

И.Н.Бобошин, В.В.Варламов, И.В.Сафонов,
М.Е.Степанов, М.Г.Урин

**ИЗОСПИНОВОЕ РАСЩЕПЛЕНИЕ
ГИГАНТСКОГО ДИПОЛЬНОГО РЕЗОНАНСА
ЯДРА ^{90}Zr**

Препринт НИИЯФ МГУ 2003-25/738

**МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
имени М.В.Ломоносова**

**Научно-исследовательский институт ядерной физики
имени Д.В.Скобельцына**

Центр данных фотоядерных экспериментов

И.Н.Бобошин, В.В.Варламов, И.В.Сафонов, М.Е.Степанов, М.Г.Урин

**ИЗОСПИНОВОЕ РАСЩЕПЛЕНИЕ
ГИГАНТСКОГО ДИПОЛЬНОГО РЕЗОНАНСА ЯДРА ^{90}ZR**

Препринт НИИЯФ МГУ 2003-25/738

И.Н.Бобошин, В.В.Варламов, И.В.Сафонов, М.Е.Степанов, М.Г.Урин

ИЗОСПИНОВОЕ РАСЩЕПЛЕНИЕ ГИГАНТСКОГО ДИПОЛЬНОГО РЕЗОНАНСА ЯДРА ^{90}Zr

Препринт НИИЯФ МГУ 2003-25/738

Аннотация

Детально рассмотрены данные по фотопротонному и фотонейтронному каналам расщепления ядра ^{90}Zr , характеристики которых определяют основные параметры изоспинового расщепления гигантского дипольного резонанса (ГДР). Проанализированы новые данные по сечениям фотонейтронных реакций $^{90}\text{Zr}(\gamma, n)^{89}\text{Zr}$ и $^{90}\text{Zr}(\gamma, 2n)^{88}\text{Zr}$, полученные в результате совместной взаимной корректировки данных двух экспериментов на пучках квазимоноэнергетических аннигиляционных фотонов, выполненных в Ливерморе (США) и Сакле (Франция). К анализу привлекается информация об энергетических положениях состояний с различными значениями изоспина в ядре ^{90}Zr и соседних с ним ядрах – членах соответствующего изоспинового мультиплетта. На основании совместного анализа данных о состояниях ГДР ядра ^{90}Zr , проявляющихся в сечениях фотонейтронных и фотопротонных реакций, и возможных каналах их распада с участием состояний с различными значениями изоспина в соседних ядрах получены новые данные о параметрах изоспинового расщепления ГДР ядра ^{90}Zr .

Настоящая работа частично поддержана грантами Президента РФ № НШ-1619.2003.2 для поддержки ведущих научных школ РФ, Программы «Университеты России» № УР.02.01.025 и РФФИ № 03-07-90431.

I.N.Boboshin, V.V.Varlamov, I.V.Safonov, M.E.Stepanov, M.G.Urin

e-mail: varlamov@depni.sinp.msu.ru

ISOSPIN SPLITTING OF GIANT DIPOLE RESONANCE OF ^{90}ZR .

Preprint SINP MSU 2003-25/738

Abstract

Data on photoproton and photoneutron ^{90}Zr disintegration decay channels defined main parameters of giant dipole resonance (GDR) isospin splitting are investigated in details. New data on photoneutron reaction $^{90}\text{Zr}(\gamma, n)^{89}\text{Zr}$ and $^{90}\text{Zr}(\gamma, 2n)^{88}\text{Zr}$ cross sections obtained as results of combined joint correction of two experiments carried out with quasimonoenergetic annihilation photons at Livermore (USA) and Saclay (France) were analyzed. An information on energy positions of states with various values of isospin in ^{90}Zr and neighbouring nuclei – members of the correspondent isospin multiplet - were included in analysis additionally. New data on ^{90}Zr GDR isospin splitting parameters were obtained on the base of joint analysis of data on GDR states appeared as resonances in photoproton and photoneutron reaction cross sections and possible channels of their decay via states with various isospin values in neighbouring nuclei.

This work is partially supported by grants of President of Russia N SS-1619.2003.2, Program “Universities of Russia” N UR.02.01.025 and RFBR N 03-07-90431.

Введение

В работе /1/ для большого числа ядер были проанализированы экспериментальные данные о величинах изоспинового расщепления

$$\Delta E = E_{\text{ц.т.}}(T_{>}) - E_{\text{ц.т.}}(T_{<}), \quad (1)$$

где $E_{\text{ц.т.}}$ – энергетический центр тяжести сечений $\sigma^>$ и $\sigma^<$ реакций, дающих вклад в соответствующую компоненту ГДР с изоспином $T_{>} = T_0 + 1$ и $T_{<} = T_0 = (N - Z)/2$ (изоспин основного состояния ядра), и отношениях R интенсивностей изоспиновых компонент ГДР

$$R = \sigma_{-1}^>/(\sigma_{-1}^> + \sigma_{-1}^<), \quad (2)$$

где $\sigma_{-1} = \int \sigma E^{-1} dE$ – первый момент интегрального сечения ГДР.

Для многих ядер (например, ^{14}C , $^{44,48}\text{Ca}$, $^{48,54}\text{Ti}$, ^{54}Cr , ^{54}Fe , ^{65}Cu , ^{55}Co и др.) наблюдались весьма значительные расхождения с предсказаниями традиционных теоретических моделей /2 – 5/, предложенных для относительно тяжелых ($A > 90$) ядер:

$$\Delta E^{\text{теор}} = U(T_0 + 1)/T_0 = U_0(T_0 + 1)/A, \quad (3)$$

где $U = (U_0/A)T_0$, U_0 – энергия ядерной симметрии.

Для величины U_0 существуют несколько существенно различающихся оценок. В работе /4/ при учете когерентных эффектов ДГР (расчеты для ядер более легких, чем ядра меди) было получено значение $U_0 = 60$ МэВ, а в работе /2/ для одночастичных возбуждений – значение $U_0 = 100$ МэВ. В работе /3/ была теоретически рассчитана зависимость $U_0(A)$, согласно которой значения U_0 уменьшаются с уменьшением значений A : в области больших A $U_0 \approx 60$ МэВ, а в области малых $U_0 = 14$ МэВ.

Выражение для соотношения R было рассчитано /2/ в рамках простой геометрической модели:

$$R^{\text{теор}} = 1/(T_0 + 1). \quad (4)$$

Из соотношения (4) видно, что интенсивность $\sigma^>$ -компоненты меньше интенсивности $\sigma^<$ -компоненты. При этом фактор подавления оказывается сильнее простого геометрического ($1/T_0$), поскольку пространство частично-дырочных возбуждений, доступное для состояний $\sigma^<$ -компоненты ДГР, существенно шире, чем для состояний $\sigma^>$ -компоненты.

В работе /1/ на основании анализа большого количества экспериментальных данных было показано, что эти расхождения отражают индивидуальный характер проявления изоспиновых компонент ГДР в разных ядрах и связаны с действием /6, 7/ энергетических и изоспиновых ограничений на распад изобар-аналоговых состояний таких ядер по

нейтронному каналу, которые проявляются во многих экспериментах /8 – 12/ и не учитываются простыми моделями.

Суть концепции изоспинового расщепления ГДР заключается в том, что при взаимодействии налетающих γ -квантов с ядром, имеющим изоспин основного состояния $T_0 = (N-Z)/2 \neq 0$, в нем происходит возбуждение двух групп уровней с изоспинами $T_< = T_0$ и $T_> = T_0 + 1$, которые концентрируются при разных энергиях возбуждения: состояния с $T_>$ выше состояний с $T_<$. Возбужденные состояния с различными значениями изоспина имеют различные каналы распада. Как правило, распад $T_<$ -состояний разрешен по каналам испускания и нейтронов и протонов, тогда как распад $T_>$ -состояний происходит преимущественно с испусканием протонов, поскольку вылет нейтронов оказывается не только подавлен за счет энергетических соотношений, но часто запрещен правилами отбора по изоспину. В этой связи, как было показано в работе /13/ и многих других, свидетельством проявления $T_>$ -состояний на фоне $T_<$ -состояний является существенное изменение характера энергетической зависимости отношения сечений соответствующих реакций $\sigma(\gamma,p)/\sigma(\gamma,n)$. При этом для детального изучения параметров изоспинового расщепления ГДР используется следующая методика /6, 13, 15, 16/:

- на основании анализа энергетической зависимости отношения $\sigma(\gamma,p)/\sigma(\gamma,n)$ определяется граничное значение энергии фотонов, при котором происходит существенное изменение от приблизительного постоянства к заметному росту;
- сечения реакций ($\sigma(\gamma,p)$ и $\sigma(\gamma,n)$) в обеих областях энергий аппроксимируются гауссианами таким образом, чтобы в малоэнергетичной области энергий параметры гауссианов для сечений $\sigma(\gamma,p)$ и $\sigma(\gamma,n)$ максимально совпали (в этой области энергий оба сечения обусловлены распадом одних и тех же уровней с изоспином $T_<$);
- для сечения каждой из реакций по параметрам гауссианов в малоэнергетичной области энергий определяются параметры $T_<$ -компоненты ГДР, в высокоэнергетичной - $T_>$ -компоненты ГДР;
- по расстоянию между центрами тяжести сумм соответствующих компонент сечений обеих анализируемых реакций определяется величина изоспинового расщепления ΔE (1), по их интегральным сечениям – отношение компонент R (2).

Приблизительно такая методика (с небольшим отличием, которое заключалось в том, что аппроксимация экспериментальных сечений производилась не гауссианами, а лоренцианами) была использована в работах /15, 16/ для анализа данных по фоторасщеплению ядра ^{90}Zr – фотопротонного сечения из работы /15/ и фотонейтронного

из работы /17/. Полученные параметры изоспинового расщепления ядра ^{90}Zr приведены в Таблице 1.

Таблица 1.

Параметры изоспинового расщепления ядра ^{90}Zr /15/.

Компонента	$T_<$	$T_>$
$E^{\text{ц.т.}}$ (МэВ)	16.7	20.4
$\sigma_{(\gamma,n)}$ (мб)	211.0	29.0
$\sigma_{(\gamma,p)}$ (мб)	23.5	26.0

Таким образом, по данным работ /15/ величина изоспинового расщепления ГДР ядра ^{90}Zr $\Delta E = 3.7$ МэВ. Для соотношения компонент в той же работе было получено значение $R = 0.1$.

Из сказанного выше ясно, что полученные в работах /15, 17/ оценки имеют определенные недостатки:

- в качестве одного из опорных сечений – сечения реакции (γ,n) – использованы данные, полученные в Сакле /17/, которые вследствие некорректной процедуры определения множественности фотонейтронов /18 - 22/ должны быть пересчитаны;
- оценка параметров изоспинового расщепления ГДР выполнена с использованием данных лишь о (γ,p) и (γ,n) каналах без привлечения данных по каналам (γ,pr) и $(\gamma,2n)$, тогда как соотношения (1) и (2) относятся не к сечениям парциальных реакций, а к полному сечению фотопоглощения;
- оценка параметров изоспинового расщепления ГДР выполнена с использованием абсолютных значений, а не интегральных сечений опорных реакций;
- использована аппроксимация сечений лоренцианами (более подходящими для описания формы вклада изолированного уровня), а не гауссианами (более подходящими для описания резонанса, состоящего из нескольких уровней).

В этой связи настоящая работа посвящена оценке параметров изоспинового расщепления ГДР ядра ^{90}Zr в условиях, которые позволяют в определенной степени освободиться от перечисленных недостатков.

Работы выполнялись с использованием полной базы данных по ядерным реакциям под действием фотонов, нейтронов, заряженных частиц и тяжелых ионов /23/, созданной в соответствии с требованиями и рекомендациями /24/ Секции ядерных данных МАГАТЭ в рамках сети /25/ Центров ядерных данных МАГАТЭ на основе международного массива данных EXFOR /26/. База данных включает в себя огромное количество различных параметров ядерных реакций под действием фотонов, нейтронов, заряженных частиц и тяжелых ионов, в том числе данные по всем сечениям фотоядерных реакций из Атласов /27, 28/ и значительного количества сечений реакций и других характеристик из известных справочно-библиографических изданий /29, 30/.

1. СИСТЕМАТИЧЕСКИЕ РАЗЛИЧИЯ ДАННЫХ ФОТОЯДЕРНЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ С КВАЗИМОНОЭНЕРГЕТИЧЕСКИМИ АНИГИЛЯЦИОННЫМИ ФОТОНАМИ

Большинство данных по реакциям (γ, n) и $(\gamma, 2n)$ получено в экспериментах с квазимоноэнергетическими аннигиляционными фотонами в Ливерморе (США) и Сакле (Франция), а причиной их существенных расхождений между собой являются определенные недостатки использованных в экспериментах процедур определения множественности фотонейтронов.

Более того, выполненные ранее исследования /например, 18 – 22/ показали, что во многих случаях данные по сечениям полной фотонейтронной реакции

$$(\gamma, xn) = (\gamma, 1n) + (\gamma, np) + 2(\gamma, 2n) + 3(\gamma, 3n) + \dots + v(\gamma, f), \quad (5)$$

непосредственно получаемые в экспериментах, также заметно отличаются друг от друга.

Расхождения между результатами экспериментов Сакле и Ливермора были рассмотрены в работах /18, 19/ для 12 ядер ^{89}Y , ^{115}In , $^{117,118,120,124}\text{Sn}$, ^{133}Cs , ^{159}Tb , ^{165}Ho , ^{181}Ta , ^{197}Au , ^{208}Pb (Таблица 2):

- непосредственно определенные в экспериментах сечения полной фотонейтронной реакции (γ, xn) , полученные в Сакле, оказываются по абсолютной величине на $\sim 6 - 16$ % больше сечений, полученных в Ливерморе. Данный вывод согласуется с полной систематикой /21/, полученной по очень большому числу данных различных лабораторий для сечений реакции (γ, xn) ;
- величины сечений реакций (γ, n) , полученных в Сакле, в целом также оказываются больше величин сечений этих же реакций, полученных в Ливерморе, однако их

отношение намного превышает расхождения между величинами сечений реакций (γ, xn); так, например, в случае ядра ^{197}Au такое превышение данных Сакле над данными Ливермора составляет 18 %, в случае ядра ^{208}Pb - 54% /18, 19, 31/; в случае ядра ^{90}Zr по данным работы /22/ это превышение составляет 26%;

- превышения данных Ливермора над данными Сакле для сечений ($\gamma, 2n$) в случаях ядер ^{197}Au , ^{208}Pb и ^{90}Zr составляют соответственно 62 % и 162% и 25%!

В работе /22/ все эти данные были уточнены и дополнены (Таблица 2). Дополнительно были получены аналогичные данные для 7 ядер - ^{51}V , ^{75}As , ^{90}Zr , ^{116}Sn , ^{127}I , ^{232}Th , ^{238}U .

Общая систематика /22/ соотношений сечений парциальных реакций (γ, n) и ($\gamma, 2n$), определенных в обеих лабораториях для 19 ядер, представлена на Рис. 1. Она наглядно иллюстрирует представленные выше расхождения противоположной направленности. Если сечения реакции (γ, n), полученные в Сакле, имеют большие величины, чем в Ливерморе (квадраты расположены в области выше 1), то для сечений реакции ($\gamma, 2n$) соотношение оказывается обратным (треугольники расположены в области ниже 1). Три «особых» случая (треугольники - в области выше 1.0) и два «идеальных» случая (треугольники и квадраты близки друг к другу и к 1.0) как исключения, подтверждающие правило, рассматривались в работе /22/ специально.

Реакции (γ, n) и ($\gamma, 2n$) оказываются связанными (6)

$$\sigma(\gamma, xn) = \sigma(\gamma, n) + 2(\gamma, 2n), \quad (6)$$

вследствие чего определение сечения одной из них с большой систематической погрешностью неизбежно приводит и к значительной систематической погрешности в сечении другой реакции. Очевидно также, что занижение абсолютного значения сечения реакции (γ, n) приводит к завышению абсолютного значения сечения реакции ($\gamma, 2n$) и, соответственно, наоборот.

Видно, что без детального анализа причин расхождений и разработки эффективных способов их устранения использование обсуждаемых экспериментальных данных затруднительно. В работах /19, 22/ такой анализ был проведен и был разработан метод устранения обсуждаемых расхождений.

Таблица 2.

Сравнение /19, 22/ величин отношений интегральных сечений /27/ реакций (γ, n) , $(\gamma, 2n)$ и (γ, xn) – соответственно $R^{int}(n) = \sigma^{int}_c(\gamma, n) / \sigma^{int}_л(\gamma, n)$, $R^{int}(2n) = \sigma^{int}_c(\gamma, 2n) / \sigma^{int}_л(\gamma, 2n)$ и $R^{int}(xn) = \sigma^{int}_c(\gamma, xn) / \sigma^{int}_л(\gamma, xn)$, полученных в Сакле и Ливерморе

Ядро	$R^{int}(n)$, /19, 27/	$R^{int}(2n)$, /19, 27/	$R^{int}(xn)$ /19, 27/	$R^{int}(n) \approx R^{int}(xn)^*$, /22/	$R^{int}(2n)$, /22/
^{51}V				1.07	0.79
^{75}As				1.21	1.22
^{89}Y	1.33 (1279/960)	0.75 (74/99)	1.26	1.25	0.87
^{90}Zr				1.26	0.73
^{115}In	1.09 (1470/1354)	0.55 (278/508)	0.94	0.97	0.76
^{116}Sn				1.10	0.92
^{117}Sn	0.97 (1334/1380)	0.46 (220/476)	1.01	1.02	0.93
^{118}Sn	1.06 (1377/1302)	0.59 (258/531)	1.06	1.07	0.86
^{120}Sn	0.98 (1371/1389)	0.75 (399/673)	0.99	1.00	0.86
^{124}Sn	0.82 (1056/1285)	0.75 (502/670)	0.93	0.93	0.94
^{127}I				1.34	1.07
^{133}Cs	1.24 (1828/1475)	0.65 (328/503)	1.11	1.10	0.88
^{159}Tb	1.37 (1936/1413)	0.68 (605/887)	1.06	1.07	0.71
^{165}Ho	1.20 (2090/1735)	1.03 (766/744)	1.14	1.20	1.05
^{181}Ta	1.68 (2180/1300)	0.90 (790/881)	1.22	1.25	0.89
^{197}Au	1.18 (2588/2190)	0.62 (479/777)	1.00	1.00	0.69
^{208}Pb	1.54 (2731/1776)	0.38 (328/860)	1.30	1.21	0.77
^{232}Th				0.84	0.69
^{238}U				0.76	0.79

*) До порога реакции $(\gamma, 2n)$ отношения практически совпадают (отличия - в третьем знаке).

2. КОРРЕКТИРОВКА ДАННЫХ ПО СЕЧЕНИЯМ ФОТОНЕЙТРОННЫХ РЕАКЦИЙ (γ, n) , $(\gamma, 2n)$

Следует ещё раз особо подчеркнуть, что обсуждаемые данные полной систематики /21/ были рассчитаны по областям энергии ниже порогов реакций $(\gamma, 2n)$, то есть по тем, в которых не нужно учитывать реакции с большей множественностью фотонейтронов. Как

было показано выше, при больших энергиях, в которых начинают образовываться фотонейтроны различной множественности, характер расхождений данных Сакле и Ливермора становится (Таблица 2 и Рис. 1) иным – существенно более сложным.

Способы учёта и устранения таких расхождений должны быть рассмотрены особо при использовании информации о том, как именно определяется множественность фотонейтронных реакций.

Необходимость разделения вкладов (γ, n) , $(\gamma, 2n)$ реакций с учетом того обстоятельства, что эффективность процесса регистрации двух частиц равна квадрату эффективности регистрации одной частицы, потребовала создания 4π -нейтронных детекторов, приспособленных для измерения множественности нейтронов. Были разработаны высокоэффективные (40 – 60 %) детекторы “slowing-down” типа, в которых нейтроны, образующиеся в течение действия импульса γ -квантов ускорителя, замедлялись и регистрировались в период времени между ними. В качестве детекторов замедленных фотонейтронов использовались BF_3 -счетчики, выполненные в виде длинных трубок и размещенные в парафине или полиэтилене (Ливермор), а также обогащенный гадолинием жидкий сцинтиллятор большого объема (Сакле).

Определение множественности фотонейтронов с помощью метода кольцевых отношений, применявшегося в Ливерморе. Для разделения вкладов реакций (γ, n) и $(\gamma, 2n)$ в Ливерморе высокоэффективный нейтронный детектор был построен таким образом, чтобы имелась возможность регистрации замедленных нейтронов с помощью BF_3 -счетчиков, которые на различных расстояниях от мишени располагались вокруг мишени концентрическими кольцами. Отношение числа отсчетов во внутреннем и внешнем кольцах счетчиков монотонно возрастает с увеличением средней энергии фотонейтронов. С использованием техники кольцевых отношений средние энергии нейтронов и, соответственно, отношения для событий реакций с одним и двумя нейтронами определяются независимо. Это позволяет с использованием данных об эффективности регистрации нейтронов различных энергий определять сечения парциальных реакций различной множественности.

Метод калибровки энергетической зависимости эффективности регистрации нейтронов, применявшийся в Сакле. Метод, разработанный в Сакле, основан на прецизионной калибровке жидкого Gd сцинтиллятора большого объема с помощью источника ^{252}Cf . Определялась область, в которой эффективность регистрации практически не зависит от энергии нейтронов. Хотя зависимость эффективности детектора от энергии нейтронов фактически ни на одном участке не является константой /32/, считалось, что отклонения эффективности регистрации от константы наблюдаются

лишь для нейтронов с энергией $E_n \sim 5$ МэВ. Предполагалось, что энергия фотонейтронов в области гигантского резонанса не превосходит значения $E_n \sim 3$ МэВ. Такое предположение недостаточно обоснованно, поскольку известно, что спектры фотонейтронов из реакций (γ, n) и $(\gamma, 2n)$ достигают энергии ~ 10 МэВ. Именно с этим обстоятельством связаны погрешности в определении абсолютных величин сечений этих реакций, которые будут специально рассмотрены ниже при обсуждении систематик данных, полученных разными методами. Более того, опубликованные по методике сведения свидетельствуют о том, что, в то время как эффективность детектора, определенная с помощью источника ^{252}Cf , была близка к 1, в реальных экспериментах система детектирования использовалась в таких временных условиях, что достигалась эффективность всего лишь около 0.6.

Очевидным и весьма важным недостатком процедуры определения множественности фотонейтронов, реализованной в Сакле, являлся весьма высокий фон детектора: высокий фон и существенно более плохое, чем в Ливерморе, отношение «сигнал-шум» затрудняли процедуру выделения и вычитания этого фона, а также внесение поправок на случайные совпадения в срабатывании счетчиков. Все это приводило к очевидному завышению определяемой доли событий одонейтронных реакций (γ, n) по сравнению с событиями реакций с испусканием двух (трех и более нейтронов).

На основании сказанного, может быть сделан вывод о том, что хотя эффективность детектора в Ливерморе в принципе была несколько ниже эффективности детектора в Сакле, применявшийся метод кольцевых отношений в значительной степени это недостаток компенсировал. Кроме того, как отмечалось, в конкретных экспериментах эффективность детектора Сакле была заметно ниже в принципе достигаемого значения. Все сказанное свидетельствует о том, с определением множественности фотонейтронных реакций в Ливерморе, и Сакле существуют определенные проблемы. Безусловно, что в таких условиях вопрос о том, какая именно процедура более правильна или, напротив, ошибочна, представляет особый интерес.

В работе /19/ данные для ядра ^{181}Ta , полученные в Сакле и Ливерморе, были проанализированы совместно с результатами исследований /33 – 35/ на этом ядре реакций (e, Tn) , (e, n) и $(e, 2n)$. Поскольку сечения электро- и фоторасщепления ядер можно /34, 35/ связать между собой, учитывая спектр виртуальных фотонов, имеется возможность по данным для реакции $(\gamma, 2n)$ оценить сечение реакции и $(e, 2n)$. Экспериментальное сечение реакции $^{181}\text{Ta}(e, 2n)$ было получено /33/ с использованием очевидного соотношения

$$\sigma(e, 2n) = \frac{1}{2}(\sigma(e, xn) - \sigma(e, n)), \quad (7)$$

в котором используются экспериментально определенные сечения реакций $\sigma(e, xn)$ и $\sigma(e, n)$. При этом сечение $\sigma(e, n)$ измерялось дважды: $\sigma_1(e, n)$ – с определением множественности нейтронов и $\sigma_2(e, n)$ – с использованием метода наведенной активности (при использовании Ge-Li детектора регистрировалась γ -линия с энергией 93.3 кэВ распада ($T_{1/2} = 8.15$ час) ядра $^{180}\text{Ta} \rightarrow ^{180}\text{Hf}$). Для средневзвешенного отношения измеренных сечений было получено значение $\langle \sigma_1(e, n) / \sigma_2(e, n) \rangle = 1.057 \pm 0.023$. Близость этого отношения к 1 означает надежность использованной процедуры определения множественности фотонейтронной реакции. Было установлено, что сечение $\sigma(e, 2n)$ (13) согласуется с данными, пересчитанными из данных по $(\gamma, 2n)$ реакции Ливермора, но не согласуется с соответствующими данными Сакле: эти последние для сечений реакций $(\gamma, 2n)$ оказываются заниженными, тогда как для сечений (γ, n) реакций – напротив завышенными.

Взаимная корректировка данных по сечениям парциальных фотонейтронных реакций (γ, n) , $(\gamma, 2n)$. Из всего сказанного ясно, что для устранения обсуждаемых расхождений данных по сечениям реакции (γ, n) и $(\gamma, 2n)$, полученных в Сакле и Ливерморе, и приведения данных обеих лабораторий в соответствие друг с другом, необходима их взаимная корректировка. Результаты исследований /18, 19, 22/ свидетельствуют о том, что поскольку данные, полученные в Сакле и Ливерморе расходятся существенно по-разному в областях энергий до ниже и выше энергетических порогов реакций $(\gamma, 2n)$, метод такой корректировки должен учитывать выявленные недостатки процедуры определения множественности фотонейтронных реакций, использованной в Сакле.

Оценка сечений реакции $(\gamma, 2n)$.

На основе проведенных исследований /18, 19, 22/ расхождения между данными Сакле и Ливермора интерпретируются как проявления погрешностей процедуры определения в Сакле множественности фотонейтронных реакций (часть нейтронов из реакции $(\gamma, 2n)$ приписывается реакции (γ, n)). Суть метода учёта подобных расхождений заключается в том, что данные для сечений реакций $(\gamma, 2n)$, полученные в Сакле, где множественность фотонейтронов была определена со значительными погрешностями, пересчитываются и часть сечения реакции (γ, n) , возвращается в сечение двух-нейтронной реакции. Этот пересчет осуществляется следующим образом:

- после корректировки энергетических шкал сравниваемых сечений по данным о непосредственно измеряемых в экспериментах сечениях полной фотонейтронной реакции (γ, xn) - сдвига сечений, полученных в Ливерморе, по энергии на некоторую величину ΔE (см. далее Рис. 2 и 3) к данным Сакле - определяется коэффициент

$$R = R(xn) = \sigma_{\text{Сакле}}^{\text{int}}(\gamma, xn) / \sigma_{\text{Ливермор}}^{\text{int}}(\gamma, xn), \quad (8)$$

нормирующий сечения полной фотонейтронной реакции в области энергий до порога $V(2n)$ реакции $(\gamma, 2n)$, в которой они в обеих лабораториях должны быть идентичны;

- вследствие (6) использование коэффициента R позволяет получить соотношение, которое используется для обсуждаемого возврата части сечения реакции (γ, n) , полученного в Сакле, в новое (скорректированное) сечение реакции $(\gamma, 2n)$:

$$R = \sigma_{\text{С}}^{\text{xn}} / \sigma_{\text{Л}}^{\text{xn}} = (\sigma_{\text{С}}^{\text{n}} + 2\sigma_{\text{С}}^{\text{2n}}) / (\sigma_{\text{Л}}^{\text{n}} + 2\sigma_{\text{Л}}^{\text{2n}}), \quad (9)$$

$$\sigma_{\text{С}}^{\text{xn}} = (\sigma_{\text{С}}^{\text{n}} + 2\sigma_{\text{С}}^{\text{2n}}) = R\sigma_{\text{Л}}^{\text{xn}} = R(\sigma_{\text{Л}}^{\text{n}} + 2\sigma_{\text{Л}}^{\text{2n}}), \quad (10)$$

$$R\sigma_{\text{Л}}^{\text{2n}} = \sigma_{\text{С}}^{\text{2n}*} = \sigma_{\text{С}}^{\text{2n}} + 1/2(\sigma_{\text{С}}^{\text{n}} - R\sigma_{\text{Л}}^{\text{n}}). \quad (11)$$

Правая часть основного соотношения (11) метода корректировки данных по сечению реакции $(\gamma, 2n)$, полученных в Сакле – имеет смысл, обсуждавшийся выше: к значению Сакле $\sigma_{\text{С}}^{\text{2n}}$ сечения реакции $(\gamma, 2n)$ добавляется часть $(1/2(\sigma_{\text{С}}^{\text{n}} - R\sigma_{\text{Л}}^{\text{n}}))$ сечения реакции (γ, n) , рассчитанная с учетом коэффициента R (11). Если расхождение данных Ливермора и Сакле обусловлено только погрешностями процедуры Сакле определения множественности фотонейтронной реакции, то согласно левой части соотношения (11) пересчитанное сечение Сакле $\sigma_{\text{С}}^{\text{2n}*}$ должно согласовываться с сечением Ливермора $\sigma_{\text{Л}}^{\text{2n}}$, умноженным на коэффициент R (8) - $\sigma_{\text{Л}}^{\text{2n}*} = R\sigma_{\text{Л}}^{\text{2n}}$.

Скорректированные $(\sigma_{\text{С}}^{\text{2n}*})$ данные Сакле вместе с исходными сечениями и скорректированными данными Ливермора $\sigma_{\text{Л}}^{\text{2n}*}$ для ядра ^{197}Au и ^{208}Pb , выбранных в качестве примера, а также для ядра ^{90}Zr приведены соответственно на Рис. 2в, 3в и 4в. Видно, что в пределах погрешностей взаимно скорректированные данные согласуются друг с другом.

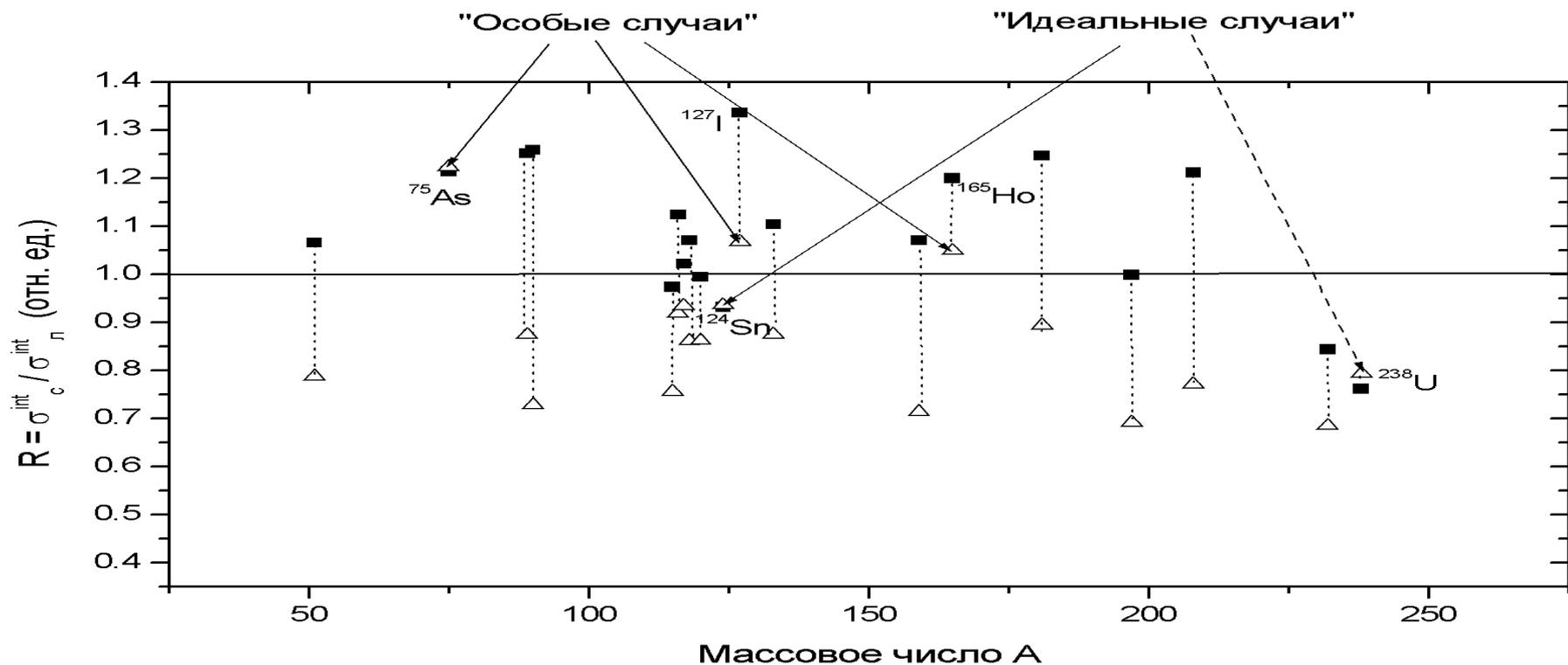


Рис. 1. Систематика /22/ отношений $R(n) = \sigma_c^{\text{int}}(\gamma, n) / \sigma_n^{\text{int}}(\gamma, n)$ – квадраты (в основном расположены в области выше 1.0) и $R(2n) = \sigma_c^{\text{int}}(\gamma, 2n) / \sigma_n^{\text{int}}(\gamma, 2n)$ – треугольники (в основном расположены в области ниже 1.0), полученных для согласованных диапазонов интегрирования по данным экспериментов, выполненных в Сакле и Ливерморе. «Особые» (треугольники располагаются в области выше 1.0) и «идеальные» (треугольники и квадраты оказываются близкими друг к другу и к 1.0) случаи рассмотрены /22/ специально.

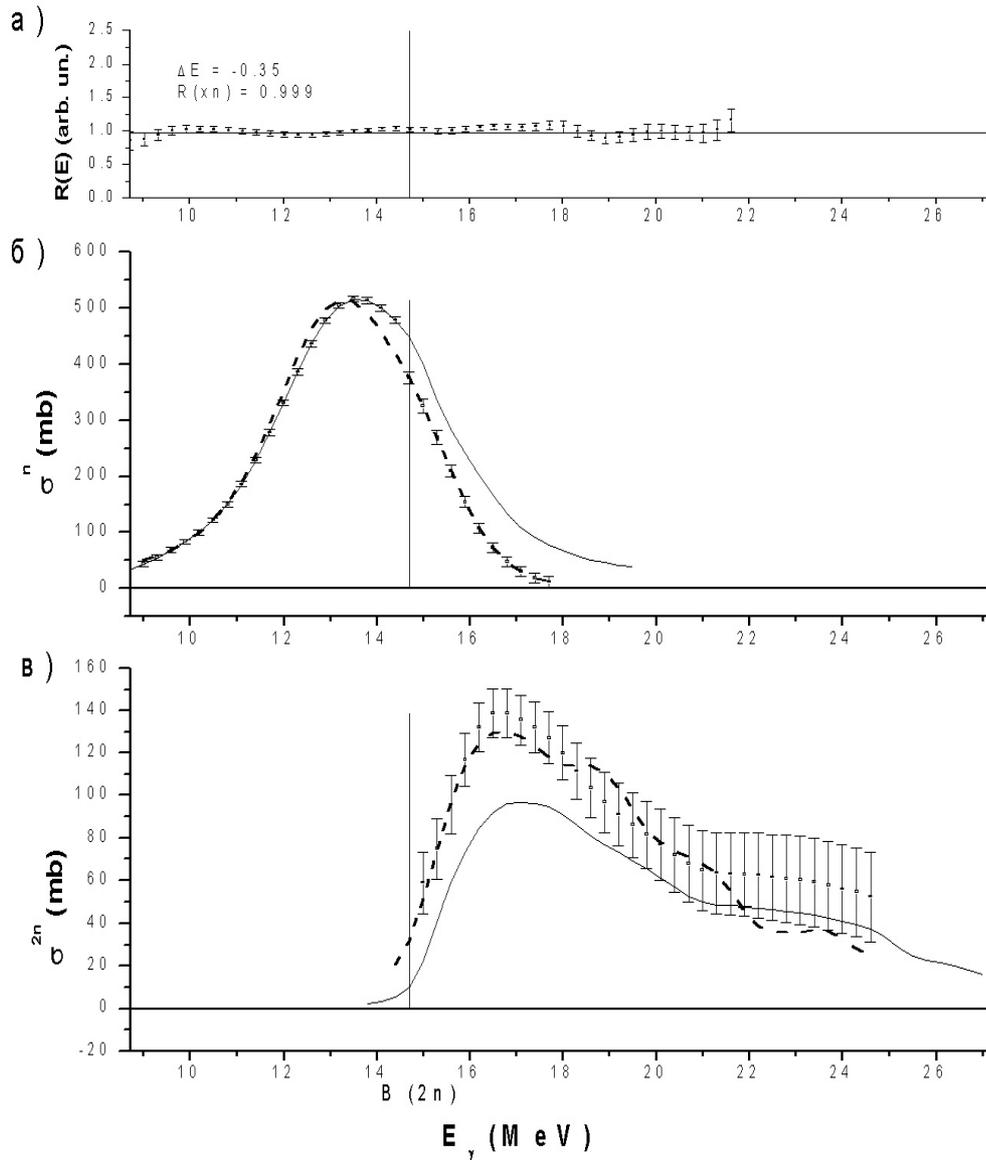


Рис. 2. Результаты взаимной корректировки сечений полной и парциальных фотонейтронных реакций для ядра ^{197}Au , полученных в Сакле и Ливерморе:

- а) отношения $R(E)$ сечений (γ, xn) реакции; указаны значения ΔE – сдвиг по энергии сечения Ливермора к сечению Сакле и $R(xn)$ (8);
- б) сечения реакции (γ, n) :
- сплошная линия – исходное сечение Сакле $\sigma_{\text{С}}^n$;
 - точки с ошибками – **оцененное** сечение (12) Сакле $\sigma_{\text{С}}^{n*}$;
 - пунктир – **оцененное** сечение Ливермора $R\sigma_{\text{Л}}^n$;
- в) сечения реакции $(\gamma, 2n)$:
- сплошная линия – исходное сечение Сакле $\sigma_{\text{С}}^{2n}$;
 - точки с ошибками – **оцененное** сечение ((9) – (11)) Сакле $\sigma_{\text{С}}^{2n*}$;
 - пунктир – **оцененное** сечение Ливермора $R\sigma_{\text{Л}}^{2n}$.

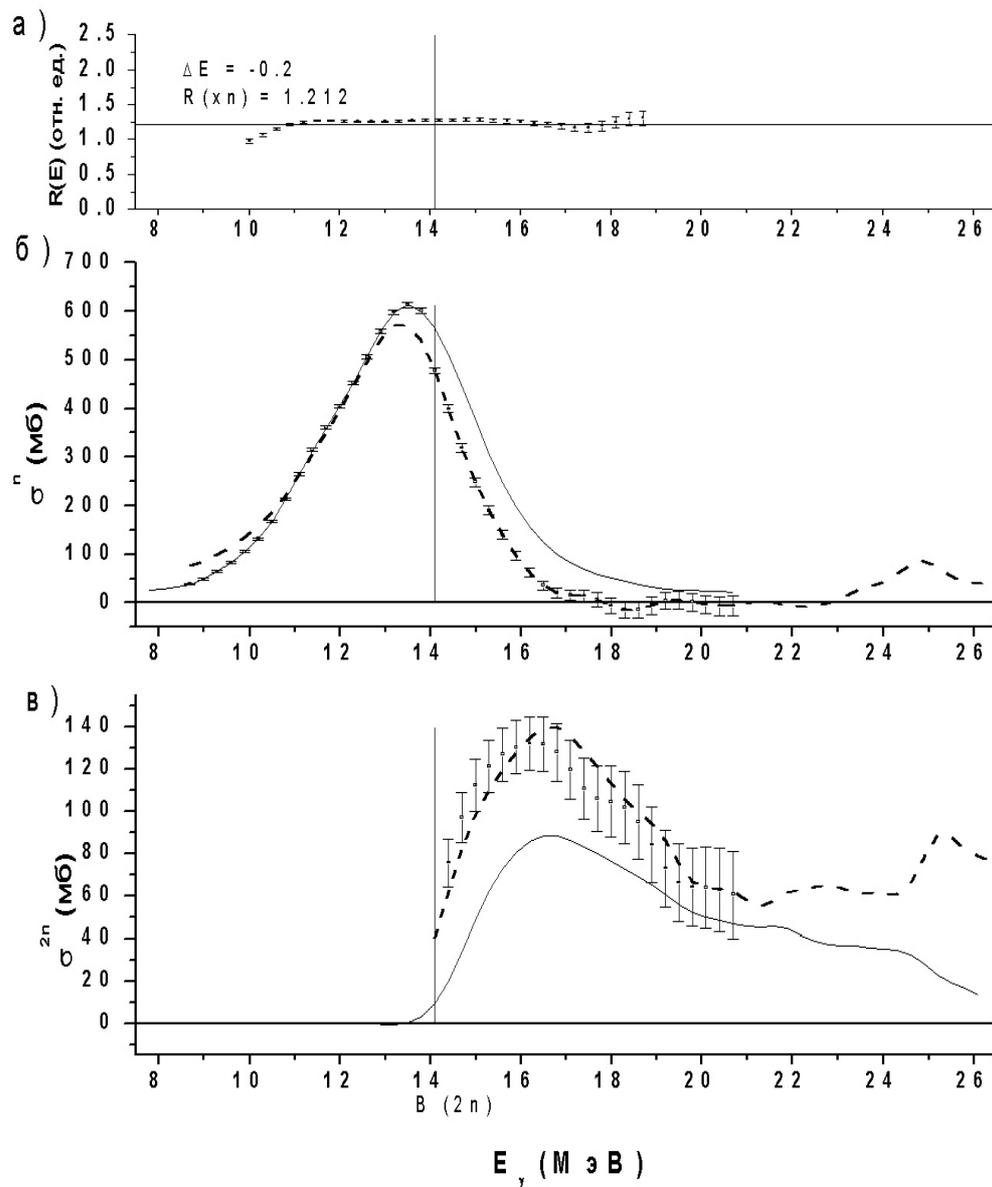


Рис. 3. Результаты взаимной корректировки сечений полной и парциальных фотонейтронных реакций для ядра ^{208}Pb , полученных в Сакле и Ливерморе:

а) отношения $R(E)$ сечений (γ, xn) реакции; указаны значения ΔE – сдвиг по энергии сечения Ливермора к сечению Сакле и $R(xn)$ (8);

б) сечения реакции (γ, n) :

- сплошная линия – исходное сечение Сакле $\sigma_{\text{С}}^n$;
- точки с ошибками – **оцененное** сечение (12) Сакле $\sigma_{\text{С}}^{n*}$;
- пунктир – **оцененное** сечение Ливермора $R\sigma_{\text{Л}}^n$;

в) сечения реакции $(\gamma, 2n)$:

- сплошная линия – исходное сечение Сакле $\sigma_{\text{С}}^{2n}$;
- точки с ошибками – **оцененное** сечение ((9) – (11)) Сакле $\sigma_{\text{С}}^{2n*}$;
- пунктир – **оцененное** сечение Ливермора $R\sigma_{\text{Л}}^{2n}$.

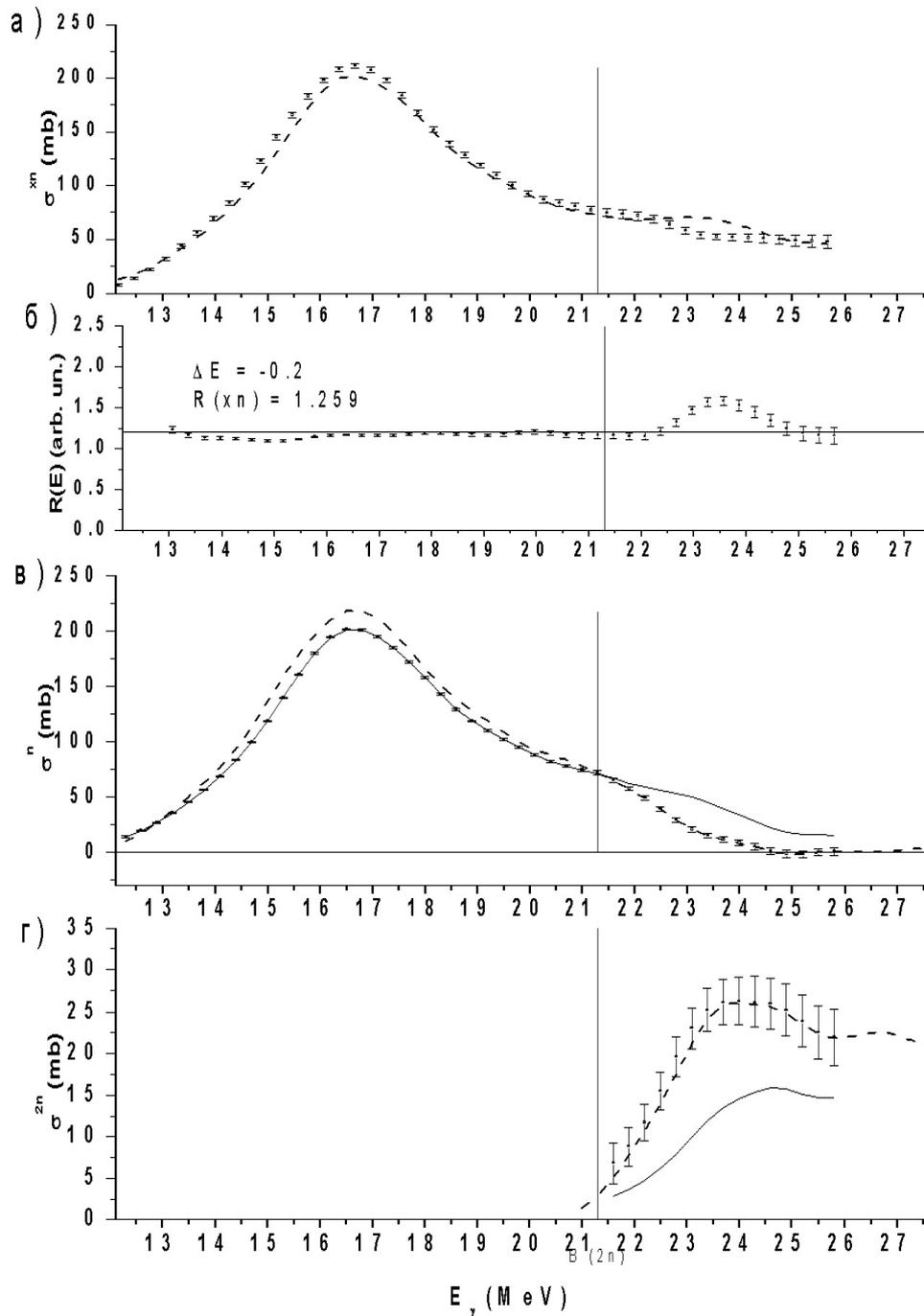


Рис. 4. Результаты взаимной корректировки («особый случай») сечений реакций, полученных в Сакле и Ливерморе для ядра ^{90}Zr :

- а) данные Сакле (пунктир – исходные $\sigma_{\text{C}}^{\text{xn}}$, точки с ошибками – скорректированные $\sigma_{\text{C}}^{\text{xn}*} = \sigma_{\text{C}}^{\text{xn}} R/R(E)$) по сечениям реакции (γ, xn) ;
- б) отношения $R(E)$ сечений (γ, xn) реакции; указаны значения ΔE и $R(\text{xn})$;
- в) данные для сечений реакций (γ, n) : сплошная линия – исходные данные Сакле $\sigma_{\text{C}}^{\text{n}}$, точки с ошибками – **оцененные** (12) данные Сакле $\sigma_{\text{C}}^{\text{n}*}$, пунктир – **оцененные** данные Ливермора $R\sigma_{\text{Л}}^{\text{n}}$;
- г) данные для сечений реакций $(\gamma, 2\text{n})$: сплошная линия – исходные данные Сакле $\sigma_{\text{C}}^{2\text{n}}$, точки с ошибками – **оцененные** данные ((9) – (11)) Сакле $\sigma_{\text{C}}^{2\text{n}*}$, пунктир – **оцененные** данные Ливермора $R\sigma_{\text{Л}}^{2\text{n}}$.

Оценка сечений реакции (γ, n).

Поскольку суть примененного метода взаимной корректировки заключается /19, 22/ в возвращении в сечение реакции ($\gamma, 2n$) его части, приписанной сечению реакции (γ, n), сами сечения реакции (γ, n), полученные в Сакле, также могут быть скорректированы /22/. Для этого из сечения реакции (γ, n) должна быть удалена та приписанная ему часть, которая перемещается (11) в сечение реакции ($\gamma, 2n$). Скорректированное /22/ сечение реакции (γ, n) должно выглядеть следующим образом

$$R\sigma_{\text{л}}^n = \sigma_{\text{л}}^{n*} = \sigma_{\text{с}}^{n*} = \sigma_{\text{с}}^n - (\sigma_{\text{с}}^n - R\sigma_{\text{л}}^n), \quad (12)$$

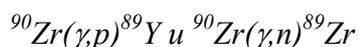
где разность $(\sigma_{\text{с}}^n - R\sigma_{\text{л}}^n)$, рассчитывается в области энергий, больших $V(2n)$.

Скорректированные $(\sigma_{\text{с}}^{n*})$ данные Сакле вместе с исходными сечениями и скорректированными данными Ливермора $\sigma_{\text{л}}^{n*} = R\sigma_{\text{л}}^n$ для тех же ядер ^{197}Au , ^{208}Pb и ^{90}Zr приведены соответственно на Рис. 2б, 3б и 4б.

Из Таблицы 2 и Рис. 4 видно, что для ядра ^{90}Zr использованные ранее в работах /15, 16/ данные о сечениях реакций $^{90}\text{Zr}(\gamma, n)^{89}\text{Zr}$ и $^{90}\text{Zr}(\gamma, 2n)^{88}\text{Zr}$ нуждаются в значительной корректировке. Скорректированные /22/ сечения фотонетронных реакций, а также сечение реакции $^{90}\text{Zr}(\gamma, p)^{89}\text{Y}$ из работы /15/ используются в настоящей работе для новой оценки параметров изоспинового расщепления ядра ^{90}Zr .

3. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ИЗСПИНОВОГО РАСЩЕПЛЕНИЯ ГДР ЯДРА ПО ДАННЫМ О СЕЧЕНИЯХ ФОТОНЕЙТРОННОЙ И ФОТОПРОТОННОЙ РЕАКЦИЙ

3.1. Анализ энергетической зависимости отношения сечений реакций



Исследования, выполненные ранее (например, /7, 10, 15/), показали, что, поскольку согласно концепции изоспинового расщепления /2 – 5/ распад $T_{>}$ -состояний происходит преимущественно с испусканием протонов, свидетельством проявления состояний с изоспином $T_{>}$ на фоне состояний с изоспином $T_{<}$ является существенное изменение в пользу протонов характера энергетической зависимости отношения $r = \sigma(\gamma, p)/\sigma(\gamma, n)$. Для ее определения использовались сечение фотопротонной /15, 16/ реакции и

скорректированные сечения фотонейтронных /21, 22/ реакций на ядре ^{90}Zr . Оба сечения вместе с их аппроксимациями (параметры приведены в Таблицах 3 и 4, см. ниже) суммой 5-ти гауссианов представлены соответственно на Рис. 5 и 6. Энергетическая зависимость отношения r , полученная по сечениям реакций, сглаженных с помощью гауссианов с шириной 2 МэВ, приведена на Рис. 7. Хорошо видно, что отношение сечений $r = \sigma(\gamma,p)/\sigma(\gamma,n)$ для ядра ^{90}Zr остается приблизительно постоянным в области энергий возбуждения ниже $E_\gamma \sim 17.7$ МэВ, тогда как при больших энергиях начинает достаточно быстро возрастать. На основании данных Рис. 7 можно предположить, что процессы формирования и распада состояний ГДР ядра ^{90}Zr происходят таким образом, что его $T_{<}$ -состояния концентрируются преимущественно при энергиях возбуждения ниже $E_\gamma \sim 17.7$ МэВ, тогда как $T_{>}$ -состояния – при больших энергиях.

3.2. Аппроксимация сечений реакций $^{90}\text{Zr}(\gamma,p)^{89}\text{Y}$ и $^{90}\text{Zr}(\gamma,n)^{89}\text{Zr}$ гауссианами

Сечение реакции $^{90}\text{Zr}(\gamma,p)^{89}\text{Y}$. Поскольку в экспериментальном фотопротонном сечении для ядра ^{90}Zr /15, 16/ (Рис. 5) наблюдаются 5 отчетливо проявляющихся и хорошо разделенных резонансов, представляется целесообразным вызывать его аппроксимация (Таблица 3) с помощью 5 гауссианов. Такая аппроксимация дает приближение со значением $\chi^2 = 0.177$.

Сечение реакции $^{90}\text{Zr}(\gamma,n)^{89}\text{Zr}$. Аналогичная ситуация наблюдается и для фотонейтронного сечения /21, 22/ (Рис. 6). Хотя в нем отсутствуют отчетливо проявляющиеся максимумы, именно аппроксимация с помощью 5 гауссианов вновь дает наименьшее значение $\chi^2 = 0.458$ (при аппроксимации с помощью 4-х, 3-х и 2-х гауссианов $\chi^2 = 0.53, 2.39$ и 18.88 соответственно).

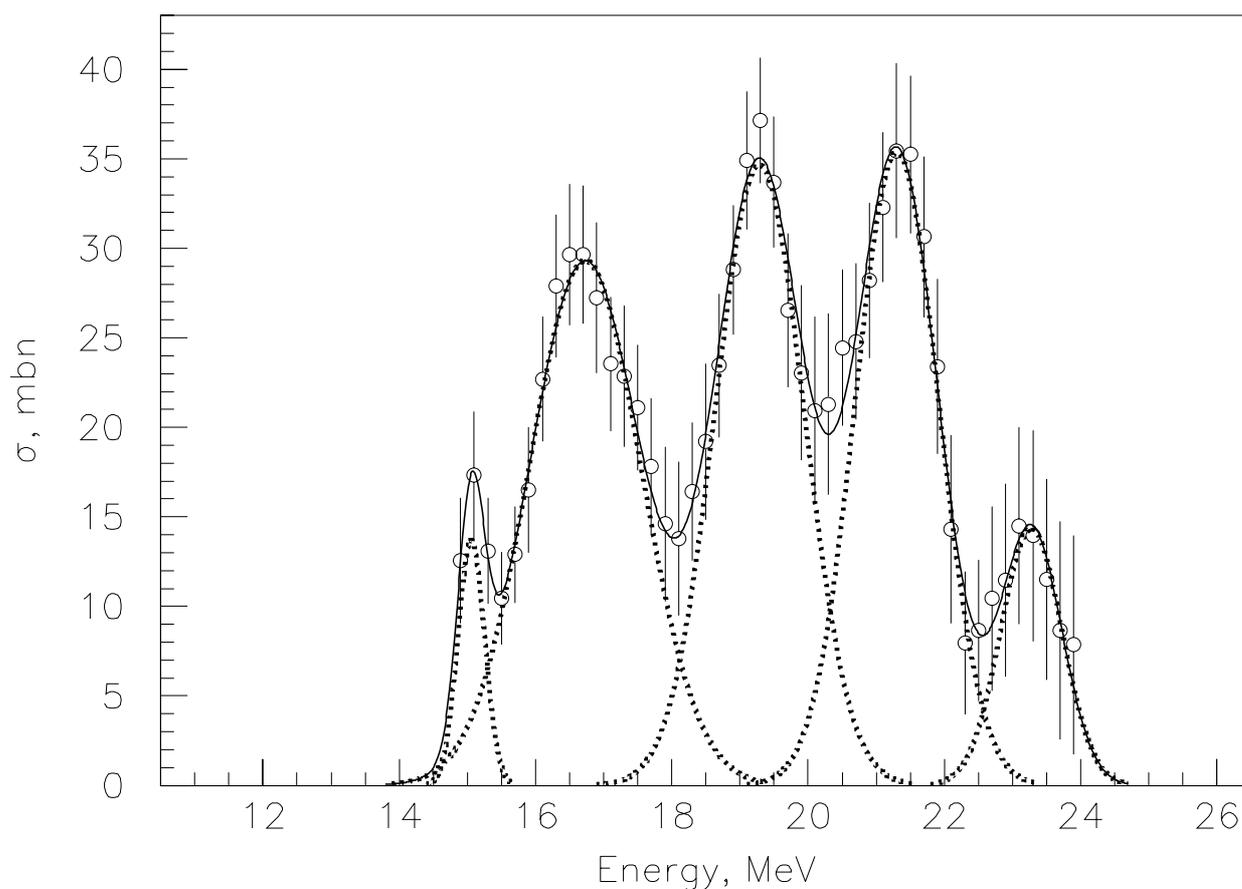


Рис. 5. Аппроксимация сечения $^{90}\text{Zr}(\gamma,p)$ /15, 16/ с помощью 5 гауссианов.

Таблица 3.

Параметры аппроксимации сечения $^{90}\text{Zr}(\gamma,p)$ пятью гауссианами, $\chi^2 = 0.177$.

$\sigma_1^{\max} = 14. \pm 4. \text{ мб}$ $E_1^{\max} = 15.1 \pm 0.1 \text{ МэВ}$ $\Gamma_1^{\text{Gauss}} = 0.2 \pm 0.1 \text{ МэВ}$ $\text{FWHM}_1 = 0.5 \pm 0.2 \text{ МэВ}$	$\sigma_2^{\max} = 29.0 \pm 2.0 \text{ мб}$ $E_2^{\max} = 16.7 \pm 0.1 \text{ МэВ}$ $\Gamma_2^{\text{Gauss}} = 0.8 \pm 0.1 \text{ МэВ}$ $\text{FWHM}_2 = 1.9 \pm 0.2 \text{ МэВ}$
$\sigma_3^{\max} = 35.0 \pm 2.0 \text{ мб}$ $E_3^{\max} = 19.3 \pm 0.1 \text{ МэВ}$ $\Gamma_3^{\text{Gauss}} = 0.7 \pm 0.1 \text{ МэВ}$ $\text{FWHM}_3 = 1.5 \pm 0.3 \text{ МэВ}$	$\sigma_4^{\max} = 35.0 \pm 2.0 \text{ мб}$ $E_4^{\max} = 21.3 \pm 0.1 \text{ МэВ}$ $\Gamma_4^{\text{Gauss}} = 0.6 \pm 0.1 \text{ МэВ}$ $\text{FWHM}_4 = 1.4 \pm 0.2 \text{ МэВ}$
$\sigma_5^{\max} = 14.0 \pm 4.0 \text{ мб}$ $E_5^{\max} = 23.3 \pm 0.1 \text{ МэВ}$ $\Gamma_5^{\text{Gauss}} = 0.5 \pm 0.1 \text{ МэВ}$ $\text{FWHM}_5 = 1.1 \pm 0.4 \text{ МэВ}$	

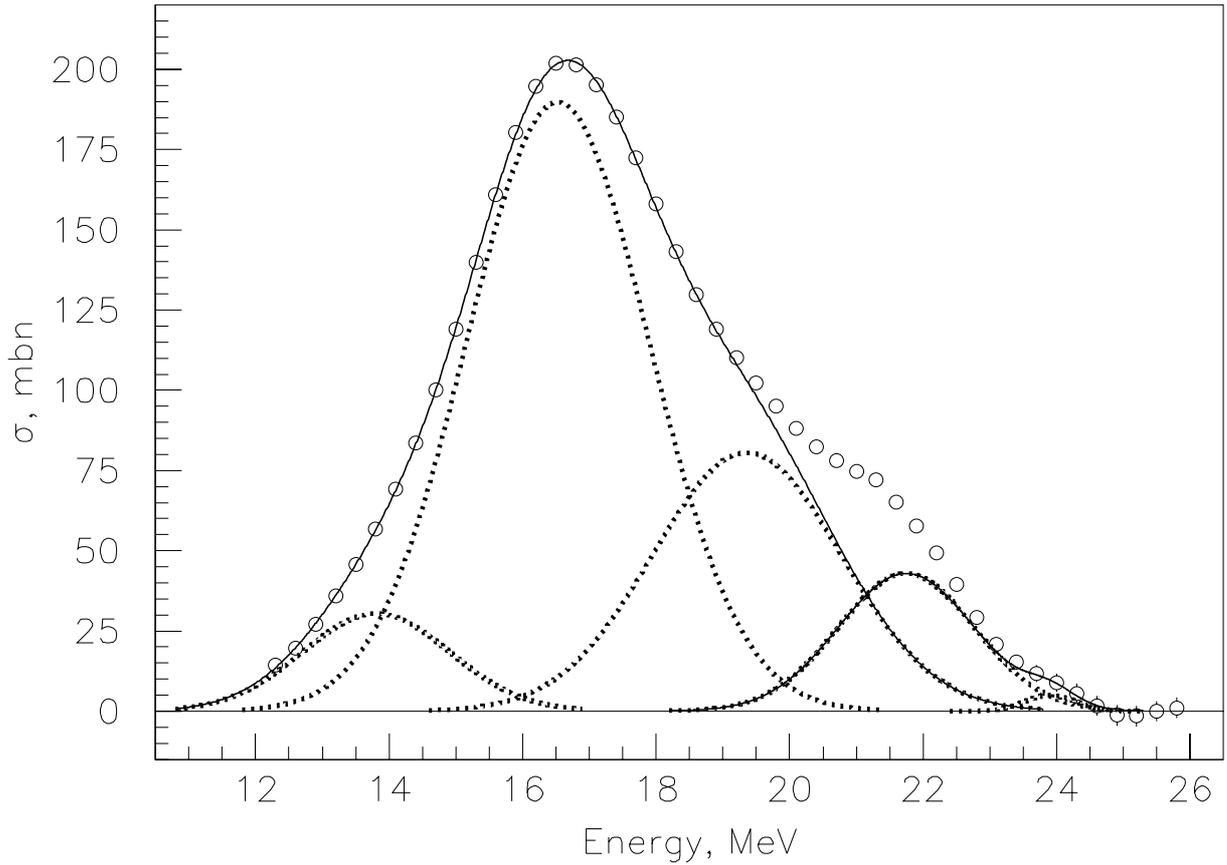


Рис. 6. Аппроксимация сечения $^{90}\text{Zr}(\gamma, n)$ /21, 22/ с помощью 5 гауссианов.

Таблица 4.

Параметры аппроксимации сечения $^{90}\text{Zr}(\gamma, n)$ пятью гауссианами, $\chi^2 = 0.458$.

$\sigma_1^{\max} = 30.0 \pm 4.0 \text{ мб}$ $E_1^{\max} = 13.8 \pm 0.1 \text{ МэВ}$ $\Gamma_1^{\text{Gauss}} = 1.1 \pm 0.1 \text{ МэВ}$ $\text{FWHM}_1 = 2.6 \pm 0.2 \text{ МэВ}$	$\sigma_2^{\max} = 190.0 \pm 1.0 \text{ мб}$ $E_2^{\max} = 16.5 \pm 0.1 \text{ МэВ}$ $\Gamma_2^{\text{Gauss}} = 1.1 \pm 0.1 \text{ МэВ}$ $\text{FWHM}_2 = 3.2 \pm 0.1 \text{ МэВ}$
$\sigma_3^{\max} = 81.0 \pm 1.0 \text{ мб}$ $E_3^{\max} = 19.4 \pm 0.2 \text{ МэВ}$ $\Gamma_3^{\text{Gauss}} = 1.4 \pm 0.1 \text{ МэВ}$ $\text{FWHM}_3 = 3.3 \pm 0.3 \text{ МэВ}$	$\sigma_4^{\max} = 43.0 \pm 9.0 \text{ мб}$ $E_4^{\max} = 21.7 \pm 0.2 \text{ МэВ}$ $\Gamma_4^{\text{Gauss}} = 1.0 \pm 0.1 \text{ МэВ}$ $\text{FWHM}_4 = 2.4 \pm 0.2 \text{ МэВ}$
$\sigma_5^{\max} = 5.0 \pm 2.0 \text{ мб}$ $E_5^{\max} = 23.9 \pm 0.2 \text{ МэВ}$ $\Gamma_5^{\text{Gauss}} = 0.4 \pm 0.2 \text{ МэВ}$ $\text{FWHM}_5 = 0.9 \pm 0.5 \text{ МэВ}$	

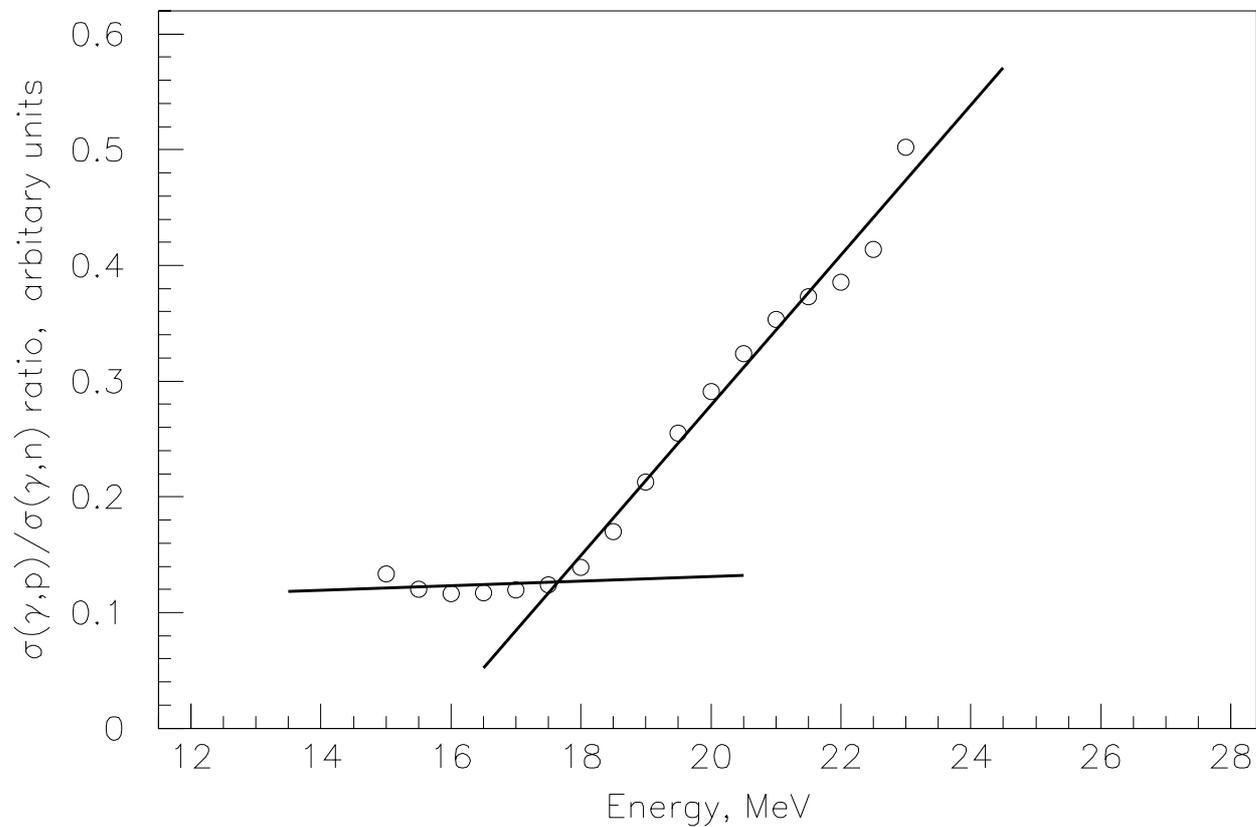


Рис. 7. Энергетическая зависимость отношения $r = \sigma(\gamma,p)/\sigma(\gamma,n)$ сечений реакций (γ,p) и (γ,n) для ядра ^{90}Zr . Оба сечения предварительно сглажены гауссианом с шириной 2 МэВ.

Это представляется вполне естественным, поскольку по обоим нуклонным каналам происходит распад одних и тех же возбужденных состояний ядра ^{90}Zr . Следует отметить, что и параметры соответствующих гауссианов, с помощью которых аппроксимируются фотопротонное (Таблица 3) и фотонейтронное (Таблица 4) сечения, оказываются весьма близкими друг к другу. Единственное заметное различие энергетических положений (15.1 и 13.8 МэВ) первых (самых низкоэнергетичных) гауссианов имеет вполне естественное объяснение: вследствие наличия некоторого энергетического порога регистрации для протонов и его отсутствие для нейтронов самый низкоэнергетичный максимум в фотопротонном сечении может быть слегка обрезан со стороны меньших энергий и, естественно, смещен в сторону больших энергий.

3.3. Интерпретация изоспиновых компонент сечений реакций $^{90}\text{Zr}(\gamma,p)^{89}\text{Y}$, $^{90}\text{Zr}(\gamma,n)^{89}\text{Zr}$ и $^{90}\text{Zr}(\gamma,2n)^{88}\text{Zr}$

Сечение реакции $^{90}\text{Zr}(\gamma,p)^{89}\text{Y}$. Поскольку точка излома энергетической зависимости отношения $r = \sigma(\gamma,p)/\sigma(\gamma,n)$ находится (Рис. 7) при энергии 17.7 МэВ, согласно сказанному выше изоспиновая интерпретация сечения реакции $^{90}\text{Zr}(\gamma,p)^{89}\text{Y}$ может быть выполнена относительно просто: первые 2 максимума (при энергиях 15.1 16.7 МэВ) должны быть обусловлены распадом преимущественно состояний с изоспином $T_{<}$, а следующие 3 (при энергиях 19.3, 21.3 и 23.3 МэВ) - состояний с изоспином $T_{>}$.

Сечение реакции $^{90}\text{Zr}(\gamma,n)^{89}\text{Zr}$. Интерпретация изоспиновых компонент сечения реакции $^{90}\text{Zr}(\gamma,n)^{89}\text{Zr}$ может быть выполнена аналогичным образом однако с учетом дополнительного обстоятельства, обусловленного взаимным расположением состояний с различными значениями изоспина в ядре ^{90}Zr и соседних с ним ядрах (Рис. 8).

Дело в том, что согласно приведенной схеме распад состояний ядра ^{90}Zr с изоспином $T_{>} = 6$ по нейтронному каналу возможен лишь, начиная с энергии /23/ 20.2 МэВ – порога возбуждения в соседнем ядре ^{89}Zr состояний с изоспином $T_{>} = 5\frac{1}{2}$, их распад на уровни ядра ^{89}Zr с изоспином $T_{<} = 4\frac{1}{2}$ запрещен правилами отбора по изоспину. Таким образом, в отличие от изоспиновой интерпретации фотопротонного сечения, для фотонейтронного она выглядит следующим образом - первые 3 максимума (при энергиях, соответственно, 13.8, 16.5 и 19.4 МэВ) должны быть обусловлены распадом преимущественно состояний с изоспином $T_{<}$, а следующие 2 (при энергиях 21.7 и 23.9 МэВ) – состояний с изоспином $T_{<}$.

Сечение реакции $^{90}\text{Zr}(\gamma,2n)^{88}\text{Zr}$. Из приведенной схемы следует, что в рассматриваемой области энергий возбуждения ядра ^{90}Zr цепочка распадов, необходимая для осуществления реакции $(\gamma,2n)$ и оканчивающаяся состояниями ядра ^{88}Zr с изоспином $T_{<} = 4$ согласно правилам отбора по изоспину может проходить лишь через уровни с изоспином $T_{<} = 4\frac{1}{2}$ ядра ^{89}Zr , а следовательно, начинаться лишь с уровней с изоспином $T_{<} = 5$ ядра ^{90}Zr . Таким образом, сечение реакции $^{90}\text{Zr}(\gamma,2n)^{88}\text{Zr}$ полностью оказывается обусловленным распадом состояний ядра ^{90}Zr с изоспином $T_{<}$.

Сечение реакции $^{90}\text{Zr}(\gamma,np)^{88}\text{Y}$. Для полноты картины необходимо было бы проанализировать и возможные цепочки распадов через уровни с различными значениями изоспина промежуточных ядер, проявляющихся в реакции (γ,np) . К сожалению, для ядра ^{90}Zr такая информация отсутствует.

Определенные описанным способом изоспиновые компоненты всех обсуждаемых сечений фоторасщепления ядра ^{90}Zr представлены на Рис. 9, а обе изоспиновые компоненты сечения полного фотопоглощения – на Рис. 10. Параметры обеих изоспиновых компонент ГДР ядра ^{90}Zr представлены в Таблице 5, а определенные по ним параметры изоспинового расщепления ГДР ядра ^{90}Zr - в Таблице 6.

4. Сравнение результатов

Основные параметры изоспинового расщепления ядра ^{90}Zr , полученные в настоящей работе и работах /15, 16/, а также теоретические оценки /2, 4/, полученные с помощью соотношений (3) и (4), представлены в Таблице 7.

Данные Таблицы 7 свидетельствуют о следующем:

- обе изоспиновые компоненты, полученные в настоящей работе, смещены к большим энергиям по сравнению с данными работ /15, 16/;
- $T_{<}$ -компонента смещена сильнее (1.2 МэВ), чем $T_{>}$ -компонента (0.5 МэВ), что уменьшает величину изоспинового расщепления (3.3 МэВ, вместо 3.7 МэВ);
- величина изоспинового расщепления, полученная в работах /15, 16/ (3.7 МэВ) оказывается несколько ближе к теоретическому значению (4.0 МэВ), чем значение, полученное в настоящей работе (3.3 МэВ);
- соотношение изоспиновых компонент R , полученное в настоящей работе (0.14) оказывается существенно более близким к теоретической оценке (0.17), чем данные работ /15, 15/.

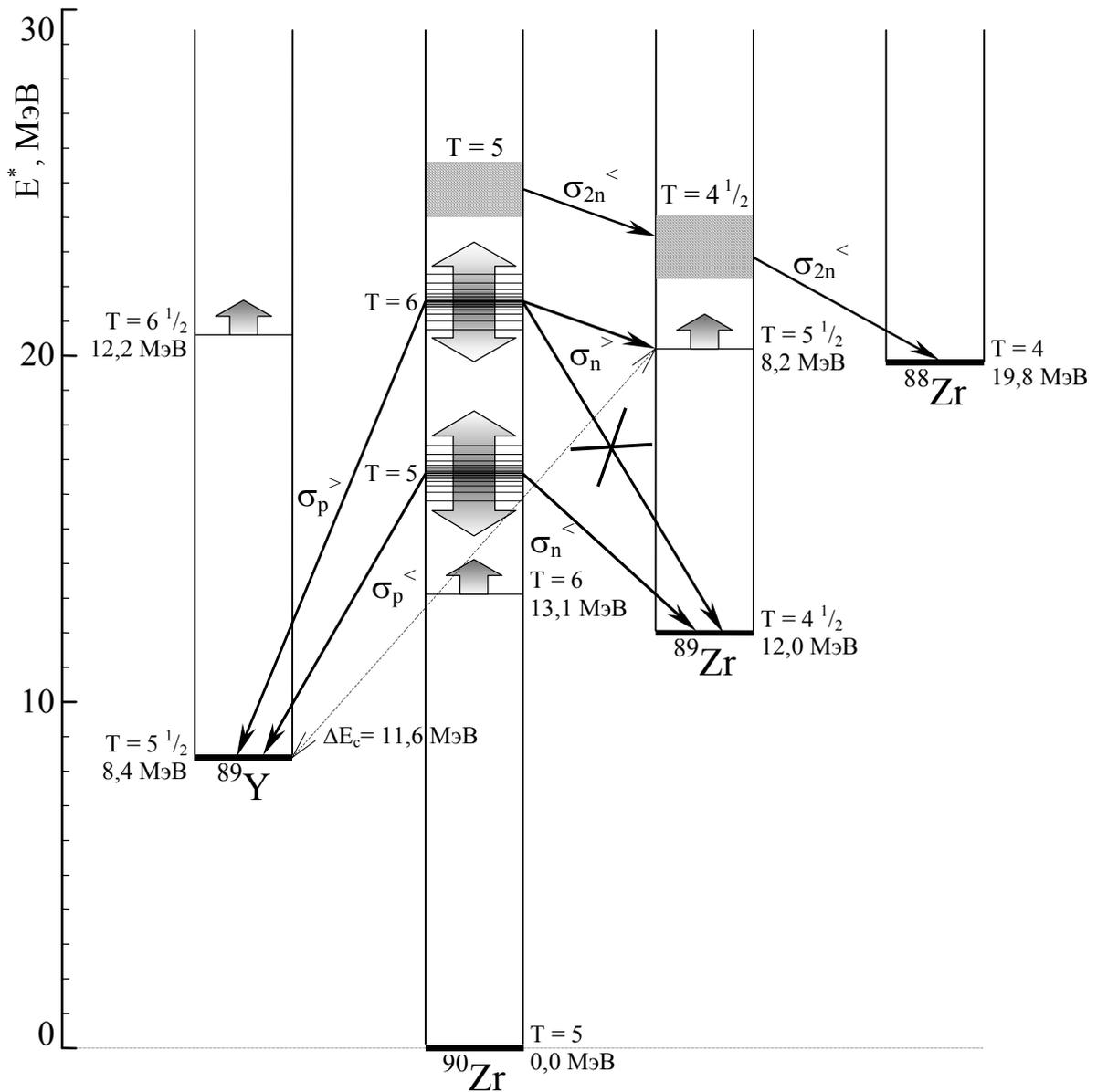


Рис. 8. Схема процессов возбуждения и распада уровней с различными значениями изоспина ядра ^{90}Zr и соседних с ним ядер. Показано (штриховая линия) смещение на величину кулоновской энергии ($\Delta E_c = /1.444 \cdot (Z - 1/2) \cdot A^{-1/3} - 1.131/ = 11.6$ МэВ) нижнего уровня с изоспином $T = 5\frac{1}{2}$ ядра ^{89}Zr относительно основного состояния ядра ^{89}Y (ядра ^{89}Zr и ^{89}Y – члены соответствующего изоспинового мультиплета). Приведены (широкие стрелки) энергетические положения /23/ первых уровней ядер с изоспином, на 1 большим изоспина основного состояния.

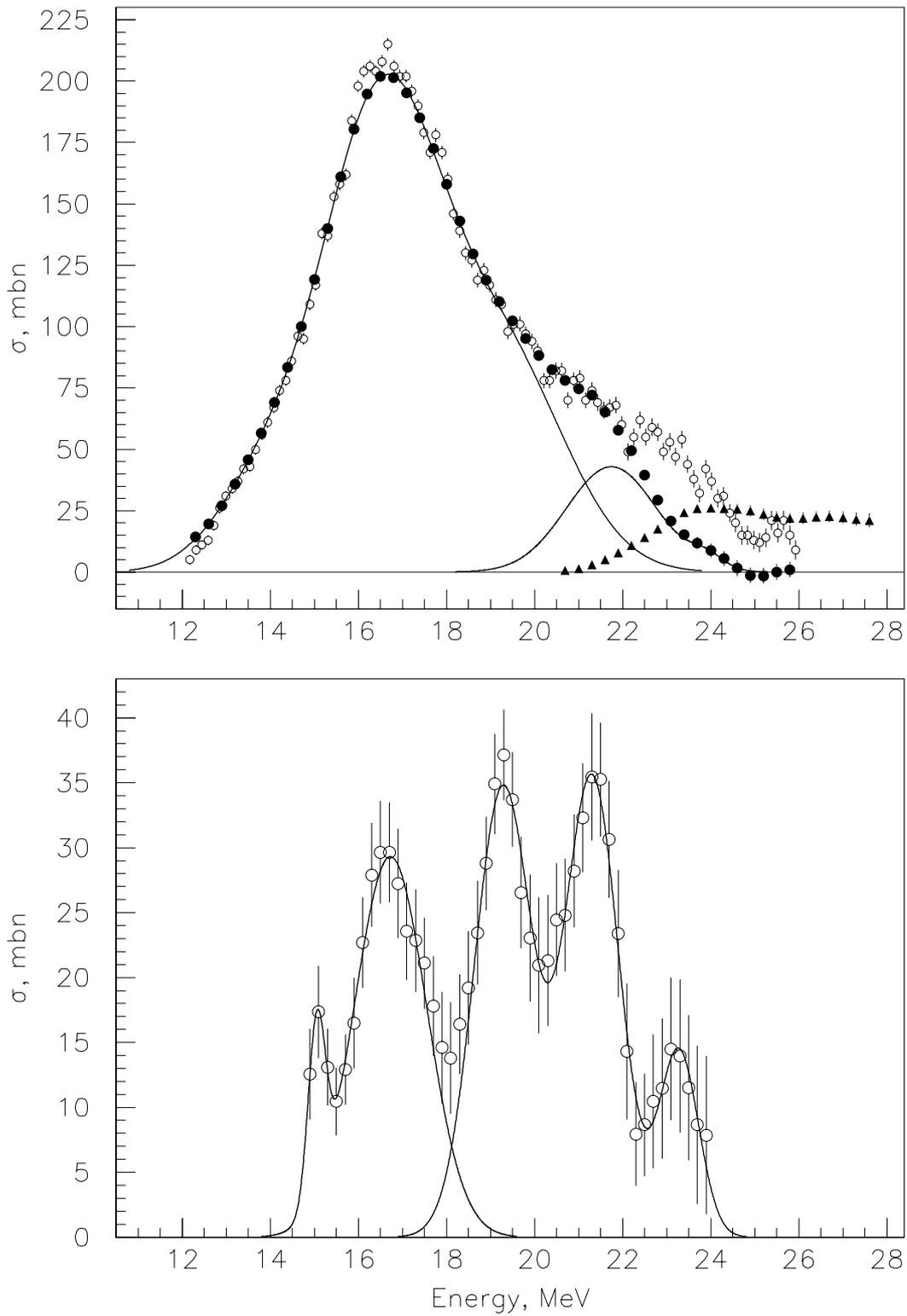


Рис. 9. Аппроксимация гауссианами энергетических зависимостей сечений реакций (γ, n) и (γ, p) на ^{90}Zr . Кривыми выделены компоненты сечений, соответствующие значениям изоспина $T_<$ и $T_>$.

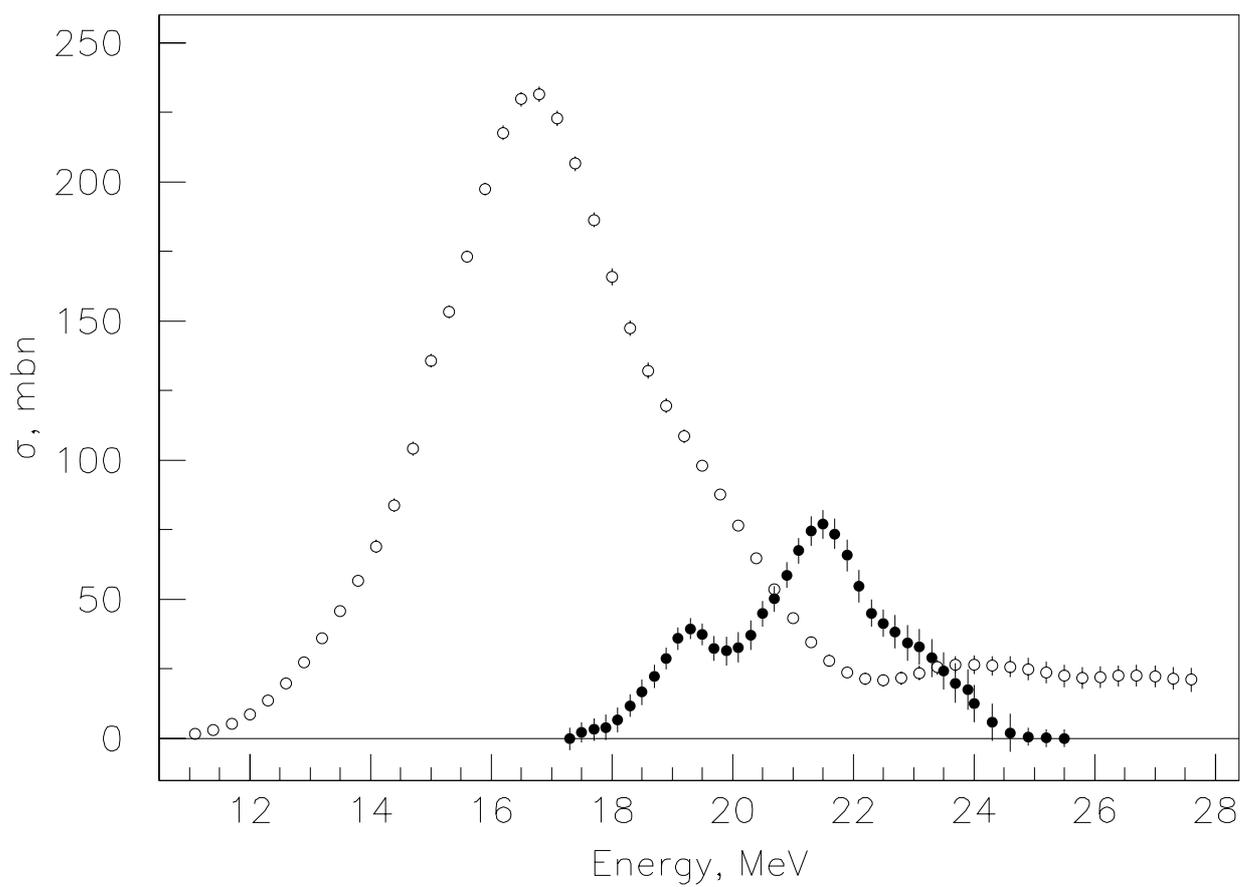


Рис. 10. Компоненты $T_{<}$ и $T_{>}$ сечения полного фотопоглощения на $^{90}\text{Zr}(\gamma, \text{abs})$.

Таблица 5.

Параметры изоспиновых компонент ГДР ядра ^{90}Zr .

Параметры	$T_{<}$ -компонента	$T_{>}$ -компонента
Амплитуда σ (мб)	231.0	80.7
Ширина (МэВ)	4.1	3.2
Положение центра тяжести (МэВ)	17.9 (1)	21.2 (1)
Область интегрирования (МэВ)	11.1 – 27.6	17.3 – 25.8
Интегральное сечение $\sigma^{\text{инт}}$ (МэВ • мб)	1216.5 (58)	242.3 (70)
Первый момент $\sigma^{\text{инт}}_{-1}$ (мб)	69.9 (37)	11.48 (32)

Таблица 6.

Параметры изоспинового расщепления ядра ^{90}Zr .

Реакция	T	$E^{\text{ц.т.}}$, МэВ	ΔE , МэВ	$\sigma^{\text{инт}}$, МэВ х мб	$\sigma^{\text{инт}}/$ 1.1 x 60NZ/A	$\sigma^{\text{инт}}/$ 60NZ/A	σ_{-1} , мб	R
(γ, abs)	$T_{>}$	21.2 (1)	3.3 (2)	242.3 (70)	0.17	0.18	11.6 (3)	0.14
	$T_{<}$	17.9 (1)		1216.5 (58)	0.83	0.92	69.9 (4)	
(γ, p)	$T_{>}$	20.6 (1)		126.8 (53)	0.087	0.095	6.2 (3)	
	$T_{<}$	16.6 (1)		65.7 (33)	0.045	0.049	4.0 (2)	
(γ, n)	$T_{>}$	21.8 (1)		113.9 (32)	0.078	0.085	5.2 (1)	
	$T_{<}$	17.1 (1)		1013.4 (22)	0.69	0.760	60.0 (3)	
$(\gamma, 2\text{n})$	$T_{>}$	-	-	-	-	-	-	
	$T_{<}$	24.9 (1)		130.3 (27)	0.09	0.098	5.3 (1)	

Таблица 7.

Сравнение результатов различных исследований изоспинового расщепления ядра ^{90}Zr

	Теор. оценки /2, 4/	Работы /15, 16/	Настоящая работа
ΔE (МэВ)	4.0	3.7	3.3
R (отн. ед.)	0.17	0.10	0.14
$E^{\text{ц.т.}}_{>}$ (МэВ)		20.7	21.2
$E^{\text{ц.т.}}_{<}$ (МэВ)		16.7	17.9

Из всего сказанного выше следует, что все отмеченные расхождения экспериментальных данных и теоретических оценок могут быть объяснены с учетом одного и того же фактора - отсутствия в работах /2, 4, 15, 16/ корректного учета роли реакции $^{90}\text{Zr}(\gamma, 2n)^{88}\text{Zr}$:

- как было показано выше, в эксперименте /17/ по определению сечений реакций (γ, n) и $(\gamma, 2n)$ вклад первой был заметно (неоправданно) переопределен, тогда как вклад второй – значительно занижен; при этом для оценки параметров изоспинового расщепления в работах /15, 16/ сечение первой реакции учитывалось, а второй – нет; корректировка (Рис. 4) сечений обеих реакций /22/ - значительное увеличение сечения реакции $(\gamma, 2n)$ за счет уменьшения сечения реакции (γ, n) - приводит именно к эффектам отмеченного выше типа (Таблица 7);
- в теоретических оценках фактор сечения реакции $^{90}\text{Zr}(\gamma, 2n)^{88}\text{Zr}$ вообще не учитывается: концепция изоспинового расщепления основывается на предположении о малости кулоновского взаимодействия по сравнению с ядерным, характерной для тяжелых ядер; при фоторасщеплении тяжелых ядер роль реакции $(\gamma, 2n)$ оказывается значительно ослабленной по сравнению с реакцией (γ, n) в отличие от ситуации в более легких ядрах, к которым и должно быть отнесено ядро среднего веса ^{90}Zr ; как следствие простой геометрический подход к интерпретации протонного и нейтронного каналов распада ДГР просто как распадов состояний промежуточного ядра, имеющих разные значения изоспина оказывается не вполне обоснованным.

Литература

1. В.В.Варламов, Б.С.Ишханов, М.Е.Степанов. Известия РАН, серия физическая 62, (1998) 1035.
2. S.Fallieros, B.Goulard, R.H.Ventor. Phys.Lett., 19 (1965) 398.
3. Leonardy R. Phys.Rev.Lett., 28 (1972) 836.
4. R.O.Akyuz, S.Fallieros. Phys.Rev.Lett., 27 (1971) 1016.
5. H.Morinaga. Phys.Rev., 97 (1955) 444.
6. В.В.Варламов, Н.Г.Ефимкин, Б.С.Ишханов, В.В.Сапуненко, М.Е.Степанов. Ядерная физика, 58 (1995) 387.
7. В.В.Варламов, Н.Г.Ефимкин, Б.С.Ишханов, В.В.Сапуненко, М.Е.Степанов. Известия РАН, серия физическая, 59 (1995) 223.
8. K.G.McNeil, M.N.Thompson, A.D.Bates, J.W.Jury, B.L.Berman. Phys.Rev., C47 (1993) 1108.
9. V.V.Varlamov, B.S.Ishkhanov, I.M.Kapitonov, I.M.Piskarev, V.G.Shevchenko, O.P.Shevchenko. Nucl.Phys., A222 (1974) 548.
10. В.В.Варламов, М.Е.Степанов. Изоспиновое расщепление гигантского дипольного резонанса ядра ^{22}Ne . Тезисы докладов Международной конференции по ядерной физике “Кластеры в ядерной физике”. L Совещание по ядерной спектроскопии и структуре ядра. Санкт-Петербург, 14 - 17 июня 2000 г., -С-Пб, 2000, с. 348.
11. В.В.Варламов, Б.С.Ишханов, И.М.Капитонов, Е.В.Лазутин, О.П.Шевченко, В.И.Шведун. Вестник Московского университета. Физика. Астрономия, 3 (1976) 297.
12. В.В.Варламов, Б.С.Ишханов, И.М.Капитонов, Ж.Л.Кочарова, В.И.Шведун, О.П.Шевченко. Известия АН СССР, серия физическая, 39 (1975) 1744.
13. B.S.Ishkhanov, I.M.Kapitonov, V.G.Shevchenko, V.I.Shvedunov, V.V.Varlamov. Nucl. Phys., A283 (1977) 307.
14. В.В.Варламов, М.Е.Степанов. Ядерная физика, 65 (2002) 1.
15. K.Shoda, H.Miyase, M.Sugawara, T.Saito, S.Oikawa, A.Suzuki, J.Uegaki. Nucl.Phys., A239 (1975) 397.
16. K.Shoda. Phys.Rep., 53 (1979) 343.
17. A.Lepretre, H.Beil, R.Bergere, P.Carlos, A.Veyssiere. Nucl.Phys., A175 (1971) 609.
18. E.Wolynec, A.R.V.Martinez, P.Gouffon, Y.Miyao, V.A.Serrao, M.N.Martins. Phys.Rev., C29 (1984) 1137.
19. E.Wolynec, M.N.Martins. Revista Brasileira Fisica, 17 (1987) 56.
20. V.V.Varlamov, N.G.Efimkin, N.A.Lenskaja, A.P.Chernjaev. The Investigation of the Reasons for Discrepancies in Results of Photonuclear Experiments at the Beams of Bremsstrahlung and Quasimonoenergetic Gamma-Quanta. The Problem of Interpretation. MSU INP Preprint-89-66/143, -M., 1989.
21. V.V.Varlamov, B.S.Ishkhanov. Study of Consistency Between (γ, xn) , $[(\gamma, n) + (\gamma, np)]$ and $(\gamma, 2n)$ Reaction Cross Sections Using Data Systematics. Vienna, Austria. INDC(CCP)-433, IAEA NDS, Vienna, Austria, 2002.
22. В.В.Варламов, Н.Н.Песков, Д.С.Руденко, М.Е.Степанов. Сечения фотонейтронных реакций в экспериментах на пучках квазимоноэнергетических аннигиляционных фотонов. Препринт НИИЯФ МГУ-2003-2/715, -М., 2003.
23. И.Н.Бобошин, В.В.Варламов, Б.С.Ишханов. Формула для энергии первого возбужденного ядерного состояния с изоспином $T_>$. Известия РАН, серия физическая, 66, №5 (2002) 739.

**Игорь Николаевич Бобошин
Владимир Васильевич Варламов
Илья Витальевич Сафонов
Михаил Евгеньевич Степанов
Михаил Генрихович Урин**

Изоспиновое расщепление гигантского дипольного резонанса ядра ^{90}Zr

Препринт НИИЯФ МГУ 2003-25/738

Работа поступила в ОНТИ 27.12.2003

ИД № 00545 от 06.12.1999

Издательство УНЦ ДО

117246 Москва, ул. Обручева, 55А
Тел./факс (095) 718-6966, 718-7785
e-mail: izdat@abiturcenter.ru
<http://www.abiturcenter.ru/izdat/>

Гигиенический сертификат №77.99.2.925.Д.001643.03.03 от 11.03.2003
Налоговые льготы - Общероссийский классификатор продукции
ОК-005-93, том 1-953000

Заказное. Подписано в печать . . .2004 г. Формат 60x90/16
Тираж 50 экз. Заказ №

Отпечатано в Мини-типографии УНЦДО
<http://abiturcenter.ru/print>
в полном соответствии с качеством
представленного оригинал-макета