

ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ
СИБИРСКОГО ОТДЕЛЕНИЯ
АКАДЕМИИ НАУК СССР

11
ОРДЕНА ЛЕНИНА
ИНСТИТУТ АТОМНОЙ ЭНЕРГИИ
ИМ. И.В.КУРЧАТОВА

ПРЕПРИНТ И Я Ф 77 - 106

А.Н.Артемьев, В.А.Кабанник, Ю.Н.Казаков,
Г.Н.Кулипанов, Е.А.Мелешко, В.В.Скляревский,
А.Н.Скринский, Е.П.Степанов, В.Б.Хлестов,
А.И.Чечин

ПРОЕКТ И ПРЕДВАРИТЕЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬ -
ТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА ПО ВОЗБУЖДЕНИЮ
МЕССБАУЭРОВСКОГО УРОВНЯ ЯДРА ^{57}Fe С
ПОМОЩЬЮ СИНХРОТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Новосибирск

1977

А Н Н О Т А Ц И Я

Свойства синхротронного излучения (СИ) — его огромная спектральная яркость и естественная амплитудная модуляция — позволяют надеяться на возможность прямого возбуждения низколежащих (мессбауэровских) ядерных уровней и проведения серии временных экспериментов. Основным препятствием при постановке этих экспериментов является выделение малого количества резонансных квантов в полном потоке пучка СИ. Так отношение I_{res}/I_{tot} для естественной ширины мессбауэровского уровня $I_{4,4}$ кэв ^{57}Fe составляет $\sim 10^{-14}$.

В работе предложена и исследована схема эксперимента, предусматривающая предварительную монохроматизацию СИ монокристаллами Fe, подавление когерентного фона с помощью чисто ядерного резонансного отражения от монокристалла гематита $\alpha\text{-}^{57}\text{Fe}_2\text{O}_3$, подавление когерентного и некогерентного фона за счёт высокой поляризации пучка и использования отражения от гематита, близкого к $2\theta_B = 90^\circ$, снижения некогерентного фона при использовании анализирующего кристалла перед детектором. Используемая электроника позволяла выделить интересующий участок спектра (по энергии), измерить его мессбауэровский спектр и временное распределение.

Приводятся результаты предварительных измерений.

Свойства синхротронного излучения (СИ) позволяют надеяться на возможность прямого возбуждения низколежащих (мессбауэровских) ядерных уровней и проведения ряда весьма интересных экспериментов по изучению временного хода резонансной дифракции. Для постановки такого типа экспериментов без использования СИ необходима разработка ультраскоростных затворов^{ж)} и сверхсильных источников. Так, яркость пучка СИ существующих электронных накопителей в области энергий квантов 10 ± 30 кэв, в спектральном интервале, соответствующем ширине мессбауэровского уровня составляет 10^{11} фот/см²·сек·стер^{г)}, в то же время соответствующая яркость уникально мощных источников ($0,1$ кюри/мм²) составляет $2 \cdot 10^9$ фот/см²·сек·стер. Для проведения временных экспериментов с источником необходимо прерывание потока квантов, что понизит среднюю яркость источника еще в 100 раз. Наоборот, распределение во времени интенсивности СИ в накопителях (импульсы длительностью ~ 1 нсек с интервалом $0,1 \pm 1$ мсек) весьма удачно подходит для постановки таких экспериментов^{жж)}. В качестве мессбауэровского изотопа для проведения первых экспериментов по совокупности параметров оптимальным представляется использование ^{57}Fe .

СХЕМА ЭКСПЕРИМЕНТА; ОЦЕНКИ

Работа проводилась на пучке СИ накопителя ВЭПШ-3 (энергия электронов до 2,2 Гэв, радиус 6,15 м, ток до 100 ма). Полное число квантов всех энергий, излучаемых в миллирадиан радиального угла, 10^{16} фот/сек·мрад. Поток квантов с энергией 14,4 кэв в интервале энергий, равном естественной ширине уровня ^{57m}Fe $E=4,5 \cdot 10^{-9}$ эв, составляет ~ 100 фот/сек·мрад. Таким образом, доля резонансных квантов в пучке СИ $\sim 10^{-14}$ и измерения в прямом пучке, очевидно, невозможны.

ж)

Возможные пути создания таких затворов — колеблющаяся кварцевая пластина или резонансный поглотитель — в настоящее время разрабатываются авторами.

жж)

Другие возможности использования СИ для мессбауэровских экспериментов и ядерной спектроскопии обсуждались в [1], [2].

В настоящей работе предлагается следующая схема эксперимента (Рис. 1^а). Для уменьшения потока квантов, падающих на кристалл, содержащий мессбауэровские ядра, используется предварительная монохроматизация пучка СИ. Монохроматор представляет собой два совершенных кристалла Ge, стоящие в положении высокой дисперсии. Двухкристальный монохроматор такого типа необходим, во-первых, для выделения нужной длины волны из пучка СИ и, во-вторых, для уменьшения диффузного фона. При монохроматизации пучок отклонялся в вертикальной плоскости.

После монохроматора кванты попадают на кристалл гематита $^{57}\text{Fe}_2\text{O}_3$, установленный в положение чисто ядерного брегговского отражения. Это весьма резко снижает когерентный нерезонансный фон, определяемый дифракцией на электронах. Коэффициент запрещения (отношение интенсивности отражения нерезонансных гамма-лучей от электронов и ядер в запрещенном отражении (777) к интенсивности в разрешенном отражении (666)), определенный по форме кривой чисто ядерного отражения [3], составляет $K_3 \approx 10^{-5}$.

Ось вращения гониометра, на котором устанавливается кристалл гематита, находится в вертикальной плоскости и перпендикулярна пучку квантов, отраженных от монохроматора. Это позволяет при использовании высокой поляризации пучка СИ (при $E=2,2$ ГэВ для $\lambda=0,86\text{Å}$ средняя поляризация $p=90\%$, и отношение интенсивностей π и σ компонент $I_\pi/I_\sigma=5 \cdot 10^{-2}$) и угла чисто ядерного брегговского отражения, близкого к 90° ($2\theta_{777}=82^\circ$), дополнительно снизить поток когерентных нерезонансных квантов, а также некогерентного диффузного фона.

Подавление высших гармоник в СИ обеспечивается совокупностью плоскостей (111)Ge и (777) $^{57}\text{Fe}_2\text{O}_3$: $\lambda_0=0,86\text{Å}$ ($E=14,4$ кэВ) проходит через монохроматор ($\theta_B=7^\circ 30'$), но на гематите отражение за счёт дифракции на электронах запрещено, при этом осуществляется основной опыт-поиск чисто ядерного отражения излучения с длиной волны λ_0 ; $\lambda/2$ - не проходит через монохроматор - осуществляется погасание на системе плоскостей (222)Ge; $\lambda/3$ - проходит через монохроматор, но не отражается от гематита - имеет место погасание на системе плоскостей (21 21 21); $\lambda/4$ - проходит через монохроматор и отражается от гематита. Оценка показывает, что в последнем случае интенсивность на детекторе неве-

лика (в прямом пучке $\frac{I(\lambda/4)}{I(\lambda_0)} \approx 3 \cdot 10^{-5}$) и легко дискриминируется при амплитудном анализе.

Для регистрации γ -квантов использовался сцинтилляционный детектор (кристалл NaI толщиной 0,1 мм с фотоумножителем ФЭУ-85).

Мессбауэровский поглотитель, расположенный перед монохроматором, изготовлен из поликристаллического гематита (15 мг/см^2). Его толщины достаточно для полного поглощения резонансных квантов при $V=0$.

Оценим фон и величину эффекта - изменение скорости счёта при измерениях с двумя скоростями поглотителя $V=0$ и $V=\infty$ ($V_\infty=5$ см/сек) в описанной схеме эксперимента.

По предварительным оценкам основным эффектом, определяющим величину фона, является когерентное рассеяние на электронах монокристалла гематита, интенсивность которого определяется как:

$$I_{e\text{coh}}^s = \frac{N^s(\lambda) \left(\frac{\Delta\lambda}{\lambda}\right)_m \cdot K_{\text{Ge}}^2 \cdot K_{d-\text{Fe}_2\text{O}_3} \cdot \Delta\varphi \cdot K_3 \cdot K_5}{Z^s \rho} \quad (1)$$

$I_{e\text{coh}}^s$ - интенсивность на детекторе, обусловленная когерентным фоном;

S - индекс поляризации интенсивности пучка СИ;

$N^s(\lambda)$ - спектральная интенсивность синхротронного излучения с длиной волны λ соответствующей поляризации;

$\left(\frac{\Delta\lambda}{\lambda}\right)_m = 2 \cdot 10^{-4}$ - полса пропускания использовавшегося двухкристального монохроматора;

$K_{\text{Ge}} = 0,6$; $K_{d-\text{Fe}_2\text{O}_3} = 3 \cdot 10^{-2}$ - коэффициенты отражения рентгеновского излучения внутри кривой отражения от монокристаллов Ge (111) и гематита $d-\text{Fe}_2\text{O}_3$ (666) (измерены на двухкристальном рентгеновском спектрометре, излучение Mo K_α);

$K_3 \approx 10^{-5}$ - коэффициент запрещения отражения рентгеновских лучей от монокристалла гематита;

$\Delta\varphi = 2 \cdot 10^{-4}$ - мозаичность гематита, определяющая используемую горизонтальную расходимость пучка СИ;

K_5 - отношение поляризационных факторов для углов отражения (666) и (777) от монокристалла гематита;

Z^s - множитель, учитывающий свертку распределения СИ по и вертикальному углу и кривых отражения Ge кристал-

лов монохроматора;

$q = 2$ - нерезонансное ослабление в мессбауэровском поглотителе.

Интенсивность резонансных квантов:

$$I_{res}^s = \frac{N^s(\lambda) \frac{\Delta E(57m Fe) \cdot K_{Ge}^2 \cdot K_{\alpha-Fe_2O_3} \cdot L}{z^s q}}{\quad} \quad (2)$$

Здесь, дополнительно к (1) :

I_{res}^s - интенсивность на детекторе, обусловленная ядерной резонансной дифракцией;

$\frac{\Delta E(\alpha-Fe_2O_3)}{E} = 3,2 \cdot 10^{-13}$ - естественная ширина мессбауэровского уровня $I_{4,4}$ кэв ^{57}Fe ;

$L = 20$ - фактор, учитывающий сверхтонкое расщепление и уширение резонансной линии при ядерной дифракции на кристалле $\alpha^{57}Fe_2O_3$.

Оценки I_{scob}^s и I_{res}^s сведены в таблицу, из которой видно, что величина эффекта $\epsilon = \frac{I_{res}^s}{I_{scob}^s}$ (при скорости счёта ~ 10 фот/сек) составляет $\sim 7\%$. Весьма существенно, что эта оценка получена для случая непрерывного измерения. Использование при регистрации радикального различия времен высвечивания квантов, рассеянных на электронах и ядрах [4,5], может существенно улучшить экспериментальную ситуацию.

МОНОХРОМАТИЗАЦИЯ СИНХРОТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Схема монохроматора показана на Рис. 1^а). Первый кристалл располагался в центре диска (точка O_1), который мог вращаться относительно пучка СИ с шагом $3''$. На этом же диске была расположена ось вращения второго кристалла. Второй кристалл укреплялся так, чтобы его центр O_2 , ось его вращения O_2 и ось вращения диска O_1 образовывали равнобедренный треугольник. Существенно, что эта ситуация сохраняется при любых углах между кристаллами. Вращение $2^{го}$ кристалла относительно $I^{го}$ могло осуществляться с шагом $5''$. Конструкция монохроматора обеспечивала полную защиту от рассеянного излучения СИ; - это весьма важно с точки зрения фоновых условий. Были обеспечены истирочные перемещения монохроматора относительно пучка СИ.

Использовались монокристаллы Ge (ϕ 30 мм, толщина $\sim 300\mu$),

ширина кривых качания ($Mo K_{\alpha}$; SiO_2 (2022) без поправки на дисперсию) составляла $\sim 15''$, коэффициент отражения внутри кривой качания $\sim 0,6$. Кристаллы крепились к плоской поверхности металлического кронштейна каплей жидкого минерального масла.

Точная настройка монохроматора на нужную энергию осуществлялась пропусканием через него излучения мессбауэровского радиоактивного источника ^{57}Co ($\sim 0,2$ кюри). После настройки монохроматор переносился под пучок СИ. Ширина кривой пропускания СИ при вращении монохроматора как целого составила $\sim 30''$.

Так как прямой пучок СИ несет большую мощность (~ 2 вт/мм²), представлялось совершенно необходимым исследовать поведение монохроматора под таким пучком. Для этого вышедший из монохроматора пучок анализировался третьим кристаллом Ge, расположенным вместе кристалла гематита на гониометре. Предварительно пучок коллимировался (две щели 0,1 мм на базе 1,5 м). Вращение $3^{го}$ кристалла осуществлялось синхронным мотором; регистрация велась многоканальным анализатором в режиме многоканального пересчёта. На Рис. 2^а) показана зависимость положения одного из склонов кривой качания, а на Рис. 2^б) интенсивности дифрагированного пучка в зависимости от величины тока электронов в накопителе. Постоянство положения склона (величина ошибки определена из разброса положения склона при многократных проходах кривой качания и постоянном токе) доказывает отсутствие сдвига полосы пропускания монохроматора. Линейный рост интенсивности свидетельствует о неизменном коэффициенте отражения кристаллов Ge.

Таким образом, при использовавшихся режимах работы накопителя тепловой эффект отсутствует. Это, по-видимому, обязано тому, что мессбауэровский поглотитель, стоящий на пучке СИ, служит тепловым фильтром - ослабляя излучение с $E=I_{4,4}$ кэв примерно в два раза, он уменьшает, примерно на порядок, тепловой поток, падающий на первый кристалл монохроматора. Кроме того, конструкция кристаллодержателя обеспечивала эффективный теплосъём с тонких кристаллов монохроматора.

Использование больших токов и энергий электронов в накопителе или монохроматоров с более узкой кривой отражения может потребовать интенсивного принудительного охлаждения, либо более совершенных фильтров, использующих зеркало полного внутреннего

отражения (убирание коротковолновой части спектра и одновременно подавление высших гармоник) и поглотителей с правильно подобранным К-краем поглощения.

ОТРАЖЕНИЕ МОНОХРОМАТИЗИРОВАННОГО СИНХРОТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ОТ МОНОКРИСТАЛЛА ГЕМАТИТА

Использовался монокристалл гематита $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$, 85% ^{57}Fe , $7 \times 4 \text{ мм}^2$, мозаичность $\sim 40''$, коэффициент отражения рентгеновских лучей внутри кривой качания $\sim 3 \cdot 10^{-2}$. Справа на Рис.3 показаны кривые качания гематита под монохроматизированным пучком СИ (схема эксперимента Рис. 1^а) для разрешенного (666) и в районе запрещенного отражения (777). Ширина углового пика (666) составляет $3'$, что соответствует горизонтальной расходимости пучка СИ, падающего на гематит. Двугорбый характер кривой обусловлен наличием на участке отражения двух крупных зерен в монокристалле гематита. Аналогичные кривые были измерены и для других разрешенных отражений. Никакого пика в районе запрещенного отражения (777) обнаружено не было.

Для выяснения энергетического состава излучения были измерены амплитудные спектры отражений (666), (888) и в районе запрещенного отражения (777) (Рис.3, слева). В "сильном" отражении (666) спектр состоит из одного пика $E=14,4 \text{ кэВ}$, обусловленного дифракцией излучения $\lambda_0=0,86 \text{ \AA}$. В амплитудном спектре отражения (888) из-за резкого уменьшения когерентного отражения (СИ поляризовано, а угол $2\theta_B(888)=98^\circ$ близок к 90°) явно проявляется характеристическое флуоресцентное излучение железа гематита с энергией $6,3 \text{ кэВ}$ (Рис.3^б). Интенсивность этого изотропно распространяющегося от гематита излучения в районе отражения (777) ($2\theta_B=82^\circ$), уже оказывается много больше диффузного фона с $E=14 \text{ кэВ}$.

Таким образом, подавление фона в выбранной схеме оказывается настолько большим, что сравнительно слабый процесс флуоресценции оказывается доминирующим. Дальнейшее понижение фона (помимо временной отсечки) возможно уменьшением размера сцинтиллятора (площадь дифрагированного пучка 6 мм^2 , что много меньше размеров использовавшегося кристалла $\text{NaI } \phi 17 \text{ мм}$), постановкой фильтра из легкого материала перед детектором, амплитудной дискрим

минацией и постановкой анализирующего кристалла перед детектором. Последнее вдобавок снижает величину упругого диффузного фона в отношении приемного угла анализирующего кристалла к телесному углу гематит - детектор. Такое измерение было нами сделано.

В таблице сведены оценки интенсивностей и результаты измерений для использовавшегося режима работы накопителя. Видно, что как в разрешенных так и в районе запрещенных отражений интенсивности измеренные и полученные в результате оценок отличаются менее, чем на порядок. Такое согласие следует считать удовлетворительным, так как оценки интенсивности, по-видимому, сделаны не с большей точностью.

ВРЕМЕННЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ

Блок-схема электроники показана на Рис.4. Она состоит из канала формирования опорных импульсов, канала регистрации гамма-излучения, время-амплитудного преобразователя (Т-А конвертор) и амплитудного анализатора. Рассмотренная блок-схема реализована на основе блоков^{6,7/}.

Временное измерение на пучке СИ было проведено в схеме, показанной на Рис.1^а). Перед детектором был дополнительно установлен анализирующий кристалл пиролитического графита. Использовалось "слабое" отражение гематита (444), $\theta_B=22^\circ$ - его структурный фактор, отнесенный к одному атому железа, составлял 0,06. Такая схема на наш взгляд наиболее близко имитировала малую загрузку аппаратуры и низкий фон от диффузного рассеяния, ожидаемый в рабочих условиях. Пик мгновенной дифракции и фон от случайных совпадений между посылками СИ показан на Рис.5. Полная ширина пика на полувысоте оказывается 9нсек. Отношение пика к фону составляет $\sim 1,7 \cdot 10^3$. Для определения доли вклада шумов электроники было проведено контрольное измерение в тех же условиях, но без сцинтиллятора. Шумы практически отсутствуют (~ 1 событие за 10^3 сек). Достигнутое сейчас разрешение и отношение пик/фон позволит через 25 нсек после вспышки СИ измерить интенсивность в 10^3 раз меньшую, чем мгновенное рассеяние.

ОБСУЖДЕНИЕ ПОЛУЧЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ; ПЕРСПЕКТИВЫ

В описанной схеме эксперимента основная трудность постанов-

ки мессбауэровских экспериментов на синхротронном излучении, по-видимому, преодолена. Достигнуты условия, в которых подавлен фон, обусловленный мгновенной дифракцией на электронах огромного потока квантов СИ. Полученные результаты позволяют перейти к экспериментам по прямому возбуждению мессбауэровского уровня 57^mFe .

Использовавшиеся параметры накопителя ВЭПП-3 ($E=2$ Гэв, $I=30$ ма) не позволили за отведенное время провести эти эксперименты. Они будут продолжены в 1978 году. Следующим шагом, направленным на повышение числа резонансных квантов, будет также перенесение экспериментальной аппаратуры на пучок СИ, выходящий из затухателя ВЭПП-4^[8]. По сравнению с ВЭПП-3 ($E=2,2$ Гэв) на ВЭПП-4 ($E=4,5 \div 5$ Гэв) при одинаковом токе число резонансных квантов в пучке, выходящем из затухателя, будет больше в 150 раз. Позднее для этих целей можно использовать и пучок СИ из сверхпроводящей "змейки", которая будет установлена на ВЭПП-3^[9], где число резонансных квантов будет увеличено в 100 раз по сравнению с существующим вариантом.

Следует дополнительно отметить, что с помощью "ядерно-брегговской" монохроматизации, достоинства которой и пути решения проблем обсуждались в работе^[1], из таких пучков синхротронного излучения можно выделить пучок квантов со следующими качествами:

- позволяющий проводить мессбауэровские эксперименты с любыми ядрами;
- дающий интенсивный поток квантов в узком телесном угле;
- имеющий амплитудную модуляцию излучения с временами $0,1 \div 1$ нсек;
- обладающий естественной поляризацией излучения.

Такой пучок квантов станет идеальным мессбауэровским источником для различных областей исследований, где нашел применение эффект Мессбауэра (мессбауэровская спектроскопия, физические и прикладные исследования мессбауэровской дифракции, исследования сверхтонких взаимодействий в твердых телах и др.).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В заключение авторы выражают благодарность В.Ф.Дмитриеву, Ю.Каган, Н.А.Черноплекову, Э.В.Шуряку, М.И.Штокман, за полезные обсуждения, К.П.Алещину, А.Дубровину за помощь в работе.

Таблица I. Сравнение расчётных и экспериментальных данных для использовавшихся параметров накопительного кольца ($E = 2,0$ Гэв, $I_e = 10$ ма)

S	Z ^s		I ^s _{coh} (666) фот/сек		I ^s _{coh} (777) фот/сек		I ^s _{res} (777) фот/сек	
	нерез	рез	расч	эксп	расч	эксп	расч	эксп
σ	6	3	4,3 · 10 ⁵	6,6 · 10 ⁴	1,2	0,3	2 · 10 ⁻²	
π	15	7	1,4 · 10 ⁴		1,8		2 · 10 ⁻⁴	

ПОДПИСИ К РИСУНКАМ

- РИС 1 а) Схема эксперимента по возбуждению мессбауэровского уровня ^{57m}Fe с помощью синхротронного излучения.
б) Схема монохроматора.
- РИС 2 Тепловое влияние пучка СИ на монохроматор. Вверху зависимость угла отражения от $3^{\text{го}}$ кристалла Ge излучения, вышедшего из монохроматора. Внизу - интенсивность отражения в зависимости от тока электронов в накопителе.
- РИС 3 Отражение монохроматизированного пучка СИ от гематита.
а) кривые качания гематита в разрешенном отражении (666) и в районе запрещенного отражения (777).
б) энергетические (амплитудные) спектры, измеренные в разрешенных отражениях (666) и (888) и в районе запрещенного отражения (777)
- РИС 4 Схема электроники.
- РИС 5 Временное распределение рассеянных квантов на детекторе. Ширина пика мгновенных совпадений равняется 9 нсек и определяется временным разрешением детектора и электроники.

ЛИТЕРАТУРА

1. Г.Н. Кулипанов, А.Н. Скринский, УФН, 122, 3, 369 (1977)
2. *Synchrotron radiation research*, SSRP Report 76-100, 1976.
3. Е.П. Степанов, А.Н. Артемьев, И.П. Перстнев, В.В. Складневский, Г.В. Смирнов, ЖЭТФ, 66, 1150 (1974).
4. Ю. Каган, А.М. Афанасьев, ЖЭТФ, 50, 271 (1966).
5. П.А. Александров, ЖЭТФ, 65, 2047 (1973).
6. Е.А. Мелешко, А.Г. Морозов, ПТЭ, 1, 141 (1977).
7. Е.А. Мелешко, "Интегральные схемы в наносекундной технике" Москва, Атомиздат, 1977 г.
8. Г.И. Будкер и др. "Накопители ВЭП-2М, ВЭП-3, ВЭП-4 - источники синхротронного излучения". Доклад на конференции по приборам для исследования синхротронного излучения, ОРСЭ, сентябрь 1977 г.
9. Л.М. Барков и др. "Проект использования "змейки" из сверхпроводящих магнитов для генерирования синхротронного излучения на накопителе ВЭП-3", там же.

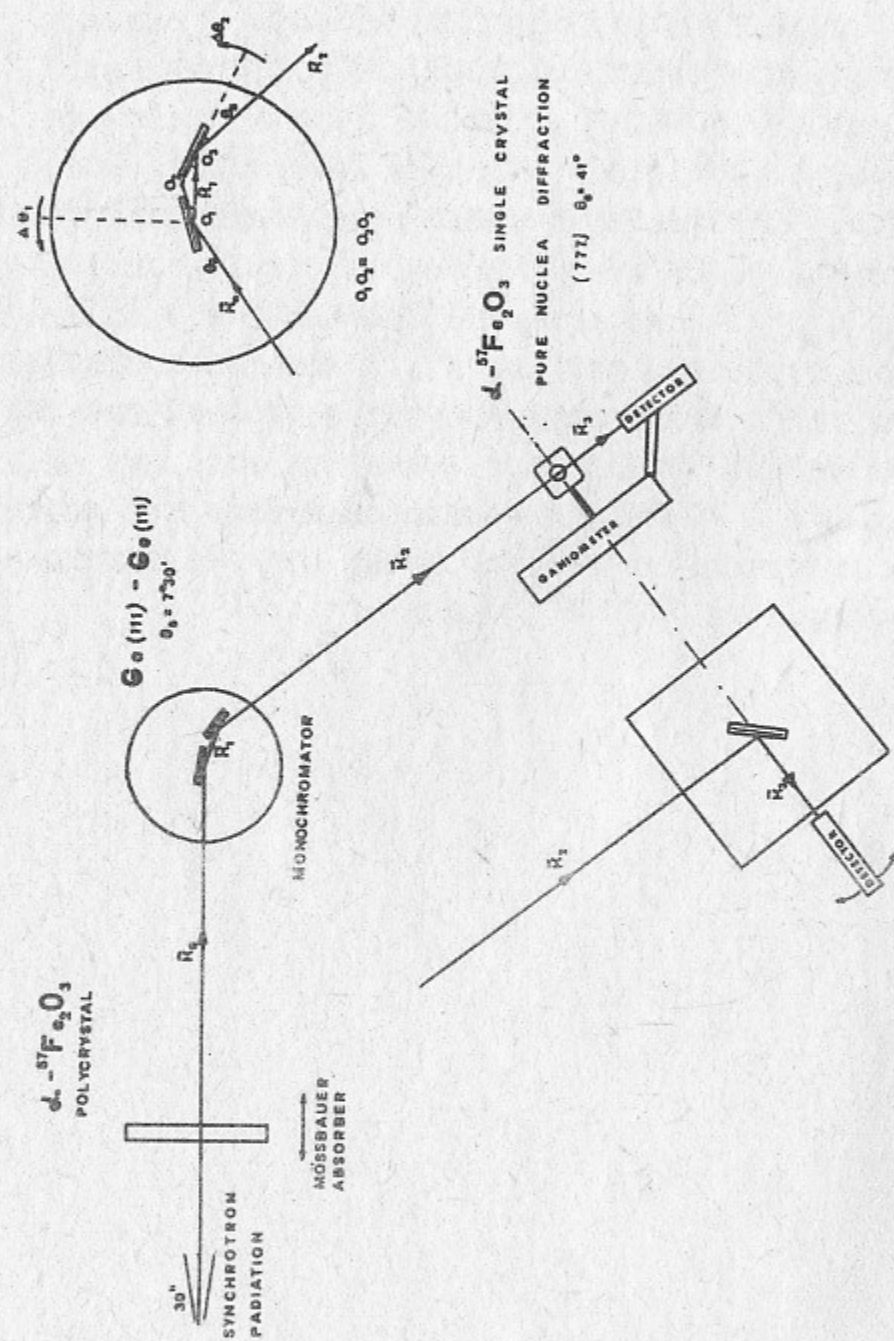


Рис. 1.

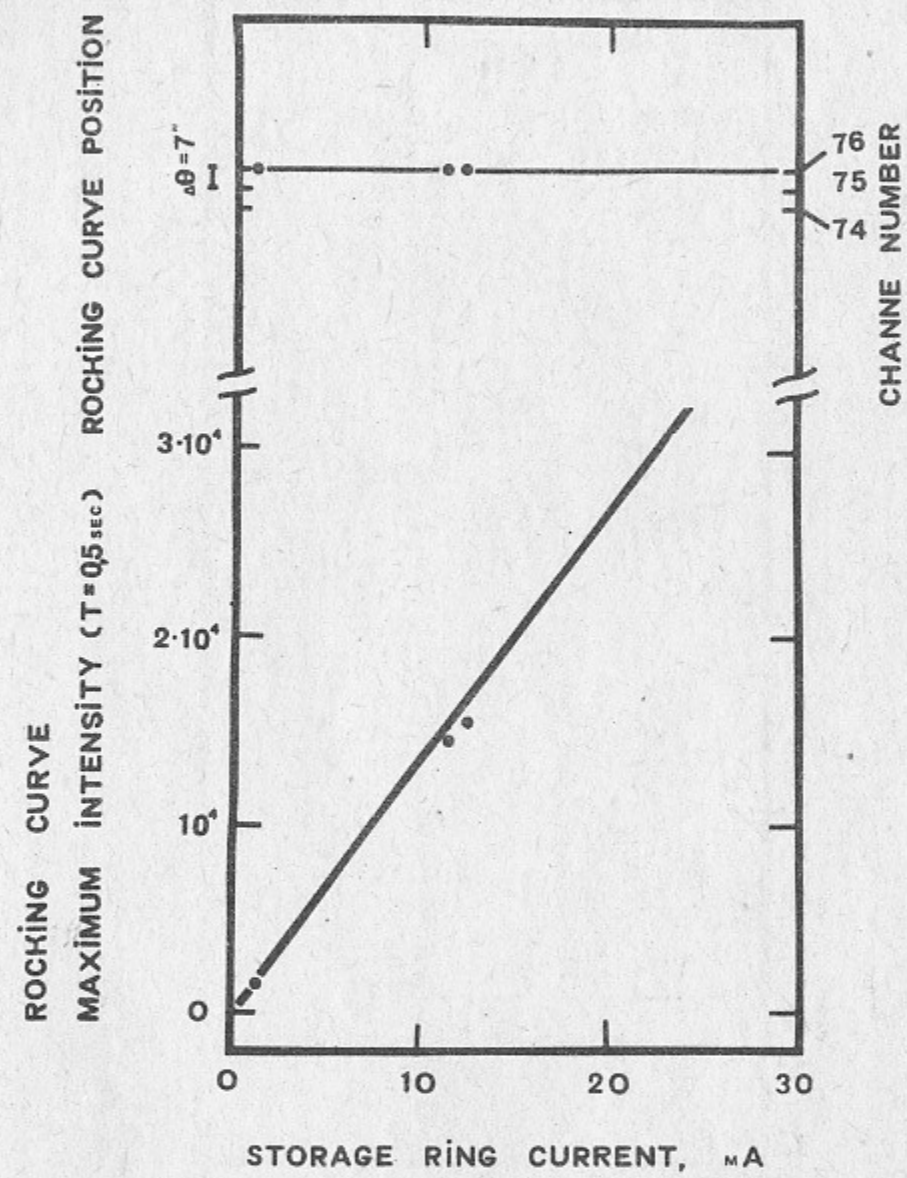


Рис. 2.

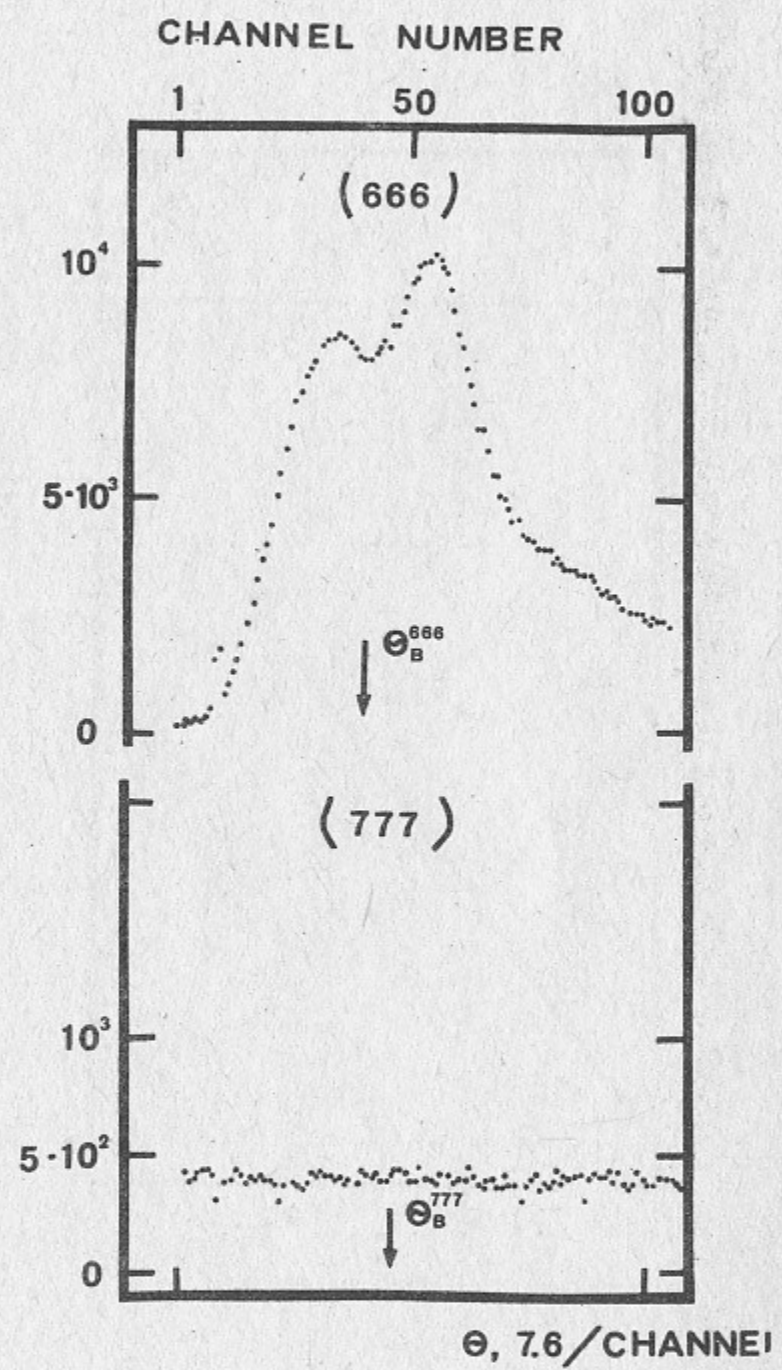


Рис. 3а

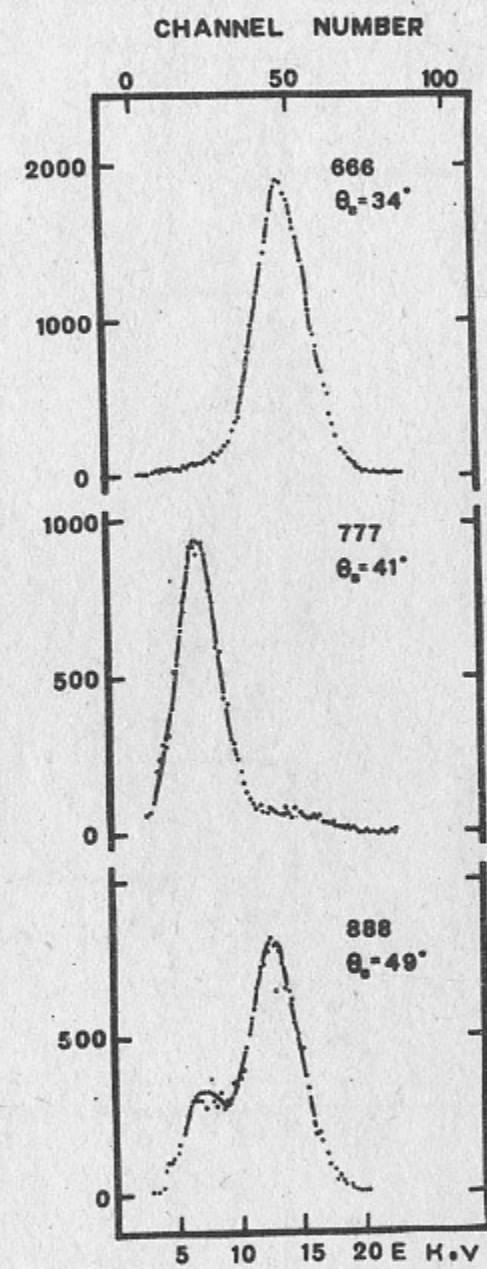


Рис. 3б

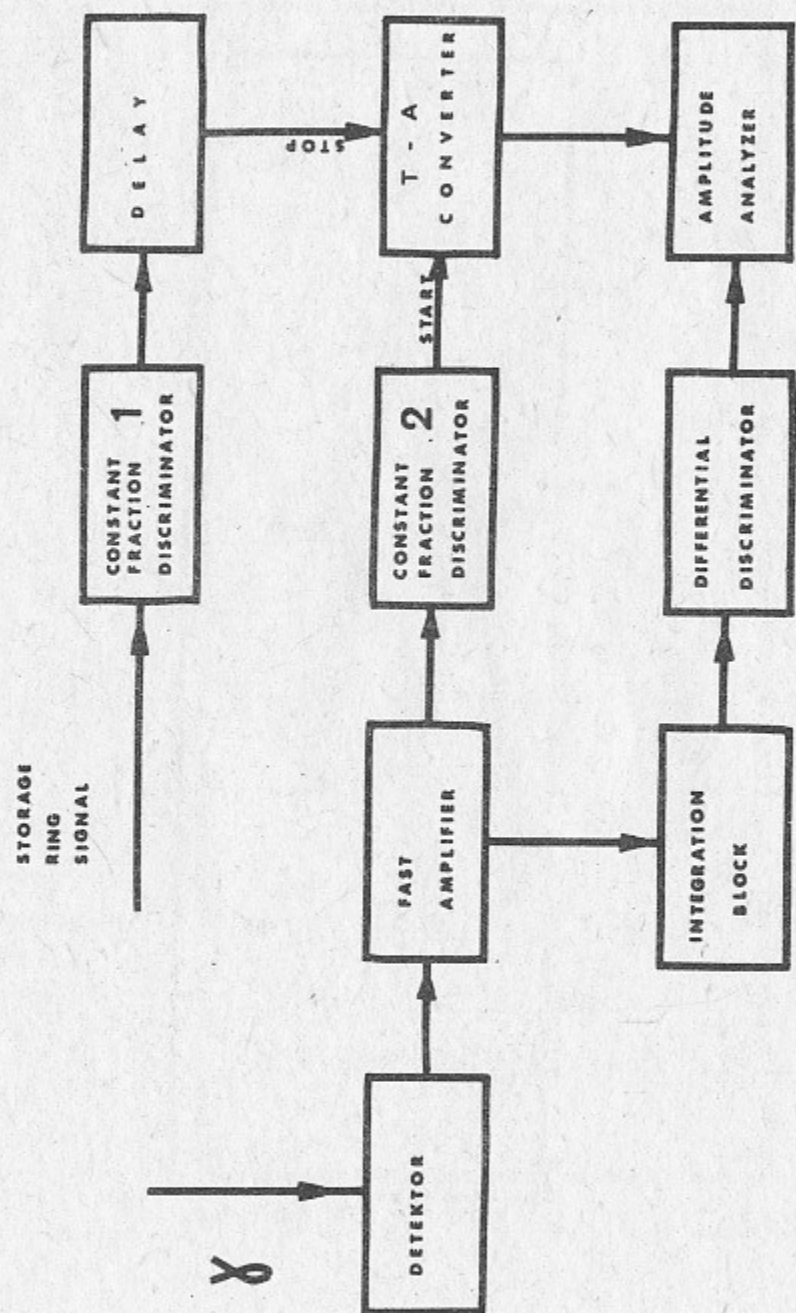


Рис. 4.

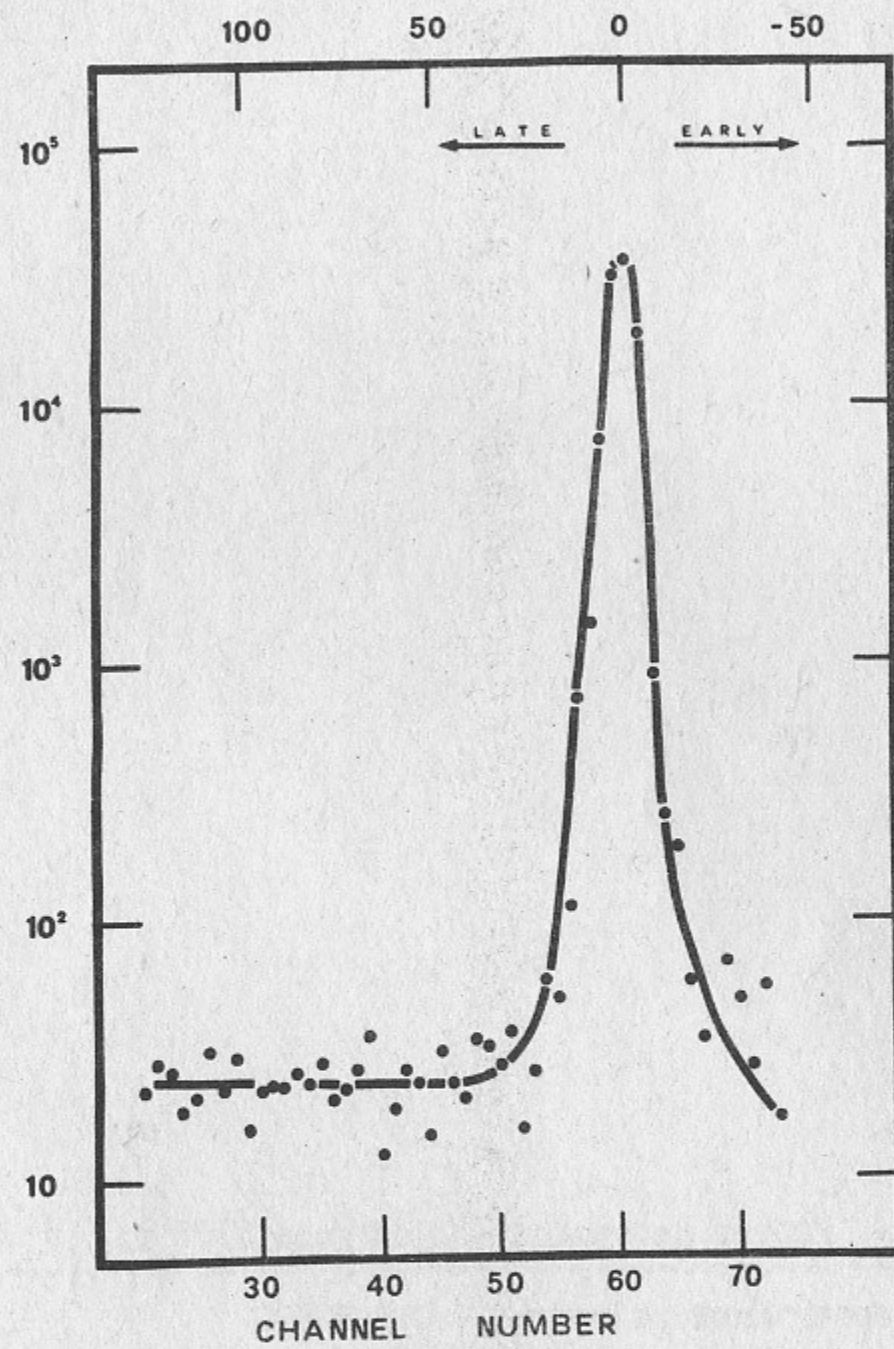


Рис. 5.

Работа поступила - 3 августа 1977 г.

Ответственный за выпуск - С.Г.ПОПОВ
Подписано к печати 2.XI-1977 г. МН 03047
Усл. I, I печ.л.; 0,9 учетно-изд.л.
Тираж 280 экз. Бесплатно
Заказ № 106.

Отпечатано на ротапринте ИЯФ СО АН СССР