«ФИЗИКА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ И АТОМНОГО ЯДРА»,
1989, ТОМ 20, ВЫП. 4

УДК 539.172.17

ИЗМЕРЕНИЕ ВРЕМЕНИ ЖИЗНИ ВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЙ ЯДЕР МЕТОДОМ ОДС В РЕАКЦИИ $(n,n'\gamma)$ С ДВУМЯ МИШЕНЯМИ*

М. К. Георгиева, Д. В. Еленков, Д. П. Лефтеров, Г. Х. Тумбев

Институт ядерных исследований и ядерной энергетики, София

Дается обзор экспериментальной методики измерения времени жизни возбужденных ядерных уровней по методу ослабления доплеровского сдвига (ОДС). Оригинальным элементом данной методики является одновременное использование двух мишеней, на которых происходит неупругое рассеяние быстрых нейтронов [реакция $(n, n'\gamma)$], ответственных за возбуждение измеряемых уровней. Предлагается эмпирическое решение задачи для нахождения эффективной энергии налетающего нейтрона. На основе LSS-теории, описывающей замедление ионов в данной среде, и формализма Блаугрунда предлагается выражение для точного вычисления фактора ослабления в случае неоднородной среды. Описаны в деталях преимущества предлагаемой методики с двумя мишенями. Приводятся времена жизни возбужденных уровней, измеренные для 20 легких ядер. На основе экспериментальных времен жизни вычислены вероятности γ-переходов, для которых известны смеси мультиполей.

An experimental method for DSAM mean lifetime measurements of excited nuclear states is reviewed. The new element in the suggested method is the use of two targets in the $(n, n'\gamma)$ reaction — inelastic scattering of fast reactor neutrons, responsible for the measured levels excitation. An empirical solution of the effective neutron energy problem is proposed. Using the LSS stopping power theory in a given medium and Blaugrund's formalism, an expression for the exact calculation of the attenuation factor for homogenous medium is given. The advantages of the suggested two-target method are given in detail. Mean lifetimes of some excited states in 20 light-mass nuclei have been obtained. On this experimental basis the transition probabilities have been calculated for the transitions of known multipole mixing ratio.

ВВЕДЕНИЕ

Основной целью современной ядерной физики является построение единой теории ядерной структуры и ядерной динамики. Наличие такой теории дало бы возможность в каждый момент времени получать точную информацию о структуре данного, интересующего нас ядра и о протекающих в нем процессах. Более того, такая теория дала бы возможность следить за динамикой ядерных процессов и не

* Научное редактирование канд. физ.-мат. наук М. В. Фронтасьевой.

только описывать ядерную структуру в настоящем, но и прогнозировать структурные изменения в будущем и связанные с ними сопутствующие явления, например ядерное излучение. Другими словами, ядерная структура, ядерные силы и межнуклонные взаимодействия были бы известны в каждый момент прошлого, настоящего и будущего. К сожалению, создание такой универсальной единой ядерной теории невозможно с точки зрения современной физики, математики и вычислительной техники, так как это означало бы точное решение задачи многих тел применительно к ядру. Поэтому суть современных ядерно-физических исследований состоит в поиске модельных приближений, с одной стороны, разрешимых современными физико-математическими средствами и, с другой стороны, описывающих атомное ядро с возможно минимальным отклонением от его реальности, т. е. с минимальной ошибкой модели.

Модель, конечно, должна удовлетворять основным физическим законам и принципам. Построив ее, возникает вопрос: насколько эта модель точна в своей области применения? Ответ на этот вопрос дают экспериментальные значения параметров, являющиеся собственными значениями операторов модели. Согласие экспериментальных значений с их вычисленными по модели является первым и важнейшим критерием точности модели.

В развитии ядерно-структурных моделей основную роль играет ядерная спектроскопия, определяющая экспериментальным путем ряд важных структурных параметров — ядерную энергию возбужденных уровней, их спин и четность, время жизни, радиационную ширину, электромагнитные мультипольные моменты, вероятность радиационных переходов, параметры деформации и т. д.

Наибольшую информацию об этих параметрах несут в себе вероятности переходов. Это обусловлено тем, что вероятность перехода зависит от большого числа ядерно-структурных параметров; она включает в себя спины уровней, между которыми происходит переход, и их четность, мультипольность переходов и их смеси, коэффициенты ветвления, энергию перехода и среднее время жизни уровня, при котором переход осуществляется. Это, однако, означает, что измерение среднего времени жизни позволяет определить вероятность переходов в данном ядре и на этой основе — всю последующую информацию о структурных параметрах. Сравнивая их с расчетными значениями той или другой модели, можно сделать выводы о точности самой модели, т. е. о структуре ядра в целом. Это и определяет первостепенную важность экспериментов по измерению среднего времени жизни возбужденных ядерных уровней во всей временной области.

Для измерения среднего времени жизни в зависимости от временного диапазона разработано много методов, рассмотрение которых выходит за пределы этой работы. В предлагаемом обзоре описан вариант метода ослабления доплеровского сдвига (ОДС), применяемого в реакции $(n, n'\gamma)$ неупругого рассеяния быстрых реакторных нейтронов в двух мишенях одновременно.

Эксперимент проводился на исследовательском реакторе Института ядерных исследований и ядерной энергетики Болгарской академии наук. Настоящий обзор преследует две цели: во-первых, на конкретных примерах продемонстрировать применение метода для получения физических результатов о ядерно-структурных параметрах, во-вторых, обобщить и популяризировать опыт, который накоплен в этой области болгарской группой на протяжении шести лет исследований.

1. МЕТОД ОДС ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ВРЕМЕНИ ЖИЗНИ ВОЗБУЖДЕННЫХ ЯДЕРНЫХ УРОВНЕЙ

Физический принцип метода. Первые попытки измерить время жизни, используя доплеровский сдвиг энергии γ-излучения, сделаны почти 40 лет назад Эллиоттом и Беллом [1, 2]. Несмотря на неудачу этих попыток, идея сохранилась, и более поздние эксперименты [3—5] доказали ее жизненность.

В методе ОДС время жизни измеряемого возбужденного уровня сравнивается со временем замедления a ядра отдачи в среде замедлителя. Основная физическая идея метода ОДС заключена в уравнении доплеровского сдвига

$$h\nu' = h\nu\,[1 + (v/c)\cos\theta], \tag{1}$$

где ν — частота излучения покоящегося источника: ν' — частота излучения источника, движущегося со скоростью v, и θ — угол между направлением движения источника и направлением к монитору излучения ν'.

Применительно к ядру этот процесс протекает следующим образом. Возбужденное ядро, будучи в покое, излучает γ-квант энергии E_γ. Если тот же самый γ-квант излучается ядром, движущимся со скоростью v, то энергия излученного γ-кванта дается выражением

$$E_\gamma = E_\gamma^0\,[1 + (v/c)\cos\theta], \tag{2}$$

где θ — угол между направлением движения ядра отдачи $^A_Z\mathrm{X}$ и направлением к детектору γ-излучения (рис. 1).

В выражении (2) v — скорость ядра отдачи в момент излучения γ-кванта энергии E_γ. Если учесть, что ядро движется в среде окружающих его ионов, т. е. скорость убывает со временем, можно записать:

$$v(t) = F(t)\,v_0, \tag{3}$$

где $F(t)$ — фактор ослабления скорости; v_0 — скорость ядра отдачи в момент возбуждения ядра $t = 0$. Обычно эти скорости выражаются в единицах скорости света ($v = \beta c$), так что окончательно выражение (2) принимает вид

$$E_\gamma = E_\gamma^0\,[1 + F(t)\,\beta_0\cos\theta]. \tag{4}$$

Если E_γ^1 и E_γ^2 — значения энергии γ-перехода, измеренного под двумя углами θ_1 и θ_2, то после вычитания двух выражений получается:

$$F(t=\langle t_n\rangle)=\frac{\Delta E}{E_\gamma^0\beta_0(\cos\theta_1-\cos\theta_2)}, \tag{5}$$

где $\langle t_n\rangle$ — средний момент времени излучения $E_\gamma^{1,2}$, т. е. среднее время жизни уровня, излучающего $E_\gamma^{1,2}$.

В эксперименте измеряется разность $\Delta E = E_\gamma^1 - E_\gamma^2$, тем самым определяя значение $F(t = \langle t_n\rangle)$, а из (3) — и значение скорости

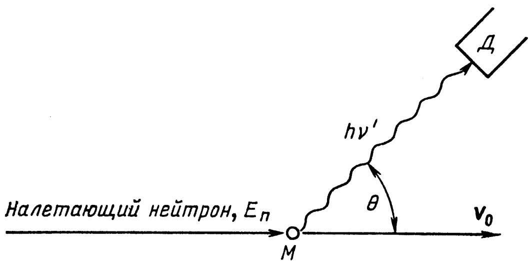

Рис. 1. Определение угла θ в выражении (2):
М — мишень; v_0 — направление отдачи; *Д* — детектор γ-измерения

$v(t = \langle t_n\rangle)$ в момент излучения. Однако закон убывания скорости заранее известен (см. ниже), следовательно, таким образом получается время, необходимое для измерения скорости от значения v_0 (момент возбуждения уровня) до $v(t = \langle t_n\rangle)$ (момент излучения), а это как раз и есть среднее время жизни возбужденного уровня $\tau = \langle t_n\rangle$.

Время замедления a ядра отдачи составляет примерно $5\cdot10^{-13}$—10^{-10} с в зависимости от консистенции замедлителя (газ, жидкость, твердое тело). Это определяет временной диапазон применимости метода ОДС ко времени жизни возбужденных уровней — примерно 10^{-14}—10^{-8} с, а в области 10^{-14}—10^{-12} с метод ОДС пока единственный.

Необходимо отметить важное преимущество метода ОДС — он не зависит от природы измеряемого возбужденного уровня (энергия, спин, четность) и энергии и мультипольности переходов с этого уровня.

Элементы теории метода ОДС. В настоящее время теория метода ОДС разработана до тончайших деталей. Первые теоретические работы появились в 60-х годах, в которых отражены два принципиальных подхода к решению проблемы. Первый из них —аналитический — основан на работах Блаугрунда и Уинтерборна [6—8], а второй использует метод Монте-Карло [9, 10]. Можно определенно утверждать, что аналитический метод Блаугрунда пользуется большой популярностью. Исчерпывающие обзоры теории метода ОДС сделаны в [1—13].

Теория Блаугрунда дает алгоритм для практического вычисления фактора ослабления $F(t)$ в зависимости от времени жизни уровня.

Так, полученный $F^{\mathrm{th}}(t)$ сравнивается с F^{exp} из выражения (5), и временем жизни τ уровня считается то значение t, для которого $F^{\mathrm{th}}(t) = F^{\mathrm{exp}}$. Следовательно, вопрос стоит прежде всего о вычислении $F^{\mathrm{th}}(t)$. Нужно отметить, что для фактора ослабления получены различные формулы в зависимости от химического состава замедляющей среды. В дальнейшем будем называть «однородной» среду, состоящую из однотипных атомов. Соответственно «неоднородной» будет среда, состоящая из нескольких различных типов атомов.

Самые удобные выражения для практической работы при табулировании $F^{\mathrm{th}}(t)$ для однородной среды даны в [14], а для неоднородной замедляющей среды — в [15, 16]. В дальнейшем изложении мы будем придерживаться этих работ.

Вычисление $F(t)$ для однородной замедляющей среды. В общем виде фактор ослабления $F(t)$ дается выражением (имея в виду $\langle t \rangle = \tau$):

$$F(\tau) = (\tau\beta_0)^{-1} \int_0^\infty \beta(t)\, e^{-t/\tau} \langle \cos\Phi \rangle\, dt, \tag{6}$$

где Φ — угол рассеяния ядра отдачи относительно направления пучка.

Для практической работы выражение (6) неприемлемо, так как закон убывания скорости $\beta(t)$ в данной среде неизвестен. Для его определения привлекается теория Линхарда — Шарфа — Шиотта (LSS) [17]. Закон скорости $\beta(t)$ обусловлен энергетическими потерями ядра (атома) отдачи в результате кулоновского взаимодействия с ионами среды замедлителя. Энергетические потери на единицу пройденного пути dE/dR складываются из электронной (e) и ядерной (n) частей, т. е.

$$\frac{dE}{dR} = \left[\frac{dE}{dR}\right]_e + \left[\frac{dE}{dR}\right]_n, \tag{7}$$

где R — пробег атома отдачи в замедлителе.

Величинам E и R сопоставляются безразмерные величины ε и ρ, связанные с ними соотношениями

$$\varepsilon = E/\varepsilon_0, \quad \rho = R/\rho_0, \tag{8}$$

где

$$\varepsilon_0 = \frac{Z_1 Z_2 e^2 (M_1 + M_2)}{a M_2};$$

$$\rho_0 = \frac{(M_1 + M_2)^2}{4\pi a^2 n M_1 M_2}. \tag{9}$$

Здесь и в дальнейшем индекс 1 относится к движущемуся атому, индекс 2 — к атому замедлителя. В выражениях (9) Z — заряд, M — атомная масса, n — число рассеивающих атомов в 1 см^3, $a = 0{,}88553\ a_0/[Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3}]^{1/2}$, a_0 — радиус первой боровской орбиты.

В этих обозначениях выражение (7) имеет вид

$$\frac{d\varepsilon}{d\rho}=\left[\frac{d\varepsilon}{d\rho}\right]_e+\left[\frac{d\varepsilon}{d\rho}\right]_n. \tag{10}$$

На основе потенциала Томаса—Ферми теория LSS дает:

$$\left[\frac{d\varepsilon}{d\rho}\right]_e=k\varepsilon^{1/2} \tag{11}$$

и

$$\left[\frac{d\varepsilon}{d\rho}\right]_n=\begin{cases} 0{,}67\varepsilon^{1/4} \text{ для } \varepsilon^{1/2}<0{,}3; \\ 0{,}45\varepsilon^{1/2}(0{,}29+\varepsilon)^{-1} \text{ для } \varepsilon^{1/2}\geqslant 0{,}3. \end{cases} \tag{12}$$

В выражении (11)

$$k=Z_1^{1/6}\frac{0{,}0793Z_1^{1/2}Z_2^{1/2}\,[A_1+A_2]^{3/2}}{[Z_1^{2/3}+Z_2^{2/3}]^{3/4}\,A_1^{3/2}A_2^{1/2}}. \tag{13}$$

В рассматриваемом здесь случае однородной среды $Z_1 = Z_2 = Z$, $M_1 = M_2 = M$.

Для перехода к новой переменной интегрирования ε используется связь

$$t=t_0\int\limits_{\varepsilon_0}^{0}(d\rho/d\varepsilon)\,\varepsilon^{-1/2}\,d\varepsilon, \tag{14}$$

где $t_0 = \rho_0(M/2\varepsilon_0)^{1/2}=3{,}75\cdot10^{-15}A^{3/2}/(Z^{1/2}d)$; d — плотность замедлителя; $k = 0{,}133\ Z^{2/3}\ A^{-1/2}$ для однородной среды, а A — атомная масса.

Подставляя (11), (12) и (14) в (6), получаем удобную расчетную формулу для фактора ослабления $F(\tau)$:

$$F(\tau)=\frac{1{,}62\cdot10^{-18}AZ^{2/3}}{\tau\beta_0 d}\int\limits_{\varepsilon_0}^{0}\frac{0{,}29+\varepsilon}{\varepsilon^{1/2}+(k\varepsilon+B)}\langle\cos\Phi\rangle\,e^{-u}\,d\varepsilon, \tag{15}$$

где $B=0{,}29k+0{,}45$;

$$u=3{,}725\cdot10^{-15}\frac{A^{3/2}}{\tau d\sqrt{Z}}\left[\frac{0{,}29}{B}\ln\frac{\varepsilon_0\,(k\varepsilon+B)}{\varepsilon\,(k\varepsilon_0+B)}+\frac{1}{k}\ln\frac{k\varepsilon_0+B}{k\varepsilon+B}\right];$$

$$\langle\cos\Phi\rangle=[\varepsilon/\varepsilon_0]^{1/2}\left[\frac{\dfrac{0{,}483}{k}(1+0{,}67k)+\varepsilon_0}{\dfrac{0{,}483}{k}(1+0{,}67k)+\varepsilon}\right]^{1/2}.$$

Интеграл (15) решается численно. В нашей работе это сделано по методу Симпсона во временной области 10^{-15}—10^{-11} с разбиением ее на 400 подынтервалов. Типичный ход кривой $F(\tau)$ показан на рис. 2. На этом же рисунке показан алгоритм определения времени жизни τ на основе фактора F^{exp} из выражения (5).

Вычисление $F(\tau)$ *для неоднородной тормозящей среды.* Для расчета фактора ослабления $F(\tau)$ в однородном замедлителе, кроме ε и ρ, вводятся три характеристические безразмерные переменные v,

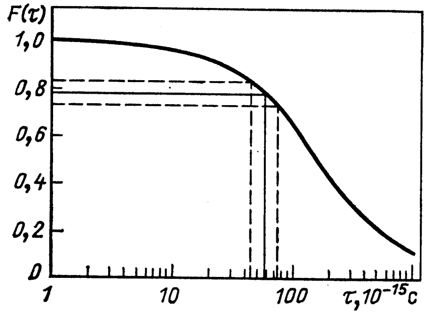

Рис. 2. Типичный ход кривой и способ нахождения τ по измеренному $F^{\exp}$

M и θ, соответствующие скорости атома отдачи, приведенной массе сталкивающихся атомов и времени:

$$v = hc\beta/e^2, \tag{16}$$

где e — заряд электрона; c — скорость света;

$$M = \frac{2\varepsilon}{v^2} - \frac{1{,}63\cdot 10^3 A_1 A_2}{Z_1 Z_2 \left[Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3}\right]^{1/2} (A_1 + A_2)}, \tag{17}$$

$$\theta = t/T; \tag{18}$$

$$T = \frac{h}{e^2}\,\frac{(A_1 + A_2)^2}{4\pi a^2 n A_1 A_2}. \tag{19}$$

В этих обозначениях энергия и скорость иона отдачи выражаются неявной функцией времени в виде [6]

$$\theta = \left(\frac{1}{2} M\right)^{1/2} \int_{\varepsilon}^{\varepsilon_0} \frac{d\varepsilon}{\varepsilon^{1/2}\,(d\varepsilon/d\rho)}, \tag{20}$$

где ε_0 — энергия иона для $\theta = 0$.

Пусть среда замедлителя состоит из различных типов атомов. Индекс 1 по-прежнему относится к движущемуся иону, индекс 2 — к наиболее тяжелому, индекс $2i$ — к i-му типу легких атомов в порядке возрастания i. Тогда выражение (20) заменяется

$$\theta = \left(\frac{1}{2} M\right)^{1/2} \int_{\varepsilon}^{\varepsilon_0} \frac{d\varepsilon}{\varepsilon^{1/2} \left[d\varepsilon/d\rho + \sum_i C_i\,(d\varepsilon/d\rho)_i\right]}, \tag{21}$$

где θ и ε относятся к наиболее тяжелому атому замедлителя, $(d\varepsilon/d\rho)_i$ — полная потеря для энергии $(M_i/M)\varepsilon$ и

$$C_i = \frac{n_i}{n}\,\frac{Z_{2i}}{Z_2}\,\frac{a_i}{a}\,\frac{A_1 + A_2}{A_1 + A_{2i}}.$$

Обозначая $\tau = A_1/A_2$ и вводя функцию

$$G(r)=\begin{cases} 1+\frac{2}{3}r-\frac{7}{15}r^2+8\sum\limits_{n=3}^{\infty}\frac{(-r)^n}{(2n+1)(2n-1)(2n-3)}, & r<1;\\ \frac{2}{3}+\frac{8}{15}\frac{1}{r}-8\sum\limits_{n=3}^{\infty}\frac{(-1/r)^{n-1}}{(2n+1)(2n-1)(2n-3)}, & r>1,\end{cases}$$

окончательно выражение для $\langle\cos\Phi\rangle$ принимает вид

$$\langle\cos\Phi\rangle=\left[\frac{1+d_n/(d_e\varepsilon)}{1+d_n/(d_e\varepsilon_0)}\right]^{-\frac{G}{2r}\frac{d_n'}{d_n}}, \tag{22}$$

где

$$d_e=k+\sum_i C_ik_i\,(M_i/M)^{1/2};$$

$$d_n=0{,}4\,[1+\sum_j C_ik_i\,(M/M_i)^{1/2}];$$

$$d_n'=0{,}4\left[1+\sum_i C_i\frac{A_{2i}}{A_2}\frac{G_i}{G}(M/M_i)^{1/2}\right].$$

Выражение (22) справедливо при аппроксимирующем предположении

$$(d\varepsilon/d\rho)=k\varepsilon^{1/2}+0{,}4\ \varepsilon^{-1/2}$$

и если $1{,}2<\varepsilon<20$.

В этих обозначениях фактор ослабления выражается как

$$F(\tau)=\frac{e^2}{hc}\frac{T}{\tau}\int\limits_0^{\infty}e^{-\theta T/\tau}\nu\,\langle\cos\Phi\rangle\,d\theta, \tag{23}$$

где $\langle\cos\Phi\rangle$ дается уже выражением (22).

На практике чаще всего применяется время жизни τ, удовлетворяющее условию $\tau/a\leqslant 0{,}5$, где a — время замедления скорости иона отдачи в е раз.

В случае $\tau/a<0{,}3\div 0{,}5$ после некоторых упрощающих предположений [6] выражение (23) принимает вид

$$E(\tau)=\frac{1}{1+\tau/a}-\frac{d_n}{d_e\varepsilon_0}\left[1+\frac{A_2}{A_1}G\frac{d_n'}{d_n}\right]\frac{\tau/a}{1-(\tau/a)^{1/2}}. \tag{24}$$

В случае $\tau/a\ll 1$ после аналогичного подхода (23) записывается в виде

$$F(\tau)=1-\frac{\tau}{a}-\frac{d_n}{d_e\varepsilon_0}\left[1+\frac{A_2}{A_1}G\frac{d_n'}{d_n}\right]\frac{\tau}{a}. \tag{25}$$

Выражения (24) и (25) справедливы только для $\tau/a\leqslant 0{,}5$. В случае нарушения этого требования ($\tau>a/2$) $F(\tau)$ принимает нефизические (отрицательные) значения. Нужно, однако, отметить, что в области своей применимости выражения (24) и (25) довольно точно и легко поддаются численному расчету.

Чтобы обойти ограничивающее требование $\tau/a < 0{,}5$, в нашей работе [16] предлагается более общее выражение $F(\tau)$ для неоднородной среды. Сохраняя все обозначения, оно имеет вид

$$F(\tau)=\frac{T}{\tau}\left(\frac{M}{2}\right)^{1/2}\int\limits_{\varepsilon_0}^{0}\left[\frac{d_e\varepsilon+d_n}{d_e\varepsilon_0+d_n}\right]^{\lambda}\times$$
$$\times\left[\frac{d_e\varepsilon_0\varepsilon+d_n\varepsilon}{d_e\varepsilon_0\varepsilon+d_n\varepsilon_0}\right]^{\mu}\left(\frac{\varepsilon}{\varepsilon_0}\right)^{1/2}\frac{d\varepsilon}{d_e\varepsilon+d_n}, \tag{26}$$

где $\lambda = (T/\tau d_e)/(M/2)^{1/2}$ и $\mu = Gd'_n/2rd_n$.

Выражение (26) требует численного расчета на ЭВМ, например, по методу Симпсона. В этом отношении оно не так удобно для практической работы, как выражения (24) и (25), но зато более точно, не включает в себя упрощающие предположения и сохраняет физический смысл $[0 < F(\tau) < 1]$ во всем временном интервале. Оно предпочтительнее и с точки зрения точности результатов.

Поправки к $F^{\text{th}}(\tau)$. В процессе обработки экспериментальных данных иногда приходится вводить поправки к $F^{\text{th}}(\tau)$, вычисленному из выражений (15) или (26). Две из этих поправок наиболее существенны: 1) поправка к электронному и ядерному членам выражения (7) для энергетических потерь иона отдачи; 2) поправка к $F^{\text{th}}(\tau)$ из-за каскадного заселения измеряемого возбужденного уровня.

Поправка к членам торможения. Эта поправка учитывает некоторые несоответствия между LSS-теорией [17] и экспериментами для ее подтверждения. Обширный обзор по этому вопросу сделан в работе [12]. С точки зрения описываемого здесь эксперимента эти исследования относятся к другой области и в деталях рассматриваться не будут. Приводятся только конечные результаты, применяемые в практической работе по определению времени жизни методом ОДС.

Чтобы ввести эти поправки, выражение (7) переписывается в виде

$$\frac{d\varepsilon}{d\rho}=f_e\left[\frac{d\varepsilon}{d\rho}\right]_e+f_n\left[\frac{d\varepsilon}{d\rho}\right]_n, \tag{27}$$

где f_e и f_n — поправочные факторы, учитывающие разницу между действительными потерями и рассчитанными по теории LSS. Нужно отметить, что f_e и f_n вводятся только эмпирически, на основе большого объема экспериментальной информации, не согласующейся с теорией LSS.

При скоростях выше 0,02 c доминирует процесс электронного торможения, и процесс замедления хорошо описывается выражением (7), т. е. $f_e = f_n = 1$. При $\beta < 0{,}005$ роль ядерного торможения возрастает, а f_n отличается от единицы.

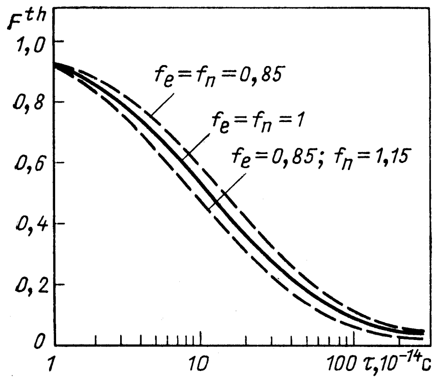

Рис. 3. Кривые F^{th}, поправленные с $f_e \neq 1$ и $f_n \neq 1$

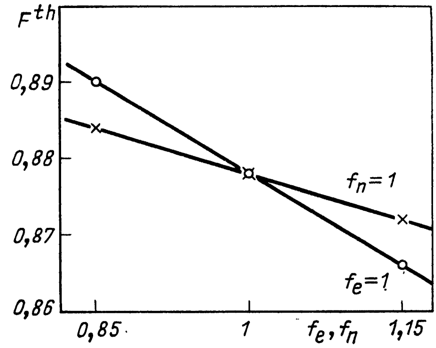

Рис. 4. F^{th} (t) в функции f_e (при фиксированном $f_n = 1$) и в функции f_n (при фиксированном $f_e = 1$)

Используя выражение (27) вместо выражения (7) и следуя процедуре, описанной выше для однородной среды, фактор ослабления получаем в виде выражения [16]:

$$F(\tau) = \frac{1{,}62 \cdot 10^{-18} A Z^{2/3}}{\tau \beta_0 d} \int\limits_{\varepsilon_0}^{0} \frac{0{,}67h + \varepsilon}{kf_e\varepsilon + hf_nB_f}\, e^{-\frac{t(\varepsilon)}{\tau}} \langle \cos \Phi \rangle \frac{d\varepsilon}{\sqrt{\varepsilon}}, \tag{28}$$

где $B_f = 1 + 0{,}67kf_e/f_n$; $h = 0{,}483$;

$$t(\varepsilon) = 3{,}75 \cdot 10^{-15} \frac{A^{3/2}}{Z^{1/2}d} \left[\frac{0{,}67}{f_nB_f} \ln \frac{\varepsilon_0}{\varepsilon} \frac{hf_nB_f/kf_e}{hf_nB_f/kf_e} + \frac{1}{kf_e} \ln \frac{\varepsilon_0 + hf_nB_f/kf_e}{\varepsilon + hf_nB_f/kf_e} \right]$$

$$\langle \cos \Phi \rangle = (\varepsilon/\varepsilon_0)^{1/2} \left[\frac{\varepsilon_0 + hf_nB_f/kf_e}{\varepsilon + hf_nB_f/kf_e} \right]^{1/2}.$$

В практической работе с данным ядром соответствующие f_e и f_n подбираются эмпирически так, чтобы получить оптимальную воспроизводимость хорошо известных времен жизни в данном исследуемом ядре. Обычно $f_e = 1$, так как в реакции $(n, n'\gamma)$ $\beta < 0{,}5$ %, и электронное взаимодействие практически не сказывается на процессе торможения. Для нахождения $f_n \neq 1$ проще всего вычислить F (τ) по формуле (28) с f_n, равным 0,85, 1 и 1,15, и выбрать то значение f_n, которое хорошо воспроизводит известные времена жизни в данном ядре, измеренные либо другими методами (не ОДС), либо методом ОДС с тяжелыми ионами, где $\beta > 2$ % и преобладает электронное торможение $(d\varepsilon/d\rho)_e$.

Кривые F^{th} (τ), поправленные с $f_e \neq 1$ и $f_n \neq 1$, показаны на рис. 3. Из рисунка видно, что между исправленной и неисправленной кривой F (τ) наблюдается систематическое отклонение, различное по значению в разных участках временного диапазона.

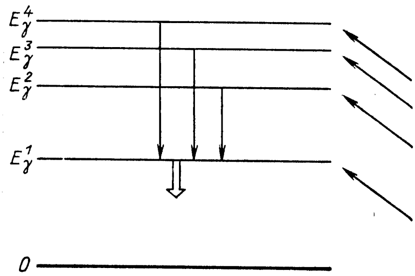

Рис. 5. Механизм каскадного заселения уровня E_γ^1 с вышележащих уровней E_γ^i, $i = 2, 3, 4...$

В табл. 1 даны результаты вычисления $F^{\text{th}}(\tau)$ для уровня 2,212 МэВ ^{27}Al с различными комбинациями численных пар f_e и f_n. Из этой таблицы видно, что если считать $F^{\text{th}}(\tau)$ двухпараметрической функцией f_e и f_n, т. е. $F(\tau, f_e, f_n)$, зависимость $F(\tau; f_e = 1, f_n)$ изменяет $F^{1h}(\tau)$ быстрее, чем зависимость $F(\tau; f_e, f_n = 1)$ (рис. 4). Это означает, что при малых скоростях β_0, как в случае реакции $(n, n'\gamma)$, ядерное торможение доминирует, как и следовало ожидать.

Из таблицы видно также, что поправки $f_e = 1$ и $f_n = 1$ не очень сильно влияют на $F^{\text{th}}(\tau)$ и таким образом слабо сказываются на результатах по времени жизни τ. Это показано в табл. 9 для времени жизни возбужденных уровней ^{45}Sc, из которой следует, что разница между неисправленным значением времени жизни τ_k и исправленным τ_k не превышает погрешности эксперимента. Все-таки использование выражения (28) вместо (15) предпочтительнее с точки зрения повышения точности экспериментальных результатов.

Поправка из-за каскадного заселения измеряемого уровня. Случай, показанный на рис. 5, часто встречается в схемах распада измеряемых ядер. Уровни E_γ^i, $i = 2, 3, 4 \ldots$) заселяются в реакции $(n, n'\gamma)$, а уровень E_γ^1 заселяется как в реакции, так и переходами с вышележащих уровней E_γ^i. Практический эффект выражается в том, что когда уровень E_γ^1 заселяется не в реакции, а переходами с вышележащих E_γ^i, то за время каскадного заселения ядро отдачи почти или полностью теряет свою скорость. Тогда γ-квант с уровня E_γ^1 будет либо слабо сдвинутым, либо у него сдвига не будет, но в обоих случаях он искажает истинную доплеровскую картину, уменьшая реальный доплеровский сдвиг. Тем самым в значение времени жизни вносится систематическая погрешность в сторону увеличения времен.

Чтобы обойти эту систематическую погрешность, необходимо ввести поправки из-за каскадного заселения. Если $F_1(\tau_1)$ — неисправленный фактор ослабления уровня E_γ^1, исправленный фактор дается выражением [18]:

$$\overline{F(\tau_1)} = k_1 F_1(\tau_1) + \sum_{i \geqslant 2} \frac{\tau_i F_i(\tau) - \tau_1 F_1(\tau_1)}{\tau_i - \tau_1} \frac{k_i v_i(0)}{v_1(0)}, \qquad (29)$$

где $v_i(t) = v_1(t) \langle \cos \Phi_i(t) \rangle$, а k_i — вероятность заселения i-го уровня в момент $t = 0$.

Должно выполняться условие

$$k_1 + \sum_{i \geqslant 2} k_i = 1.$$

Таблица 1. F^{th} в функции f_e и f_n

τ, 10^{-15} с	$f_e = 0,85$			$f_e = 1,00$			$f_e = 1,15$		
	f_n			f_n			f_n		
	0,85	1,00	1,15	0,85	1,00	1,15	0,85	1,00	1,15
1	0,997	0,997	0,996	0,997	0,996	0,996	0,996	0,996	0,996
3	0,990	0,988	0,987	0,989	0,988	0,986	0,988	0,987	0,986
7	0,975	0,973	0,970	0,974	0,971	0,968	0,972	0,970	0,967
10	0,965	0,961	0,957	0,963	0,959	0,955	0,961	0,957	0,953
30	0,896	0,884	0,872	0,890	0,878	0,866	0,884	0,872	0,861
70	0,769	0,744	0,721	0,757	0,733	0,711	0,746	0,723	0,700
100	0,687	0,657	0,630	0,673	0,644	0,618	0,660	0,632	0,606
300	0,382	0,352	0,327	0,369	0,341	0,317	0,356	0,330	0,307
700	0,198	0,179	0,164	0,190	0,172	0,158	0,182	0,166	0,152
1000	0,145	0,131	0,119	0,139	0,125	0,114	0,133	0,120	0,110

Обычно допускается, что $v_1(0) \approx v_i(0)$, упрощающее (29) до

$$\overline{F(\tau_1)} = k_1 F_1(\tau_1) + \sum_{i\geqslant 2} k_i \frac{\tau_i F_i(\tau) - \tau_1 F_1(\tau_1)}{\tau_i - \tau_1}. \qquad (30)$$

В большинстве случаев $i = 2$, так что окончательно получаем

$$\overline{F(\tau_1)} = k_1 F_1(\tau_1) + (1 - k_1) \frac{\tau_2 F_2(\tau_2) - \tau_1 F_1(\tau_1)}{\tau_2 - \tau_1}. \qquad (31)$$

Знаменатель выражений (29)—(31) показывает, что эта поправка существенна, если $\tau_i \geqslant \tau_1$. Кроме того, если нет переходов с уровней E_γ^i на уровень E_γ^1, эта поправка не имеет физического смысла, что понятно из механизма рассматриваемого процесса.

В реакции $(n, n'\gamma)$ вероятность заселения уровней быстро убывает с ростом энергии возбуждения [19], поэтому вводить поправки на каскадное заселение обычно не приходится. Это показано на конкретном примере работы [13], где для двух уровней ^{59}Co поправки к вычисленным значениям $F(\tau)$ составляют 3 и 6 %, что на фоне экспериментальной погрешности (14 %) несущественно.

2. НЕУПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ БЫСТРЫХ НЕЙТРОНОВ РЕАКТОРА. РЕАКЦИЯ (n, n′, γ)

Объектом исследования метода ОДС является движущееся возбужденное ядро. Ядро «не помнит» механизма возбуждения и начала движения, в результате чего процессы торможения и излучения протекают одинаково во всех ядерных реакциях. В этом смысле реакция является предысторией исследуемого процесса, и к результатам о временах жизни она прямого отношения не имеет. Ее нужно учитывать настолько, насколько от ее кинематики зависит начальная скорость ядра отдачи. Все это в полной мере относится и к реакции $(n, n'\gamma)$, поэтому механизм реакции будет рассмотрен вкратце, а большее внимание будет уделено кинематике и определению начальной скорости ядра отдачи β_0.

Механизм реакции. Неупругое рассеяние быстрых нейтронов впервые теоретически рассмотрено Хаузером и Фешбахом [20] на основе предположения об отсутствии связи входного и выходного каналов реакции (образование составного ядра — распад его состояний). С этой точки зрения механизм реакции $(n, n'\gamma)$ может быть представлен схематически, как это показано на рис. 6.

При этом сечение возбуждения уровня ядра-мишени с энергией E_i нейтроном с энергией E_n дается выражением [21]:

$$\sigma(E_n, E_i) = \frac{\lambda^2}{8\pi(2I_0+1)} \sum_{l_1 j_1} T_{l_1}^{j_1}(E_n) \times$$

$$\times \sum_{J_1} (2J_1+1) \frac{\sum_{l_2 j_2} T_{l_2}^{j_2}(E_n - E_i)}{\sum_{m l_2' j_2'} T_{l_2'}^{j_2'}(E_n - E_m)}, \qquad (32)$$

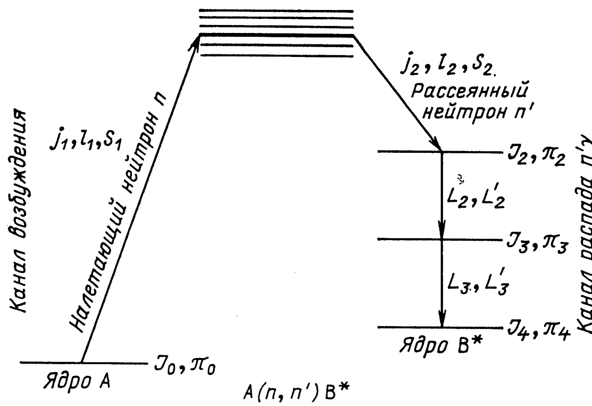

Рис. 6. Механизм реакции (n, $n'\gamma$)

где T — коэффициенты проницаемости, характеризующие индивидуальные особенности ядра в процессе образования составной системы.

Здесь индексы 1 и 2 сопоставляются соответственно входному и выходному каналам, а индекс m обобщает все возможные выходные каналы, конкурирующие с каналом 2. Именно это, однако, затрудняет практическое применение выражения (32). Чтобы произвести суммирование по m, нужно знать квантовые характеристики возможных выходных каналов, а очень часто они как раз и являются объектом исследования. Чтобы обойти эту трудность, приходится вводить упрощающие предположения (см., например, работу [21, с. 104]). Исчерпывающие обзоры по механизму реакции (n, $n'\gamma$) можно найти в работах [13, 19, 21—23]. Дальнейшее развитие теория Хаузера — Фешбаха получила в работах Молдауэра [24—31], но это выходит за рамки настоящего обзора.

Кинематика реакции (n, $n'\gamma$). Определение E^{ef} нейтрона и β_0 ядра отдачи. Число нейтронов реактора с энергией $E_n \geqslant 1$ МэВ (быстрые нейтроны) подчиняется зависимости $N(E_n) \approx \exp(\zeta E_n)$, где $N(E_n)$ — число быстрых нейтронов с энергией E_n. Значение ζ лежит в пределах 0,4—0,8 МэВ$^{-1}$ в зависимости от конструкции реактора [19, 32—34]. В работе [13] показано, что для $\beta = 0{,}65$ МэВ$^{-1}$, N (6 МэВ)/N (2 МэВ) $\approx 0{,}05$, т. е. реакцию (n, $n'\gamma$) практически можно использовать в области энергии возбуждения не выше 6 МэВ.

Из кинематики неупругого рассеяния известно, что если частица с массой m и энергией E_{0m} налетает на покоящийся рассеивающий центр с массой M, то в лабораторной системе координат центр двух масс движется со скоростью

$$\beta_0 = (2m_0E_{0m})^{1/2}/(M + m). \tag{33}$$

Это выражение справедливо и для системы (нейтрон + ядро) в реакции (n, $n'\gamma$), где E_{0m} соответствует E^{ef} нейтрона, возбуждающего уровень E_0.

Реакция $(n, n'\gamma)$ эндотермическая, т. е. пороговая, следовательно, должно выполняться условие

$$E^{ef} = E_0\ \delta E, \tag{34}$$

где $\delta E = E_{n'} + E_{ц.м}$ — необходимая энергия нейтрона над порогом реакции (Q) для возбуждения уровня E_0. Для практики довольно точны приближения $E_{ц.м} \approx E_{отд}$ и $|Q| \approx E_0$ [13], так что выражение (34) переписывается в виде

$$E^{ef} = E_0 + \Delta E^{ef},$$

где $\Delta E^{ef} \approx \delta E$ должна быть определена в отдельности для каждого исследуемого ядра.

В [19] предлагается выражение для расчета δE:

$$\int\limits_{E_0}^{E_0+\delta E} \sigma(E_n)\,N(E_n)\,dE_n = \int\limits_{E_0+\delta E}^{E_{max}} \sigma(E_n)\,N(E_n)\,dE_n, \tag{35}$$

где $\sigma(E_n)$ — сечение возбуждения уровня E_0 нейтроном с энергией E_n.

Это выражение означает, что E^{ef} является той точкой абсциссы, которая разделяет пополам площадь под кривой $\Phi(E_n) = \sigma(E_n)\,N(E_n)$ (рис. 7) в интервале (E_0, E_{max}).

Для большинства ядер полученное таким образом значение δE находится в интервале 0,7—1,3 МэВ. Важное преимущество выражения (35) в том, что оно не зависит от теории LSS и таким образом не связано с методом ОДС. Для практической работы, однако, это выражение сложно, поэтому в наших экспериментах используется другой способ. Он состоит в решении обратной задачи — из известного времени жизни в данном ядре τ_0 находится $F(\tau_0)$ для этой энергии E^{ef}, при которой $F^{th}(\tau_0) = F^{exp}$. Чтобы выполнить эту процедуру, надо выразить F^{th} и F^{exp} в функции E^{ef} соответственно

$$F^{th}(\tau) = \varphi(E^{ef}), \tag{36}$$

$$F^{exp} = \psi(E^{ef}). \tag{37}$$

Для получения явного вида функции $\varphi(E^{ef})$ фактор ослабления берется в виде [6]

$$F^{th}(\tau_0) = 1 - \frac{\tau_0}{a} - \frac{d_n}{d_e \varepsilon_0(\beta_0)}\left[1 + \frac{A_2}{A_1} G \frac{d_n}{d_n'}\right]\frac{\tau_0}{a}, \tag{38}$$

где все обозначения введены ранее.

Но

$$\beta^0 = (2mE^{ef})^{1/2}/(M+m) = C\sqrt{E^{ef}} \tag{39}$$

и

$$\varepsilon^{1/2}(\beta) = 2300\,A^{1/2}\,Z^{-7/6}\,\beta = C'E^{ef}. \tag{40}$$

После подстановки (39) и (40) в (38) получается

$$F^{th}(\tau_0) = \varphi(E^{ef}) = C_1 - C_2/\sqrt{E^{ef}}. \quad (41)$$

С другой стороны, β_0 из выражения (39) подставляется в выражение для экспериментального фактора ослабления

$$F^{exp} = \frac{\delta E}{E_\gamma^0 \beta_0 (\cos\theta_1 - \cos\theta_2)},$$

в результате чего получается явный вид функции $\Psi(E^{ef})$, т. е.

$$F^{exp} = \Psi(E^{ef}) \sim C_3\sqrt{E^{ef}}. \quad (42)$$

В выражениях (41) и (42) C_1, C_2 и C_3 — числовые постоянные, характерные для данного ядра и перехода с измеряемого уровня. Нахождение τ_0, однако, требует выполнения условия $F^{ef}(\tau_0) = F^{exp}$, т. е. корень уравнения

$$\varphi(E^{ef}) = \Psi(E^{ef}) \quad (43)$$

дает искомую эффективную энергию нейтрона возбуждающего уровня E_0.

Описанный метод нахождения E^{ef} показан на рис. 8 (см. также табл. 2), где он применяется к возбужденному уровню 2,212 МэВ ^{27}Al.

Таблица 2. **F^{th} и F^{exp} в функции E^{ef} для уровня 2,212 МэВ ^{27}Al**

E^{ef}, МэВ	F^{th}	F^{exp}
2,7	0,806	0,852±0,025
2,8	0,811	0,836±0,025
2,9	0,815	0,822±0,025
3,0	0,820	0,808±0,025
3,1	0,824	0,795±0,024
3,2	0,827	0,782±0,024
3,3	0,831	0,770±0,024
3,4	0,834	0,760±0,023
3,5	0,837	0,748±0,023

В этом случае $\tau_0 = 45 \cdot 10^{-15}$ с [35] с и экспериментально измеренный нами доплеровский сдвиг $\Delta E = 7{,}24 \pm 0{,}23$ МэВ перехода 2,212—0 МэВ использованы для определения постоянных C_1, C_2 и C_3 в выражениях (41) и (42). Кривые $\varphi(E^{ef}) = F^{th}$ и $\Psi(E^{ef}) = E^{exp}$ для этого случая показаны на рис. 8. Их точка пересечения является корнем уравнения (43), так что $E^{ef} = 2{,}93 \pm 0{,}03$ МэВ.

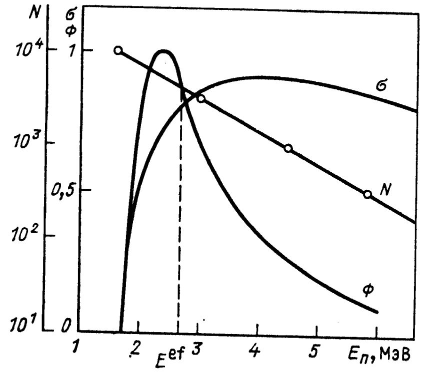

Рис. 7. Графическое нахождение E^{ef} налетающего нейтрона по выражению (35) как точки, разделяющей пополам площадь под кривой Φ

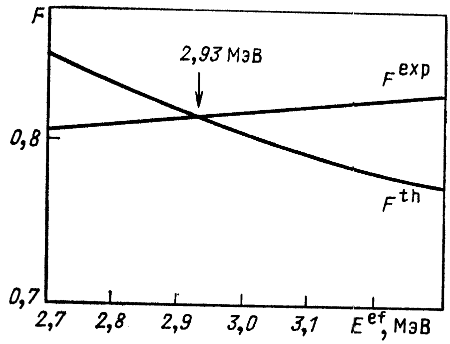

Рис. 8. Графический способ нахождения δE как точки пересечения функций F^{th} (E^{ef}) и F^{exp} (E^{ef}) для уровня 2,212 МэВ ^{27}Al

Из этого значения, учитывая выражение (34), находим $\delta E = 0{,}72 \pm \pm\, 0{,}06$ МэВ.

Полученное таким образом значение δE можно применять для нахождения E^{ef} для всех возбужденных уровней в данном ядре. Это обусловлено тем, что зависимость F^{th} (δE) очень слабая. По этой причине определение E^{ef}, т. е. δE, даже с большой погрешностью, практически не сказывается на F^{th} (τ). Это показано на конкретном примере в табл. 3, где F^{th} (δE) для уровня 3,003 МэВ

Таблица 3. **F^{th} для уровня 3,003 МэВ ^{27}Al в функции δE**

τ, 10^{-15} с	F^{th} (δE), МэВ				
	$\delta E = 0{,}5$	0,6	0,7	0,8	0,9
1	0,997	0,997	0,997	0,997	0,997
3	0,989	0,989	0,989	0,989	0,989
7	0,974	0,974	0,975	0,975	0,975
10	0,962	0,963	0,964	0,964	0,965
30	0,889	0,891	0,893	0,894	0,896
70	0,755	0,758	0,762	0,765	0,768
100	0,669	0,674	0,678	0,682	0,686
300	0,364	0,368	0,372	0,376	0,380
700	0,186	0,189	0,191	0,194	0,196
1000	0,136	0,138	0,140	0,142	0,144
3000	0,049	0,049	0,050	0,051	0,052
7000	0,021	0,022	0,022	0,022	0,022

^{27}Al вычисляется для широкого диапазона значений $\delta E = 0{,}5 \div \div 0{,}9$ МэВ. Из таблицы видно, что для различных δE значения $F^{\mathrm{th}}(\tau)$ различаются в третьем десятичном знаке. Следовательно, в практике выражение

$$F_i^{\mathrm{ef}} = E_{i0} + 0{,}72, \; i = 1, \; 2 \; \ldots \tag{44}$$

можно применять ко всем возбужденным уровням E_{i0} ^{27}Al с вполне удовлетворительной точностью.

Здесь, однако, нужно отметить, что определение E^{ef} этим методом, вследствие использования выражения (38) включает в себя теорию LSS вместе со всеми ее условностями. Кроме того, из выражения (44) видно, что E^{ef} различна для каждого отдельного уровня исследуемого ядра. Этот факт применительно к методу ОДС свидетельствует о принципиальном различии между реакцией $(n, n'\gamma)$ и реакциями с заряженными частицами постоянной энергии. Поэтому, используя метод ОДС в реакции $(n, n'\gamma)$, приходится определять δE для каждого измеряемого ядра в отдельности.

3. ЭКСПЕРИМЕНТ

Первые ядерно-спектроскопические исследования с использованием реакции $(n, n'\gamma)$ на быстрых нейтронах реактора проведены Донахью [36, 37], в которых сцинтилляционной техникой измерялись γ-спектры. Несколько позднее эти исследования продолжены на Ge (Li)-детекторах Николем и Кеннеттом [32—34].

В [33] впервые указано на принципиальную возможность применять неупругое рассеяние быстрых нейтронов реактора для измерения времени жизни возбужденных уровней. Эти исследования, однако, не продолжены и значимость работы [33], скорее всего, в ее пионерском характере.

Настоящее развитие метод ОДС в реакции $(n, n'\gamma)$ на нейтронах реактора получил в работах алма-атинской группы. Ею выполнен ряд ценных работ по проблемам времени жизни возбужденных уровней ядер в области $50 \leqslant A \leqslant 70$ [38—51]. Можно утверждать, что в настоящий момент алма-атинская и софийская группы являются единственными, интенсивно применяющими метод ОДС в реакции $(n, n'\gamma)$ на быстрых нейтронах реактора. Подробный обзор работ алма-атинской группы сделан в [13].

Наша установка (рис. 9) собрана в горизонтальном канале реактора ИТР-2000 Института ядерных исследований и ядерной энергетики Болгарской академии наук в Софии. Она предназначена для измерения времени жизни по методу ОДС с использованием принципа измерения с двумя мишенями одновременно, предложенного в работах [52, 53].

Из активной зоны реактора с помощью коллиматора выводится пучок быстрых нейтронов диаметром 26 мм. Тепловые нейтроны в пучке подавлены фильтрами 0,5 мм Cd и 10 мм B_4C, а реакторное излучение — фильтром из 40 мм Pb.

Коллиматоры C_1 и C_2 от мишеней к детектору заполнены $(CH_2)_n$ и LiF для защиты Ge (Li)-детектора от рассеянных нейтронов, которые в результате $(n, n'\gamma)$-реакции в кристалле германия увеличили γ-фон в спектре фотопоглощения. Коллиматоры расположены под углами $\theta_1 = 45°$ и $\theta_2 = 135°$ к направлению пучка нейтронов. При такой геометрии через коллиматор C_1 детектор регистрирует γ-излучение с мишени T_1, доплеровски смещенное на $+\Delta E/2$ от точного значения энергии перехода. Соответственно через коллиматор C_2 регистрируется переход с энергией $E_{\gamma 0} - \Delta E/2$, или полный

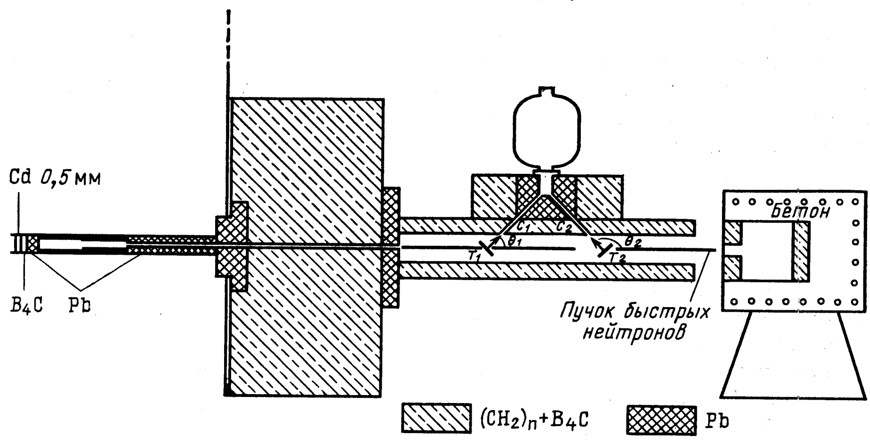

Рис. 9. Экспериментальная установка для измерения времени жизни ядерных уровней в реакции $(n, n'\gamma)$ по методу ОДС с двумя мишенями одновременно

сдвиг, ввиду симметрии углов, равен ΔE. Это и есть величина, используемая в выражении (5) для определения экспериментального фактора ослабления.

Так как первая мишень в известной степени рассеивает пучок, плотность потока в месте второй мишени T_2 меньше по сравнению с плотностью потока в T_1. Это уменьшает специфическую объемную активность мишени T_2, поэтому либо мишень T_1 тоньше, либо в ней делаются щели. Эмпирически найдено, что выравнивание площади обоих смещенных пиков (вперед и назад) получается при отношении толщин обеих мишеней $d_2/d_1 \approx 6/5$. В этой геометрии экспериментально полученные спектры выглядят, как показано на рис. 10.

В наших работах использовались три Ge (Li)-детектора с различным объемом и энергетическим разрешением по γ-линии ^{60}Co 1,33 МэВ: 1) 28 см^3 (2,6 кэВ); 2) 52 см^3 (2,8 кэВ) и 3) 75 см^3 (3,0 кэВ). Размеры мишеней $80 \times 60, \times 5,6$ мм, расстояние между ними $\approx$70 см.

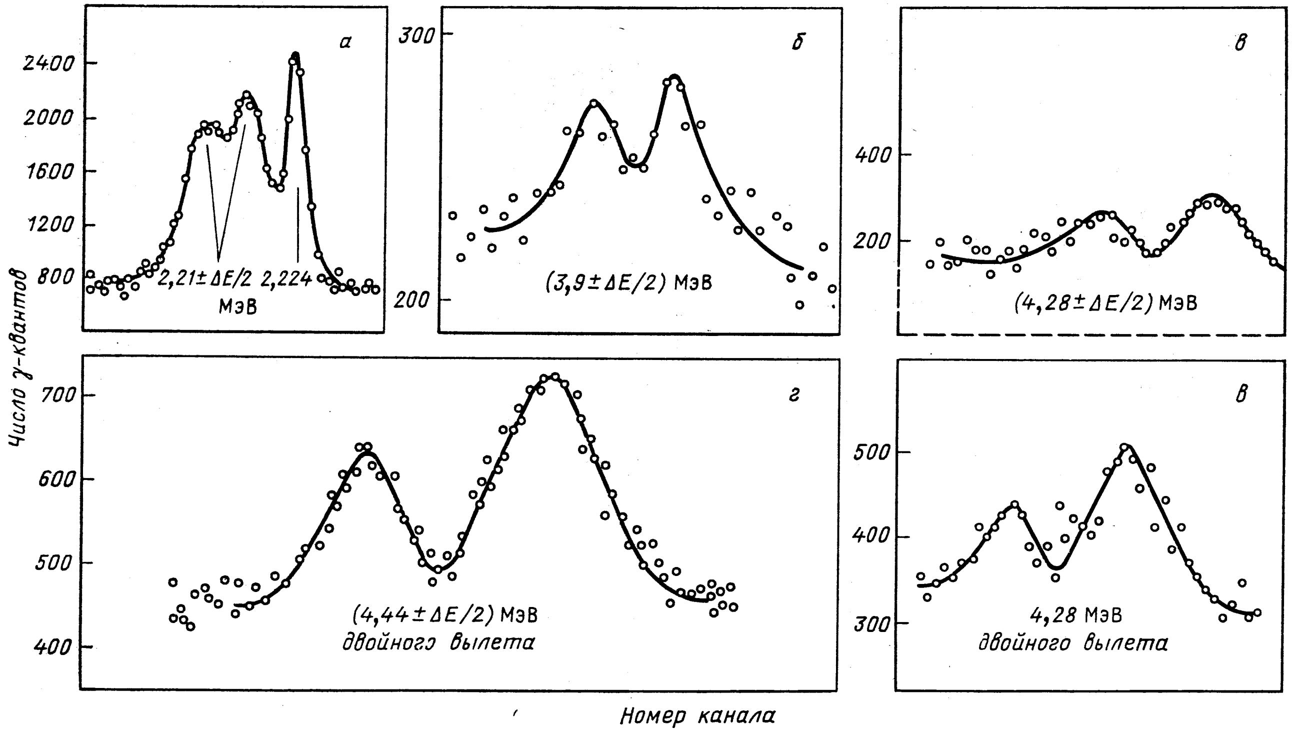

Рис. 10. Экспериментальные спектры, в которых γ-пики соответствуют энергиям, доплеровски сдвинутым от точного значения энергии γ-перехода на $\pm \Delta E/2$

Спектры накапливались в многоканальном амплитудном анализаторе и для получения центров тяжести пиков (E_γ^1, E_γ^2) обрабатывались полностью автоматизированной программой КАТОК [54].

Метод одновременного измерения с двумя мишенями при постоянной геометрии обладает следующими преимуществами по сравнению с методом одной мишени с последовательной перестановкой углов θ_1 и θ_2:

а) во время измерения фоновые условия под двумя смещенными пиками постоянные;

б) аппаратурный дрейф не сказывается на полном доплеровском сдвиге, так как оба пика «дрейфуют» одновременно либо в одну, либо в другую сторону;

в) для заданного времени работы реактора накапливается в 2 раза больше статистики, что уменьшает статистическую погрешность примерно в $\sqrt{2}$ раза. Таким образом, реакторное время и нейтронный пучок используются более эффективно;

г) исчезает необходимость калибровки измеряемых γ-спектров для каждого угла θ_1 и θ_2.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ

Результаты по времени жизни возбужденных ядерных уровней. Последовательность получения результатов по времени жизни возбужденных ядерных уровней такова: из эксперимента получается полный доплеровский сдвиг ΔE; по выражению (5) вычисляется экспериментальный фактор ослабления F^{exp}; с помощью выражений (15) или (26) табулируется кривая $F^{\text{th}}(\tau)$ для соответствующей замедляющей среды — однородной (15) или неоднородной (26); за время жизни уровня принимается значение τ, для которого

$$F^{\text{exp}} = F^{\text{th}}(\tau)$$

(см. рис. 2).

В 1982 г. в наших экспериментах измерено время жизни возбужденных уровней следующих ядер: ^{11}B, ^{23}Na, ^{24}Mg, ^{27}Al, ^{28}Si, ^{31}P, ^{32}S, $^{35,\,37}$Cl, ^{38}K, ^{40}Ca, ^{45}Sc, ^{48}Ti, ^{51}V, ^{52}Cr, ^{55}Mn, ^{56}Fe, ^{59}Co, $^{58,\,60}$Ni.

Полученные результаты представлены в табл. 4—15.

Результаты приведенных вероятностей переходов $B(\sigma L)$. Предполагается, что рассматриваются только те состояния, из которых испускание нуклонов и нуклонных образований невозможно. Распад таких состояний происходит путем электромагнитных переходов, испусканием конверсионных электронов или электронно-позитронных пар.

Таблица 4. **Времена жизни уровней ^{11}B, ^{23}Na и ^{24}Mg**

Ядро	$E^{ур}$, кэВ	E_γ, кэВ	τ, 10^{-15} с	
			Данные настоящей работы	Данные разных работ
^{11}B	2124	2124	6,2±2,1	6,0±2,2 [55]; 5,5±0,9 [56]; 4,7±1,3 [57]
	4442	4442	1,4±1,0	1,2±0,5 [58]; 1,4±0,2 [59]; 0,9±0,1 [57]
^{23}Na	2076	1636	27±9	46±8 [35]; 49±11 [35]
	2640	2640	390±20	100±60 [35]; 200±80 [35]
	2703	2263	260±110	100±60 [35]; 200±100 [35]
^{24}Mg	4124	2754	56±19	55±10 [35]
	4239	4239	105±5	100±10 [35]
	6011	4642	115±20	85±20 [35]

Таблица 5. **Времена жизни уровней ^{27}Al и ^{28}Si**

Ядро	$E^{ур}$, кэВ	E_γ, кэВ	τ, $^{-15}$ с	
			Данные настоящей работы	Данные разных работ
^{27}Al	2210	2210	45±8	44 [14]; 55±9 [60]
	2734	1720	14±9	16 [14]; 16±7 [60]
	2980	2980	15±5	15^{+4}_{-2} [14]; 14±6 [60]
	3003	3003	78±15	84^{+6}_{-9} [14]; 83±7 [60]
	3955	3955	4±4	4^{+6}_{-5} [14]; <2 [60]
	4509	2299	260±10	290±20 [14]; 300±30 [60]
^{28}Si	4618	2838	28±5	54±10 [35]; 39±2 [61]
	4979	3200	65±6	34±12 [35]; 60±20 [61]
	6275	4496	1900±200	810±490 [35]; 1500±400 [61]

Таблица 6. **Времена жизни уровней ^{31}P**

$E^{ур}$, кэВ	E_γ, кэВ	τ, 10^{-15} с		
		Данные настоящей работы	[62]	[65]
3134	3134	9±7	<15	14±6
3295	2029	140±24	117±20	78±35
3414	2148	400±210	320±30	445±180
3505	3505	18±12	<10	12±6
4190	2924	90±15	>15	7±3
4259	4259	<20	<15	—
5530	2116	16±7	<15	<10

Таблица 7. **Времена жизни уровней ^{32}S, ^{35}Cl и ^{37}Cl**

Ядро	$E^{ур}$, кэВ	E_γ, кэВ	τ, 10^{-15} с: Данные настоящей работы	τ, 10^{-15} с: Данные разных работ
^{32}S	4281	4281	40±14	36±8 [64]; 48±13 [65]; 74±6 [66]
	4461	2230	127±30	130±30 [67]; 180±40 [65]; 140±25 [68]
	5006	2776	700±150	600±69 [69]; 800±60 [70]; 75±5 [68]
^{35}Cl	1219	1219	200±80	145±30 [71]; 175±20 [72]; 270±50 [73]
	2646	2646	270±90	200±30 [71]; 255±65 [72]; 350±90 [73]
	2694	2694	62±8	20±4 [71]; 21±3 [72]; 62±16 [73]
	3002	3002	72±12	16±5 [71]; 22±3 [72]; 31±13 [73]
^{37}Cl	1726	1726	206±20	220±25 [71]; 220±70 [73]
	3086	3086	100±34	< 40 [71]; 66±15 [73]
	3103	3103	2100±600	> 3500 [71]; > 7000 [73]

Примечание: Времена жизни уровней изотопов ^{35}, ^{37} Cl получены из $F(\tau)$, вычисленной по формуле (26).

Таблица 8. **Времена жизни уровней ^{39}K и ^{40}Ca**

Ядро	$E^{ур}$, кэВ	E_γ кэВ	τ, 10^{-15} с: Данные настоящей работы	τ, 10^{-15} с: Данные разных работ
^{39}K	2523	2523	92±9	90±30 [74]; 71±19 [75]; 88±18 [76]
	3883	3883	26±10	20±7 [74]; < 30 [75]; 28±20 [76]
	4083	4083	74±42	20±10 [74]; 43±15 [75]; 78±38 [76]
	4095	1572	90±70	115±30 [74]; 80±20 [75]; 110±60 [76]
	4127	1313	85±50 *	85±20 [74]; 45±15 [75]; 100±40 [76]
	4478	1955	350±30	210±90 [75]
	4520	923	110±20	285±70 [74]; 170±45 [75]
^{40}Ca	3904	3904	52±20	54±2 [35]; 58±10 [77]; 54±6 [78]

* С поправкой из-за каскадного заселения.

Примечание: Времена жизни уровней изотопа ^{39}K получены из $F(\tau)$, вычисленной по формуле (26).

Таблица 9. **Времена жизни уровней ^{45}Sc**

$E^{ур}$, кэВ	E_γ, кэВ	τ, 10^{-15} с: Данные настоящей работы		τ, 10^{-15} с: [79]
543	543	> 400	> 550 *	> 800
720	720	170±130	220±150	220±60

* В этом столбце приведены значения τ_h.

Продолжение табл. 9

$E^{\text{ур}}$, кэВ	E_γ, кэВ	τ, 10^{-15} с		
		Данные настоящей работы		[79]
939	926	< 800	< 1400	—
974	974	600±600	> 600	> 1900
1237	1237	1400±900	180±110	3400±2700
1409	1409	320±120	400±200	360±70
1433	1433	$50 < \tau < 650$	$8 < \tau_k < 90$	2800±1800
1662	1662	150±100	190±120	115±15
1801	1788	48±6	65±10	12±10
2094	2094	23±6	30±12	90±20
2223	1503	80±20	100±20	600±250
2304	2292	800±600	1200±1200	270±50
2343	2343	50±10	67±15	21±14
2780	2403	76±14	100±20	—

Таблица 10. **Время жизни уровней ^{48}Ti**

$E^{\text{ур}}$, кэВ	E_γ, кэВ	τ, 10^{-15} с			
		Данные настоящей работы	[80]	[81]	[82]
2421	1438	40±17	60±20	43±9	35±7
2998	2014	92±16	—	138±28	160±32
3371	2387	13±2	< 40	< 12	18±7
3616	2633	12±4	55±18	< 12	—
3700	2716	21±6	35±3	—	—
3741	2757	26±10	—	—	16±3
3852	2868	140±95	70±20	39±8	—

Таблица 11. **Времена жизни уровней ^{51}V и ^{52}Cr**

Ядро	$E^{\text{ур}}$, кэВ	E_γ, кэВ	τ, 10^{-15} с	
			Данные настоящей работы	Данные разных работ
^{51}V	1813	1813	> 400	900 [39]; 810±110 [83]; 920±280 [84]
	2411	2090	< 190	20±3 [39]; 27±8 [83]; 28±9 [84]
	3083	2762	9±7	15^{+5}_{-3} [39]; > 2 [83]; < 3 [84]
	3264	2335	57±17	77^{+18}_{-10} [39]; 22±4 [83]; 21±4 [84]
	3386	1777	42±30	95±20 [84]
	3395	1785	< 150	22±9 [83]; 22^{+13}_{-10} [84]
	3614	2005	86±28	270^{+50}_{+30} [39]; 90^{+150}_{-40} [83]; 80^{+150}_{-40} [84]
	3632	3311	20±6	16^{+7}_{-4} [39]; 17^{+21}_{-4} [83]; 18^{+20}_{-5} [84]

Продолжение табл. 11

Ядро	$E^{\text{ур}}$, кэВ	E_{γ}, кэВ	τ, 10^{-15} с	
			Данные настоящей работы	Данные разных работ
^{52}Cr	2965	1531	45±6	680±320 [85]
	3711	2337	16±2	—
	3948	1578	47±8	150±60 [85]
	4040	1670	37±7	390±17 [85]
	4563	3129	58±8	—

Таблица 12. **Времена жизни уровней ^{55}Mn**

$E^{\text{ур}}$, кэВ	E_{γ}, кэВ	τ, 10^{-15} с			
		Данные настоящей работы	[40]	[86]	[87]
1529	1529	110±100	130±30	70±15	89±14
1884	1884	16±5	12±3	16±12	28±5
2198	1215	32±5	16±4	25^{+13}_{-16}	34±5
2252	2252	36±14	36±3	22±8	26±4
2269	2269	90±26	290±40	210^{+80}_{-30}	180±30
2366	2366	32±8	34±4	48±16	31±5
2563	2563	14±8	10±3	17±8	12±3
2727	2727	> 700	1000±200	1800±200	> 1000
2978	2978	130±80	48^{+180}_{-130}	—	180±30
2993	2867	26±26	28±6	—	15±3

Таблица 13. **Времена жизни уровней ^{56}Fe**

$E^{\text{ур}}$, кэВ	E_{γ}, кэВ	τ, 10^{-15} с		
		Данные настоящей работы	[45]	[88]
2658	1810	31±2	37±10	41±10
2960	2113	40±4	78±8	38±12
3120	2273	28±2	60±5	34±15
3123	1037	68±18	95^{+30}_{-27}	65±40
3370	2523	24±5	25^{+10}_{-7}	26±10
3445	1360	38±11	45±10	< 40
3449	3449	7±3	—	< 18
3602	3602	210±50	—	—
3607	2760	75±30	—	—
3755	1671	180±75	190^{+100}_{-50}	—
3831	2984	53±9	60±10	62±20
3856	1771	39±8	34±6	33±19

Продолжение табл. 13

$E^{ур}$, кэВ	E_γ, кэВ	τ, 10^{-15} с		
		Данные настоящей работы	[45]	[88]
4049	3202	10±4	50^{+10}_{-7}	—
4101	3254	62±11	—	—
4120	2035	200±50	330^{+120}_{-80}	—
4395	3548	50±24	—	—
4509	3663	120±40	250^{+100}_{-60}	—

Таблица 14. **Времена жизни уровней ^{59}Co**

$E^{ур}$, кэВ	E_γ, кэВ	τ, 10^{-15} с		
		Данные настоящей работы	[43]	[89]
1459	1459	450±270	1000^{+1000}_{-400}	2200^{+16000}_{-1100}
1481	1481	>80	260^{+150}_{-80}	200^{+50}_{-40}
1745	1745	>140	600±300	750±800
2062	2062	27±4	280^{+130}_{-70}	150^{+80}_{-50}
2088	2088	42±5	25^{+12}_{-8}	$400^{+\infty}_{-340}$
2183	2183	56±9	95±17	50^{+110}_{-40}
2204	2204	>1000	—	$1200^{+\infty}_{-1000}$
2396	2396	59±12	190±60	$100^{+\infty}_{-80}$
2481	2481	33±18	44±4	37^{+19}_{-12}
2544	2544	66±34	22±7	$240^{+\infty}_{-180}$
2587	2587	43±7	—	120^{+200}_{-60}
2786	2786	52±8	—	3^{+80}_{-3}
2826	2826	40±7	120	80^{+30}_{-60}
2913	2913	62±12	—	

Таблица 15. **Времена жизни уровней в изотопах Ni**

Ядро	ур, кэВ	E_γ, кэВ	τ, 10^{-15} с	
			Данные настоящей работы	Данные разных работ
^{58}Ni	1454	1454	42±12	920^{+140}_{-100} [90]
	2459	1005	19±5	1400 [90]

Продолжение табл. 15

Ядро	$E^{\text{ур}}$, кэВ	E_γ, кэВ	τ, 10^{-15} с	
			Данные настоящей работы	Данные разных работ
^{58}Ni	2776	1321	38 ± 4	550^{+180}_{-130} [90]
	2903	1449	38 ± 21	90 ± 35 [90]
	3263	1809	63 ± 31	36 ± 5 [90]
	3420	961	28 ± 10	380^{+320}_{-140} [90]
	3621	1162	<20	160^{+120}_{-70} [90]
	3776	1316	58 ± 14	400^{+2000}_{-100} [90]
	4475	1698	34 ± 12	27 ± 11 [90]
^{60}Ni	2159	826	92 ± 17	>800 [91]
	2285	952	12 ± 12	>2100 [91]
	2505	1173	>60	750^{+2700}_{-350} [91]
	2626	1293	35 ± 5	>700 [91]
^{64}Ni	1345	1345	25 ± 12	—

Вероятность λ (σL) для каждого парциального γ-перехода выражается как

$$\lambda(\sigma L)=\frac{1}{hL}\,\frac{8\pi(L+1)}{[(2L+1)\,!!]^2}\left[\frac{E_\gamma}{hc}\right]^{2L+1}B(\sigma L), \tag{45}$$

где L — мультипольность перехода с энергией E_γ; B (σL) — приведенная вероятность перехода, содержащая особенности конкретной модели, в которой данное ядро рассматривается. Выражение (45) содержит зависимость вероятности B (σL) от времени жизни τ уровня, с которого идет переход E_γ. Так как λ (σL) = $1/\tau$, то в конечном счете

$$\frac{h}{\tau}=\frac{8\pi(L+1)}{L\,[(2L+1)!!]^2}\left[\frac{E_\gamma}{hc}\right]^{2L+1}B(\sigma L). \tag{46}$$

Из выражения (46), зная τ, L и E_γ, вычисляют полную приведенную вероятность данного перехода. Надо, однако, учитывать, что с данного уровня может не только идти переход E_γ, но и что этот переход E_γ может быть смесью двух мультиполей. Обозначив k относительный выход перехода E_γ с данного уровня и δ — смесь мультиполей для вероятности переходов, получим общие выражения в случаях $L=1$, $L=2$:

$$\begin{aligned} B(\sigma1)&=6{,}288\cdot10^{-16}E_\gamma^{-3}/\tau_{\sigma1}\,[e^2\cdot\text{фм}^2];\\ B(\sigma2)&=8{,}161\cdot10^{-10}E_\gamma^{-5}/\tau_{\sigma2}\,[e^2\cdot\text{фм}^4], \end{aligned} \tag{47}$$

Таблица 16. **Вероятности переходов, вычисленные с измеренными в настоящей работе временами жизни возбужденных уровней**

Ядро	$E^{\text{ур}}$, кэВ	E_γ, кэВ	Смесь мультиполей δ	Литература	k	$I_i^\pi - I_f^\pi$	σL	$B(\sigma L)$ W.u.
^{23}Na	2076	1636	$-0{,}19\pm0{,}02$	[35]	91	$7/2^+—5/2^+$	$M1$	$0{,}24\pm0{,}08$
	2703	2263	$0{,}00\pm0{,}03$	[35]	64	$9/2^+—5/2^+$	$E2$	$8{,}7\pm3{,}7$
^{24}Mg	4124	2754	—	[35]	100	$4^+—2^+$	$E2$	$22{,}4\pm7{,}6$
	4239	4239	—	[35]	72	$2^+—0^+$	$E2$	$1{,}0\pm0{,}05$
	6011	4642	—	[35]	100	$4^+—2^+$	$E2$	$0{,}8\pm0{,}1$
^{27}Al	2210	2210	$-0{,}47\pm0{,}12$	[35]	100	$7/2^+—5/2^+$	$M1$	$0{,}05\pm0{,}01$
							$E2$	$12{,}9\pm1{,}4$
	2734	1720	$-0{,}11\pm0{,}02$	[35]	76	$5/2^+—3/2^+$	$M1$	$0{,}33\pm0{,}19$
							$E2$	$7{,}2\pm4{,}1$
	2980	2980	—	[35]	100	$3/2^+—5/2^+$	$M1$	$0{,}08\pm0{,}03$
	3003	3003	—	[35]	91	$9/2^+—5/2^+$	$E2$	$7{,}9\pm1{,}5$
		793	—	[35]	9	$9/2^+—7/2^+$	$M1$	$0{,}07\pm0{,}01$
	4509	2299	—	[35]	76	$11/2^+—7/2^+$	$E2$	$7{,}7\pm0{,}3$
^{31}P	3134	3134	—	[35]	100	$1/2^+—1/2^+$	$M1$	$0{,}11\pm0{,}09$
	3295	2029	$-0{,}41\pm0{,}02$	[35]	81	$5/2^+—3/2^+$	$M1$	$0{,}02\pm0{,}003$
							$E2$	$3{,}3\pm0{,}6$
	3414	2148	—	[35]	100	$7/2^+—3/2^+$	$E2$	$7{,}6\pm3{,}9$
	3505	3505	$-0{,}42\pm0{,}02$	[35]	62	$3/2^+—1/2^+$	$M1$	$0{,}02\pm0{,}01$
							$E2$	$1{,}3\pm0{,}9$
	4190	2924	$0{,}17\pm0{,}07$	[35]	76	$5/2^+—3/2^+$	$M1$	$0{,}01\pm0{,}002$
							$E2$	$0{,}2\pm0{,}02$
	5530	2116	$-1{,}00\pm0{,}5$	[35]	50	$7/2^+—7/2^+$	$M1$	$0{,}05\pm0{,}02$
							$E2$	$51{,}7\pm22{,}6$
^{32}S	2230	2230	—	[35]	100	$2^+—0^+$	$E2$	$9{,}5\pm2{,}3$
	4281	4281	—	[35]	100	$2^+—0^+$	$E2$	$2{,}0\pm0{,}7$
	4461	2230	—	[35]	100	$4^+—2^+$	$E2$	$19{,}2\pm4{,}6$
	5006	2776	—	[35]	96	$3^-—2^+$	$E1$	$<0{,}0001$
		5006	—	[35]	4	$3^-—0^+$	$E3$	$20{,}3\pm4{,}3$
^{35}Cl	1219	1219	$0{,}13\pm0{,}06$	[35]	100	$1/2^+—3/2^+$	$M1$	$0{,}085\pm0{,}034$
							$E2$	$3{,}6\pm1{,}4$
	2646	2646	—	[35]	91	$7/2^+—3/2^+$	$E2$	$3{,}1\pm1{,}1$
		882	$0{,}25\pm0{,}05$	[35]	9	$7/2^+—5/2^+$	$M1$	$0{,}014\pm0{,}001$
							$E2$	$4{,}3\pm1{,}4$
	2694	2694	$0{,}17\pm0{,}08$	[92]	79	$3/2^+—3/2^+$	$M1$	$0{,}02\pm0{,}003$
							$E2$	$0{,}3\pm0{,}1$
		930	$0{,}09\pm0{,}03$	[92]	14	$3/2^+—5/2^+$	$M1$	$0{,}087\pm0{,}011$
							$E2$	$3{,}1\pm0{,}4$
	3002	3002	$0{,}09\pm0{,}03$	[92]	100	$3/2^+—3/2^+$	$M1$	$0{,}016\pm0{,}003$
							$E2$	$0{,}4\pm0{,}1$
^{37}Cl	3086	3086	$1{,}6\pm0{,}4$	[93]	100	$5/2^+—3/2^+$	$M1$	$0{,}003\pm0{,}001$
							$E2$	$2{,}8\pm0{,}9$
	3103	3103	$0{,}18\pm0{,}01$	[93]	100	$7/2^+—3/2^+$	$M2$	$0{,}21\pm0{,}06$
							$E3$	$3{,}7\pm1{,}1$
^{39}K	2523	2523	$0{,}69\pm0{,}13$	[35]	100	$1/2^+—3/2^+$	$M1$	$0{,}015\pm0{,}002$
							$E2$	$3{,}8\pm0{,}6$
	3883	3883	$0{,}06\pm0{,}07$	[74]	100	$5/2^-—3/2^+$	$E1$	$<0{,}001$
							$M2$	$0{,}72\pm0{,}09$
	4083	4083	$0{,}05\pm0{,}07$	[74]	64	$3/2^-—3/2^+$	$E1$	$<0{,}001$
							$M2$	$0{,}11\pm0{,}02$
		1560	$0{,}02\pm0{,}06$	[74]	24	$3/2^-—1/2^+$	$E1$	$\approx 0{,}0011$

Продолжение табл. 16

Ядро	$E^{\text{ур}}$, кэВ	E_γ, кэВ	Смесь мультиполей δ	Литература	k	$I_i^\pi - I_f^\pi$	σL	$B(\sigma L)$ W.u.
^{39}K		1064	−0,16±0,13	[74]	12	3/2−—3/2−	M1	0,062±0,015
							E2	4,6±1,1
	4095	1572	—	[74]	89	1/2+—1/2+	M1	0,079±0,009
		1076	—	[74]	11	1/2+—3/2−	E1	< 0,01
	4127	1313	0,11±0,01	[74]	100	7/2−—7/2−	M1	0,22±0,04
							E2	5,0±0,9
	4520	923	−0,01±0,03	[74]	89	9/2−—9/2−	M1	0,28±0,06
							E2	0,12±0,02
		576	−0,05±0,05	[74]	9	9/2−—11/2−	M1	0,116±0,026
							E2	3,3±0,6
		393	−0,04±0,04	[74]	2	9/2−—7/2−	M1	0,081±0,018
							E2	3,2±0,6
^{40}Ca	3904	3904	—	[74]	100	2+—0+	E2	2,01±0,8
^{45}Sc	720	720	−0,09±0,06	[94]	96	5/2−—7/2−	M1	0,5±0,4
							E2	19,2±14,9
	974	974	0,09±0,12	[94]	59	7/2+—7/2−	E1	0,001±0,001
		431	0,24±0,14	[94]	11	7/2+—5/2+	M1	0,07±0,07
	1237	1237			100	11/2−—7/2−	E2	21,2±13,6
	1409	1409	2,62±0,62	[94]	91	7/2−—7/2−	M1	0,004±0,003
							E2	40,0±32,0
	1662	1662	0,47±0,05	[94]	69	9/2−—7/2−	M1	0,03±0,02
							E2	5,6±4,0
		942	—	[94]	9	9/2−—5/2−	E2	69,0±46,0
		425	0,03±0,13	[94]	13	9/2−—11/2−	M1	0,4±0,2
							E2	4,8±3,2
		253	—	[94]	9	9/2−—7/2−	M1	1,2±0,8
^{48}Ti	2421	2421	—	[94]	5	2+—0+	E2	1,2±0,5
		1438	−0,14±0,08	[95]	95	2+—2+	M1	0,25±0,14
							E2	5,8±2,6
	2998	2014	—	[95]	100	0+—2+	E2	25,8±4,5
	3371	3371	—	[95]	16	2+—0+	E2	2,25±0,39
		2387	0,2±0,1	[95]	84	2+—2+	M1	0,70±0,15
							E2	2,55±0,53
	3616	2633	—	[95]	92	2+—2+	M1	0,13±0,05
	3700	3700	—	[95]	37	1+—0+	M1	0,011±0,002
		2716	—	[95]	63	1+—2+	M1	0,046±0,012
	3741	3741	—	[95]	28	1+—0+	M1	0,006±0,002
		2757	—	[95]	72	1+—2+	M1	0,042±0,015
	3852	2868	—	[95]	75	3−—2+	E1	< 0,001
^{55}Mn	1529	1529	−0,2±0,06	[87]	97	3/2−—5/2−	M1	0,075±0,070
							E2	2,67±2,49
	1884	1884	−0,16±0,01	[87]	57	7/2−—5/2−	M1	0,203±0,064
							E2	3,03±0,96
		1758	−0,05±0,1	[87]	43	7/2−—7/2−	M1	0,16±0,05
							E2	0,26±0,08
	2198	1215	0,18±0,13	[96]	33	7/2−—5/2−	M1	0,18±0,04
							E2	8,0±1,6
		2072	0,27±0,10	[96]	61	7/2−—7/2−	M1	0,06±0,01
							E2	2,2±0,5
	2252	2252	—	[96]	100	3/2−—5/2−	M1	0,077±0,030
	2269	2269	0,15±0,01	[96]	72	1/2−—5/2−	E2	0,19±0,06
		739	0,16±0,19	[96]	28	1/2−—3/2−	M1	0,24±0,08
							E2	23,1±8,05

Продолжение табл. 16

Ядро	$E^{\text{ур}}$, кэВ	E_γ, кэВ	Смесь мульти-полей δ	Литера-тура	k	$I_i^\pi - I_f^\pi$	σL	$B(\sigma L)$ W.u.
^{55}Mn	2366	2366	—	[96]	26	$5/2^-$—$5/2^-$	$M1$	0,02±0,005
		2240	0,2±0,1	[96]	74	$5/2^-$—$7/2^-$	$M1$	0,06±0,03
							$E2$	1,0±0,3
	2563	2563	0,09±0,01	[96]	100	$3/2^-$—$5/2^-$	$M1$	0,134±0,077
							$E2$	0,341±0,196
	2978	2978	−0,29±0,04	[87]	73	$1/2^-$—$5/2^-$	$E2$	0,122±0,078
^{56}Fe	2658	1810	−0,185±0,15	[97]	98	2^+—2^+	$M1$	0,16±0,02
							$E2$	3,5±0,4
		2658	—	[97]	2	2^+—0^+	$E2$	0,36±0,02
	2960	2113	0,25±0,01	[97]	98	2^+—2^+	$M1$	0,08±0,01
							$E2$	2,2±0,2
		2960	—	[97]	2	2^+—0^+	$E2$	0,15±0,015
	3123	1037	−0,003±0,010	[97]	99	4^+—4^+	$M1$	0,42±0,11
							$E2$	0,007±0,002
	3370	2523	0,15±0,06	[97]	85	2^+—2^+	$M1$	0,07±0,02
							$E2$	0,5±0,1
		3370	—	[97]	15	2^+—0^+	$E2$	0,9±0,2
	3445	788	0,85±0,35	[97]	1,4	3^+—2^+	$M1$	0,014±0,009
							$E2$	32,6±20,7
		1360	−0,11±0,01	[97]	20	3^+—4^+	$M1$	0,066±0,019
							$E2$	0,87±0,25
		2599	−0,28±0,02	[97]	78	3^+—2^+	$M1$	0,034±0,010
							$E2$	0,81±0,02
	3856	1771	−0,02±0,05	[97]	92	3^+—4^+	$M1$	0,14±0,03
							$E2$	0,04±0,01
		3010	0,06±0,05	[97]	6	3^+—2^+	$M1$	0,002±0,0004
							$E2$	0,002±0,0003
	4049	1964	0,22±0,03	[97]	19	3^+—4^+	$M1$	0,08±0,03
							$E2$	1,9±0,8
		3202	0,5±0,1	[97]	80	3^+—2^+	$M1$	0,06±0,03
							$E2$	3,0±1,5
	4101	2015	0,64±0,24	[97]	25	4^+—4^+	$M1$	0,011±0,004
							$E2$	2,3±0,9
		3254	—	[97]	60	4^+—2^+	$E2$	1,7±0,3
	4120	2035	−0,07±0,05	[97]	79	3^+—4^+	$M1$	0,015±0,004
							$E2$	0,04±0,01
		3273	0,42±0,04	[97]	18	3^+—2^+	$M1$	0,0007±0,0002
							$E2$	0,022±0,006
	4395	3548	0,30±0,02	[97]	90	3^+—2^+	$M1$	0,012±0,006
							$E2$	0,17±0,08

где σ равно E или M, а $\tau_{\sigma 1}$ и $\tau_{\sigma 2}$ — парциальные времена жизни, вычисляемые из выражений

$$\tau_{\sigma 1} = \frac{100}{k}(1+\delta^2)\,\tau; \qquad \tau_{\sigma 2} = \frac{100}{k}\,\frac{1+\delta^2}{\delta^2}\,\tau. \tag{48}$$

Единицы Вайскопфа вычислялись по формулам:

$$\left.\begin{aligned} B_W(M1) &= 0{,}0198e^2\cdot\text{фм}^2;\\ B_W(M2) &= 0{,}01825A^{2/3}e^2\cdot\text{фм}^4;\\ B_W(E1) &= 0{,}064A^{2/3}e^2\cdot\text{фм}^2;\\ B_W(E2) &= 0{,}0594A^{4/3}e^2\cdot\text{фм}^4.\end{aligned}\right\}\qquad(49)$$

Величины усиления или ослабления экспериментально полученных вероятностей (47) по отношению к одночастичным оценкам (49) вычислялись из простых соотношений:

$$\left.\begin{aligned} |M|^2_E &= B(E/L)/B_W(EL)\ \text{W.u.}\\ |M|^2_M &= B(ML)/B_W(ML)\ \text{W.u.}\end{aligned}\right\}\qquad(50)$$

Данные $B(\sigma L)$ [W.u.] приведены в табл. 16.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Нахождение экспериментальных значений времен жизни и вычисленных на их основе вероятностей переходов является только первым шагом к описанию структуры исследуемого ядра. Следующий этап состоит в сравнении этих данных с модельными вычислениями и выборе модели, лучше всего описывающей имеющиеся экспериментальные данные для данного ядра. Ввиду большого количества ядерных моделей и их вариантов процедура сравнения эксперимента с моделями не входит в пределы настоящего обзора.

Времена жизни ядерных уровней и вероятности переходов, приведенные в табл. 4—15, весьма убедительно показывают, что во временном интервале 10^{-14}—10^{-12} с метод ОДС в реакции $(n, n'\gamma)$ не уступает по точности вариантам метода в реакциях с заряженными частицами. Благодаря этому он является источником надежной информации о времени жизни и вероятностях переходов.

По отношению массового числа метод ОДС в реакции $(n, n'\gamma)$ применим в области $10 \leqslant A \leqslant 70$. В области $A > 70$ начальный импульс ядра отдачи мал, что приводит к изменению сдвига в энергии перехода с большой погрешностью, а по этой причине погрешность в F^{exp} тоже велика.

Метод работает хорошо в области энергии возбуждения уровней $2 \leqslant E^* \leqslant 6$ МэВ. Ниже $E^* \approx 2$ МэВ, ввиду выражений (33) и (34), E^{ef} недостаточна для получения достаточной начальной скорости ядра отдачи, что снова приводит к незначительному сдвигу ΔE. При энергии возбуждения выше $E^* \approx 6$ МэВ метод ограничен той технической причиной, что в реакторном спектре число быстрых нейтронов экспоненциально убывает с ростом энергии. По этой причине γ-выход с измеряемого возбужденного уровня недостаточен для измерений с удовлетворительной точностью. Надо отметить, что ограничения метода ОДС в реакции (n, $n'\gamma$) как по массовому числу, так и по энергии возбуждений условны и зависят от современных достижений ядерной электроники и детекторной техники. Дальнейшее их усовершенствование в направлении улучшения разрещающей способности спектрометрического тракта будет расширять возможности метода как по отношению массового числа, так и по энергиям возбуждения.

Важный вопрос, касающийся в целом метода ОДС в реакции (n, $n'\gamma$), — это достоверное описание процесса торможения ядра отдачи теорией LSS. По этому вопросу рекомендуется статья Ю. Г. Косяка в сборнике [13].

Накопленный нами опыт на протяжении шести лет дает основание утверждать, что метод ОДС в реакции (n, $n'\gamma$) является надежным средством для определения времени жизни возбужденных ядерных уровней. Для точного описания ядерной структуры вопрос сводится уже к возможности находить однозначно соответствующую модель. С дальнейшим развитием теоретических и вычислительных методов этот процесс будет совершенствоваться и в будущем.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Elliott L. G., Bell P. E.**//Phys. Rev. 1948. Vol. 74. P. 1869—1870.
2. **Elliott L. G., Bell P. E.**//Phys. Rev. 1949. Vol. 76. P. 168—169.
3. **Devons S., Goldring G., Lindsey G. R.**//Proc. Phys. Soc. 1954. Vol. A67. P. 134—148.
4. **Devons S., Manning G., Bunbury D. St. P.**//Proc. Phys. Soc. 1955. Vol. A68. P. 18—32.
5. **Devons S., Manning G., Towle J. H.**//Proc. Phys. Soc. 1956. Vol. A69. P. 173—178.
6. **Blaugrund A. E.**//Nucl. Phys. 1966. Vol. 88. P. 501—513.
7. **Winterborn K. B.**//Canad. J. Phys. 1972. Vol. 50. P. 3147—3151.
8. **Winterborn K. B.**//Nucl. Phys. 1975. Vol. A246. P. 293—317.
9. **Hauson W. G., Puhach P. A.**//Nucl. Instrum. and Methods. 1972. Vol. 100. P. 205—211.
10. **Currie W. M.**//Nucl. Instrum. and Methods. 1969. Vol. 73. P. 173—185.
11. **Бегжанов П. Б., Акимов Ф. С.**//Временная спектроскопия атомных ядер. Ташкент: ФАН, 1972. С. 14—43.
12. **Nolan P. J., Sharpey-Schafer J. F.**//Rep. Prog. Phys. 1979. Vol. 42. P. 3—6.
13. **Косяк Ю. Г.**//Изучение возбужденных состояний ядер. Алма-Ата: Наука, 1986. С. 4—69.
14. **Каипов Д. К., Косяк Ю. Г., Лысиков Ю. А., Серебренников А. И.**// Изв. АН КазССР. 1977. № 4. С. 1.
15. **Elenkov D. V., Lefterov D. P., Toumbev G. H.**//Bulg. J. Phys. 1982. Vol. 6. P. 575—601.
16. **Elenkov D. V., Lefterov D. P., Toumbev G. H.**//Nucl. Instrum. and Methods. 1984. Vol. 228. P. 62—68.
17. **Lindhard J., Scharff M., Schiott H. E.**//Kgl. danske vid. selscab. Mat.-fys. medd. 1963. Vol. 33. N 14. P. 3—11.
18. **Bell R. A. L. e.a.**//Nucl. Phys. 1969. Vol. A133. P. 337—357.
19. **Демидов А. М., Говор Л. И., Черепанцев Ю. К. и др.**//Атлас спектров гамма-излучения от неупругого рассеяния быстрых нейтронов реактора. М.: Атомиздат, 1978. С. 127—315.

20. **Hauser W., Feshbach H.**//Phys. Rev. 1982. Vol. 87. P. 366—403.
21. **Физика** быстрых нейтронов/Под ред. В. И. Стрижака. М.: Атомиздат, 1977.
22. **Конобеевский Е. С., Мусаелян Р. М., Попов В. И., Суркова И. В.**// ЭЧАЯ. 1982. Т. 13. Вып. 2. С. 300—343.
23. **Бычков В. М., Игнатюк А. В., Лунев В. П.**//ЭЧАЯ, 1983. Т. 14. Вып. 2. С. 373—419.
24. **Moldauer P. A.**//Phys. Rev. 1961. Vol. 123. P. 968—978.
25. **Moldauer P. A.**//Nucl. Phys. 1963. Vol. 47. P.65—93.
26. **Moldauer P. A.**//Phys. Rev. 1964. Vol. B135. P. 642—659.
27. **Moldauer P. A.**//Phys. Rev. 1964. Vol. B136. P. 947—954.
28. **Moldauer P. A.**//Phys. Rev. Lett. 1967. Vol. 19. P. 1047—1048.
29. **Moldauer P. A.**//Rev. Mod. Phys. 1964. Vol. 36. P. 1079—1085.
30. **Молдауер П. А.**//Методы оценки ядерных данных. Вып. 1. М.: Атомиздат, 1977. С. 9—22.
31. **Moldauer P. A.**//Phys. Rev. 1975. Vol. C12. P. 744—756.
32. **Nichol L., Lopez A., Robertson A. e.a.**//Nucl. Instrum. and Methods. 1970. Vol. 81. P. 263—270.
33. **Kennett T. J., Nichol L.**//Canad. J. Phys. 1971. Vol. 49. P. 1461—1468.
34. **Nichol L., Kennett T. J.**//Canad. J. Phys. 1972. Vol. 50. P. 553—562.
35. **Endt P. J., Van der Leun C.**//Nucl. Phys. 1973. Vol. A214. P. 1—13.
36. **Donahue D. J.**//Phys. Rev. 1961. Vol. 124. P. 224—226.
37. **Donahue D. J.**//Phys. Rev. 1962. Vol. 128. P. 1231—1237.
38. **Каипов Д. К., Косяк Ю. Г., Арынов С. А., Шукалов И. Б.**//ЯФ. 1979. Т. 30. С. 1198—1203.
39. **Каипов Д. К., Косяк Ю. Г., Лысиков Ю. А., Чекушина Л. В.**//Изв. АН СССР. Сер. физ. 1980. Т. 44. С. 1877—1880.
40. **Каипов Д. К., Косяк Ю. Г., Лысиков Ю. А. и др.**//Изв. АН СССР. Сер. физ. 1981. Т. 45. С. 1889—1894.
41. **Арынов С., Каипов Д. К., Косяк Ю. Г.**//Изв. АН КазССР. Сер. физ.-мат. 1981. № 6. С. 19.
42. **Косяк Ю. Г., Каипов Д. К., Чекушина Л. В.**//Изв. АН СССР. Сер. физ. 1982. Т. 46. С. 2257—2263.
43. **Каипов Д. К., Косяк Ю. Г., Лысиков Ю. А.**//ЯФ. 1982. Т. 36. С. 273—279.
44. **Косяк Ю. Г., Каипов Д. К., Арынов С.**//Изв. АН КазССР. Сер. физ.-мат. 1983. № 4. С. 21.
45. **Косяк Ю. Г., Каипов Д. К., Чекушина Л. В.**//Изв. АН СССР. Сер. физ. 1983. Т. 47. С. 2118—2122.
46. **Косяк Ю. Г., Каипов Д. К., Чекушина Л. В., Достемесова Г. А.**// Изв. АН СССР. Сер. физ. 1985. Т. 49. С. 895—899.
47. **Арынов С., Каипов Д. К., Косяк Ю. Г.**//ЯФ. 1984. Т. 39. С. 527—531.
48. **Косяк Ю. Г., Каипов Д. К., Чекушина Л. В., Стрыгин Д. П.**//Изв. АН СССР. Сер. физ. 1985. Т. 49. С. 2118—2125.
49. **Косяк Ю. Г., Каипов Д. К., Чекушина Л. В.**//Изв. АН КазССР. Сер. физ.-мат. 1983. № 4. С. 26.
50. **Каипов Д. К., Косяк Ю. Г., Лысиков Ю. А.**//Изв. АН СССР. Сер. физ. 1979. Т. 43. С. 37—42.
51. **Каипов Д. К., Косяк Ю. Г. и др.**//Изв. АН КазССР. Сер. физ.-мат. 1980. № 2. С. 26.
52. **Antilla A., Keinonen J., Bister M.**//Nucl. Instrum. and Methods. 1975. Vol. 124. P. 605—606.
53. **Warburton E. K., Alburger D. E., Wilkinson D. H.**//Phys. Rev. 1963. Vol. 129. P. 2180—2191.
54. **Cadjokov V.** Preprint JINR E10-12352-4. Dubna, 1979.
55. **Booth E. C., Chasan B., Wright K. A.**//Nucl. Phys. 1964. Vol. 57. P. 403—421.
56. **Creten W. L., Jacoba R. J., Ferinande H. M.**//Nucl. Phys. 1968. Vol. A120. P. 126—135.

57. **Kan P. T., Peterson G. A., Webb D. V. e.a.**//Phys. Rev. 1975. Vol. C11. P. 323—332.
58. **Saito T.**//J. Phys. Soc. Japan. 1973. Vol. 35. P. 1—7.
59. **Spamer E., Artus H.**//Z. Phys. 1967. Vol. 198. P. 445—453.
60. **Smulders P. J. M., Broude C., Sharpey-Schafer J. F.**//Canad. J. Phys. 1968. Vol. 46. P. 261—262.
61. **Meyer M. A., Venter I., Reitman D.**//Nucl. Phys. 1975. Vol. A250. P. 235—257.
62. **Twin P. J., Jayasinghe E. M., Jones G. D. e.a.**//J. Phys. A: Math. Nucl. Gen. 1974. Vol. 7. P. 1410—1436.
63. **de Neijs E. O., Haasbroek G. D., Meyer M. A. e.a.**//Nucl. Phys. 1975. Vol. A254. P. 45—63.
64. **Coetzee W. F., Meyer M. A., Reitman D.**//Nucl. Phys. 1972. Vol. A185. P. 644—669.
65. **Garvey G. T., Jones K. W., Carlson L. E. e.a.**//Nucl. Phys. 1971. Vol. A60. P. 25—33.
66. **Olerhead R. W., Alexander T. K., Hauser O.**//Canad. J. Phys. 1970. Vol. 48. P. 47—55.
67. **Piluso C. J., Salzman G. S., McDaniels D. K.**//Phys. Rev. 1969. Vol. 181. P. 1555—1565.
68. **Glaudemans P., Endt P. M., Dieperink A. E. L.**//Ann. Phys. 1971. Vol. 63. P. 134—170.
69. **Vernotte J., Maison J. H., Chevailler A e.a.**//Phys. Rev. 1976. Vol. C13. P. 983—994.
70. **Carr P. E., Bailey D., Green L. L.**//J. Phys. A: Math. Nucl. Gen. 1973. Vol. 6. P. 705—736.
71. **Meyer M. A., Venter I., Coetzee W. F., Reitman D.**//Nucl. Phys. 1976. Vol. A264. P. 13—30.
72. **Hubert P., Aleonard M. M., Castera D. e.a.**//Nucl. Phys. 1972. Vol.A195. P. 502—4513.
73. **Duncan D. D., Buerger K. H., Place R. L., Kern B. D.**//Phys. Rev. 1969. Vol. 185. P. 1515—1528.
74. **Nolan P. J., Al-Naser A. M., Behbehani A. H. e.a.**//J. Phys. G: Nucl. Phys. 1981. Vol. 7. P. 189—196.
75. **Durell J. L., Metag V., Repnow R. e.a.**//Nucl. Phys. 1974. Vol. A219. P. 1—20.
76. **Tapphorn R. M., Kregar M., Seaman G. G.**//Phys. Rev. 1971. Vol. C3. P. 2232—2237.
77. **McDonald J. R., Willkinson D. H., Alburger D. E.**//Phys. Rev. 1971. Vol. C3. P. 219—229.
78. **Eisenstein R. A., Madsen D. W., Theissen H. e.a.**//Phys. Rev. 1969. Vol. 188. P. 1815—1821.
79. **Buitendag J. J., Naude W. J., Saayman R.**//Z. Phys. 1980. Vol. A295. P. 107—121.
80. **Glatz F., Betz P., Bitterwolf E. e.a.**//Z. Phys. 1979. Vol. A293. P. 53—57.
81. **Linard B. J., Kennedy D. L., Morrisson I. e.a.**//Nucl. Phys. 1978. Vol. A302. P. 214—237.
82. **Bardin T. T., Becker J. A., Fisher T. R.**//Phys. Rev. 1973. Vol. C7. P. 190—199.
83. **Auble R. L.**//Nucl. Data Sheets. 1978. Vol. 23. P. 163—229.
84. **Van der Merve J. C., Naude W. J., Saayman R.**//Z. Phys. 1980. Vol. A295. P. 121—134.
85. **Sprague S. W., Arns R. G., Brunner B. J. e.a.**//Phys. Rev. 1971. Vol. C4. P. 2074—2079.
86. **Hichwa B. P., Lowson J C., Alexander L. E., Chanon P. A.**//Nucl. Phys. 1973. Vol. A202. P. 364—377.
87. **Weckstrom T.**//Phys. Scripta. 1980. Vol. 21. P. 137—143.
88. **Seaman B. C., Benczer-Koller N., Bertin M. C., McDonald T. R.**//Phys. Rev. 1969. Vol. 188. P. 1706—1709.

89. **Haupt P., Koen J. W., Naude W. J., Rust N. J. A.**//Z. Phys. 1980. Vol. A295. P. 135—146.
90. **Bertin M. C.**//Phys. Rev. 1969. Vol. 183. P. 964—978.
91. **Ronsin H.**//Nucl. Phys. 1973. Vol. A207. P. 577—596.
92. **Broude C., Forster J. S., Ingebretsen S.**//Nucl. Phys. 1972. Vol. A192. P. 291—304.
93. **Nolan P. J., Gadeken L. L., Brown A. J.**//J. Phys. A.: Math. Nucl. Gen. 1974. Vol. 7. P. 1437—1447.
94. **Burrows T. W.**//Nucl. Data Sheets. 1983. Vol. 40. P. 224—232.
95. **Alburger D. E.**//Nucl. Data Sheets. 1983. Vol. 45. P. 633—641.
96. **Euchen Z., Junde H., Chunmei Z. e.a.**//Nucl. Data Sheets. 1985. Vol. 44. P. 537—549.
97. **Bradley D. I., Stone N. J., Rikovska J. e.a.**//J. Phys. G: Nucl. Phys. 1986. Vol. 12. P. 115—129.