



ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

97-223

P3-97-223

А.М.Суховой, В.А.Хитров

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ОЦЕНКА ПЛОТНОСТИ  
УРОВНЕЙ ТЯЖЕЛОГО ЯДРА,  
РЕАЛЬНО ВОЗБУЖДАЕМЫХ В РЕАКЦИИ  $(n, \gamma)$   
ПРИ  $E_{\text{воз}} < 3 - 4$  МэВ

Направлено в журнал «Ядерная физика»

1997

## 1. Введение

Спектроскопическую информацию о плотности возбуждаемых состояний (числе наблюдаемых уровней ядра в единичном интервале энергии его возбуждения) традиционно поставляло исследование реакции  $(n, \gamma)$  на тепловых и низкоэнергетических нейтронах. Наблюдаемая в таких экспериментах плотность уровней и нейтронных резонансов вместе с теоретическими представлениями Бора о компаунд-состоянии привели к возникновению двух постулатов:

- а) реакция  $(n, \gamma)$  - неселективна;
- б) плотность возбуждаемых в ней (и не только в ней) состояний выше энергии спаривания двух нуклонов быстро (экспоненциально) возрастает с увеличением энергии возбуждения ядра.

Последний постулат реализован, например, в модели плотности уровней, основанной на представлении о ядре, как о системе взаимодействующих фермионов. Наиболее детальная параметризация ее варианта (модель ферми-газа с "обратным смещением") выполнена в [1].

Первый же постулат обычно трактуется следующим образом: "наблюдаемое отклонение от экспоненциальной зависимости плотности уровней при повышении энергии возбуждения ядра является следствием только пропуска слабо возбуждаемых в данной реакции, при данных условиях уровней".

Оба эти положения выглядят вполне реалистичски в традиционных методиках изучения схем распада тяжелых (в первую очередь - деформированных) ядер при энергии возбуждения ниже  $\sim 1 - 3$  МэВ. Нижней величине здесь соответствуют нечетно-нечетные, верхней - четно-четные ядра.

Очень удачное применение техники совпадений, осуществленное в Дубне около 15 лет тому назад, позволило [2] расширить интервал энергий возбуждения тяжелого немагического ядра, в котором экспериментально выявляются индивидуальные возбужденные уровни, до энергии 3 - 4 МэВ и более. При этом помимо чисто спектроскопической [2] была получена достаточно обильная и достоверная информация об усредненной по небольшому интервалу энергии вероятности возбуждения и распада промежуточных состояний изучаемых ядер в диапазоне  $E_{ex} \sim B_n$  в широком кругу ядер из области масс составных ядер  $114 \leq A \leq 200$  [3,4].

Сопоставление наблюдаемой интенсивности соответствующих двухквантовых каскадов с расчетами, использующими различные модели плотности уровней [1,5] и радиационных шири [6,7], привело нас к безусловному заключению, что реально возбуждаемая при распаде конкретного как минимум нейтронного резонанса плотность уровней тяжелого и, прежде всего, деформированного ядра должна быть существенно меньшей, чем это дает экспоненциальная интерполяция [1] и даже более современные модели [5,8].

Более детальное изучение этой проблемы и, прежде всего, наличие указаний на возможную эквидистантность промежуточных уровней наиболее интенсивных каскадов [9] привело авторов [10] к заключению о том, что более реалистичский подход к проблеме предсказания плотности уровней требует корректного учета перераспределения энергии ядра между его возбуждениями вибрационного и квазичастичного типов. Последнее обстоятельство давно известно и прямо учитывается в обобщенной модели сверхтекучего ядра [8]. Но, к сожалению, традиционный подход к учету эффектов сверхтекучести основан [8] на адиабатическом представлении. А оно, по всей видимости, неприменимо при энергиях возбуждения тяжелого ( $A > 100$ ) ядра ниже 3 - 5 МэВ как минимум. На это прямо указывает анализ [9]: наиболее интенсивные двухквантовые каскады, наблюдаемые в эксперименте, могут быть размещены в "полосы" (предполагаемого вибрационного типа) с практически постоянными расстояниями между тройками (иногда - четверками, пятерками...) их промежуточных уровней. Наиболее вероятный период такой эквидистантности достигает 500-800 кэВ и более-менее пропорционален [11] числу бозонных пар незаполненных нуклонных оболочек.

Этот результат может быть интерпретирован следующим образом: меньшая часть энергии ядра уходит на возбуждение его уровней с вероятной квазичастичной структурой их волновой функции. Каждый из таких уровней является головным для "полосы" вибрационного типа с двумя как минимум уровнями в ней. И именно уровни таких "полос" преимущественно наблюдаются в эксперименте. Не исключено, что и исчерпывают весь набор возможных состояний ядра в области возбуждений от 1 - 2 до 3 - 4 МэВ. Другими словами, анализ эксперимента дает основание предполагать, что плотность возбуждаемых в реакции  $(n, \gamma)$  состояний при энергии возбуждения 3 - 4 МэВ, например, реально соответствует плотности состояний квазичастичной структуры при энергиях возбуждения 1 - 2 МэВ.

К сожалению, ограниченный объем информации, накопленной о каскадном  $\gamma$ -распаде компаунд-состояния, не позволяет считать полученные в [9,11] заключения безусловно доказанными. И приведенные выше заключения следует рассматривать в настоящее время скорее как гипотезу, наилучшим и наиболее простым образом объясняющую наблюдаемые нами особенности каскадного  $\gamma$ -распада.

Опираясь на предположение о существенном перераспределении энергии ядра между возбуждениями фермионного и бозонного типов, авторы [10], используя хорошо изученную термодинамику фазового перехода между сверхтекучим и обычным состояниями смеси жидких  ${}^3\text{He}$  и  ${}^4\text{He}$ , предложили модификацию моделей плотности уровней, основанных на представлении о ядре, как о газе взаимодействующих ферми-частиц.

Полученная модель с четырьмя свободными параметрами была использована в расчетах интенсивностей двухквантовых каскадов, и ее параметры подбирались таким образом, чтобы с максимальной точностью воспроизвести наблюдаемую их интенсивность выше точки ожидаемого фазового перехода. Температура  $t$  последнего однозначно связана с корреляционной функцией двух нуклонов  $\delta$  известным соотношением BCS-теории [12]:

$$t = 0,567\delta, \quad (1)$$

но с учетом ее уменьшения для смеси бозе- и ферми-систем детально экспериментально изученной для жидкого гелия.

Как результат было получено, что ниже энергии 3 - 5 МэВ в интервале энергии возбуждения шириной  $\sim 2$  МэВ в любом деформированном (четно-четном, четно-нечетном, нечетно-четном и нечетно-нечетном) ядре плотность уровней намного меньше (в модели [10]), чем дает экспоненциальная интерполяция [1].

Расчеты интенсивности каскадов с модельной плотностью [10] обеспечивают одновременно максимально хорошее воспроизведение наблюдаемой интенсивности каскадов и числа наблюдаемых в эксперименте их промежуточных уровней. Поэтому мы вынуждены предположить, что в экспериментах по изучению двухквантовых каскадов, связывающих нейтронный резонанс и группу низколежащих уровней ядра, расхождение между ожидаемым в рамках теоретических представлений и наблюдаемым в эксперименте числом уровней не может быть обусловлено только "пропуском" состояний, возбуждаемых каскадами с их интенсивностью  $i_{\gamma\gamma}$  меньшей порога чувствительности эксперимента  $L_c$ .

## 2. Анализ

Единственная возможность проверить такое предположение в настоящее время - выполнить анализ распределения интенсивности каскадов относительно их среднего значения для  $i_{\gamma\gamma} > L_c$  и экстраполировать результат на область  $i_{\gamma\gamma} < L_c$ . Точность сделанных заключений при этом определяется соотношением значений реальной средней интенсивности каскадов  $\langle i_{\gamma\gamma} \rangle$  в заданном интервале энергий их промежуточных уровней и реальным порогом чувствительности эксперимента  $L_c$ . Для большей части полученных данных ситуация достаточно благоприятная, как это видно из таблицы. Но даже в случае равенства этих величин в эксперименте наблюдается примерно половина состояний, возбуждаемых каскадами. Математическое моделирование, описываемое ниже, показывает, что и в таком случае нет оснований ожидать смещения находимого из описываемой здесь процедуры экстраполяции значения искомого полного числа промежуточных уровней каскадов с заданной четностью  $N_c$ .

Интенсивность каскада  $i_{\gamma\gamma}$ , связывающего три состояния  $\lambda, i$  и  $f$ , определяется выражением

$$i_{\gamma\gamma} = \frac{i_1}{\sum i_1} \times \frac{i_2}{\sum i_2}. \quad (2)$$

Здесь  $i_1$  и  $i_2$  - интенсивности переходов, связывающих эти три уровня, а  $\sum i_1$  и  $\sum i_2$  - суммы всех переходов, разряжающих уровни  $\lambda$  и  $i$  соответственно. В эксперименте определяется набор значений  $i_{\gamma\gamma}$ , соответствующих группе конечных уровней

$f$  - обычно с энергией их возбуждения ниже 0,5 - 1 МэВ. Если просуммировать (2) по  $f$ , то получится

$$I_{\gamma\gamma} = \sum i_{\gamma\gamma} = \frac{i_1}{\sum i_1} \times b, \quad (3)$$

где  $b$  - доля интенсивности вторичных переходов распада возбужденного состояния  $i$ , соответствующих возбуждению группы низколежащих уровней  $f$ .

Таким образом, просуммированная по конечным уровням двухквантовых каскадов их интенсивность  $I_{\gamma\gamma}$  пропорциональна интенсивности их первичного перехода  $i_1$ . Отношение среднеквадратичного разброса  $D^{1/2}$  значений  $I_{\gamma\gamma}$  к их средней величине  $\langle I_{\gamma\gamma} \rangle$  при отсутствии корреляции сомножителей в (3) равно

$$\frac{D^{1/2}(I_{\gamma\gamma})}{\langle I_{\gamma\gamma} \rangle} = \sqrt{\frac{D(b)}{\langle b \rangle^2} + \frac{D(i_1)}{\langle i_1 \rangle^2}}. \quad (4)$$

Следовательно, форма распределения интенсивности каскадов относительно их среднего значения определяется формой распределения двух случайных величин:  $i_1$  и  $b$  и их дисперсиями  $D(i_1)$  и  $D(b)$  соответственно.

### 2.1. Флуктуации интенсивности первичного перехода каскада

В настоящее время нет никакой информации, касающейся теоретически предсказываемого или экспериментально наблюдаемого распределения интенсивности первичных переходов относительно их среднего значения для случая, когда они возбуждают уровни выше  $\sim 2$  МэВ четно-четного ядра и меньшей энергии - для нечетно-нечетных и четно-нечетных. Из теоретического анализа известно лишь, что волновая функция компаунд-состояния тяжелого немагического ядра содержит более  $\sim 10^6$  слагаемых различного знака и что очень многие из них входят в матричный элемент, определяющий значение интенсивности первичного перехода.

Если это так на самом деле, и в сумме, определяющей значение матричного элемента, не имеется отличающихся по величине на много порядков слагаемых, то распределение амплитуды перехода  $i_1^{1/2}$  относительно среднего должно быть близким к нормальному с практически нулевым средним, как это дает центральная предельная теорема статистики.

В таком случае форма распределения случайных значений  $i_1$  относительно среднего  $\langle i_1 \rangle$  описывается распределением Портера - Томаса [13]. И если отклонения от этого распределения невелики, то  $\frac{D(i_1)}{\langle i_1 \rangle} \approx 2$ .

### 2.2. Флуктуации сумм коэффициентов ветвления $b$

Относительно формы распределения значений интенсивностей вторичных переходов  $i_2$  заключения, аналогичного сделанному выше для случая  $i_1$ , делать нельзя. Поскольку нет никаких оснований аргументированно исключить возможность того, что матричный элемент вторичного перехода может определяться единственным слагаемым или их малым набором.

Но учитывая, что  $I_{\gamma\gamma}$  является суммой по трем как минимум конечным уровням каскадов (включая отношения наиболее интенсивных вторичных переходов к их сумме), можно с очень большой вероятностью предположить, что случайная величина  $b = \sum_j i_2 / \sum_{j>1} i_2$  имеет значительно более узкое распределение, чем случайная величина  $i_1$ . В первую очередь за счет положительной корреляции ширин, одновременно входящих и в числитель, и в знаменатель этого отношения.

Как результат, форма распределения  $I_{\gamma\gamma}$  относительно  $\langle I_{\gamma\gamma} \rangle$  должна практически соответствовать форме распределения  $i_1$ . Анализ экспериментальных данных по суммарным интенсивностям каскадов и интенсивностям их же первичных переходов (в области энергий, где они имеются) показывает, что отношение дисперсии величины  $b$  к квадрату ее среднего значения попадает в основном в интервал  $\sim 0,2 - 0,3$  для деформированных ядер как минимум. То есть флуктуации сумм интенсивностей каскадов в основном определяются флуктуациями интенсивностей их первичного перехода, а не флуктуациями коэффициентов ветвления.

### 2.3. Энергетическая зависимость интенсивности каскадов от энергии их промежуточного уровня

В общем случае интенсивность первичного перехода и, соответственно, каскада должна зависеть от энергии первичного перехода. Такая ситуация предсказывается всеми существующими моделями ширин первичных переходов. Например, экстраполируемыми сечением обратной реакции в область  $E_{ex} < B_n$ . Как следствие, интенсивность первичного перехода в рамках существующих модельных представлений должна быть пропорциональна  $E_1^n$ , где обычно  $n \geq 3$ , и оно зависит от энергии первичного перехода.

Но такая зависимость должна в обязательном порядке искажаться, если, например, существуют факторы, увеличивающие матричные элементы каскадных переходов при увеличении энергии его промежуточного уровня (т.е. при уменьшении  $E_1$  и увеличении числа возможных вторичных переходов). Это реально наблюдается на практике: интенсивности каскадов сильно возрастают с увеличением энергии возбуждения в районе  $A \sim 165 - 170$ . При приближении к магическим  $N = 82$  и  $126$  наблюдаемая функциональная зависимость интенсивности каскадов в большей степени соответствует модельно ожидаемой  $I_{\gamma\gamma} \sim E_1^n$ .

В силу этого обстоятельства для проанализированных ниже ядер энергия их возбуждения разбивалась на достаточно малые интервалы, потенциальным изменением средней интенсивности каскадов в которых пренебрегалось. Используемое значение  $\Delta E = 0,5$  МэВ является при этом компромиссным между необходимостью минимизации ошибки, связанной с наличием неизвестной энергетической зависимости и необходимостью иметь достаточно большое количество случайных интенсивностей в анализируемой статистической выборке.

Из приведенной ниже таблицы можно оценить как величину средней интенсивности каскадов в заданном интервале энергии его возбуждения, так и ее изменение от интервала к интервалу. Такая оценка дает, что во многих случаях пренебрежение энергетической зависимостью интенсивности оправдано; в некоторых - оно должно

быть связано с резким изменением структуры возбуждаемых уровней. Последнее включение относится в первую очередь к околomagическим ядрам. В качестве проверки также был выполнен анализ распределений интенсивностей каскадов, отнормированных на зависимость  $E_1^3$ . Сколь-либо значимого расхождения значений  $N_c$ , полученных при учете и без учета зависимости  $E_1^3$ , найдено не было; среднеквадратичный разброс их друг относительно друга составил в среднем 3,5.

### 2.4. Погрешность оценки ожидаемой плотности уровней

Две проблемы, связанные с рассматриваемой здесь задачей, имеют первоочередную важность:

- является ли величина  $N_c$  асимптотически несмещенной;
- какова точность ее определения.

Некоторые заключения по этим вопросам дало моделирование ожидаемой ситуации. Для этого генерировалось  $N_c$  случайных величин. Каждая из них была представлена произведением двух случайных чисел. Первое - случайная величина; ее распределение соответствовало распределению Портера - Томаса с дисперсией 2. Второе - соответствовало распределению Гаусса со значением его параметра  $\sigma=0.5$  от среднего значения. Они, соответственно, являлись аналогами случайных величин  $i_1$  и  $b$ . Выбор параметров распределения первой величины обоснован выше. Выбор параметров распределения второй случайной величины вполне однозначно следует из распределения сумм интенсивностей каскадов, отнесенных к интенсивностям их первичного перехода. Среднее этого отношения в деформированных ядрах близко к 0,5; а отношение соответствующей дисперсии к квадрату  $b^2$  укладывается в большинстве случаев в интервал 0,2 - 0,3. То есть разброс интенсивностей каскадов относительно их среднего в основном определяется флуктуациями ширин их первичного перехода, а не флуктуациями сумм коэффициентов ветвления для вторичных переходов на конечные низколежащие уровни каскадов. По крайней мере для тех первичных переходов, интенсивности которых приведены в литературе.

В моделировании анализировались две различные ситуации:

- порог регистрации интенсивности каскада равнялся нулю или
- среднему ее значению.

В обоих случаях значимого различия между средними значениями искомых величин  $N_c$  или их систематических отклонений найдено не было. Погрешность определения  $N_c$  при этом оказалось возможным аппроксимировать зависимостью  $\Delta N_c = ((D(b)+D(i_1))/D(i_1))^{1/2} \times N_c^{1/2}$ . То есть имеются основания ожидать, что приведенное в таблице ее значение имеет статистическую погрешность 10 - 30%. И, как отмечается ниже, оно может быть несколько завышено для ситуации, когда  $I_{max}$  меньше максимального из наблюдаемых значений  $i_{\gamma\gamma}$ .

### 3. Сопоставление с экспериментом

Наблюдаемая форма распределения интенсивности каскадов относительно среднего значения с ее большой дисперсией при ограниченном наборе анализируемых случайных величин определяет форму, в которой анализируются экспериментальные данные: это кумулятивная сумма интенсивностей каскадов в функции их интенсивности.

Она аппроксимировалась функцией, параметры которой:

- 1) суммарная интенсивность всех каскадов, включая лежащие ниже порога чувствительности, выражаемая соотношением  $I = \langle i_{\gamma\gamma} \rangle N_c(1 + \delta)$ ,
- 2) их полное число  $N_c$  (равное числу уровней заданной четности в анализируемом интервале, возбуждаемое первичными дипольными переходами) и
- 3) порог чувствительности  $L_c$ .

подбирались таким образом, чтобы обеспечить минимальное среднеквадратичное отклонение от экспериментальной зависимости в интервале  $L_c \geq I_{\gamma\gamma} \geq I_{max}$ .

Величина  $I_{max}$  соответствовала либо максимальной интенсивности наблюдаемого каскада, либо задавалась так, чтобы обеспечить получение близкого к максимальному значения  $N_c$ . (В последнем случае из анализа исключались до 10% наблюдаемых наиболее интенсивных каскадов). Необходимость такого подхода однозначно определяется решаемой здесь задачей - оценкой максимально возможной плотности уровней ядра, проявляющейся в эксперименте.

В эксперименте наблюдаются практически только каскады с первичными переходами мультипольности E1- или M1. Соотношение их средних интенсивностей  $\delta$  неизвестно, поэтому оно также являлось параметром подгонки. Естественно, что найденное значение  $\delta$  может соответствовать и более общей ситуации - двух распределений интенсивностей каскадов, более существенно отличающихся друг от друга по каким-либо иным параметрам. В общем случае число ожидаемых промежуточных уровней  $N_c$  каскадов из различных распределений также может быть различным. Но отсутствие соответствующей информации вынуждает нас ограничиться случаем их равенства, как и равенства средней интенсивности каскадов с различными спинами промежуточных их уровней.

Параметры наилучшей аппроксимации приведены в табл. 1.

На рис. 1 - 7 в качестве примера для сравнения приведены результаты сопоставления экспериментальных интенсивностей каскадов с наилучшей аппроксимацией и ожидаемой для модели ферми-газа. В последнем случае использовались следующие данные:

- а) суммарная интенсивность всех двухквантовых каскадов, возбуждающих промежуточные уровни в соответствующем интервале энергий возбуждения соответствует величине наилучшей аппроксимации  $I^a$ , приведенной в таблице,
- б) их число  $2 \times N_c$  определяется моделью [1] с фиксацией отношений интенсивностей каскадов различного типа  $\delta$  по наилучшей аппроксимации,
- в) форма их распределения - распределение Портера - Томаса,
- г) график кумулятивной суммы построен таким образом, чтобы ее нулевое значение соответствовало бы порогу чувствительности эксперимента.

Для всех без исключения ядер характерна общая форма эволюции распределений с увеличением энергии промежуточных уровней каскадов:

- а) при малых энергиях модели типа [1] дают меньшее число состояний, чем того требуют наблюдаемые флуктуации интенсивностей (кумулятивные суммы для предсказанного [1] числа уровней нарастают всегда медленнее, чем экспериментальные);
- б) вблизи половины энергии связи ситуация обратная: слишком узкое распределение для модели [1]. К тому же, как правило, для модели ферми-газа при заданной сумме интенсивностей и числе уровней суммарная интенсивность каскадов с  $i_{\gamma\gamma} > L_c$  регулярно меньше экспериментально наблюдаемых значений.

На рис. 8 - 12 приведена зависимость числа наблюдаемых в эксперименте промежуточных уровней каскадов, и их же значение из наилучшей аппроксимации. Для сравнения даны предсказания моделей [1] и [10].

Как видно из рис. 8 - 12, возможная плотность уровней, возбуждаемых в изученных к настоящему времени ядрах, по крайней мере, существенно меньше ожидаемой в рамках представлений о ядре, как о системе взаимодействующих ферми-частиц (имеет значительно более пологую зависимость от энергии возбуждения ядра). Если же компоненты матричных элементов первичных переходов каскадов таковы, что распределение их приведенных амплитуд не является нормальным с нулевым средним, т. е. является более узким, чем распределение Портера-Томаса, то полученные значения  $N_c$  тем более соответствуют модели [10], чем модели [1].

### 4. Заключение

Проделанный выше анализ форм распределений интенсивностей каскадов показывает, что (в рамках существующей гипотезы [13] об ожидаемом распределении парциальных ширин первичных переходов относительно среднего значения) реально возбуждаемая при каскадном  $\gamma$ -распаде нейтронного резонанса плотность возбужденных состояний тяжелого ядра явно меньше предсказываемой существующими моделями, если только они используют представление о ядре, как о системе взаимодействующих ферми-частиц, и игнорируют возбуждения вибрационного типа. Это заключение качественно и в какой-то степени количественно согласуется с новыми представлениями о свойствах тяжелого ядра при энергии его возбуждения выше 1 - 3 МэВ, а именно:

- 1) доминирующим влиянием колебаний ядра в структуре наблюдаемых в эксперименте уровней на вероятность изучаемого процесса;
- 2) наличием достаточно резкого перехода к возбуждениям многоквантового типа при энергии возбуждения порядка 3 - 5 МэВ.

Как результат мы должны заключить, что при указанных энергиях либо:

- а) реакция  $(n, \gamma)$  является очень селективной (уровни с одним и тем же значением  $J^\pi$  возбуждаются с существенно различной в среднем вероятностью), либо
- б) реальная плотность состояний ядра в интервале от 1 - 2 до 3 - 4 МэВ или более широком много меньше ожидаемой в рамках существующих модельных представлений.

Таблица 1 Порог чувствительности эксперимента  $L_c$ , максимальная интенсивность каскадов  $I_{max}$ , включенных в анализ, экспериментальное  $I^e$  и аппроксимированное  $I^a$  значения кумулятивных сумм интенсивностей и среднее значение интенсивности каскада  $\langle i_{\gamma\gamma}^a \rangle$  в анализируемом интервале  $\Delta E$  (МэВ) энергий возбуждения - (% распадов).  $I^{cal}$  - расчетное значение суммы интенсивностей для данного интервала энергий их промежуточных уровней для моделей [1,6,7].  $N_c$  - число промежуточных уровней каскадов с первичными E1-переходами, соответствующее наилучшей аппроксимации.  $\delta$  - соотношение средних интенсивностей каскадов с промежуточными уровнями различной четности

$\Delta E$	2-2,5	2,5-3	3-3,5	3,5-4			2,5-3	3-3,5	3,5-4	
$L_c$	0,043	0,013	0,015	0,016			0,023	0,028	0,029	
$I_{max}$	0,3	0,1	0,2	0,1			0,1	0,3	0,2	
$I^e$	0,60	0,47	1,98	1,60			0,47	3,27	1,61	
$I^a$	0,73	1,07	1,44	1,68	$^{114}Cd$		0,57	1,28	0,68	$^{124}Tc$
$I^{cal}$	0,82	1,38	1,28	1,1	[14]	0,23	0,86	1,22	1,38	[15]
$N_c$	22	16	18	27			19	14	21	
$\delta$	0,18	0,61	0,23	0,54			0,26	0,12	0,26	
$\langle i_{\gamma\gamma}^a \rangle$	0,03	0,04	0,065	0,04			0,024	0,08	0,026	
$\Delta E$	2-2,5	2,5-3	3-3,5	3,5-4			2-2,5	2,5-3	3-3,5	3,5-4
$L_c$	0,038	0,024	0,034	0,035			0,01	0,016	0,015	0,025
$I_{max}$	0,5	0,3	0,4	0,2			0,2	0,3	0,2	0,2
$I^e$	3,18	4,41	2,94	1,33			1,95	1,78	2,14	1,66
$I^a$	3,57	4,78	3,54	1,76	$^{146}Nd$		1,83	1,79	2,90	1,79
$I^{cal}$	0,83	1,13	0,99	0,79	[16]	0,51	0,50	0,45	0,36	$^{150}Sm$
$N_c$	19	18	28	27			28	30	34	52
$\delta$	0,25	0,21	0,40	0,26			0,16	0,39	0,28	0,37
$\langle i_{\gamma\gamma}^a \rangle$	0,15	0,22	0,09	0,05			0,056	0,04	0,07	0,025
$\Delta E$	2-2,5	2,5-3	3-3,5	3,5-4			2-2,5	2,5-3	3-3,5	3,5-4
$L_c$	0,02	0,027	0,029	0,021			0,035	0,036	0,036	0,025
$I_{max}$	0,3	0,4	0,3	0,2			0,2	0,2	0,2	0,1
$I^e$	3,69	2,80	2,45	1,21			1,49	1,48	1,55	0,97
$I^a$	3,85	3,39	2,66	1,97	$^{156}Gd$		1,80	2,20	2,29	1,77
$I^{cal}$	0,39	0,61	0,84	1,02	[18]	0,74	0,87	0,91	0,83	$^{158}Gd$
$N_c$	26	29	47	34			40	41	40	29
$\delta$	0,20	0,26	0,53	0,28			0,15	0,3	0,4	0,6
$\langle i_{\gamma\gamma}^a \rangle$	0,12	0,09	0,04	0,04			0,04	0,04	0,04	0,04
$\Delta E$	2-2,5	2,5-3	3-3,5	3,5-4			2-2,5	2,5-3	3-3,5	3,5-4
$L_c$	0,04	0,05	0,056	0,061			0,028	0,018	0,026	0,025
$I_{max}$	0,4	0,3	0,3	0,4			0,3	0,3	0,3	0,2
$I^e$	4,44	3,43	3,42	2,33			3,53	3,11	2,94	1,39
$I^a$	4,75	6,0	5,47	2,53	$^{164}Dy$		4,45	3,11	3,63	1,88
$I^{cal}$	1,82	1,52	1,09	0,72	[20]	1,09	1,22	1,31	1,14	$^{168}Er$
$N_c$	25	33	53	40			25	43	39	59
$\delta$	0,23	0,30	0,40	0,29			0,36	0,43	0,37	0,28
$\langle i_{\gamma\gamma}^a \rangle$	0,15	0,14	0,07	0,05			0,13	0,05	0,07	0,025

$\Delta E$	2-2,5	2,5-3	3-3,5	3,5-4			2-2,5	2,5-3	3-3,5	3,5-4
$L_c$	0,02	0,03	0,036	0,037			0,011	0,022	0,02	0,034
$I_{max}$	0,4	0,2	0,2	0,2			0,2	0,2	0,2	0,1
$I^e$	2,31	2,85	2,19	1,07			2,76	1,38	0,88	0,27
$I^a$	3,04	3,49	3,33	2,72	$^{174}Yb$		2,41	2,82	2,47	0,92
$I^{cal}$	2,44	2,05	1,40	0,95	[21]	1,03	1,19	1,20	1,03	$^{178}Hf$
$N_c$	19	37	46	22			18	34	35	27
$\delta$	0,14	0,31	0,32	0,26			0,20	0,26	0,27	0,26
$\langle i_{\gamma\gamma}^a \rangle$	0,14	0,07	0,06	0,1			0,11	0,07	0,06	0,03
$\Delta E$	2-2,5	2,5-3	3-3,5	3,5-4			1,5-2	2-2,5	2,5-3	3-3,5
$L_c$	0,039	0,076	0,105	0,067			0,037	0,052	0,057	0,092
$I_{max}$	0,2	0,8	0,8	0,3			0,8	0,5	0,55	0,3
$I^e$	9,13	9,79	10,3	2,39			7,18	9,55	8,94	2,16
$I^a$	7,53	7,25	7,45	4,48	$^{188}Os$		8,11	11,1	8,80	4,33
$I^{cal}$	0,58	0,82	0,96	0,98			0,80	1,10	1,19	1,10
$N_c$	30	40	37	60			18	31	31	49
$\delta$	0,21	0,33	0,56	0,23			0,26	0,28	0,23	0,25
$\langle i_{\gamma\gamma}^a \rangle$	0,21	0,14	0,13	0,06			0,36	0,28	0,23	0,07
$\Delta E$	2-2,5	2,5-3	3-3,5	3,5-4			2-2,5	2,5-3	3-3,5	3,5-4
$L_c$	0,096	0,11	0,069	0,047			0,052	0,037	0,039	0,037
$I_{max}$	0,5	0,8	0,6	0,2			0,3	0,3	0,3	0,3
$I^e$	5,22	8,07	4,23	1,60			6,91	5,60	14,4	2,22
$I^a$	7,27	13,5	5,49	3,22	$^{196}Pt$		7,02	5,79	5,33	2,57
$I^{cal}$	2,40	2,12	1,53	1,11	[23]	4,98	3,93	2,67	1,82	$^{200}Hg$
$N_c$	29	25	32	33			12	12	11	20
$\delta$	0,57	0,26	0,37	0,34			0,14	0,24	0,35	0,36
$\langle i_{\gamma\gamma}^a \rangle$	0,16	0,43	0,1	0,07			0,5	0,4	0,4	0,08
$\Delta E$	1-1,5	1,5-2	2-2,5	2,5-3			1-1,5	1,5-2	2-2,5	2,5-3
$L_c$	0,025	0,025	0,021	0,023			0,01	0,01	0,012	0,015
$I_{max}$	0,3	0,3	0,2	0,3			0,1	0,1	0,1	0,1
$I^e$	5,23	4,93	1,33	2,11			1,86	1,21	1,19	1,71
$I^a$	5,30	5,12	1,70	2,88	$^{128}I$		1,96	2,45	2,52	2,69
$I^{cal}$	1,72	1,80	1,81	1,72			1,19	1,23	1,17	1,04
$N_c$	45	39	59	26			24	37	52	93
$\delta$	0,24	0,21	0,30	0,35			0,47	0,26	0,19	0,26
$\langle i_{\gamma\gamma}^a \rangle$	0,1	0,1	0,02	0,08			0,06	0,05	0,04	0,02
$\Delta E$	1-1,5	1,5-2	2-2,5	2,5-3			1-1,5	1,5-2	2-2,5	2,5-3
$L_c$	0,037	0,014	0,014	0,01			0,022	0,013	0,006	0,005
$I_{max}$	0,4	0,2	0,2	0,1			0,3	0,1	0,05	0,05
$I^e$	5,43	3,46	3,64	1,22			2,04	1,26	0,96	0,97
$I^a$	5,82	4,98	4,83	1,82	$^{166}Ho$		2,25	1,63	1,54	1,60
$I^{cal}$	1,54	1,50	1,35	1,14			1,73	1,94	1,85	1,59
$N_c$	90	77	92	49			47	56	58	46
$\delta$	0,36	0,22	0,20	0,35			0,57	0,43	0,24	0,23
$\langle i_{\gamma\gamma}^a \rangle$	0,05	0,05	0,04	0,03			0,03	0,02	0,02	0,03
$\Delta E$	1-1,5	1,5-2	2-2,5	2,5-3			1-1,5	1,5-2	2-2,5	2,5-3
$L_c$	0,02	0,031	0,02				0,014	0,009	0,014	0,001
$I_{max}$	0,4	0,4	0,1				0,15	0,25	0,2	0,1
$I^e$	4,91	4,55	2,69				2,76	3,63	1,49	1,14
$I^a$	5,10	5,0	3,50				3,81	3,94	1,91	2,35
$I^{cal}$	1,58	1,69	1,60			1,39	1,59	1,57	1,40	1,15
$N_c$	66	94	80				29	39	44	38
$\delta$	0,23	0,83	0,80				0,25	0,29	0,21	0,20
$\langle i_{\gamma\gamma}^a \rangle$	0,06	0,03	0,02				0,15	0,08	0,04	0,05

$\Delta E$	1-1,5	1,5-2	2-2,5	2,5-3		1-1,5	1,5-2	2-2,5	2,5-3	
$L_c$	0,018	0,024	0,021	0,022		0,014	0,013	0,017	0,008	
$I_{max}$	0,6	0,2	0,2	0,1		0,6	0,4	0,2	0,1	
$I^e$	6,23	2,0	1,56	0,61		9,53	9,53	2,20	0,86	
$I^a$	6,40	2,55	2,91	1,37	$^{192}Ir$	11,0	10,3	2,46	1,10	$^{198}Au$
$I^{cal}$	1,26	1,49	1,53	1,37	[27]	2,25	2,82	3,13	3,09	[28]
$N_c$	45	54	44	56		31	30	63	40	
$\delta$	0,30	0,45	0,45	0,58		0,27	0,22	0,30	0,32	
$\langle i_{TT}^a \rangle$	0,11	0,03	0,05	0,02		0,28	0,28	0,03	0,02	
$\Delta E$	1-1,5	1,5-2	2-2,5	2,5-3		1-1,5	1,5-2	2-2,5	2,5-3	
$L_c$	0,014	0,012	0,022	0,01		0,042	0,028	0,018	0,024	
$I_{max}$	0,3	0,25	0,6	0,5		0,5	0,5	0,5	0,5	
$I^e$	3,24	6,44	5,18	4,61	$^{125}Te$	3,79	2,25	2,83	4,06	$^{163}Dy$
$I^a$	3,85	2,59	5,07	4,57		5,53	2,08	3,08	4,92	[29]
$I^{cal}$	3,35	4,19	4,04	3,66		3,76	3,73	3,12	2,28	
$N_c$	12	19	23	28		25	36	31	52	
$\delta$	0,00	0,12	0,15	0,76		0,30	0,15	0,14	0,37	
$\langle i_{TT}^a \rangle$	0,3	0,12	0,19	0,09		0,17	0,05	0,09	0,07	
$\Delta E$	1,5-2	2-2,5	2,5-3	3-3,5		1,5-2	2-2,5	2,5-3	3-3,5	
$L_c$	0,119	0,072	0,094	0,136		0,119	0,01	0,104	0,139	
$I_{max}$	0,6	0,4	0,8	0,7		0,9	0,9	0,3	0,9	
$I^e$	4,77	6,86	12,8	5,84	$^{165}Dy$	10,5	14,6	13,0	4,80	$^{175}Yb$
$I^a$	5,89	8,06	14,1	10,9	[30]	2,42	16,3	18,7	6,29	[31]
$I^{cal}$	4,53	4,75	4,25	3,29		1,53	3,35	4,53	3,70	
$N_c$	23	42	83	20		12	14	53	21	
$\delta$	0,24	0,22	0,32	0,39		0,04	0,42	0,35	0,32	
$\langle i_{TT}^a \rangle$	0,21	0,16	0,13	0,4		0,2	0,8	0,3	0,2	
$\Delta E$	1-1,5	1,5-2	2-2,5	2,5-3		1-1,5	1,5-2	2-2,5	2,5-3	
$L_c$	0,023	0,024	0,04	0,073		0,025	0,02	0,03	0,027	
$I_{max}$	0,2	0,6	0,8	0,5		0,5	0,6	0,5	0,5	
$I^e$	0,58	15,1	14,1	8,34	$^{179}Hf$	5,23	12,8	6,88	5,61	$^{181}Hf$
$I^a$	0,73	13,0	13,6	9,2	[32]	5,60	12,6	7,61	7,75	[33]
$I^{cal}$	1,20	5,10	5,58	4,42		2,47	4,96	7,95	6,41	
$N_c$	15	23	39	39		12	18	40	40	
$\delta$	0,16	0,16	0,36	0,38		0,20	0,16	0,28	0,28	
$\langle i_{TT}^a \rangle$	0,04	0,5	0,26	0,17		0,4	0,6	0,15	0,15	
$\Delta E$	1-1,5	1,5-2	2-2,5	2,5-3		1-1,5	1,5-2	2-2,5	2,5-3	
$L_c$	0,057	0,024	0,031	0,048		0,024	0,037	0,04	0,066	
$I_{max}$	0,5	0,6	0,5	0,5		0,5	0,5	0,5	0,5	
$I^e$	7,57	7,77	5,91	3,28	$^{183}W$	6,92	7,18	4,46	3,88	$^{187}W$
$I^a$	1,14	7,89	6,35	4,04	[34]	7,25	7,65	4,72	5,34	[35]
$I^{cal}$	0,21	3,98	6,58	5,28		4,41	6,19	6,11	5,14	
$N_c$	12	13	36	31		11	24	41	22	
$\delta$	0,20	0,28	0,27	0,30		0,21	0,25	0,30	0,49	
$\langle i_{TT}^a \rangle$	0,08	0,5	0,14	0,1		0,5	0,3	0,09	0,16	

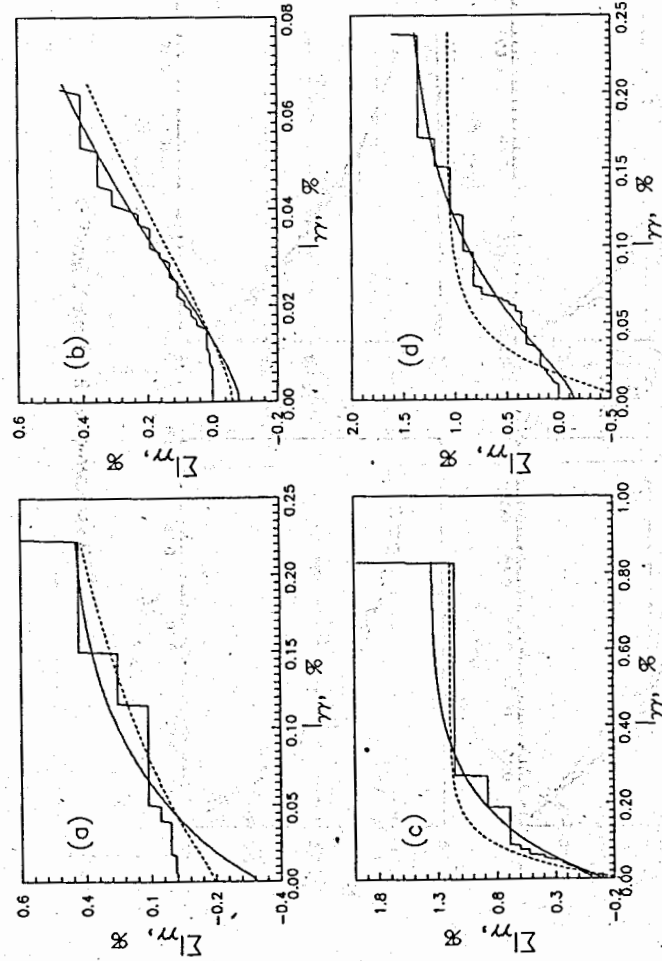
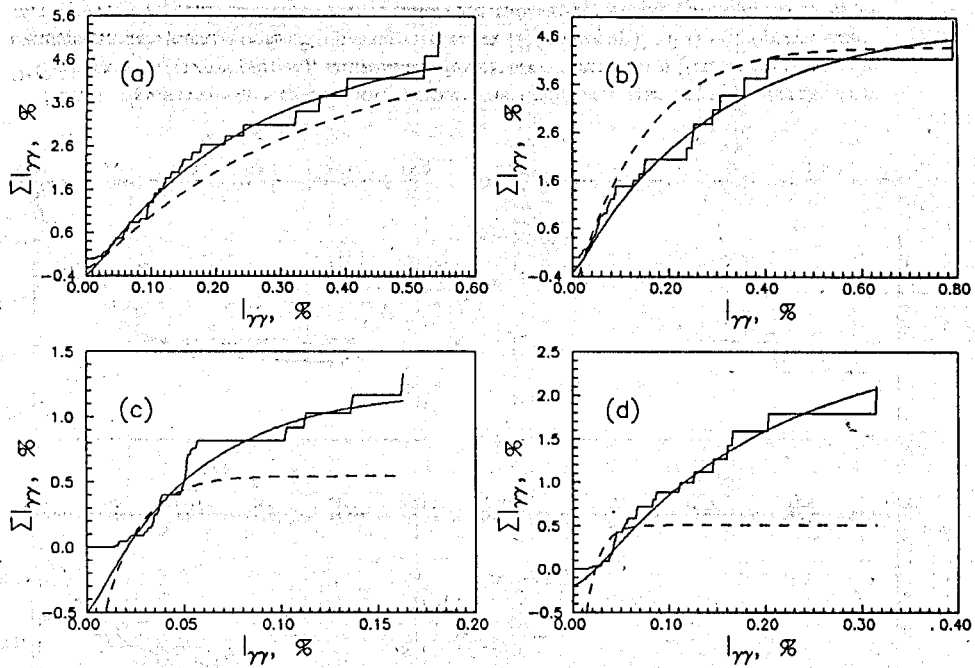
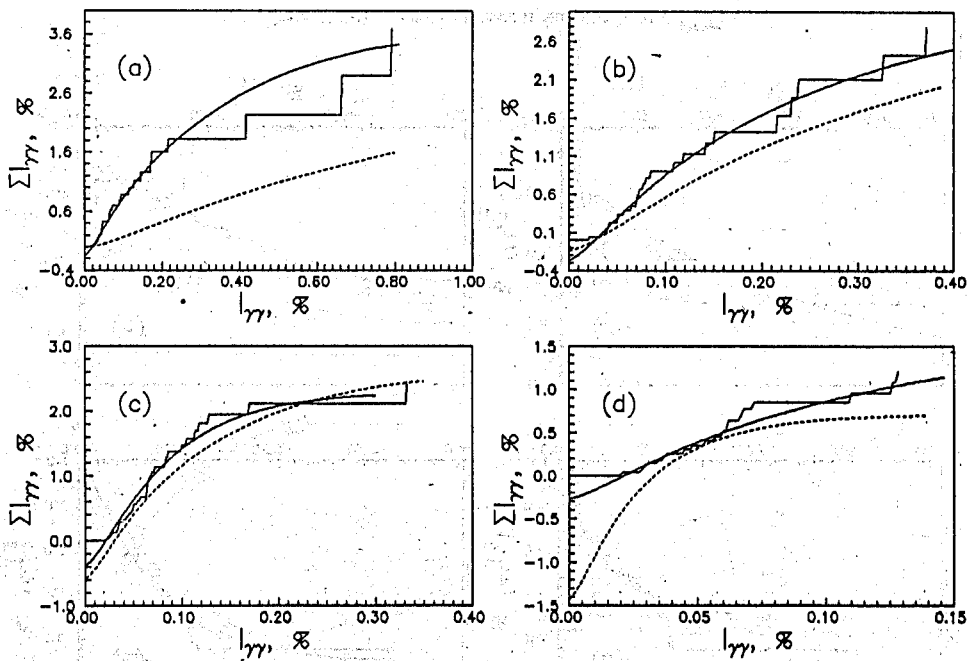
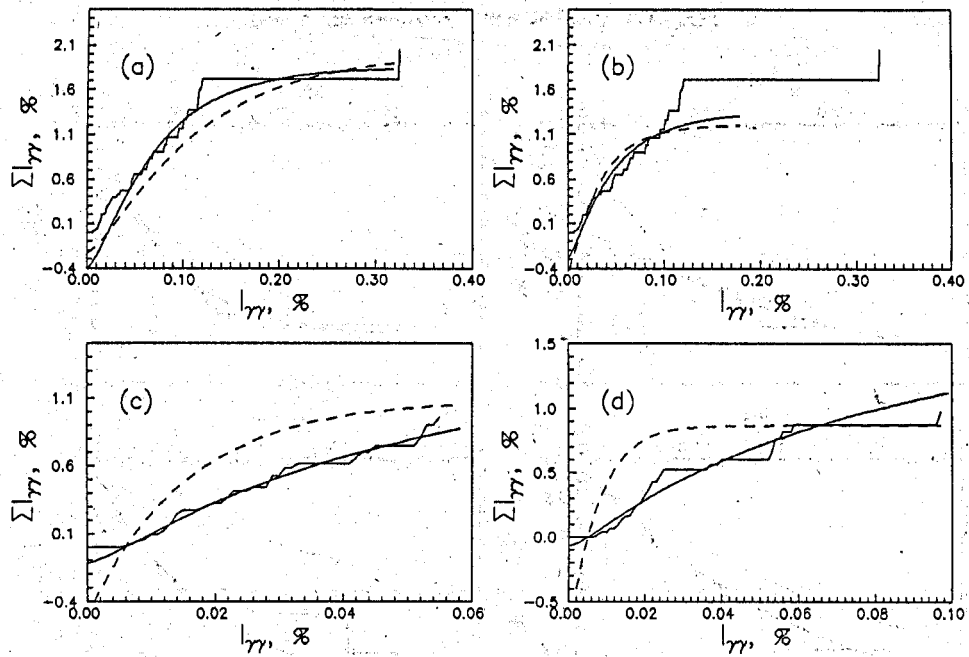
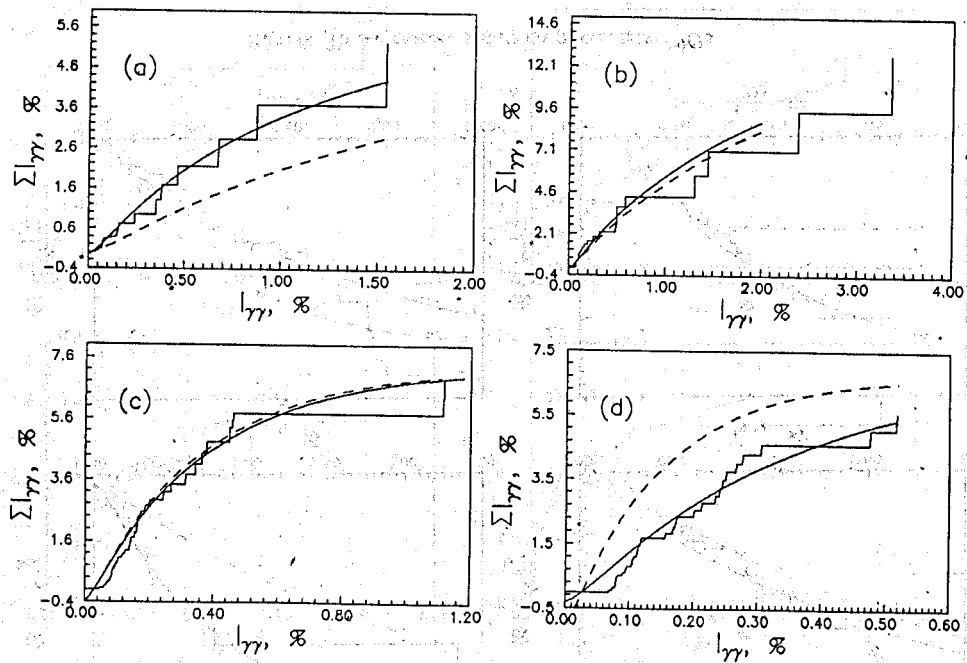
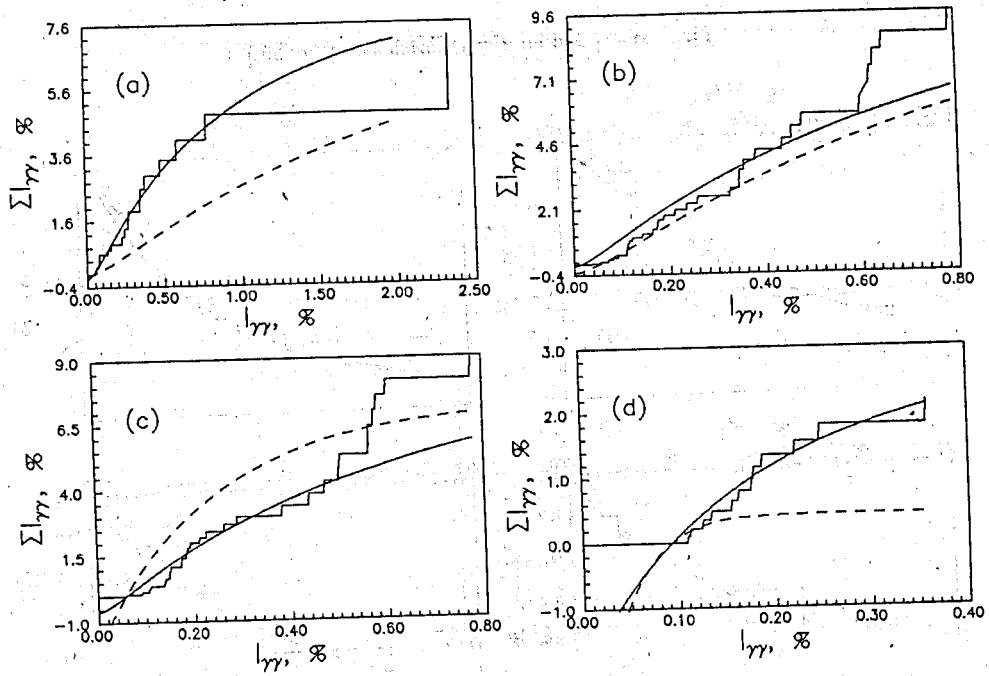
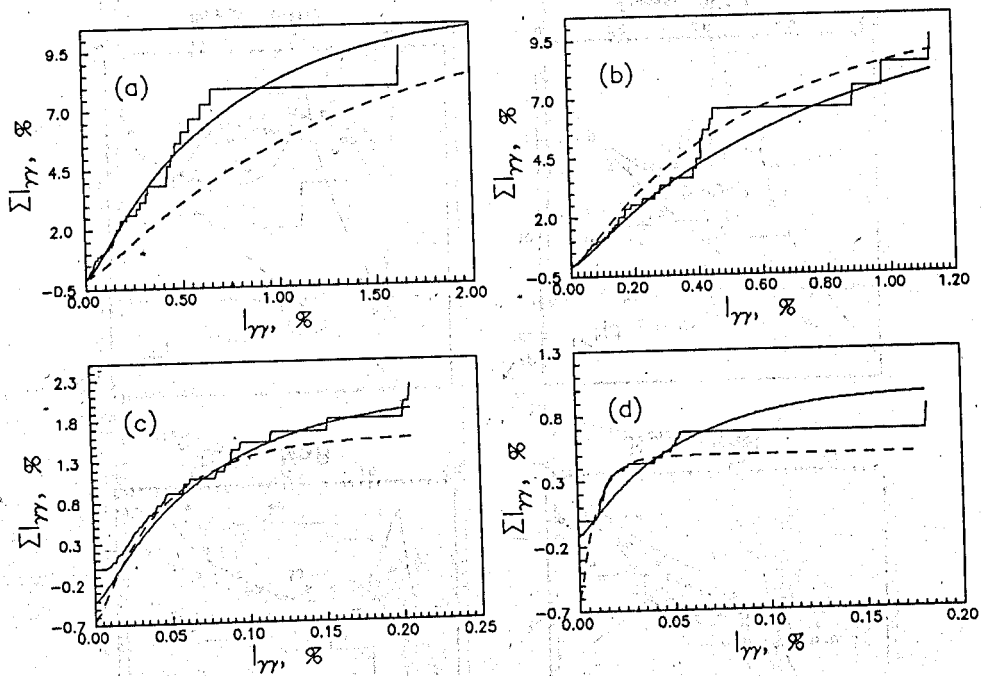


Рис.1. Кумулятивные суммы интенсивностей наблюдаемых экспериментально в  $^{114}Cd$  каскадов (гистограмма), аппроксимированная зависимость (сплошная линия) и ожидаемая для числа уровней, предсказываемых [1] (пунктир): а) - для различных интервалов энергии в соответствии с данными таблицы для ядер различного типа (в порядке возрастания энергии возбуждения)

Рис. 2. То же самое, как и на рис.1, для  $^{128}\text{I}$ Рис. 3. То же самое, как и на рис.1, для  $^{166}\text{Gd}$



Рис. 4. То же самое, как и на рис.1, для  $^{170}\text{Tm}$ Рис. 5. То же самое, как и на рис.1, для  $^{181}\text{Hf}$

Рис. 6. То же самое, как и на рис.1, для  $^{190}\text{Os}$ Рис. 7. То же самое, как и на рис.1, для  $^{198}\text{Au}$

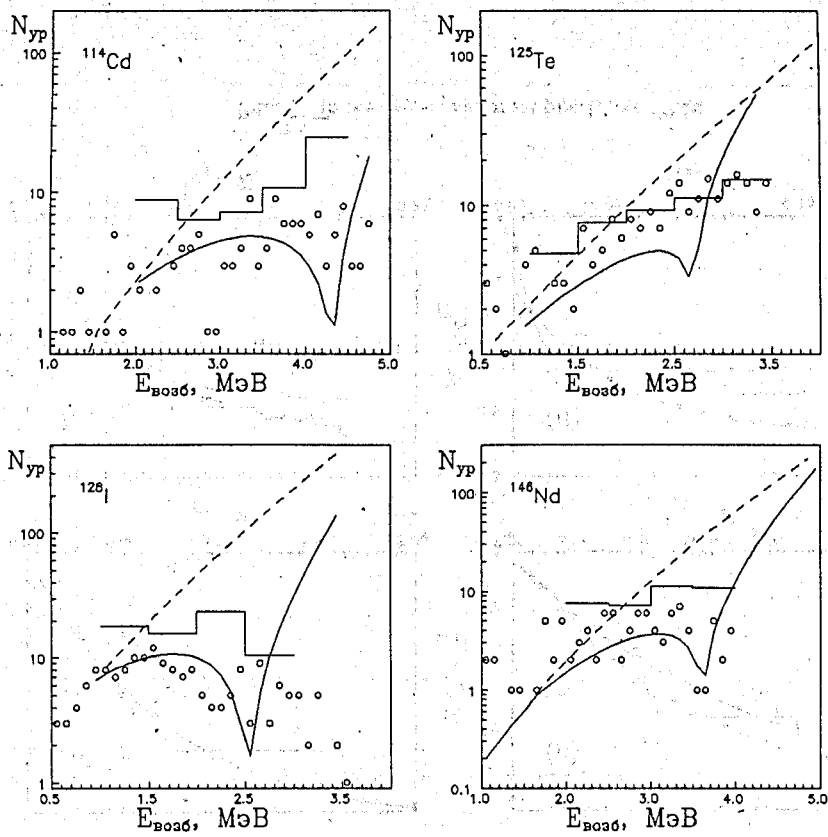


Рис. 8. Число промежуточных уровней ядра при различных возбуждениях в интервале 100 кэВ. Точки - эксперимент, пунктир - предсказания [1], сплошная линия - данные [10]. Гистограмма - соответствует данным  $N_c$  из таблицы для  $^{114}\text{Cd}$ ,  $^{125}\text{Te}$ ,  $^{128}\text{I}$ ,  $^{146}\text{Nd}$

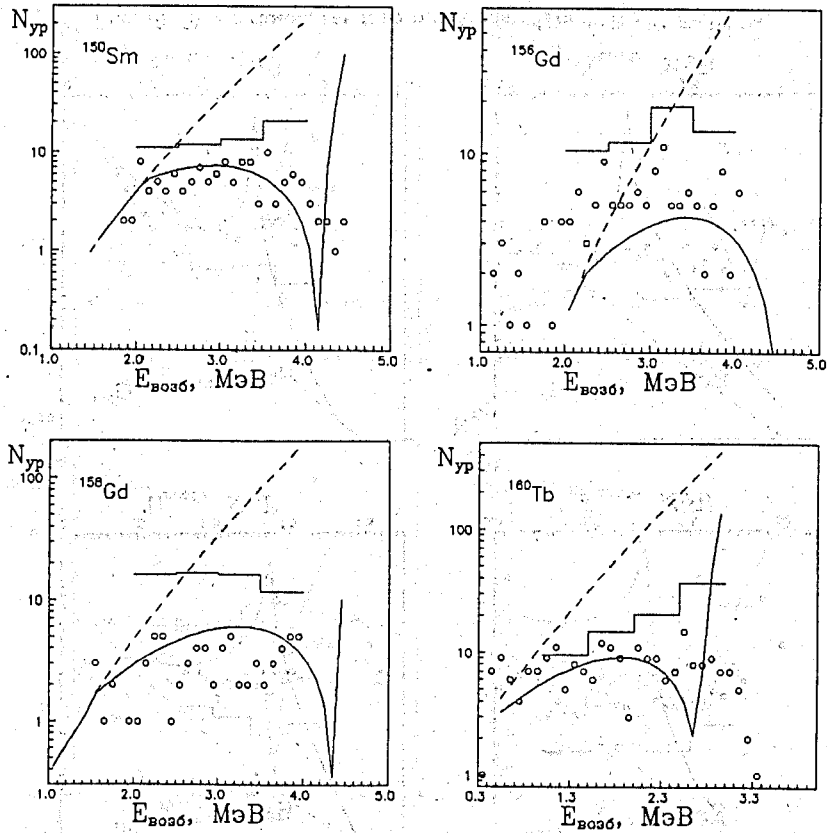


Рис. 9. То же самое, как и на рис.8, для  $^{150}\text{Sm}$ ,  $^{156}\text{Gd}$ ,  $^{158}\text{Gd}$ ,  $^{160}\text{Tb}$

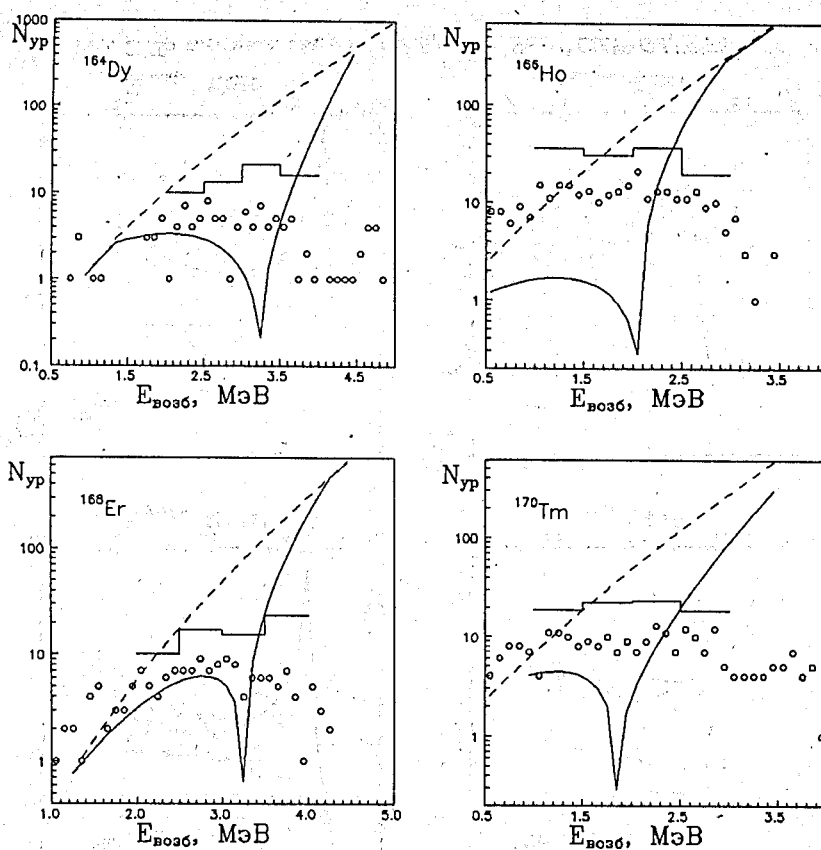


Рис. 10. То же самое, как и на рис.8, для  $^{164}\text{Dy}$ ,  $^{166}\text{Ho}$ ,  $^{168}\text{Er}$ ,  $^{170}\text{Tm}$

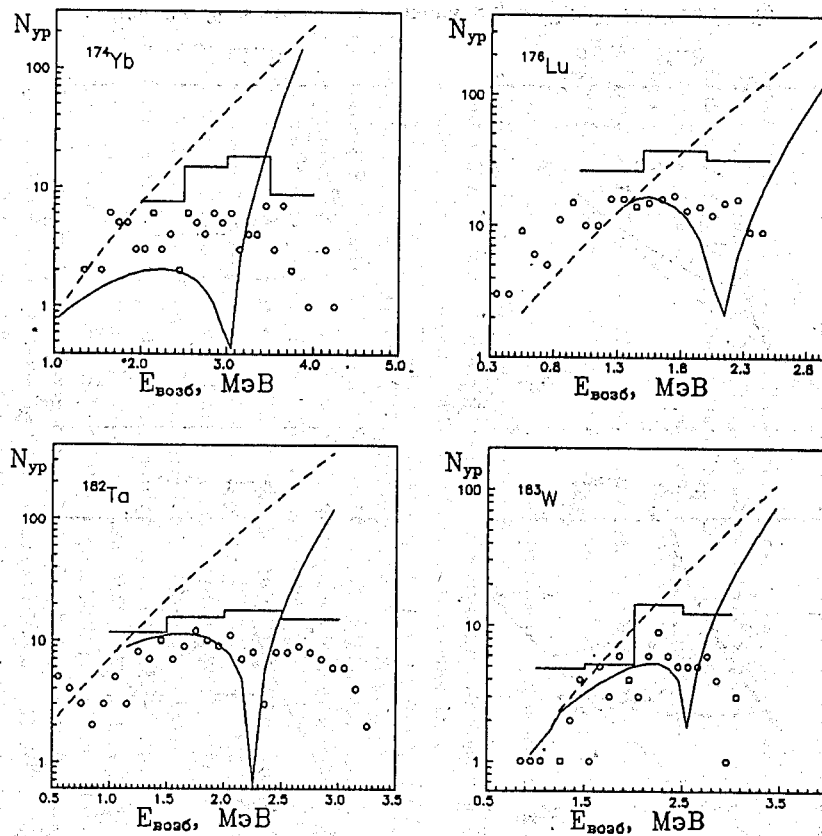


Рис. 11. То же самое, как и на рис.8, для  $^{174}\text{Yb}$ ,  $^{176}\text{Lu}$ ,  $^{182}\text{Ta}$ ,  $^{183}\text{W}$

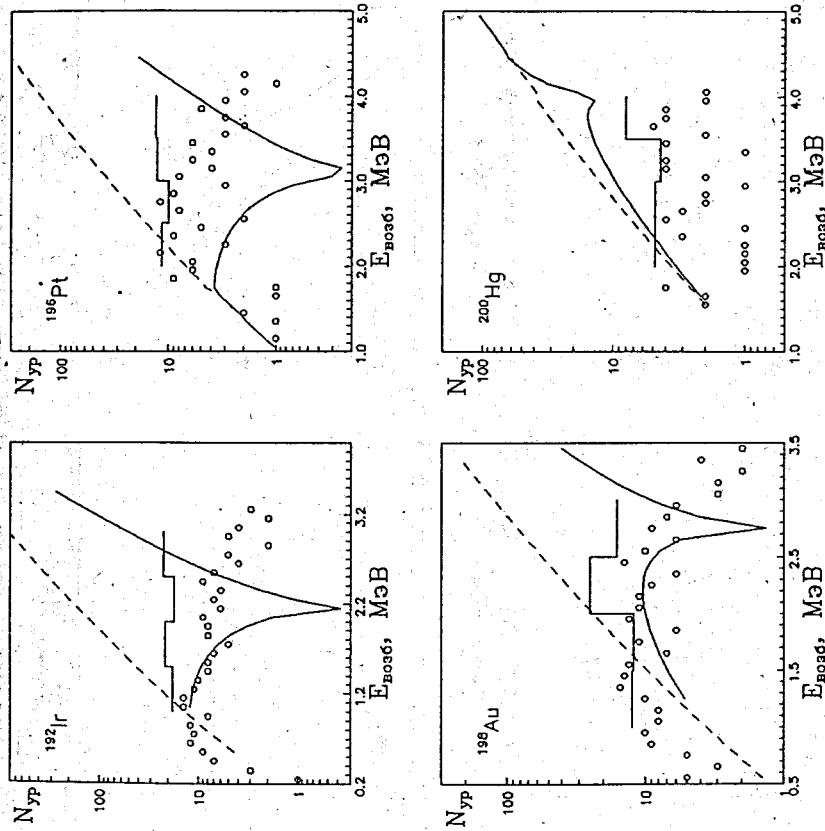


Рис. 12. То же самое, как и на рис.8, для  $^{192}\text{Ir}$ ,  $^{196}\text{Pt}$ ,  $^{196}\text{Au}$ ,  $^{200}\text{Hg}$

## Литература

1. Dilg W. et al. // Nucl. Phys. 1973. v. A217. p. 269.
2. Boneva S.T. et al. // Sov.J. Part. Nucl. 1991. v. 22(2). p. 232.  
Boneva S.T. et al. // Sov.J. Part. Nucl. 1991. v. 22(6). p. 698.
3. Boneva S.T. et al. // Z. Phys.-A. 1991. v.338. p. 319
4. Boneva S.T. et al. // Nucl. Phys. A. 1995. v. A589. p.293.
5. Ignatyuk A.V. // Proc. IAEA Consultants meeting on the use of Nuclear Theory in Neutron Nuclear Data Evaluation (Trieste, Italy, 1976, IAEA-190, v. 1), p. 211.  
Игнатюк А.В. Статистические свойства возбужденных атомных ядер. М.: Энергоатомиздат, 1983. с. 175.
6. Беланова Т.С., Игнатюк А.В., Пашенко А.Б. Радиационный захват нейтронов /Под ред. Белановой Т.С. М.: Энергоатомиздат, 1986. с. 248.
7. Кадменский S.G. et al. //Sov. J. Nucl Phys. 1983. v.37. p.165.
8. Блатт Дж., Вайскопф В. Теоретическая ядерная физика: Пер. с англ.- М.: ИЛ, 1954. с. 658.
9. Растопчин Е.М. и др. // ЯФ. 1990. т.52. с.1258.
10. Vasilieva E.V. et al.// Bulletin of the Russian Academy of Science, Physics. 1993. v.57. p.1582.
11. Boneva S.T. et al. // Proc. of IV International Seminar on Interaction of Neutrons with Nuclei, Dubna, 1996, E3-96-336, Dubna, p. 183.
12. Khitrov V.A. and Sukhvojev A.M. // In Proc. of a specialist's meeting on Measurement, Calculation and Evaluation of Photon Production Data, Bologna, Italy, November 1994 (Ed. C.Coceva, A.Mengoni, A.Ventura.), p.69.
13. Bardin J., Cooper L., Schrieff J. // Phys.Rev. 1957. v. 108. p. 1175.
14. Porter C.F., Thomas R.G. //Phys. Rev. 1956. v.104. N<sup>o</sup>2. p.483.
15. Васильева Э.В. и др. // Известия РАН, серия физическая, т.60. N<sup>o</sup>11. с.58.
16. Georgii R. et al. // Nucl. Phys.. 1995. v. A592. p.307.
17. Бонева С.Т. и др. // Изв. АН СССР, сер. физ. 1989. т.53. N<sup>o</sup>12. с.2401.
18. Васильева Э.В. и др. // Изв. РАН, сер. физ. 1993. т.57. N<sup>o</sup>9. с.128.
19. Васильева Э.В. и др. // Изв. РАН, сер. физ. 1993. т.57. N<sup>o</sup>10. с.98.
20. Ali M.A. et al. // J.Phys. G: Nucl. Part. Phys.. 1994. v.20. p.1943.
21. Васильева Э.В. и др. // Изв. РАН, сер. физ. 1993. т.57. N<sup>o</sup>10, с.109.
22. Бонева С.Т. и др. // Изв. АН СССР, сер. физ., 1989. т.53. N<sup>o</sup>11, с.2092.
23. Богдзель А.А. и др. // Изв. АН СССР, сер. физ. 1987. т.51. N<sup>o</sup>11. с.1882.
24. Али М.А. и др. //Изв. РАН, сер. физ. 1994. т.58. N<sup>o</sup>11, с.152.
25. Васильева Э.В. и др. // Известия РАН, серия физическая. т.60. N11. с.52.
26. Васильева Э.В. и др. // Изв. РАН, сер. физ. 1995. т.59. N<sup>o</sup>11. с.111.
27. Васильева Э.В. и др. // Известия РАН, серия физическая. т.60. N<sup>o</sup>11. с.31.
28. Васильева Э.В. и др. // Изв. РАН, сер. физ. 1995. т.59. N<sup>o</sup>11. с.99.
29. Бонева С.Т. и др. // Изв. АН СССР, сер. физ. 1986. т.50. N<sup>o</sup>9. с.1832.

30. Попов Ю.П. и др. // Изв. АН СССР, сер. физ., 1984. т.48. N<sup>o</sup>5. с.891.
31. Васильева Э.В. и др. //Изв. АН СССР, сер. физ. 1984. т.48. N<sup>o</sup>10. с.1907.
32. Бонева С.Т. и др. // Препринт ОИЯИ Р6-86-493, Дубна, 1986.
33. Бондаренко В.А. и др //Изв. АН СССР, сер. физ., 1991. т.55. N<sup>o</sup>11. с.2091.
34. Бонева С.Т. и др. //Изв. АН СССР, сер. физ. 1989. т.53. N<sup>o</sup>1. с.7.
35. Beitins M.P. et al. //Z. Phys. A - Hadrons and Nuclei. 1992. v.341. p.155.

Рукопись поступила в издательский отдел  
17 июля 1997 года.