

7

**И Н С Т И Т У Т  
ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СОАН С С С Р**

И Я Ф 10 - 72

Д.М.Николенко, С.Г.Попов

**СПЕКТРОМЕТР ЭЛЕКТРОНОВ ДЛЯ ЭКСПЕРИМЕНТОВ  
ПО ЭЛЕКТРОВЗБУЖДЕНИЮ ЯДЕР НА НАКОПИТЕЛЕ**

Новосибирск

1972

Николенко Д.М., Попов С.Г.

СПЕКТРОМЕТР ЭЛЕКТРОНОВ ДЛЯ ЭКСПЕРИМЕНТОВ  
ПО ЭЛЕКТРОВОЗБУЖДЕНИЮ ЯДЕР НА НАКОПИТЕЛЕ

А Н Н О Т А Ц И Я

Описан магнитный спектрометр электронов со  $180^\circ$  - фокусировкой на проволочных искровых камерах с широким диапазоном регистрируемых энергий. Спектрометр предназначен для проведения экспериментов по электровозбуждению ядер на накопителе и был прокалиброван на накопителе ВЭП-1 /8/. Разрешение (ширина пика упруго рассеянных электронов на полувысоте ) составляет 160 кэВ при энергии пучка 40 МэВ.

Обсуждаются некоторые дополнительные возможности постановки экспериментов на накопителе с внутренней мишенью.

В последние годы интенсивно развиваются методы изучения свойств атомных ядер с помощью рассеяния электронов. Причины интереса к таким экспериментам заключаются в том, что взаимодействие электронов с ядрами допускает достаточно точное теоретическое описание, а также в том, что возможности электронного рассеяния значительно шире возможностей фотоядерных реакций /1/. Постановка точных экспериментов стала реальностью с созданием линейных ускорителей, обладающих интенсивными и, имеющими сравнительно малый энергетический разброс, пучками. Создание накопителей электронов также открывает новые, возможно более широкие перспективы в этой области исследования /2,3,12/. Энергетический разброс пучка в накопителе, вследствие радиационного затухания, мал и остается малым при введении тонкой мишени. Для существующих накопителей энергетический разброс пучка  $\sim 10^{-4}$ , что существенно ниже чем в линейных ускорителях. Электрон, инжектированный в накопитель, проходит через мишень много раз прежде чем получит вследствие какого-либо однократного процесса (тормозное излучение, рассеяние на ядрах мишени и т.п.) отклонение по углу или по энергии больше допустимого. При этом "эффективная толщина" мишени (произведение числа проходов на толщину мишени) не зависит от толщины мишени и представляет значительную величину - до 0,2 радиационной единицы длины /2/. Помимо высокой точности экспериментов, в ряде случаев окажется важным возможность использовать очень тонкие мишени (например газовые, паровые и т.д.), дающие возможность регистрировать вторичные низкоэнергетические и тяжелые частицы, а также почти непрерывное (за вычетом времени затухания пучка к равновесным параметрам после инъекции) ведение эксперимента.

Так, при проведении экспериментов по электровозбуждению ядер на накопителе появляется интересная возможность регистрировать ядра отдачи. Как известно в экспериментах по электровозбуждению ядер неизбежно присутствует фон от электронов, потерявших энергию за счёт тормозного излучения (см. напр., /1,4,3/). Сопровождающий процесс упругого рассеяния на ядре релятивистского электрона излучение имеет резкую направленность вдоль начального и конечного направления движения электрона и заключено в узкий конус с углом раствора  $\sim \frac{1}{\gamma}$  ( $\gamma$ -релятивистский фактор). В результате этого при фиксированном угле рассеяния электрона направление движения ядра отдачи примерно одинаково, излучал ли электрон  $\gamma$ -квант в направлении своего начального движения или конечного, или не излучая вообще /5/ и рис. 1а). Ситуация с тормозным излучением на фольгах и дру-

гих материалах, которые приходится проходить электрону по пути к спектрометру аналогична. Таким образом, все ядра отдачи упруго рассеянных электронов, независимо от того излучен тормозной квант или нет, имеют выделенное направление движения с точностью до угла  $\sim 1/8$  и геометрии эксперимента (например размер области взаимодействия).

В то же время возбужденные и, затем перешедшие в основное состояние, например, путем излучения  $\gamma$ -кванта, ядра отдачи во-первых, летят внутрь конуса с углом раствора  $\sim K/q^*$  ( $K$ -импульс фотона высвечиваемого ядром,  $q^*$ -импульс возбужденного ядра отдачи), во-вторых, среднее направление движения этих ядер отличается от среднего направления ядер отдачи, не испытывающих возбуждения (рис.16). Поэтому при достаточно большой энергии возбужденного уровня возможно отделение фоновых электронов, потерявших энергию на тормозное излучение, от части электронов, потерявших энергию на возбуждение уровня ядра, путем регистрации совпадений между первой группой электронов и соответствующих им ядер отдачи. При этом счётчик ядер отдачи должен не только перекрывать телесный угол спектрометра электронов, но и быть шире, чтобы перекрыть размазывание ( $\sim 1/8$ ) в направлениях этих ядер. Отделение фона - радиационного хвоста от упругого пика - значительно облегчит изучение резонансов с малыми сечениями и особенно тех, сечение которых меньше чем сечение этого фона.

Специфичное для накопителей почти непрерывное ведение эксперимента допускает применение для регистрирующей аппаратуры искровых проволочных камер. На их основе можно создать многоканальный прибор, обладающий высоким энергетическим разрешением, и анализирующий одновременно широкий диапазон энергий. Одновременная регистрация электронов в широком диапазоне энергий увеличивает скорость набора статистики, облегчает нахождение относительных сечений. Поэтому в нашем случае целесообразно отказаться от спектрометров с двойной фокусировкой, обычно применяемых на линейных ускорителях, поскольку они захватывают узкий энергетический диапазон /6,7/.

Ниже мы описываем магнитный спектрометр электронов на проволочных камерах, измеряющий энергии в широком диапазоне  $E_{max}/E_{min}$

$\approx 2$

Спектрометр был опробован на электронном накопителе ВЭП-1 /8/ при энергии пучка электронов 40 Мэв. В качестве мишени использовалась в одном случае фольга химически чистого алюминия, толщиной 10 мк, в другом случае сформированная струя пара воды с давлением  $\sim 10^{-4}$  тор падающая на ловушку, охлажденную жидким азотом. В втором случае реализовался режим "сверхтонкой мишени" /2/. Согласно /2,11/ эффективная толщина в этом случае должна определяться эффектом однократного рассеяния и равняться  $\sim 0,025$  радиационной единицы длины  $X_0$ . При такой толщине мишени и угле рассеяния  $\theta = 90^\circ$  спектрометр должен был регистрировать один упруго рассеянный электрон на каждые  $\sim 2,10^8$  электронов, инжектированных в накопитель.

В случае алюминиевой мишени эффективная толщина мишени определялась многократным рассеянием электронов в фольге (режим "тонкой мишени") и равнялась  $10^{-3} X_0$ . При этой толщине мишени и угле рассеяния  $\theta = 52^\circ$  спектрометр должен давать один отсчет на  $\sim 10^8$  электронов. Эта и предыдущая цифра оказались в согласии с экспериментальным значением скорости счета.

В спектрометре используется  $180^\circ$  - фокусировка, магнитное поле спектрометра однородно. Две искровые камеры расположены на одной линии в однородном поле. Электроны проходят первую искровую камеру имея то же направление, какое они имели при вылете из мишени, благодаря тому, что поле основного магнита на участке траектории электрона до первой камеры "компенсируется" (рис.2(3) - компенсирующий магнит) таким образом, что электрон, пройдя указанный путь, испытывает лишь параллельный перенос, независимо от его энергии. Радиус электрона в однородном поле основного магнита определяется как  $R = R_0 / \cos \alpha$ , где  $R_0 = (X_1 + X_2 + L) / 2$ ,  $X_1$  - координата пролета электрона в первой камере,  $X_2$  - во второй,  $L$  - расстояние между началами отсчета  $X_1$ ,  $X_2$  (см.рис.2),  $\alpha$  - угол влета в первую искровую камеру. Угол влета определяется по координате  $X_1$ , при этом мишень считается точечной, а величина параллельного переноса, разная для электронов различных энергий, рассчитывается.

Рассеянные поля основного и компенсирующего магнитов обуславливают фокусировку электронов в направлении перпендикулярном полюсам магнитов. Основную фокусировку электроны испытывают после поворота в компенсирующем магните при выходе из его поля и при

входе в поле основного магнита. Оценка фокусного расстояния даёт величину  $\sim 1$  м для частиц максимальной энергии. Поскольку камеры спектрометра измеряют две координаты пролета электрона ( $X$  и  $Y$ ,  $Y$  - координата перпендикулярная полюсам магнита) была возможность определить фокусное расстояние экспериментально. Полученная величина согласуется с оценкой. Знание координат пролета электрона  $Y_1$  и  $Y_2$  позволяет также в случае необходимости учесть поперечную составляющую импульса электрона при вычислении его энергии.

Конструкция спектрометра описана в /3/ и во многих деталях аналогична /9/. Есть лишь следующие изменения: для уменьшения ошибки в определении угла влета в первую камеру из-за многократного рассеяния входная фольга спектрометра вынесена к фольге накопителя, компенсирующий магнит имеет параллельные полюса  $30 \times 200$  мм с зазором между ними 20 мм. Проволочные камеры изготовлены на стеклотекстолитовом каркасе. Заземленные проволочки для определения координат пролета электрона  $X_1$ ,  $X_2$  намотаны с шагом 0,5 мм. Проволочки высоковольтного электрода перпендикулярны "земляным", определяют  $Y_1$ ,  $Y_2$ , шаг 1 мм. Зазор между электродами 7 мм. Рабочий газ искровых камер - гелий при атмосферном давлении с добавкой 2% этилового спирта. Рабочее напряжение 5,5 кв. Вторая камера закрыта световыми экранами от первой. Апертура входной камеры  $27 \times 155$  мм<sup>2</sup>, выходной  $38 \times 450$  мм<sup>2</sup>. Расстояние между началом отсчета  $X_1$  и  $X_2$ ,  $L = 130$  мм. Максимальный радиус электрона в поле основного магнита ограничен деталями конструкции и размером области пригодного магнитного поля и равняется 30 см. Следовательно  $R_{max}/R_{min} \approx 2$ . Спектрометр установлен на таком расстоянии от накопителя, что первая камера расположена примерно в 3 метре от мишени. При этом телесный угол спектрометра  $2 \cdot 10^{-3}$  стеррад.

Питание катушек магнитов ВЭП-1 и спектрометра, соединенных последовательно, осуществляется от одного мотор-генератора. Имеется электронная стабилизация тока. Контроль за полями магнитов ведется с помощью Я.М.Р.

На рис.2 изображена блок-схема эксперимента. Электрон пучка, рассеявшись в мишени, проходит магнитную систему спектрометра и регистрируется сцинтилляционным счетчиком (6), для уменьшения числа запуска от шумов в счетчике используются два фотоумно-

жителя (9), включенных в быструю схему совпадений (10). Далее срабатывает генератор высоковольтных импульсов (11). Система опроса (ферритового куба памяти (13)) и печати на перфоленту (14) запускается лишь в случае одновременного срабатывания обеих искровых камер (8). Для определения факта срабатывания камеры мы использовали импульс со вторичной обмотки трансформатора на ферритовом кольце (15), по первичной обмотке которого проходит в.в. импульс, питающий искровую камеру. Эти импульсы, после прохождения интегрирующей цепочки (17), значительно отличаются по амплитудам, в зависимости от того сработала камера или нет, и легко дискриминируются (16).

На рис.3 даны осциллограммы импульсов непосредственно с феррита (верхние осциллограммы) и после интегрирующей цепочки (нижние). Правые осциллограммы получены в случае, когда камера сработала, левые когда не сработала. Импульс на рис.3а возникает от скачка тока зарядки ёмкости камеры при подаче в.в. импульса. Первый импульс на 3а<sup>1</sup> соответствует тому же, а второй возникает от скачка тока при пробое камеры. Время между импульсами ( $T$ ) на рис.3а<sup>1</sup> характеризует время развития пробоя в искровой камере.

При работе нескольких камер в одном объеме, при одновременной подаче на них высоковольтного импульса, свет от пробоя одной из камер, сработавшей от частицы инициирует пробой других камер /9/. В случае пробоя, инициируемого светом,  $T$  оказывается примерно вдвое большим чем в случае, когда инициатор пробоя - частица. Это объясняется, по-видимому, тем, что в этом случае пробой начинает развиваться с появлением интенсивного света, т.е. когда пробой, инициируемый частицей, уже развился. Этот факт можно использовать для определения истинных срабатываний в системах со многими камерами, где примерение световых экранов между ними нежелательно. В табл. 1 дана зависимость  $T$  от напряжения в.в. импульса экспоненциальной формы с постоянной времени 2 мксек, для камеры с зазором 7 мм, рабочий газ гелий +2% спирта. Наблюдаемая флуктуация  $T$  составляла приблизительно 10%.

В разрешение спектрометра дают вклад следующие эффекты: пространственное разрешение камер, смещение электрона от идеальной траектории вследствие многократного рассеяния на рабочем газе

камер при движении от первой ко второй камере, неопределенность угла влета в первую камеру, флуктуации ионизационных потерь на фольгах ВЭП-1, спектрометра и рабочем газе камер, неоднородность поля основного магнита.

Эффекты оценивались следующим образом:

1) Пространственное разрешение камер измерялось и равно  $(\Delta X^2)^{1/2} = 0,30$  мм. Вклад камер в разрешение спектрометра равен

$$\Delta E/E = \frac{(2\Delta X^2)^{1/2}}{R}$$

$R$  - радиус частицы в магнитном поле.

2) Если, при расчете смещения электрона из-за многократного рассеяния на газе воспользоваться упрощенной зависимостью средне-квадратичного угла  $\theta^2$  от пройденной толщины:  $\theta^2 = \frac{K}{E^2} X$ , то учёт  $180^\circ$  - фокусировки приводит к выражению  $\frac{\Delta E}{E} = \frac{L}{E} (\pi K \frac{R^3}{8})^{1/2}$

3) Ошибка в определении энергии, возникающая от неопределенности угла влета в первую камеру в нашей геометрии равна

$\frac{\Delta E}{E} = \text{tg} \alpha (\Delta \alpha)^{1/2}$ ,  $\alpha$  - угол влета,  $\Delta \alpha$  - его неопределенность. Неопределенность угла возникает в результате многократного рассеяния на фольгах и газе до первой камеры, из-за неточной компенсации краевого поля, из-за неточности мишени.

В табл.1 приводятся результаты оценок вкладов различных эффектов в разрешение спектрометра ( $\sigma$  - среднеквадратичное отклонение) при энергии электронов 40 Мэв и  $R = 28$  см, а также разброс энергии электронного пучка накопителя при введенной мишени, общее разрешение эксперимента.

На рис.4 приведены пики упруго рассеянных электронов. Две нижние кривые получены при выключенном компенсирующем магните. В этом случае углы влета в первую камеру  $\alpha$  значительны (в среднем  $14^\circ$ ). При построении нижней кривой считалось, что расстояние между координатами пролета в искровых камерах равно диаметру частицы в магнитном поле. На средней кривой изображен спектр тех же электронов, однако, при обработке учитывался угол влета, приблизительно определяемый по координате влета в первую камеру. Верхняя кривая получена при включенном компенсирующем

Таблица I.

U (кэв)	6,6		6,0	5,5	5,0
	инициатор частица	инициатор свет	80	120	170
T (нсек)	70	120	170	250	400

Таблица II.

Эффект	Неопределен. угла влета	Пространствен. разреш. камер	Смещен. электр. из-за многократ. рассеян. между камер.	Флуктуации иониз. потерь	Неоднородность поля нового магнита	Разрешение спектрометра	Разброс энергии пучка накопит.	Общее разрешение
$\sigma$ (кэв)	10	30	40	5	5	50	30	60

магните. Экспериментальная кривая в этом случае асимметрична. Разрешение, определенное по левому спаду кривой хорошо согласуется с расчетом (табл. II).

В асимметрию пика значительный вклад даёт эффект потери энергии электронами, прошедшими через проволочки первой камеры. Так при толщине проволочки из бронзы 0,1 мм, 26% электронов проходят через одну проволочку и теряют энергию 180 кэв. На рис.5 приводятся пики электронов, полученные при использовании первой камеры с бронзовыми проволочками диаметром 0,1 мм (крестики) и с никровыми проволочками диаметром 0,03 мм (точки). Для удобства сравнения использованы различные масштабы, чтобы высота пиков была одинаковой. Левые части пиков практически совпадают. Правая же часть, в случае использования камеры с тонкими проволочками, проходит ниже, чем в случае камеры с толстыми проволочками. Ширина пика на полувысоте 160 кэв и 200 кэв для первого и второго случая соответственно. При использовании мишени из пара воды (точки) наблюдается пик от электронов, упруго рассеянных на водороде.

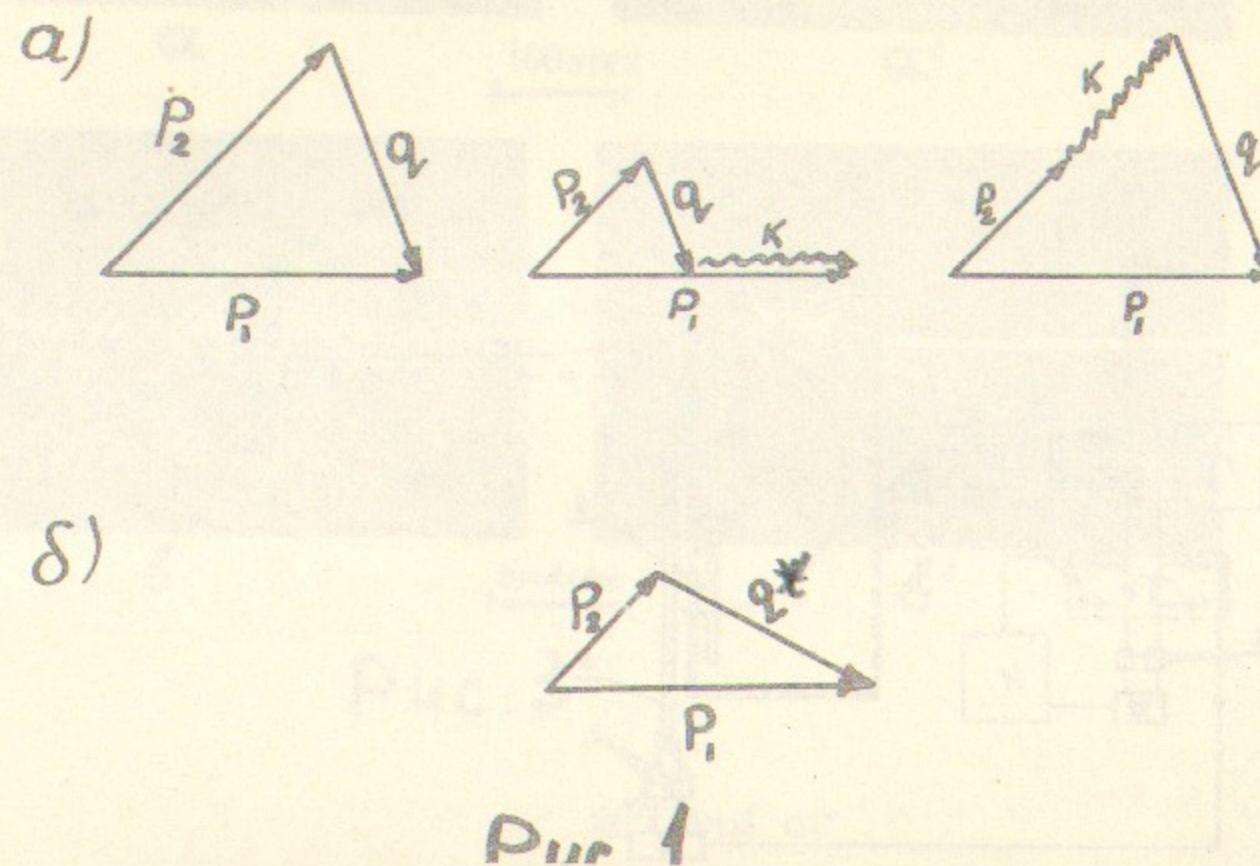
Как видно из табл. II, разброс энергии пучка в накопителе не является определяющим вкладом в общее разрешение. Более того при повышении энергии пучка в некоторых пределах (приблизительно до 100 Мэв) энергетический разброс пучка в наших условиях уменьшается даже абсолютно. Например, для ВЭП-1 при энергии пучка 100 Мэв и времени жизни 30 сек  $\delta = 15$  Кэв /11/. Поэтому имеет смысл стремиться к улучшению разрешения спектрометра. Одна из возможностей улучшить разрешение спектрометра состоит в уменьшении эффекта многократного рассеяния при движении электрона между камерами. Конструктивно это можно осуществить, если заполнять газом только небольшой объем спектрометра в месте расположения камер. Так как при этом важно, чтобы толщина материала, проходимого электроном, особенно в области первой камеры была мала, для отделения можно употребить тонкую лавсановую пленку. Облегчить осуществление этой конструкции может возможность использования в качестве рабочего газа искровых камер аргона при низком давлении /10/. Как указывалось выше, разрешение спектрометра пропорционально  $R^{3/2}$  по эффекту смещения электрона из-за многократного рассеяния на газе и  $\sqrt{R}$  по эффекту пространственного разрешения камер. Избавившись от первого эффекта, мы получим возможность увеличивать радиус траектории электрона в магнитном поле с целью

уменьшения вклада от пространственного разрешения камер в разрешение спектрометра.

В заключение мы благодарим Кабанника В.А. и Чабанова А.П. за помощь при проведении экспериментов, Семёнычева В.А. за изготовление искровых камер, сотрудников лаборатории, способствовавших выполнению работы. Мы признательны Онучину А.П. за то что он просмотрел настоящую статью и сделал ряд замечаний.

Л и т е р а т у р а

1. Тр.Международ.конф. по электромагнитным взаимодействиям при низких и средних энергиях, т.3, Москва, 1967.
2. Будкер Г.И., Онучин А.П., Попов С.Г., Тумайкин Г.М. ЯФ, 6, 775 (1967).
3. Зелевинский В.Г., Николенко Д.М., Попов С.Г., Тумайкин Г.М. Изв. АН СССР (сер.физ.), т.ХХШ, 4, 686 (1969).
4. D.B. Isabelle and G.B. Bishop, Nucl. Phys. 45, 203 (1963)
5. J. J. Shiff, Phys. Rev. 87, 750 (1952)
6. F. Gudder, G. Fricke, H. G. Cleve and P. Brix. Z. Physik, 181, 453 (1964)
7. K. Iton, M. Oyamada and Y. Tozuzuka, Phys. Rev. C, 2, 2181 (1970)
8. Будкер Г.И., Кушниренко Е.А., Наумов А.А. и др., А.Э. 19, 498 (1965).
9. P.Y. Golubnichiy, L. M. Kurdadze at all, Nucl. Instz and Meth, 67, 22, (1969)  
Магнитный парный спектрометр высокой эффективности, препринт ИЯФ, Новосибирск, 1968.
10. J. Fischer . Тр.Международ.конф. по электромагнитным взаимодействиям при низких и средних энергиях, т.4, стр. 179, Москва, 1967.
11. Ауслендер В.Л., Зинин Э.И., Кулипанов Г.Н. и др., А.Э. 22, 3 (1967).
12. S.T. Belajev, G. J. Budker, S. G. Popov. High-energy physics and nuclear structure conference. New-York - London, plenum press. 1970, p. 606.



Подписи к рисункам

Рис.1. Кинематика процесса рассеяния электрона на ядре.

- а) Упругое рассеяние.  $P_1, P_2$  - начальный и конечный импульс электрона,  $K$ -импульс  $\gamma$ -кванта,  $q$  -импульс отдачи ядра. Изображен случай, когда  $\gamma$ -квант излучается точно в направлении начального или конечного движения электрона.
- б) Рассеяние с возбуждением ядра,  $q^*$  -импульс возбужденного ядра отдачи.



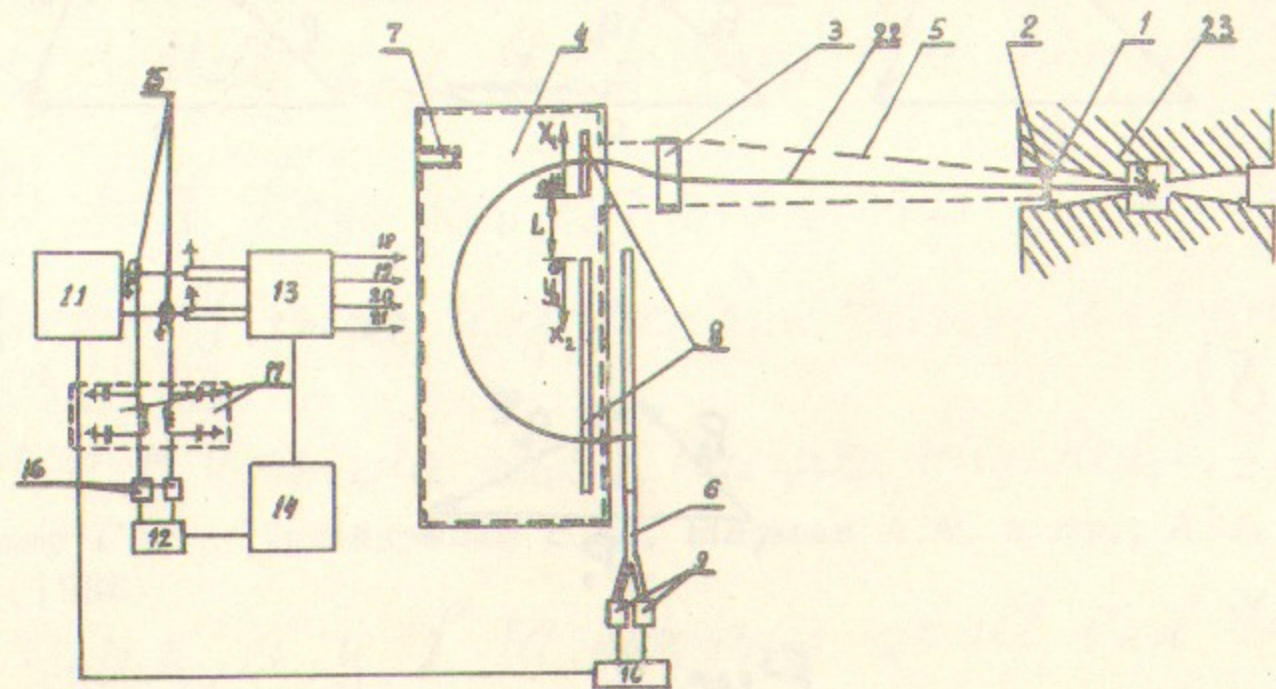


Рис. 2

Рис. 2. Схема эксперимента. 1-фольга ВЭП-1; 2-входное окно спектрометра, 3-плюс компенсирующего магнита, 4-плюс основного магнита; 5-область рабочего газа искровых камер, 6-сцинтилляционный счетчик; 7-гнездо установки датчика ЯМР, 8-искровые камеры, 9-фотоумножители, 10-быстрая схема совпадений, 11-генератор в.в. импульсов, 12-медленная схема совпадений; 13-ферритовый куб памяти; 14-система опроса и печати; 15-ферритовые датчики; 16-дискриминаторы, 17-интегрирующие цепочки, 18, 19-многожильные кабели для подачи в.в. импульса на искровые камеры; 20, 21-жгуты проводов к земляным проволочкам искровых камер, 22-траектория электрона; 23-сечение магнитов накопителя ВЭП-1.

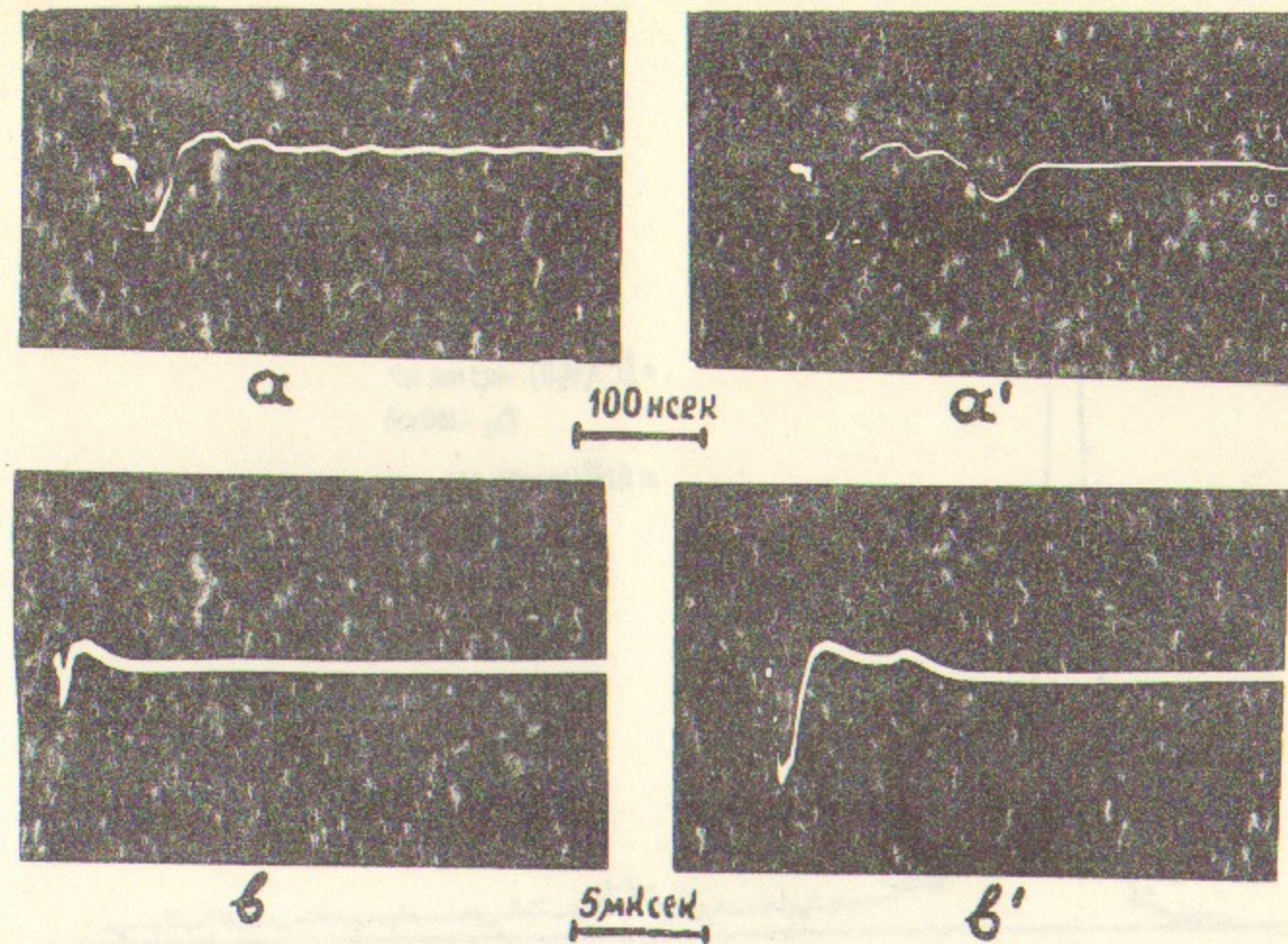


Рис. 3

$Ac^{27}$  40 МэВ 128°

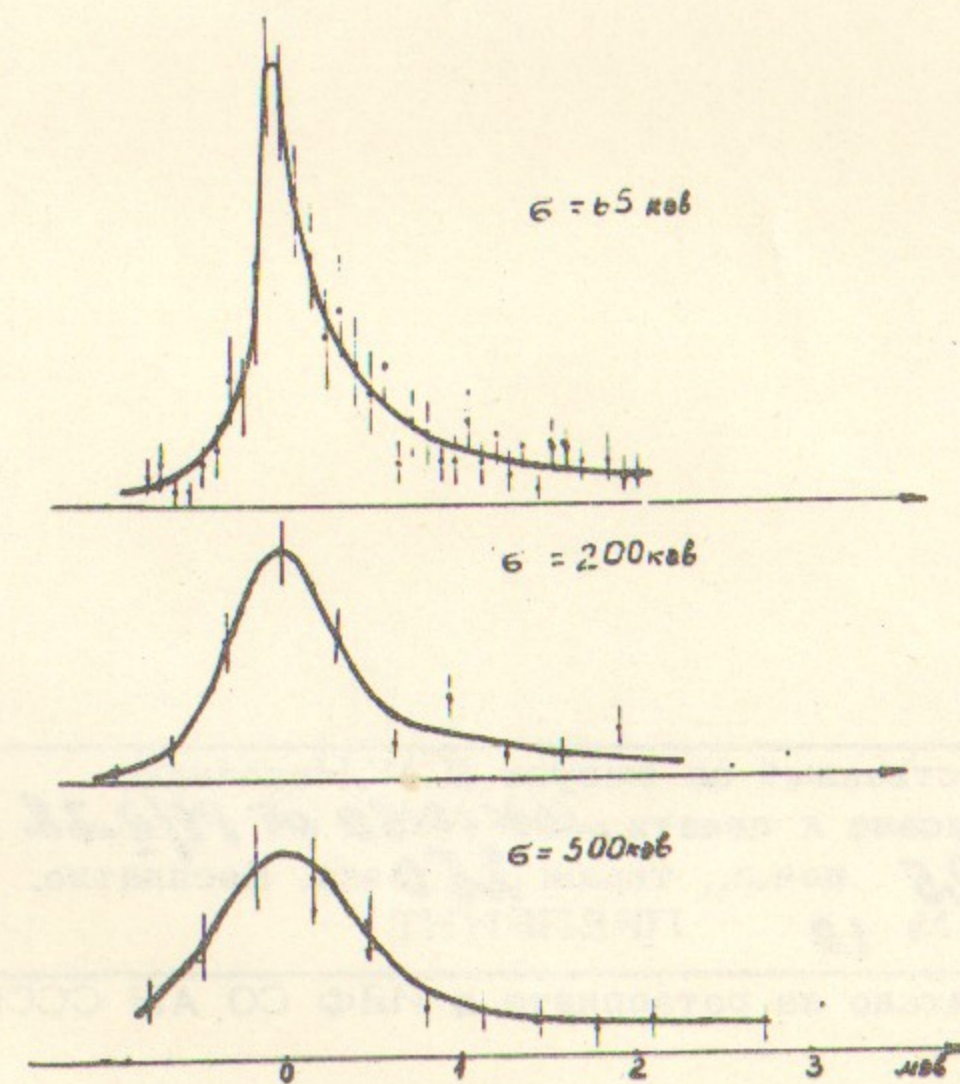


Рис. 4

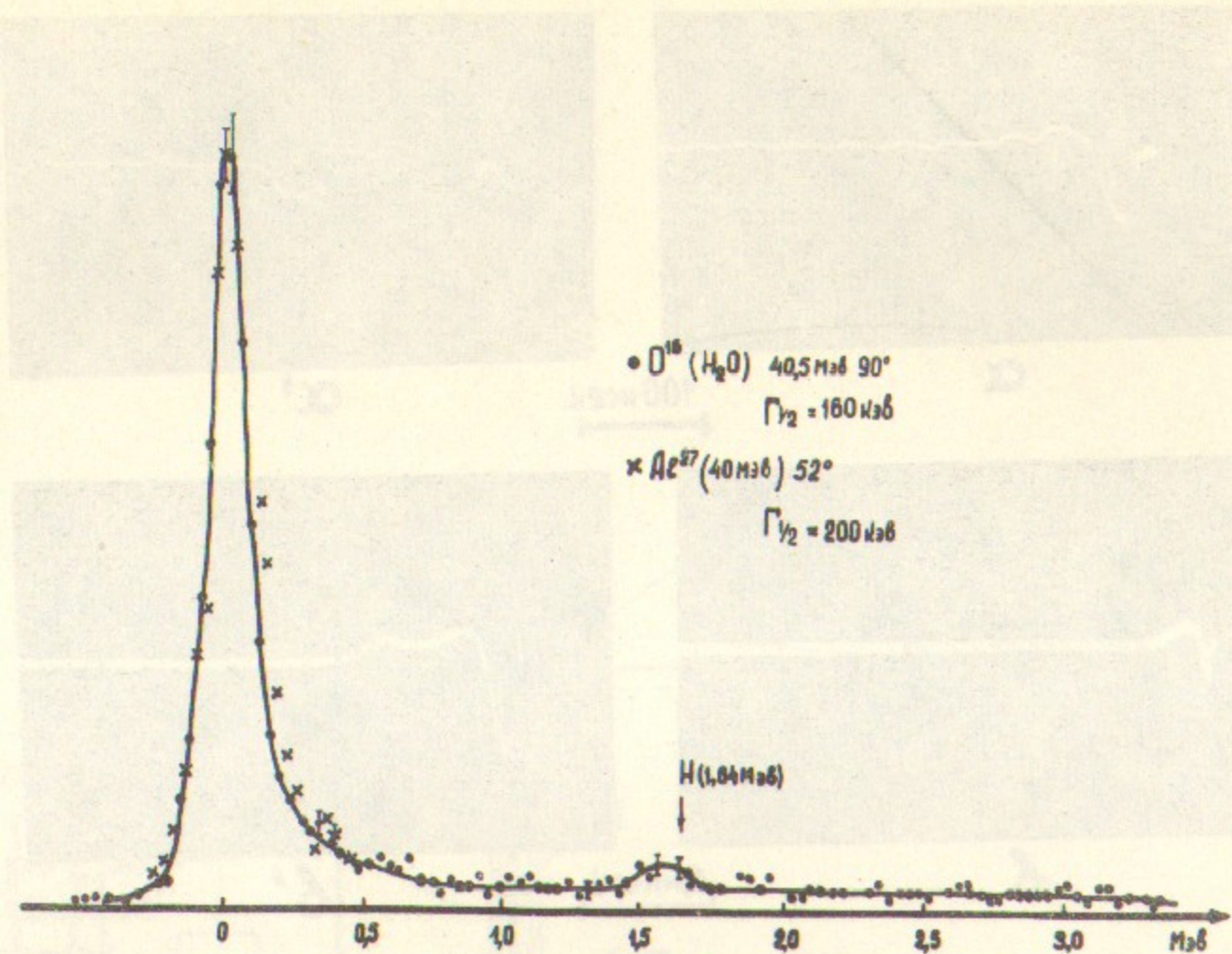


Рис 5

Ответственный за выпуск Д.М.Николенко  
 Подписано к печати *ЛН 10150 от 14/12-72*  
 Усл. 0,5 печ.л., тираж 250 экз. Бесплатно.  
 Заказ № 10 ПРЕПРИНТ

Отпечатано на ротаприфте в ИЯФ СО АН СССР