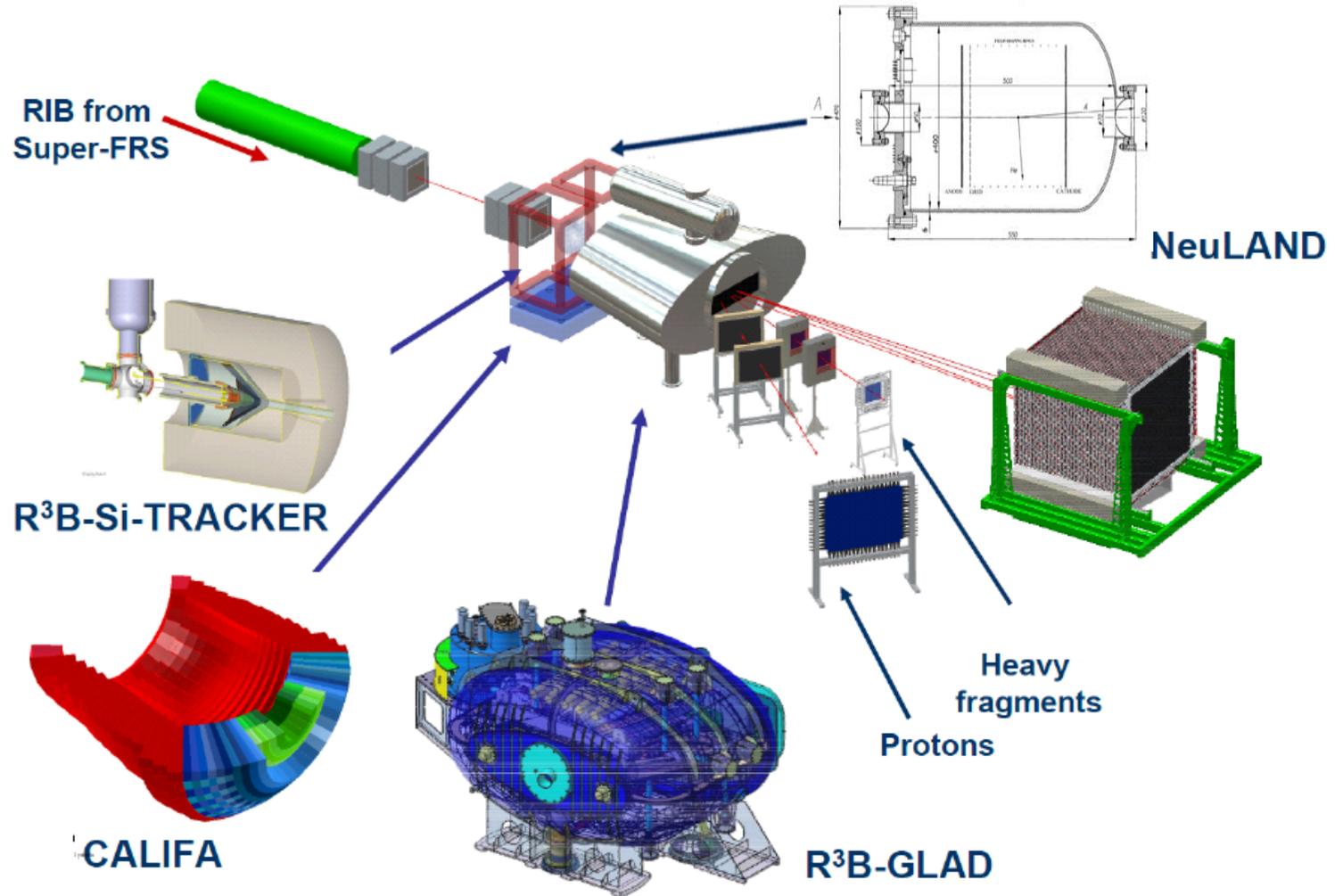


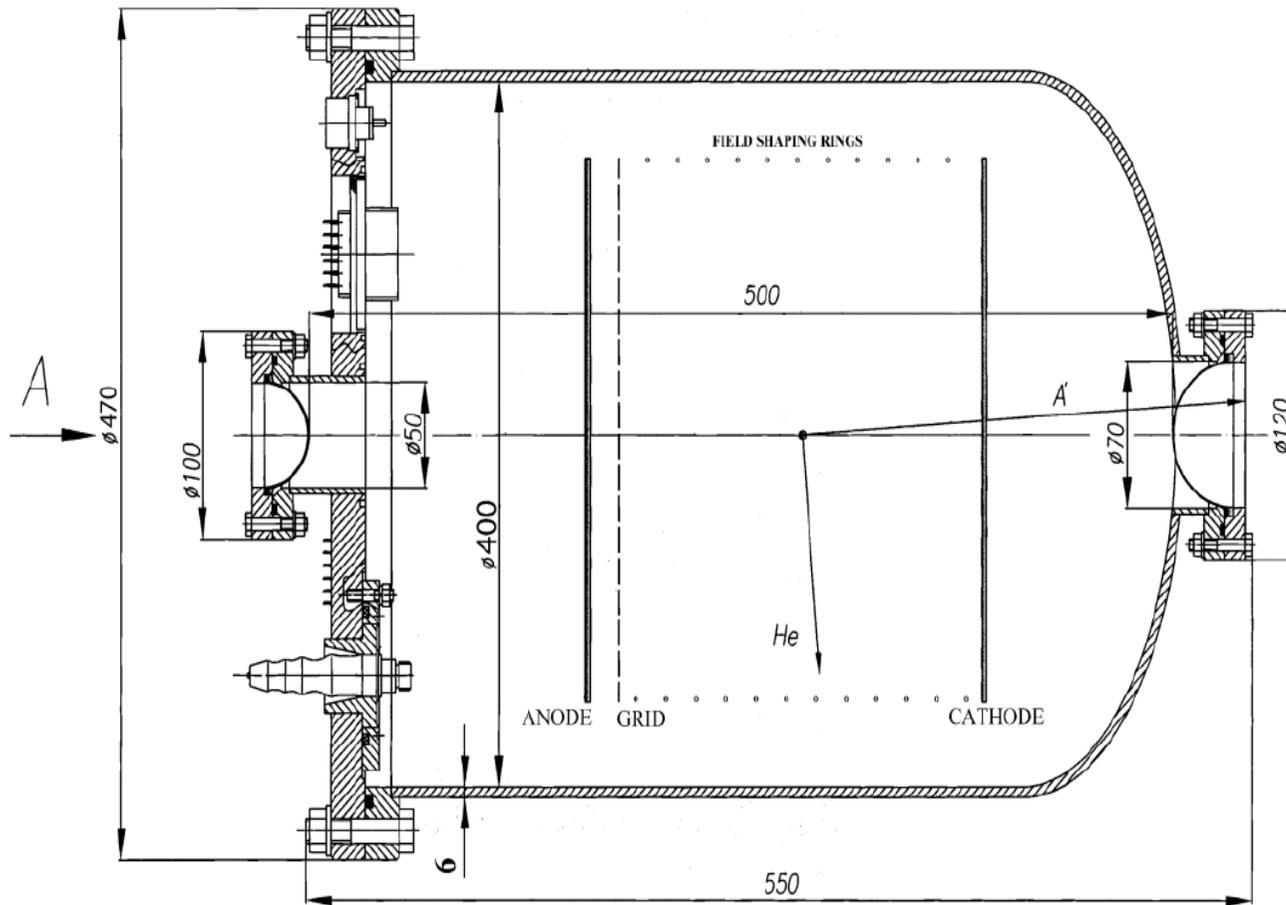
Симуляция регистрации ядер отдачи в ионизационной камере АСТАФ2

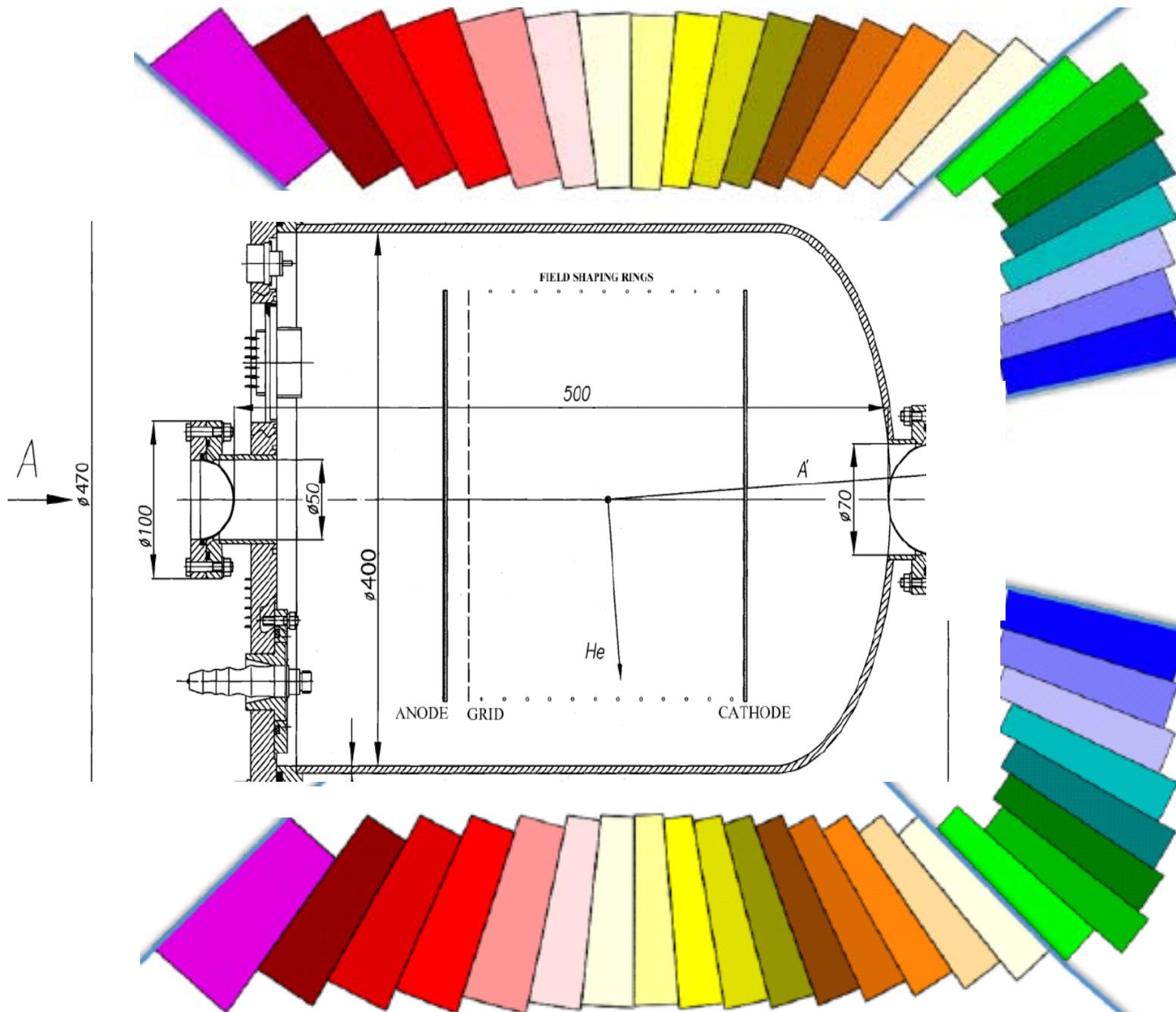
Л. Батист
Семинар ОФВЭ 18.09.2018

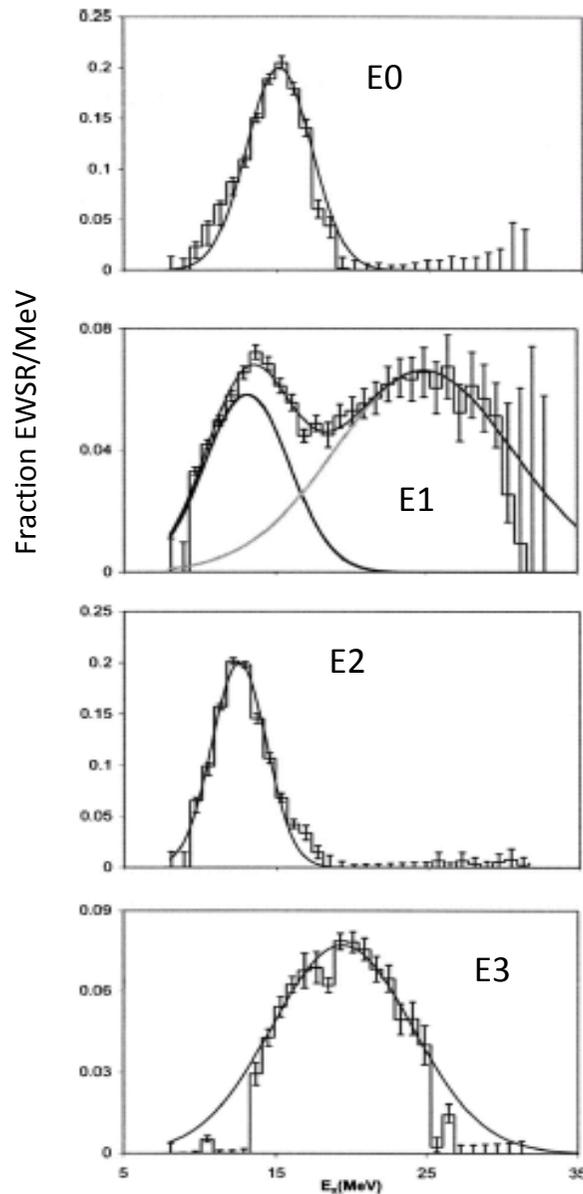
Active target **ACTAF2**



Ионизационная камера АСТАФ2







Изоскалярные
гигантские резонансы,
возбуждаемые в
реакции $^{124}\text{Sn}(\alpha\alpha')$.
 $E_\alpha=200\text{ MeV}$

IS
 $\sum r^2$

IV

$\sum r^3 \cdot Y_{2m}(\Omega)$

$\sum t_3 r \cdot Y_{2m}(\Omega)$

$\sum r^2 \cdot Y_{2m}(\Omega)$

$\sum t_3 r^2 \cdot Y_{2m}(\Omega)$

$\sum r^3 \cdot Y_{3m}(\Omega)$

$\sum t_3 r^3 \cdot Y_{3m}(\Omega)$

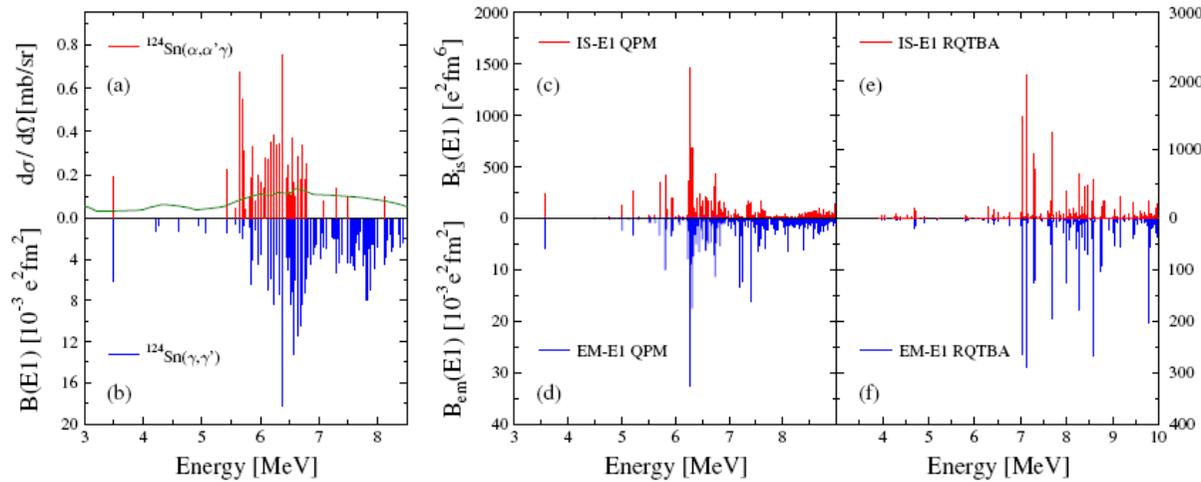
FIG. 6. Strength distributions obtained for ^{124}Sn are shown by the histograms. Error bars represent the uncertainty due to the fitting of the angular distributions and different choices of the continuum, as described in the text. The smooth lines show Gaussian fits.

Дипольные РYGMY резонансы

PRL 105, 212503 (2010)

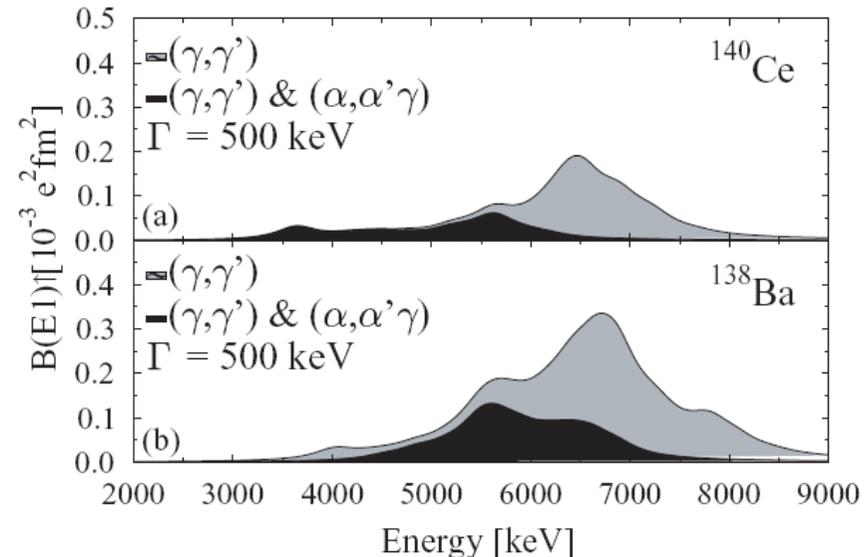
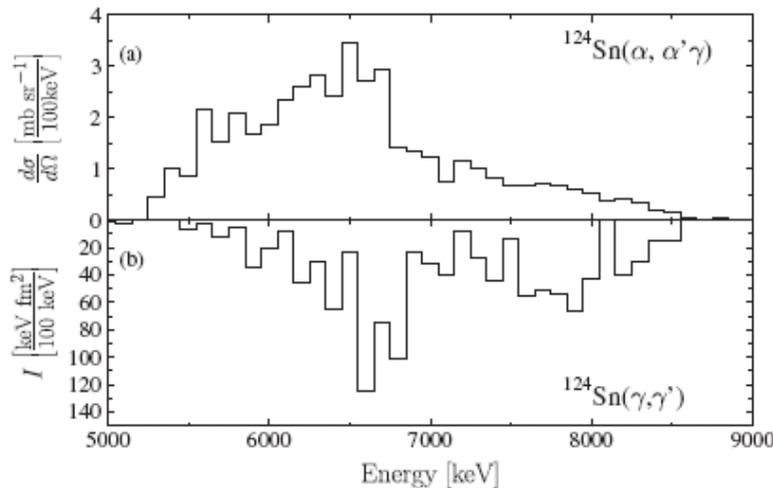
PHYSICAL REVIEW LETTERS

week ending
19 NOVEMBER 2010



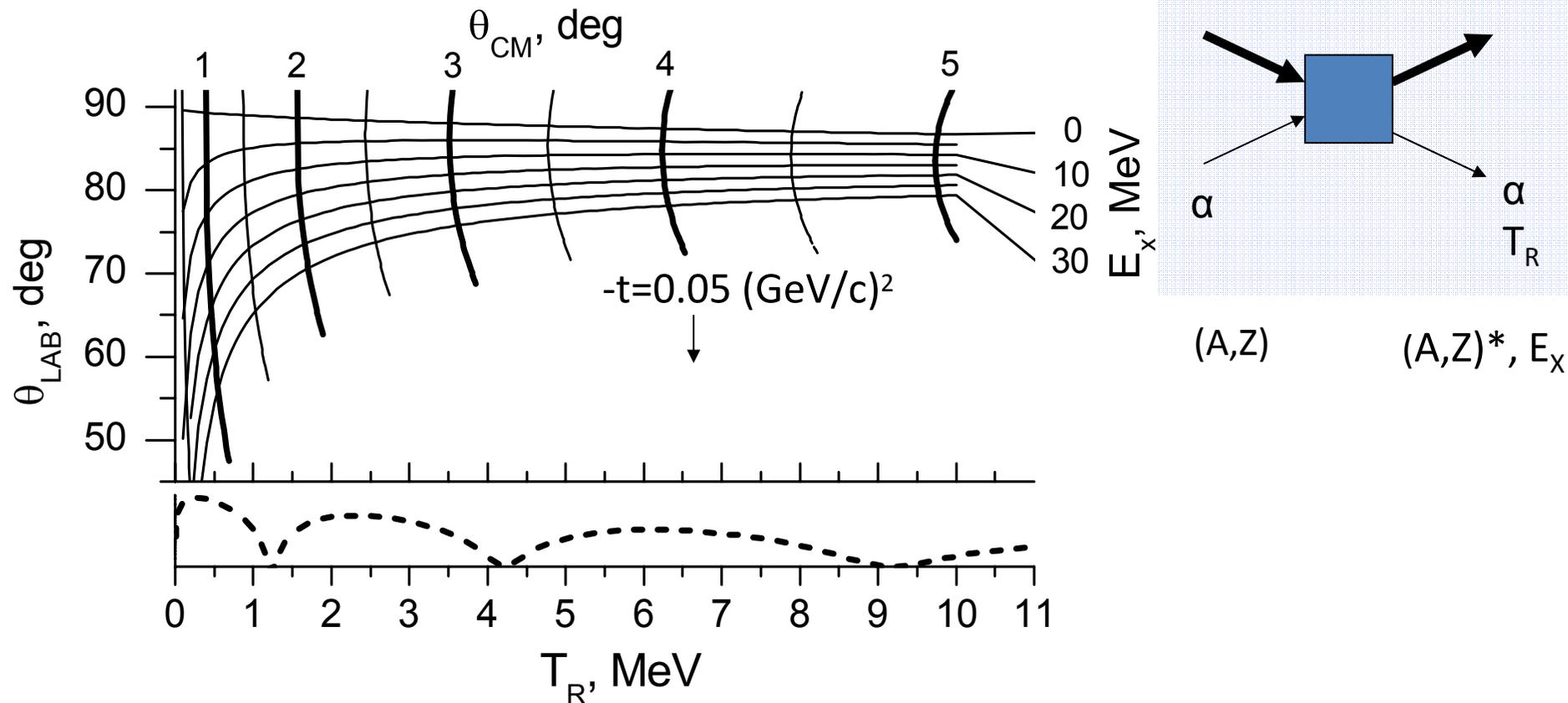
Условие отбора
состояний $J^\pi = 1^-$
 $E_\alpha = E_\gamma$

FIG. 2 (color online). (a) Singles cross section for the excitation of the $J^\pi = 1^-$ states in ^{124}Sn obtained in the $(\alpha, \alpha'\gamma)$ coincidence experiment. The solid line shows the energy-dependent experimental sensitivity limit. (b) $B(E1) \uparrow$ strength distribution measured with the (γ, γ') reaction. The middle column shows the QPM transition probabilities in ^{124}Sn for the isoscalar (c) and electromagnetic (d) dipole operators. The RQTBA strength functions in ^{124}Sn for the isoscalar and electromagnetic dipole operators are shown in (e) and (f), respectively.



J.Endres, D.Savran et al., Phys.Rev. C80,034302 (2009)

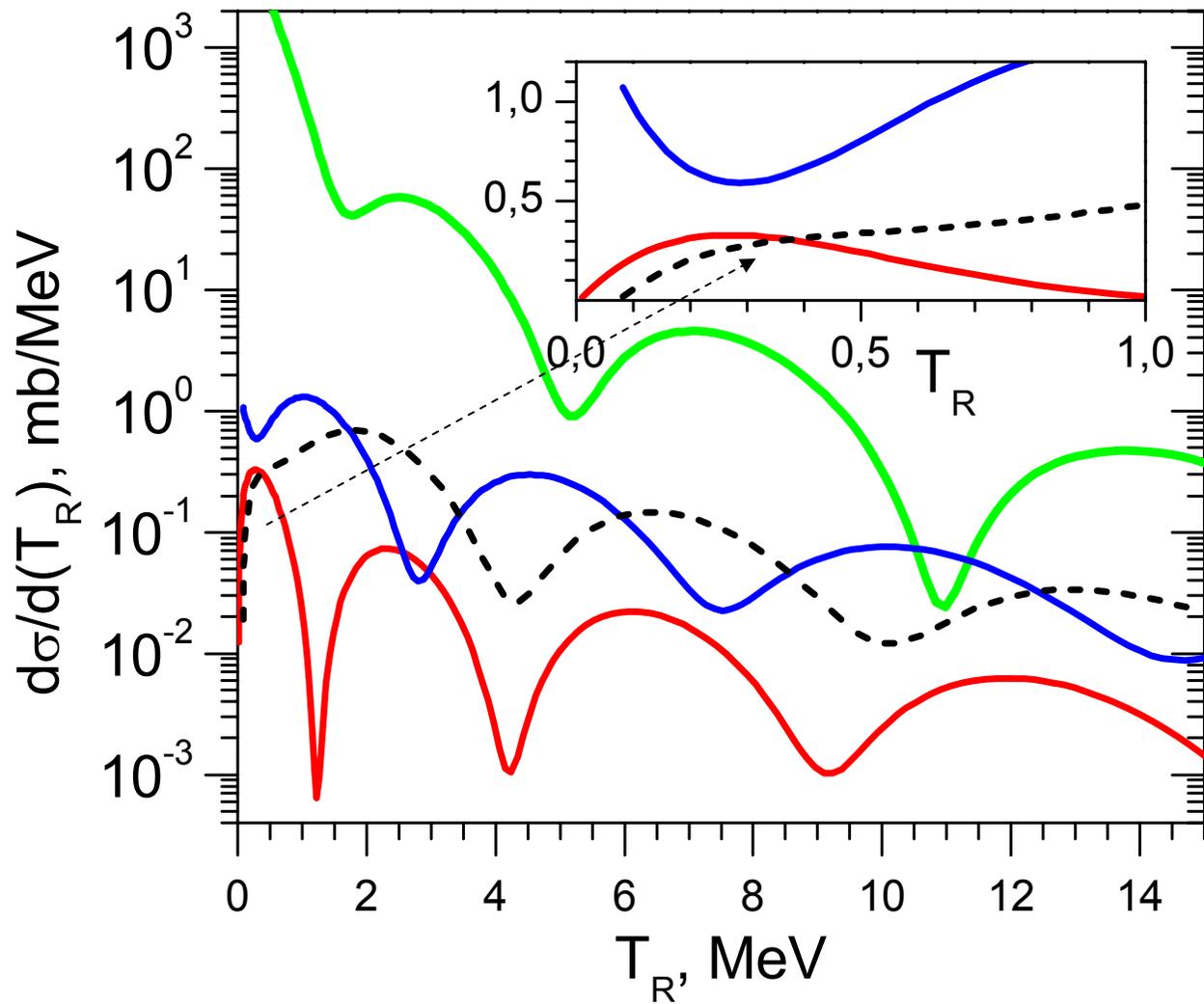
Обратная инематика



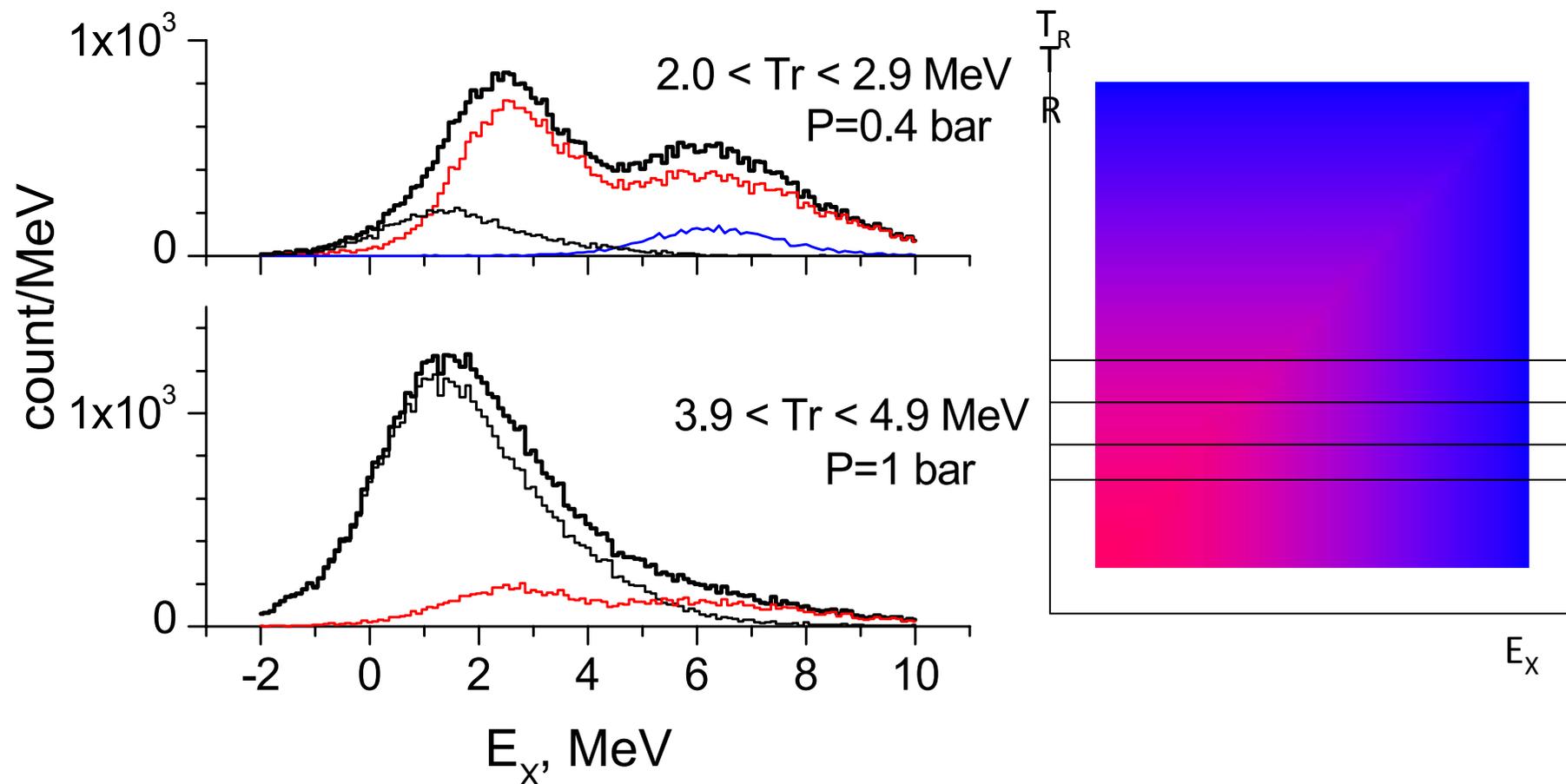
Энергия возбуждения E_x и угол рассеяния в системе центра масс θ_{CM} в зависимости от энергии T_R отдачи α частицы и полярного угла наклона θ_{LAB} траектории α частицы в обратной кинематике.

Реакция $^{124}\text{Sn}(\alpha, \alpha')^{124}\text{Sn}^*$, 300 МэВ/нуклон.

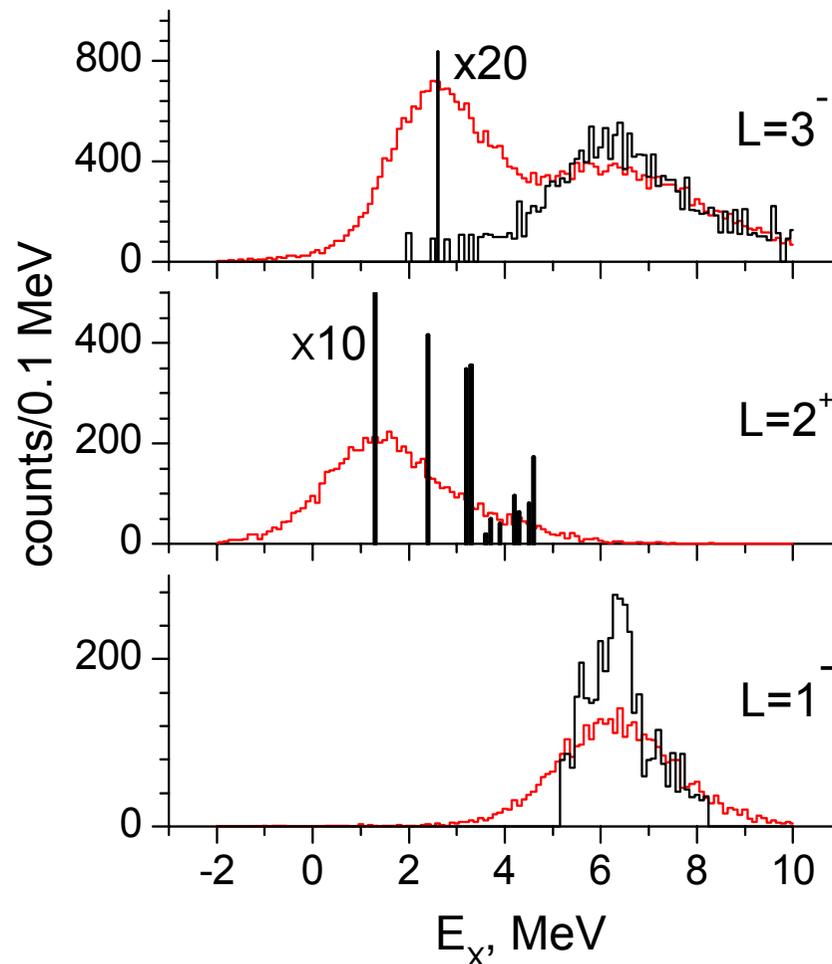
Внизу рисунка пунктиром показано импульсное распределение (в произвольном масштабе по вертикальной оси) ядер отдачи при дипольном возбуждении.



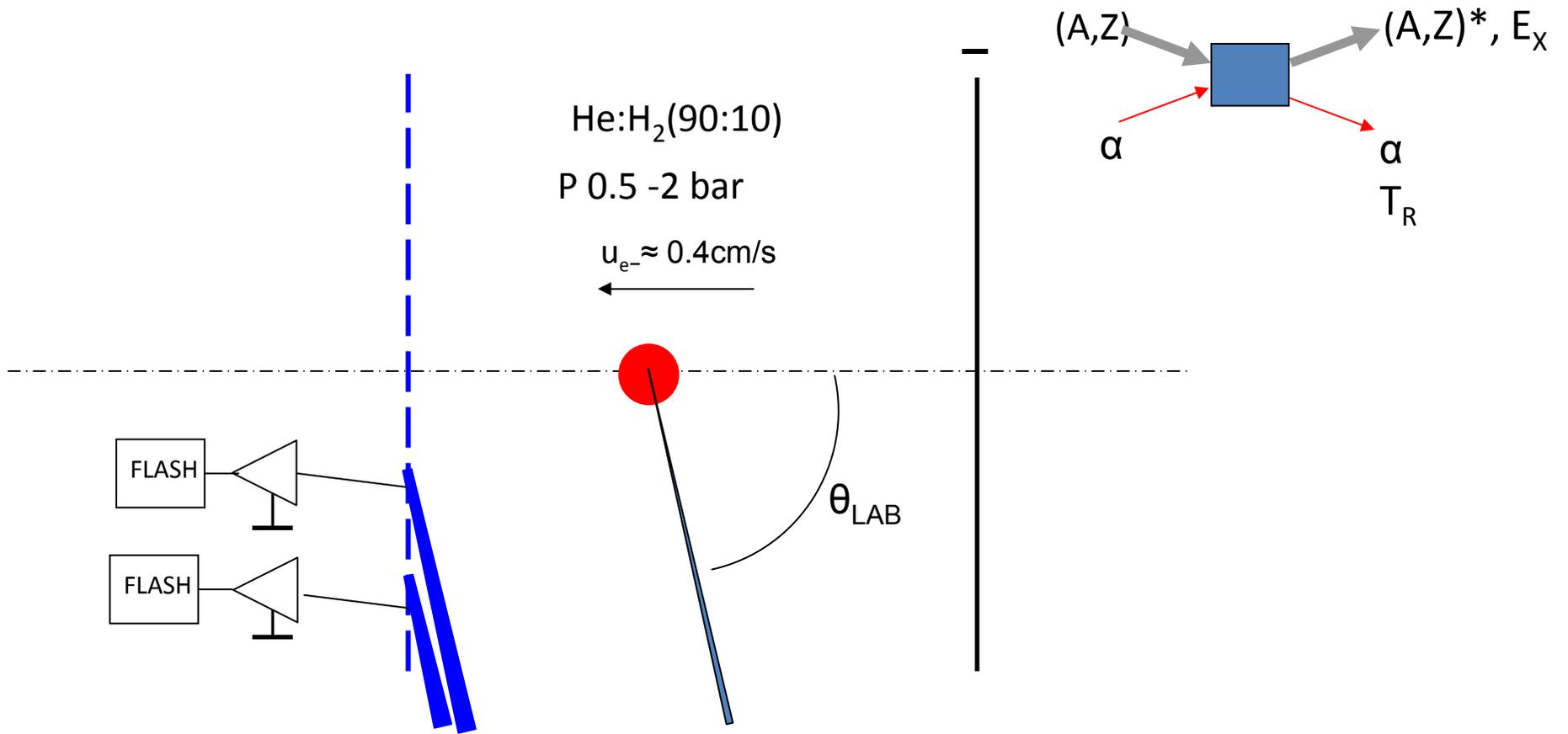
Импульсные распределения дипольного —,
 квадрупольного —, и октупольного.....
 возбуждений. $^{124}\text{Sn}(\alpha, \alpha')^{124}\text{Sn}^*$, 300 МэВ/нуклон



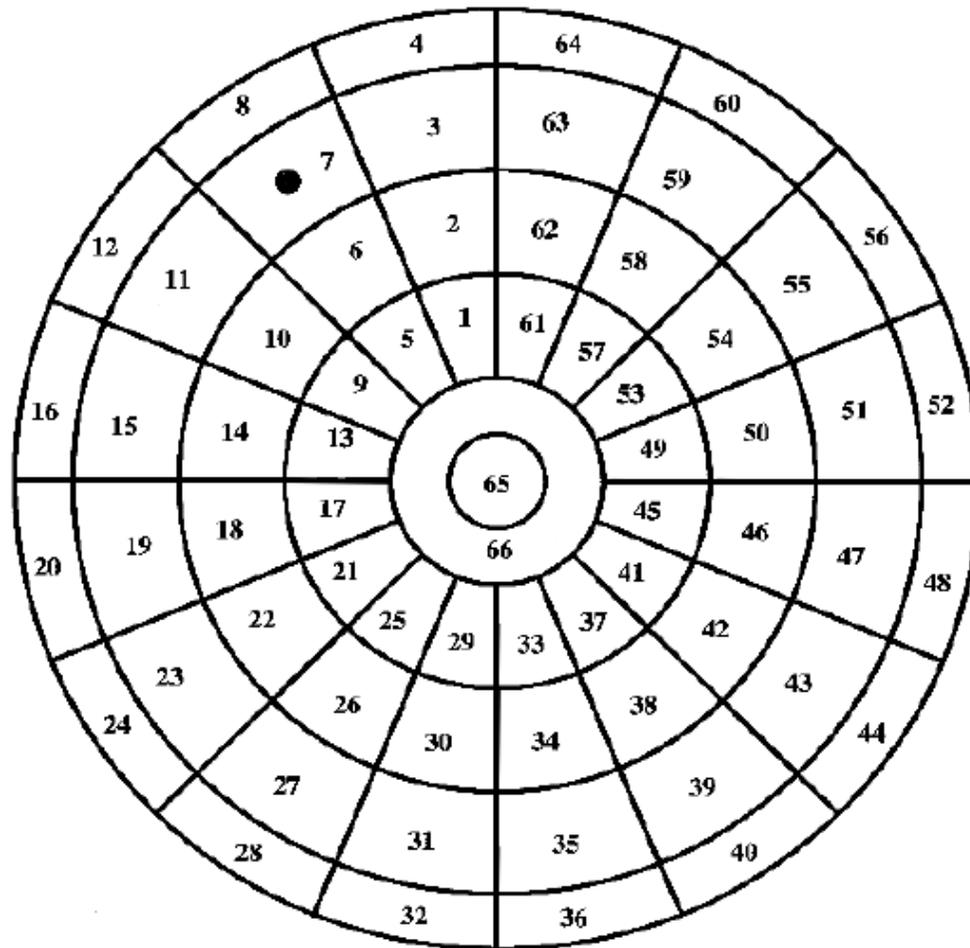
Спектры энергии возбуждения ^{124}Sn при двух значений энергии отдачи, полученные симуляцией со статистикой, соответствующей недельной экспозиции на пучке $5 \cdot 10^5$ 1/сек (жирная чёрная линия). Мультипольные компоненты $L=1, 2,$ и 3 показаны синей, чёрной, и красной линиями, соответственно.



Симуляции спектров дипольного, квадрупольного и октупольного возбуждений, отобранных в окне энергий отдачи $2.0 < T_r < 2.9$ МэВ в реакции $^{124}\text{Sn} + \alpha$ при энергии 300 МэВ/нуклон (красные линии) и давлении в камере 0.4 бар. Чёрными линиями обозначены исходные данные для симуляции – экспериментальные спектры, полученные в прямой кинематике.



Анод ионизационной камеры АСТАФ2



СИМУЛЯЦИЯ

Входные данные симуляции

- Кинетическая энергия ядра отдачи.
- Угол вылета ядра отдачи или энергия возбуждения.
рассеянного ядра) Tracker- γ совпадение
- Координаты ядерной реакции. $T_{1/2} < 10\text{cm}/(2*10^{10}=50\text{ ps}$

Что симулируется

- Кулоновское рассеяние ядра отдачи.
- Диффузия шнура электронов ионизации.
- Формирование импульса тока на анодах.
- Формирование импульсов напряжения на выходе усилителей.

Кулоновское рассеяние ядра отдачи (**TRIM**)

Распределение потерь энергии вдоль траектории и кулоновское рассеяние ядра отдачи симулируется кодом TRIM , который подготавливает файл, содержащий несколько тысяч случайных выборок траекторий ядер отдачи, испущенных с начальной энергией T_{max} . При симуляции траектории ядра отдачи с заданной начальной энергией $TR < T_{max}$ берётся часть симулированной траектории, начинающаяся с места, где текущая энергия T_n уменьшается до значения $T_n \leq TR$. Эта часть траектории перетаскивается и вращается таким образом, чтобы обеспечить выполнение начальных значений координат и углов.

Дрейф и диффузия электронов ионизации

Для учёта диффузии электронов ионизации при их дрейфе к анодам каждый шаг траектории ядра отдачи, симулированной кодом TRIM, разбивается на более мелкие интервалы, так что пакет электронов ионизации, образованный на одном интервале, дрейфует к аноду как один точечный заряд. Время прихода этой порции заряда на анод

$$t = (z + \delta z) / v_e,$$

где z – расстояние точки траектории ядра отдачи до плоскости анода, v_e – скорость дрейфа электронов в электрическом поле камеры. δz – отклонение от дрейфа с постоянной скоростью v_e вследствие продольной диффузии, $\langle \delta z^2 \rangle = k_D \cdot z / \rho$. В симуляции учитывается также уширение шнура электронов ионизации вследствие поперечной диффузии. При принятой величине электрического поля в рабочей области камеры, $k_D = 0.0037$ см·бар и $k_D = 0.0017$ см·бар для поперечной и продольной диффузии, соответственно. Электрическая индукция, обусловленная движением электронов в зазоре g между анодом и экранирующей сеткой, учитывается тем, что продолжительность импульсов тока анодов растягивается на интервал g/v_e .

Размер интервала оцифровки осей был выбран равным $u = 0.002$ см, что при скорости дрейфа $v_e = 0.4$ см/мкс соответствует цене канала **5 нс**. Интервал оцифровки является параметром и может быть изменён.

Преобразование заряд-код

Прохождение сигнала по тракту зарядового усиления симулируется свёрткой токового сигнала с формирующим импульсом

$$V_i^{(n)} = c_a \sum_k q_{i-k}^{(n)} A_k,$$

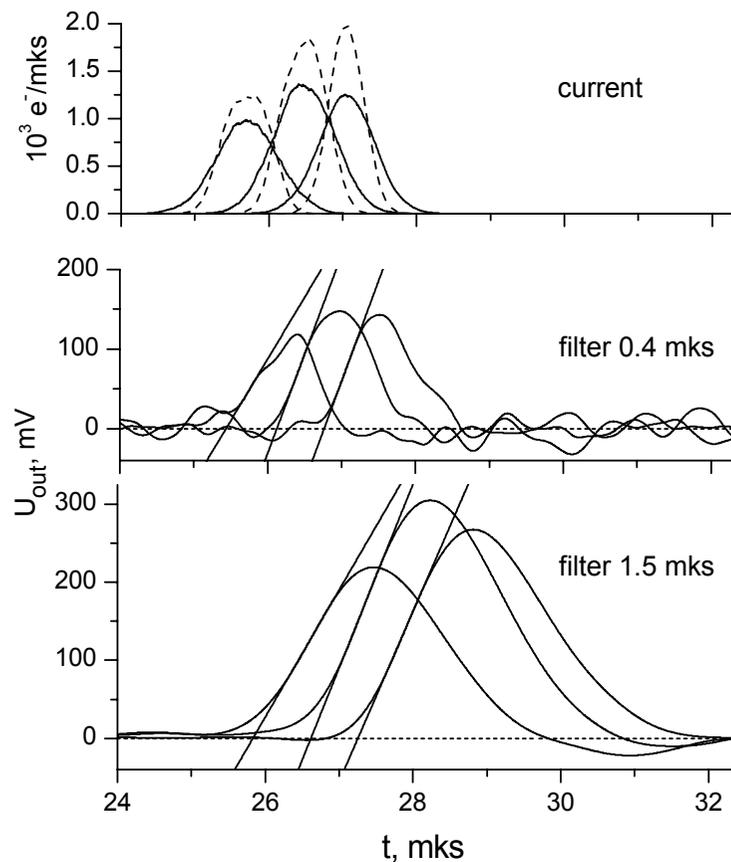
где q -- заряд, собранный на n -ом аноде за единичный интервал времени. Коэффициент c_a обеспечивает калибровку, соответствующую спроектированным усилителям. В качестве формирующего импульса использован калиброванный импульс напряжения, записанный с выхода одного из усилителей, которые предполагается использовать в планируемых экспериментах.

Симуляция шумов электроники осуществлялась в соответствии с выражением

$$V_i^{(\xi)} = c_\xi \sum_k \xi_{i-k} A_k^\xi$$

где ξ - случайные числа, распределённые по Гауссу с единичной дисперсией. Функция A^ξ соответствует отклику фильтра Бесселя 5-го порядка на мгновенный импульс. Время формирования было 0.4 и 1.5 мкс. Коэффициент c_ξ обеспечивает требуемую амплитуду шума. Величина шума на выходе одного усилителя, приведённая к энергии ядер отдачи, была взята равной шуму спроектированных усилителей, равного 30 и 20 кэВ при времени формирования 0.4 и 1.5 мкс, соответственно.

Пример выходных импульсов

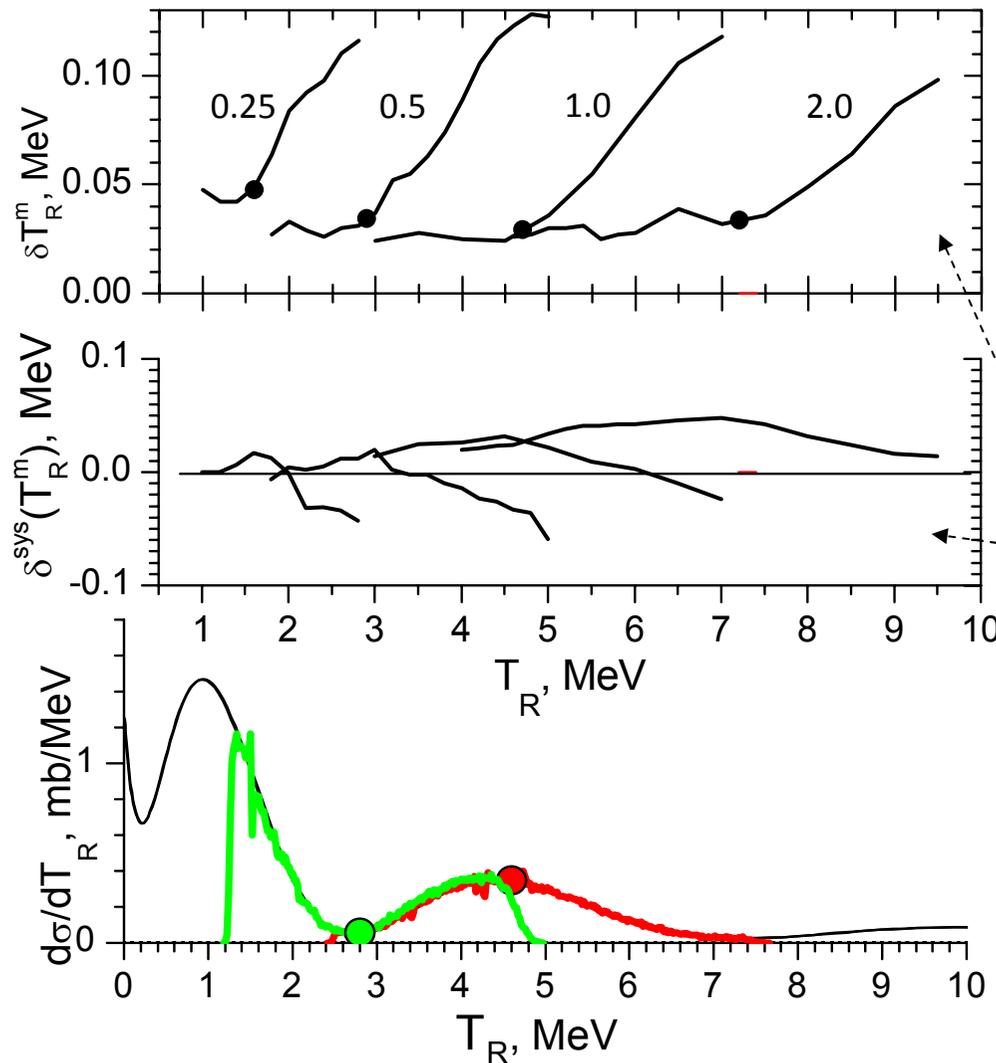


Верхняя панель: импульсы тока анодов А3, А4, и А5, вызванные α частицей отдачи с энергией 4 МэВ, вылетевшей под углом 85.6° из точки на расстоянии 2 см (точки) и 10 см (сплошная линия) от анода. Давление He в камере 1 бар. Ниже показаны импульсы напряжения на выходе усилителей при времени формирования 0.4 мкс и 1.5 мкс, соответствующие входным токам, показанным на верхней панели. Пересечения прямых, касательных передним фронтам импульсов, с нулевым уровнем используются для определения интервалов между импульсами.

Разрешение и систематическая ошибка измерений энергии ядер отдачи

Для отбора сработавших цилиндров мы положили уровень дискриминации сигнала, поступающего с одного сегмента $V_d = 4 \cdot V_{noise} \sim 80$ кэВ. Энергии, собранные анодными сегментами, полагаются пропорциональными площадям симулированных импульсов. Энергия отдачи, зарегистрированная сектором s , оценивалась из условия минимума выражения

$$\chi_s^2 = (E_2 - E_2(T_R))^2 + \sum_{a=3}^6 (E_{a,s} + E_{a,s\pm 1} - E_a(T_R))^2$$



Стандартное отклонение

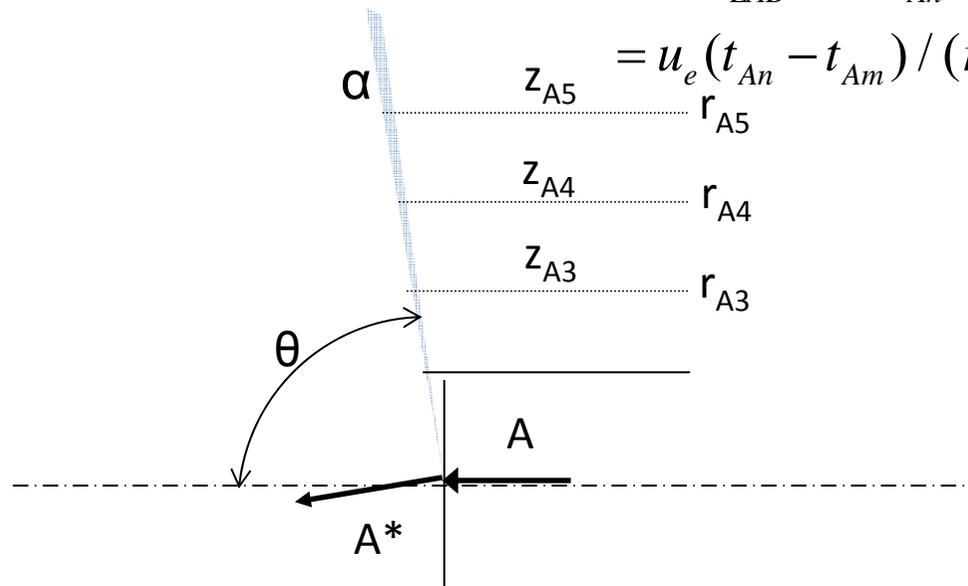
Систематическая ошибка

Симуляция спектра энергии отдачи
 $L=2$; давление 0.4 bar и 1.0 bar.

Полярный угол траектории ядра отдачи и энергия возбуждения

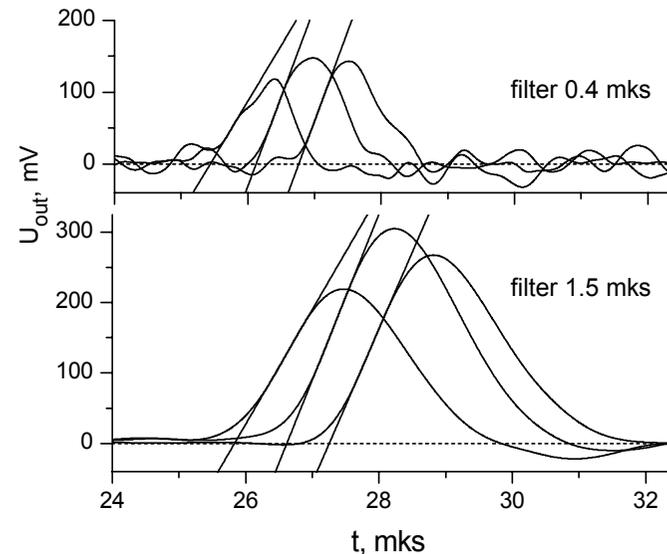
$$\operatorname{ctg}(\theta_{LAB}) = (z_{An} - z_{Am}) / (r_{An} - r_{Am}) = \quad (1)$$

$$= u_e (t_{An} - t_{Am}) / (r_{An} - r_{Am})$$

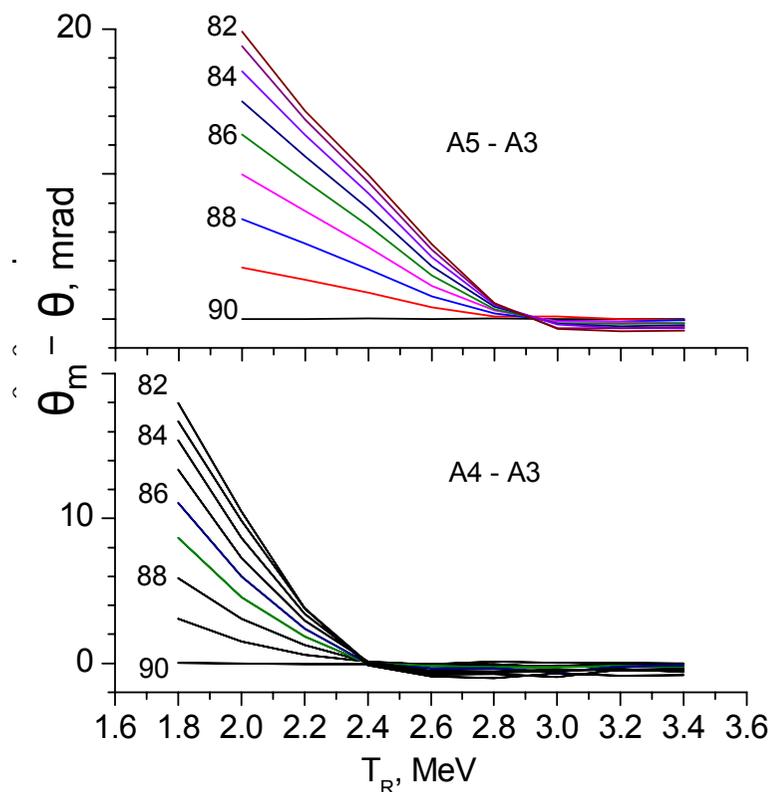


Угол наклона траектории ядра отдачи определяется согласно выражению (1), используя временные сдвиги между импульсами анодов А3, А4 и А5. Как было предложено ранее, мы приняли интервалы между импульсами равными интервалам между касательными к передним фронтам импульсов.

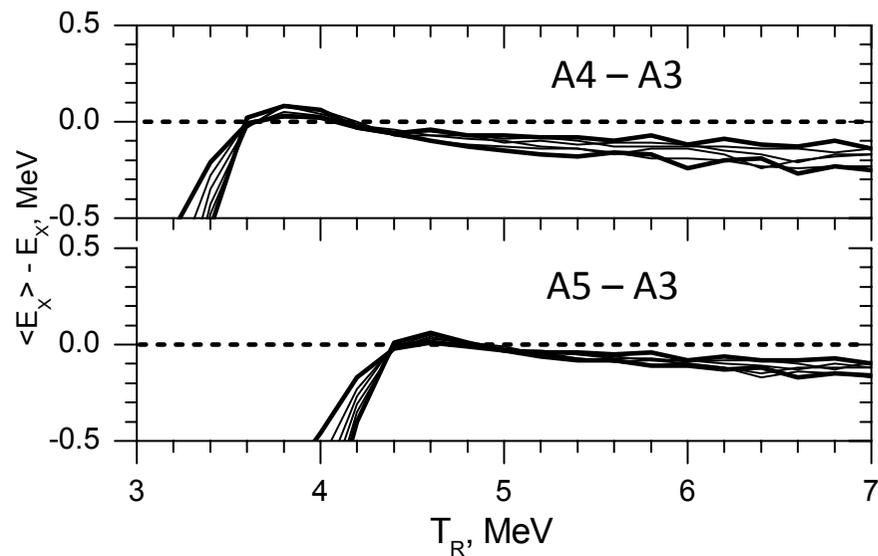
Форма фронта несколько зависит от распределения токового импульса по ширине анода, что приводит к систематической ошибке метода касательных.



Систематическая погрешность метода касательных



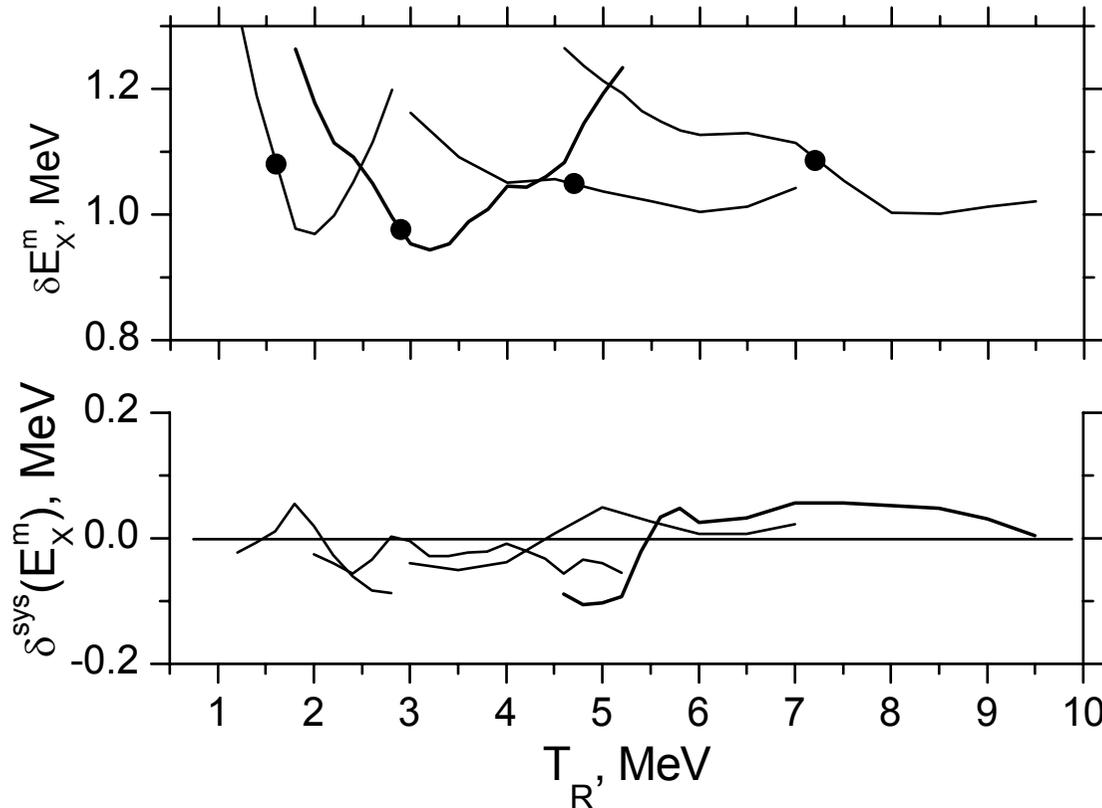
Систематические погрешности $\Delta\theta = \langle\theta_m\rangle - \theta$ измерений углов траекторий ядер отдачи $\langle\theta_m\rangle$, вычисленных методом касательных. θ -значение, заложенное в симуляцию, давление 0.5 бар



Систематические погрешности определения энергии возбуждения методом касательных при давлении 1 бар по величине интервала между анодными импульсами A4 и A3 (верхняя панель) и по величине интервала между A5 и A3 (нижняя панель)

Энергия возбуждения

При вычислении энергии возбуждения по значению угла θ_m , определённого методом касательных, для коррекции систематической ошибки метода, мы использовали зависимость θ_m от T_R и θ , которая была получена серией итераций симуляций с **выключенными** кулоновским рассеянием и шумами электроники. На этом этапе энергия отдачи брадась равной T_{Rm} и подбирался угол $\theta = \theta'$, при котором метод касательных давал значение $\theta'_m = \theta_m$. В результате принималось новое значение $\theta_m = \theta'$ и, соответственно, значение E_X .



$$\theta = \theta_m - f(\theta, T_R, p)$$

Стандартное отклонение

Систематическая ошибка
после коррекции метода
касательных

Систематическая ошибка (нижняя панель) и стандартные отклонения (верхняя панель) энергии возбуждения, определённой по результатам симуляции. Зависимости от энергии отдачи T_R при разных давлениях расположены слева направо в порядке возрастания давления -0,25, 0,5, 1,0, 2,0 бар. Кружками показаны максимальные значения энергий отдачи, при которых пробег укладывается в рабочем объёме камеры.

Симуляция измерений характеристик РYГМУ резонансов с применением ионизационной камеры АСТАФ2.

Реакция $^{124}\text{Sn}(\alpha\alpha')^{124}\text{Sn}^*$; Энергия пучка 300 МэВ/нуклон

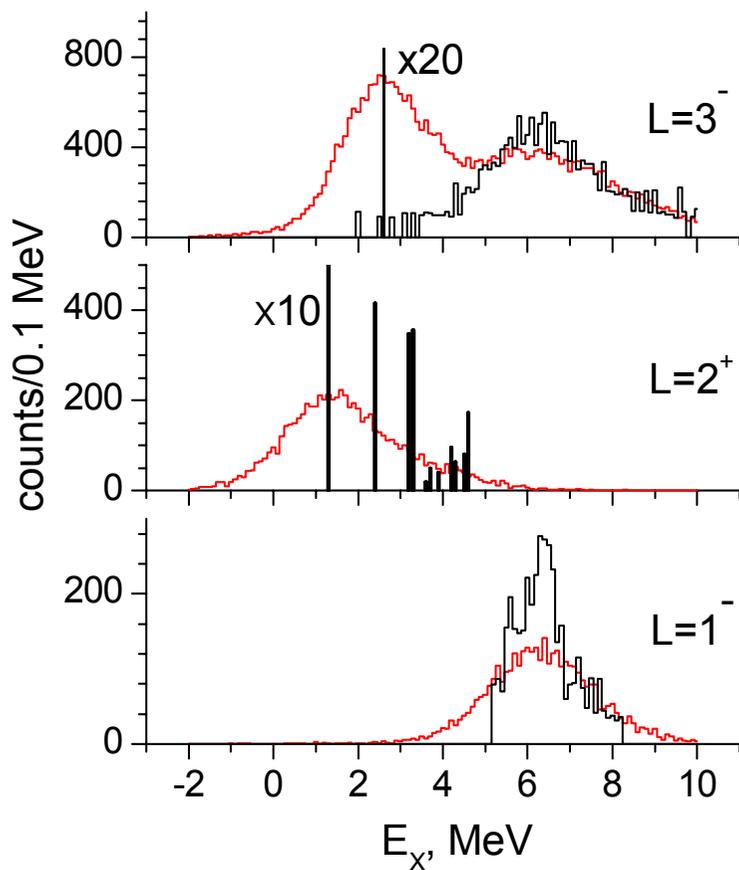
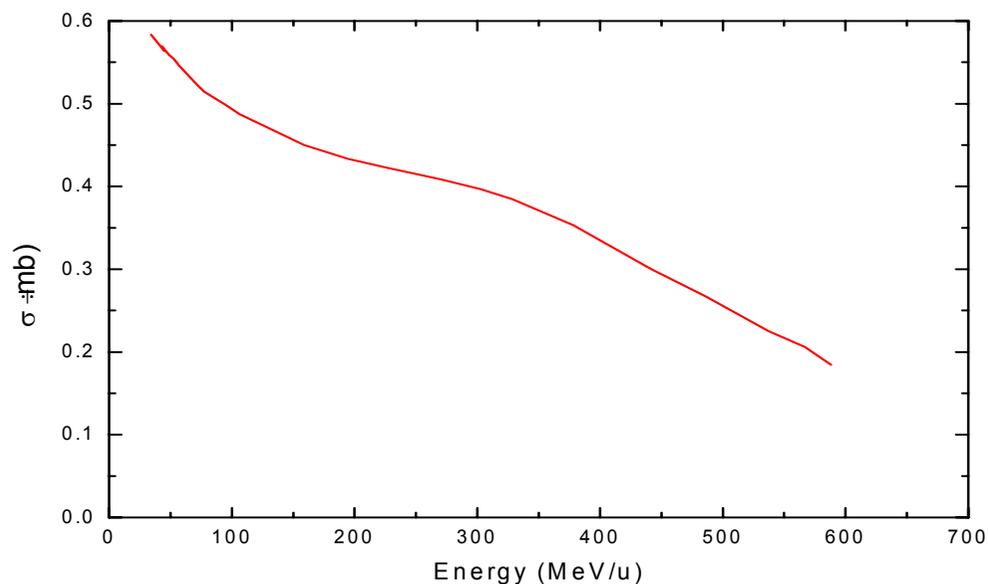
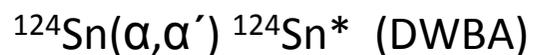


Таблица 3.1. Характеристики состояний, включённых в симуляции.

L	E_X	FWHM	$B(E_L)$, $\text{MeV}\cdot\text{b}^L$	$\eta_{L,\text{Fm}}$	σ_L , mb	Статистика
	MeV					
1^-	6.5	~2.0			0.4 ¹⁾	17000
2_1^+	1.31	--	0.166	0.57	2.3	155000
2^+	2.5 – 4.5		0.052	0.13	0.28	
3_1^-	2.6	--	0.073	0.63	1.74	330000
3^-	6.2,	~3.0	0.107 ²⁾	0.69	2.40	

$B(E_L)$ - приведённая вероятность перехода из основного состояния.
 η_L -параметр деформации (deformation length).
¹⁾ Теоретическое значение (DWBA)
²⁾- $B(E_3)$ и η_3 рассчитаны на основании данных, что сила перехода составляет 20% величины, следующей из правила сумм

Сечение возбуждения изоскалярного дипольного PYGMY резонанса



Для дипольных возбуждений мы использовали форму распределения поперечного сечения по энергии возбуждения $d\sigma / dE_x$, измеренного в прямой кинематике при $E_\alpha = 136$ MeV []. Рассчитанное нами распределение было нормировано на полное поперечное сечение 0.4 мб, полученное в расчёте в рамках приближения искажённых волн [D. Savran]. Наш расчёт в рамках подхода ГС показывает, что такое сечение соответствует 50% энерго-взвешенного правила сумм (EWSR) для изоскалярной силы переходов. Это выглядит многовато для ПИГМИ резонанса, хотя надо отметить, что полная интенсивность изоскалярного дипольного резонанса при $E_x > 15$ МэВ [Y.-W. Lui, D. H. et al., Phys.Rev C **70**, 01430(2004)] составляет 140 %, величины EWSR.

СПАСИБО