составляет $\sigma_{\text{rms}} = 0,103$ МэВ. Рассчитаны также избытки масс для нейтронно-обедненных нуклидов на основе зарядово-симметричного соотношения. В этом случае были получены значения еще 250 избытков масс при стандартном отклонении расчетных значений масс от опорных $\sigma_{\text{rms}} = 0,231$ МэВ.

Имеется также большое число модельных подходов к расчетам масс ограниченного круга ядер или расчетов отдельных преимущественно легких нуклидов, на которых остановиться в обзоре не представляется возможным. В виде исключения укажем лишь на последнюю, по-видимому, по времени опубликования из таких работ — [28], в которой на основе принципа зеркальной симметрии $M(Z, N)_{\text{micro}} = M(N, Z)_{\text{micro}}$ и с учетом в макроскопической части массы ядра изменения кулоновской энергии, обусловленного заменой нейтронов на протоны в зеркальном ядре, произведено уточнение 451 значения масс нуклидов с $N > Z$ в области $9 \leq Z \leq 64$, $17 \leq A \leq 120$. В работе проводится также обстоятельное сравнение полученных результатов с результатами 11 других массовых моделей в препринте и с результатами 17 моделей в журнальном варианте. Заметим, что приведенные массы ядер выражены через избыток массы ядра, который в препринте на английском языке назван «mass excess», а в журнальной статье на русском языке «дефектом массы ядра».

3.4. Сборник массовых формул. Выше были рассмотрены основные массовые формулы, обобщающие и предсказывающие большие массивы значений масс. Естественно, что этими формулами не ограничивается круг известных в настоящее время массовых моделей. Результаты расчетов, законченных в 1986—1987 гг., по десяти наиболее разработанным массовым моделям разных авторов, шесть из которых [16—18, 21, 26, 27] рассмотрены в настоящем обзоре, объединены в отдельном выпуске журнала «Таблицы атомных и ядерных данных». Кроме того, в этот сборник включены значения атомных масс [29], найденные в большинстве случаев экспериментально и лишь в небольшом числе случаев — путем расчетов на основе систематических тенденций в экспериментальных значениях. Все результаты, как рассчитанные, так и экспериментальные, сведены в одну удобную для пользования таблицу [29].

К настоящему времени произведены многие десятки расчетов больших массивов значений масс ядер на основе различных макроскопических-микроскопических моделей с разными вариантами макроскопической и микроскопической частей. Для расчетов микроскопической части массы ядра в качестве одночастичного потенциала использовались различные представления, и в том числе ограниченный потенциал Юкавы, потенциал Вудса — Саксона, осцилляторный потенциал. В каждом из таких микроскопических подходов применялись различные локальные параметры. Все эти разнообразные модели, апробированные и согласованные в области известных ядер, приводят к разным результатам при расчете масс неизвестных нуклидов, расположенных в области, далекой от дорожки бета-стабильности. В связи с этим оценка правдоподобности результатов расчетов для неизвестных еще нуклидов является важной задачей.

3.5. Сравнение массовых формул. В резюме редактора сборника массовых формул [30] проводится сравнение представленных моделей по числу подгоночных параметров, числу опорных экспериментальных значений масс, среднему и среднеквадратичному отклонениям рассчитанных значений от опорных экспериментальных, числу предсказанных значений масс. Используя эти результаты и полагая, что самая условно обоснованная массовая формула, в смысле аргументации, изложенной в [16], определяется минимальным значением произведения $m\sigma_{\text{rms}}$, учитывающего не только число параметров m , но и погрешность формулы σ_{rms} , получаем, что таковой формулой является формула работы [16].

В недавней работе [31] было проведено критическое рассмотрение различных массовых моделей. Для оценки точности предсказания атомных масс собственно самой моделью авторы применили метод, разработанный в более ранней работе тех же авторов [18] и описанный выше.

Теоретические погрешности различных моделей, обозначенных в [31] именами авторов или наименованиями моделей без указания литературных источников, показаны на рис.3 и 4. На рисунках по оси ординат представлена погрешность модели при оценке сравнительно неточно измеренных масс ядер, удаленных от дорожки бета-стабильности в ту и другую стороны на определенное число нейтронов. Относительно узкая прямолинейная полоска на рисунках, непосредственно прилегающая к оси абсцисс, представляет среднеквадратичное отклонение, определенное по всей совокупности масс нуклидов, использовавшихся для подгонки параметров модели. Черными точками представлены погрешности для масс относительно новых нуклидов, не включенных в число данных для подгонки параметров модели. Извилистой полосой даны стандартные отклонения от средней погрешности.

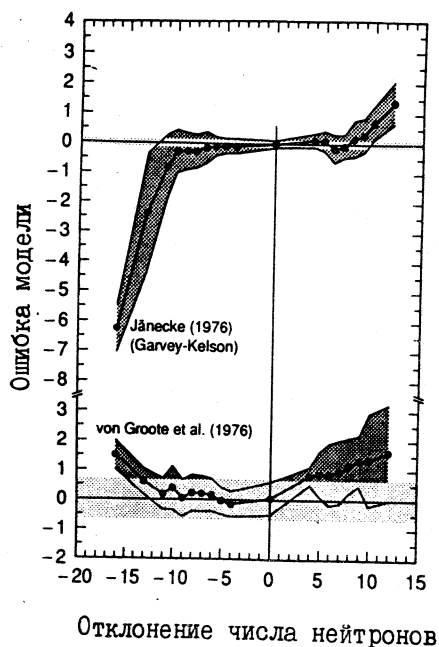


Рис.3. Теоретические погрешности различных массовых моделей [31]. Число нейтронов по оси абсцисс показывает удаление нуклида от дна долины. Обозначения: (•) — средняя погрешность μ_{th} ; XXXXX — $\mu_{th} +$ стандартное отклонение σ_{th} ; — σ_{th} , найденное по опорным значениям атомных масс

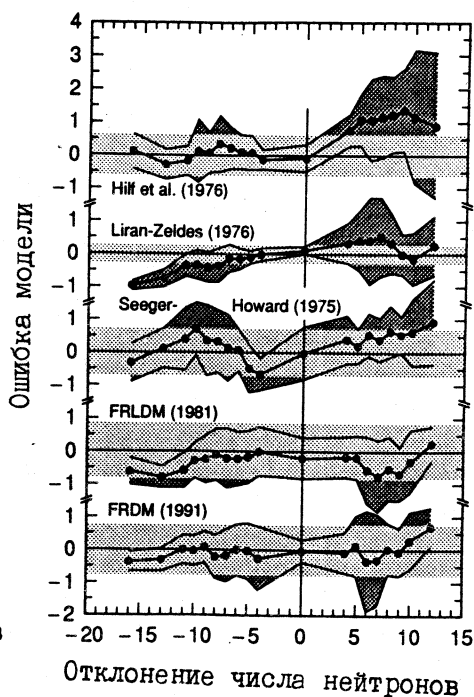


Рис.4. Теоретические погрешности различных массовых моделей [31]. Число нейтронов по оси абсцисс показывает удаление нуклида от дна долины бета-стабильности вдоль оси числа нейтронов. Обозначения, как на рис.3

В работе [31] отмечается, что в моделях, основанных на квантово-механической трактовке ядерного взаимодействия, а именно в трех моделях, приведенных в нижней части рис.4, только одна точка из всех точек, представляющих средние отклонения рассматриваемых значений масс, выходит за пределы первоначально найденных погрешностей. В этих моделях полные погрешности для выделенных ядер лежат в основном в границах первоначальной общей погрешности. Более того, для последних двух моделей нет систематической тенденции к сильному росту погрешности по мере удаления от дорожки бета-стабильности. В отличие от этих двух моделей, все

другие модели дают сильно расходящиеся результаты вне области бета-стабильности.

3.6. Таблица атомных масс. Отдельные разрозненные экспериментальные значения атомных масс различных нуклидов сводятся в таблицы. При этом производится оценивание, согласование и уравнивание экспериментальных данных для того, чтобы получить более надежные и более достоверные значения масс. Необходимость такой процедуры определяется тем, что каждое новое экспериментальное значение атомной массы представляет собой результат, как правило, одиночного измерения и нуждается в дополнительном сопоставлении с известными данными, подтвержденными несколькими результатами. В связи с этим все экспериментальные данные делятся на основные, или первичные, и вторичные. Основными значениями масс называют значения, которые вычислены из нескольких экспериментальных результатов и, как правило, из непосредственных измерений разностей масс измеряемого нуклида и опорного (эталонного) нуклида. Вторичными — значения, найденные с использованием только одной разности. Основные данные обеспечивают перекрестный контроль и уравнивание вторичных данных.

Последние по времени опубликования оцененные значения атомных масс приведены в таблице [32], составленной Оди и Вапстра. В ней представлены значения масс нуклидов, избытков масс, энергий связи нуклидов и энергий бета-распадов для более чем 2500 нуклидов. Значения масс нуклидов даны в единицах атомной массы e (6) и в единицах энергетического эквивалента единицы массы (8), которые выражены не в $\text{эВ}^*/c^2$, а почему-то в эВ^* . Энергии распадов выражены в эВ^* . Приблизительно для 1850 нуклидов даны значения, полученные непосредственно в экспериментах, для остальных нуклидов приведены значения, полученные путем расчетов на основе подмеченных тенденций. Эти нуклиды отмечены специальным значком.

В таблице особо выделены нуклиды, экспериментальные значения масс и энергий распадов которых отклоняются от регулярных тенденций, следующих из экспериментальных значений масс соседних ядер. Для таких нуклидов представлены экспериментальные значения масс, однако эти нуклиды отмечены другим специальным значком и для них рекомендованы значения масс, рассчитанные на основе подмеченных систематических тенденций путем экстраполяции и интерполяции соседних экспериментальных данных.

Особенностью таблицы является использование метода протока информации [33], с помощью которого специальными матрицами анализировалось влияние любых входящих данных на выходящие отъюстированные значения атомных масс. Это давало возможность судить о значимости тех или иных вводимых результатов.

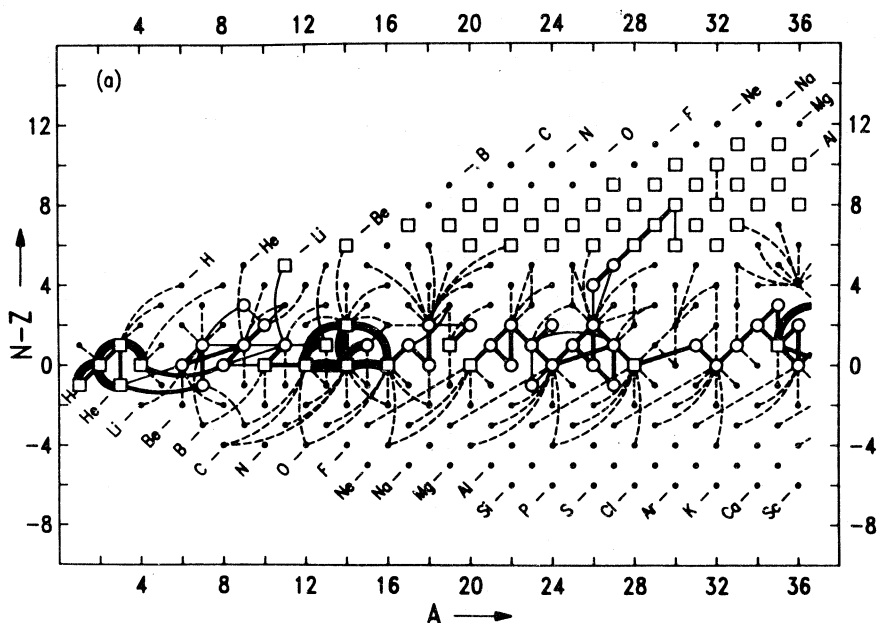


Рис.5. Схема связи значений масс нуклидов в начальной части карты нуклидов [32]. Первичные данные: (□) — для нуклидов, атомные массы которых измерены методом абсолютных масс-дублетов, т.е. с использованием в качестве опорных атомных масс ^{12}C , ^{35}Cl и ^{37}Cl ; (○) — для других первичных нуклидов; (=) — масс-спектрометрические связи; (—) — первичные связи из данных по ядерным реакциям. Вторичные данные: (*) — для вторичных нуклидов, масса которых определена только путем одного экспериментального измерения; (○) — для вторичных нуклидов, масса которых определена из систематических тенденций в экспериментальных значениях масс; (---) — вторичные связи

Связи входных данных представлены в таблице [32] в графической форме. В качестве примера на рис.5 приведена диаграмма связей входных данных для начальной части карты нуклидов, т.е. для нуклидов с массовыми числами от 1 до 36. Пояснения к связям используемых данных приведены в подписи под рисунком. Из рисунка видно, что значение массы упомянутого выше нуклида ^7B относится к вторичным, недостаточно обоснованным данным.

3.7. Наименования трансформированных элементов. В таблице [32], так же, как и на карте нуклидов [9], используются предварительные, официально не утвержденные наименования последних химических элементов. Как

известно, вопрос о наименовании трансфермиевых элементов, т.е. элементов, расположенных за фермием в ряду элементов, имел длинную и запутанную историю, и в какой-то мере он разрешился лишь в самое последнее время. На протяжении многих лет в синтезе новых трансурановых элементов активно участвовали две группы исследователей: из Беркли (США) и из Дубны. В последние годы к ним присоединилась группа немецких физиков, работающих в Дармштадте (Германия). Каждая из этих групп имела свой подход к проблеме открытия новых элементов, свои достижения в области синтеза новых элементов и отстаивала свое право на открытие и, следовательно, наименование синтезированных элементов. Ситуация с названиями новых элементов усложнилась настолько, что в середине 80-х годов с инициативой добиться ясности в этом вопросе выступили IUPAP и IUPAC. Была создана Рабочая группа по трансфермиевым элементам. В эту группу вошли видные ученые с международным авторитетом в области ядерной физики и химии. Рабочая группа оценила вклады отдельных исследовательских коллективов в синтез трансфермиевых элементов, опубликовав три отчета о своей деятельности [34], и выработала рекомендации по наименованию этих элементов для Комиссии по номенклатуре в неорганической химии IUPAC. В свою очередь, комиссия по номенклатуре, руководствуясь сложившейся практикой наименования химических элементов по месту открытия, по свойствам элемента, в память об ученом, но не в честь ученого, отобрала следующие наименования трансфермиевых элементов [35] из числа предложенных авторами синтеза новых элементов, которые приведены в табл.1.

Даны следующие пояснения к выбору наименований трансфермиевых элементов [35]: «Для элементов 101—103 комиссия сохранила прежние наименования, несмотря на ошибочность первой работы по открытию но-

Таблица 1. Наименования трансфермиевых элементов

Атомный номер Z	Наименование		Символ
	Русское	Латинизированное	
101	Менделеевий	Mendelevium	Md
102	Нобелий	Nobelium	No
103	Лоуренсий	Lawrencium	Lr
104	Дубний	Dubnium	Db
105	Жолиотий	Joliotium	Jl
106	Резерфордий	Rutherfordium	Rf
107	Борий	Bohrium	Bh
108	Ханий	Hahnium	Hn
109	Мейтнерий	Meitnerium	Mt

белия. Элемент 104 был назван дубнием, чтобы признать известные вклады в химию и в современную ядерную физику ученых Международного научного центра в Дубне под Москвой. Жолиотий был выбран как наименование элемента 105 как признание французского ученого Ф.Жолио-Кюри, много внесшего в развитие ядерной физики и отмеченного в 1935 г. совместно с мадам И.Кюри Нобелевской премией. Элементы 106 и 107 были названы именами Эрнеста Резерфорда (Новая Зеландия) и Нильса Бора (Дания), чтобы отметить их заметные вклады в наши знания о структуре ядра. Наименование последних элементов по имени Отто Хана (Германия) и Лизы Мейтнер (Австрия) есть признание их решающей роли в открытии деления ядер».

Это решение комиссии по номенклатуре подлежит ратификации Советом IUPAC, который должен состояться 10—11 августа 1995 г. Предварительная публикация решения комиссии перед его ратификацией предполагает сбор возможных замечаний по наименованию трансформированных элементов.

В связи с этим заметим, что американские авторы 101-го элемента [36] в «признание заслуг великого русского химика Д.И.Менделеева, который первый использовал для предсказания химических свойств неоткрытых элементов периодическую систему элементов, принципы которой явились ключом к открытию большинства трансурановых элементов», назвали новый элемент именем Менделеева и предложили латинизированное наименование «*tendelevium*». Это название вошло в литературу на русском языке в буквальной транскрипции как «менделевий», тогда как в русском языке все наименования, связанные с Д.И.Менделеевым, имеют более близкое к фамилии ученого написание. Например, поселок Менделеевск, минерал менделеевит, Менделеевская линия (улица в С.-Петербурге), Менделеевская премия, Менделеевский конгресс и тому подобное. Очевидно, что более правильно называть 101-й элемент «менделеевием», а в качестве латинизированного написания этого наименования использовать, по-видимому, «*tendeleyevium*». Это замечание, независимо от того, будет оно официально принято или нет, преследует цель призвать к более точному наименованию 101-го элемента, в первую очередь, соотечественников великого русского химика, как это сделано в табл.1.

Заметим также, что некоторые авторы синтеза трансформированных элементов выразили несогласие с решением Комиссии по номенклатуре в неорганической химии IUPAC и применяют или предлагают другие наименования. В одном из выпусков «*The Bulletin of the Atomic Scientists*» Сиборг, соавтор открытий более десяти трансурановых элементов, удостоенный совместно с Макмилланом Нобелевской премии по химии в 1951 г. «за открытие в области химии трансурановых элементов», пишет: «Впервые в истории может случиться, что признанные, бесспорные первооткрыватели

элемента лишены будут привилегии дать ему имя». Поводом для этого послужило непринятие Комиссией предложения назвать 106-й элемент, предварительно названный, например, в [9] — «Unnilhexium» — «сто шестым», именем Сиборга.

Заметим, в качестве справки, что Макмиллан также является лауреатом совместно с В.И.Векслером премии «Атом для мира» (1963 г.) за открытие принципа автофазировки при ускорении заряженных частиц.

В настоящем обзоре используются наименования, принятые комиссией, чтобы исключить путаницу в предмете рассмотрения.

4. НЕКОТОРЫЕ ЗАДАЧИ ИЗ ОБЛАСТИ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ, ТРЕБУЮЩИЕ ПРИМЕНЕНИЯ МАСС-АНАЛИЗАТОРОВ. ТРЕБОВАНИЯ К ТОЧНОСТИ ИЗМЕРЕНИЙ АТОМНЫХ МАСС

Некоторые задачи из области ядерной физики требуют применения масс-анализатора того или иного типа для идентификации и измерения масс нуклидов. Точность, с которой должны быть измерены атомные массы нуклидов, определяется требованиями, выдвигаемыми при решении конкретных задач. Требованиями же задачи определяются и другие условия проведения масс-анализа, а именно его чувствительность, эффективность и быстрота. Ниже рассматриваются некоторые, и в том числе еще не исследованные достаточно проблемы — задачи ядерной физики, требующие применения масс-анализаторов. Эти задачи или уже решаются, или готовятся к постановке в ближайшем будущем.

4.1. Идентификация нуклидов. Одной из часто встречающихся в ядерной физике задач является задача идентификации нуклидов в ядерных реакциях и ядерных превращениях по их массовому числу A и атомному номеру Z .

Идентификация осколков деления ядер. Потребность идентификации по A возникает, например, при изучении тонкой структуры массового выхода осколков деления тяжелых ядер, отражающей влияние заполненных оболочек на процесс деления. Для определения тонкой структуры массового выхода необходим масс-анализ с погрешностью, по крайней мере, не более одной массовой единицы. Если учесть, что средняя масса, например, тяжелых осколков составляет 140 е, то для решения этой задачи от масс-анализатора требуется всего-навсего способность выделять осколки и измерять их массы с погрешностью не более $\Delta M/M = 1:140 = 0,007$ или 0,7% (здесь символом Δ обозначен разброс значений масс в отличие от символа $\Delta(A, Z)$ для обозначения избытка атомной массы).

Магнитное и электрическое поля разделяют ионы в зависимости от отношения их масс к их ионным зарядам q , т.е. M/q . Для определения тон-

кой структуры массового выхода осколков деления необходим экспрессный масс-анализ, исключающий изменение масс первичных осколков в результате эмиссии запаздывающих нейтронов, обусловленной бета-распадом осколков. Также нужно, чтобы аксептанс или светосила масс-анализатора не зависели от атомного номера Z , т.е. химической природы осколков деления. Наилучшим образом удовлетворяют этим требованиям масс-анализаторы, использующие непосредственно импульсы осколков и их ионные заряды, полученные осколками в процессе деления. Масс-анализаторы, действие которых основано на торможении осколков, нейтрализации их ионного заряда, а затем их реэмиссии и реионизации до, например, однозарядного состояния и последующем ускорении, не обеспечат решения поставленной задачи.

Для тяжелых осколков деления равновесный ионный заряд в веществе мишени $q = (20-25) q_0$ и, следовательно, $\Delta q/q = 0,04$. Поэтому тяжелые осколки могут иметь значения A/q или отличающиеся на очень малую величину ($131/22 = 5,955$ и $138/22 = 5,957$) или равные одно другому ($132/22 = 6,0000$ и $138/23 = 6,0000$). Во втором случае разделение осколков может быть основано только на различии их избытков масс. В итоге от масс-анализатора потребуются в том и другом случаях итоговое разрешение по $\Delta (M/q)/(M/q)$ на уровне $(\Delta M/M)(\Delta q/q) = 3 \cdot 10^{-4}$.

Для разделения осколков деления в этой задаче необходим, скажем, забегая вперед, масс-анализатор одновременно с магнитным и электрическим отклонениями осколков деления, обеспечивающими их фокусировку по скорости и тем самым нужное разрешение.

Весьма интересной проблемой в области физики деления является задача о корреляции между выходом определенной пары осколков деления и числом эмитированных при этом нейтронов, определяемым масс-дефектом при делении. В работе [37], например, найдено, что при спонтанном делении ^{252}Cf на два сопряженных осколка из числа изотопов Мо и Ва, идентифицируемых по гамма-излучению, средняя множественность нейтронов равняется $4,0 \pm 0,1$. При этом, однако, наблюдаются отклонения в числе мгновенно испущенных нейтронов до 10, что характеризует, по-видимому, другую моду деления.

Более полное решение этой задачи может быть осуществлено путем применения двух масс-анализаторов, регистрирующих и идентифицирующих по A каждую пару сопряженных осколков деления, с одновременной регистрацией на совпадение мгновенных нейтронов.

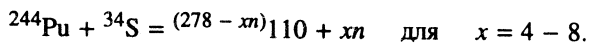
Широкую информацию о проблемах физики деления ядер можно найти в обстоятельных монографиях [38,39].

Разделение и идентификация легких ядерных фрагментов. Аналогичная ситуация с пространственным разделением и разрешением возникает при

отделении и идентификации некоторых легких продуктов ядерных реакций, образующихся в результате фрагментации высокоэнергетических бомбардирующих частиц. Например, при облучении водородной или углеродной мишени ионами лития с энергией 50 А МэВ с большими сечениями образуются ядра ${}^6\text{He}$ и ${}^3\text{H}$, вылетающие из мишени с одной и той же скоростью, приблизительно равной скорости бомбардирующих частиц. Энергетичные ядра ${}^6\text{He}$ интересны для применения в качестве экзотических бомбардирующих частиц, например, для возбуждения мягкого дипольного резонанса. Для такого применения требуется достаточно надежное отделение пучка вторичных ядер ${}^6\text{He}$ от первичных бомбардирующих частиц и от другого сопровождающего ядерную реакцию продукта — ${}^3\text{H}$. Требуется также и монохроматизация вторичных ядер.

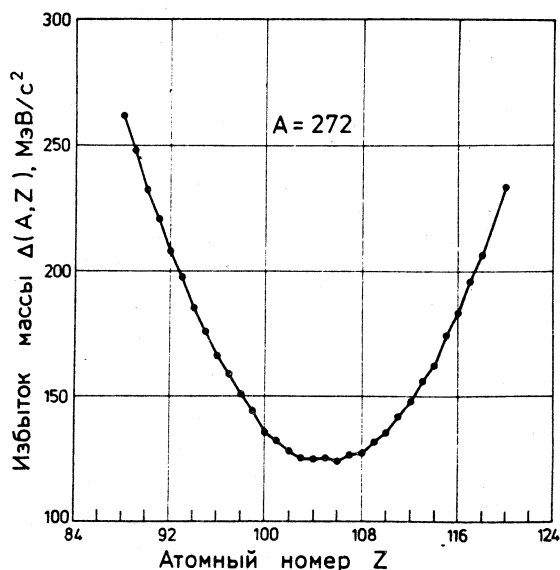
Значения M/q для ${}^6\text{He}$ и ${}^3\text{H}$, близкие к 3, отличаются всего на 0,2% только за счет различия их избытков масс $\Delta(A, Z)$. Разрешающей силы только магнитного масс-анализатора оказывается недостаточно, чтобы достаточно хорошо разделить два пучка указанных продуктов реакций, имеющих некоторый разброс скоростей. В этом случае задача решается путем дополнительного применения в магнитном масс-анализаторе деградера, дифференцированно снижающего кинетическую энергию анализируемых нуклидов в зависимости от их атомного номера Z и обеспечивающего таким образом разделение и идентификацию близких по значению M/q нуклидов. Известны деградеры кинетической энергии трех типов, отличающиеся своими ионно-оптическими действиями.

Идентификация тяжелых продуктов реакций слияния. Требования к идентификации продуктов, образующихся путем слияния тяжелых ионов с тяжелыми ядрами с образованием составного ядра, можно проиллюстрировать на примере возможной реакции синтеза ядер, например, 110-го элемента:



При энергии бомбардирующих ионов $\cong 250$ МэВ, необходимой для преодоления кулоновского барьера между сталкивающимися ядрами, продукты реакции — ядра отдачи — получают энергию $\cong 30$ МэВ, при которой их равновесные заряды в веществе мишени равны $q = (10-15) q_0$. Относительно широкий спектр значений M/q продуктов реакций сильно затрудняет их отделение от первичных бомбардирующих частиц и пространственную фокусировку продуктов реакций магнитным масс-анализатором. В этом случае задача отделения и фокусировки решается с помощью или газонаполненного магнитного масс-спектрографа, или масс-спектрографа с магнитным и электрическим полями. В первом случае наряду с магнитным разделением ядер отдачи одновременно осуществляется их фокусировка по ионному заряду в зависимости от скорости путем перезарядки ионов

Рис.6. Зависимость избытка массы нуклидов-изобаров с массовым числом $A = 272$ от атомного номера Z



при их движении в легком газе, наполняющем при небольшом давлении камеру магнитного масс-спектрографа. И в первом, и во втором случаях достигается разделение ядер отдачи и пучка бомбардирующих частиц, проходящих сквозь тонкую мишень, и идентификация продуктов реакций, по крайней мере, по массовому числу A . Для этого требуется относительное разрешение $\Delta A/A = 0,4\%$.

Обычно для идентификации по атомному номеру Z тяжелых продуктов реакций, испытывающих альфа-распад, используется «генетическая» связь исходного материнского ядра с последующими известными дочерним, внучатым и правнучатым ядрами, устанавливаемая путем регистрации последовательности эмиссий альфа-частиц. Наряду с такой идентификацией возможна идентификация тяжелых ядер по Z путем измерения их избытков масс $\Delta(A, Z)$. На рис.6 представлена зависимость избытков масс для нуклидов-изобаров с массовыми числами $A = 272$, построенная на основе усредненных предсказаний масс по массовым моделям, представленным в [29]. Из рис.6 следует, что для надежной идентификации элемента с $Z = 110$ в указанной выше реакции в присутствии возможных атомов мейтнерия, хания, бория, резерфордия от масс-анализатора потребуется разрешение по массе ΔM не менее $3 \text{ MeV}/c^2$, т.е. потребуется относительное разрешение $\Delta M/M = 10^{-5}$.

Обычно для идентификации по атомному номеру Z тяжелых продуктов реакций, испытывающих альфа-распад, используется «генетическая» связь исходного материнского ядра с последующими известными дочерним, внучатым и правнучатым ядрами, устанавливаемая путем регистрации последовательности эмиссий альфа-частиц. Наряду с такой идентификацией возможна идентификация тяжелых ядер по Z путем измерения их избытков масс $\Delta(A, Z)$. На рис.6 представлена зависимость избытков масс для нуклидов-изобаров с массовыми числами $A = 272$, построенная на основе усредненных предсказаний масс по массовым моделям, представленным в [29]. Из рис.6 следует, что для надежной идентификации элемента с $Z = 110$ в указанной выше реакции в присутствии возможных атомов мейтнерия, хания, бория, резерфордия от масс-анализатора потребуется разрешение по массе ΔM не менее $3 \text{ MeV}/c^2$, т.е. потребуется относительное разрешение $\Delta M/M = 10^{-5}$.

Указанное разрешение в рассматриваемой задаче может быть обеспечено, например, ловушкой Пеннинга в варианте на линии с масс-спектрографом, функционирующим, в свою очередь, на линии с ускорителем тяжелых ионов. При этом ловушка должна обеспечить быстрый захват ядер отдачи, снижение их скорости путем «охлаждения» газом или азимутальным электрическим полем и прецизионное измерение отношений M/q с точ-

ностью, необходимой не только для установления массового числа A , но и атомного номера Z . В настоящее время разрабатываются проекты подобных установок.

Разделение и идентификация изомеров. Требования не менее высокой точности предъявляются к масс-анализу при разделении и идентификации нуклидов, находящихся в основном и близком к основному метастабильном состояниях. В качестве иллюстрации приведем требования к разделению изомеров ^{178}Hf , находящихся в основном и в высокоспиновом ($1^\pi = 16^+$) долгоживущем метастабильном ($T_{1/2} = 31$ год) состоянии с энергией возбуждения 2,447 МэВ. Это высокоспиновое состояние является уникальным случаем реализации ловушки на так называемой «ирист»-линии. В ядерных реакциях [40] высокоспиновый изомер образуется в пропорции примерно 1:20 по отношению к изомеру в основном состоянии и в небольшом количестве (до 10^{14} атомов).

Для изучения ядерно-физических свойств метастабильного изомера ^{178}Hf в условиях без мешающих примесей требуется его выделение из смеси различных продуктов ядерных реакций. Из выделенного высокоспинового изомера может быть изготовлена мишень для исследований под действием нейтронов и заряженных частиц. Помимо химического выделения здесь необходимо разделение по массам с разрешением $\Delta M/M = 0,001\%$.

4.2. Энергия отрыва нуклонов. Упаковочное отношение $P(A, Z) = \Delta(A, Z)/A$ (2) и энергия связи нуклида, приходящаяся на один нуклон $E_b(N, Z)/A$, которую называют удельной энергией связи ядра, гладко зависят от массового числа и не отражают периодичности строения ядер. Для более детального понимания структуры ядер очень информативной является энергия связи, или, что эквивалентно, энергия отрыва последнего нуклона или пары последних нуклонов. Эта величина также выражается через массы нуклидов. Например, энергия отрыва последнего нейтрона или двух последних нейтронов составляет, соответственно,

$$S_{1n}(N, Z) = [M(N-1, Z) + M(1, 0) - M(N, Z)] c^2,$$

$$S_{2n}(N, Z) = [M(N-2, Z) + 2M(1, 0) - M(N, Z)] c^2,$$

энергия отрыва последнего протона или двух последних протонов

$$S_{1p}(N, Z) = [M(N, Z-1) + M(0, 1) - M(N, Z)] c^2,$$

$$S_{2p}(N, Z) = [M(N, Z-2) + 2M(0, 1) - M(N, Z)] c^2.$$

Энергия связи двух нуклонов нечувствительна к эффекту четности или нечетности числа нуклонов в ядре и более рельефно отражает структуру ядра, например, заполнение нуклонами ядерных оболочек.

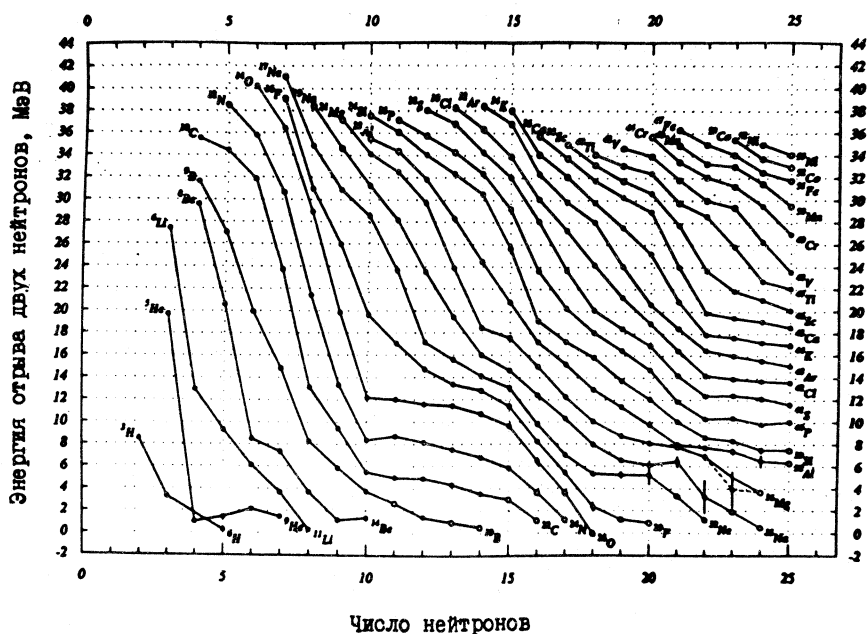


Рис.7. Энергия отрыва двух нейтронов для изотопов элементов от H до Ni [41]

На рис.7 представлена взятая из работы [41] энергия отрыва двух последних нейтронов $S_{2n}(N, Z)$ для группы ядер в начальной части карты нуклидов, построенная по данным последних измерений масс нуклидов. На рисунке обращает на себя внимание нарушение монотонного хода кривых в области нейтробогащенных изотопов Ne, Na, Mg, Al, Si с $N=20-23$ и в области нейтробогащенных изотопов Ca, Sc с $N=22-23$. Этот эффект относительного увеличения энергии отрыва двух нейтронов на 1—2 МэВ сверх ожидаемого связывают со значительной деформацией ядер.

Для установления этого факта потребовались прецизионные измерения масс короткоживущих ядер, которые были начаты еще в 60-х годах французскими исследователями с помощью масс-спектрометра с магнитным и электрическим полями, а затем продолжены американскими и французскими экспериментаторами с применением, соответственно, времяпролетного масс-спектрографа на пучке мезонной фабрики (LAMPF) и многофункционального масс-спектрографа на пучке ускорителя тяжелых ионов (GANIL). В последних экспериментах было достигнуто разрешение

$\Delta M/M = 10^{-4}$ и обеспечена точность измерения масс с относительной погрешностью не больше $\Delta M/M = 10^{-6}$.

На рис.7 можно заметить также резкое снижение энергии отрыва двух нейтронов от изотопов N, O, F, Ne в области $N = 15$ и особенно от ^{24}F по сравнению с соседними нуклидами. С другой стороны, кривые зависимости S_{2n} показывают повышение стабильности изотопов гелия с $N > 4$, известное как гелиевая аномалия. Рассмотрение этой и многих других проблем легких ядер дается в обстоятельной публикации [42].

Для дальнейшего уточнения поведения энергии связи нуклидов в этой области значений масс, по-видимому, потребуется улучшение разрешения и точности измерений масс, по крайней мере, на один порядок от указанных выше значений.

4.3. Энергия спаривания нуклонов. Точные измерения масс ядер позволяют проанализировать другую важную величину — энергию спаривания нуклонов, характеризующую тонкое взаимодействие между частицами внутри ядра. Парная энергия, например, для пары нейтронов $P_{nn}(N, N-1; Z)$, где параметры $N, N-1$ означают, что рассматриваемая величина относится как N -му, например четному, нейтрону, так и к $(N-1)$ -му нечетному нейтрону, определяется формулами

$$S_n(N, Z) = S_{2n}(N, Z)/2 + P_{nn}(N, N-1; Z), \quad (19)$$

$$S_n(N-1, Z) = S_{2n}(N, Z)/2 - P_{nn}(N, N-1; Z). \quad (20)$$

Хотя парная энергия непосредственно обусловлена четным спаренным нуклоном, при удалении которого эта энергия исчезает, тем не менее по установившейся традиции парную энергию обычно относят к обоим нуклонам из пары, отсчитывая энергию от среднего значения энергии связи нейтронов, как это представлено в (19) и (20). Тогда из соотношений (19) и (20) следует

$$P_{nn}(N, N-1; Z) = [S_n(N, Z) - S_n(N-1, Z)]/2. \quad (21)$$

Определение (21) отличается от аналогичного определения, например, в книге [7, с.9] коэффициентом $1/2$ в силу отмеченной выше условности выбора нуля отсчета парной энергии.

Для нейтронов, лежащих выше и ниже по порядку заполнения нуклонных уровней, имеем

$$P_{nn}(N+1, N; Z) = [S_n(N, Z) - S_n(N+1, Z)]/2, \quad (22)$$

$$P_{nn}(N-1, N-2; Z) = [S_n(N-2, Z) - S_n(N-1, Z)]/2. \quad (23)$$

Из формул (21), (22) и (23) непосредственно следуют средние парные энергии, характеризующие N -й четный и $(N - 1)$ -й нечетный нейтроны в ядре:

$$P_{nn}(N, Z) = [S_n(N + 1, Z) - 2S_n(N, Z) + S_n(N - 1, Z)]/4, \quad (24)$$

$$P_{nn}(N - 1, Z) = [S_n(N, Z) - 2S_n(N - 1, Z) + S_n(N - 2, Z)]/4. \quad (25)$$

В формулах (24) и (25) перейдем от вторых разностей к третьим, т.е. перейдем от энергий отрыва нейтронов непосредственно к атомным массам. Тогда получим

$$P_{nn}(N, Z) = [M(N + 1, Z) - 3M(N, Z) + 3M(N - 1, Z) - M(N - 2, Z)]/4, \quad (26)$$

$$P_{nn}(N - 1, Z) = [-M(N, Z) + 3M(N - 1, Z) - 3M(N - 2, Z) + M(N - 3, Z)]/4. \quad (27)$$

Формула (26) для парной энергии четного нейтрона в ядре приводится в монографии Бора и Моттельсона [43, с.170], однако в несколько другом виде и без вывода, что не дает возможности судить о нуле шкалы отсчета парной энергии.

Из формулы (26) и (27) и аналогичных им следует, что определение парной энергии нуклонов в ядре, имеющей важное значение для рассмотрения и исследования процессов двойного протонного распада, двойного нейтронного распада, явления сверхтекучести ядер и ядерного эффекта Джозефсона, требует высокой точности измерения атомных масс в силу малой величины парной энергии и ее зависимости от вторых разностей масс. Так, например, чтобы рассчитать парную энергию с точностью хотя бы 90% при ее характерном значении 2 МэВ в районе сверхтекучих ядер вблизи олова, необходимы измерения атомных масс с относительной погрешностью не более $\Delta M/M = 10^{-7}$.

4.4. Радиоактивные распады нуклидов. Изучение радиоактивных распадов нуклидов также нуждается в значении прецизионных значений масс ядер. Как отмечалось выше, значения масс ядер определяют возможность или невозможность того или иного ядерного превращения и в предельном случае — возможность или невозможность существования того или иного ядра. Ядро считается существующим, если оно энергетически устойчиво по отношению к мгновенному (за время 10^{-22} с) спонтанному выбросу протона или нейтрона. Это условие определяет две границы области существования нуклидов со стороны нейтронно-обогащенных и нейтронно-обедненных ядер. В пределах этих границ в настоящее время предсказывается около 6—7 тыс. ядер. В природных условиях на Земле существуют 273 стабильных нуклида и 11 долгоживущих радиоактивных нуклидов, в секулярном

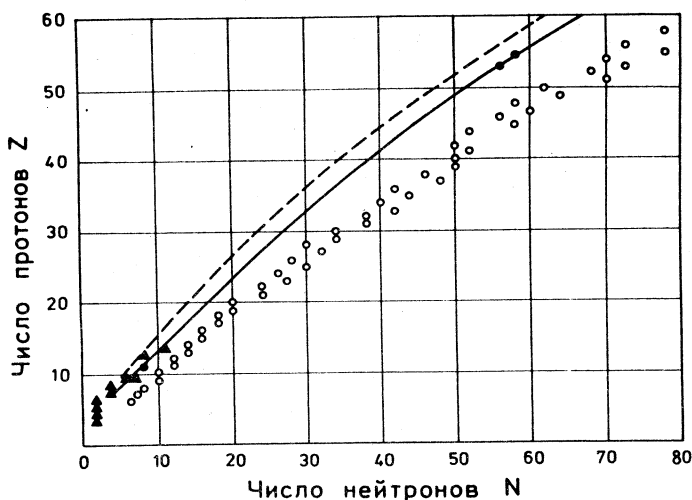


Рис.8. Границы между ядрами, устойчивыми и неустойчивыми по отношению к испусканию протона [44]. (o) — наиболее легкий стабильный изотоп данного элемента; (—) — граница стабильных ядер с нечетными Z ; (---) — граница стабильных ядер с четными Z ; (▲) — известные в настоящее время протонно-неустойчивые ядра; (•) — известные в настоящее время протонно-активные ядра

(вековом) равновесии с которыми находится еще 41 радиоактивное ядро. Приблизительно 1850 радиоактивных нуклидов из 6—7 тыс. возможных нуклидов в настоящее время производятся искусственно.

Протонный радиоактивный распад. Определение границ устойчивых ядер представляет в общем случае трудную задачу, поскольку небольшие погрешности в опорных значениях масс ведут к неопределенности в типе распада пограничных ядер (то ли бета-распад, то ли эмиссия нуклона) и отодвигают или приближают границу. На рис.8, взятом из [44] — одной из первых работ по рассмотрению возможностей протонного распада ядер и его экспериментального обнаружения, приведены предсказанные границы раздела между протонно-стабильными и протонно-нестабильными ядрами. Эта статья в основном повторяет результаты рабочего отчета АН СССР 1955 г. тех же авторов.

Границы между стабильными и протонно-активными ядрами построены на основе жидкокапельной формулы типа формулы Вайцзеккера, взятой из книги [45, с.16] с параметрами более чем 40-летней давности. Для расчетов

энергии отрыва последнего протона использовалась следующая формула, полученная из массовой формулы:

$$S_p(N, Z) = 931,14 \{a_1 - 2a_2/3A^{1/3} + a_3[(A/2 - Z) + 1/4]/(A - 1) - \\ - a_4(2Z - 1)/A^{1/3} + \delta\}, \quad (28)$$

где $a_1 = 0,015$, $a_2 = 0,014$, $a_3 = 0,083$, $a_4 = 0,00063$, $\delta = \pm 0,036A^{-3/4}$, где, в свою очередь, знаки плюс и минус перед символом δ относятся, соответственно, к ядрам с четными и нечетными Z .

Граница раздела областей нуклидов, устойчивых и неустойчивых по отношению к испусканию протона, была оценена по формуле (28), исходя из условия $S_p(N, Z) = 0$.

Время жизни нуклидов, лежащих за границей устойчивости по отношению к эмиссии протона, в значительной мере определяется временем прохождения протона сквозь кулоновский барьер ядра. В тех случаях, когда это время существенно больше ядерного, например, $\sim 10^{-12}$ с, можно говорить о протонной радиоактивности ядер.

Там же на рисунке представлены добавленные нами, открытые к настоящему времени протонно-активные нуклиды (^{19}Na , ^{109}I и ^{113}Cs) и нуклиды, испытывающие мгновенную эмиссию протонов. Как видно из рис.8, несмотря на значительную давность предсказаний, наблюдается достаточно хорошее согласие расчетных результатов [44] с современными экспериментальными фактами. Рисунок 8 — один из примеров иллюстрации проверки массовых формул будущими результатами.

Точные значения масс в протонном распаде важны не только для установления возможности или невозможности распада, но в большей мере они нужны для оценки времени жизни будущего протонного излучателя. Рисунок 9, взятый из обзора [46], иллюстрирует важность точного предсказания масс для правильной постановки экспериментов по поиску протонно-радиоактивных нуклидов: неопределенность в значении энергии отрыва протона 0,2 МэВ для протонных излучателей в области $Z = 25$ ведет к возможным вариациям периода полураспада от 100 нс до 100 мс, т.е. в 10^6 раз. На том же рисунке представлены некоторые результаты [44] предсказаний периодов полураспада протонно-активных ядер в зависимости от энергии распада $Q_p = -S_p$.

Двойной протонный распад. Более точные прогнозы масс нуклидов особенно важны для поиска другого аналогичного явления — двойного протонного распада, или двухпротонного распада, до настоящего времени не обнаруженного. Это явление было предсказано В.И.Гольданским [47]. Опреде-

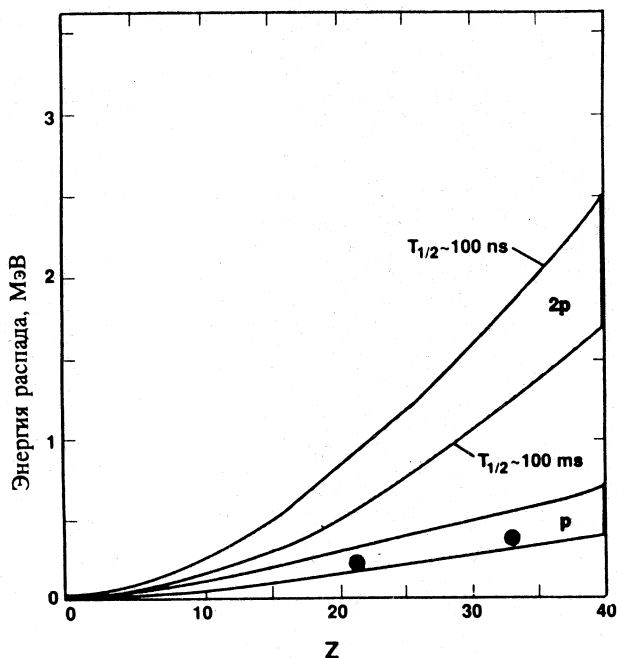


Рис.9. Расчетные значения энергий распадов ядер для протонного распада (p) и двойного протонного распада ($2p$) в зависимости от атомного номера Z для двух значений периода полураспада: $T_{1/2} = 100 \text{ нс}$ и $T_{1/2} = 100 \text{ мс}$ (сплошные линии) [46]. Точками представлены аналогичные расчетные значения энергии, взятые из [44], для протонного распада ядер ^{39}Sc и ^{63}As с периодом полураспада $T_{1/2} = 100 \text{ мс}$

ление этого явления полностью аналогично известному с тридцатых годов определению двойного бета-распада.

Напомним, что Гепперт-Майер в своей работе [48], опубликованной примерно спустя один год после создания Ферми теории бета-распада, обратила внимание на то, что массы нуклидов-изобаров могут изменяться с ростом Z так, что испускание бета-частицы каким-то ядром окажется энергетически невозможным, в то время как эмиссия сразу двух бета-частиц этим ядром будет энергетически разрешена. Она писала: «Такое ядро будет метастабильно, так как оно не сможет превратиться в более стабильное ядро последовательной эмиссией двух электронов... Однако метастабильный изобар сможет превратиться в более стабильное ядро одновременной эмиссией двух электронов».

Условие двойного бета-минус-распада для атома с массой $M(A, Z)$ сводится к следующему:

$$M(A, Z+1) - E_{e1} > M(A, Z) > M(A, Z+2) - E_{e1} - E_{e2}, \quad (29)$$

где E_{e1} , E_{e2} — энергия связи последнего и предпоследнего электронов в оболочке атома. Учет энергий связи электронов в атомных оболочках необходим, чтобы исключить возможность одиночного бета-распада не

только в континуум, но и в связанное состояние, и разрешить двойной бета-распад в связанное состояние. Аналогичные условия имеют место и для двойного позитронного распада, и для одновременных позитронного распада и захвата орбитального электрона.

Для двойного протонного распада условие имеет вид

$$M(N, Z - 1) + M(0, 1) > M(N, Z) > M(N, Z - 2) + 2M(0, 1) \text{ или } + M(0, 2) \quad (30)$$

Энергии связи электронов в оболочках атома ^1H или ^2He , равные, соответственно, 13 и 80 эВ, здесь опущены.

В относительно недавней работе [49] на основе обобщенной модели Гарви — Келсона были предсказаны наиболее вероятные кандидаты на двухпротонный распад — ядра ^{39}Ti , ^{42}Cr , ^{45}Fe и ^{49}Ni . Однако специально предпринятые эксперименты по поиску двойного протонного распада ^{39}Ti [50] с применением магнитного масс-спектрографа показали, что этот кандидат в двухпротонные излучатели не испытывает двойной протонный распад.

Рисунок 9 иллюстрирует также зависимость времени жизни излучателей двух протонов от неопределенности значения энергии, выделяемой в распаде. Из этой иллюстрации и приведенного выше примера поиска двойного протонного распада ясна актуальность повышения точности непосредственных измерений атомных масс в области нейтронно-обедненных нуклидов для более определенного предсказания возможных двухпротонных излучателей.

Заметим, что имеется несколько публикаций по наблюдению двойного протонного распада или двухпротонного распада, однако не в смысле определений (29) и (30) из [48] и [47], а в смысле последовательной эмиссии из ядра двух отдельных протонов.

Двойной нейтронный распад. Явление, аналогичное двойному протонному распаду, может иметь место и при эмиссии нейтронов из нейтронно-обогащенных ядер. Расчеты по массовым формулам (см., например, [29]) предсказывают для многих нейтронно-обогащенных нуклидов невозможность эмиссии одиночного нейтрона и возможность при этом испускания одновременно двух нейтронов. Вероятные, первые по атомному номеру ядра-кандидаты на двойной нейтронный распад ^{14}Be и ^{32}Ne оказались бета-излучателями, остальные ядра-кандидаты пока не синтезированы. В связи с этим представляется интересным рассмотреть последние результаты измерений массы экзотического ядра ^{10}He , лежащего вблизи границы нейтронной стабильности ядер.

В работе [51] для получения ^{10}He использовалась реакция двухнуклонного встречного обмена $^{10}\text{Be} (^{14}\text{C}, ^{14}\text{O})^8\text{He} + n + n$, а именно $(-2p + 2n)$ по

отношению к ядру-мишени. Существенной особенностью этой реакции было использование максимально возможных нейтронно-обогащенных нуклидов — пучка радиоактивных ядер ^{14}C и радиоактивной и токсичной мишени ^{10}Be . Это обеспечивало достаточно низкое абсолютное значение Q -реакции, отрицательное по знаку. Эксперименты проводились на ускорительном комплексе VIKSI (Германия).

Ядро ^{10}He , несмотря на двойную магичность, нейтронно-нестабильно. Поэтому для измерения его массы в работе [51] использовался известный метод измерения массы второго стабильного продукта бинарной ядерной реакции — ядра ^{14}O , сопряженного с нестабильным ^{10}He .

1) Метод измерения дополняющей (недостающей) массы. В этом методе для определения массы нестабильного продукта бинарной реакции измеряется импульс второго стабильного продукта реакции и по значению импульса определяется энергия реакции и отсюда — масса сопряженного нестабильного продукта.

Из закона сохранения энергии в бинарной реакции

$$M_1 + M_2 = M_3 + M_4 + Q/c^2 \quad (31)$$

и закона сохранения импульса

$$P_1 = P_3 + P_4, \quad P_2 = 0,$$

где M и P — массы покоя и импульсы, соответственно, исходных ядер (1,2) и конечных продуктов бинарной реакции (3,4), Q — энергия, выделяемая в реакции, в нерелятивистском рассмотрении следует

$$P_3 = P_1 M_3 \cos \theta / (M_1 + M_2) + \{2M_3 M_4 [E_1 M_2 / (M_1 + M_2) + Q - E^*] / (M_3 + M_4) - [P_1 M_3 \sin \theta / (M_1 + M_2)]^2\}^{1/2}, \quad (32)$$

где P_3 — импульс в лабораторной системе координат нуклонно-стабильного продукта реакции M_3 , сопряженного с нуклонно-нестабильным продуктом M_4 , θ — угол вылета в лабораторной системе координат продукта с массой M_3 по отношению к начальному направлению пучка бомбардирующих частиц, E_1 — кинетическая энергия бомбардирующей частицы M_1 , E^* — энергия возбуждения вторичных продуктов реакции. По импульсу P_3 ядра M_3 из формулы (32) находится Q — энергия реакции и энергия возбуждения E^* , по значениям которых с применением формулы (32) вычисляется масса распавшегося ядра M_4 .

$$M(^{11}\text{Li}) = M(^{10}\text{He}) + M(^1\text{H}), \quad (34)$$

т.е. допустить инвариантность динамической массы в реакции развала ^{11}Li . Используя равенства (33) и (34), авторы определили массу покоя $M_{\text{rest}}(^{10}\text{He})$, измеряя для этого методом времени пролета скорости первичных частиц и измеряя с помощью дипольного магнита импульсы вторичных заряженных продуктов реакции. Такие измерения не требовали строгой монохроматичности пучка первичных частиц, что имело большое значение для использования в качестве бомбардирующих частиц немоноэнергетических продуктов ядерных реакций.

В работе [52] для резонансного состояния ^{10}He было получено $E(^{10}\text{He}) = (1,2 \pm 0,3)$ МэВ и $\Gamma < 1,2$ МэВ. Заметим, что из соотношений (12) и (14) и известных в настоящее время значений масс ^9He , ^9Li , ^{10}Be , ^{11}Be и ^{11}Li [32] следует значение избытка массы $\Delta(^{10}\text{He}) = 49,09$ МэВ/ c^2 или $E(^{10}\text{He}) = 1,35$ МэВ.

Три соавтора работ [51,52,54] Болен, Оглоблин и Эртцен за исследования свойств легких ядер удостоены премии имени Г.Н.Флерова (ОИЯИ, 1995).

Взвешенные результаты работ [51,52] представлены на построенной нами иллюстративной схеме рис.11. Там же представлены результаты тех же и некоторых других работ по энергии низшего резонансного состояния $^9\text{He} = ^8\text{He} + n$: $E(^8\text{He} + n) = 1,27$ МэВ с шириной резонанса $\Gamma = (0,30 \pm 0,07)$ МэВ (см. [54]).

Схема на рис.11 показывает, что одной из ветвей распада резонансного состояния ядра ^{10}He , живущего $\hbar/\Gamma = 2 \cdot 10^{-22}$ с, может быть, по-видимому, двойной нейтронный распад. Это выражается в том, что эмиссия одиночного нейтрона из наиболее вероятного состояния ^{10}He в наиболее вероятное состояние $^8\text{He} + n + n$ не происходит, поскольку $E(^{10}\text{He}) = 1,07$ МэВ $< E(^9\text{He} + n) = 1,27$ МэВ, а между тем осуществляется испускание сразу двух нейтронов ядром ^{10}He , разрешенное законом сохранения энергии $E(^{10}\text{He}) = 1,07$ МэВ $> E(^8\text{He} + 2n) = 0$.

Возможность последовательной эмиссии двух нейтронов из ^{10}He через резонансное состояние $^9\text{He} + n$ определяется только областью перекрытия ширин резонансных состояний ^{10}He и $^9\text{He} + n$. Это перекрытие при допущении простейшего, так называемого треугольного распределения плотностей уровней состояний, показанного также на рис.11, составляет приблизительно одну четвертую часть от интегрального значения плотности состояний начального уровня. Более того, эмиссия одиночного нейтрона из ^{10}He может быть дополнительно задержана центростремительным, препят-

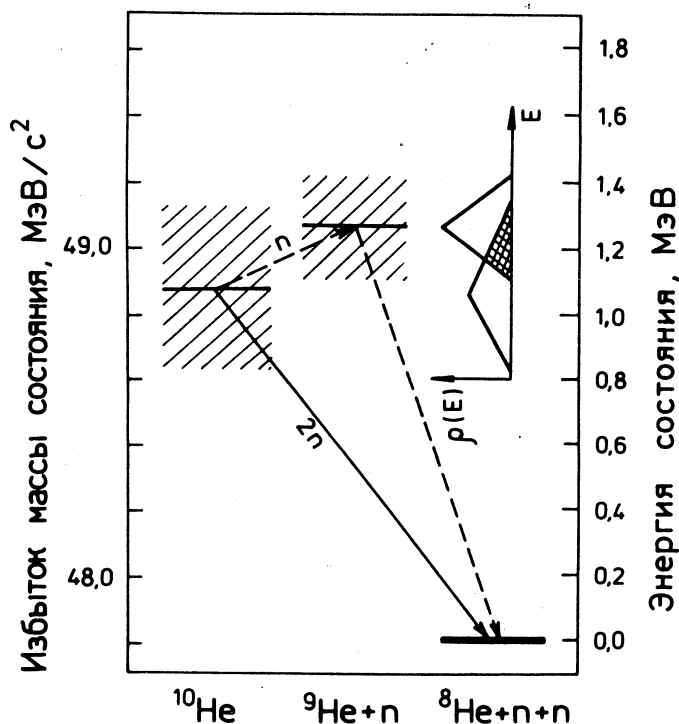


Рис.11. Энергии состояний ^{10}He , $^9\text{He} + n$, $^8\text{He} + n + n$ [51,52,54]

ствующим вылету нейтрона барьером, обусловленным p -состоянием ($l = 1$) восьмого нейтрона в ^{10}He . Для вылета же пары нейтронов ($j = 0$) центростремительный барьер отсутствует.

Более точное определение относительной частоты случаев последовательной эмиссии двух нейтронов требует более детального рассмотрения квантово-механического перехода между двумя уровнями.

Для детального изучения механизма эмиссии нейтронов при двойном нейтронном распаде ^{10}He более информативными могут оказаться измерения распределений импульсов ядер ^8He , образующихся непосредственно в результате распада ядер ^{10}He , нежели измерения импульсов сопряженных стабильных продуктов реакции. В этом случае ширина распределения разбросов значений импульсов будет отражать механизм эмиссии двух нейтронов из нестабильного ядра ^{10}He . По форме распределения импульсов отдачи

в результате эмиссии нейтронов можно будет судить, как испускаются нейтроны — независимо или в связанном виртуальном состоянии динейтрона.

Так, например, в случае рассмотренной выше реакции $^{10}\text{Be} (^{14}\text{C}, ^{14}\text{O}) ^8\text{He} + n + n$ при энергии ионов ^{14}C , равной 334 МэВ, относительный разброс импульсов ядер ^8He будет равен $\Delta P/P = 5,4\%$ в случае двойного нейтронного распада с одновременной эмиссией двух несвязанных нейтронов и равен $\Delta P/P = 3,8\%$ в случае последовательной эмиссии двух нейтронов через резонансное состояние ^9He . Импульс же фоновых ядер ^8He , образующихся в реакции $^{10}\text{Be} (^{14}\text{C}, ^{16}\text{O}) ^8\text{He}$, будет существенно отличаться от измеряемого импульса.

Однако большой импульс ядер ^8He в этой реакции, обусловленный суммой первичного переносного импульса и импульса от девозбуждения двойной ядерной системы (импульс $AD = AC + CD$ на рис.9), может быть неприемлем для магнитного анализатора. Более доступным для проверки рассматриваемого эффекта должна быть реакция $^{14}\text{C} (^{26}\text{Mg}, ^{30}\text{S}) ^{10}\text{He}$. Эта реакция имеет $Q = -48$ МэВ, и при энергии бомбардирующих частиц ~ 20 А МэВ импульс ^8He , обусловленный разностью составляющих импульсов (импульс $AE = AC - CE$ на рис.9), равняется ~ 1 ГэВ/с; что вполне приемлемо для анализатора средней магнитной жесткости. Уширение распределения импульсов ядер ^8He в этой реакции будет составлять соответственно 24% и 9%.

Заметим, что парная энергия, определенная для седьмого нечетного нейтрона в ядре ^{10}He по формуле (27), равна 1,25 МэВ. Эта энергия может проявляться как энергия связи двух одновременно испускаемых нейтронов на начальном этапе двойного нейтронного распада.

В настоящее время в ЛЯР им.Г.Н.Флерова ОИЯИ планируется сооружение магнитного спектрографа высокого разрешения QD-типа с компенсацией кинематических эффектов ядерных реакций. Спектрограф будет установлен на перестраиваемом магнитном канале первичного и вторичного пучков циклотрона У-400М и будет функционировать в режиме потерь энергии с высокой квазимонохроматичностью пучка бомбардирующих частиц при сохранении полной интенсивности пучка в результате применения бесщелевой «монохроматизации». Это обеспечивается путем сопряжения диспергирующих способностей магнитного канала пучка первичных ионов и магнитного спектрографа QD-типа.

Двойной альфа-распад. Если попытаться продолжить дальше рассмотрение процессов двойного распада — двойного бета-распада, двойного протонного распада и двойного нейтронного распада, то невольно возникает вопрос относительно возможности или невозможности двойного альфа-распада. Сопоставление значений масс нуклидов показывает, что ядер, удовлет-

воряющих точно условию двойного альфа-распада, аналогичному условиям (29) и (30), по-видимому, нет. Однако распад, достаточно близкий к двойному альфа-распаду, можно ожидать для ядра ^{143}La . Точности измерений атомных масс в окрестности этого ядра позволяют говорить о возможности распада ядра ^{143}La в ядро ^{135}I путем одновременного испускания двух альфа-частиц с общим выделением энергии (730 ± 30) кэВ $^{143}\text{La} = ^{139}\text{I} + 2\cdot^4\text{He}$ при сильной задержке испускания одиночной альфа-частицы тем же ядром $^{143}\text{La} = ^{139}\text{Cs} + ^4\text{He}$, обусловленной выделением очень малой энергии, равной всего (80 ± 20) кэВ. Такое соотношение между энергиями двух последовательных альфа-распадов обусловлено наличием заполненной оболочки $N = 82$ в окрестности этих ядер, которая приводит к возможности альфа-распада нейтронно-обогащенных ядер в отличие от известных альфа-превращений нейтронно-обедненных нуклидов. Расчеты по простейшей формуле для вероятности проникновения заряженной частицы сквозь кулоновский барьер

$$P \sim \exp(-K), \quad \text{где} \quad K = \int_{r_1}^{r_2} [2M(V - Q)]^{1/2} dr$$

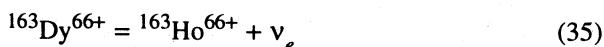
показывают, что вероятность проникновения одновременно двух альфа-частиц сквозь кулоновский барьер, определяемая произведением вероятностей прохождения двух отдельных альфа-частиц, каждая из которых имеет половинную энергию двойного альфа-распада, в рассматриваемом случае заметной выше вероятности эмиссии первой из двух альфа-частиц. Аналогичная ситуация имеет место и для прохождения виртуального кластера ^8Be , связанного в ядре ^{143}La энергией спаривания двух альфа-частиц.

Поскольку точные условия двойного альфа-распада (типа условий (30)) в рассмотренном случае не выполняются, но ожидается, что одновременная эмиссия двух альфа-частиц будет преобладать над одиночным альфа-распадом, то этот возможный тип распада можно назвать квазидвойным.

Схема экспериментов по поиску возможного квазидвойного альфа-распада может быть такой. Тонкая мишень из ^{235}U облучается интенсивным потоком тепловых нейтронов в ядерном реакторе. Ядра ^{143}La ($T_{1/2} = 14,3$ мин), как осколки деления, собираются на коллектор масс-спектрографа, составленного из дипольного магнита и электростатического анализатора. Собранные осколки деления затем анализируются чувствительным масс-спектрометром на содержание нуклидов с массовыми числами 143, 139 и 135 и лазером — на содержание химических элементов неодима,

лантана и бария, являющихся конечными продуктами цепочек бета-распадов исходного и дочерних по отношению к альфа-распадам нуклидов.

Связанный бета-распад. Недавно открытое новое явление — бета-распад в связанное состояние [55]:



предъявляет новые требования к точности измерения атомных масс.

Известная из [32] разность масс нейтральных атомов ^{163}Dy и ^{163}Ho ведет к захвату ядром гольмия электрона из атомной оболочки с энергией захвата $Q_{\text{ec}} = 2,6\text{--}2,7$ кэВ. Возможность обратного явления определяется в рассматриваемом случае разностью энергий связи электронов в оболочках атомов гольмия и диспрозия, создающей нужное неравенство масс в процессе (35). В таблице атомных масс [32] приводятся экспериментальные значения масс, как правило, нейтральных атомов или, в некоторых случаях, однозарядных ионов. Разность же масс голого ядра диспрозия, циркулирующего на орбите накопительного кольца, и водородоподобного иона гольмия, ведущая к обратному процессу — бета-распаду в связанное состояние, может быть вычислена с использованием формулы

$$M(N, Z)^{Q+} = M(N, Z) - QM_e + E_e(Q)/c^2,$$

где $M(N, Z)^{Q+}$ — масса ионизированного атома с зарядовым числом $Q = q/q_0$, M_e — масса свободного электрона, $E_e(Q)$ — энергия связи Q электронов в оболочке атома, $M_e = (548579,903 \pm 0,013)$ не = $= (510999,06 \pm 0,15)$ эВ/ c^2 .

Расчетные значения энергий связи электронов в атомах можно найти в таблице [56], однако точность определения этих значений неизвестна. Поэтому, например, разность полных энергий связи 66 электронов в атомах Dy и Ho может быть найдена с погрешностью существенно большей, чем погрешность в определении их атомных масс. В работе [55] приводится расчетное значение энергии связанного бета-распада, равное 50 кэВ, без указания погрешности этого значения.

Используя накопительное кольцо ионов как масс-спектрограф, авторы [55] измерили для связанного бета-распада ^{163}Dy период полураспада $T_{1/2}^{\beta h} = (48 \pm 3)$ сут, но не имели возможности разрешить дублет масс $^{163}\text{Dy}^{66+}$ и $^{163}\text{Ho}^{66+}$ ($\Delta M = 50$ кэВ/ c^2 , $\Delta M/M = 3,3 \cdot 10^{-7}$) для того, чтобы экспериментально подтвердить или опровергнуть расчетную энергию распада, точное значение которой весьма существенно для понимания этого нового процесса.

Авторы [55] полагают, что связанный бета-распад представляет собой двухтельный процесс, конечными участниками которого являются только дочернее ядро и моноэнергетическое нейтрино. Однако нельзя исключить, что в некоторой доле случаев, определяемой константой электромагнитного взаимодействия, в связанном бета-распаде будет возникать внутреннее тормозное излучение, аналогичное внутреннему тормозному излучению при электронном захвате. Это следует из того, что ускорение электрона, вызывающее тормозное излучение при электронном захвате, идентично, но обратно по знаку замедлению электрона в кулоновском поле ядра в связанном бета-распаде. Тогда вместо двухтельного процесса в связанном бета-распаде в небольшой доле случаев должен иметь место менее кинематически определенный трехтельный процесс. Исследовать это явление можно, измеряя разность масс участников связанного бета-распада и измеряя распределение импульсов отдачи дочернего ядра. В предельном случае в таком эксперименте может быть измерена масса покоя испускаемого в связанном бета-распаде нейтрино.

Возможный эксперимент по изучению явления внутреннего тормозного излучения в связанном бета-распаде, а может быть, и эксперимент по измерению массы нейтрино, сводится к следующему. Накопленные на орбите кольца материнские и дочерние ядра связанного бета-распада (или электронного захвата) отбираются по импульсу и при этом достигается разрешение дублета их масс. Затем селекция прекращается и регистрируется уширение линии дочернего ядра в спектре частот обращения ионов, обусловленное накоплением новых дочерних ядер связанного бета-распада (или электронного захвата), получивших разброс по импульсам в результате испускания тормозных фотонов и нейтрино.

В релятивистском рассмотрении с учетом малых величин вплоть до второй степени импульсное уширение равняется

$$\Delta P/P = \pm (Q/Pc) \{1 - (M_v^2 c^4 / 2Q^2) [1 - (Q/Mc^2)]\}, \quad (36)$$

где $M = M(N-1, Z+1)^{Z+}$ — масса дочернего ядра после бета-распада ядра $M(N, Z)^{Z+}$ в связанное состояние, M_v — масса покоя нейтрино, $Q = Q_{\beta\beta}$ — энергия, выделенная в связанном бета-распаде.

Из формулы (36) следует, что полуширина импульсного распределения ионов $^{163}\text{Ho}^{66+}$, имеющих энергию в накопительном кольце 300 А·МэВ, составит $\Delta P/P = \pm 3,8 \cdot 10^{-7}$ под действием импульсов отдачи от испускания внутренних тормозных фотонов и безмассовых нейтрино. Этот относительный разброс импульсов приблизительно равен Q/Mc^2 .

Форма распределения импульсов отдачи позволит судить о том, только ли нейтрино или же нейтрино и внутренние тормозные фотоны сопровождают связанный бета-распад.

Если принять, что нейтрино, испускаемое в связанном бета-распаде, имеет массу покоя, отличную от нуля, то уширение импульсов должно уменьшиться. Для массы покоя нейтрино $M_\nu = 5 \text{ эВ}/c^2$ уменьшение разброса импульсов составит $\Delta P/P = 10^{-4}$ от разброса, обусловленного импульсами тормозных фотонов. В этом случае принцип, аналогичный принципу известного нониуса (верньера), позволит обеспечить измерения с относительной погрешностью на уровне 10^{-11} .

Заметим, что согласно последним опубликованным экспериментальным данным [57] масса покоя нейтрино оценивается значением $M_\nu < 7,2 \text{ эВ}/c^2$ на уровне 95% достоверности.

Аналогичным исследованиям могут быть подвергнуты нуклиды, испытывающие электронный захват из оболочки водородоподобного иона. Например, нуклиды после электронного захвата $^{37}\text{Ar}^{17+} = ^{37}\text{Cl}^{17+} + \nu$. Кинематика распада в этом случае будет такой же двухтельной из-за отсутствия электронов в оболочке дочернего ядра и из-за отсутствия в связи с этим эмиссии характеристических X-лучей. Эмиссия гамма-квантов из дочернего ядра в процессе электронного захвата ^{37}Ar отсутствует.

Конкретное проявление разброса частот обращения ионов в зависимости от разброса импульсов зависит от параметров накопительного кольца и, в частности, от коэффициента расширения равновесной орбиты при изменении импульса.

Известные методы электронного охлаждения ионов в накопительном кольце производят монохроматизацию ионов по скорости с погрешностью не ниже 10^{-6} . Лазерный метод охлаждения, обеспечивающий монохроматизацию на несколько порядков лучшую, неприменим к голым ядрам (если не иметь в виду внутриядерные гамма-переходы и гамма-лазер) и практически неприменим к водородоподобным тяжелым ионам. Для решения указанной выше задачи селекции накопленных ионов по импульсу, по-видимому, может быть применено магнитное поле сверхпроводящего и, следовательно, стабильного во времени соленоида. Селекция ионов при этом может быть основана на резонансной раскачке бетатронных колебаний побочных ионов в накопительном кольце, аналогичной раскачке колебаний в известном высокочастотном квадрупольном масс-спектрометре.

Кластерный распад. Из хода кривой зависимости упаковочного отношения от массового числа (см. рис.1) следует, что тяжелые ядра выделяют энергию при распаде с испусканием не только альфа-частиц, но и более тяжелых кластеров. Теоретические расчеты [58] и эксперименты [59] пока-

зали реальность этого нового типа распада в области тяжелых ядер с образованием в качестве дочернего ядра ^{208}Pb . Новые расчеты [60] показали возможность кластерного распада и в другой области ядер, а именно возможность распада в дочерние ядра, близкие к дважды магическому ядру ^{100}Sn . Одним из примеров распада в новой области нуклидов может быть распад ^{114}Ba с испусканием ^{12}C , для поиска которого предприняты эксперименты [61]. Однако такие эксперименты нуждаются в более точных значениях масс нуклидов в окрестности нуклида ^{100}Sn .

Масса ^{100}Sn представлена в таблице [32] значением, полученным из систематических закономерностей изменения экспериментальных масс, и имеет абсолютную погрешность $\pm 0,45$ МэВ ($\Delta M/M = \pm 5 \cdot 10^{-6}$), вносящую большую неопределенность в расчеты парциальных периодов кластерного распада. Увеличение относительной точности измерения массы атомов ^{100}Sn и атомов в этой области нуклидов по крайней мере в 10 раз существенно улучшит основы для постановки и проведения экспериментов по поиску новой кластерной радиоактивности.

4.5. Синтез нуклида ^{100}Sn . Изучение ядер с двумя заполненными нуклонными оболочками типа ядра ^{100}Sn представляет повышенный интерес для проверки и дальнейшего развития ядерных моделей. Согласно оболочечным моделям такое ядро должно иметь энергетический промежуток между уровнями соседних оболочек, равный 6,5 МэВ, и четко выраженные свойства дважды магических ядер, а также свойства сверхтекучести.

Изучение ядер, экстремально удаленных от дорожки бета-стабильности, имеет важное значение и для астрофизических теорий. В частности, нейтронно-дефицитные ядра в условиях, существующих на звездах, могут обеспечивать так называемый быстрый процесс захвата протонов.

Все это стимулировало авторов [62], [63] провести эксперименты по синтезу ядер в окрестности ядра ^{100}Sn — самого тяжелого дважды магического ядра с $Z = N$, пятого после аналогичных ядер ^4He , ^{16}O , ^{40}Ca и ^{56}Ni , отстоящего на 18 нейтронов от линии бета-стабильности.

Эксперименты [62] были предприняты на ускорительном комплексе UNILAC SIS (Германия). В этих экспериментах для получения ядер ^{100}Sn применялись ионы ^{124}Xe с энергией 1095 А МэВ.

Эксперименты [63] проводились на ускорительном комплексе GANIL с пучком ионов ^{112}Sn , ускоренных до энергии 63 А·МэВ. В экспериментах использовался обогащенный изотоп ^{112}Sn из Фонда обогащенных изотопов, созданного в свое время по инициативе и под руководством академика И.В.Курчатова. Для сепарации и идентификации по Z , A и q продуктов ядерных реакций, образующихся при облучении мишени из ^{58}Ni (68,3%),

применялся дважды ахроматический магнитный масс-спектрограф с фильтром скоростей Вина, установленным в конце масс-спектрографа, и с соленоидальной сверхпроводящей линзой и дополнительным магнитным спектрографом, установленными перед основным масс-спектрографом. Было зарегистрировано 24 события образования ядер ^{100}Sn . Полученные результаты показаны на рис.12.

Авторы [63] рассматривают образование изотопов олова и изотопов других близких к нему нуклидов как результат реакции, подобной фрагментации бомбардирующих частиц при средних энергиях. Однако не исключена и другая интерпретация этой реакции, изложенная в связи с другими экспериментами в работах [64,65].

В работе [64] исследовалась практически та же реакция $^{124}\text{Sn} + ^{58}\text{Ni}$, но в прямой кинематике, обращенной по отношению к так называемой обратной кинематике предыдущей реакции, при энергии ионов ^{58}Ni 249 МэВ. В работе [65] исследовалась реакция $^{120}\text{Sn} + ^{112}\text{Sn}$ при энергии ионов ^{112}Sn (4,25–4,8) А·МэВ. В обоих экспериментах наблюдались мультинейтронные передачи вплоть до шести нейтронов. Авторы [64,65] рассматривают эти реакции как возможное проявление ядерного эффекта Джозефсона.

Ядерный эффект Джозефсона. В обзорной работе по двойному протонному распаду [66] В.И.Гольданский пишет, что «сравнивая двухпротонную радиоактивность с другими физическими явлениями, нетрудно усмотреть довольно близкую аналогию с туннельным переходом электронов между металлами в сверхпроводящем и нормальном состояниях под действием разности потенциалов, превышающей ширину щели в сверхпроводнике». В последующей работе В.И.Гольданского и А.И.Ларкина [67], названной ими «Аналог эффекта Джозефсона в ядерных превращениях», явление туннельного перехода спаренных нуклонов от одного ядра к другому в их близком кулоновском столкновении анализируется более детально.

Напомним, что в 1962 г. Джозефсон теоретически показал [10], что через слой диэлектрика, расположенный между двумя сверхпроводниками, возможен сверхпроводящий ток куперовских электронных пар. Появление сверхпроводящего тока электронов сквозь диэлектрик обусловлено усилением вероятности туннельного проникновения связанных пар в результате когерентности сверхпроводящих состояний двух сверхпроводников. Сверхпроводящий ток сквозь диэлектрик проявляется в двух формах: в виде стационарного (прямого) тока под действием электродвижущей силы, обусловленной изменением потока магнитной индукции, и в виде переменного тока с частотой, определяемой приведенной выше формулой (7), под действием приложенной разности электрических потенциалов.

Стационарный эффект Джозефсона в сочетании с явлением квантования потока магнитной индукции используется в сверхчувствительном изме-

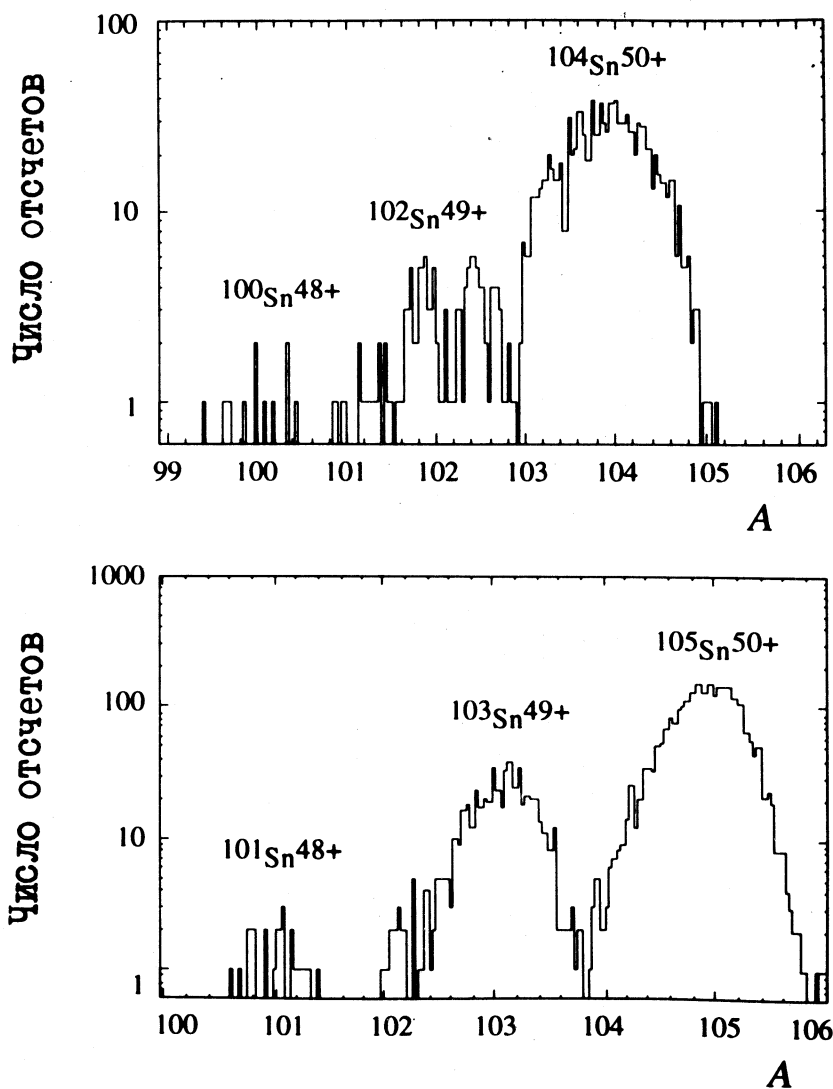


Рис.12. Выходы изотопов олова в экспериментах [63]. Значения масс получены на основе данных магнитного анализа продуктов реакций, измерений времени пролета и идентификации по Z

рителе магнитного потока — сквиде (SQID — Superconducting Quantum Interference Device). Чувствительность устройства равняется 10^{-15} Вб, что достаточно для магнитной кардиографии. Нестационарный эффект Джозефсона нашел применение в метрологии, а именно, как сообщалось выше, для поддержания эталона напряжения (7), и явился основой для разработки и создания сверхчувствительных детекторов электромагнитного излучения.

За открытие, связанное с явлением туннелирования в твердых телах, Джозефсон вместе с другими участниками открытия был удостоен в 1973 г. Нобелевской премии.

Итак, в работе [67] было рассмотрено близкое прохождение без касания одного тяжелого ядра относительно другого по классической резерфордовской траектории и рассчитана вероятность туннельной квантово-механической передачи одного и двух протонов. Учтено влияние сверхтекучести сталкивающихся ядер на вероятность туннелирования протонов. В итоге было показано, что в случае, когда вблизи поверхности Ферми имеется лишь один уровень с малым угловым моментом и когда изменение энергии туннелирующих нуклонов мало (2—3 МэВ), отношение вероятности перехода спаренных нуклонов к произведению вероятностей двух однопартонных переходов становится экспоненциально большим. Этим самым было положено начало более глубокому теоретическому обоснованию и экспериментальным поискам возможного ядерного эффекта Джозефсона.

Проанализировать многочисленные теоретические рассуждения ядерного эффекта Джозефсона и попытки его экспериментального обнаружения, инициированные работами [66, 67], в настоящем обзоре не представляется возможным. Поэтому здесь отметим лишь одну особенность сверхтекучей передачи спаренных нуклонов, важную для интерпретации приведенных выше результатов по синтезу нейтронно-дефицитных изотопов олова.

Существенным ограничением сверхтекучей передачи пар нуклонов при столкновении двух ядер является необходимость испускания или поглощения электромагнитных квантов для компенсации разности энергий Q начального и конечного сверхтекучих состояний. Известный процесс диссипации энергии через тепловое возбуждение ядра здесь неприемлем из-за требований сохранения сверхтекучести ядер, разрушаемой тепловыми и вибрационными возбуждениями. Процесс диссипации энергии через эмиссию электромагнитного излучения, протекающую за время 10^{-18} с, маловероятен за короткое время столкновения двух тяжелых ионов, равное $\sim 10^{-21}$ с.

В случае передачи протонов компенсация разностей энергий начального и конечного состояний столкнувшихся ядер и, соответственно, увеличение вероятности реакции могут быть обеспечены за счет изменения электростатической энергии взаимодействия ядер. Это экспериментально было

обнаружено в работе [68], однако в реакциях не сверхтекучего типа, и рассматривалось также в работе [64] в связи с исследованиями реакций сверхтекучей передачи нуклонов.

В общем случае передачи нейтронов и протонов компенсацию разности энергий состояний можно осуществить за счет изменения как электростатической энергии, так и момента инерции ядер при передаче нуклонов, ведущего к изменению энергии орбитального вращения в столкновении. Это было впервые подмечено в [69] и независимо повторено в [65].

Согласно [69] общее условие компенсации разности энергий начального и конечного сверхпроводящих состояний Q за счет разности электростатической энергии до и после передачи протонов $\Delta B = B_{12} - B_{34}$ и за счет изменения энергии орбитального движения имеет вид

$$\frac{(A_1/A_2)[1 + (A_1/A_2^{1/3})]^2(1 + A_3/A_4)^{8/3}}{(A_3/A_4)[1 + (A_3/A_4)^{1/3}]^2(1 + A_1/A_2)^{8/3}} = 1 + (Q + \Delta B)/(E - B_{12}). \quad (37)$$

Формула (37) получена, исходя из законов сохранения энергии и момента количества движения, при сохранении положения общего центра масс столкнувшихся ядер, взаимодействующих посредством только внутренних сил при передаче пар нуклонов. При выводе формулы допущено, что во время передачи пар нуклонов осуществляется слабый скользящий контакт между ядрами, не возбуждающий ротационных возмущений, разрушающих сверхтекучесть ядер, в отличие от двух других известных типов взаимодействий сталкивающихся ядер — «стикинга» и «роллинга».

Некоторые результаты классического рассмотрения эффекта изменения орбитальной энергии двух столкнувшихся ядер в результате передачи нескольких пар нейтронов с использованием формулы (37) представлены в табл.2.

В табл.2 представлена рассмотренная выше реакция и другая возможная реакция, имеющая приблизительно то же значение Q . В четвертом столбце таблицы приведены расчетные значения изменения орбитальной энергии двух столкнувшихся ядер $^{52}\text{Ni} + ^{112}\text{Sn}$ в результате передачи нейтронов от ядра к ядру. При этом допущено, что весь избыток кинетической энергии

Таблица 2. Сравнение параметров двух альтернативных реакций мультинейтронной передачи при взаимодействии $^{58}\text{Ni} + ^{112}\text{Sn}$ при энергии 63 А.МэВ

Тип реакции	Продукты реакции	Энергия реакции, МэВ	ΔE_{orb} , МэВ	$Q_{\text{eff}} = Q + \Delta E_{\text{orb}}$, МэВ
-12n	$^{70}\text{Ni} + ^{100}\text{Sn}$	-33,0	+198	+165
+6n	$^{52}\text{Ni} + ^{118}\text{Sn}$	-34,6	-162	-197

бомбардирующего ядра над кулоновским барьером (2252 МэВ) реализован в орбитальном движении двух столкнувшихся ядер. Такая трансформация энергии возможна, если в столкновении реализуется прицельный параметр, приблизительно равный сумме радиусов сталкивающихся ядер, отвечающий слабому скользящему контакту. В последнем столбце представлен итоговый эффект, показывающий, что отрыв шести пар нейтронов от ^{112}Sn должен сопровождаться нужной передачей начальной энергии орбитального вращения во внутреннюю энергию ядра. При подхвате же трех пар нейтронов тем же ядром необходимые затраты внутриядерной энергии не только не компенсируются за счет энергии орбитального движения, а наоборот, передача нейтронов требует дополнительно к внутриядерным затратам увеличения кинетической энергии орбитального вращения. Это различие может проявиться в соответствующей величине сечений той и другой ветвей ядерной реакции; оно может быть измерено непосредственно в экспериментах с применением масс-анализатора по выходу ядер олова с $A > 112$ в сравнении с выходом ядер олова с $A < 112$ (см. рис.12).

В настоящее время в ЛЯР им. Г.Н.Флерова ОИЯИ создается ахроматический магнитный масс-анализатор продуктов ядерных реакций на пучке циклотрона У-400М с очень большими угловым и импульсным аксептансами, с помощью которого предполагается провести эксперименты по выявлению роли возможного эффекта Джозефсона в прямой ядерной реакции $^{112}\text{Sn} + ^{58}\text{Ni}$.

Заметим, что правомерность классического рассмотрения кулоновского столкновения двух заряженных ядер определяется известным критерием

$$\kappa = b/\lambda = (2q_1q_2/\hbar v) \gg 1, \quad (38)$$

где b — минимальное расстояние между сталкивающимися ядрами при лобовом сближении, или диаметр столкновения, равный двум максимальным параметрам удара, при которых рассеяние налетающего ядра происходит в заднюю полусферу в системе центра масс, λ — приведенная дебройлевская длина волны, q_1 и q_2 — заряды сталкивающихся ядер, v — их относительная скорость. Для конкретной оценки параметра классичности (38) более удобна следующая его форма:

$$\kappa = kZ_1Z_2[(A_1 + A_2)/A_2](A_1/E_1)^{1/2}, \quad (39)$$

где $k = 0,314 = (\pi/10)$ МэВ $^{-1/2}$ (здесь « π » — мнемоническая, а не математическая величина), E_1 — кинетическая энергия бомбардирующих частиц в лабораторной системе координат, выраженная в МэВ, Z и A — атомные номера и массовые числа сталкивающихся ядер.

Для рассмотренного выше случая столкновения $^{58}\text{Ni} + ^{112}\text{Sn}$ при энергии ионов олова 63 А-МэВ из формулы (39) следует $k = 160$, что гарантирует правомерность классического рассмотрения этого столкновения.

Критерий (38) был сформулирован Н.Бором в работах [70] и вначале носил его имя. Так, например, в работе [71] читаем: «Диапозитив 1 показывает, как мы будем трактовать классически движение заряженных частиц... Известно, что очень важным в таком рассмотрении является значение параметра k . Согласно хорошо известному аргументу Нильса Бора, если этот параметр много больше единицы, то движение должно быть существенно классическим...».

Однако спустя некоторое время этот параметр стали называть параметром Зоммерфельда без какого-либо обоснования. Например, это имеет место в книге [72], представляющей собой изложение курса лекций, которые читались автором студентам начиная с 1967 г.

Более подробное изложение истории этого вопроса, а также выводов промежуточных результатов к критерию, не представленные Н.Бором, можно найти в работе [73].

4.6. Другие задачи, требующие измерения атомных масс. Важное применение имеют магнитные масс-сепараторы для разделения и идентификации радиоактивных нуклидов в исследованиях по ядерной спектроскопии. В этих исследованиях масс-сепараторы обеспечивают разделение изотопов по массовому числу A (класс идентификации типа C), а в отдельных случаях и дополнительное разделение смеси изобаров по атомному номеру Z (класс идентификации типа A).

Как отмечается в [74], метрологическое значение имеют повторные измерения масс атомов ^{35}Cl и ^{37}Cl , являющихся наряду с ^{12}C опорными нуклидами в измерениях атомных масс, последние измерения которых проводились более двадцати лет тому назад.

Для уточнения единицы атомной массы e требуется более точное измерение массы атомов ^{28}Si .

Уточнение константы Фарадея в электролизе требует повышение точности значения массы ^{109}Ag .

Нуклиды, значения масс которых расходятся с значениями, следующими из систематических тенденций, представленные таблицами В и С в [32], естественно, также нуждаются в улучшении точности измерения масс.

Проверка СРТ-принципа — фундаментального принципа симметрии материи и антиматерии, а также оценка масштаба возможного отклонения размерности объединенного координатно-временного пространства от четырех, требует измерений разности масс протона и антипротона с погрешностью не хуже $\Delta M/M = 10^{-9}$. Такие измерения ведутся и планируются новые [75].

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В представленном обзоре рассмотрены основные понятия из области измерения масс нуклидов: атомная масса, массовое число, избыток и недостаток массы, масс-дефект, энергия связи ядра в историческом аспекте. Изложена эволюция энергетического эквивалента единицы атомной массы.

Детально рассмотрены основные массовые формулы трех классов (жидкокапельные модели и модели капельки, оболочечные модели, феноменологические модели). Прокомментирована последняя таблица атомных масс.

Рассмотрены наиболее актуальные задачи из области ядерной физики, нуждающиеся в привлечении масс-анализаторов для своего решения, и в связи с этим — требования к точности измерений.

Наиболее интересными из этих задач являются — идентификация далеких трансурановых элементов с помощью масс-анализаторов, исследования двойного нейтронного распада, поиск квазидвойного альфа-распада, поиск проявления ядерного эффекта Джозефсона в ядерных реакциях, исследования бета-распада в связанное состояние и измерение массы нейтрино. Для этих задач приведены физические основы решений и схематически даны некоторые варианты возможных методических решений.

При рассмотрении методических вопросов умышленно не давались литературные ссылки на какие-либо конкретные действующие или проектируемые установки в надежде, что это будет сделано детально на примерах отдельных установок в следующем обзоре, который готовится к публикации.

В заключение автор выражает искреннюю благодарность чл.-корр. РАН Ю.Ц.Оганесяну, профессорам Ю.Э.Пенионжkevичу, Ю.П.Гангрскому и А.Г.Артюху за плодотворные обсуждения затронутых в обзоре вопросов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бейнбридж К.Т. — В кн.: Экспериментальная ядерная физика. Ред. Э.Сегре. Пер. с англ. М.: ИИЛ, 1955, т.1, с.493; Bainbridge K.T. — In: Experimental Nuclear Physics. Ed. E.Segre, N.Y. — L., 1953, vol.1.
2. Atomic Masses and Fundamental Constants-6. Ed. J.A.Nolen, Jr. and W.Benenson. N.Y. and L.: Plenum Press, Inst. Phys. Publ., Bristol and Philadelphia.
3. Proceed. 7th Intern. Conf. Atomic Masses and Fundamental Constants AMCO-7. Darmstadt Seeheim, 1984. Ed. O.Klepper: Darmstadt, 1984.
4. Proceed. 6th Intern. Conf. Nuclei Far From Stability and 9th Intern. Conf. Atomic Masses and Fundamental Constants, Bernkastel — Kues, Germany, 1992, Inst. Phys. Conf. Ser. No.132.

5. **Proceed. Twelfth Intern. Conf. Electromagn. Isotope Separators and Technique. Related to their Applicat.** Sendai, Japan, 1991. Nucl. Instrum. and Methods, 1992, vol.B70. Ed. M.Fujioka, T.Shinozuka, Y.Kawase.
6. **Aston F.W.** — Mass-Spectra and Isotopes. London, Edward Arnold and Co. 1993; **Астон Ф.В.** — Масс-спектры и изотопы: Пер. с англ. М.: ГИИЛ, 1948.
7. **Кравцов В.Ф.** — Массы атомов и энергии связи ядер. М.: Атомиздат, 1965.
8. **Шпольский Э.В.** — Атомная физика. М., Л.: ГИТЛ, 1950, т.2.
9. **Antony M.S.** — Chart of the Nuclides. Strasburg: Jean-Claude Padvines AGECON Selestat. 1992.
10. **Josephson B.D.** — Phys. Lett., 1962, vol.1, p.251.
11. **Cohen E.R., Taylor B.N.** — In: [4], p.969.
12. **Von Weizsacker C.F.** — Z. Physik, 1935, Bd.96, s.431; **Bethe H.A., Bacher R.F.** — Rev. Modern Phys., 1936, vol.8, p.82.
13. **Myers W.D., Swiatecki W.J.** — Ann. Phys., 1969, vol.55, p.395.
14. **Myers W.D., Swiatecki W.J.** — Nucl. Phys., 1966, vol.81, p.1; **Myers W.D., Swiatecki W.J.** — Ark. Fys., 1967, vol.36, p.343.
15. **Струтинский В.М.** — ЯФ, 1965, т.3, с.614; **Strutinsky V.M.** — Nucl. Phys., 1968, vol.A122, p.1.
16. **Spanier L., Johansson S.A.E.** — Atom. Data and Nucl. Data Tabl., 1988, vol.39, p.259.
17. **Möller P., Myers W.D., Swiatecki W.J., Treiner J.** — Atom. Data and Nucl. Data Tabl., 1988, vol.39, p.225.
18. **Möller P., Nix J.R.** — Atom. Data and Nucl. Data Tabl., 1988, vol.39, p.213.
19. **Zeldes N.** — Ark. Fys., 1967, vol.36, p.361; **Zeldes N., Grill A., Simievic A.** — Mat. Fys. Skr. Dan. Vid. Selsk., 1967, vol.3, No.5.
20. **Möller P., Nix J.R., Myers W.D., Swiatecki W.J.** — Nucl. Phys., 1992, vol.A536, p.61.
21. **Tashibana T., Uno M., Yamada M., Yamada S.** — Atom. Data and Nucl. Data Tabl., 1988, vol.39, p.251.
22. **Han X.-L., Wu C.-L., Feng D.H., Guidry M.N.** — Phys. Rev., 1992, vol.C45, p.1127.
23. **Möller P., Learder G.A., Nix J.R.** — Z. Phys., 1986, vol.A323, p.41.
24. **Lazarev Yu.A., Lobanov Yu.V., Oganessian Yu.Ts. et al.** — Phys. Rev. Lett., 1994, vol.73, p.624.
25. **Garvey G.T., Gerace W.J., Jaffe R.L. et al.** — Rev. Mod. Phys., 1969, vol.41, pS1; **Garvey G.T.** — Ann. Rev. Nucl. Sci., 1969, vol.19, p.433.
26. **Comay E., Kelson I., Zidon A.** — Atom. Data and Nucl. Data Tabl., 1988, vol.39, p.235.
27. **Jänecke J., Masson P.J.** — Atom. Data and Nucl. Data Tabl., 1988, vol.39, p.265.
28. **Avotina M.P., Voronova N.A., Erokhina K.T., Lemberg I.Kh.** — Preprint 1602, ФТИ, С.-Петербург, 1993. **Авотина М.П., Воронова Н.А., Ерохина К.И., Лемберг И.Х.** — ЯФ., 1995, том 58, с.248.
29. **Wapstra A.H., Audi G., Hoekstra R.** — Atom. Data and Nucl. Data Tabl., 1988, vol.39, p.281.

30. **Haustein P.E.** — *Atom. Data and Nucl. Data Tabl.*, 1988, vol.39, p.185.
31. **Möller P., Nix J.R.** — In: [4], p.43.
32. **Audi G., Wapstra A.H.** — *Nucl. Phys.*, 1993, vol.A565, p.1.
33. **Audi G., Wapstra A.H., Dedieu M.** — *Nucl. Phys.*, 1993, vol.A565, p193.
34. *Pure and Appl. Chem.*, 1991, vol.63, p.879; *Ibid.*, 1993, vol.65, p.1757; *Ibid.*, 1993, vol.65, p.1764.
35. *Ibid.*, 1994, vol.66, p.2419.
36. **Ghiorso A., Harvey B.G., Choppin G.R. et al.** — *Phys. Rev.*, 1955, vol.98, p.1518.
37. **Kliman J., Polhorsky V., Morrhac M. et al.** — *ЯФ*, 1994, т.57, с.1174.
38. **Oganessian Yu.Ts., Lazarev Yu.A.** — *Treatise on Heavy-Ion Science*. Ed. D.A.Bromley. N.Y. — London: Plenum Press, 1985, vol.4, p.3.
39. **Гангрский Ю.П., Марков Б.Н., Перельгин В.П.** — *Регистрация и спектрометрия осколков деления*. М.: Энергоатомиздат, 1992.
40. **Oganessian Yu.Ts., Karamian S.A., Gangrski Y.P. et al.** — *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.*, 1992, vol.18, p.393.
41. **Borcea C., Audi G., Wapstra A.H., Favaron P.** — *Nucl. Phys.*, 1993, vol.A565, p.158.
42. **Ogloblin A.A., Penionzhkevich Yu.E.** — *Treatise on Heavy-Ion Science*. Ed. D.A.Bromley. N.Y. — London: Plenum Press, 1985, vol.8, p.261.
43. **Бор О., Моттельсон Б.** — *Структура атомного ядра*: Пер. с англ. М.: Мир, 1971, т.1.
44. **Карнаухов В.А., Тарантин Н.И.** — *ЖЭТФ*, 1960, т.39, с.1106. **Karnaikhov V.A., Tarantin N.I.** — *Soviet Phys. JETP*, 1961, vol.12, p.771.
45. **Ферми Э.** — *Ядерная физика*: Пер. с англ. М.: ИИЛ, 1951.
46. **Detraz C., Vieira D.J.** — In: *Annual Rev. Nucl. Part. Scien.* Ed. J.D.Jackson. 1989, vol.39, p.407.
47. **Гольданский В.И.** — *ЖЭТФ*, 1960, т.39, с.497. **Goldanskii V.I.** — *Nucl. Phys.*, 1960, vol.19, p.482.
48. **Goeppert-Mayer M.** — *Phys. Rev.*, 1935, vol.48, p.512.
49. **Brown B.A.** — *Phys. Rev.*, 1991, vol.C43, p.R1513.
50. **Detraz C., Anne R., Bricault P. et al.** — *Nucl. Phys.*, 1990, vol.A519, p.529.
51. **Ostrowski A.N., Bohlen H.G., Gebauer B. et al.** — In: *Fifth Intern. Conf. on Nucleus-Nucleus Collisions*, Taormina, Italy, 1994. Ed. M. Di Toro, P.Piattelli, P.Sopienza, p.251; *Phys. Lett.*, 1994, vol.B338, p.13.
52. **Korshennikov A.A., Yoshida K., Aleksandrov D.V. et al.** — *Phys. Rev. Lett.*, 1994, vol.B326, p.31.
53. **Shimoura S.** — In: *Conf. Proceed. «Perspectives in Heavy Ion Physics»*. Ed. M.Di Toro, E.Migneco. SIF. Bologna, 1993, p.67.
54. **Bohlen H.G., Gebauer B., von Lucke-Petsch M. et al.** — In: *«Intern. School-Seminar Heavy Ion Physics»*. Ed. Yu.Ts.Oganessian, Yu.E.Penionzhkevich, R.Kalpakchieva. JINR, Dubna, 1993, vol.1, p.17; **Seth K.K., Artuso M., Barlow D. et al.** — *Phys. Rev. Lett.*, 1987, vol.58, p.1930.
55. **Jung M., Bosh F., Beckert K. et al.** — *Phys. Rev. Lett.*, 1992, vol.69, p.2164.

56. Huang K.N., Aoyagi M., Chen M.H. et al. — *Atom. Data and Nucl. Data Tabl.*, 1976, vol.18, p.243.
57. Backe H., Barth H., Bonn J. et al. — In: [4], p.771.
58. Сандулеску А., Поэнару Д.Н., Грайнер В. — *ЭЧАЯ*, 1980, т.1, с.1334.
59. Rose H.J., Jones G.A. — *Nature*, 1984, vol.307, p.245; Александров Д.В., Белецкий А.Ф., Глухов Ю.А. и др. — *Письма в ЖЭТФ*, 1984, т.40, с.152.
60. Greiner W., Ivascu M., Poenaru D.N., Sandulescu A. — *Treatise on Neavy-Ion Science*. Ed. D.A.Bromley. N.Y. — London: Plenum Press, 1985, vol.8, p.641.
61. Oganessian Yu.Ts., Lazarev Yu.A., Mikhееv V.L. et al. — *JINR FLNT Scientific Report 1991—1992*. JINR E7-93-57, Dubna, 1993, p.2. Оганесян Ю.Ц., Михеев В.Л., Третьякова С.П. и др. — *ЯФ*, 1994, т.57, с.1178.
62. Schneider R., Friese J., Reinhold J. et al. — *Z. Phys.*, 1994, vol.A348, p.241.
63. Lewitowicz M., Anne R., Auger G. et al. — *Phys. Lett.*, 1994, vol.B332, p.20.
64. Chiodi I., Lunadi S., Morando M. et al. — *Lett. Nuovo Cimento*, 1982, vol.33, p.159.
65. Von Oertzen W., Bohlen H.G., Gebauer B. et al. — *Z. Phys.*, 1987, vol.A326, p.463.
66. Гольданский В.И. — *УФН*, 1965, т.87, с.255.
67. Гольданский В.И., Ларкин Ф.И. — *ЖЭТФ*, 1967, т.53, с.1032.
68. Christensen P.R., Manko V.I., Becchetti F.D., Nickles R.J. — *Nucl. Phys.*, 1973, vol.A207, p.33.
69. Тарантин Н.И. — *Сообщения ОИЯИ*, P7-81-767, 1981; P7-82-184, 1982, Дубна; Тарантин Н.И. — В сб.: *Международная школа-семинар по физике тяжелых ионов*. ОИЯИ Д7-83-644, Дубна, 1983, с.332.
70. Bohr N. — *Phys. Rev.*, vol.59, p.270; *Dan. Mat. Fys. Medd.*, 1948, vol.18, No.8 (ed.2 — 1953); Бор Н. — *Прохождение атомных частиц через вещество*. М.: ИИЛ, 1950.
71. Breit G. — *Proc. Conf. between Complex Nuclei*. Gatlinburg, 1958, p.284.
72. Bass R. — *Nuclear Reactions with Heavy Ions*. Berlin — Heidelberg — N.Y., 1980.
73. Тарантин Н.И. — *Препринт ОИЯИ*, P7-86-82, Дубна, 1986; в кн.: *Нильс Бор и наука XX века*. Сб. науч. трудов. Киев: Наукова думка, 1988, с.108.
74. Audi G., Wapstra A.H. — In: *NOBEL SYMPOSIUM 91*. CSNSM report 94-33, Lysekil, Sweden, 1994.
75. De Saint Simon M., Thibault C., Audi G. et al. — In: *NOBEL SYMPOSIUM 91*. CSNSM report 94-33, Lysekil, Sweden, 1994.

РЕФЕРАТЫ СТАТЕЙ, ПОМЕЩЕННЫХ В ВЫПУСКЕ

УДК 539.143

Структура нечетно-нечетных ядер Ga и As, динамические и суперсимметрии.

Фенеш Т., Алгора А., Подоляк Ж., Золер Д., Тимар Я., Брант С., Паар В., Шимичит Л. Физика элементарных частиц и атомного ядра, 1995, том 26, вып. 4, с.831.

Изучена структура ядер ^{66}Ga , ^{68}Ga , ^{70}Ga , ^{70}As , ^{72}As , ^{73}As , ^{74}As и ^{76}As через реакции $(p, n\gamma)$ и (в некоторых случаях) $(\alpha, n\gamma)$. Измерены спектры γ -лучей, двухмерных $\gamma\gamma$ -совпадений, электронов внутренней конверсии и углового распределения γ -лучей, а также $\sigma(E_{\gamma p}, E_p)$ относительные поперечные сечения реакций с помощью Ge (Hp), Ge (Li) γ -детекторов и сверхпроводящего магнитного Si (Li)-спектрометра электронов при различных энергиях бомбардирующих частиц. Предложенные новые схемы уровней содержат 300 (между ними 70 новых) уровней. Приведены спины, четности, коэффициенты, γ -разветвления и смешивания.

Рассчитаны энергетические спектры, электромагнитные моменты, приведенные вероятности переходов, коэффициенты γ -разветвления и спектроскопические факторы в рамках модели взаимодействующих бозонов (-фермионов) (МВБ (Ф)) для ≈ 20 ядер в области Ga-As ($^{64-67}\text{Zn}$, $^{65-68}\text{Ga}$, $^{68-73}\text{Ge}$, $^{70-74}\text{As}$). Нечетно-нечетные ядра описываются параметрами, полученными из приспособления к экспериментальным данным о свойствах ядра четно-четного остова и двух соседних ядер с нечетными массовыми числами. Получено разумное описание экспериментальных данных. Энергетическое расщепление протон-нейтрон мультиплетов в нечетно-нечетных ядрах Ga и As обсуждается с помощью параболического правила, ассоциированного с МВБ в низком порядке возмущения.

Рассчитаны энергетические спектры супермультиплета ^{74}Se , ^{75}Se , ^{73}As и ^{74}As на базе теории $U_\pi(6/12) \otimes U_\nu(6/12)$ суперсимметрии (СУСИ). Описаны расчеты 44 уровней четырех различных ядер с использованием только семи подгоночных параметров. Существование суперсимметрии подтверждено данными реакций одноуклонных передач, электромагнитными свойствами, а также МВБФ и СУСИ волновыми функциями обсуждаемых уровней.

Табл.7. Ил.19. Библиогр.: 61.

УДК 539.172.3

Парциальные сечения фоторасщепления ядер sd -оболочки, извлекаемые на основе спектрометрирования протонов и гамма-квантов девозбуждения. Ишханов Б.С., Капитонов И.М., Эрамжан Р.А. Физика элементарных частиц и атомного ядра, 1995, том 26, вып. 4, с.873.

В обзоре проведена систематизация экспериментальных данных по парциальным фотопротоным и фотонейтронным переходам в ядрах $1d2s$ -оболочки ($8 \leq Z \leq 20$). Парциальные переходы выделялись путем совместного анализа экспериментальных данных по прямому спектрометрированию протонов и по измерению γ -квантов девозбуждения остаточного ядра, образующегося после вылета протона или нейтрона (реакция $(\gamma, x\gamma)$).

Анализ парциальных переходов позволил продемонстрировать, что во всех случаях преимущественно заселяются дырочные состояния ядра. При этом количественно выделена полупрямая компонента, которая несет непосредственную информацию о

конфигурационной структуре дипольного резонанса. Наблюдается уменьшение доли таких переходов при приближении к ядрам, в которых $1d2s$ -оболочка заполнена наполовину.

Систематизация фотопротонных и фотонейтронных парциальных переходов дает большой фактический материал, использование которого в теории позволит сделать следующий шаг в интерпретации микроскопической структуры дипольного резонанса и ее проявления в распадных характеристиках.

Табл.26. Ил.5. Библиогр.: 74.

УДК 539.13, 539.172.17

Ланжевеноская флукуационно-диссипативная динамика деления возбужденных атомных ядер. Гончар И.И. Физика элементарных частиц и атомного ядра, 1995, том 26, вып. 4, с.932.

Дан обзор динамических моделей деления составных ядер, образованных в реакциях полного слияния тяжелых ионов. В моделях рассматриваемого класса существенное значение имеет эмиссия легких частиц и гамма-квантов, конкурирующая с делением и сопровождающая его. В этих моделях процесс деления рассматривается как блуждание воображаемой броуновской частицы в пространстве коллективных переменных. Наиболее существенными физическими эффектами являются флуктуации этих переменных и диссипация энергии. В качестве динамических уравнений используются стохастические уравнения типа классического уравнения Ланжевена. Очерчен круг вопросов, которые требуют первостепенного решения в связи с развитием таких моделей. Основное внимание уделяется так называемой комбинированной динамическо-статистической модели, так как в ее рамках проанализировано к настоящему времени больше экспериментальных данных, чем с помощью всех остальных моделей этого типа вместе взятых. Этот анализ позволил выяснить, какие из наблюдаемых несут в себе наиболее полную информацию о диссипативных свойствах делительной моды, и предложить несколько новых экспериментов.

Табл.3. Ил.34. Библиогр.: 156.

УДК 539.17

Квантовые характеристики и структура низколежащих уровней ядра ^{10}Li . Абрамович С.Н., Гужовский Б.Я., Лазарев Л.М. Физика элементарных частиц и атомного ядра, 1995, том 26, вып. 4, с.1001.

Сделан обзор экспериментальных результатов по исследованию свойств низколежащих состояний ядра ^{10}Li , а также теоретических методов расчета уровней легких ядер. Методом теории пороговых явлений проанализированы два нижайших состояния ядра ^{10}Be с $T = 2$ вблизи порога реакции $^7\text{Li} (t, n) ^9\text{Be}^* (T = 3/2)$, являющихся аналогами основного и первого возбужденного состояний ядра ^{10}Li . Определены дефекты масс этих состояний ^{10}Li , энергии распада $^{10}\text{Li} \rightarrow n + ^9\text{Li}$, спины и четности $2^- / 1^-$, структура и конфигурация $v2s \ 1/2$, оценены полные ширины. Полученные результаты сравниваются с соответствующими экспериментальными и теоретическими данными других работ. Проведенный анализ позволяет разрешить противоречия в имеющихся экспериментальных данных посредством правильной их интерпретации. Обсуждаются свойства ядер изобарического мультиплетта $A = 10$. Изучена систематика ядер с

$N = 7$ ($Z = 0 + 6$). По систематике прогнозируются спины и четности нижайших состояний ядер ${}^9\text{He}$, ${}^8\text{H}$, ${}^7\text{n}$ с нормальной и аномальной четностями. В обзоре предлагаются также новые эксперименты по углубленному исследованию свойств ядра ${}^{10}\text{Li}$.

Табл. 5. Ил.11. Библиогр.: 64.

УДК 539.143

Методы измерения атомных масс в ядерной физике. Массы атомных ядер как объекты измерений. Тарантин Н.И. Физика элементарных частиц и атомного ядра, 1995, том 26, вып. 4, с.1046.

Значения атомных масс являются фундаментальной основой для построения и проверки различных ядерных моделей. Массы ядер, определяющие их энергию связи, отражают тонкий баланс между сугубо ядерными и кулоновскими силами и помогают получить информацию о структуре нуклонных уровней в ядре. Сравнение результатов теоретических ядерных моделей с экспериментально измеренными значениями масс особенно интересно для короткоживущих ядер, удаленных от дна долины бета-стабильности, для которых наблюдаются большие расхождения предсказаний в различных массовых моделях. Значения атомных масс обеспечивают расчеты энергий различных ядерных процессов распада и ядерных реакций.

В настоящем обзоре проанализированы основные понятия из области измерения атомных масс: единица атомной массы и ее энергетический эквивалент в их развитии, массовое число, избыток и недостаток массы, масс-дефект, ядерная энергия связи.

Проанализированы основные массовые формулы трех известных классов моделей: жидкокапельной модели и модели капельки, оболочечных, феноменологических.

Рассмотрен широкий круг задач из области ядерной физики, для решения которых необходимо привлечение масс-анализаторов, требования к масс-анализаторам, привлекаемым к решению поставленных задач. Среди этих задач — двойной нейтронный распад, двойной альфа-распад, бета-распад в связанное состояние, ядерный эффект Джозефсона.

В обзоре даются схемы возможных решений новых задач. Например, для дополнительного доказательства двойного нейтронного распада ${}^{10}\text{He}$ предлагаются измерения разброса импульсов одного из его продуктов двойного распада — ядер ${}^8\text{He}$. Полуширина разброса импульсов в случае одновременной эмиссии двух нейтронов должна быть заметно большей, чем в случае последовательной эмиссии двух независимых друг от друга нейтронов.

Подробное рассмотрение физических методов анализа атомных масс и их измерения, а также конкретных масс-анализаторов будет сделано в следующем обзоре, который готовится к публикации.

Табл.2. Ил.12. Библиогр.: 75.

Уважаемые подписчики и читатели журнала ЭЧАЯ!

Объединенный институт ядерных исследований будет издавать со второй половины 1995 года периодический журнал на русском языке под названием «Краткие сообщения ОИЯИ», а с начала 1996 года — на английском языке «JINR Rapid Communication». В нем будут публиковаться статьи, представляющие результаты оригинальных исследований и методических разработок.

Новый журнал будет продолжать традиции издаваемого с 1985 г. сборника научных статей под названием «Краткие сообщения ОИЯИ», за десять лет издания которого вышло шестьдесят пять выпусков.

В журнале будут публиковаться статьи и краткие сообщения по теоретической физике, физике элементарных частиц, релятивистской ядерной физике, физике тяжелых ионов, физике низких и промежуточных энергий, ядерной физике с использованием нейтронов, физике твердого тела, радиационной биологии и медицине, ускорительной технике, экспериментальным методам и установкам и прикладным исследованиям.

Общность редакционной политики нового журнала и журнала ЭЧАЯ позволят составить представление о фундаментальных и прикладных исследованиях, проводимых в ОИЯИ и странах-участницах Института.

Предполагается расширить в журнале представительство исследовательских групп и ученых из разных стран мира, проводящих научные исследования по тематике ОИЯИ, и обеспечить ученым возможность быстрой публикации их научных результатов.

Редакционный совет журнала приглашает к сотрудничеству ученых всех научно-исследовательских институтов мира. Статьи и письма для публикации в журнале направлять ученому секретарю редакционного совета Стеценко С.Г. (S.G.Stecenکو) по адресу: 141980 г.Дубна, Московская обл., ул. Жолио-Кюри, 6, тел. (09621)65069, (09621)62297.

Журнал «JINR Rapid Communication» будет выходить шесть раз в год (один выпуск каждые два месяца) и распространяться по подписке. Журнал включен в каталоги «Газеты и журналы» (индекс 72597) и «Пресса» (индекс 048).

Подписку на английскую версию журнала можно оформить в издательском отделе ОИЯИ по адресу:

141980 г.Дубна, Московская обл.,
ул. Жолио-Кюри, 6,
Издательский отдел ОИЯИ.

Подписная цена на год — 400\$ США.

СОДЕРЖАНИЕ

Фенеш Т., Алгора А., Подояк Ж., Золер Д., Тимар Я., Брант С., Паар В., Шимиचितь Л. Структура нечетно-нечетных ядер Ga и As, динамические и суперсимметрии	831
Ишханов Б.С., Капитонов И.М., Эрамжян Р.А. Парциальные сечения фоторасщепления ядер <i>sd</i> -оболочки, извлекаемые на основе спектрометрирования протонов и гамма-квантов девозбуждения	873
Гончар И.И. Ланжевеновская флуктуационно-диссипативная динамика деления возбужденных атомных ядер	932
Абрамович С.Н., [Гужовский Б.Я.], Лазарев Л.М. Квантовые характеристики и структура низколежащих уровней ядра ^{10}Li	1001
Тарантин Н.И. Методы измерений атомных масс в ядерной физике. Массы атомных ядер как объекты измерений	1046

CONTENTS

Fényes T., Algora A., Podolyák Zs., Sohler D., Timár J., Brant S., Paar V., Šimičić Lj. Structure of Odd-Odd Ga and As Nuclei, Dynamical and Supersymmetries	831
Ishkhanov B.S., Kapitonov I.M., Eramzhyan R.A. Partial Photodisintegration Cross Sections, Extracted from Proton and De-Excitation γ -Rays Spectrometry	873
Gontchar I.I. Langevin Fluctuation-Dissipation Dynamics of Fission of Excited Atomic Nuclei	932
Abramowich S.N., [Guzhovskii B.Ya.], Lazarev L.M. The Quantum Characteristics and Structure of Low-Lying Levels of ^{10}Li Nucleus	1001
Tarantin N.I. Methods of Atomic Mass Measurements in Nuclear Physics. Masses of Atomic Nuclei as Objects of Measurements	1046

К СВЕДЕНИЮ АВТОРОВ

В журнале «Физика элементарных частиц и атомного ядра» (ЭЧАЯ) печатаются обзоры по актуальным проблемам теоретической и экспериментальной физики элементарных частиц и атомного ядра, проблемам создания новых ускорительных и экспериментальных установок, автоматизации обработки экспериментальных данных. Статьи печатаются на русском и английском языках. Редакция просит авторов при направлении статьи в печать руководствоваться изложенными ниже правилами.

1. Текст статьи должен быть напечатан на машинке через два интервала на одной стороне листа (обязательно представляется первый машинописный экземпляр). Поля с левой стороны должны быть не уже 3—4 см, рукописные вставки не допускаются. Экземпляр статьи должен включать аннотации и название на русском и английском языках, реферат на русском языке, УДК, сведения об авторах: фамилия и инициалы (на русском и английском языках), название института, адрес и телефон. Все страницы текста должны быть пронумерованы. Статья должна быть подписана всеми авторами. Текст статьи может быть напечатан на принтере с соблюдением тех же правил.

2. Формулы и обозначения должны быть вписаны крупно, четко, от руки темными чернилами (либо напечатаны на принтере и обязательно размечены). Желательно нумеровать только те формулы, на которые имеются ссылки в тексте. Номер формулы указывается справа в круглых скобках. Особое внимание следует обратить на аккуратное изображение индексов и показателей степеней: нижние индексы отмечаются знаком понижения $\subscript$, верхние — знаком повышения $\superscript$; штрихи необходимо четко отличать от единицы, а единицу — от запятой. Следует, по возможности, избегать громоздких обозначений и упрощать набор формул (например, применяя $\exp$, дробь через косую черту).

Во избежание недоразумений и ошибок следует делать ясное различие между прописными и строчными буквами, одинаковыми по начертанию (V и v, U и u, W и w, O и o, K и k, S и s, C и c, P и p, Z и z), прописные подчеркивают двумя чертами снизу, строчные — двумя чертами сверху (S и s, C и c). Необходимо делать четкое различие между буквами e, l, O (большой) и o (малой) и 0 (нулем), для чего буквы Q и o отмечают двумя черточками, а ноль оставляют без подчеркивания. Греческие буквы подчеркивают красным карандашом, векторы — синим, либо знаком $\underline{}$ снизу чернилами. Не рекомендуется использовать для обозначения величин буквы готического шрифта, рукописного и других малоупотребимых в журнальных статьях шрифтов, однако если такую букву нельзя заменить буквой латинского или греческого алфавита, то ее размечают простым карандашом (обводят кружком). В случае, если написание может вызвать сомнение, необходимо на полях дать пояснение, например: ζ — «дзета», ξ — «кси», k — лат., k — русск.

3. Рисунки представляют на отдельных листах белой бумаги или кальки с указанием на обороте номера рисунка и названия статьи. Тоновые фотографии должны быть представлены в двух экземплярах, на обороте карандашом указать: «верх», «низ». Графики должны быть тщательно выполнены тушью или черными чернилами; не рекомендуется загромождать рисунок ненужными деталями: большинство надписей выносится в подпись, а на рисунке заменяется цифрами или буквами. Желательно, чтобы рисунки были готовы к прямому репродуцированию. Подписи к рисункам представляются на отдельных листах.

4. Таблицы должны быть напечатаны на отдельных листах, каждая таблица должна иметь заголовок. Следует указывать единицы измерения величин в таблицах.

5. Список литературы помещается в конце статьи. Ссылки в тексте даются с указанием номера ссылки на строке в квадратных скобках. В литературной ссылке должны быть указаны: для книг — фамилии авторов, инициалы, название книги, город, издательство (или организация),

год издания, том (часть, глава), цитируемая страница, если нужно; для статей — фамилии авторов, инициалы, название журнала, серия, год издания, том (номер, выпуск, если это необходимо), первая страница статьи. Если авторов более пяти, то указать только первые три фамилии.

Например:

1. Лезнов А.Н., Савельев М.В. — Групповые методы интегрирования нелинейных динамических систем. М.: Наука, 1985, с.208.
2. Годен М. — Волновая функция Бете: Пер. с франц. М.: Мир, 1987.
3. Turbinder A.V. — Comm.Math.Phys., 1988, vol.118, p.467.
4. Ушверидзе А.Г. — ЭЧАЯ, 1989, т.20, вып.5, с.1185.
5. Endo I., Kasai S., Harada M. et al. — Hiroshima Univ. Preprint, HUPD-8607, 1986.

6. Редакция посылает автору одну корректуру. Изменения и дополнения в тексте и рисунках не допускаются. Корректура с подписью автора и датой ее подписания должна быть выслана в редакцию в минимальный срок.

Редакторы **Е.К.Аксенова, Э.В.Ивашкевич.**
Художественный редактор **А.Л.Вульфсон.**
Корректор **Т.Е.Попеко.**

Сдано в набор 3.04.95. Подписано в печать 28.06.95. Формат 60×90/16.
Бумага офсетная № 1. Печать офсетная. Усл.печ.л. 17,0. Уч.-изд.л. 21,74.
Тираж 750. Заказ 48360. Цена 2800 р.

141980 Дубна Московской области
ОИЯИ, Издательский отдел, тел. (09621) 65-165.

ISSN 0367—2026. Физика элементарных частиц и атомного ядра
1995. Том 26. Вып.4. 827—1114.