

B.65

31

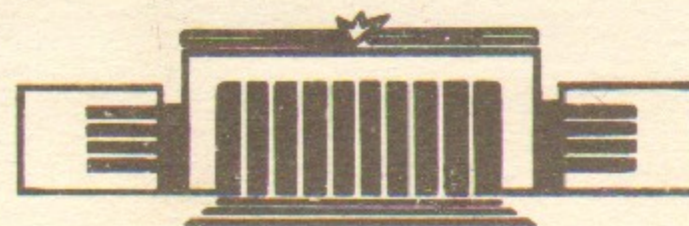
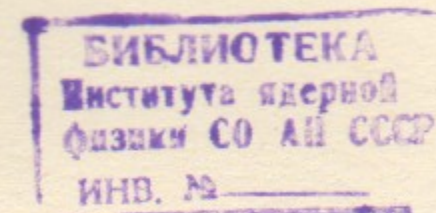


ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СО АН СССР

Б.Б.Войцеховский, Д.М.Николенко, С.Г.Попов,
И.А.Рачек, Д.М.Топорков, Е.П.Центалович

ИССЛЕДОВАНИЕ РЕАКЦИИ $^{16}\text{O}(\text{e}, \text{e}'\text{c})$ С
РЕГИСТРАЦИЕЙ ЭЛЕКТРОНА И ВТОРИЧНЫХ
ЧАСТИЦ НА СОВПАДЕНИИ

ПРЕПРИНТ 84-58



НОВОСИБИРСК

ИССЛЕДОВАНИЕ РЕАКЦИИ $^{16}\text{O} (e, e'c)$ С РЕГИСТРАЦИЕЙ
ЭЛЕКТРОНА И ВТОРИЧНЫХ ЧАСТИЦ НА СОВПАДЕНИИ

Б.Б.Войцеховский, Д.М.Николенко, С.Г.Попов,
И.А.Рачек, Д.М.Топорков, Е.П.Центалович

АННОТАЦИЯ

Электроядерные реакции широко используются для изучения атомных ядер. В совпадательной постановке информативность данных таких реакций существенно возрастает. В данной работе изучены сечения различных каналов реакции $^{16}\text{O} (e, e'c)$, где c — заряженная частица, в широкой области энергий возбуждения ядра (0+70 МэВ).

Неупругое рассеяние электронов является одним из основных методов изучения структуры ядер. Здесь есть возможность проводить корректное сопоставление экспериментальных данных и расчетов. Особенно информативными являются электроядерные реакции на совпадении - $(e, e'c)$ /1/.

Эксперименты на совпадении позволяют изучать реакции в полной кинематике, измерять парциальные спектры возбуждения ядра по сорту вторичной частицы и состоянию ядра остатка. Можно изучать испарительные спектры и предравновесные реакции при различных энергиях, потерянных электроном. По квантовым числам состояния ядра остатка и угловому распределению вторичных частиц можно определить мультипольность возбужденных состояний и провести разложение сечений на квазиупругую и резонансную части с учетом их интерференции.

В настоящее время имеется лишь несколько работ, в которых изучалось неупругое рассеяние α -частиц и электронов, с регистрацией вторичных частиц и неупруго рассеянной на совпадении /2-3/.

Основная проблема, затрудняющая выполнение экспериментов на совпадении, заключается в неудовлетворительном соотношении истинных и случайных совпадений при постановке опытов на линейном ускорителе, имеющем обычно скважность $\geq 10^3$. В настоящее время малую скважность удалось получить на специальных линейных ускорителях /4/. Во многих случаях оказывается наиболее целесообразно применить метод сверхтонкой внутренней мишени /5/.

I. Описание эксперимента и детекторов

Работа выполнена на накопительном кольце ВЭШ-2 /6/. Мишенью служила струя паров воды \varnothing 8 мм с плотностью $\sim 1 \times 10^{13}$ молекул/см³. Средний ток пучка во время измерений был равен $\sim 0,5$ ампера. Здесь приводятся результаты двух циклов измерений при энергии электронов равной 130 и 127 МэВ, и угле рассеяния $51,3^\circ$ и 56° , соответственно.

Типичный цикл работы установки изображен на рис. I. В течение 10-15 секунд включена система инжекции и ток пучка возрастает до уровня 1 А, затем энергию электронов изменяют с уровня

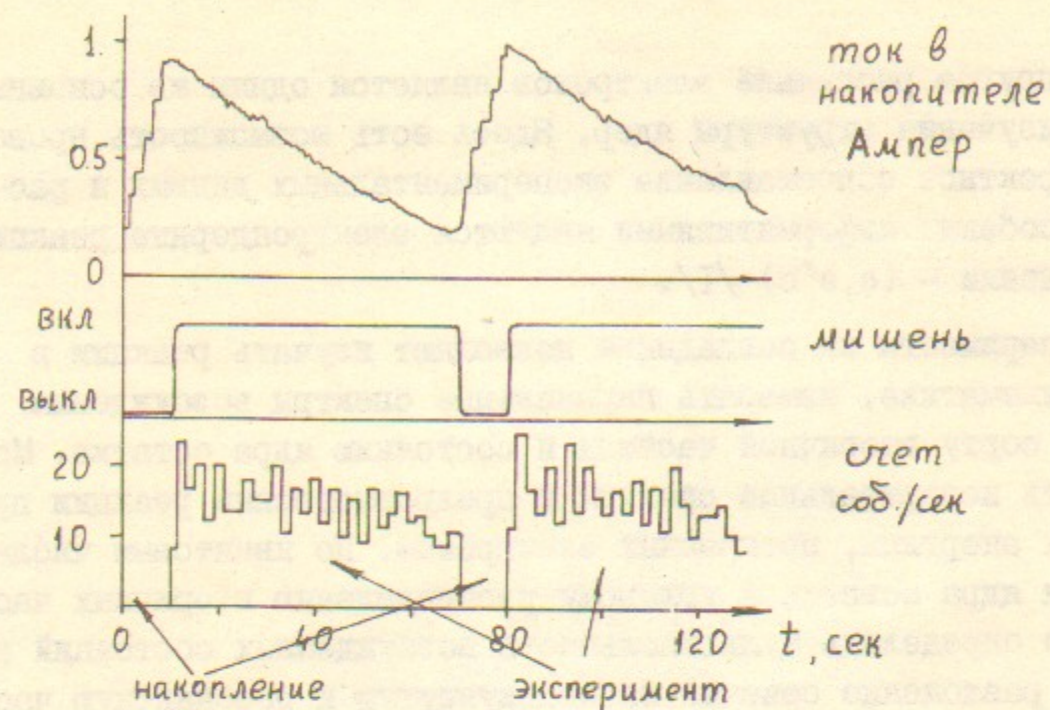


Рис.1. Типичный цикл работы установки

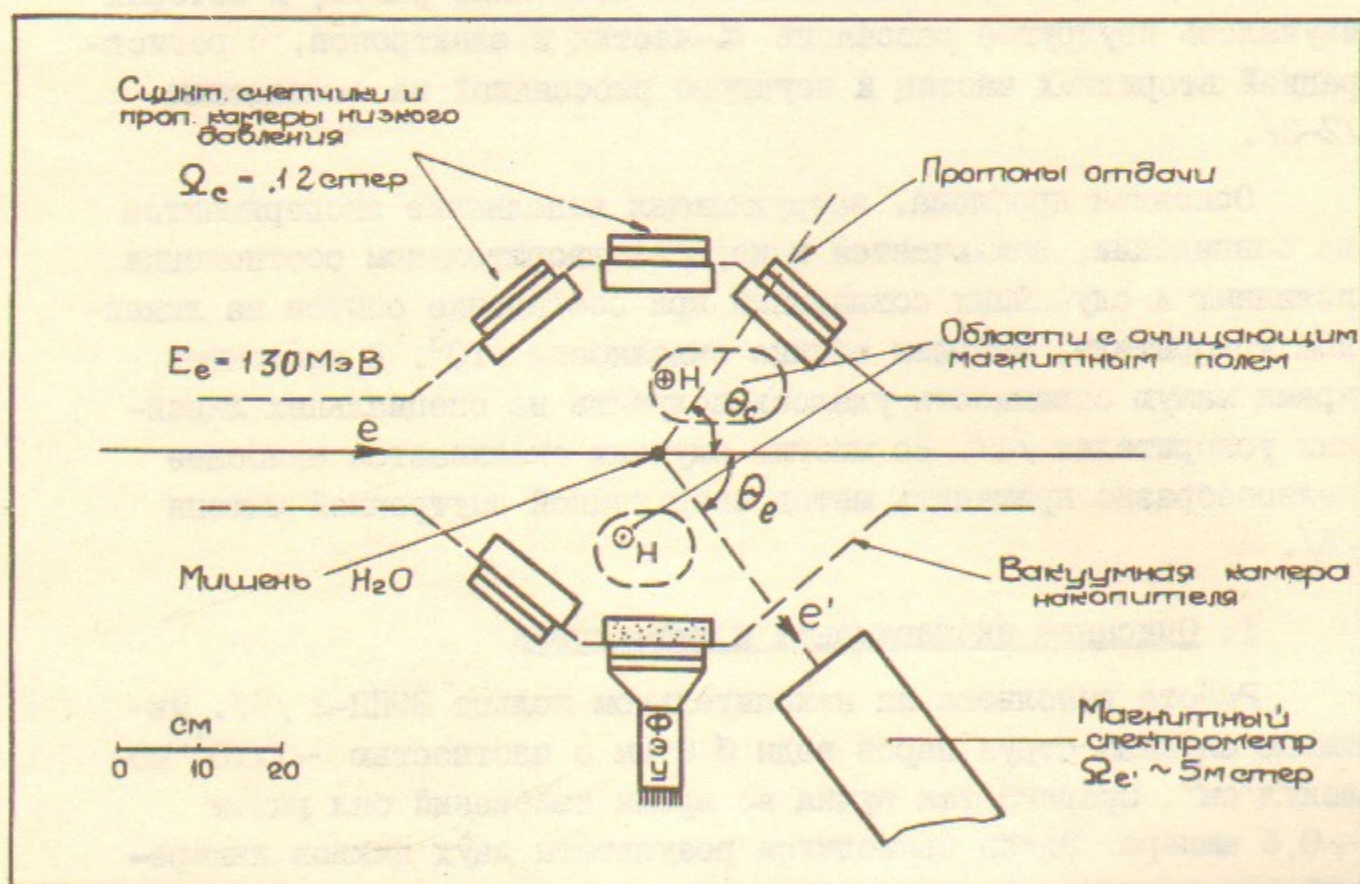


Рис.2. Схема эксперимента. Угол рассеяния электронов $51,3^\circ$. Детекторы вторичных частиц расположены на углы $\theta_c = 59^\circ, 94^\circ, 131^\circ, 231^\circ$ и 268° .

соответствующего режиму накопления на уровень эксперимента. Далее включается мишень и снимается блокировка регистрирующей аппаратуры. Время жизни пучка при включенной мишени ~ 50 секунд. Цикл кончается, когда ток пучка снижается до $\sim 0,2$ А.

Схема эксперимента приведена на рис.2. Рассеянные электроны регистрировались магнитным спектрометром /7/, с телесным углом 5 мстер, энергетическим аксептансом от 50 до 130 МэВ. Энергетическое разрешение в полученных спектрах равно $\Gamma_{\frac{1}{2}} \approx 180$ кэВ.

Вторичные частицы (вт.ч.) регистрировались пятью $\Delta E-E$ детекторами /8/, с телесным углом по 0,12 стер (рабочая площадь каждого ~ 80 см²). Детектор включает пропорциональную камеру низкого давления (ПК) и сцинтилляционный счетчик (Сц.Сч.), состоящий из слоя кристалла NaI(Tl) и слоя сцинтилляционной пластмассы. Каждая ПК разделена на две части, т.о. угловое распределение вылетающих вторичных частиц измеряется по 10-ти направлениям. Часть информации получена с модифицированными ΔE камерами, обеспечивающими детальное измерение угловых распределений вт.ч. (по 35-ти направлениям).

Альфа-частицы регистрируются начиная с энергии $\sim 2,3$ МэВ, что определяется толщиной вещества ($\sim 1,3$ мг/см²) на их пути от мишени до ПК, а протоны с $\sim 0,65$ МэВ. Отделение протонов от α -частиц возможно от энергий $\sim 0,95$ МэВ для протонов, и $\sim 2,4$ МэВ - для α -частиц. Энергетическое разрешение детектора $\sim 10\%$ для частиц с энергией до 50 МэВ.

Схема съема информации обеспечивала запись в событие данных со всех сработавших детекторов, т.е. регистрацию событий типа (e, e') , $(e, e'c)$, $(e, e'c_1c_2)$ и т.д. Логика работы электронной части аппаратуры описана в работе /8/.

Темп набора статистики по (e, e') реакции составлял 20 Гц. Около 10% событий имеют информацию с Сц.Сч. и ПК, из них 2/3 составляют события $^1\text{H}(e, e'p)$ - упругого рассеяния электронов на свободных протонах и $\sim 3\%$ истинные совпадения, отвечающие реакции $^{16}\text{O}(e, e'c)$. Частота запусков аппаратуры магнитного спектрометра 100 Гц. Пиковая нагрузка Сц.Сч. достигала ~ 500 кГц, а ПК - ~ 100 кГц. Всего в эксперименте было записано около 20 млн. событий реакции (e, e') .

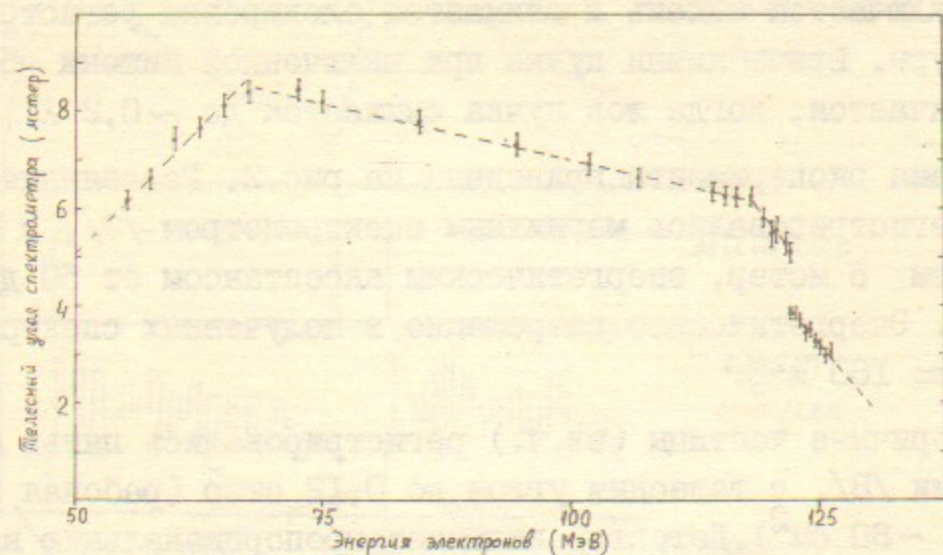


Рис.3. Зависимость телесного угла спектрометра от энергии электронов. Точки — значения Ω_e , определенные из рас- пределений событий по координатам во входной камере спектрометра с учетом поправок на фокусирующее действие краевых магнитных полей. Линии — принятая аппроксимация $\Omega(w)$.

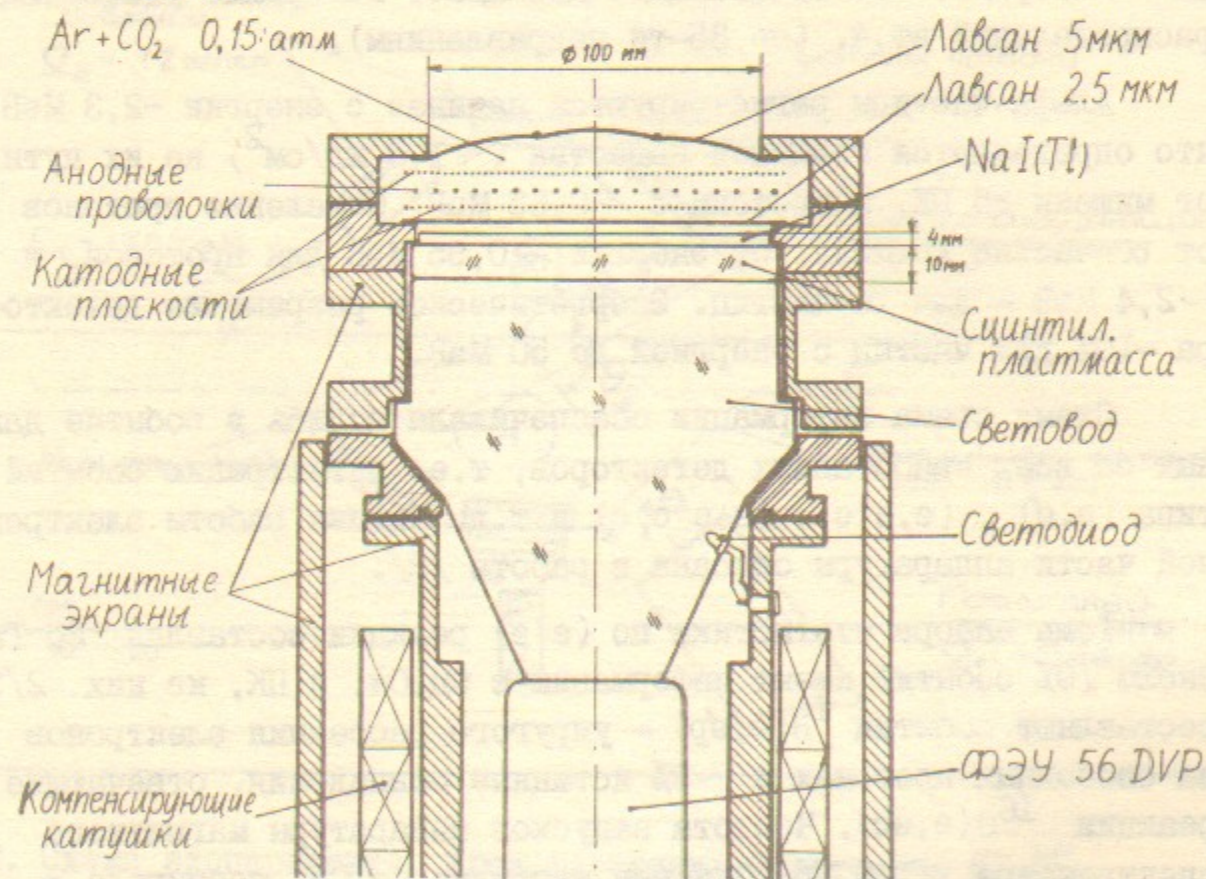


Рис.4. Конструкция детектора вторичных частиц.

Мониторингирование проведено по процессам упругого рассеяния электронов на ^{16}O и ^1H .

Измеренное сечение реакции (e, e') использовано для оценки сечений реакций с вылетом нейтральной частицы, а также при анализе множественности заряженных частиц в реакции $(e, e'c)$.

II. Анализ экспериментальных данных

В результате обработки информации, получаемой с магнитного спектрометра, определяется энергия электронов, телесный угол спектрометра (рис.3), координаты точки взаимодействия электрона с мишенью. Соответствующая процедура анализа данных описана в работе /9/.

Остановимся подробнее на определении параметров вторичных частиц. Конструкция (рис.4) и свойства детектора рассмотрены в работе /8/. Энергия вт.ч., в основном, определяется по величине и по форме импульса тока с ФЭУ (рис.5). Он состоит из длинного импульса от кристалла NaI(Tl) , и, если частица, прошла сквозь слой NaI(Tl) , короткого импульса от сцинтилляционной пластмассы. С помощью электроники производится выделение характерных участков импульса по времени и определяются величины A_1 и A_2 , пропорциональные зарядам за эти отрезки времени. Зависимость A_1 и A_2 от энергии частиц отображена на вставке в рис.5.

Информация о вт.ч., кроме указанных величин A_1 , A_2 , включает номера сработавших Сц.Сч. и ПК, амплитуду сигнала с ФЭУ при калибрующей вспышке светодиода, амплитуду сигнала с ПК — ΔE , время t_{ec} — от момента регистрации электрона в одном из сцинтилляционных счетчиков магнитного спектрометра до момента срабатывания Сц.Сч. и t_{ek} — до момента срабатывания ПК, а также время t_{12} — между сигналами с двух счетчиков, регистрирующих электрон.

При обработке производится линейное преобразование A_1 и A_2 , учитывающее величину сигнала от светодиода; уточнение t_{ec} по отклонению t_{12} от среднего значения; исправление ΔE на поглощение ионизации в газе ПК по величине времени дрейфа t_{ek} .

Для определения энергетической калибровки Сц.Сч. использовались события реакций $(e, e'p)$ и $(e, e'a_0)$, легко идентифици-

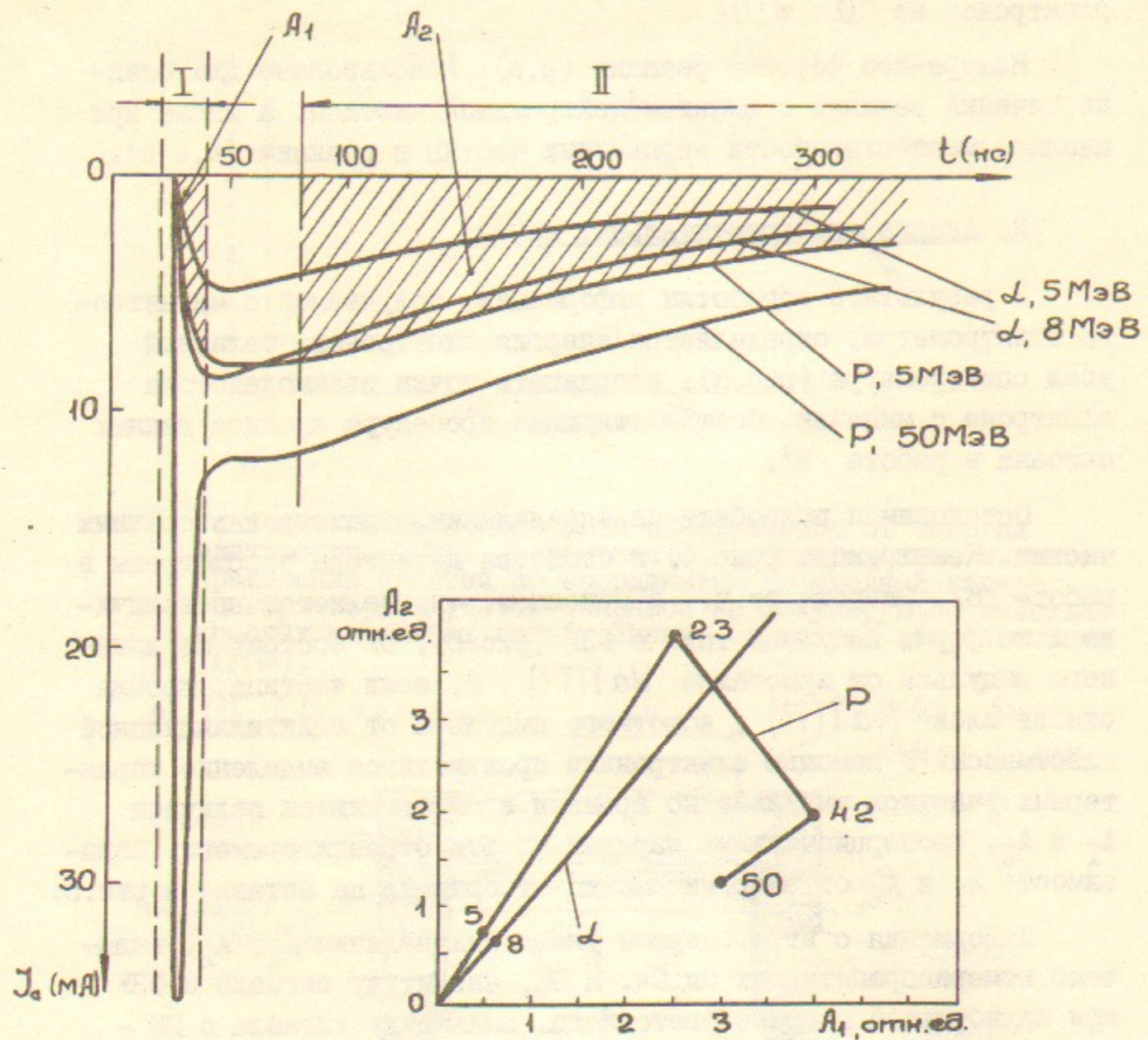


Рис.5. Форма импульса с ФЗУ детектора вторичных частиц при попадании в счетчик протонов и α -частиц. I, II - диапазоны по времени, в течение которых выделяются части импульса для определения соответствующих зарядов A_1 и A_2 . На вставке диаграммы поведения A_1 и A_2 от энергии протонов и α -частиц. Цифры возле точек на линиях указывают энергии в МэВ.

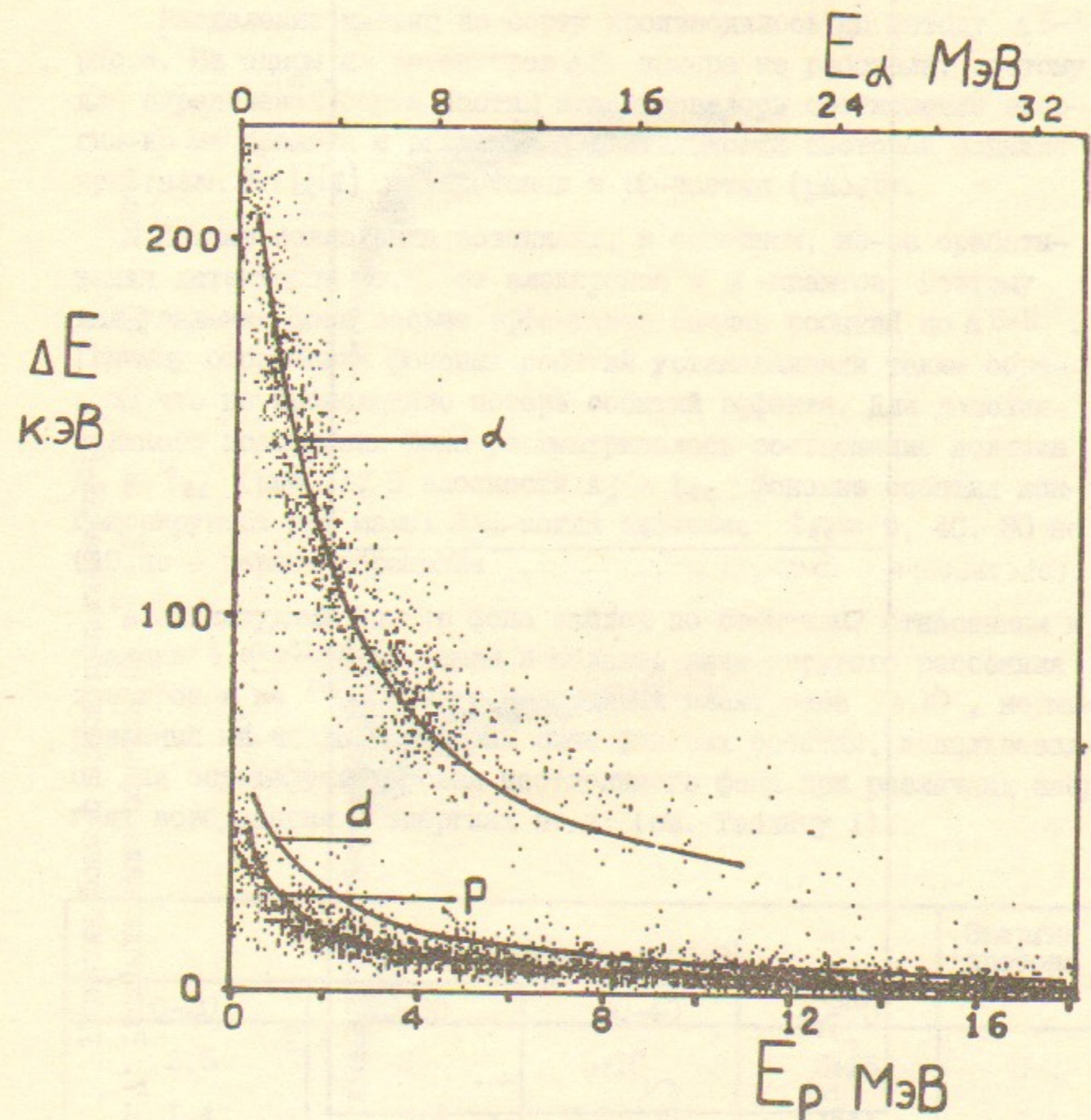


Рис.6. Распределение событий по плоскости ΔE - E . Кривые - расчет по формуле Бете-Блоха.

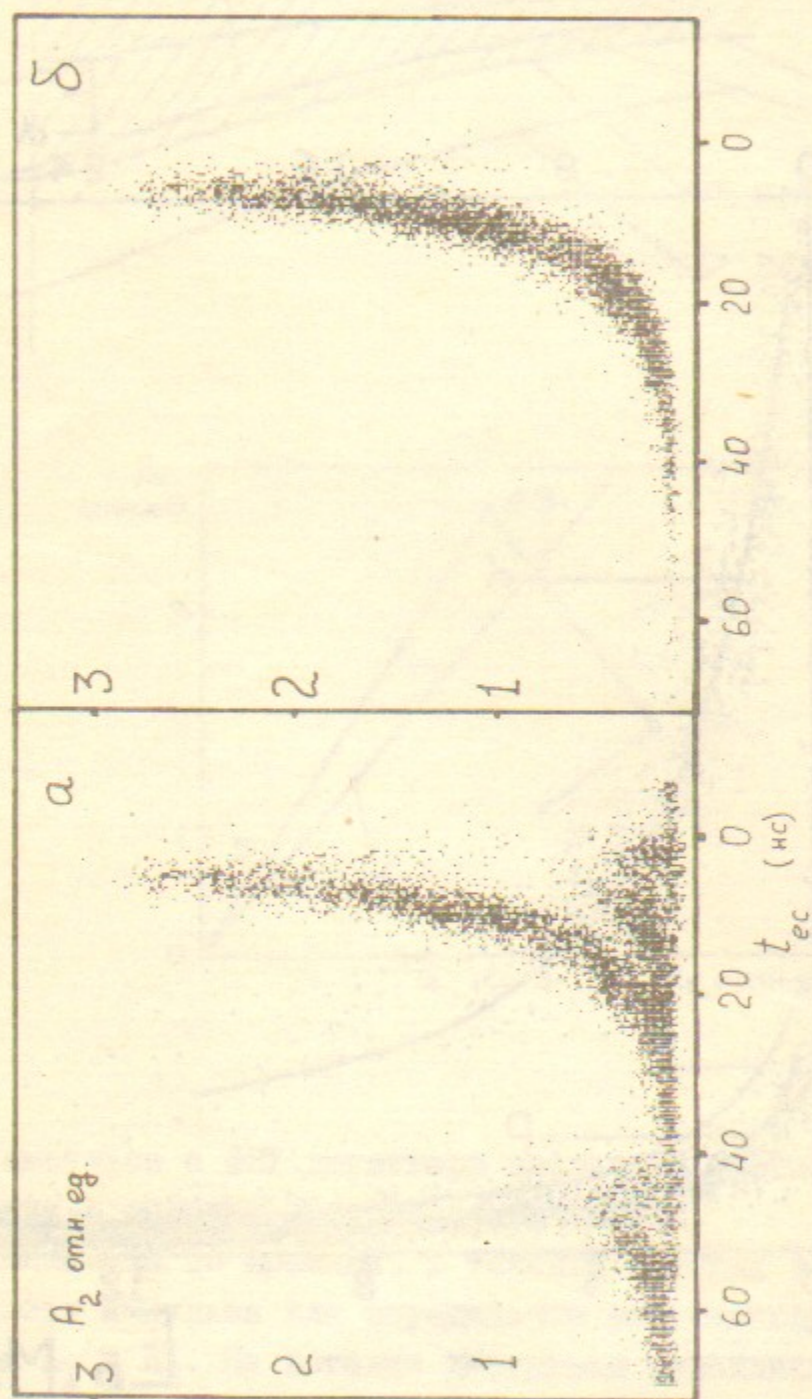


Рис.7. Распределение событий по $A_2 - t_{ес}$ а) - до и б) - после удаления фона с помощью анализа $\Delta E-E$.

руемые среди других событий. Энергия частиц в этих реакциях однозначно определяется по энергии возбуждения ^{16}O с поправкой на направление вылета вт.ч.

Протоны с энергией более 23 МэВ не останавливаются в кристалле $NaI(Tl)$, что обнаруживается по большой величине A_1 (рис.5). Для определения энергии вт.ч. в этом случае учитываются обе величины A_1 и A_2 .

Разделение частиц по сорту производилось по методу $\Delta E-E$ рис.6. На одном из детекторов ΔE камера не работала, поэтому для определения сорта частиц использовалось соотношение энергия-время пролета и различие в длительности световой вспышки кристалла $NaI(Tl)$ от протонов и α -частиц (рис.5).

Ложные совпадения возникают, в основном, из-за срабатывания детекторов вт.ч. от электронов и γ -квантов. Поэтому для удаления фона весьма эффективен анализ событий по $\Delta E-E$. Границу отбраковки фоновых событий устанавливали таким образом, что не происходило потерь событий эффекта. Для дополнительного подавления фона рассматривалось соотношение величин A_2 и $t_{ес}$ (рис.7). В плоскости $A_2 - t_{ес}$ фоновые события концентрируются при малых A_2 , когда значение $t_{ес} \approx 0, 40, 80$ нс (40 нс - период обращения электронного стручка в накопителе).

Амплитудный спектр фона найден по событиям, отнесенным к реакции $(e, e'c)$, но попавшим в область пика упругого рассеяния электронов на ^{16}O . Спектр рассеянных электронов (e, e') , нормированный на число указанных выше фоновых событий, использовался для определения уровня неотделимого фона при различных энергиях возбуждения и энергиях вт.ч. (см. Таблицу I).

Энергия возбуждения (МэВ)				Энергия протона (МэВ)
10-20	20-30	30-40	40-70	
2,5	2	5+10	5+15	0-2
1,4	0,3	0,5+2,5	0,5+4	2-4
0,5	0,3	0,5-2	0,5-1,5	4-8

Таблица I. Доля фоновых событий в % от полного числа событий $(e, e'p)$ в соответствующих диапазонах.

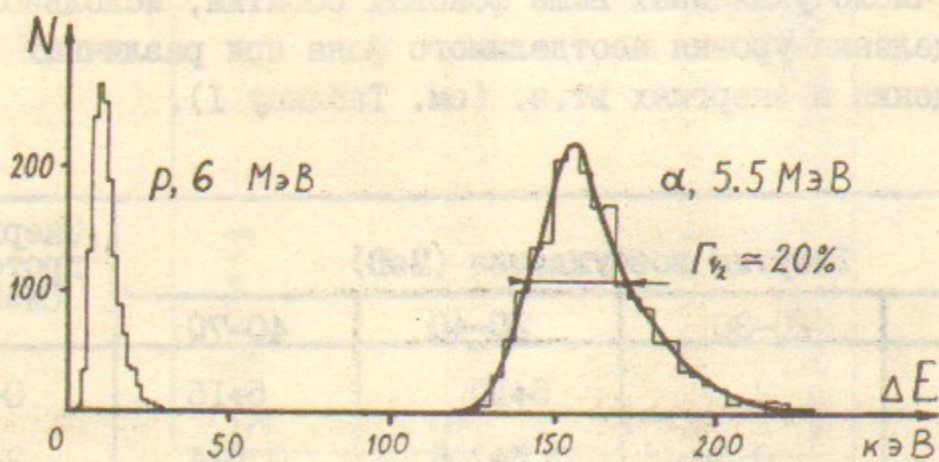
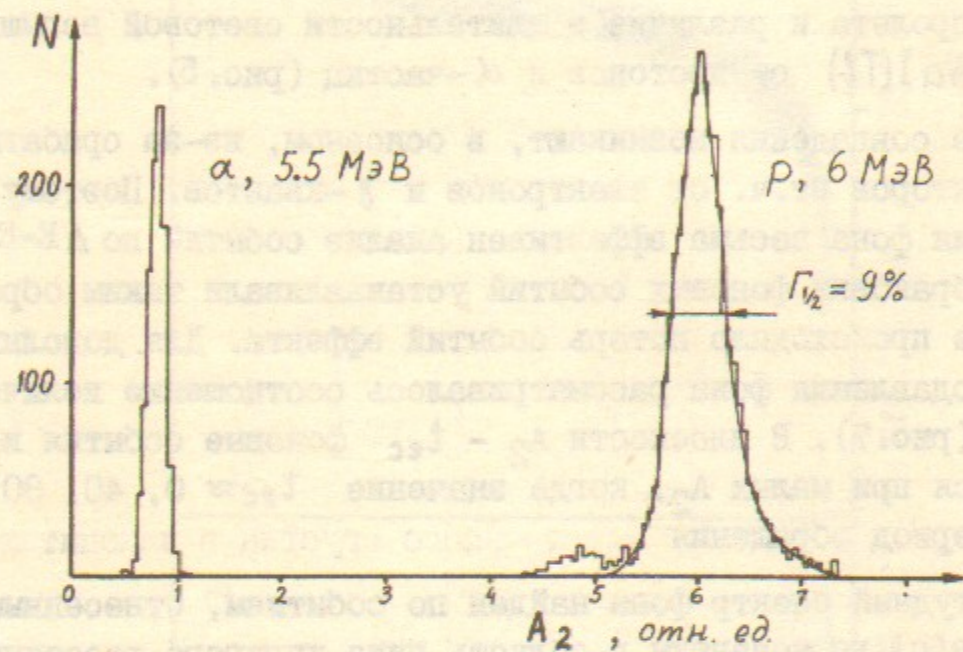


Рис.8. Амплитудное разрешение ПК в Сц.Сч. по α -частицам и протонам отдачи.

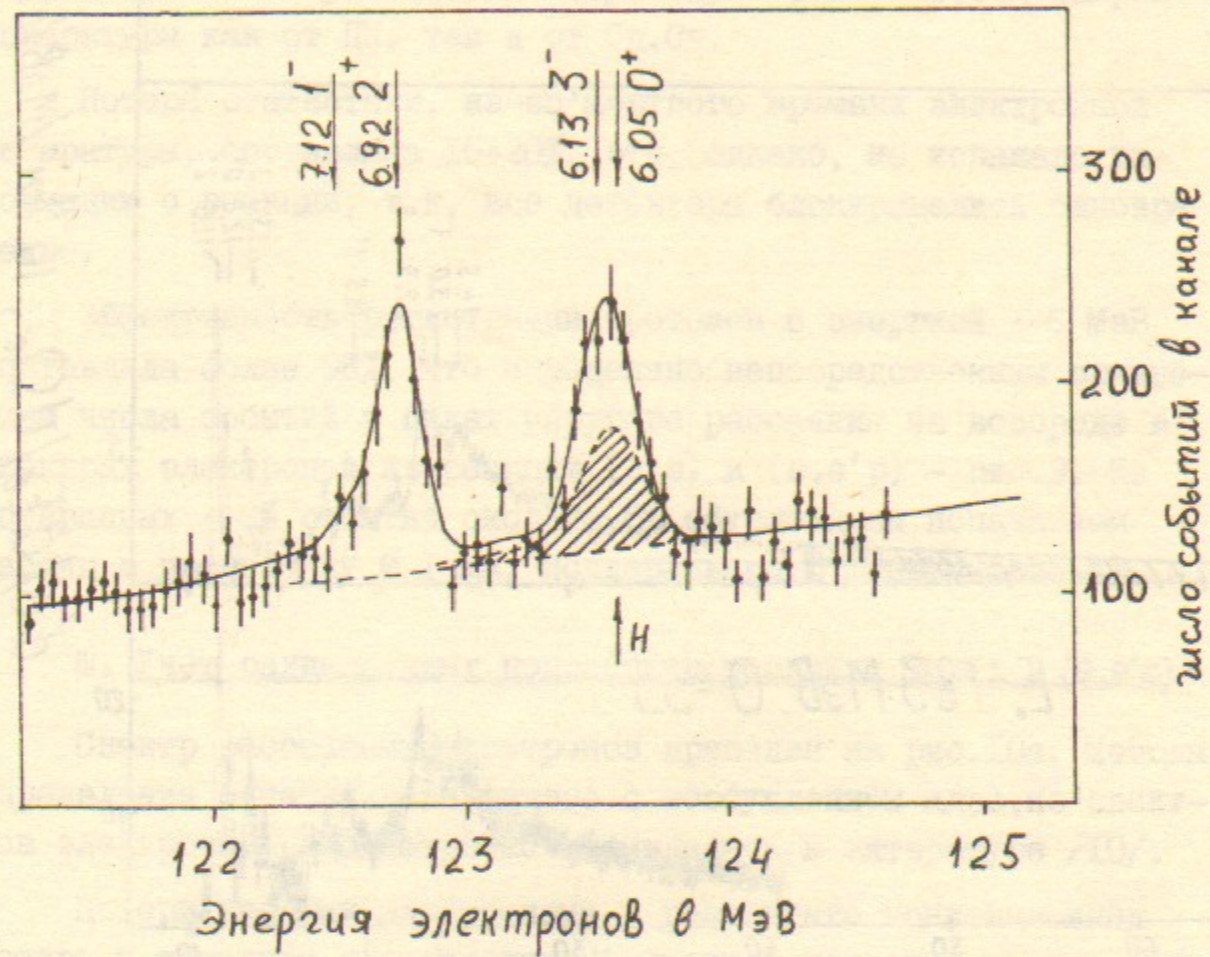


Рис.9. Спектр электронов в событиях без совпадения с протоном отдачи. Заштрихованная область отвечает событиям упругого рассеяния на протоне. Эти события составляют $\sim 2\%$ от полного числа зарегистрированных событий этого процесса.

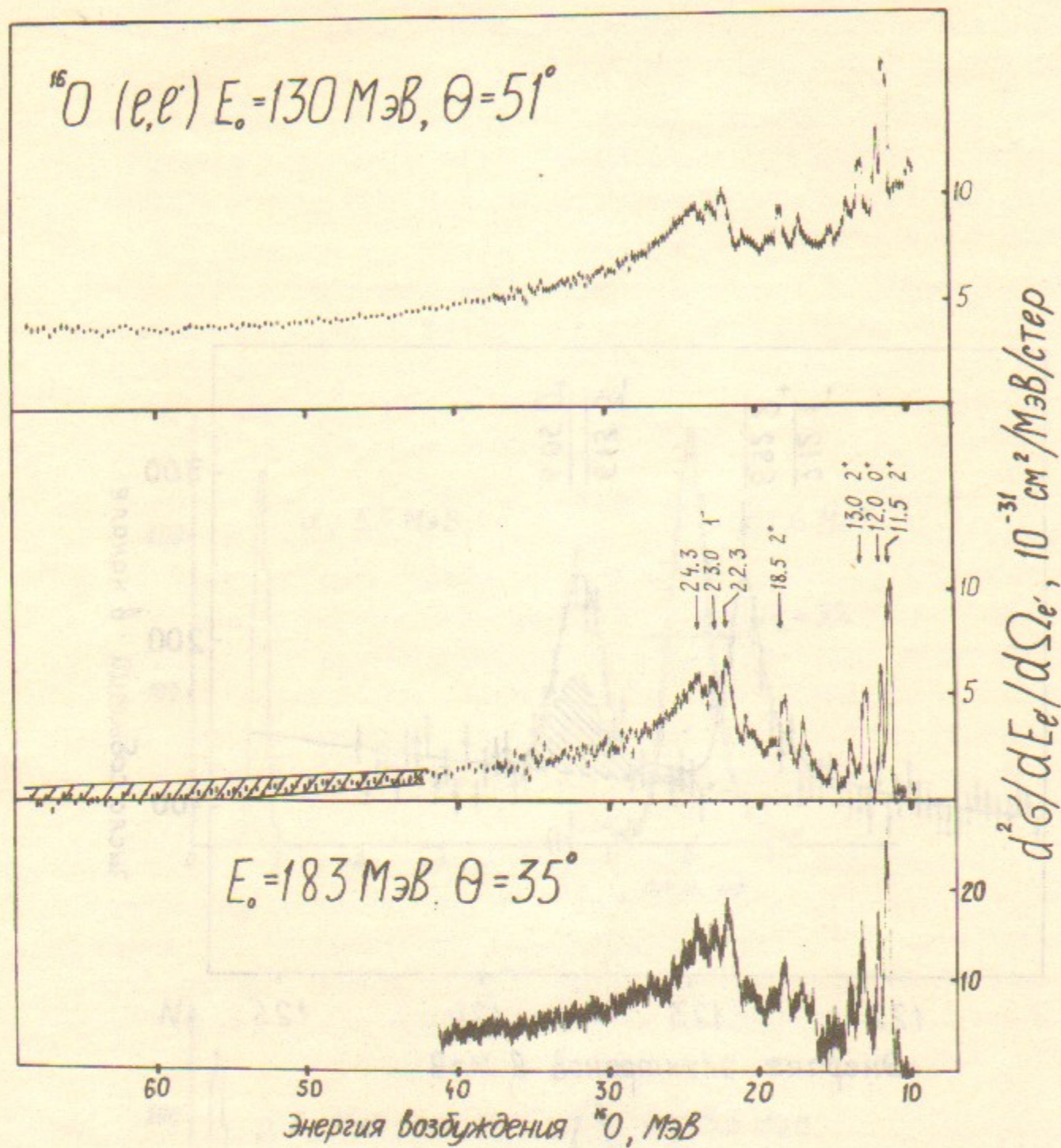


Рис.10. Спектр электронов и сечение реакции $^{16}\text{O}(e,e')$
 а) - до учета радиационных поправок;
 б) - сечение возбуждения ^{16}O , штриховкой показана систематическая неопределенность в величине сечения;
 в) - то же из работы /14/.

Существенное количество фоновых событий имеется только при энергии протонов ниже 2-х МэВ и $W > 30$ МэВ.

Амплитудное разрешение ПК и Сц.Сч. контролировалось с помощью α -частиц ^{238}Pu (рис.8) и протонов отдачи из реакции $^1\text{H}(e,e'p)$.

Просчеты системы регистрации вт.ч., обусловленных фоновой загрузкой ПК и Сц.Сч. не превышали 3%. Причем для α -частиц с энергией более 4-х МэВ и протонов с энергией от 1,3 до 10 МэВ просчеты практически отсутствуют т.к. имеется запуск аппаратуры как от ПК, так и от Сц.Сч.

Потеря статистики, из-за мертвого времени электронной аппаратуры, составляла 10+20%, это, однако, не искажало информацию о реакции, т.к. все детекторы блокировались одновременно.

Эффективность регистрации протонов с энергией ~ 6 МэВ составляла более 98%, что определено непосредственным сравнением числа событий в пиках упругого рассеяния на водороде в спектрах электронов из реакции (e,e') и $(e,e'p)$ - рис.9. Из потерянных $\sim 2\%$ событий около 1,5% обусловлены попаданием частиц в проволочку $\varnothing 1$ мм, поддерживающую лавсан (рис.4).

III. Учет радиационных поправок в реакциях (e,e') и $(e,e'c)$

Спектр рассеянных электронов приведен на рис.10а. Методы определения сечения, связанного с возбуждением ядра, из спектров электронов неоднократно обсуждались в литературе /10/.

Потери энергии электронами в результате ионизационных потерь в веществе и излучения γ -квантов приводит к появлению в спектре (рис.10) т.н. хвостов, простирающихся от каждого пика в сторону меньших энергий электронов. Хвост, возникающий от излучения γ -квантов при рассеянии электронов на исследуемом ядре обычно называют радиационным, а связанный с тормозными и ионизационными потерями электронов в веществе на их пути к спектрометру - "фольговым".

Форма радиационного хвоста в области малой неупругости $\nu = W/E_0 \ll 1$ описывается формулой Швингера /11/. При больших ν обычно используется пиковое приближение /12/, учиты-

ващее отдачу ядра и зависимость сечения рассеяния от переданного импульса, который может изменяться при излучении γ -кванта.

Для описания радиационного хвоста мы использовали приведенную ниже формулу, обеспечивающую достаточно правильное поведение сечения в предельных случаях $\nu \rightarrow 0$ и $\nu \sim 0,5$ в наших кинематических условиях

$$(I) \quad \frac{d^2\sigma}{d\Omega dW} = \left(\frac{d^2\sigma}{d\Omega dW} \right)_{n.n.} \exp(-\delta_{шв.})$$

где $(d^2\sigma/d\Omega dW)_{n.n.}$ - величина сечения радиационного хвоста в пиковом приближении /12/, а $\delta_{шв.} = \frac{2\alpha}{\pi} \left\{ \left(\ln \frac{E_3}{W} - \frac{13}{12} \right) \left(\ln \frac{q^2}{m_e^2} - 1 \right) + \frac{17}{36} + \frac{f(\theta)}{2} \right\}$ /11/, здесь q - импульс, переданный электроном при рассеянии, m_e - масса покоя электрона.

Проверка аппроксимации (I) была проведена в реакции ${}^1\text{H}(e, e')$. Подробное описание этого эксперимента и сравнение с расчетом будет сделано в отдельной работе.

Обработка инклюзивного спектра электронов, в основном, следует процедуре "анфолдинг" (*unfolding* - обращение свертки), описанной в работе /10/, с учетом формулы (I). При вычислении радиационных хвостов от пиков неупругих процессов использовалась формула для радиационной поправки из работы /13/. Зависимость формфакторов неупругого рассеяния от переданного импульса при выполнении "анфолдинга" не учитывалась.

Экспериментальную информацию о реакции (e, e') удобно рассматривать в виде двумерных спектров по \mathcal{E}_c и W . В этой обработке данных мы использовали шаг по \mathcal{E}_c 500 кэВ, а по W - 250 кэВ. Соответствующая матрица σ , элементы которой σ_{ij} - есть числа событий с \mathcal{E}_c от \mathcal{E}_{ci} до $\mathcal{E}_{ci} + \Delta\mathcal{E}_c$, а W от W_j до $W_j + \Delta W$, имеет размерность 120×240 (\mathcal{E}_c - от 0 до 60 МэВ, W - от 10 до 70 МэВ).

Учет "фольгового" хвоста для матрицы σ сводится к процедуре "анфолдинг" для каждой строки матрицы в отдельности.

Радиационный и "фольговый" хвост от пика упругого рассеяния в спектрах событий (e, e') отсутствует. Учет радиационных хвостов от резонансных пиков можно проводить независимо в

различных строках матрицы σ , т.к. энергия вторичной частицы, вылетающей при распаде резонанса, не зависит от энергии, излученной электроном.

Сложнее ситуация с учетом радиационного хвоста нерезонансных процессов (квазиупругое рассеяние на протонах, α -частицах и т.п.), где происходит смешивание информации различных строк матрицы σ .

В данной работе, учитывая необходимую точность расчетов и особенность квазисвободного выбивания протонов из ${}^{16}\text{O}$, которое наблюдается в виде двух удаленных друг от друга линий в плоскости \mathcal{E}_c, W , мы ограничились приближением независимых строк матрицы σ .

IV. Основные экспериментальные результаты.

Инклюзивная реакция ${}^{16}\text{O}(e, e')$

На рис.10б приведено сечение рассеяния электронов с энергией 130 МэВ на угол $51,3^\circ$ с возбуждением ядра после учета радиационных поправок. Систематическая ошибка в величине сечения определяется, главным образом, неоднозначностями в расчете радиационного хвоста от упругого пика и учета зависимости телесного угла спектрометра от энергии электронов. При $W < 40$ МэВ она составляет менее $5 \pm 10\%$, однако при $W \sim 60$ МэВ возрастает до $\sim 100\%$ в связи с увеличением доли радиационного хвоста в спектре электронов.

Приведенный на рис.10а спектр неупруго рассеянных электронов в реакции ${}^{16}\text{O}(e, e')$ из работы /14/ получен при том же переданном импульсе, что и в нашем эксперименте. Хорошо видно совпадение формы спектров и величины формфакторов резонансов, определенных по рис.10б и 10в.

Интеграл от энергетически взвешенного сечения, определенный по спектру рис.10б

$$S = \int \frac{d^2\sigma}{d\Omega dW} \left(\sigma_m \frac{q_r^4}{q^4} \right)^{-1} W dW = 46 \pm 8 \text{ МэВ}$$

где σ_m - моттовское сечение рассеяния на протоне; q_r, q - четырех- и трехмерные переданные импульсы. Эта величина согласуется с расчетом $S = Z (q^2/2M)(1+\Delta)$ /15/, где M - масса

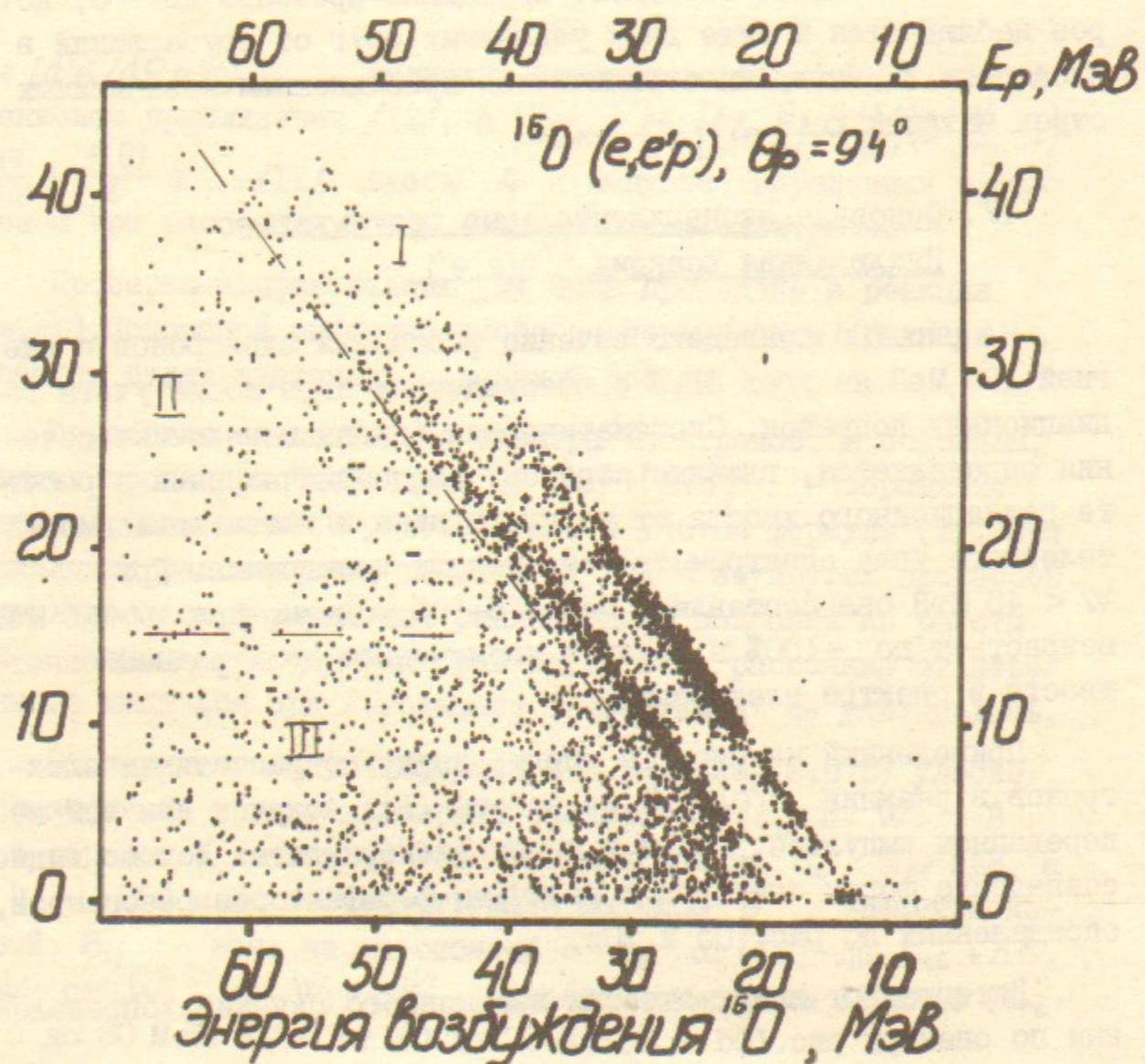


Рис. II. Распределение событий (e, e'p) по плоскости $\epsilon_p - W$

покоя протона при $\Delta = -0,15$.

Формфакторы низколежащих уровней 6,05, 6,13, 6,92, 7,12, II,52 и I2,05 МэВ, определенные из наших данных, приведены в таблице

W (МэВ)	6,05,6,13	6,92,7,12	II,52	I2,05
$F^2 \times 10^3$ $q = 0,55 \text{ фм}^{-1}$	-	$1,85 \pm 0,06$	$0,70 \pm 0,03$	$0,30 \pm 0,03$
$F^2 \times 10^3$ $q = 0,59 \text{ фм}^{-1}$	$0,85 \pm 0,04$	-	$0,88 \pm 0,04$	$0,35 \pm 0,03$
$F^2 \times 10^3$, при $q = 0,55 \text{ фм}^{-1}$ из /I6/	0,78	2,0	0,68	0,31

Таблица 2. Формфакторы уровней ^{16}O .

Реакции на совпадениях ^{16}O (e, e'c)

Совместный анализ угловых и энергетических распределений вторичных частиц позволяет разделить в плоскости (ϵ_c, W) рис. II, рис. I2, события различной физической природы. Область I (рис. I2) содержит "линии", отвечающие основному и первым возбужденным состояниям остаточного ядра, вторичные частицы возникают здесь в результате квазиупругого выбивания или возбуждения резонансов (сгущения на линиях), распадающихся в континуум. События в области II можно истолковать как предравновесные, их угловые распределения имеют анизотропность, близкую к квазиупругой. Наконец, события типа III имеют почти изотропные угловые распределения и испарительные спектры вт.ч., что типично для распадов компаунд-ядра.

Подавляющее большинство вторичных заряженных частиц составляют протоны и α -частицы (рис. 6). Ядро остаток - (^{12}C или ^{15}N) образуется с большой вероятностью ($\sim 50\%$) в состояниях $0,0^+$ и $4,432^+$ (^{12}C) или $0, \frac{1}{2}$ и $6,32 \frac{3}{2}$ (^{15}N).

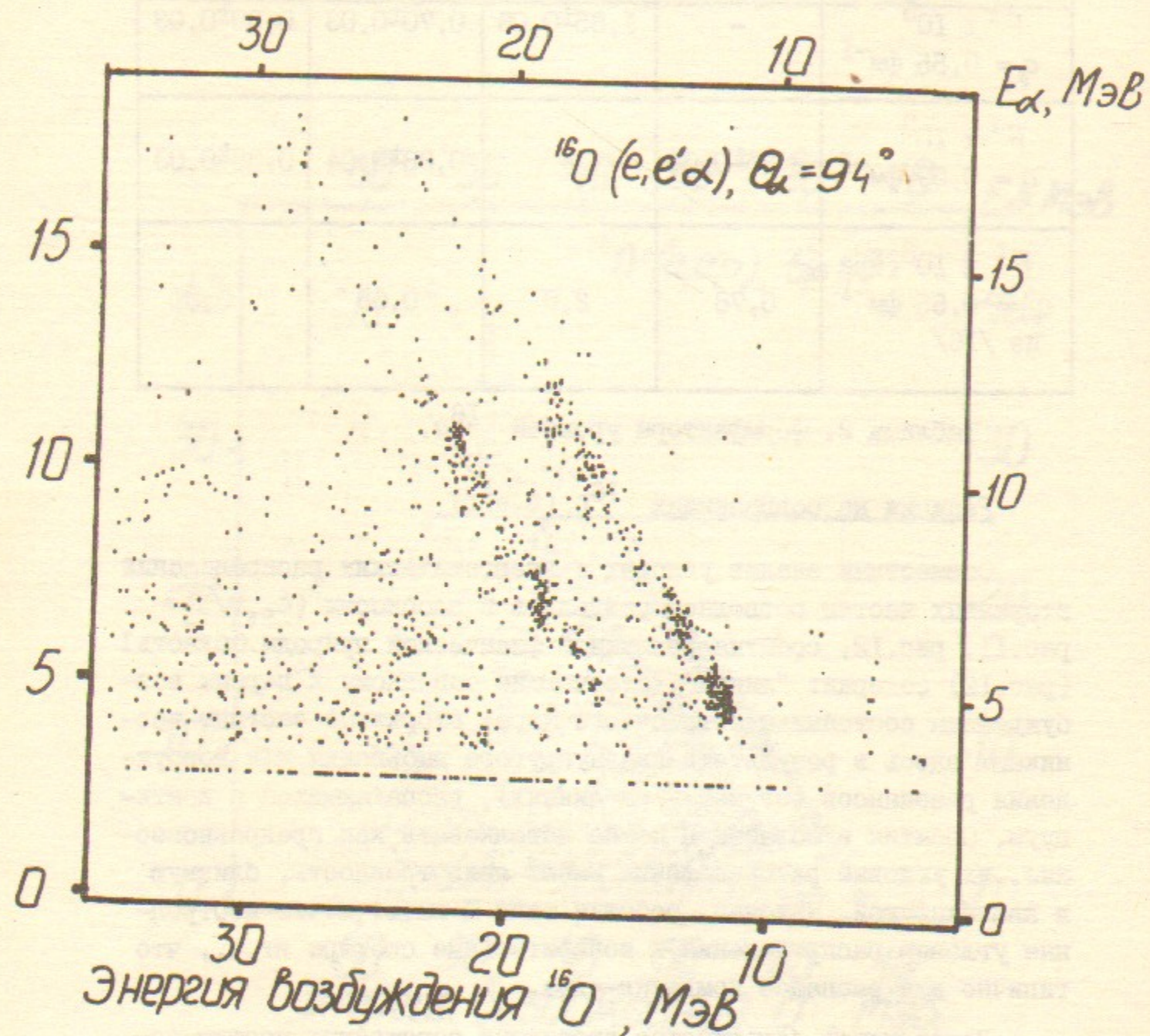


Рис.12. Распределение событий $(e, e' \alpha)$ по плоскости $E_\alpha - W$

а) Реакции с вылетом протона

На рис.13 изображено типичное распределение событий реакции $^{16}\text{O}(e, e' p)$ по энергии возбуждения ^{15}N . Когда величина $W_{^{15}\text{N}} \approx W - \varepsilon_p - 12.1 \text{ МэВ}$ меньше энергии связи протона в ^{15}N $Q_p = 10,2 \text{ МэВ}$, то распределение на рис.13 дает относительную заселяемость различных состояний дочернего ядра.

Спектры протонов по энергии при различных W и Θ_p изображены на рис.14. Заштрихованное сечение отвечает событиям с $W_{^{15}\text{N}} < 9 \text{ МэВ}$, которые лежат на "линиях". Здесь количественно (с грубыми интервалами по W и Θ_p) представлена информация о реакции $(e, e' p)$. Анализ этих данных приводит к обнаружению различных процессов, упомянутых в начале этого раздела. Так при сравнении спектров для $\Theta_p = 94^\circ$ и 268° при $W > 50 \text{ МэВ}$ легко видеть наличие предравновесного процесса.

Ниже рассмотрены парциальные реакции в областях I-III в плоскости (ε_c, W) .

а1. Спектры событий по W для реакции $^{16}\text{O}(e, e' p_e) ^{15}\text{N}_{g.s.}$ приведены на рис.15. Отметим изменение характера углового распределения протонов с увеличением W . В области ГДР распределение почти симметрично относительно $\Theta_p = 90^\circ$ (индексом q помечен угол вылета в т.ч. относительно направления переданного импульса \vec{q}), а при больших W протоны вылетают лишь в направлении переданного импульса, т.е. имеет место квазиупругое выбивание. Дальнейшее обсуждение реакции $(e, e' p_e)$ см. ниже в § У.

а2. Сечение реакции $^{16}\text{O}(e, e' p_3) ^{15}\text{N}_{6,32}$ определено с использованием разложения спектров, подобных приведенному на рис.13, на составляющие, которые отвечают переходам в различные состояния ^{15}N (с энергиями возбуждения 5,27, 5,30, 7,16, 7,30, 6, 32 МэВ и другими). Типичное разложение дано на рис.14б. Форма отдельного пика в распределении событий по $W_{^{15}\text{N}}$ определена по событиям $(e, e' p_e)$ при соответствующей энергии протонов.

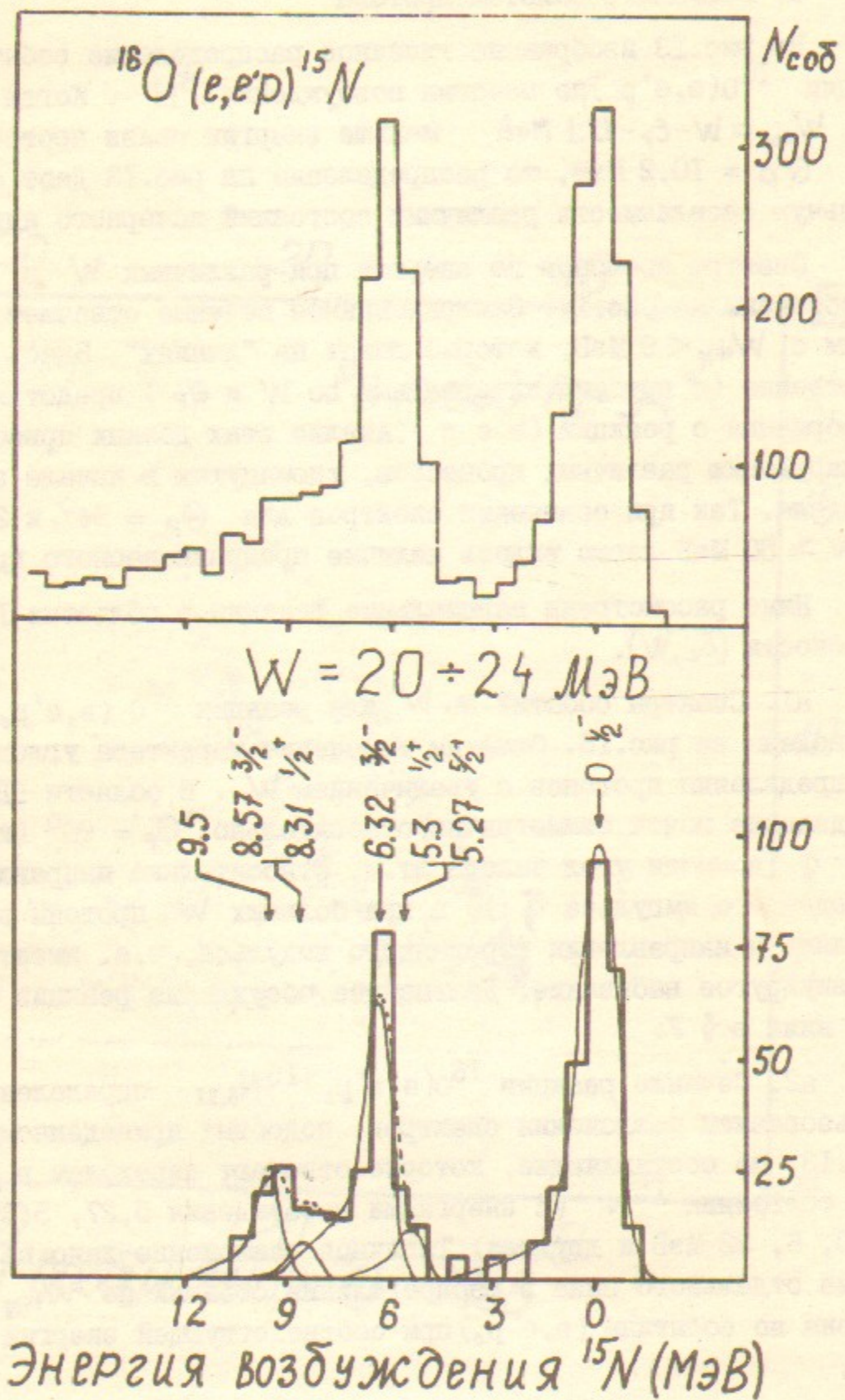


Рис.13. Спектр реакции $^{16}\text{O}(e,e'p)^{15}\text{N}$ по $W_{^{15}\text{N}}$. а) — для всех событий при $\Theta_p = 94^\circ$ (угол относительно направления пучка электронов); б) — для событий из области ГДР в ^{16}O .

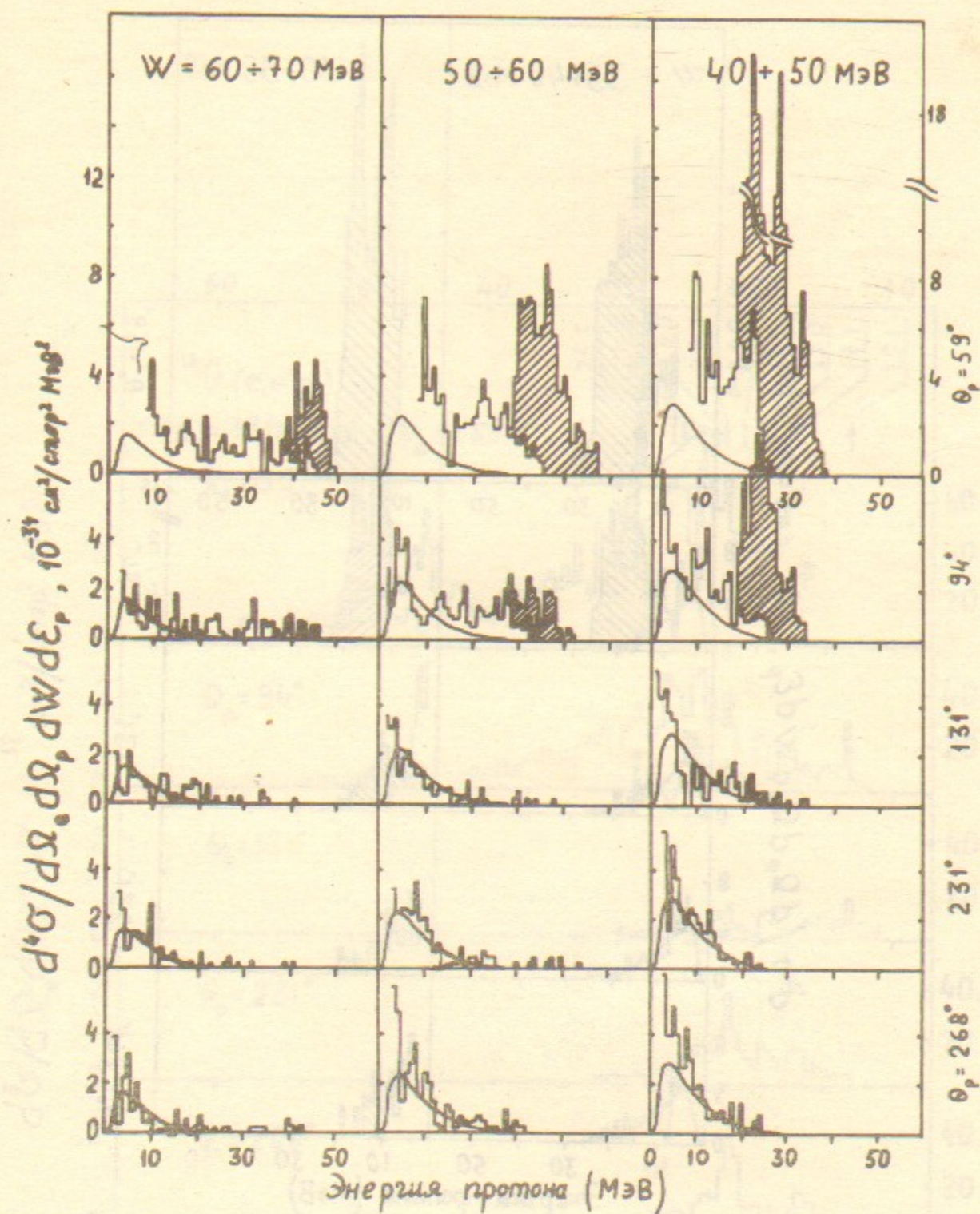


Рис.14. Спектры протонов при различных Θ_p и W .

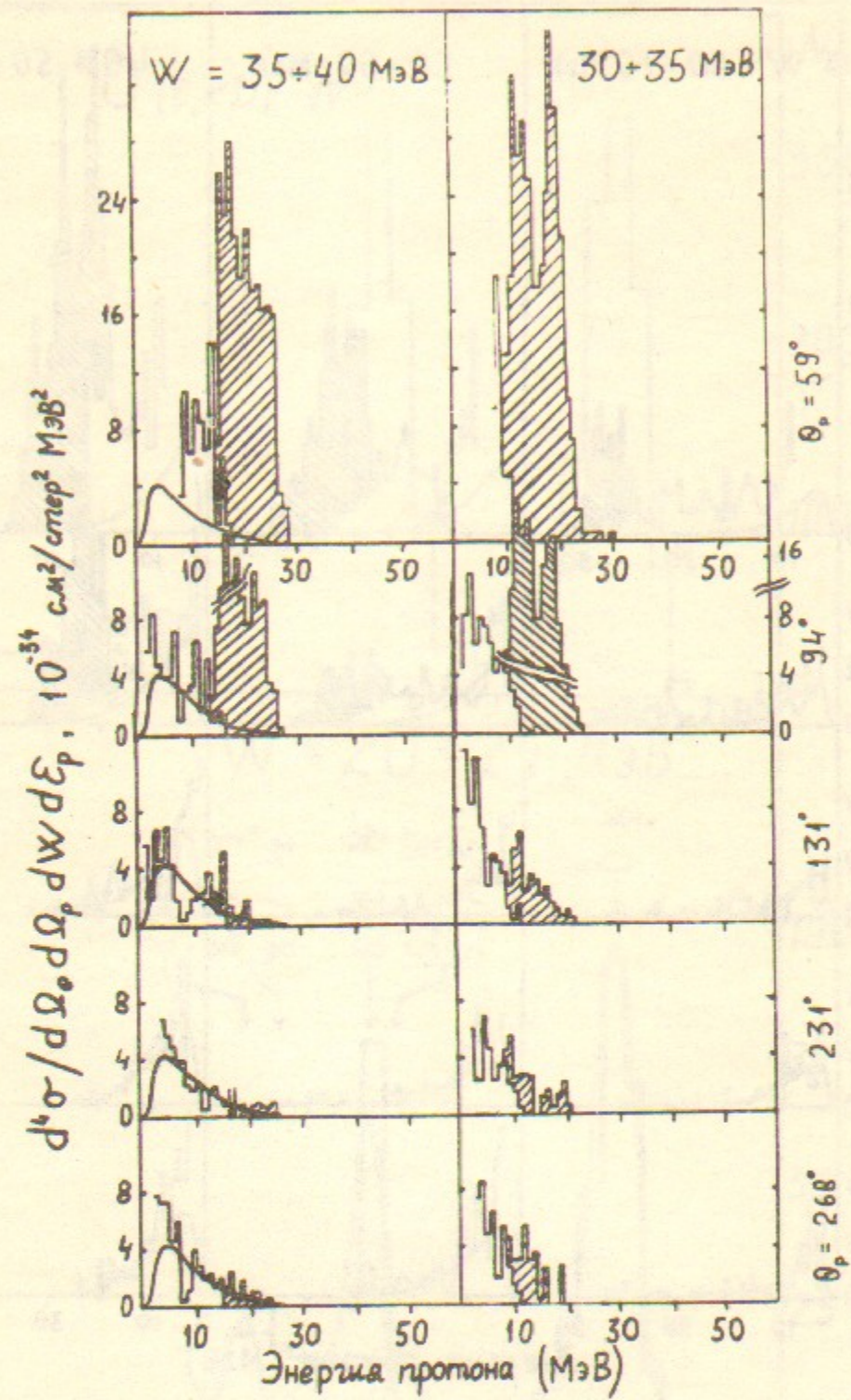


Рис.15. Спектры протонов при различных θ_p и W .

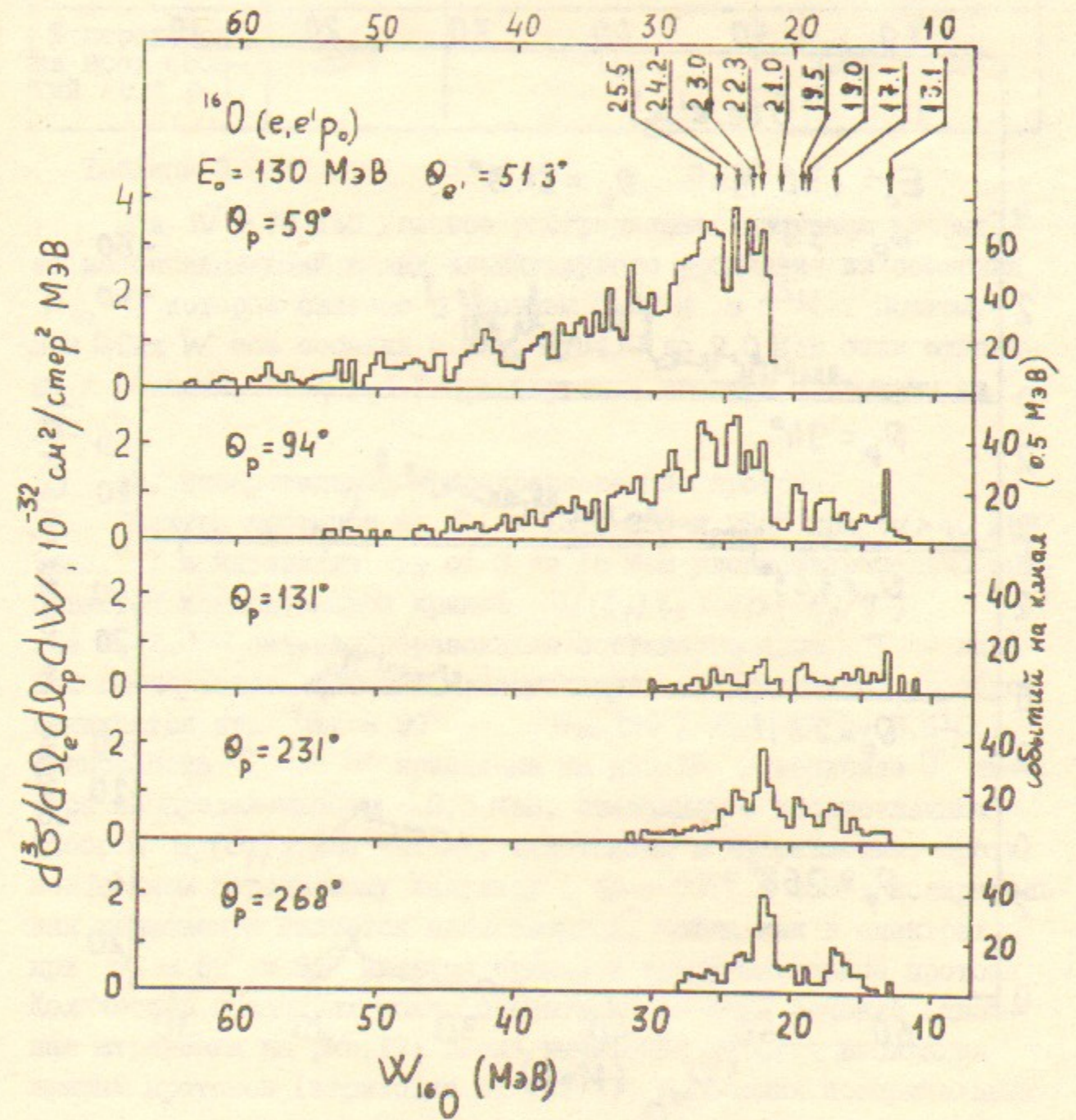


Рис.15. Спектры событий по W в реакции $^{16}\text{O}(e, e' p_0)^{15}\text{N}_{g.s.}$

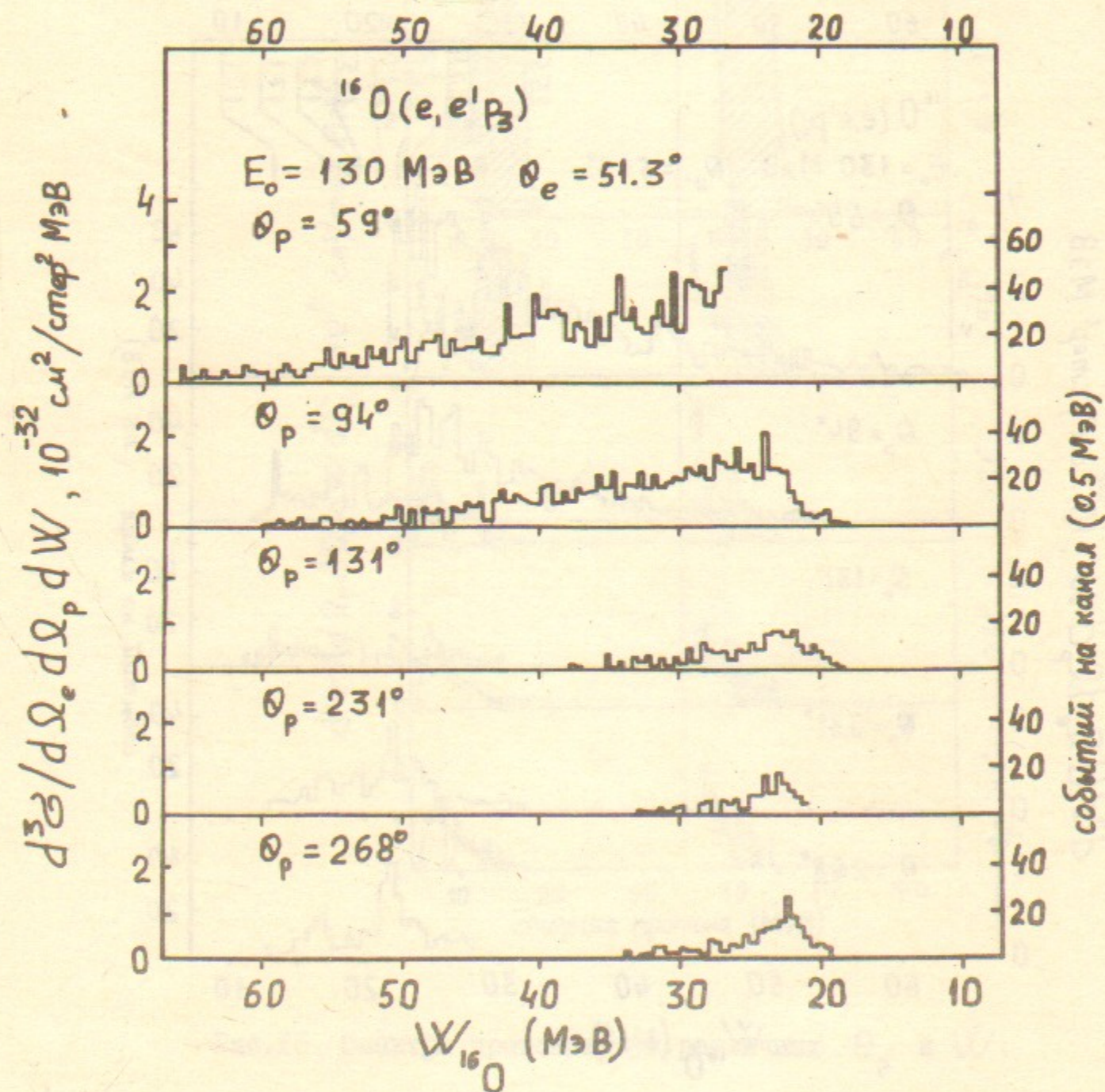


Рис.16. Спектры событий по W в реакции $^{16}\text{O}(e, e' p_3)^{15}\text{N}_{6,32}$

В таблице указаны относительные вероятности заселения состояний ^{15}N при электровозбуждении ^{16}O в области $W = 20+27$ МэВ.

$W_{15\text{N}}$ (МэВ)	$0, \frac{1}{2}^-$	$5,27 \frac{5}{2}^+, 5,30 \frac{1}{2}^+$	$6,32 \frac{3}{2}^-$	выше 7,0
% переходов из всех событий (e, e' p)	38 ± 3	$7 \pm 1,5$	32 ± 5	23 ± 5

Таблица 3.

При $W > 30$ МэВ угловое распределение протонов указывает на определяющий вклад квазиупругого выбивания из оболочки $p_{3/2}$, которое связано с уровнем $6,32 \frac{3}{2}^-$ в ^{15}N . Поэтому при этих W все события с $W_{15\text{N}}$ от 4,0 до 9,0 МэВ были отнесены к реакции $(e, e' p_3)$. Результирующие спектры приведены на рис.16.

а3. Испарительные и предравновесные протоны.

Спектры протонов на $\Theta_p = 131, 231$ и 268° при $W > 40$ МэВ (рис.17) в интервале ϵ_p от 3 до 15 МэВ удовлетворительно описываются испарительной кривой $\sigma_c(\epsilon_p) \epsilon_p \exp(-\epsilon_p/T)$ где $\sigma_c(\epsilon_p)$ - сечение образования составного ядра, T - ядерная температура. Сечение с испусканием испарительных протонов понижается при $\Theta_p = 90^\circ$ - $\sigma_{исп}(90^\circ)/\sigma_{исп}(180^\circ) = 0,6 \pm 0,1$. Зависимость T от W приведена на рис.18. В величине T имеется неопределенность $\sim 0,5$ МэВ, связанная с неоднозначным выбором $\sigma_c(\epsilon_p)$. Для частиц, вылетающих в направлении, противоположном переданному импульсу ($\Theta_p = 231^\circ$ и 268°) испарительная компонента является единственной, тогда как в спектрах при $\Theta_p = 59^\circ$ и 94° имеются прямые и предравновесные протоны. Количество последних можно оценить из остатка сечения (двойная штриховка на рис.17) после вычитания сечения выбивания прямых протонов (штриховка на рис.17) и сечения испарительных протонов, определенного по спектрам протонов с большими Θ_p

б) Реакции с испусканием α -частиц

Распределение событий по $W_{12\text{C}}$ изображено на рис.19, а спектры по энергии α -частиц - на рис.20.

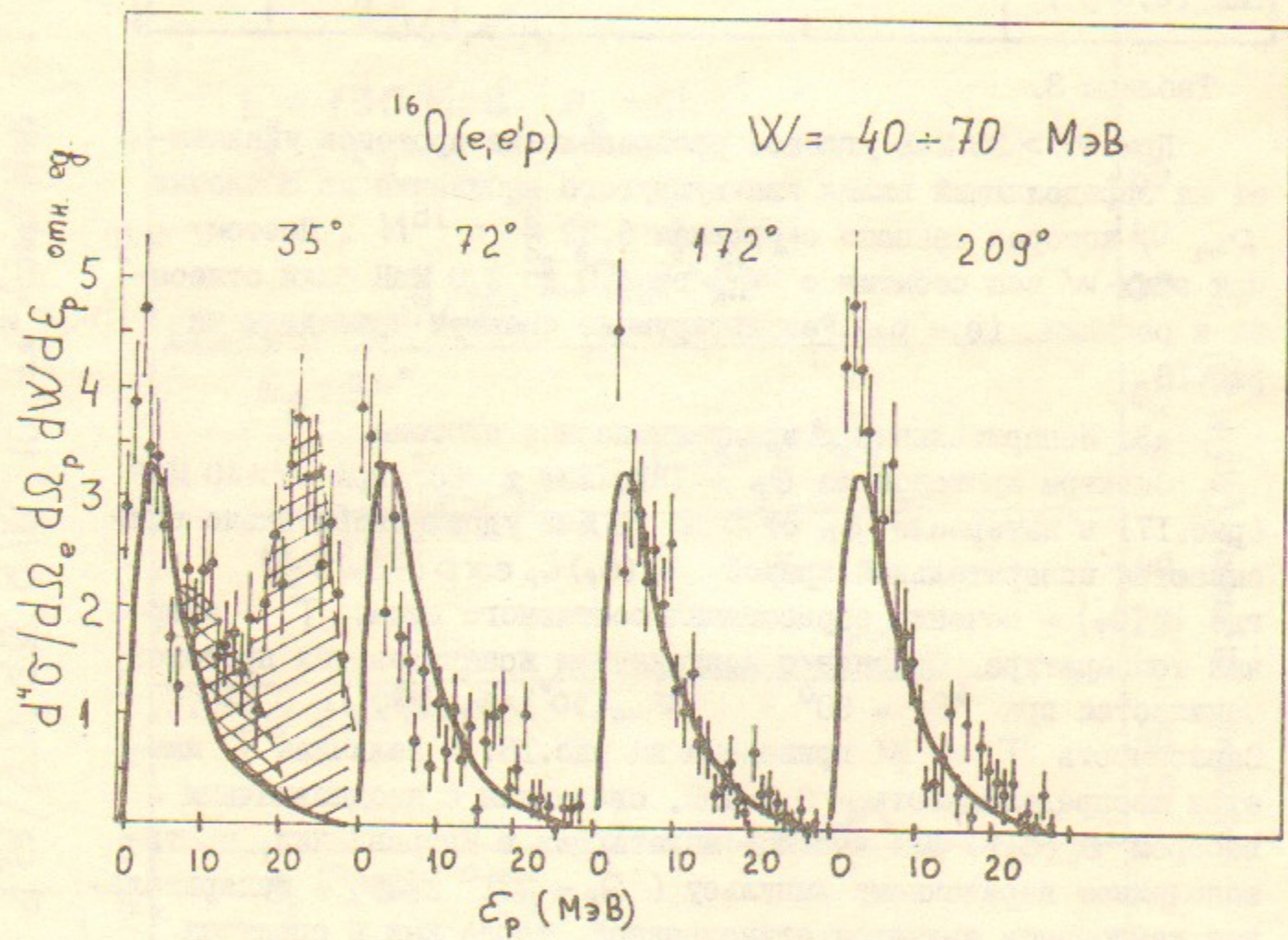


Рис.17. Спектры протонов по широкой области W (40-70 МэВ) для четырех направлений вылета. Здесь углы вылета указаны относительно направления переданного импульса.

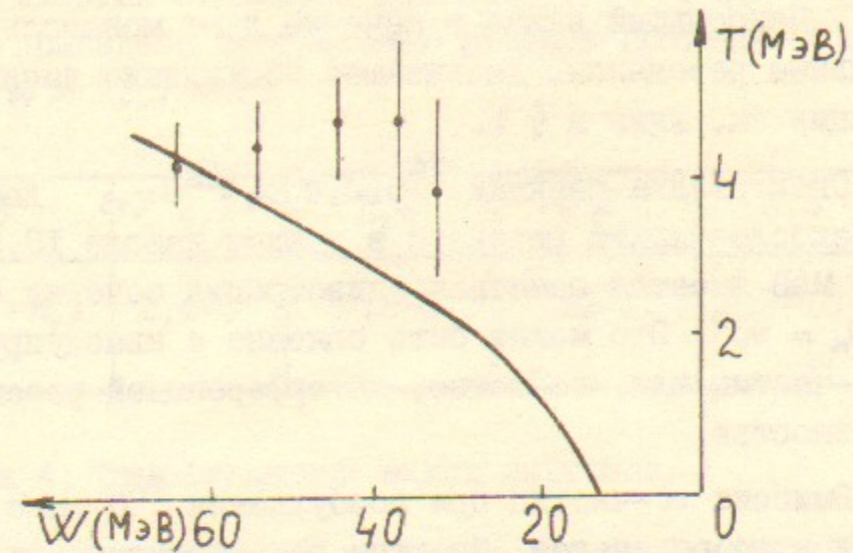


Рис.18. Ядерная температура в спектрах протонов. Кривая получена из моделирования испарительного каскада по статистической теории.

$$d^3\sigma/d\Omega_e d\Omega_\alpha dW_{12C} \cdot 10^{-32} \frac{\text{см}^2}{\text{стер}^2 \text{ МэВ}}$$

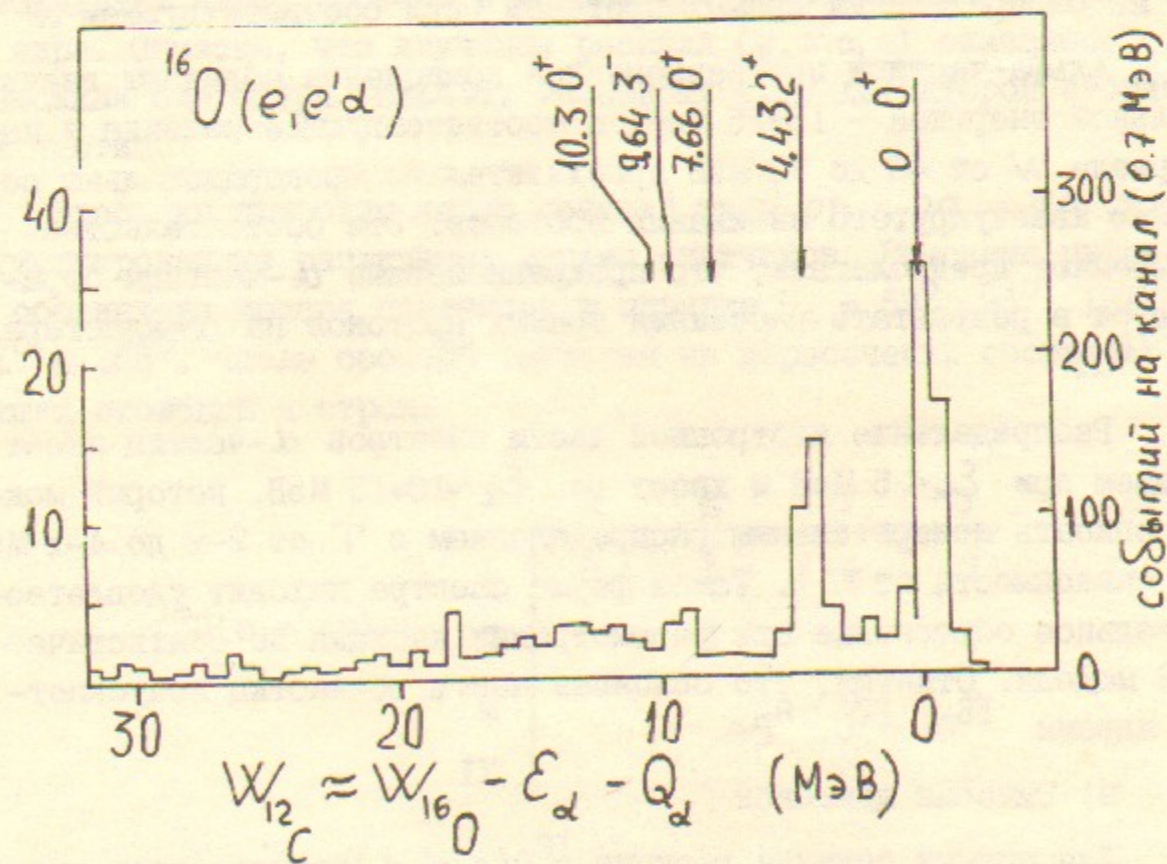


Рис.19. Распределение событий реакции $^{16}\text{O}(e,e'\alpha)$ по W_{12C}

б1. Спектры по энергии возбуждения ^{16}O на пять углов вылета α -частиц для реакции $^{16}\text{O}(e, e' \alpha_0)^{12}\text{C}_{g.s.}$ приведены на рис.21. Наибольший вклад в сечение дают монопольные и квадрупольные резонансы. Дальнейшее обсуждение данных по этой реакции см. ниже в § 5.

б2. Спектры для реакции $^{16}\text{O}(e, e' \alpha_1)^{12}\text{C}_{4,43}$ даны на рис.22. Наиболее яркий резонанс в данном канале $18,5 2^+$. При $W \geq 20$ МэВ имеется заметная анизотропия сечения относительно $\theta_\alpha = 90^\circ$. Это может быть связано с квазиупругим выбиванием α -частиц или, возможно, интерференцией резонансов с разной четностью.

б3. Эмиссия α -частиц при возбуждении ^{16}O выше гигантского дипольного резонанса. Спектры по энергии частиц, просуммированные по широкому интервалу W приведены на рис.23. Для каждой энергии E_α угловое распределение вт.ч. раскладывалось на три составляющие: изотропную, пропорциональную $p_1^2(\cos\theta)$ и резко неизотропную (предположительно предравновесную), с угловым распределением $\sim \exp(-\theta^2/2\theta_0^2)$. Ширина углового распределения последней компоненты выбиралась равной ширине такого же распределения прямых протонов (при соответствующем W).

Альфа-частицы предравновесной компоненты обладают значительной энергией - 15 ± 25 МэВ, а соответствующее сечение в интервале W от 40 до 70 МэВ приблизительно пропорционально сечению квазиупругого выбивания протонов. Эти обстоятельства позволяют предполагать, что предравновесные α -частицы образуются в результате рассеяния прямых протонов на α -кластерах в ^{16}O .

Распределение изотропной части спектров α -частиц имеет подъем при $E_\alpha < 5$ МэВ и хвост до $E_\alpha \sim 10 \pm 15$ МэВ, который можно описать испарительным распределением с T от 2-х до 4-х МэВ (в зависимости от W). Такая форма спектра находит удовлетворительное объяснение при рассмотрении каскада по статистической модели. Отметим, что основная часть α -частиц испускается ядрами ^{16}O , ^{12}C , ^8Be .

в) Эмиссия дейтонов

Для оценки сечения реакции $^{16}\text{O}(e, e' d)$ сравнивались гистограммы по параметру разделения для областей с $W - E_c$ мень-

ше и больше энергии отделения дейтона от ^{16}O ($Q_d = 22,7$ МэВ). В таблице 4 приведено соотношение выходов протонов и дейтонов в области $W > 22,7$ МэВ.

E_c (МэВ)	2,1	2,8	4,8	6,8	8,8
$100 \cdot N_d / (N_d + N_p)$	$2,4 \pm 3$	$7,8 \pm 5$	22 ± 11	$6,7 \pm 10$	$7,8 \pm 8$

Таблица 4. Относительный выход дейтонов.

Оценка выхода дейтонов по статистической модели дает $N_d / (N_d + N_p) = 3 \pm 10\%$ в зависимости от W .

г) Реакция $^{16}\text{O}(e, e' c_1 c_2)$

Несмотря на малую статистику по этой реакции (~ 180 событий) информация о ней представляется интересной, т.к. позволяет оценить множественность вт.ч. в области больших энергий возбуждения ядра, проверить модели процесса распада составного ядра. Отметим, что изучение реакции $(e, e' c_1 c_2)$ оказалось возможным благодаря большому телесному углу детекторов вторичных частиц.

Здесь мы приводим числа событий типа pp , $p\alpha$, $\alpha\alpha$, зарегистрированные различными парами счетчиков. Римскими цифрами обозначены номера счетчиков в порядке $\theta_c = 59^\circ, 94^\circ, 131^\circ, 231^\circ$ и 268° . Числа событий записаны на пересечении соответствующих столбцов и строк.

	II	III	IV	V
$^{16}\text{O}(e, e' pp)$	8	I	4	7
		4	I	7
			0	3
				0

Из этих данных можно оценить вероятность испускания второго протона η в испарительном каскаде. Используя пары счетчиков III-V, III-IV и IV-V, удаленные от направления корреляции,

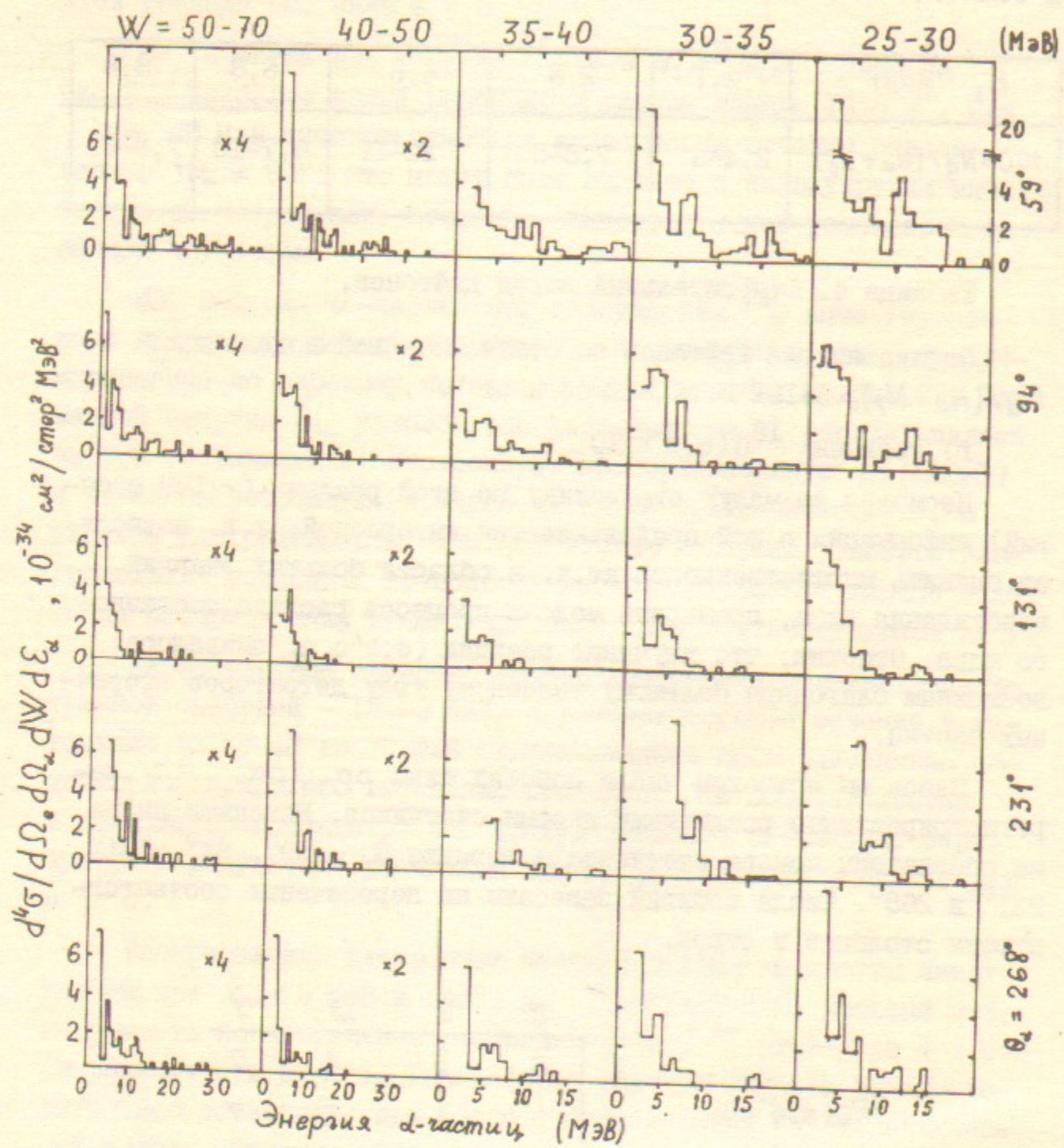


Рис.20. Спектры α -частиц при различных W и θ_α . В диапазонах 50+70 и 40+50 МэВ гистограммы увеличены в 4 и в 2 раза, соответственно.

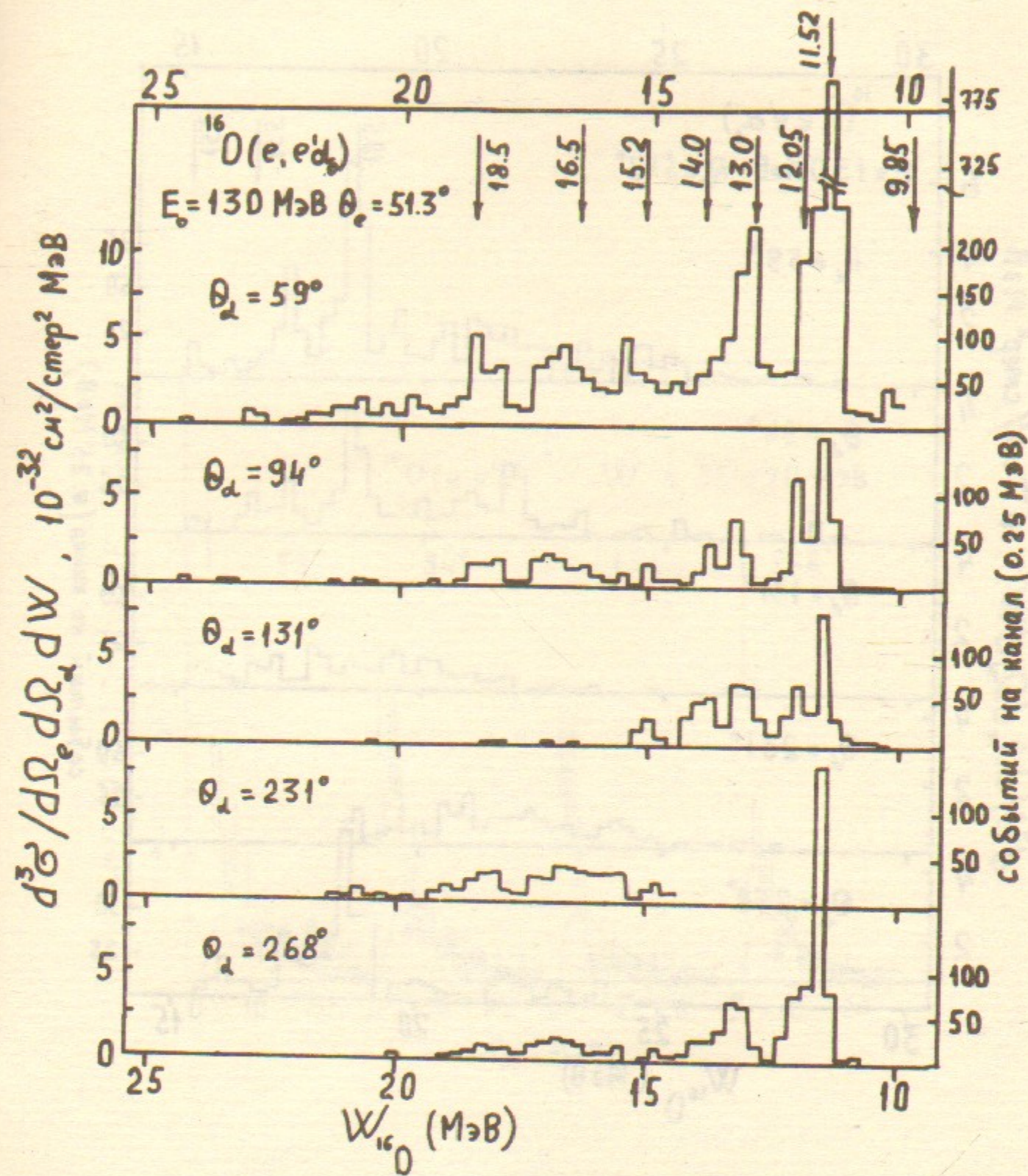


Рис.21. Спектры событий по W в реакции $^{16}\text{O}(e, e' \alpha_0)^{12}\text{C.g.s.}$

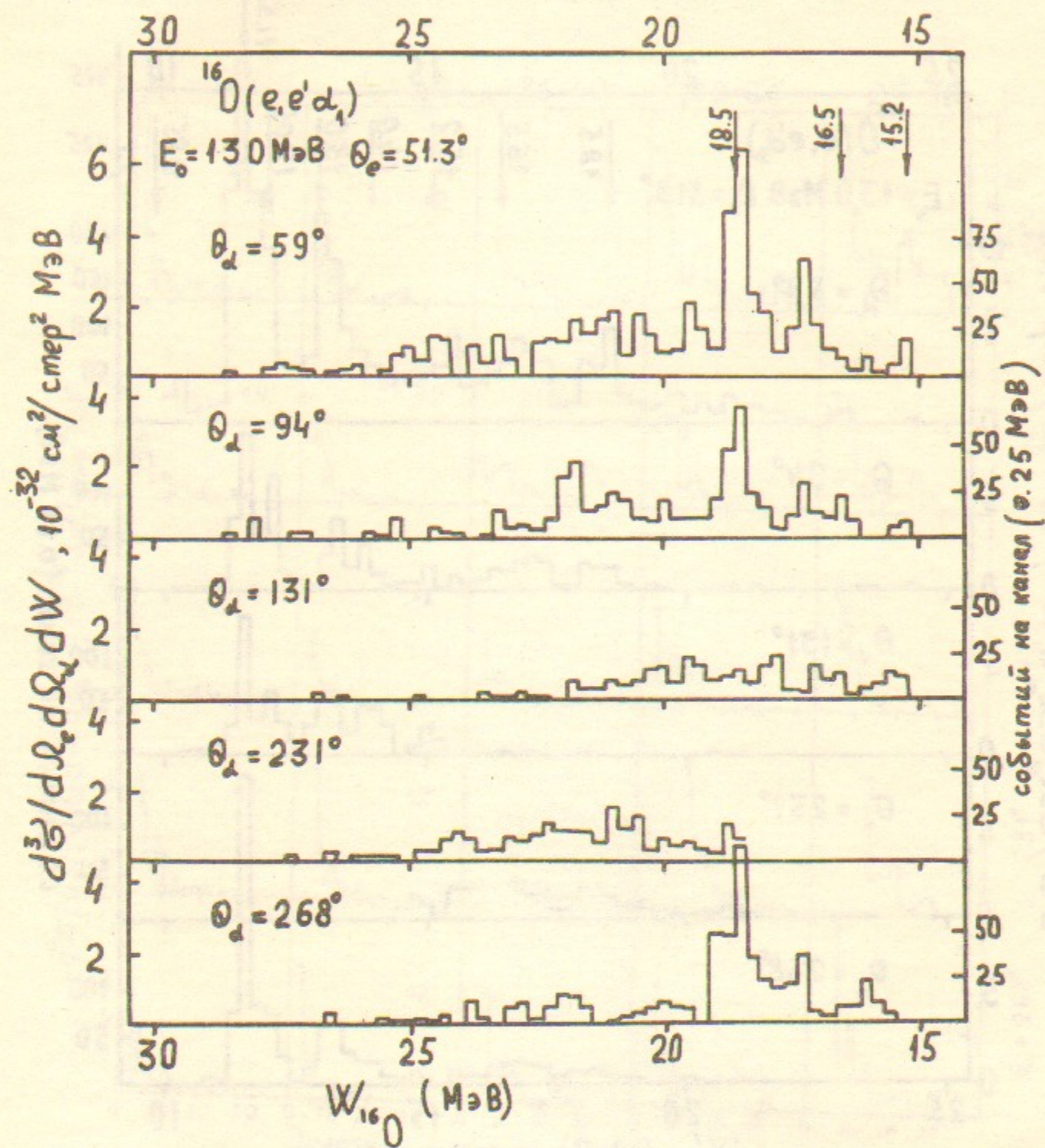


Рис.22. Спектры событий по W в реакции $^{16}\text{O}(e, e' \alpha_1)^{12}\text{C}_{4,43}$

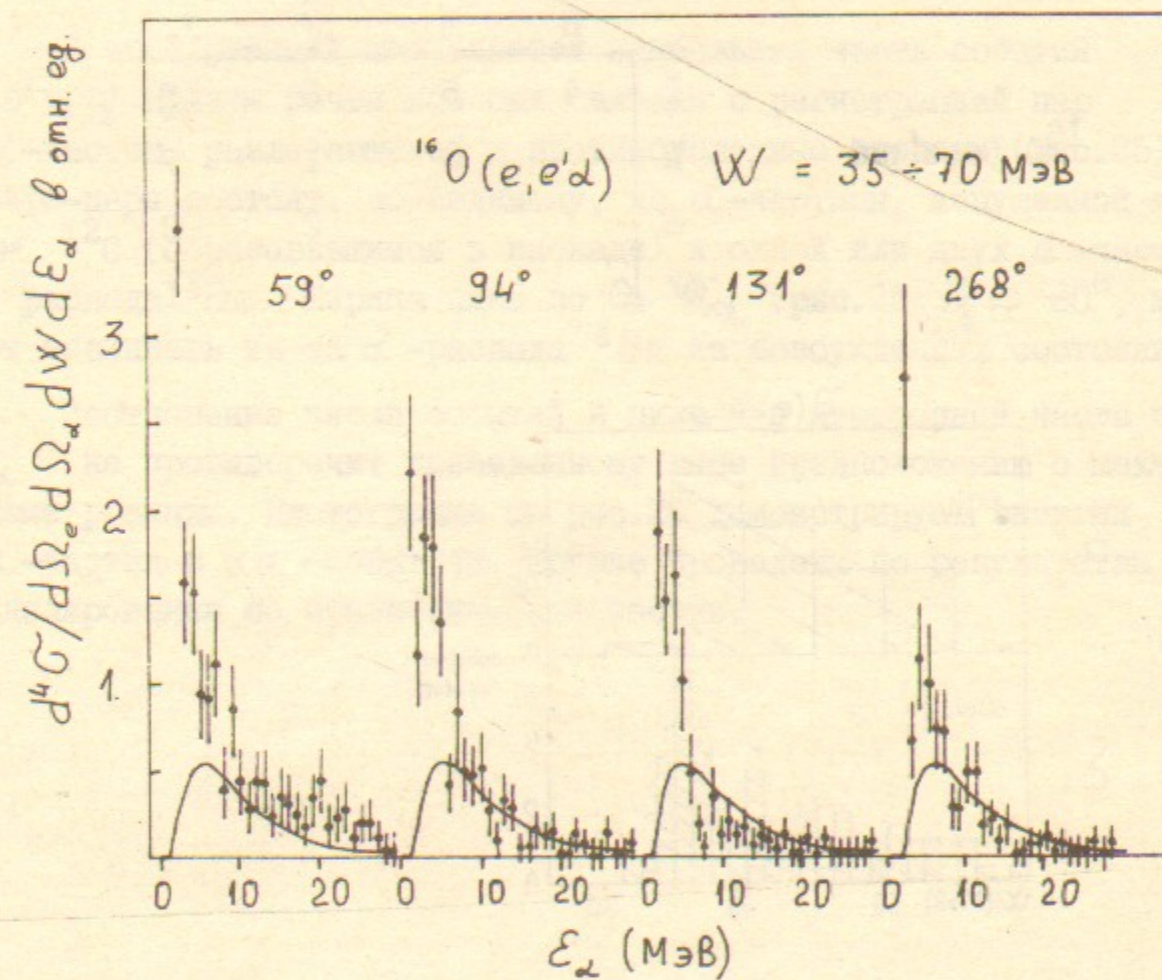


Рис.23. Спектры α -частиц по широкой области от 35 до 70 МэВ.

связанной с квазиупругим процессом, получим количество пар pp $N_2 = 10 \pm 6$ в расчете на 10 пар счетчиков. Из соотношения

$$N_2 = N_1 \cdot 2 \frac{\Omega}{4\pi} \frac{\eta}{1+2\eta}$$

где $\Omega = 0,6$ - телесный угол системы регистрации в т.ч., $N_1 = 640$ - число событий $(e, e'p)$ (испарительных) на одном счетчике, находим $\eta = 23 \pm 14\%$. Моделирование по статистической теории дает от $\eta = 8\%$ при $W = 30$ МэВ до $\eta = 85\%$ при $W = 50$ МэВ. Распределение событий $(e, e'pp)$ по W приведено на рис.24а.

	II	III	IV	V
I	4	5	6	15
II		2	1	7
III			2	2
IV				1

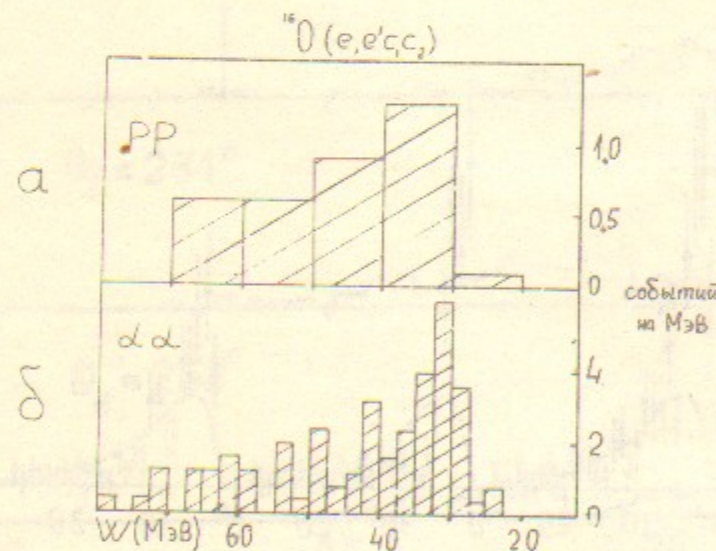


Рис.24. Спектр событий по W .
 а) в реакции $^{16}\text{O}(e, e'pp)$;
 б) в реакции $^{16}\text{O}(e, e'\alpha)$.

В угловом распределении этих событий, очевидно, также имеется корреляция

	II	III	IV	V
I	4	3	29	26
II		0	6	24
III			0	3
IV				0

В этой реакции наблюдается наибольшая часть событий $(e, e'c_1c_2)$. Причем почти все они связаны с регистрацией пар α -частиц, разлетающихся в противоположные стороны (рис.25). Альфа-пары состоят, по-видимому, из α -частицы, испущенной ядром ^{12}C (образовавшимся в каскаде) и одной или двух α -частиц от распада ^8Be . Ширина пика по $\Theta_{\alpha_1} - \Theta_{\alpha_2}$ (рис.25) $\Gamma_{\frac{1}{2}} \approx 60^\circ$, может возникать из-за α -распада ^8Be из возбужденных состояний.

Соотношение числа событий в пике и в изотропной части по $\Theta_{\alpha\alpha}$ не противоречит приведенному выше предположению о механизме реакции. Гистограмма на рис.26 демонстрирует энергии α -частиц в $\alpha\alpha$ -событиях. Кривые проведены по результатам моделирования по статистической теории.

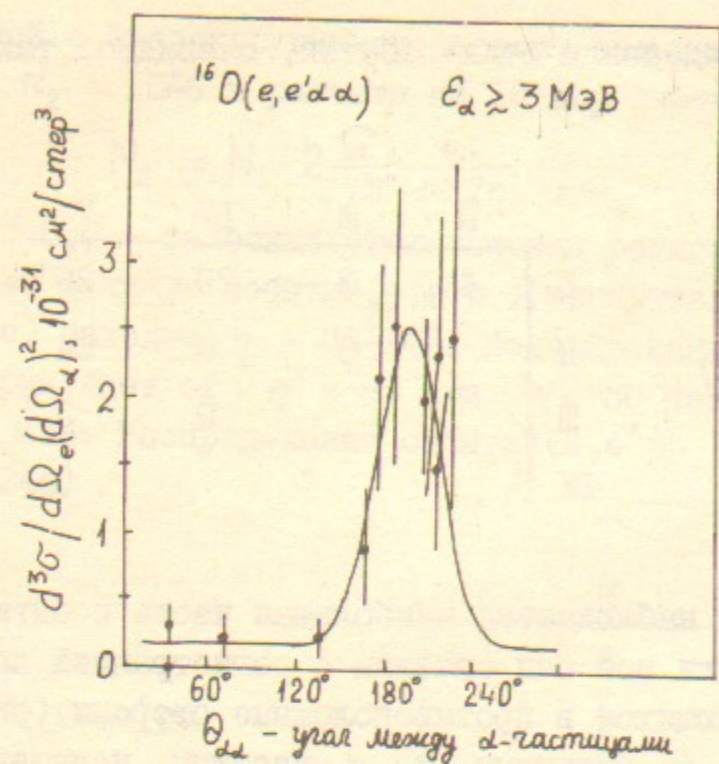


Рис.25. Распределение событий реакции $(e, e'dd)$ по углу между α -частицами.

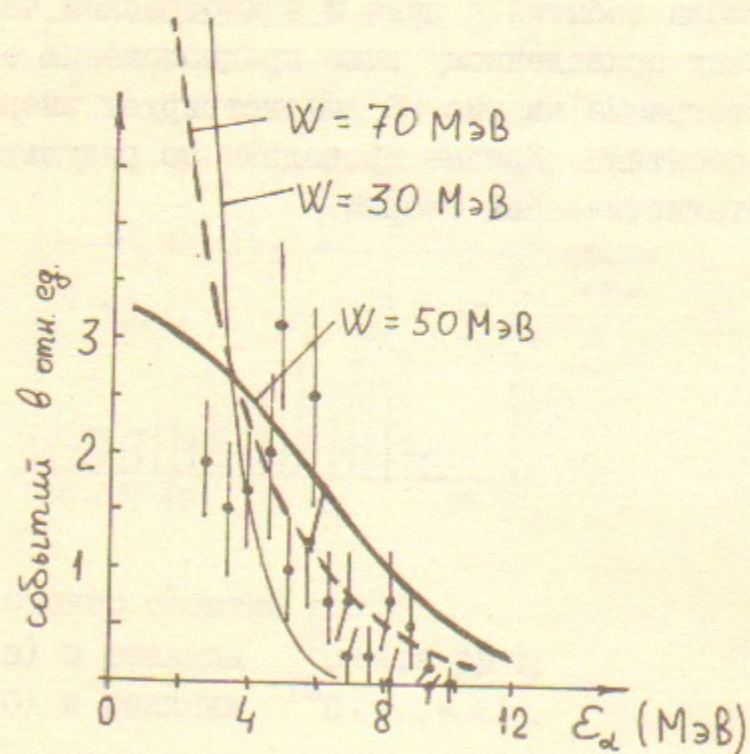


Рис.26. Спектр по энергии α -частиц в событиях $(e, e'dd)$. Кривые получены из моделирования испарительного каскада при $W = 30, 50$ и 70 МэВ. В моделированный спектр включены α -частицы испущенные ^{12}C и ^8Be

У. Обсуждение результатов

Полученная информация касается большого числа разнообразных аспектов структуры ядра и механизма реакции (e, e') , здесь мы приводим анализ данных по некоторым из них.

$^{16}\text{O}(e, e'p_0)^{15}\text{N}_{g.s.}$ При изучении угловых распределений протонов в событиях этой реакции предполагалось наличие квазиупругого выбивания и возбуждения дипольного или квадрупольного резонанса.

В первом случае формула для углового распределения в т.ч. с квазиупругим выбиванием в плосковолновом приближении с осцилляторным потенциалом (ПВ) и с учетом интерференции с резонансным возбуждением имеет вид

$$d\sigma/d\Omega_{p_0} \sim B_q^2 R^2 + \{B_0^2 + B_2^2(1 + p_2(\cos\theta)) - 2\sqrt{2}B_0B_2\cos(\varphi_0 - \varphi_2)p_2(\cos\theta)\}/4\pi +$$

$$\times (2) + B_q R \left\{ 2\sqrt{2} \frac{\beta(p\cos\theta - q)}{\sqrt{\beta^2(p^2 + q^2 - 2pq\cos\theta)}} B_0 \cos\varphi_0 - \frac{4\beta(p\cos\theta - qp_2(\cos\theta))}{\sqrt{\beta^2(p^2 + q^2 - 2pq\cos\theta)}} B_2 \cos\varphi_2 \right\} / \sqrt{8\pi}$$

где

$$R = \beta(p^2 + q^2 - 2pq\cos\theta)^{1/2} \exp(pq^2\cos\theta) \times$$

$$\times \left\{ \frac{pq\beta^2}{\pi[(\beta^2(p-q)^2 + 1)\exp(2pq\beta^2) - (\beta^2(p+q)^2 + 1)\exp(-2pq\beta^2)]} \right\}^{1/2}$$

- распределение квазиупругих протонов, нормированное условием $\int R^2 d\Omega = 1$, $p_2(\cos\theta) = (3\cos^2\theta - 1)/2$, β - осцилляторный параметр потенциала в ядре, p - импульс протона.

Для каждого участка спектра из экспериментальных распределений определялись коэффициенты B_q, B_0, B_2 - амплитуды квазиупругого выбивания, s и d - волн распада Е1 резонанса, φ_0 и φ_2 относительные фазы.

Примеры угловых распределений даны на рис.27. При $W > 30$ МэВ доминирует квазиупругое выбивание. Для воспроизведения формы распределения параметр β выбран равным $2,05$ фм вместо стандартного значения $1,7$ фм.

* Это выражение для $d\sigma/d\Omega_p$ получено В.Ф.Дмитриевым и П.Н.Исаевым.

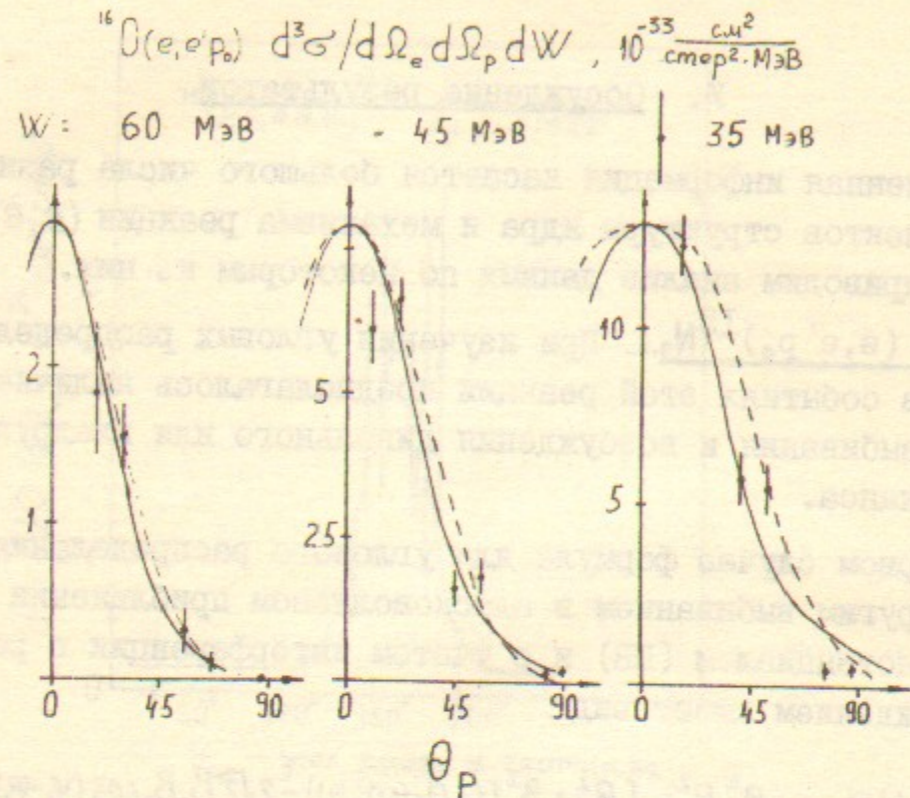


Рис.27. Примеры угловых распределений протонов в реакции $^{16}O(e,e'p)$.

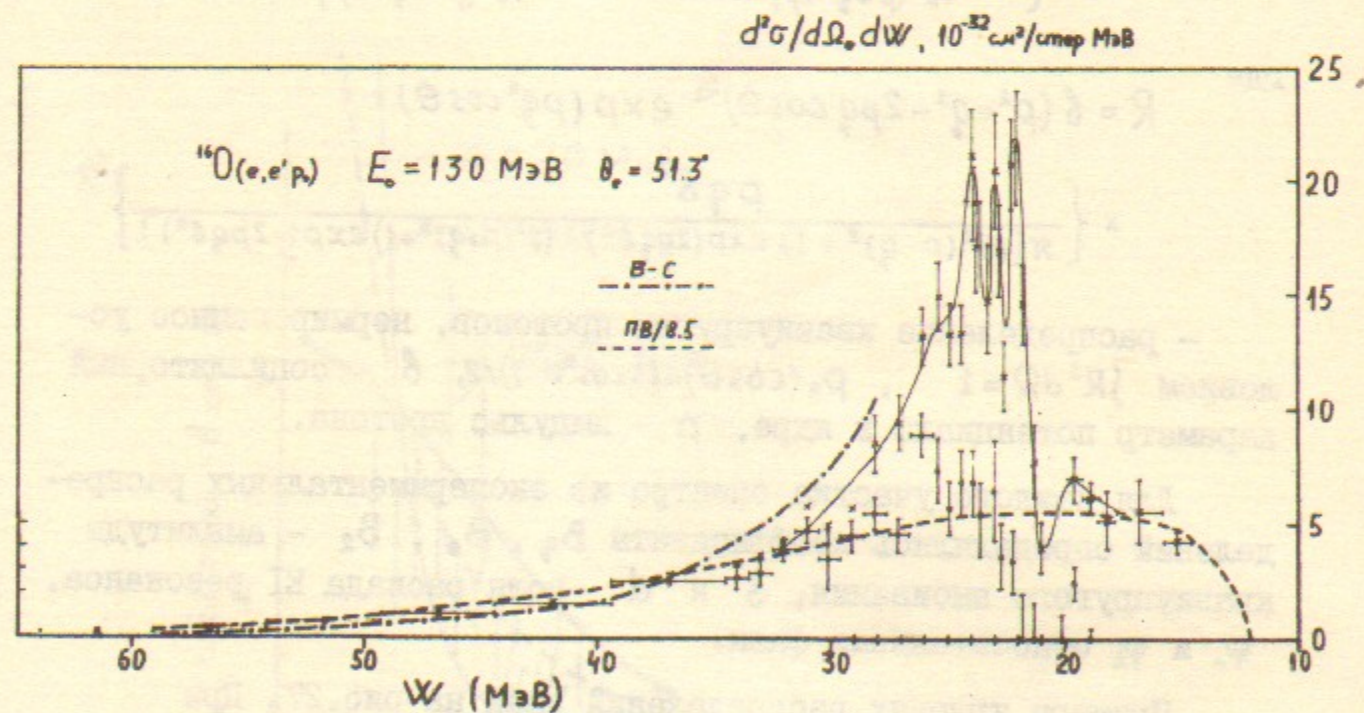


Рис.28. Сечение реакции $^{16}O(e,e'p)$, проинтегрированное по углу вылета протона. X — полное сечение, • — его квазиупругая составляющая. Пунктирная кривая — плосковолновой расчет с осцилляторным потенциалом, поделенный на 8.5. Штрих-пунктир — оболочечный расчет с потенциалом Вудса-Саксона (В.Ф.Дмитриев, П.Н.Исаев).

Сечение реакции $(e,e'p)$ проинтегрированное по направлению вылета протона приведено на рис.28 в зависимости от W , здесь же приведены расчетные кривые ПВ и ВС.

Обращает на себя внимание факт резкого подавления квазиупругого выбивания при $W \lesssim 23 \text{ МэВ}$. Возможно происходит "перекачка" квазиупругого процесса в резонансный.

Изменение величины сечения квазиупругого выбивания в области ГДР и при меньших W , по сравнению с обычными предложениями /14/ существенно повлияет на значения факторов уровней.

Использованное распределение (2), в основном, удовлетворяет данным эксперимента. Исключение составляет область $W \approx 24+27 \text{ МэВ}$, где описание данных получается лучше, если предположить возбуждение квадрупольного резонанса вместо дипольного. Это представляется естественным, т.к. здесь, согласно работе /19/, расположен изовекторный квадрупольный резонанс.

Оболочечный расчет с потенциалом Вудса-Саксона (ВС), учитывающий искажение волновой функции вылетающего протона, хорошо согласуется по угловым распределениям частиц с экспериментом при стандартных параметрах потенциала. Этот же расчет дает правильную величину сечения при $W > 40 \text{ МэВ}$, тогда как плосковолновое приближение (ПВ) завышает его в 8,5 раз.

Интересно также сравнить наши данные с результатами изучения квазиупругого выбивания из оболочек $p_{1/2}$ и $p_{3/2}$ в ^{16}O при больших энергиях /20/, приведенными на рис.29.

Импульсное распределение протонов определяется множителем $S(q,p)$ в выражении для сечения процесса:

$$(3) \quad \frac{d\sigma}{d\Omega_p} = \sigma_M \frac{q_p^4}{q^4} M p S(q,p)$$

Величина $S(q,p)$ для наших точек вычислялась без учета поперечных электрических и магнитных переходов (в силу их малости в нашем случае).

Значительно меньшее значение величины $S(q,p)$ в наших данных связано с большими искажениями волновой функции выбитого

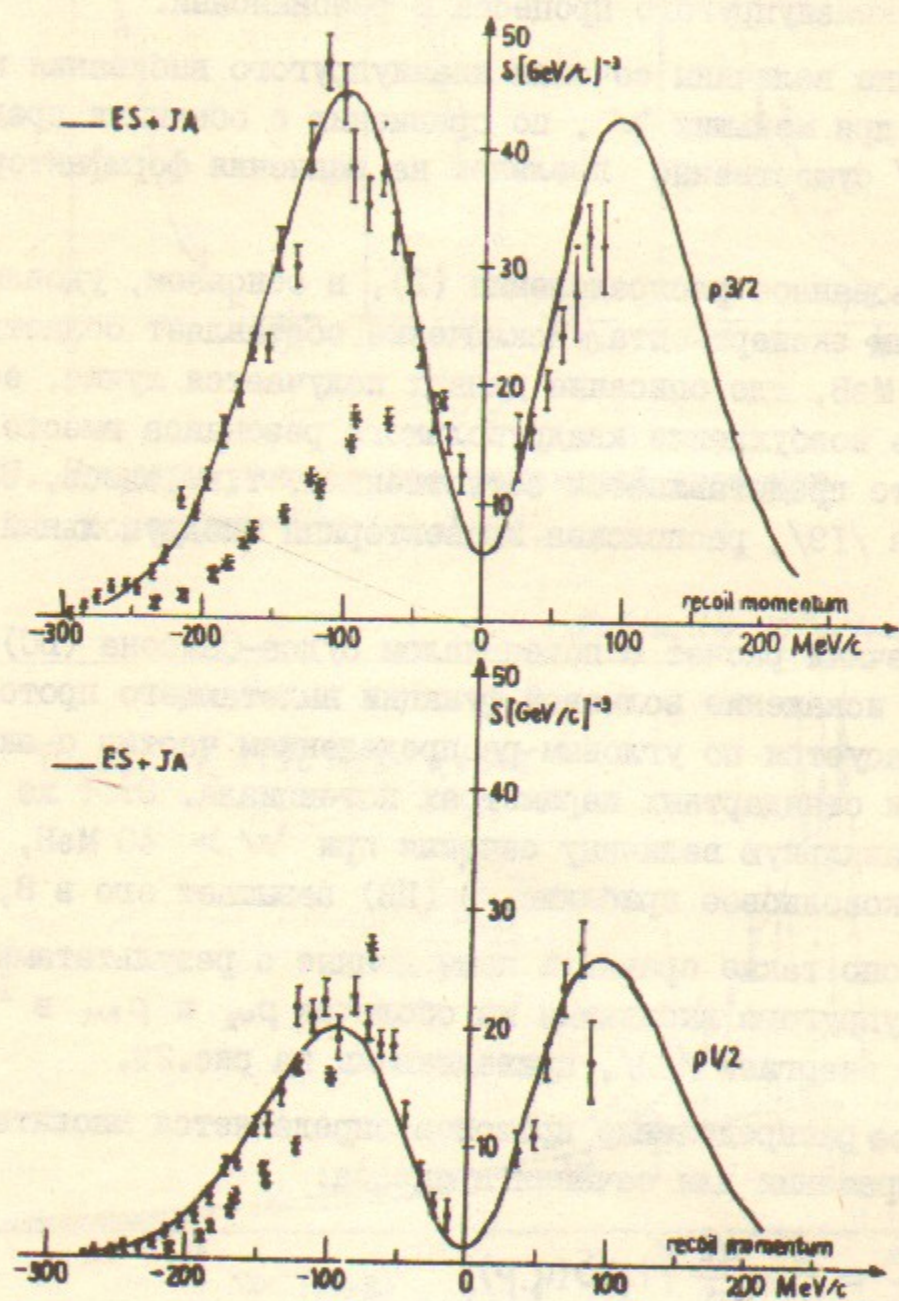


Рис.29. Зависимость $S(q, p)$ от p по работе /20/ - и результатам данного эксперимента - Расчетная кривая из работы /20/.

протона внутри ядра, имеющего меньшую, чем в /20/ энергию. Сравнение имеет смысл производить при импульсах отдачи больше 100+150 МэВ/с, где в наших данных не сказываются резонансные процессы.

$I_{60}^2(e, e' \alpha_0) I_{2C_{9,5}}$ Угловое распределение α -частиц целиком определяется спином распадающегося резонанса и небольшими кинематическими поправками на движение ядра.

Мультипольное разложение сечения проводилось для интервалов по $\Delta W = 300$ кэВ, расположенных с перекрытием на 150 кэВ. Испытывали возможность описания данных последовательно: одним мультиполем с $L = 0, 1, 2$; двумя мультиполями без интерференции и, наконец, с интерференцией. Выбирался простейший вариант, удовлетворяющий экспериментальным данным и согласующийся с соседними по W интервалами.

На рис.30а дано сечение реакции $(e, e' \alpha_0)$, проинтегрированное по направлению вылета α -частицы, и вклады резонансов с $J = 0$ и 2 в зависимости от W , в области, где они однозначно найдены. При $W = 11,52$ МэВ угловое распределение определяется 2^+ резонансом (рис.31), в соответствии с /21,22/. Здесь же мы нашли монопольную компоненту, которую следует отнести к резонансу $11,26 0^+$, ранее не выделенному, в реакциях с электронами /23/. Соотношение формфакторов резонансов (по α_0 -распадам) равно:

$$F_{11.52}^2 / F_{11.26}^2 = 100 / (85 \pm 50)$$

Для резонанса $11,26 0^+$ учтена ширина $\Gamma_{1/2} = 2,5$ МэВ /22/.

$I_{60}^2(e, e' \alpha_1) I_{2C_{4,43}}$ Наиболее сильный резонанс расположен при $W = 18,5$. Он распадается, в основном, по каналу α_1 , имеет квантовые числа 2^+ /23/. Угловое распределение при распаде резонанса 2^+ с испусканием α -частицы и образованием ядра остатка в состоянии 2^+ имеет вид:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_\alpha} \sim \frac{1}{4\pi} \left\{ b_0^2 + b_2^2 \left(1 - \frac{15}{49} P_2(\cos\theta) + \frac{36}{49} P_4(\cos\theta) \right) + b_4^2 \left(1 + \frac{50}{49} P_2(\cos\theta) + \frac{27}{49} P_4(\cos\theta) \right) + 2b_0b_2 \cos\psi_2 \sqrt{\frac{10}{7}} P_2(\cos\theta) + 2b_0b_4 \cos\psi_4 \cdot 3\sqrt{\frac{2}{7}} P_4(\cos\theta) + 2b_2b_4 \cos(\psi_2 - \psi_4) \left(30\sqrt{5}/49 P_2(\cos\theta) + 12\sqrt{5}/49 P_4(\cos\theta) \right) \right\}$$

где b_0, b_2, b_4 - амплитуды S, d, f волн, ψ_2, ψ_4 - фазы относительно S волны, $P_4(\cos\theta) = (35\cos^4\theta - 30\cos^2\theta + 3)/8$

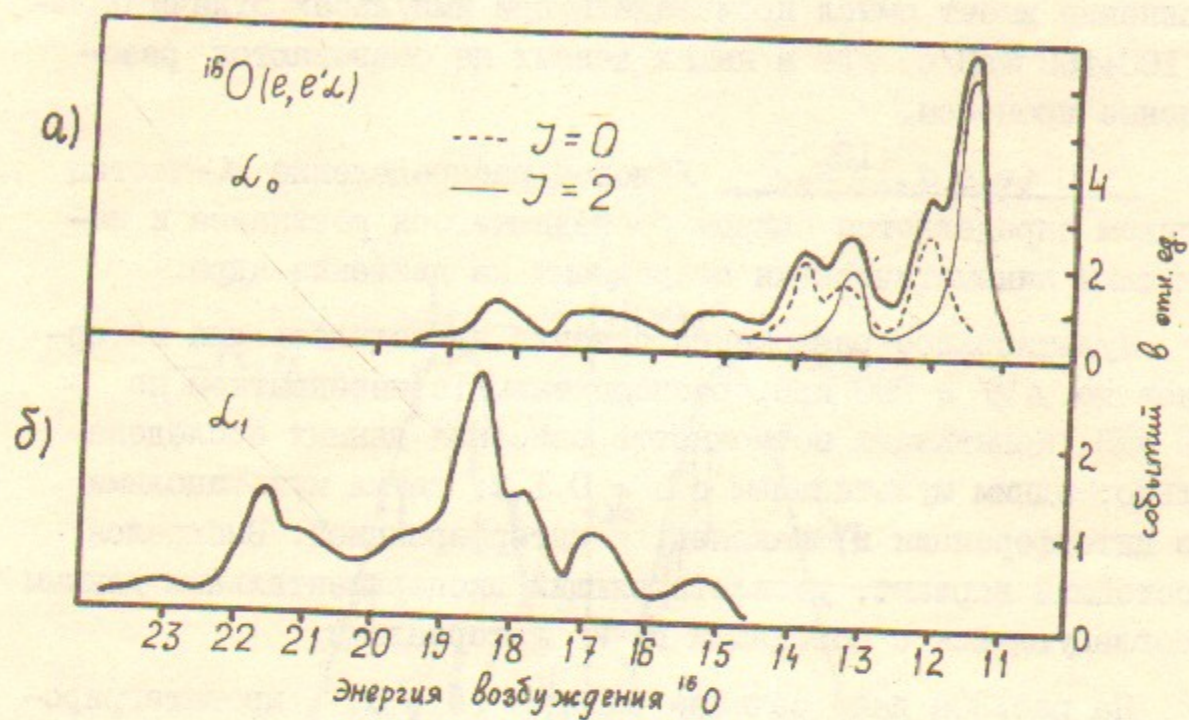


Рис.30. Сечение реакций $(e, e' \alpha_0)$ - а и $(e, e' \alpha_1)$ - б. Для $(e, e' \alpha_0)$ показан вклад резонансов с $J = 0$ и 2 .

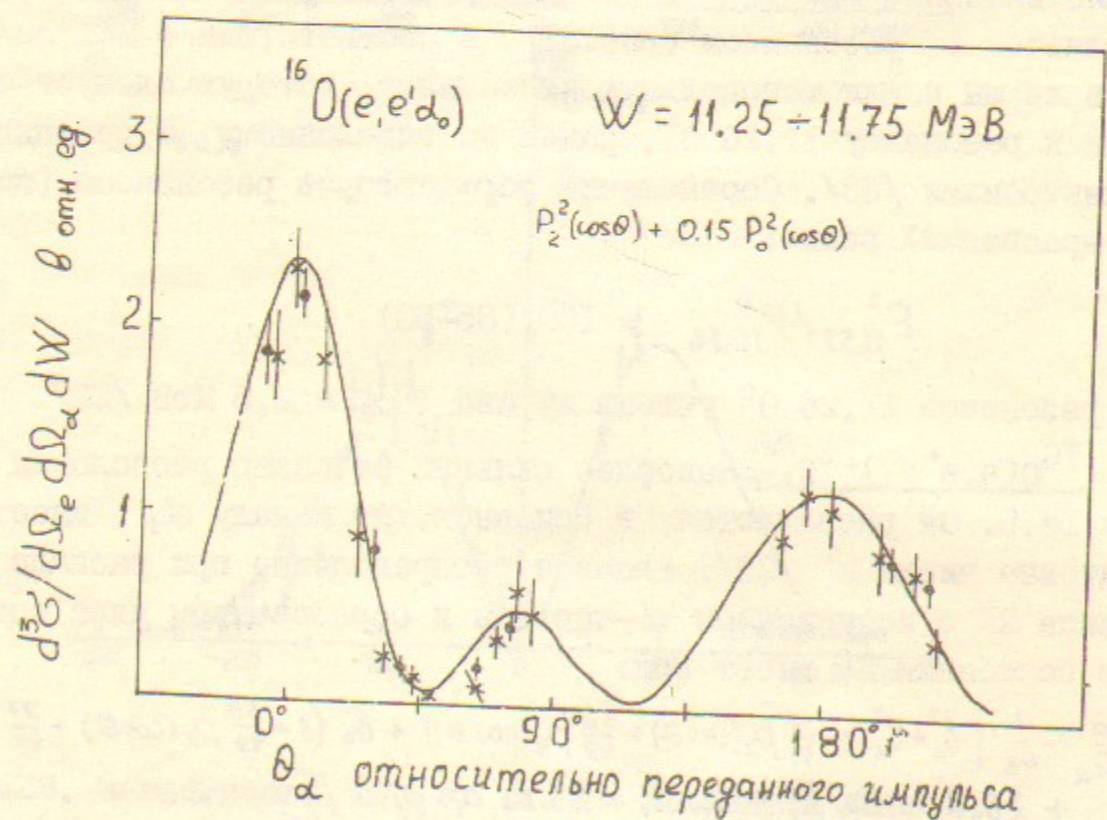


Рис.31. Угловое распределение α -частиц в реакции $(e, e' \alpha_0)$ при $W = 11,52$ МэВ.

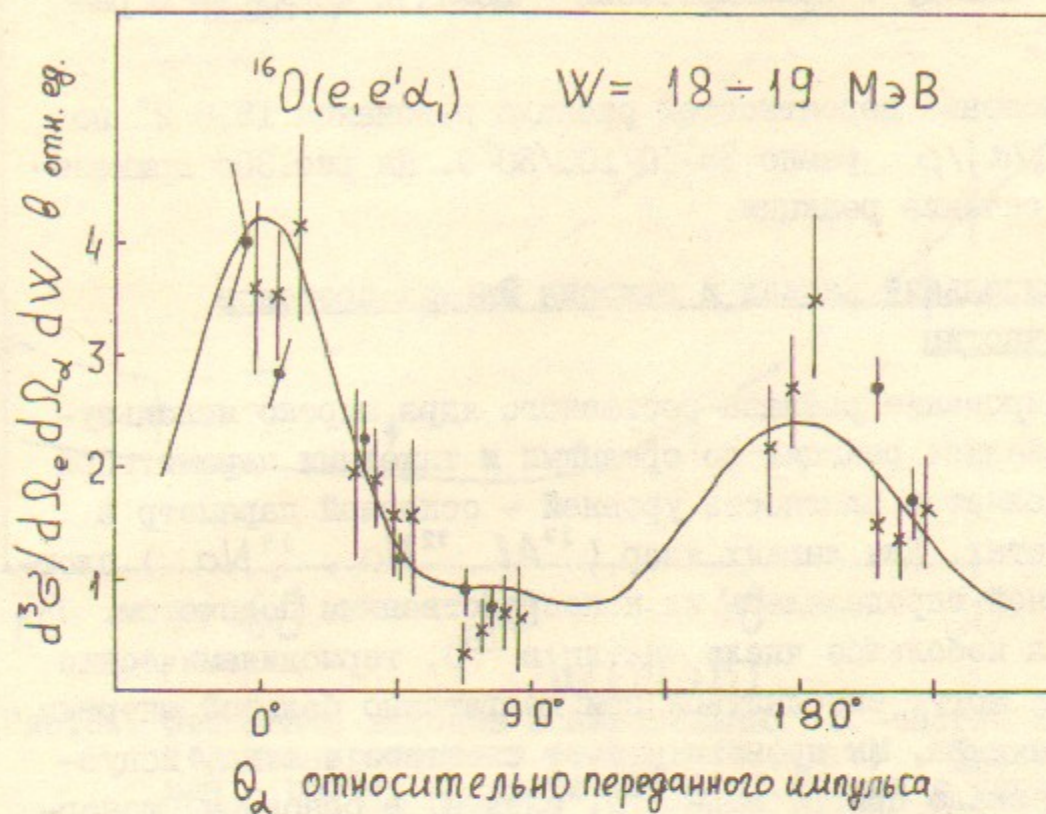


Рис.32. Угловое распределение α -частиц в реакции $^{16}\text{O}(e, e' \alpha_1)^{12}\text{C}_{4.43}$ при $W = 18+19$ МэВ. Доминирует волна с $L = 4$.

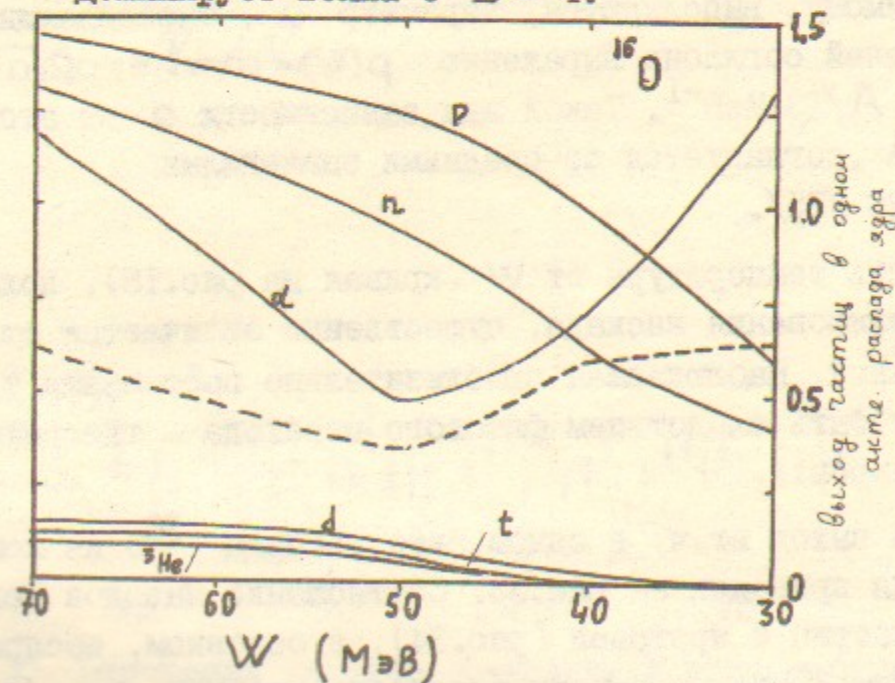


Рис.33. Расчетный выход вторичных частиц в испарительном каскаде. Пунктиром показан выход α -частиц с учетом порога регистрации.

Экспериментальное распределение (рис.32) однозначно приводит к выводу о доминировании f -волны в согласии с работой /21/.

Соотношение вероятностей распада резонанса $18,5 2^+$ по каналам $\alpha_0/\alpha_1/\rho$ равно $35^{+10}/100/30^{+9}$. На рис.30б приведено полное сечение реакции.

Испарительный каскад и эмиссия мягких протонов и α -частиц

Моделирование распада составного ядра широко используется при анализе реакций со средними и тяжелыми ядрами. При этом определяется плотность уровней - основной параметр в таких расчетах. Для легких ядер (^{27}Al , ^{22}Na , ^{23}Na) плотность уровней определялась их непосредственным подсчетом. Несмотря на небольшое число частиц в ^{16}O , термодинамические соотношения могут выполняться при достаточно большой энергии возбуждения ядра. Мы провели расчет спектров частиц, испускаемых в каскаде при распаде ^{16}O , следуя, в основном, монографии /25/.

Для воспроизведения величины ядерной температуры в спектрах протонов при $W = 60-70$ МэВ, где статистические соотношения, по-видимому, выполняются, параметр a , определяющий плотность уровней согласно выражению $\rho(W) = \text{const} \cdot \exp(2\sqrt{aw})$ выбран в виде $A/13 \text{ МэВ}^{-1}$. Такой вид зависимости a от атомного номера A согласуется со средними значениями $a = A/10+20$ /25/.

Зависимость температуры от W (кривая на рис.18), полученная из моделирования каскада, существенно отличается от экспериментальной. Наблюдаемая приблизительно постоянная температура может быть следствием фазового перехода - типа плавления α -кластеров.

Расчетный выход вт.ч. в одном акте распада ^{16}O из компаунд состояния приведен на рис.33. Соотношение выходов испарительных α -частиц и протонов (рис.34), в основном, воспроизводится в расчете, если параметр плотности уровней ядра, образующегося при испускании α -частицы выбрать в виде $a_\alpha = a(I-3/A)^2$, вместо $a(I-1,5/A)^2$, применяемого для

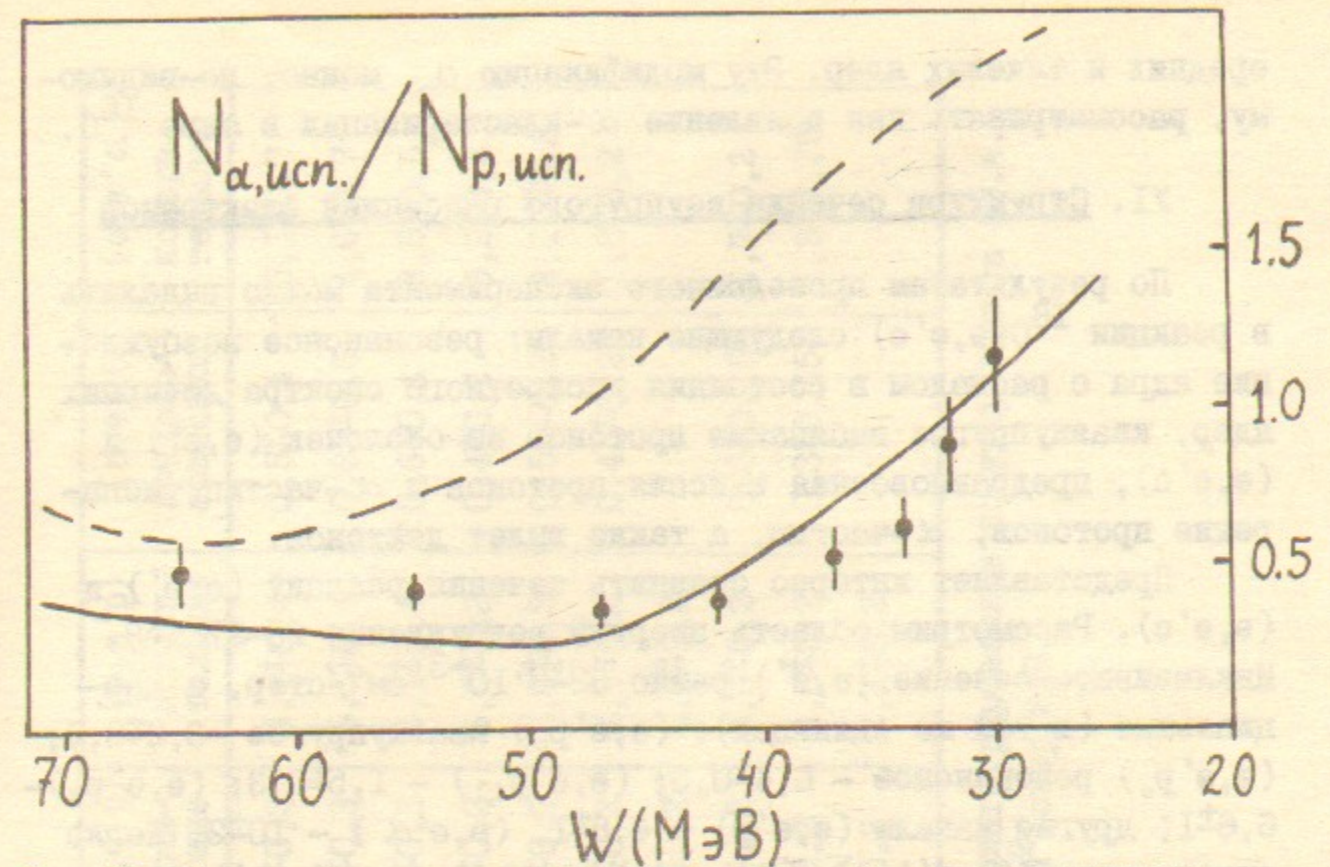


Рис.34. Отношение выходов испарительных α -частиц и испарительных протонов в реакции $^{16}\text{O}(e, e'c)$. Пунктирная кривая - расчет по статистической теории с параметрами $a = A/13 \text{ МэВ}$, $a_\alpha = a(I-1,5/A)^2$ /26/, сплошная кривая - такой же расчет с $a_\alpha = a(I-3/A)^2$. При построении кривых учтены пороги регистрации частиц.

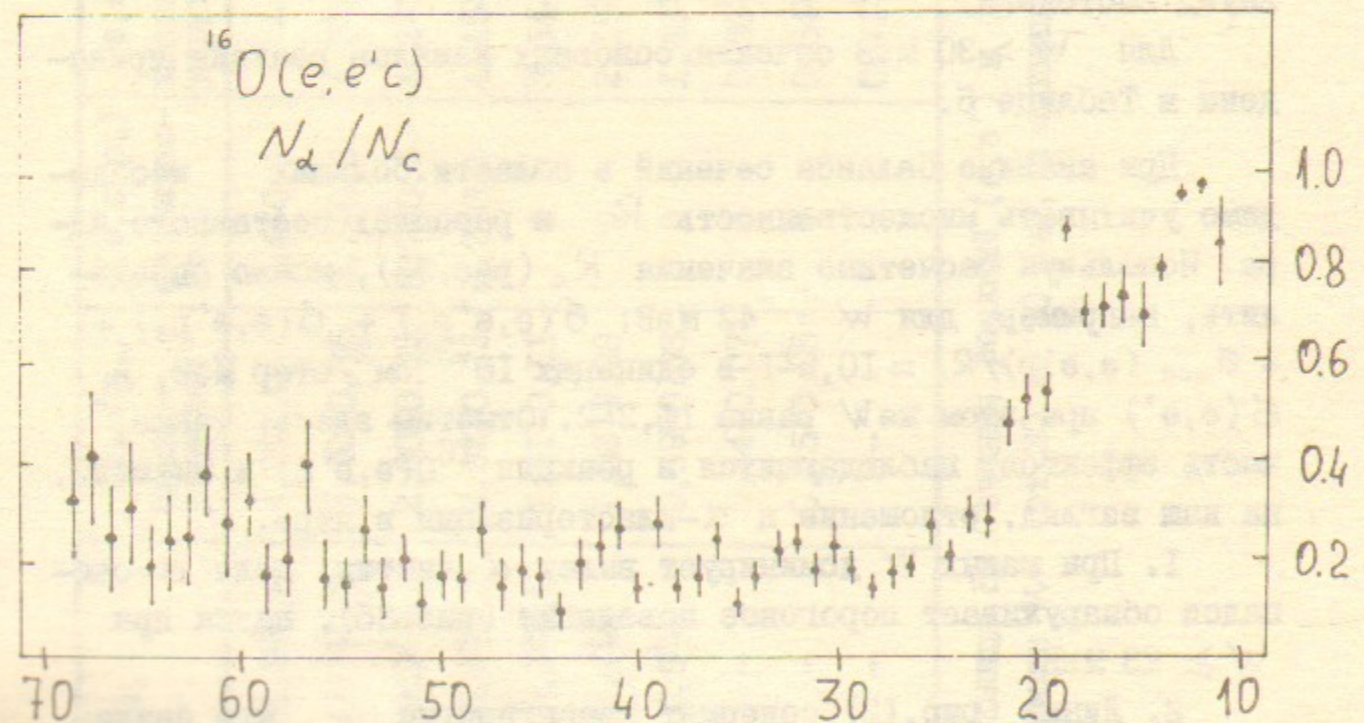


Рис.35. Отношение выходов α -частиц и всех заряженных частиц при электровозбуждении ^{16}O . Зависимость N_α/N_c от W имеет пороговое поведение при $W \approx 22+23 \text{ МэВ}$.

средних и тяжелых ядер. Эту модификацию a_α можно, по-видимому, рассматривать как появление α -кластеризации в ядре ^{16}O .

VI. Структура сечения неупругого рассеяния электронов

По результатам проведенного эксперимента можно выделить в реакции $^{16}\text{O}(e, e'c)$ следующие каналы: резонансное возбуждение ядра с распадом в состоянии дискретного спектра дочерних ядер, квазиупругое выбивание протонов из оболочек (e, e') и $(e, e'c)$, предравновесная эмиссия протонов и α -частиц, испарение протонов, α -частиц, а также вылет дейтронов.

Представляет интерес сравнить сечения реакций (e, e') и $(e, e'c)$. Рассмотрим область энергий возбуждения 20–27 МэВ. Инклюзивное сечение (e, e') равно $32 \pm 2 \cdot 10^{-31} \text{ см}^2/\text{стер}$, а парциальные (в тех же единицах): $(e, e'p_0)$ квазиупругое $-3,2 \pm 0,3$; $(e, e'p_0)$ резонансное $-6,4 \pm 0,5$; $(e, e'p_{1,2}) - 1,5 \pm 0,3$; $(e, e'p_3) - 6,6 \pm 1$; другие каналы $(e, e'p) - 4,8 \pm 1$; $(e, e'\alpha) - 10 \pm 2$. Легко видеть, что $\sigma(e, e') \approx \sum \sigma(e, e'c_i)$, однако в $\sigma(e, e')$ должны давать вклад еще и процессы с вылетом нейтрона, а также

$\sigma(e, e'\alpha)$ с $E_\alpha < 2,5$ МэВ. Согласовать баланс сечений, по-видимому, можно, предположив множественность ~ 2 в распадах компаунд состояний.

Для $W > 30$ МэВ сечения основных каналов реакции приведены в Таблице 5.

При анализе баланса сечений в области больших необходимо учитывать множественность R_c в распадах составного ядра. Используя расчетные значения R_c (рис.33), можно определить, например, для $W = 42$ МэВ: $\sigma(e, e'p_0) + \sigma(e, e'p_3) + \sigma_{\text{исп}}(e, e'p)/R_c \approx 10,5 \pm 1$ в единицах $10^{-32} \text{ см}^2/\text{стер МэВ}$, а $\sigma(e, e')$ при этом же W равно $11,2 \pm 2$. Отметим здесь, также, часть эффектов, наблюдающихся в реакции $^{16}\text{O}(e, e'c)$ и имеющих, на наш взгляд, отношение к α -кластеризации в ядре.

1. При малых W доминирует вылет α -частиц; доля α -распадов обнаруживает пороговое поведение (рис.35), падая при $W \geq 23$ МэВ.

2. Линии (рис.12) содержат квазиупругие α , что свидетельствует о высокоимпульсной компоненте распределения α -частиц внутри ядра.

W МэВ	(e, e')	(e, e'p ₀) квази- упругое	(e, e'p ₀) резонанс- ное	(e, e'p ₃) квази- упругое	(e, e'p) предрав- новесные	(e, e'p) испари- тельные	(e, e'α) предрав- новесные	(e, e'α) испари- тельные
30	23,3±0,6	4,0±1,0	1,4±0,7	-	1,7±0,3	4,4±0,4	0,5±0,4	5,1±0,7
32	20,7±0,6	4,30±0,35	0,7±0,3	4,5±0,3	2,3±0,3	5,3±0,4	0,85±0,6	4,6±0,7
34	19,3±0,5	2,80±0,35	0,7±0,3	4,2±0,4	2,3±0,3	6,1±0,4	0,6±0,4	3,8±0,5
37	15,6±0,7	2,52±0,15	0,2±0,2	4,45±0,21	1,1±0,2	6,0±0,3	0,4±0,2	3,2±0,4
42	11,2±2,0	1,51±0,11	0	3,34±0,17	1,4±0,2	5,6±0,3	0,52±0,25	2,15±0,3
47	8,6±6	1,08±0,08	0	2,15±0,13	1,6±0,2	4,9±0,2	0,45±0,25	1,8±0,2
52	5,8±6	0,69±0,08	0	1,48±0,11	1,3±0,2	4,6±0,2	0,3±0,15	1,7±0,2
57	-	0,44±0,07	0	0,96±0,07	1,2±0,2	3,6±0,2	0,3±0,15	1,7±0,2
62	-	0,25±0,05	0	0,54±0,07	1±0,2	3,0±0,2	0,3±0,15	1,3±0,15
67	-	-	-	0,41±0,07	1±0,2	2,1±0,2	-	-

$\Delta W = 2 \text{ МэВ}$ $\Delta W = 5 \text{ МэВ}$

Таблица 5. Сечения реакций (e, e') и $(e, e'c)$, проинтегрированные по углу вылета вт.ч., в интервале W от 30 до 70 МэВ, в единицах $10^{-32} \text{ см}^2/\text{стер.МэВ}$.

3. Сечение квазиупругого выбивания протонов (рис. 28) сильно подавлено при $W \lesssim 23$ МэВ.

4. При $W > 35$ МэВ найдены высокоэнергетические α -частицы ($E_\alpha \sim 20$ МэВ), испущенные, в основном, вдоль переданного импульса. Эти события можно приписать выбиванию α при вторичном рассеянии квазиупругих протонов.

5. В широком диапазоне $W = 40 \div 70$ МэВ спектры испарительных протонов можно описать с помощью постоянной температуры $T \approx 4$ МэВ. Отсутствие зависимости $T(W)$ не может быть объяснено расчетами по статистической модели с учетом каскадов и приводит к предположению о фазовом переходе типа плавления кластеров.

6. Для того, чтобы с помощью статистических расчетов воспроизвести наблюдаемое соотношение выходов испарительных α и p (рис. 34), необходимо, чтобы параметр a , определяющий плотность уровней ($\rho \sim \exp 2\sqrt{aw}$), уменьшался при испускании α в $(1-3/A)^2$ раза, а не в $(1-1,5/A)^2$, как принято в расчетах испарения из тяжелых ядер.

7. При $W > 40$ МэВ основной вклад в сечение реакции (e, e') дают не прямые реакции, это означает, по-видимому, что существенную роль во взаимодействии электрона с ядром играют кластеры.

В заключение мы благодарим В.Г.Зелевинского, В.Ф.Дмитриева и П.Н.Исаева за многочисленные плодотворные обсуждения, Б.А.Лазаренко, В.Н.Ротаева за помощь в подготовке и проведении эксперимента, а Ю.М.Шатунова и коллектив установки ВЭШ-2М за обеспечение работы комплекса и интерес к эксперименту.

Л и т е р а т у р а

1. Balashov V.V. et al, Nucl. Phys., A345 (1980) 367.
2. Youngblood D.H. et al, Phys. Rev. C, 15 (1977) 246.
Hanna S.S., Nucl. Phys., A358 (1981) 229.
Войцеховский Б.Б. и др. Письма в ЖЭТФ, 35 (1982) 299.
3. Dowell D.H. et al, Phys. Rev. Lett., 49 #2 (1982) 113.
4. Calarco J.R., Proceeding of the Int. conference, Mainz, Germany, June 5-9, 1979, p 114
5. Popov S.G., Proceeding workshop on the use of electron rings for nuclear physics, Lund, October 5-7, 1982, v2, p150
6. Ауслендер В.Л., Мишнев С.И., Скринский А.Н. Расчетные параметры пучка в накопителе ВЭШ-2, Препринт ИЯФ, 1965.
7. Батурин П.И. и др. Приборы и техника эксперимента, 4 (1978) 38.
8. Войцеховский Б.Б. и др. Препринт ИЯФ 83-17, 1983.
9. Войцеховский Б.Б. и др. Известия АН СССР. Сер. физическая, 42 (1978) 2413.
10. Freidrich J., Nucl. Instr. and Methods, 129 (1975) 505
11. Schwinger J., Phys. Rev. 75 (1949) 1912
12. Mo L.W. and Tsai Y.S., Rev. Mod. Phys. 41 (1969) 205
13. Maximon L.C., Rev. Mod. Phys. 41 (1969) 193
14. Hotta A. et al, Phys. Rev. Lett. 33 (1974) 790
15. Инопин Е.В. и Рошупкин С.Н. Ядерная физика 17 (1973) 1008.
16. Bergstrom J.C. et al, Phys. Rev. Lett. 24 (1970) 152
17. Caldwell J.T. et al, Phys. Rev. Lett. 19 (1967) 447
18. Balashov V.V. et al, Nucl. Phys A129 (1969) 369
19. O'Connell W.J. and Hanna S.S., Phys. Rev. C, 17 (1978) 892
20. Barrean P. et al, Nucl. Phys. A358 (1981) 371
21. Knopfle K.T. et al, Phys. Lett. 74B (1978) 191
22. Aierenberg - Selone G., Nucl. Phys. A281 (1977) 55
23. Bergstrom J.C. et al, Nucl. Phys. A215 (1973) 232
24. Ставинский В.С. ЭЧАЯ, т.3, № 4 (1972) 832.
Gilbert A., Canadian Journal of Physics, 43 (1965) 1446
25. Барашенков В.С. и Тонеев В.Д. Взаимодействия высокоэнергетических частиц и атомных ядер с ядрами, М., 1972.

Б.Б.Войцеховский, Д.М.Николенко, С.Г.Попов,
И.А.Рачек, Д.М.Топорков, Е.П.Центалович

ИССЛЕДОВАНИЕ РЕАКЦИИ $^{16}\text{O} (e, e'c)$ С РЕГИСТРАЦИЕЙ
ЭЛЕКТРОНА И ВТОРИЧНЫХ ЧАСТИЦ НА СОВПАДЕНИИ

Препринт
№ 84-58

Работа поступила 4 апреля 1984г.

Ответственный за выпуск - А.Н.Скринский

Подписано к печати 27.04.84г. МН 04264

Формат бумаги 60x90 I/16 Усл.3,4 печ.л., 2,7 учетно-изд.л.

Тираж 290 экз.: Бесплатно. Заказ № 58

Ротапринт ИЯФ СО АН СССР, г.Новосибирск, 90