

К 90

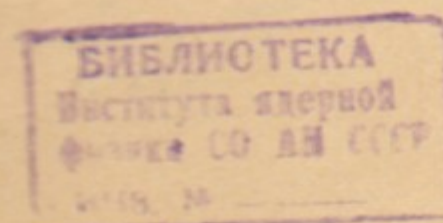
238

И Н С Т И Т У Т
ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СОАН СССР

ПРЕПРИНТ И Я Ф 77-12

Г.Н.Кулипанов, А.Н.Скринский

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ СИНХРОТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ-
СОСТОЯНИЕ И ПЕРСПЕКТИВЫ II
(ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЕ И ТЕХНОЛОГИЧЕСКИЕ
ВОЗМОЖНОСТИ)



Новосибирск

1977

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ СИНХРОТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ —
СОСТОЯНИЕ И ПЕРСПЕКТИВЫ II
(ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЕ И ТЕХНОЛОГИЧЕСКИЕ
ВОЗМОЖНОСТИ)

Г.Н.Кулипанов, А.Н.Скринский

А Н Н О Т А Ц И Я

Рассмотрены области применения синхротронного излучения (рентгеновская микроскопия, рентгеноструктурный анализ, молекулярная, атомная и ядерная спектроскопия). Основное внимание уделено тем вопросам, в которых применение синхротронного излучения открывает новые возможности.

Обсуждаются перспективы прикладного использования синхротронного излучения (метрология, медицина, материаловедение, радиационные технологии).

I. Использование синхротронного излучения для рентгеновской микроскопии

Появление источников рентгеновского излучения на много порядков более ярких, чем существовавшие прежде, заставляет по-новому взглянуть на возможности различных вариантов микроскопии в этом диапазоне длин волн ($\lambda \leq 100 \text{ \AA}$).

I. I. Контактная микроскопия

Логически простейшим вариантом микроскопии является контактная микроскопия (см. рис. I). Почти параллельный пучок "белого" или монохроматизированного пучка СИ проходит через объект, находящийся на расстоянии L_1 от точки излучения, и попадает на регистратор, расположенный на малом расстоянии L_2 от объекта.

Контактная микроскопия основана на использовании высокого разрешения регистраторов (разрешение современных регистрирующих сред достигает нескольких тысяч линий на миллиметр, разрешаемые размеры приближаются к 1000 \AA). В качестве регистраторов можно использовать фотоэмульсии, разработанные для ядерных экспериментов и оптической голографии, и новые специальные голографические материалы, изменяющие под действием излучения свой показатель преломления. Просмотр может осуществляться либо с помощью оптического микроскопа, либо с использованием лазерных методик.

Необходимость использования в контактной микроскопии столь высокоразрешающих регистраторов делает сегодня, по-видимому, невозможным непосредственный ("в линию") ввод информации в ЭВМ, хотя создание регистрирующих сред без проявления и применение лазерного считывания может изменить это положение.

В контактной микроскопии контрастность изображения определяется модуляцией поглощения в изучаемом образце. При использовании аналоговых регистраторов (регистраторы без счёта квантов) минимальная регистрируемая модуляция скорее всего составляет несколько процентов. Применение такого типа регистраторов сильно понижает чувствительность метода, так как для образования

изображения требуется на 2-3 порядка больше квантов (например, на площадь разрешаемого элемента), чем это определяется статистическими шумами приемника, регистрирующего каждый падающий на него квант.

Пространственное разрешение при контактной микроскопии ($\delta_{к.м.}$) определяется разрешением регистратора, геометрическими характеристиками источника излучения, характеристиками монохроматора (если он используется) и дифракцией излучения с длиной волны λ на изучаемых деталях объекта размером $\delta_{к.м.}$.

$$\delta_{к.м.}^2 = \delta_p^2 + \left(\frac{\Delta_{x,z}}{L_1} \cdot L_2\right)^2 + \delta\theta_M^2 \cdot L_2^2 + L_2 \cdot \lambda,$$

где δ_p - разрешение регистратора

$\Delta_{x,z}$ - размер источника излучения,

$\delta\theta_M$ - угловая ширина кривой отражения кристалла-монохроматора, связанная обычно со спектральной шириной излучения, выделяемого монохроматором

$$\delta\theta_M \sim \delta\lambda/\lambda.$$

Поэтому для получения микрорентгенограммы с пространственным разрешением $\delta_{к.м.}$ необходимо иметь регистратор с $\delta_p < \delta_{к.м.}$,

использовать монохроматор с $\delta\theta_M \leq \delta_{к.м.}/L_2$, выбрать расстояние от источника излучения до предмета $L_1 \approx \frac{\Delta_x}{\delta_{к.м.}} \cdot L_2$

. Для получения предельной освещенности предмета необходимо выбрать $L_{opt} = \frac{\Delta_x}{\delta_{к.м.}} \cdot L_2$, а так как обычно в накопителе $\Delta_x \gg \Delta_z$, то для получения максимального числа квантов на разрешаемый элемент предмета приходится применять фокусировку излучения по вертикали. При этом на площадь разрешаемого элемента $\delta_{к.м.}^2$ придется число квантов в секунду

$$N_\delta \text{ равно } N_\delta = \frac{dN}{d\Omega} \cdot \frac{\delta^2}{L_{opt}^2} = \frac{dN}{d\Omega} \cdot \frac{1}{\Delta_x \Delta_z} \cdot \frac{\delta^4}{L_2^2} = B_\lambda \cdot \frac{\delta^4}{L_2^2} \cdot \frac{\Delta\lambda}{\lambda}$$

Для того, чтобы дифракция на деталях предмета с размером не ухудшала разрешения, L_2 должно быть не больше δ^2/λ . Интересно отметить, что при таком максимально допустимом удалении регистратора число полезных квантов на площадь разрешаемого элемента определяется только источником излучения

$$N_\delta = B_\lambda \cdot \lambda^2 \cdot \frac{\Delta\lambda}{\lambda}$$

При этом размер освещаемой части образца по вертикали $\Delta z_{обр} = \frac{\delta \cdot \Delta z}{\lambda} \cdot \psi_\lambda$, число разрешаемых элементов по вертикали $n_z = \frac{\Delta z}{\lambda} \cdot \psi_\lambda$. Выбор оптимального монохроматора, имеющего $\Delta\theta_M = \frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \delta/L_2$, позволяет иметь максимальную освещенность.

В качестве монохроматора при $\Delta\lambda/\lambda \lesssim 10^{-2}$ можно использовать кристаллические монохроматоры, при желании работать с более широким диапазоном длин волн придется, по-видимому, прибегать к комбинации фильтров и полного внешнего отражения. Возможна разработка высокоразрешающих регистраторов с селективной чувствительностью к определенному участку длин волн. Использование же в контактной микроскопии регистраторов с хорошим энергетическим разрешением сегодня исключено.

В качестве примера рассмотрим возможности контактной микроскопии на пучке СИ накопителя ВЭШ-3, имеющего при $E=2,2$ ГэВ и токе 100 мА яркость $B_\lambda = (0.2+1) \cdot 10^{24} \cdot \frac{\Delta\lambda}{\lambda} \left(\frac{\text{фотон}}{\text{сек} \cdot \text{ст} \cdot \text{см}^2}\right)$ в диапазоне $\lambda = (0.5+10) \text{ \AA}$

Таблица I

$\delta_{к.м.}$ мкм	λ \AA	L_2 мм	$\Delta\theta = \frac{\Delta\lambda}{\lambda}$	N_δ^{max} $\frac{\text{фотон}}{\text{сек} \cdot \delta^2}$
0,3	1	1	$3 \cdot 10^{-4}$	$1,5 \cdot 10^4$
2	1	40	$2 \cdot 10^{-3}$	$1,6 \cdot 10^8$
2	10	4	$2 \cdot 10^{-3}$	$3 \cdot 10^8$

Большие значения N_δ^{max} позволяют надеяться получать микрорентгенограмму объекта за время $(10^{-5}+10^{-1})$ сек. Большая величина яркости источников синхротронного излучения позволяет получать за малые времена микрорентгенограммы с хорошим пространственным разрешением при сравнительно большой величине

(1-10) мм, что даёт возможность:

- вести съёмку различных образцов, в том числе биологических объектов, в специальном контейнере, имеющем достаточную однородность поглощения на рабочей длине волны;

- использовать специальные кинематические затворы для съёмки микрокинофильмов;

- вести многоракурсную съёмку образца с последующей стереоскопической интерпретацией.

Возможность выделения любой длины волны из спектра синхротронного излучения позволяет работать в области K -краев поглощения средних и тяжелых элементов ($\lambda = 0,5-20 \text{ \AA}$), присутствующих в образце. Разностная картина, получаемая от съёмки образца точно на K -крае поглощения и чуть ниже по энергии, позволяет существенно повысить контрастность изображения.

Наиболее удобной областью длин волн для контактной микроскопии является диапазон (0,5-4) \AA , для которого существуют регистраторы с высоким разрешением и не требуется работать в вакууме. Переход к большим длинам волн, возможно, будет оправдан

для получения хорошего контраста при съёмке предельно тонких образцов (типа моноклеточных слоев). Для улучшения контрастности можно, как и в оптической микроскопии, использовать "подкраску" нужных деталей сильно-поглощающими веществами.

Иллюстрацией возможности рентгеновской контактной микроскопии может служить работа [34], выполненная совместно сотрудниками ИАЭ СО АН СССР и ИЯФ СО АН СССР, в которой представлены результаты проецирования тестовых объектов (никелевая сетка, шаг сетки 30 мкм, ширина нитей и их толщина - 7 мкм) немонохроматизированным ($\lambda = 0,5-4 \text{ \AA}$) рентгеновским синхротронным излучением накопителя ВЭШ-3 на халькогенидные стеклообразные пленки. Под действием рентгеновского излучения в этих пленках происходит изменение показателя преломления для излучения в видимом свете (никакого проявления не требуется). Разрешающая способность плёнок свыше $5000 \frac{\text{лин}}{\text{мм}}$. Контроль качества регистрируемого изображения и выбор экспозиции осуществляется в процессе экспозиции по картине дифракции, возникающей от лазерного пучка на появляющейся фазовой решетке.

На рис. 2 приведено увеличенное изображение фазовой решетки, наблюдаемой в микроскопе методом фазового контраста. Размытие изображения не превышало 0,5 мкм, время экспозиции составляло несколько секунд (ток в накопителе 50 мА, $E=2 \text{ ГэВ}$, расстояние от точки излучения до образца $\sim 10 \text{ м}$, расстояние образец - регистратор $\sim 1 \text{ мм}$).

1.2. Рентгеновская топография

Родственной контактной микроскопии является рентгеновская топография монокристаллов, позволяющая непосредственно наблюдать изображения различных дефектов и получать информацию о реальной структуре кристаллов. Изучение внутренней структуры рефлексов, получавшихся при отражении под брэгговскими углами, позволяет исследовать дефекты, находящиеся только вблизи поверхности кристаллов. При работе на прохождение (как при съёмке Лауэ-грамм) можно изучать структуру тонких кристаллов по всему сечению.

При использовании рентгеновских трубок в качестве источников излучения время получения топограмм составляет несколько суток (трубка $P=1 \text{ кВт}$, MoK_α -излучение, размер топограммы $8 \times 8 \text{ мм}^2$ [35]). Следует также отметить, что расшифровка топограмм до сих пор основана на качественных рассмотрениях, некоторые детали топограмм остаются необъясненными [36]. Во многом это связано с тем, что в экспериментах используется некогерентное освещение и получаемая информация очень трудна для интерпретации. Практическая реализация когерентного освещения при использовании рентгеновских трубок невозможна, так как это привело бы к существенному увеличению и так уже громадных времен получения топограмм.

Поэтому для рентгеновской топографии чрезвычайно эффективен переход на синхротронное излучение, так как:

- резко сокращается время получения топограмм ($\sim 10^3 - 10^5$ раз) при одновременном улучшении пространственного разрешения (оценки достижимых разрешений и времен экспозиции близки к приведённым для контактной микроскопии);

- большая яркость СИ позволяет получать топограммы при когерентном освещении (см. раздел "Голографическая микроскопия");

- использование непрерывного спектра СИ позволяет одновременно регистрировать несколько рефлексов (до 10-20), не требуя точной юстировки кристалла;

- естественная поляризация синхротронного излучения открывает новые экспериментальные возможности.

На рис. 3 показана фотография топограммы кварца, полученная сотрудниками Института кристаллографии АН СССР с использованием СИ накопителя ВЭШ-3. Топограмма получена по методу Лдуэ в белом пучке СИ. Расстояние от точки излучения до образца ~ 12 м, расстояние от образца до фотопленки 12 см. Образец-пластинка толщиной 0,8 мм. Время получения топограммы ~ 5 сек (при токе накопителя 20 мА и энергии 2 ГэВ), пространственное разрешение не хуже 1 мкм. На топограмме видны дислокации сдвига.

1.3. Проекционная микроскопия

Использование этого варианта позволяет отказаться от применения регистратора с высоким разрешением, равным требуемому разрешению по образцу. Исследуемый образец просвечивается рентгеновскими квантами, исходящими из диафрагмы размером δ_d , расположенной на расстоянии L_2 до образца. Увеличенное изображение образца проектируется на детектор, имеющий разрешение δ_p , помещенный на расстоянии L_p за образцом.

Пространственное разрешение при проекционной микроскопии определяется размером диафрагмы и ограничено дифракцией на изучаемых деталях образца размером $\delta_{п.м.}$:

$$\delta_{п.м.}^2 = \delta_d^2 + \lambda L_2 + \delta_p^2 \left(\frac{L_2}{L_p} \right)^2$$

Для получения предельного разрешения, равного размеру диафрагмы, регистратор должен располагаться достаточно далеко:

$$L_p \geq \frac{\delta_p}{\delta_{п.м.}} \cdot L_2$$

Расстояние L_2 должно быть выбрано так, чтобы дифракция на изучаемом элементе образца с размером $\delta_{п.м.}$ давала углы, меньшие угла видимости диафрагмы от образца

$$L_2 \leq \delta_{п.м.}^2 / \lambda$$

Оценим теперь максимальное количество полезных квантов (т.е. квантов, которые можно собрать в отверстие размером $\delta_{п.м.}$) и число квантов, которое может попасть на разрешаемый элемент размером $\delta_{п.м.}$ на образце.

Если не использовать фокусировки на диафрагму и расположить ее в непосредственной близости от источника, то через диафрагму площадью δ^2 будет в секунду проходить число квантов порядка $B_\lambda \delta^2 \psi_{си\lambda} \frac{\Delta\lambda}{\lambda}$. Разумное применение фокусирующих элементов, которые могут обеспечить фокусировку с углами $\theta_\varphi \gg \psi_{си\lambda}$, даст число полезных квантов $B_\lambda \delta^2 \theta_\varphi^2 \frac{\Delta\lambda}{\lambda}$ (при этом один из фокусирующих элементов может быть одновременно и монохроматором). Следует заметить, что разные точки объекта при больших углах собирания будут освещаться под существенно разными углами. В этом случае требуется изогнуть объект соответствующим образом.

Максимальная освещенность (на $\delta_{п.м.}^2$) образца будет достигнута в тривиальном случае, когда тонкий образец расположен вплотную к диафрагме; этот случай, интересный только в сканирующем варианте, будет рассмотрен ниже. В собственно проекционном варианте минимальное расстояние от диафрагмы до предмета определяется желаемым полем зрения, которое можно охарактеризовать числом разрешаемых элементов по каждому из направлений "x, z" (соответственно, размер освещенной части образца по одному направлению $\Delta o \delta_p = \pi \delta$). Тогда на один разрешаемый элемент будет падать квантов в секунду $N_\delta = B_\lambda (\theta_\varphi / \pi)^2 \frac{\Delta\lambda}{\lambda}$ при расстоянии от диафрагмы до предмета

$$L_2 = \frac{\pi \cdot \delta_{п.м.}}{\theta_\varphi}$$

Но это расстояние не должно быть больше допустимого дифракционным размытием на деталях объекта $\sim \delta_{п.м.} / \lambda$. При таком максимально допустимом расстоянии на разрешаемый элемент придёт в секунду квантов

$$N_\delta = B_\lambda \lambda^2 \frac{\Delta\lambda}{\lambda}$$

о число разрешаемых элементов будет по каждому из направлений

$$n = \frac{\theta_{\varphi} \cdot \delta_{п.м.}}{\lambda}$$

Оно является максимально возможным, если не пользоваться специальными рассеивателями внутри диафрагмы. Количество разрешаемых элементов могло бы быть увеличено помещением внутри диафрагмы каких-то слабопоглощающих рассеивателей (при этом квадратично с увеличением числа разрешаемых элементов уменьшается освещенность образца).

При анализе возможностей проекционного варианта на СИ в рентгеновском диапазоне нужно иметь в виду, что из-за слабой поглощающей способности веществ при этих длинах волн диафрагма будет представлять собой длинный канал в поглощающем материале и при разрешениях микронного масштаба θ_{φ} не может быть гораздо больше чем 10^{-2} (хотя здесь и возможно использование воронкообразных каналов с большими углами, лишь бы суммарное число квантов, проходящих через материал, было значительно меньше числа прошедших через отверстие).

Возможность использования регистраторов с плохим разрешением позволяет перейти в проекционной микроскопии к использованию современных координатно-чувствительных детекторов (типа проводочных пропорциональных камер) с эффективностью счёта квантов близкой к единице. Это позволяет приблизить различаемый контраст изображения к уровню, определяемому статистическими флуктуациями. Важным достоинством является также легкая возможность включать эти регистраторы в линию с ЭВМ.

Энергетическое разрешение современных координатно-чувствительных детекторов очень слабое, поэтому для фиксации узкого диапазона используемых длин волн необходимо применение монохроматоров. С этой точки зрения очень важным будет кажущееся сегодня возможным создание средствами полупроводниковой интегральной микроэлектроники детекторов, обладающих как достаточным координатным (число разрешаемых элементов по одному

направлению ~ 100), так и энергетическим разрешением (допустим, порядка процента). Напомним, что уже сейчас в рентгеновском диапазоне разработаны одиночные полупроводниковые детекторы с энергетическим разрешением $\sim 1\%$.

Легкость работы в проекционной микроскопии регистраторов в линию с ЭВМ сильно упрощает получение сведений о поглощении образца на разных длинах волн, что позволяет по К-скачкам поглощения получить информацию о распределении средних и тяжелых элементов по образцу (с тем же пространственным разрешением $\delta_{п.м.}$).

Яркость (в направлении излучения) современных источников СИ на много превосходит яркость лучших микрофокусных рентгеновских трубок даже для их характеристического излучения. Однако изотропность излучения трубок приводит к тому, что для проекционной микроскопии полное число полезных квантов (в характеристических линиях) приближается к даваемому электронными накопителями (правда, минимальный размер излучателя в трубке будет не меньше диффузионной длины торможения быстрых электронов рентгеновской трубки). Поэтому основным достоинством синхротронного излучения в этом варианте микроскопии остается возможность работать на любой длине волны и лишь в будущем есть надежда перейти к регистраторам с высоким энергетическим разрешением, что сильно увеличит число реально используемых квантов.

1.4. Сканирующая микроскопия

Очень плодотворным вариантом рентгеновской микроскопии, уже осуществленном на пучке СИ [37], является сканирующая микроскопия. В этом варианте ограниченный диафрагмой с размером δ поток квантов падает на близко расположенный образец и регистрируется результат взаимодействия квантов с материалом образца. Момент регистрации синхронизирован с положением диафрагмы, сканирующей по образцу.

Сканирование может быть осуществлено либо перемещением образца при неподвижных диафрагме, системе собирания квантов (источник и фокусирующие элементы) и регистрирующей части,

либо при неподвижном предмете перемещением диафрагмы и, при большом просматриваемом поле, всего остального (часто регистрирующую часть допустимо оставлять неподвижной). При больших скоростях сканирования предпочтительнее, по-видимому, второй вариант. При очень малых скоростях сканирования допустимо использование чистой микромеханики. При больших скоростях рационально использовать различные электромагнитно-механические явления типа пьезо-эффекта. Конкретные варианты могут быть очень разнообразными.

Пространственное разрешение при сканирующей микроскопии определяется размером диафрагмы δ , при условии, что углы падения излучения на диафрагму θ_{φ} и дифракционные углы λ/δ дают на расстоянии L_2 от диафрагмы до выходной поверхности образца увеличение размеров меньше δ :

$$\delta_{с.м.}^2 = \delta^2 + \theta_{\varphi}^2 \cdot L_2^2 + \frac{\lambda^2 \cdot L_2^2}{\delta^2}$$

Полное число полезных квантов, проходящих через диафрагму в секунду при оптимальной фокусировке пучка СИ ($\theta_{\varphi} = \delta/L_2$), будет не больше $N_{\Sigma} = B_{\lambda} \cdot \frac{\delta^4}{L_2^2} \cdot \frac{\Delta\lambda}{\lambda}$.

При использовании же предельных толщин образцов, допускаемых дифракцией, полное число квантов в секунду будет не больше

$$N_{\Sigma}^{диф} = B_{\lambda} \cdot \lambda^2 \cdot \frac{\Delta\lambda}{\lambda}$$

Если интересующая область образца имеет площадь Δ^2 , то среднее по периоду сканирования число квантов в секунду, проходящее на разрешаемый элемент площадью δ^2 будет не больше

$$N_{\delta} = N_{\Sigma} / \pi^2,$$

где $\pi = \Delta/\delta$ - число разрешаемых элементов образца по одному направлению.

Существенным преимуществом сканирующей рентгеновской микроскопии (как и сканирующей электронной микроскопии) является возможность регистрации всей гаммы эффектов взаимодействия излучения с образцом, что даёт возможность получать очень богатую информацию об образце. Особенно расширяются воз-

можности при одновременной модуляции энергии падающих квантов, возможной благодаря непрерывности спектра СИ. В принципе, можно дополнить эксперимент еще и покачиванием образца вокруг осей, перпендикулярных падающему пучку, для получения трехмерной картины.

Изучая зависимость коэффициента поглощения падающего пучка от координаты диафрагмы и энергии квантов, можно получить распределение химических элементов по образцу, наблюдая K -, L - скачки поглощения. Требуемую картину можно получить, пользуясь сплошным спектром падающего на диафрагму излучения и применив регистратор с энергетическим разрешением $\sim 1\%$. Используя хорошую предварительную монохроматизацию излучения можно получить представление о распределении химического состояния этих элементов, изучая тонкую структуру поглощения вблизи скачков поглощения (см. раздел III). При изучении поглощения в образцах с очень низкими концентрациями интересующих элементов важно отстроиться от вторичных (в основном люминесцентных) квантов, что можно достигнуть, регистрируя только кванты, идущие по направлению падающего пучка, и устанавливая энергетический порог дискриминации между энергией люминесцентных и энергией падающих квантов.

Информацию о распределении элементов по образцу можно получить и по регистрации люминесцентных квантов (характеристическое излучение интересующих элементов). Характерные особенности синхротронного излучения позволяют резко повысить чувствительность метода и соответственно понизить уровень предельно измеряемых концентраций элементов (о способах уменьшения фона, определяемого когерентным и комптоновским рассеянием первичных фотонов см. в разделе IV).

Очень ценную информацию о локальной структуре образца можно получить, используя сканирующую диафрагму в сочетании с различной аппаратурой для рентгеноструктурного анализа, работающей "в линии" с ЭВМ.

Некоторую полезную информацию можно получить, измеряя количество и энергию вторичных электронов, как функцию положения диафрагмы. При этом информативны будут две группы ква-

зиэнергетичных электронов: фотоэлектроны и Оже-электроны. Глубина выхода электронов невелика (~ 1 мк для 10 КэВ), поэтому по ним можно получить информацию о внутренних областях образца, в основном, для достаточно тяжелых элементов. Зато работая с низко-энергичными электронами, можно получить микрораспределение элементов по поверхности образца.

Сравнивая возможности сканирующей рентгеновской (имеется в виду проникающий диапазон) микроскопии и родственной сканирующей электронной микроскопии, отметим, лишь следующее. Рентгеновская микроскопия, в отличие от электронной, допускает полное разделение образца и "облучателя" по вакууму, а при регистрации рентгеновских квантов — и нахождение образца в удобных невакуумных условиях. При регистрации в обеих микроскопиях характеристического излучения интересующих элементов, на одинаковое число вторичных люминесцентных квантов требуется на 3-4 порядка меньшая радиационная нагрузка образца в рентгеновском случае, чем в электронном. Это полезное обстоятельство во многих случаях может иметь решающее значение.

В качестве примера можно привести основные характеристики сканирующего рентгеновского микроскопа, использовавшегося на пучке накопителя СЕА [37]. Размер диафрагмы 2 мкм, растровое движение осуществлялось при скорости 1 шаг/сек, скорость счёта с 2 мкм отверстием была $\sim 10^4$ 1/сек от образца оптимальной толщины, формирование полной картины занимало время 1-10 минуты, получаемая радиационная доза за время экспозиции ~ 100 рад. Чувствительность $\sim 10^{-6}$ г/см². Следует отметить, что эти характеристики не являются предельно возможными, и, повидимому, будут существенно улучшены в будущем на других накопителях.

1.5. Голографическая микроскопия

Качественно новые перспективы открываются с появлением столь ярких рентгеновских источников перед рентгеновской микроголографией [38, 39]. Причём везде, говоря о рентгеновской голографии, мы будем иметь в виду малоугловую голографию (угол

голограммы $\theta_r \ll 1$) и, соответственно, разрешение по образцу $\delta \approx \lambda / \theta_r \gg \lambda$.

Наиболее естественной схемой в рентгеновской голографии кажется схема типа опыта Юнга.

Такая схема "безлинзовой Фурье-голографии" была предложена Строуком в 1965 г. [40]. Если известно, что одна из диафрагм является отверстием с диаметром δ (что может быть определено по ширине дифракционного максимума отдельным экспонированием этой диафрагмы), а во второй диафрагме расположен изучаемый образец, то по наблюдаемой в плоскости регистратора интерференционной картине можно восстановить волну, выходящую из предмета (т.е. узнать распределение и амплитуд и фаз). Нужно обеспечить, следовательно, чтобы интерференционная картина за плоскостью образца и осветителя не была испорчена. Для этого требуется, чтобы разброс углов падения на предмет и осветитель почти плоских волн был не слишком велик. Если максимальное расстояние между интерферирующими точками в этой плоскости Δ_0 , то угол между соседними интерференционными максимумами не меньше λ / Δ_0 . Поэтому, если разброс углов прихода $\theta_{\xi, \zeta}$ меньше этой величины, интерференционная картина по этой причине "замазана" не будет, т.е. требуется, чтобы

$$\frac{\lambda}{\Delta_0} \geq \theta_{\xi, \zeta} = \frac{\Delta_{x,z}}{L_1}$$

Величина $\Delta_{\xi, \zeta} = \lambda L_1 / \Delta_{x,z}$ является, следовательно, соответствующим поперечным размером области когерентности излучения.

Для образования интерференционной картины требуется выделение достаточно монохроматичных фотонов. Требуемая монохроматичность $\Delta \lambda / \lambda$ определяется с одной стороны разницей между мелкомасштабных максимумов (углы между максимумами λ / Δ_0) на краю голограммы (угол λ / δ), что соответствует разности хода по сравнению с центром $(\Delta_0 / \delta) \cdot \lambda$ и, соответственно, требует монохроматичности

$$\frac{\Delta \lambda}{\lambda} \leq \frac{\delta}{\Delta_0}$$

С другой стороны, для изучения, от двух точек, лежащих вдоль направления фронта распространения волны, будет наблюдаться интерференция, если разность хода между интерферирующими пучками будет меньше величины $c/\Delta v = \lambda^2/\Delta\lambda$. Величина $\Delta\xi, \zeta = \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda} \cdot \frac{1}{\theta_r^2} = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} \cdot \frac{\delta}{\theta_r}$, следовательно, является продольным размером области когерентности, и соответственно требуемая монохроматичность

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} < \frac{\delta}{\ell \cdot \theta_r} = \frac{\delta^2}{\lambda \cdot \ell},$$

где ℓ — максимально допустимая толщина образца для получения двумерной голограммы или толщина объекта для получения трехмерной голограммы.

Обратим внимание, что если вместо длины волны λ использовать импульс фотона p ($|\vec{p}| = h/\lambda$), то разброс импульсов $\Delta p_{x,z} = \theta_{x,z} \cdot |\vec{p}|$, а условие "полезности" фотонов запишется в виде:

$$\Delta_0 \cdot \Delta p \leq \hbar$$

по каждому из поперечных направлений. Т.е. полезным для голографии или, другими словами, взаимнокогерентными фотонами будут фотоны, проходящие через ячейку фазового пространства "поперечная координата — поперечный импульс" площадью \hbar (\hbar — постоянная Планка) по каждому из поперечных направлений. А так как "оптические" операции с фотонами на участке от источника до предмета не меняют их фазовую плотность, то источник будет давать в секунду полезных квантов

$$\dot{N}_\Sigma = \frac{dN_\lambda}{d\Omega} \cdot \frac{\lambda^2}{\Delta_x \cdot \Delta_z} \cdot \frac{1}{h^2} \cdot h^2 \frac{\Delta\lambda}{\lambda} = B_\lambda \cdot \lambda^2 \cdot \frac{\Delta\lambda}{\lambda}.$$

И проблема лишь в том, как возможно эффективнее использовать эти фотоны.

При этом, ставя диафрагмы нужного размера вблизи источника, можно увеличить поперечные размеры области когерентности, сохраняя неизменным полное число взаимнокогерентных квантов (при условии, конечно, что дифракция на диафрагме достаточно

мала).

Если достаточно $\Delta\lambda/\lambda \approx 1\%$, то идеальным является применение координатно-чувствительного регистратора с высокой эффективностью счёта фотонов и нужным энергетическим разрешением. Высоко-эффективные регистраторы, обладающие достаточным координатным и плохим энергетическим разрешением, и регистраторы, обладающие достаточным энергетическим разрешением и фиксирующие все кванты в пределах некоторого входного отверстия, уже есть. И вполне можно представить себе регистратор, выполненный средствами современной микроэлектроники, соединяющий в себе оба вида разрешения.

Если же требуется переходить к $\Delta\lambda/\lambda$ много лучше 1%, единственный видимый сегодня путь — использование кристаллических монохроматоров. Особенности использования монохроматоров уже обсуждались в разделе 2.3.ч.1.

Число разрешаемых элементов регистратора должно быть больше числа разрешаемых элементов образца по каждому из направлений, а расстояние до регистратора L_2 должно быть достаточным, чтобы координатного разрешения $\delta_{рег}$ хватило для разрешения самых близких максимумов

$$L_2 > \frac{\Delta_0}{\lambda} \cdot \delta_{рег}.$$

Кроме того, если выполнено условие

$$L_2 > \frac{\Delta_0^2}{\lambda},$$

самые близкие максимумы будут полностью разнесены и восстановление изображения предмета по голограмме сводится к простому Фурье-преобразованию, для которого разработаны очень эффективные и быстрые алгоритмы.

Для того, чтобы интерференционная картина минимально искажалась статистическими квантовыми шумами, требуется, грубо говоря, чтобы интенсивности волн, рассеянных осветителем и образцом, были близки друг к другу в каждой точке голограммы. Для произвольного предмета с контрастностью порядка единицы (при желаемом разрешении δ) наилучшим приближением к оптимальному осветителю будет отверстие размером δ , через ко-

торое проходит (и дифрагирует) половина от потока взаимнокогерентных квантов; остальные проходят через исследуемый образец. Собираение нужной доли квантов на малое отверстие, повидимому, оптимально можно осуществить с помощью зонных пластинок Френеля. При этом оказывается, что трудности в изготовлении зонной пластинки, собирающей почти параллельный пучок квантов в размер δ , того же характера и порядка, что и трудности в изготовлении отверстия осветителя размером δ ; дело в том, что для этого ширина самой узкой (внешней) зоны пропускания у пластинки должна быть именно такого размера. При этом оптическое качество зонной пластинки и отверстия осветителя не должно быть особенно высоким: их качество определит только эффективность использования потока взаимнокогерентных квантов.

Важным достоинством голограммы является то, что контрастность голограммы (при оптимальном подборе опорного освещения) не зависит прямо от контрастности образца и может оставаться высокой даже для очень слабо-поглощающих и слабо-фазосдвигающих образцов. Центральная часть прошедшего пучка несет лишь малую долю голографической информации (о форме объекта) и часто эту часть можно просто не регистрировать. Контрастность голограммы будет понижаться лишь фоновым рассеянием на веществе образца. При съёмке малоконтрастных образцов упрощается задача собирания квантов на осветитель, т.к. число дифрагированных квантов от образца существенно уменьшается и во столько же раз требуется меньший поток квантов от осветителя.

Если образец не чисто двумерный, то для того же самого числа разрешаемых элементов $(\Delta_0/\delta)^2$ по голограмме может быть определено и продольное положение элементов; продольное разрешение при этом будет δ/θ_r , т.е. существенно хуже, чем поперечное.

Восстановление изображения образца по голограмме, при наиболее естественной для рентгеновской области поквантовой регистрации, разумнее всего, по-видимому, производить чистой обработкой информации на ЭВМ (с последующим, при необходимости, синтезом изображения). Хотя полезно иметь в виду, что при

применении аналоговой регистрации (см. раздел по контактной микроскопии) вполне возможно последующее восстановление увеличенного изображения с помощью обычного оптического лазера.

Интересные возможности открываются, если осветитель сделать структурно близким исследуемому образцу. При этом предметы могут иметь сложные периодические структуры и, соответственно, выделенные направления дифракции. Наблюдение интерференционной картины может в этом случае дать представление об отличии исследуемого образца от эталона-осветителя и появляется возможность следить, в частности, за развитием этих отличий во времени. Возможно применение и других вариантов осветителей, в частности, "матового" осветителя, состоящего из стохастически расположенных дифрагирующих деталей размером в желаемое разрешение δ . Эти варианты могут иметь, повидимому, свои области применимости. Необходимое для восстановления изображения исследуемого предмета знание поля излучения таких осветителей может быть получено однократным экспонированием такого предмета-осветителя с использованием в качестве осветителя отверстия нужного размера δ .

Рассмотрим пример предполагаемой схемы голографической микроскопии /39/, использующей в качестве источника излучения накопитель ВЭШ-3, яркость которого в области $\lambda = 1-2 \text{ \AA}$ составляет $B_\lambda \sim 10^{24} \cdot \frac{\Delta\lambda}{\lambda} \left(\frac{\text{фот}}{\text{с}\cdot\text{см}^2\cdot\text{стер}} \right)$

В качестве исследуемого образца будем рассматривать предмет с контрастностью порядка единицы, в котором требуется различить $\pi^2 = 50 \times 50$ деталей. Интерференционная картина регистрируется детектором с эффективностью регистрации близкой к единице (изготовленным на базе проводочных пропорциональных камер) размером $20 \times 20 \text{ см}^2$ и пространственным разрешением $1 \times 1 \text{ мм}^2$. Этот детектор поместим на расстоянии 20 м от объектов.

При использовании излучения $\lambda = 1 \text{ \AA}$ детектор позволяет иметь разрешение по образцу $\delta = 50 \text{ \AA} \times 50 \text{ \AA}$, продольное разрешение примерно 0,25 мкм. Для обеспечения статистической точности $\sim 10\%$, требуется зарегистрировать $\sim 10^6$ квантов. При оптимальной фокусировке на отверстие осветителя диаметром

50 Å необходимое время экспозиции $T \sim 1$ сек при $\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = 2 \cdot 10^{-2}$.

II. Применение синхротронного излучения для рентгеноструктурного анализа

До сих пор мы обсуждали, так сказать, индивидуальную микроскопию образца, желая получить сведения о размерах и расположении каждой отдельной его детали. Если же нас интересуют характеристики ансамбля одинаковых (или почти одинаковых) объектов, то в зависимости от их относительного положения, изучая взаимодействие рентгеновского излучения с этими ансамблями, можно получать разнообразную и, иногда, весьма полную информацию об интересующих нас объектах.

В зависимости от степени упорядоченности положений изучаемых объектов меняется картина дифракции падающего на объекты рентгеновского излучения. Меняется также характер и объём информации, которую можно извлечь из этой картины. Диффузное малоугловое рассеяние характеризует размеры неперіодических образований, малоугловые рефлексии выявляют наличие структур с большими ("многоатомными") периодами, рефлексии на большие углы несут информацию о структуре элементарной ячейки возможных кристаллических компонент образца.

Если предположить, что изучаемые детали объектов имеют размеры d , поперечные размеры области, в которой распределены эти объекты равны Δ , а нужная в данном эксперименте относительная точность измерения (δ/d), то при использовании излучения с длиной волны λ , разброс углов падения на объект $\delta\theta$, и регистраторе, расположенном на расстоянии L , должны выполняться соотношения неперемешивания (считаем

$$\lambda/d < 1): \quad \delta\theta < \frac{\lambda}{d} \cdot \frac{\delta}{d}, \quad L > \Delta \cdot \frac{d^2}{\delta\lambda}.$$

Требование на монохроматичность (или точность регистрации энергии) $\delta\lambda/\lambda < \delta/d$. При этом углы, вносимые монохроматором, должны быть достаточно малыми: $\delta\theta_m < \frac{\lambda}{d} \cdot \frac{\delta}{d}$. Так как для обычных монохроматоров $\delta\theta_m \approx \alpha\lambda/\lambda$, применение

предварительной монохроматизации при $\lambda/d \sim 1$ (дифракция на большие углы) не приведёт к потере полезного числа квантов. При $\lambda/d \ll 1$ (малоугловая дифракция) приходится либо производить регистрацию энергии квантов, либо осуществлять монохроматизацию непосредственно перед регистратором (что приводит к большой дополнительной радиационной нагрузке объекта неиспользуемыми квантами), либо сильно терять в числе используемых квантов (в d/λ раз) (см. также раздел 2.3ч.1)

Очень важным шагом было бы создание монохроматоров, дающих на выходе много линий (каждая с нужной шириной), разделённых на расстояние, достаточное для надёжного разрешения с помощью координатно и энергетически-чувствительных детекторов. Такой монохроматор соответствует обычным монохроматорам с высокой эффективностью в высших порядках, но сравнительно малым расстоянием между линиями.

Если число изучаемых объектов в образце может быть произвольно велико, то можно, конечно, использовать, в принципе, всё излучение любого источника (например, разделяя излучение зеркалами и используя независимые регистраторы, т.е. ставя одновременно много одинаковых экспериментов). Ограничения действительно полезного потока квантов в этом случае будут носить технический характер. Чуть более подробно рассмотрим другой случай, когда число таких объектов в образце ограничено. Это характерно, например, для белковых кристаллов, с большим трудом получаемых достаточно совершенными и поэтому имеющими малый объём.

Если оба поперечных направления при этом равноправны, то фазовый объём приходящего на образец потока квантов по одному направлению должен быть не больше

$$\Delta \cdot \delta\theta < \Delta \cdot \frac{\lambda}{d} \cdot \frac{\delta}{d},$$

и соответственно, при оптимальной "фокусировке" полный полезный поток квантов N_Σ будет

$$N_\Sigma \lesssim V_\lambda \cdot \lambda^2 \cdot \left(\frac{\Delta}{d}\right)^2 \cdot \left(\frac{\delta}{d}\right)^2 \cdot \frac{\Delta\lambda}{\lambda}.$$

Если полный объём ограничен и невелик, то образец при сравнении полезного потока квантов от различных источников

разумно считать кубическим $\Delta \sim V^{1/3}$, где V — объём образца.

По сравнению с полезным потоком квантов в микроголографии большой множитель $(\Delta/d)^2$ соответствует увеличению числа объектов, а малый множитель (δ/d) появляется из-за дополнительных требований точности измерения характерных размеров (а не просто требование "разрешения", как ставилась задача в микроскопии). Предельное угловое разрешение, определяемое дифракцией на размере Δ , будет λ/Δ .

Если изучаемые объекты расположены в образце полностью случайно, дифракционная картина так называемого диффузного рассеяния от всего образца будет просто некогерентным наложением картин рассеяния одиночными объектами. В этом случае можно получить картину распределения эффективной электронной плотности по объекту; при этом объектами могут быть отдельные атомы в газе, флуктуации плотности в жидкости, капельки эмульсий и т.д.

По мере нарастания степени упорядоченности идентичных объектов (закрепление центров, выстраивание одной из осей и т.д.) картина дифракции становится все более когерентной, с резкими переходами от сильно освещённых мест (рефлексов) к слабо освещённым, и всё более информативной. При этом, однако, для высокоупорядоченных систем приходится дополнительно менять ориентацию объекта относительно падающего монохроматического излучения, либо пользоваться несколькими длинами волн (в пределе, сплошным спектром) с определением энергии квантов, соответствующей каждому рефлексу.

В случае идеального кристалла, построенного из полностью идентичных и одинаково расположенных элементарных ячеек, возможно определение положения каждого не слишком лёгкого атома.

Во всех вариантах рентгено-дифракционного структурного анализа главным достоинством использования СИ является гораздо более высокая, чем у других источников, спектральная яркость и возможность работать с любой длиной волны. Особенно большой выигрыш получается, если окажется возможным применение детек-

торов, одновременно регистрирующих как точку прихода кванта на детектор; так и его энергию с нужным разрешением. Может оказаться полезным работа вблизи К-краев поглощения каких-либо элементов, входящих в состав объекта, сравнивая дифракционные картины по обе стороны К-края.

При изучении периодических надмолекулярных структур, примерами которых являются многие биологические объекты, в частности, мышечные волокна, применение СИ уменьшило время экспозиции ^{как} за счёт более высокой яркости, так и за счёт выбора оптимальной длины волны, дающей наилучшую (по интенсивности и контрастности) дифракционную картину.

Применение в таких экспериментах и современных высокоэффективных регистраторов рентгеновских квантов, включённых в линию с ЭВМ, позволяет дополнительно снизить время экспозиции и перейти, в частности, к съёмкам динамики структурных перестроек живых объектов.

Так, в первых же экспериментах по скоростному исследованию растворов биополимеров методом диффузного малоуглового рассеяния [41] (методика была испытана на ранее исследованном глобулярном белке пепсиногене) с помощью синхротронного излучения накопителя ВЭШ-3 ИЯФ СО АН СССР и однокоординатной пропорциональной камеры, разработанной в том же Институте, было показано, что за время ~ 100 сек получается кривая рассеяния с нужной статистической точностью. На рентгеновской трубке с использованием фотографического метода регистрации время экспозиции составляло 20-40 часов.

Ещё больший выигрыш по времени, позволивший перейти к изучению динамики структурных перестроек, был получен в экспериментах по малоугловой дифракции. В эксперименте, проведённом сотрудниками ИБФ (Пушино) и ИЯФ СО АН СССР, по изучению структуры живой мышцы лягушки в процессе сокращения, пучок СИ, вышедший из канала СИ накопителя ВЭШ-3, отражался от монохроматора ($\lambda \sim 1-2 \text{ \AA}$, $\Delta\lambda/\lambda \approx 6 \cdot 10^{-5}$) и после необходимого диафрагмирования попадал на образец (мышца лягушки). Дифракционная картина регистрировалась с помощью однокоординатного пропорционального детектора. Распределение квантов по

координате регистрировалось многоканальным анализатором, память которого была разделена на 8 групп по 500 каналов в каждой группе. Накопленная в анализаторе информация обрабатывалась при помощи ЭВМ.

Сокращение мышц вызывалось электрическим возбуждением с помощью специального стимулятора, запускаемого импульсами от тактового генератора. Тактовый генератор осуществлял временную синхронизацию работы регистрирующей аппаратуры с фазой сокращения мышцы. Цикл сокращения мышцы (~ 64 мсек) был разбит на 8 временных интервалов и информация с детектора в каждый из интервалов регистрировалась в одной из 8 групп памяти анализатора. Такая система регистрации позволила снять восьмикадровый фильм и наблюдать за изменением структуры мышцы в разных фазах сокращения (см. рис. 4). Первый эксперимент был проведен за счет наложения информации, полученной от 100 сокращений мышц. Контроль за стабильностью сокращения мышцы в каждом из 100 циклов осуществлялся с помощью тензодатчика, сигнал с которого наблюдался на осциллографе с памятью.

Повышение быстродействия детектора (оно ограничивалось анализатором и составляло 30 кГц) и выбор схемы оптимального использования полезных квантов (см. рассуждения о выборе места постановки монохроматора и фокусировке) позволит в дальнейшем проводить весь эксперимент за одно сокращение.

Часто оказывается интересным изучение структуры в разных точках объекта, особенно таких неоднородных объектов, как биологические. Достигнутое уменьшение экспозиции позволяет, располагая перед объектом диафрагму нужного размера, получить эти сведения за разумное время. Ограничением точности измерения периодов объекта будет дифракция на этой диафрагме.

Интересным может оказаться применение когерентного освещения объекта (как в рентгеновской голографии). В этом случае можно регистрировать предельно малые углы дифракции. Так сотрудниками ИЯФ СО АН СССР при использовании когерентного освещения была зарегистрирована (см. рис. 5) дифракция рентгеновского излучения с $\lambda = 1.8 \text{ \AA}$ от одиночной щели размером $d = 4 \text{ мкм}$ (углы дифракции $\theta = \lambda/d \sim 4 \cdot 10^{-5}$, угловое

разрешение $\delta\theta \sim 10^{-5}$). Для получения достаточно большого размера области пространственной когерентности использовалось предварительное диафрагмирование пучка СИ. Монохроматизация излучения осуществлялась кристалл-монохроматором, расположенным перед регистратором (см. раздел 2.3.4) для подавления спектров высших порядков ($n\lambda = 1.8 \text{ \AA}$) применялось зеркало полного внешнего отражения.

Когерентное освещение даёт возможность получить также представление о длинах корреляции структуры, а применяя две разнесенные диафрагмы, получить в районе каждого рефлекса интерференционную картину, позволяющую сравнить структуры этих районов. По-видимому, это относится и к картинам дифракции на большие углы.

При изучении атомного строения элементарной ячейки (классический рентгеноструктурный анализ), применение СИ позволяет перейти к использованию микро-монокристаллов (что, как говорилось, особенно важно для объектов типа белков). Очень интересна возможность получения дифракционных картин вблизи К-края поглощения какого-либо тяжелого атома (точнее, вблизи К-края по обе стороны и вдали), входящего в состав элементарной ячейки, или вводимого туда специально. Как показано в [42], таким способом можно определить фазы всех рефлексов и, соответственно, однозначно восстановить структуру элементарной ячейки объекта известного химического состава.

Эксперименты по применению СИ в структурном анализе, проведенные на накопителе ВЭП-3 сотрудниками ИАЭ им. Курчатова и ИЯФ СО АН СССР [43], показали, что использование синхротронного излучения позволило резко уменьшить (\sim в 100 раз) время экспозиции при исследовании структуры белка и получать рентгенограммы белкового кристалла размером $\sim 10^{-3} \text{ мм}^3$ за время ~ 1 часа (см. рис. 6). В результате появилась надежда перейти к изучению структуры белковых кристаллов объемом $\sim 10^{-4} + 10^{-6} \text{ мм}^3$ и заняться структурными исследованиями белков, плохо поддающихся кристаллизации. Возможность таких экспериментов стала более очевидной после использования в качестве детектора многопроволочной камеры, работающей в линию с ЭВМ [43] и позволя-

щей еще больше сократить время проведения эксперимента, обеспечить линейность измерений в широком диапазоне интенсивностей рефлексов, снизить трудоемкость обработки рентгенограмм.

Большая яркость СИ, кроме перехода к минимальным размерам анализируемых кристаллов, позволяет для кристаллов больших размеров перейти к наносекундным экспозициям, что может быть интересно (и даже принципиально важно) при анализе веществ в экстремальных условиях (рентгено-структурный анализ при взрывном давлении, больших импульсных магнитных полях и т.д.). При этом оказывается полезной высокая скважность СИ (наносекундные и короче длительности электронных сгустков при времени оборота — время между последовательными импульсами СИ — в доли микросекунды и длиннее). При этом возможно проследить всю динамику изучаемого процесса. Оптимальными регистраторами при этом будут параллельные регистраторы с кадрированием (типа ЭОПов) [44].

Промежуточное положение занимают эксперименты, в которых одновременно важны и микроскопичность изучаемого объекта и малость требуемой экспозиции. Такая ситуация имеет место при изучении поведения вещества вблизи точек фазовых переходов, в частности, вблизи точек кристаллизации. Применение полного спектра СИ, по-видимому, даёт возможность изучить весьма малые и кратковременно существующие кристаллические участки (кристаллизация расплавов, растворов, капель, пленок и т.д.).

III. Исследование взаимодействия излучения с атомами, молекулами и конденсированными телами

Использование синхротронного излучения революционным образом изменило возможности стандартных экспериментальных методов определения электронной структуры вещества, основанных на исследовании спектров поглощения, отражения, флуоресценции, фотоэлектронной эмиссии. Так широкий диапазон энергий (от 10 эВ до 100 КэВ) позволяет перекрыть всю область характерных атомных энергий выше лазерной.

Повышение на несколько порядков яркости источников излучения даёт возможность проводить эти эксперименты за короткое время, с высоким разрешением по энергии (существенна именно яркость источника, если требуется предварительная монохроматизация). Естественная поляризация излучения позволяет изучать пространственную анизотропию объектов (кристаллы, ориентированные молекулы).

Временная модуляция синхротронного излучения (короткий импульс, известное распределение светового импульса, высокая повторяемость прихода импульса) позволяет исследовать временные характеристики люминесценции, измерять энергию фотоэлектронов ($h\nu \sim 1-100$ эВ) по времени пролета.

Применение СИ оказывается полезным уже при изучении атомных форм-факторов упругого рассеяния, важных для количественного рентгеноструктурного анализа. Но, конечно, гораздо ярче проявляется полезность применения СИ для изучения структуры поглощения K -, L - и т.д. скачков поглощения. Эта структура при высоком разрешении, достижимом с яркими источниками, оказывается очень богатой и несёт информацию об энергетическом спектре одиночных, невзаимодействующих молекул, в которые входит изучаемый атом, о тонких эффектах межатомного взаимодействия.

Так исследование модуляции коэффициента поглощения рентгеновского излучения при энергиях на (100-1000) эВ выше K -края поглощения исследуемого атома позволяет определять расстояние между атомами, окружающими поглощающий атом [48]. Этот метод (EXAFS), широко используемый на пучках СИ SPEAR, применялся к большой категории образцов (газы, жидкости, кристаллы, стекла, белки). Экспериментально было показано, что точность определения расстояния между атомами составляла ± 0.05 Å. Особую ценность приобретает этот метод при изучении локального окружения специфических атомов металлов в белках, что даёт возможность понять роль таких атомов в биологических процессах.

Благодаря высокой интенсивности источников СИ удастся получить предельную для существующих монохроматоров степень монохроматизации излучения. При этом наибольший интерес для ис-

пользования такого излучения представляют исследования таких атомных переходов в молекулах, которые обладают сравнительно небольшой шириной внутреннего уровня.

В области вакуумного ультрафиолета ($\lambda = 300-3000 \text{ \AA}$) в настоящее время самое хорошее разрешение ($\Delta\lambda = 0.03 \text{ \AA}$), по-видимому, получено на трехметровом монохроматоре, установленном на пучке СИ DORIS [30]. Такой монохроматор позволяет измерять форму линий автоионизационной серии, интенсивности вращательных и колебательных уровней простых молекул (рис. 7). Монохроматор в сочетании с анализатором кинетической энергии электронов может быть использован для изучения порога фотоэмиссии.

На накопителе ВЭШ-2М сотрудниками ИХ СО АН СССР в области $\lambda = (80-20) \text{ \AA}$ получено предельное разрешение также $\Delta\lambda = 0,04 \text{ \AA}$. На рис. 8 показан спектр поглощения серы в молекуле SO_2 . Наряду с хорошо разрешенной структурой ридберговской серии была выделена тонкая структура первых L_{I-III} полос поглощения [45]. На основе таких спектров для двух-трех атомных систем, являющихся фрагментами сложных химических соединений, могут изучаться различные эффекты химических взаимодействий. При этом изучаемые вещества могут быть взяты как в виде паров, так и в виде молекулярных, атомных и ионных пучков.

Очень интересными могут оказаться данные по взаимодействию с атомами квантов с энергией намного выше энергии ионизации (изучение "коллективных" возбуждений). В работе [46] предсказывается существование таких возбуждений (дипольные колебания оболочки как целого относительно ядра) при энергиях $h\nu_1 = 13,7 \cdot Z \text{ эВ}$ и $h\nu_2 = 36,0 \cdot Z \text{ эВ}$ (Z - атомный номер элемента) с энергетическими ширинами $\Gamma_1 = 3 \cdot 10^{-3} \cdot Z \text{ эВ}$ и $\Gamma_2 = 10^{-4} \cdot Z \text{ эВ}$. Поиск таких узких "резонансов" в многоэлектронных атомах (а может быть и в конденсированных средах) может быть интересен также с точки зрения изучения возможности создания рентгеновских квантовых генераторов.

Высокая интенсивность СИ в рентгеновской области позволяет по спектрам люминесценции, изучая интенсивности и энергетиче-

ческое положение линий, связанных с переходами с высоких уровней после фотоионизации одного из нижних уровней, получить сведения о химическом состоянии достаточно тяжелых элементов в конденсированной среде при очень малых концентрациях и за очень малые времена. Это позволяет, в частности, разобраться в химическом состоянии катализаторов в различных условиях и на разных стадиях реакции.

Использование синхротронного излучения накопителя ВЭШ-3 для возбуждения эмиссионных спектров высокодисперсного никеля, проведенное сотрудниками ИХ СО АН СССР [47], позволило, благодаря большой интенсивности СИ, резко уменьшить время экспозиции (например, самая слабая линия спектра $K_{\beta 5}$ из образца, содержащего 1% Ni, была получена за 1,5 часа). Измерения формы и энергетического положения линий $K_{\beta, \beta'}$ и $K_{\beta 5}$, а также величины расщепления мультиплета $K_{\beta, \beta'}$ в зависимости от размера частиц Ni позволили зарегистрировать зависимость электронной структуры дисперсных систем от размера частиц и обнаружить существенное изменение электронной структуры при размерах частиц $Ni < 10 \text{ \AA}$.

IV. Использование синхротронного излучения для определения элементного состава объектов

Исследование спектров эмиссии характеристического рентгеновского излучения является классическим методом изучения электронной структуры вещества. Кроме того в последнее время рентгенофлуоресцентный анализ широко используется в чисто практических целях для определения элементного состава различных образцов, в том числе биологических объектов [49]. Для возбуждения характеристического излучения обычно используют рентгеновские трубки, радиоактивные изотопы или пучки заряженных частиц. В качестве детекторов применяются либо спектрографы, разлагающие излучение по длинам волн, либо полупроводниковые детекторы, имеющие хорошее разрешение по энергии ($\sim 130 \text{ эВ}$ при $h\nu \sim 6 \text{ КэВ}$).

Использование синхротронного излучения для возбуждения флуоресценции позволяет сократить время проведения экспери-

ментов, уменьшить радиационную нагрузку образца, а также повысить чувствительность метода, благодаря резкому уменьшению фона, определяемого когерентным и комптоновским рассеянием первичных фотонов на образце. ✓

При такого рода экспериментах выгодно из непрерывного спектра СИ вырезать участок шириной несколько процентов с нижней границей несколько выше рабочего края поглощения. В рентгеновской области это может быть достигнуто комбинацией полного внешнего отражения (убирание коротковолновой части) и правильно подобранных поглотителей-фильтров. Можно применять для этой цели и светосильные кристалл-монокроматоры из графита, дающие $\Delta\lambda/\lambda \sim (1-5) \cdot 10^{-2}$. Причём лучше использовать двухкристальный монокроматор для получения резкого края кривой отражения монокроматора.

В этом случае в первичном потоке отсутствуют фотоны с энергией характеристического излучения, что убирает фон за счёт когерентного рассеяния при использовании в качестве регистратора полупроводникового детектора с энергетическим разрешением много лучшим интервалом между нижним краем спектра падающего излучения и энергией характеристических квантов.

Естественная линейная поляризация СИ приводит к угловой анизотропии в комптоновском рассеянии, так как сечение комптоновского рассеяния в нерелятивистском случае

$$d\sigma = \left(\frac{e^2}{mc^2}\right)^2 \sin^2\theta d\Omega,$$

где θ — угол между направлением рассеяния и направлением электрического поля падающей волны. Степень линейной поляризации излучения, падающего на образец, можно сделать практически равной 100% при использовании монокроматоров с брегговскими углами, близкими к 45° .

Используя линейно-поляризованное излучение для возбуждения флуоресценции, размещая детектор под углом $\theta = 0$ и уменьшая телесный угол регистрации детектора и размер пятна на образце можно резко уменьшить фон, определяемый комптоновским рассеянием. В этом же случае уменьшается и фон за счёт однократного брегговского отражения от возможных кристаллических включений.

Чувствительность метода (с потерей скорости) можно поднять, если использовать узкий спектральный интервал (меньше ширины края поглощения) падающего излучения и производить многократное сравнение энергетического спектра рассеянного излучения при возбуждении чуть ниже и чуть выше края поглощения. При этом получается также и наименьшая радиационная нагрузка исследуемого образца.

Сотрудниками ИЯФ СО АН СССР, ИГ и Г СО АН СССР, ИНХ СО АН СССР и ИБФ АН СССР были проведены эксперименты [50] по определению элементного состава различных объектов (растворы солей, нефти, порошки минералов) с использованием СИ накопителя ВЭШ-3.

Для возбуждения использовалось монокроматизированное излучение с $\Delta\lambda/\lambda \sim 3 \cdot 10^{-2}$ на длине волны, близкой к К-краю поглощения исследуемого элемента. В качестве детектора использовался $Si(Li)$ полупроводниковый детектор фирмы ORTEC, располагаемый перпендикулярно к направлению пучка СИ. Специальная система коллиматоров выделяла флуоресцентное излучение, идущее из образца в сравнительно небольшом телесном угле вблизи направления вектора поляризации падающего синхротронного излучения.

При этих условиях удалось получить чувствительность, по-видимому, рекордную для флуоресцентного анализа (например, легко обнаруживается наличие в водном растворе Zn с концентрацией $\sim (2+3) \cdot 10^{-8} \text{ г/г}$). Время, необходимое для экспозиции составляло ~ 100 секунд при концентрации 10^{-7} г/г . На рис. 9 приведен спектр флуоресцентного излучения нефти.

У. Ядерная спектроскопия и близкие вопросы^{ж)}

Спектральная плотность потока квантов СИ столь высока, что в пределах характерных ширины ядерных уровней, сильно связанных электромагнитными переходами с основным уровнем, на объект может падать достаточно интенсивный поток хорошо коллимированных квантов. Так, в пределах ширины уровня $Re I87$ ($E=134 \text{ КэВ}$ $\Gamma=4,6 \cdot 10^{-5} \text{ эВ}$) на накопителях ВЭШ-4, РЕР, РЕТРА можно получать $10^5 - 10^6 \frac{\text{кВ}}{\text{сек}}$ в угле $10^{-4} \times 10^{-3}$ стерад. Приме-

ж) Этот раздел написан совместно с М.И.Штокман.

нение "змеек" может поднять интенсивность еще на два порядка. Создание этих накопителей позволит перекрыть весь диапазон энергий квантов, характерный для ядерных переходов. Новые возможности для ядерной спектроскопии представляет описанная выше временная и поляризационная структура СИ.

Обычная монохроматизация с помощью совершенных кристаллов позволяет выделить кванты, возбуждающие любой одиночный уровень (расстояние между разными уровнями много больше энергетического разброса, даваемого хорошим монохроматором). Совместное применение предельно хорошей монохроматизации падающего излучения, энергетической дискриминации при регистрации рассеянных квантов и использование квантов, рассеянных в заднюю полусферу, позволит предельно понизить фон от электронного рассеяния. При этом возможно изучать не только ядерное рассеяние, но и видеть весь каскад распадов из возбужденного состояния. Особенно удобно применение СИ для изучения и использования метастабильных уровней (например, измерение магнитных моментов возбужденных состояний, поиск переходов, пригодных для создания гамма-лазеров и т.д.).

Новые возможности открываются для мессбауэровских экспериментов при использовании излучения узких ядерных уровней, "заряжаемых" с помощью синхротронного излучения. При этом можно "заряжать" мессбауэровские уровни через широкие уровни с энергией $E_0 > 100$ КаВ, связанные сильными электромагнитными переходами как с основным состоянием, так и с интересующим мессбауэровским уровнем с энергией E_M . Этот вопрос частично обсуждался в работе [52]. Достоинством такого способа создания мессбауэровских излучателей может стать возможность охватить гораздо более широкий круг ядер и полное отсутствие остаточной активности после выключения пучка СИ.

Доля первичных актов поглощения квантов с энергией E_M , которая даёт полезные мессбауэровские кванты, испускаемые в полный телесный угол, определяется относительными вероятностями перехода с уровня E_0 на уровень E_M , излучательного перехода с уровня E_M на основной уровень и эффекта Мессбауэра в данной среде при данной температуре. Время жизни месс-

бауэровского уровня гораздо больше времени релаксации ядра отдачи после поглощения и излучения квантов большой энергии, так что дополнительного уменьшения числа полезных квантов не происходит.

Для того, чтобы поток мессбауэровских квантов не ослаблялся за счёт ядерного взаимодействия, первичные кванты должны быть поглощены в тонком поверхностном слое используемого вещества и соответственно угол между направлением падения первичных квантов и поглощающей поверхностью должен быть не больше $\delta E_0 / \delta E_M \approx (E_0 / E_M)^2 (\delta E_0 \text{ и } \delta E_M - \text{сечения взаимодействия соответствующих резонансных квантов})$.

Для уменьшения потока паразитных квантов, сопровождающих нужные мессбауэровские кванты, толщину мессбауэровского излучателя выгодно сделать близкой к толщине ядерного взаимодействия мессбауэровских квантов, выполнив его в виде пленки на легкой подложке. Для той же цели рационально предельно сузить спектр падающего на излучатель излучения с энергией E_0 с помощью совершенного кристалла-монохроматора (ширина спектра, правда, все равно окажется значительно больше ширины любого ядерного уровня). Отражение от кристалла-монохроматора следует проводить по вертикали, располагая монохроматор от накопителя на расстоянии $L = \Delta z / (\delta E / E_0)_M$ (Δz - размер пучка электронов в накопителе, $(\delta E / E_0)_M$ - разрешение по энергии кристалл-монохроматора). Для полного использования потока квантов СИ необходимо использовать изогнутый кристалл.

При регистрации прошедших через изучаемый объект квантов для уменьшения фона следует проводить возможно лучшую энергетическую дискриминацию, отбирая только кванты с энергией, близкой к E_M (напомним, что энергетическое разрешение современных полупроводниковых детекторов лучше 1%). Кроме того полезно использовать временную селекцию в случаях, когда длина сгустка излучаемых электронов и временное разрешение регистрирующей аппаратуры значительно меньше времени жизни мессбауэровского уровня, отбирая только события, задержанные относительно момента пролета электронного сгустка.

Очень привлекательно получить с помощью СИ интенсивные узконаправленные пучки мессбауэровских квантов. Возможная схема включает в себя брегговское отражение от кристалла-монохроматора (подобно обычной схеме монохроматизации), который должен содержать ядра мессбауэровского изотопа. При этом кристалличность структуры и наличие эффекта Мессбауэра необходимы для сохранения направленности потока квантов, а резонансность ядерного рассеяния и использование тонкого кристалла обеспечивают преимущественное отражение полезных квантов.

Физическая картина "ядерной брегговской монохроматизации" выглядит следующим образом. Синхротронное излучение падает на кристалл в виде очень коротких всплесков ($t_{имп} \approx \frac{mc}{eH\gamma_e}$ $\leq 10^{-20}$ сек) нескоррелировано излучаемых отдельными электронами. Вследствие периодичности расположения ядер в кристалле, они возбуждаются этими импульсами с регулярным сдвигом по фазе. Процессы мессбауэровского (упругого, без отдачи) рассеяния резонансных квантов на разных ядрах кристалла неразличимы и соответствующие амплитуды складываются. Они интерферируют конструктивно под брегговскими углами (если излучение падает на кристалл под этими же углами). Если толщина кристалла не больше глубины проникновения резонансных квантов, соответствующих максимуму мессбауэровского рассеяния, то в спектре отклоненного в данном направлении пучка получается узкая и высокая полоса — мессбауэровских квантов (с шириной порядка ширины соответствующего ядерного уровня) и значительно более низкая, но гораздо более широкая полоса электронно-рассеянных квантов. На этой стадии монохроматизации разумно бороться за максимальное понижение уровня электронного рассеяния с возможно полным сохранением резонансных квантов, а предельное сужение спектра электронно-рассеянных квантов провести предварительно (аналогично тому, как описано выше).

Если толщина кристалла больше глубины проникновения резонансных квантов, спектральная ширина ядерно-рассеянных квантов будет существенно больше (см. например [54]).

Заметим, что вследствие конструктивной интерференции упругое рассеяние резонансных квантов на "ядерном" кристалле когерентно усилено и становится порядка, а в специальных случаях

и много больше неупругого рассеяния [53].

Глубина ядерного взаимодействия мессбауэровских квантов очень мала — всего сотни или тысячи кристаллических слоёв. Так что ядерный кристалл-монохроматор должен представлять собой, по видимому, тонкую совершенную кристаллическую пленку, содержащую нужные ядра, на подложке другой структуры. При этом отношение спектральных плотностей мессбауэровской и электронной компоненты отклоненного пучка будет порядка отношения сечения мессбауэровского рассеяния к сечению когерентного электронного рассеяния. Для кристаллов с высокой вероятностью эффекта Мессбауэра и высокой концентрацией нужного изотопа эта величина много больше единицы. При необходимости ещё сильнее понизить количество фоновых электронно-рассеянных квантов может быть проведено несколько таких отражений.

Отношение спектральных плотностей в отдельных случаях может быть улучшено, если воспользоваться различием электронной и ядерной решеток кристалла-монохроматора. Например, электронная компонента будет существенно подавлена, если порядок ядерных рассеивателей в целое число раз больше периода электронной решетки. Такая структура может быть, в принципе, осуществлена несколькими способами разной степени универсальности, сложности и эффективности.

Как уже говорилось, в проблеме выделения резонансных квантов на фоне электронно-рассеянных очень важным является использование при регистрации квантов радикально-разных времен высвечивания. Кроме того, не исключено создание быстродействующих периодических кристаллических затворов, которые можно будет поставить после ядерного монохроматора для отсекания в хорошо коллимированных потоках электронно-рассеянных квантов.

Описанные выше методы получения мессбауэровских квантов могут обеспечить проведение мессбауэровских экспериментов даже не только на отражение, но и на пропускание. Дополнительное улучшение фоновых условий может быть получено, если регистрировать кванты, рассеянные изучаемым объектом на большие углы (это особенно эффективно при больших энергиях квантов): коге-

рентное электронное рассеяние в объекте при этом дополнительно подавляется, а комптоновски-рассеянные и люминесцентные кванты могут быть отсечены сравнительно грубой дискриминацией по энергии.

Использование СИ позволит, по-видимому проводить мессбауэровские эксперименты (все известные, а, возможно и совершенно новые) с любыми ядрами, имеющие подходящие (по энергии и ширине) уровни, с ограничениями, накладываемые только спецификой самого эффекта Мессбауэра.

VI. Перспективы прикладного использования синхротронного излучения

Широкий фронт экспериментов с синхротронным излучением в области физики, химии и биологии позволяет уже сейчас начать работы по использованию СИ в метрологии, в медицине, материаловедении, по разработке новых технологий на основе СИ.

6.1. Метрология

Точно рассчитываемые характеристики синхротронного излучения позволяют использовать его в качестве эталонного источника для калибровки вторичных стандартов (газоразрядные лампы, рентгеновские трубки) в области вакуумного ультрафиолета и рентгеновского излучения. Для получения предельной точности необходимо:

- работать с малым количеством электронов в накопителе, когда их можно считать поштучно (см. рис. 10), или с токами

$\geq 10 \text{ нА}$, когда при хороших времени жизни можно измерять ток с точностью, не хуже 10^{-4} ;

- знать энергию электронов, измеряя её, например, по методу, описанному в работе [56];

- иметь канал СИ с большой апертурой, не ограничивающей вертикальный размер пучка СИ.

Кроме абсолютной калибровки источников излучения, использование синхротронного излучения позволяет:

- эталонировать приемники излучения в области вакуумного ультрафиолета и рентгена;

- калибровать фильтры и специальную аппаратуру (поляриметры, монохроматоры) для внеатмосферной астрономии;
- калибровать дозиметрическую аппаратуру;
- измерять абсолютную чувствительность фотоматериалов для регистрации излучения в широком диапазоне спектра.

6.2. Медицинские приложения

Спектральная плотность синхротронного излучения в рентгеновской части спектра (2+100 КэВ) на шесть порядков выше тормозного спектра и на три порядка выше характеристического излучения лучших рентгеновских трубок. Поэтому следует ожидать, что синхротронное излучение найдёт интересные применения в медицине для целей диагностики и радиотерапии, благодаря возможности выделения из спектра СИ достаточно интенсивного потока квантов любой длины волны.

В сочетании с рентгеновскими пропорциональными детекторами [43] такое использование СИ даёт возможность при уменьшении дозы облучения человека примерно в $10^2 - 10^3$ раз по сравнению с обычной рентгено-флюорографией, проводить следующие исследования:

- изучение распределения химических элементов в теле человека и его органах и проведение точных измерений вариаций концентраций элементов при различного рода заболеваниях;

- получение рентгенограмм различных человеческих органов при работе на К-крае поглощения элемента, имеющего повышенную концентрацию в данном органе (например, рентгенограмма кровеносной системы или щитовидной железы при работе на К-крае поглощения иода);

- ранняя диагностика новообразования злокачественных опухолей по изменению концентраций элементов в различных органах.

Эти исследования близки к задачам, рассмотренным в разделе (I и IV). Однако тело человека является сильно поглощающим для длин волн, которые необходимо использовать при излучении распределения средних и легких элементов. Поэтому из всей гаммы эффектов взаимодействия излучения с соответствующими атомами наиболее рационально измерять коэффициент поглощения излучения на разных длинах волн в зависимости от пространственной

координаты.

На рис. II приведена возможная схема проведенная медицинских исследований. В схеме использована аппаратура, уже применяющаяся в рентгеноструктурных и рентгеноспектральных экспериментах с СИ [32+33].

Из пучка СИ (I) с помощью двухкристального монохроматора (2) вырезается длина волны вблизи K-края поглощения интересующего нас химического элемента. Пучок СИ для таких исследований должен иметь достаточную ширину (10+60 см), чтобы при использовании однокоординатного пропорционального детектора [41] (рабочая длина 600 мм., пространственное разрешение 0,2 мм) сразу получать распределение концентрации химического элемента вдоль оси X, а сканированием столика, на котором стоит пациент, получать двумерную картину. Размер диафрагмы (3), стоящей перед пациентом, выбирается 0.1+1 мм в зависимости от требуемого пространственного разрешения. Для улучшения фоновых условий и, соответственно, повышения чувствительности метода, выгодно коллимировать и прошедшее излучение. Кроме того полезно использовать съёмку на двух длинах волн (точно на край поглощения и при энергии, меньшей K-края). Вычитание картин, полученных при разных длинах волн, также позволяет повысить чувствительность при определении концентрации данного элемента.

Обработка информации, получаемой с однокоординатного детектора, управление монохроматором и механизмом перемещения столика может осуществляться с помощью ЭВМ. Результаты измерений в удобном для понимания виде могут выводиться на графический дисплей.

Если достаточно разрешения 1+2 мм, то можно использовать двухкоординатные детекторы, что позволит получать картину сразу без сканирования. Это окажется возможным, если удастся резко увеличить скорость съёма информации по сравнению с существующими системами. Кроме того, пучок СИ нужно увеличить по высоте до необходимого размера (используя, скажем, в монохроматоре выходной кристалл с косым срезом).

Для задач, где требуется определять очень малые концентрации интересующих элементов, необходимо перейти к детекторам с высоким энергетическим разрешением (в этом случае можно уменьшить фон, отделив первичное излучение от люминесцентных и комптоновских квантов). Современные полупроводниковые детекторы, имеющие хорошее энергетическое разрешение не имеют координатного разрешения. Поэтому при использовании придётся применять двумерное сканирование с одновременной коллимацией падающего и прошедшего излучения.

Следует указать также на возможность использования СИ для радиотерапии. В случае, если в злокачественной опухоли возможно естественное или специально организованное накопление тяжёлого элемента (с энергией K-края поглощения ≥ 30 КэВ), то производя облучение фотонами с энергией, чуть выше K-края поглощения этого элемента, можно, по-видимому, при достаточной концентрации элемента облучать (выделять энергию) только больные ткани в районе опухоли.

6.3. Рентгеновская литография

В технологических процессах при производстве современных полупроводниковых приборов (большие интегральные схемы, микропроцессоры и т.д.) широко используется литографический способ получения изображений с некоторой маски на поверхности кристаллов. Использование лазеров позволяет работать с масками, имеющими минимальную толщину линии 2-10 мкм. Эта величина определяется дифракционным размытием линии. Для получения разрешения лучше 1 мкм необходимо иметь более короткие длины волн, поэтому для этих целей используются электронные пучки или рентгеновское излучение. Рентгеновская литография имеет ряд экономических и технологических преимуществ перед литографией с использованием электронных пучков, однако малая яркость рентгеновских трубок не давала возможности использовать литографию в промышленной технологии, так как время экспозиции для получения одного изображения при использовании лучших рентгеновских трубок составляло 1-10 часов.

Недавно [55] фирма IBM провела исследовательскую технологическую работу по применению синхротронного излучения для

рентгеновской литографии. Работа была проведена на синхротроне DESY, яркость СИ которого позволила иметь времена экспозиции от 1 до 100 сек, полученное пространственное разрешение до $5 \cdot 10^{-2}$ мкм (см. рис. 12), маска с толщиной линии ≤ 1 мкм легко воспроизводится при расстоянии маска-кристалл (1-2) мм. Были исследованы различные технологические материалы, показано что с одной маски без потери разрешения можно получать до 10^4 отображений. В работе делается вывод, что накопитель электронов на энергию (0.6+1) ГэВ стоимостью ~ 1 млн. долларов является идеальным источником для рентгеновской литографии и может быть использован непосредственно в технологических линиях.

Не исключено, что введение новой технологии может привести к созданию нового поколения современных полупроводниковых приборов.

6.4. Молекулярная микрохирургия

Высокая спектральная плотность СИ и возможность выделения любой длины волны в диапазоне $(0,1+10^3)$ Å позволяет использовать синхротронное излучение для "хирургических операций" на отдельных молекулах.

Известно, что использование ультрафиолетового излучения водородной лампы для ионизации органических молекул позволяет однозначно разделять молекулы на достаточно большие фрагменты, вместо большого числа мелких, получаемых при ионизации электронным пучком. Эта ситуация крайне важна для масс-спектрометрического метода определения строения молекул. Если использовать для ионизации синхротронное излучение, то, изменяя длину волны, можно менять места деления молекулы и получать распад молекул на другие крупные части. Это позволит просто и однозначно определять структуру исходной молекулы.

Большой интерес, по-видимому, представит также возможность с помощью синхротронного излучения вырезать точечные, заранее выбранные, участки хромосом (скажем один или несколько генов), не повреждая всю клетку, не нарушив аппарат деления.

Один из способов проведения такого рода операций связан с возможностью получения микропучков (диаметром 0,1-1 мкм) рентгеновского синхротронного излучения с $\lambda \sim (10-100)$ Å, интенсивно поглощаемого в клетках (используемых в настоящее время лазерные пучки имеют минимальный размер 2-10 мкм). С помощью этих микропучков под микроскопом можно вырезать определенные участки клеток.

Другой возможностью является работа с монохроматизированным синхротронным излучением вблизи К-краев поглощения средних и тяжелых элементов ($\lambda \sim 0,5-3$ Å). В этом случае облучается весь биологический объект или интересующий район, а излучение поглощается только в районе расположения соответствующего атома (который, кстати сказать, можно искусственно вводить в определённые места биологических молекул). Это приводит также к локальной гибели отдельных, заранее известных участков, или к разрыву молекул в определённых местах.

Такие работы с использованием СИ уже начали проводить в Канаде [57]. Можно надеяться, что эти микрохирургические операции могут оказаться полезными при решении различных задач в генетике.

6.5. Радиационная технология

На первый взгляд кажется, что применение СИ в производствах типа радиационно-химического не может стать экономически оправданным. Однако положение может измениться. Дело в том, что глубина проникновения в легкое вещество квантов с энергией порядка 1-2 МэВ (около 10-20 см конденсированного вещества с $Z \sim 15$) такая же, как у электронов с энергией на порядок больше. А при такой энергии электроны производят уже сильную активацию облучаемых объектов.

Неактивирующее излучение с такой проникающей способностью понадобится при желании проводить радиационно-химические технологические процессы (типа полимеризации) сразу в крупных готовых объектах, либо при переходе к крупнотоннажным масштабам, когда также потребуются возможно большие глубины проникновения.

Высокоэффективным генератором СИ нужного диапазона может стать накопитель электронов (позитронов) на энергию 50–100 ГэВ. При применении сверхпроводящих резонаторов такой накопитель может давать мегаватты рентгеновского излучения с к.п.д. близким к 100%. Возможность иметь высокую скважность излучения (импульсная мощность в 10^3 – 10^5 раз больше средней) также привлекательна для многих радиационных процессов. Облучаемое вещество может служить теплоносителем, осуществляющим отвод излучаемой мощности из приемников СИ, выполненных из легкого (непоглощающего) вещества и расположенных по всему периметру накопителя.

Большие габариты всего комплекса – периметр в несколько километров – вполне соответствуют масштабам современных химических и нефтеперерабатывающих комбинатов.

Одновременно такой накопитель был бы установкой со встречными электрон–позитронными пучками на энергию около 2×100 ГэВ, значение которой для будущего физики элементарных частиц невозможно переоценить.

Заключение

В одном обзоре невозможно даже упомянуть все опубликованные работы с использованием синхротронного излучения, проведенные в различных центрах СССР, США, ФРГ, Франции, Англии и других стран. Мы лишь попытались раскрыть исследовательский и технологический потенциал современных источников синхротронного излучения. В качестве иллюстраций использовались, в основном, работы, выполненные на пучках СИ накопителей ИЯФ СО АН СССР, сотрудникам которого, внесшим свой вклад в выполнение и обсуждение этих работ, авторы выражают свою благодарность. Авторы также благодарны сотрудникам ИАЭ им. Курчатова, ИФП АН СССР, ИБФ АН СССР, ИНХ СО АН СССР, ИК СО АН СССР, ИАиЭ СО АН СССР, ИГиГ СО АН СССР, МГУ, ИК АН СССР за совместную работу и полезные дискуссии. Авторы особо выражают свою признательность Г.И. Будкеру.

Цитированная литература:

- I. G.Schott Electromagnetic Radiation Cambridge Univ. Press (1912).
2. И.Я.Померанчук, ЖЭТФ, 9, 915 (1939).
3. Д.Д.Иваненко, И.Я.Померанчук, ДАН СССР, 44, 434 (1944).
4. J.Schwinger, Phys. Rev. 70, 798 (1946).
5. Л.А.Арцимович, И.Я.Померанчук, ЖЭТФ, 16, 379 (1946).
6. Д.Д.Иваненко, А.А.Соколов, ДАН СССР, 59, 1551 (1948).
7. J.Schwinger, Phys.Rev. 75, 1912 (1949)
8. А.А.Соколов, И.М.Тернов, ЖЭТФ, 31, 473 (1956),
9. Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц "Теория поля", Москва (1961).
10. Дж.Джексон "Классическая электродинамика", М. "Мир" (1965).
- II. А.А.Sokolov, I.M.Ternov "Synchrotron Radiation" Oxford, Pergamon Press (1968).
12. В.Н.Байер, В.М.Катков, В.С.Фадин "Излучение релятивистских электронов", Атомиздат (1973).
13. D.Tomboulia, P.Hartman Phys. Rev. 102, 1423 (1956).
14. О.Куликов. Труды ФИАН, том 80, 3 (1975).
15. "Синхротронное излучение в исследовании твердых тел". Сборник статей, М. "Мир" (1970).
16. С.П.Капица. Магнито-тормозное излучение как новый инструмент исследований. Природа № 10, 22 (1971)
S.Kapitza SR Sources, inv. paper
Proceedings of the IX International Conf. on Particle Acceler. Stanford 1974.
17. K.Codling Applications of synchrotron radiation" Rep. Prog. Phys. 36, 541–624 (1973).
18. E.Koch, R.Haensel and C.Kunz (eds) "Vacuum Ultraviolet Radiation Physics" (Pergamon Press, New York, 1974).
19. Д.Ф.Алферов, Ю.А.Башмаков, Е.Г.Бессонов, ЖТФ, 42, 1921 (1972).
20. В.Н.Байер, В.М.Катков, В.М.Страховенко, ЖЭТФ, 63, 2121 (1972).
21. K.Codling. R.Madden Journ. Appl. Phys. 36, 380 (1965).

22. R. Haensel, C. Kunz. *Zs. für angew. Phys.* 23; 276 (1967).
23. Б.Н.Мелешкин, В.В.Михайлин и др. Труды ФИАН, т.80, 140. (1975).
24. E.M. Rowe and F.E. Mills *Particle Accelerators* 4. 211 (1973).
25. Т.Д.Мокульская, М.А.Мокульский, А.А.Никитин, А.Н.Скринский, В.В.Анашин, Г.Н.Кулипанов, В.А.Лукашев, ДАН СССР, т.218, № 4, 824 (1974).
26. H. Winick *Proc. IX Int. Ass. Conf. SLAC* p. 685 (1974).
27. P. Dagneaux et al. *Ann. Phys. t.g.* p.p. 9-63 (1975).
28. Е.С.Глускин, В.А.Кочубей, А.А.Красноперова, Л.Н.Мазалов, С.И.Мишнев, А.Н.Скринский, Э.М.Трахтенберг и Г.Н.Тумайкин. Известия АН СССР (серия физическая), т.40, № 2, 227 (1976).
29. А.Н.Скринский. "Состояние работ на накопителях со встречными пучками ВЭПП-2М, ВЭПП-3 и ВЭПП-4" - доклад на У Всесоюзном совещании по ускорителям заряженных частиц, Дубна (1976).
30. E. Koch, C. Kunz, E. Weiner. *The New Synchrotron Radiation Laboratory at the DEZY Storage Ring DORIS, DEZY SR-76/02* (1976).
31. M. Sands "The Physics of Electron Storage Rings" SLAC Report No 121 (1970).
32. С.Е.Бару, Т.Д.Мокульская, М.А.Мокульский, В.А.Сидоров, А.Г.Хабахпашев, ДАН СССР, 227, 82 (1976).
33. Г.Н.Кулипанов, И.А.Овсянникова, В.Ф.Пиндурин, И.Г.Фельдман, В.Б.Хлестов, М.А.Шеромов, С.Б.Эренбург, "Исследование тонкой структуры главного края поглощения на синхротронном излучении" (в печати).
34. В.П.Коронкевич, Г.Н.Кулипанов, В.И.Наливайко, В.Ф.Пиндурин, А.Н.Скринский, "Контактное проецирование микрообъектов рентгеновским синхротронным излучением" (в печати).
35. M. Hart *J Appl. Crystallogr* 8, 436 (1975).
36. З.Г.Пинскер, "Динамическое рассеяние рентгеновских лучей в идеальных кристаллах", М. "Наука" (1974).

37. P. Horowitz and J.A. Howell *Science*, 178, 608 (1972).
38. А.М.Кондратенко, А.Н.Скринский, "Использование излучения электронных накопителей в рентгеновской голографии микрообъектов", "Оптика и спектроскопия" (в печати).
39. А.М.Кондратенко, А.Н.Скринский, "Рентгеновская голография микрообъектов" (в печати).
40. Дж.Строук, "Введение в когерентную оптику и голографию", М "Мир" (1967).
41. А.А.Вазина, А.М.Гаджиев, А.М.Матюшин, И.Г.Фельдман, А.Г.Хабахпашев, В.Б.Хлестов, М.А.Шеромов, "Использование однокоординатных камер в методе малоуглового рассеяния синхротронного излучения на растворах биополимеров" (в печати).
42. A. Herzenberg and H. Lau *Acta Cryst*, v 22, p. 24, (1967).
43. С.Е.Бару, Г.Н.Кулипанов, Т.Д.Мокульская, М.А.Мокульский, А.А.Никитин, В.А.Сидоров, А.Н.Скринский, И.Я.Скуратовский, А.Г.Хабахпашев, "Рентгеноструктурные исследования биополимеров с применением синхротронного излучения и многоканального детектора" (в печати).
44. В.А.Брызгунов, А.А.Никитин, "Регистрация картин дифракции синхротронного излучения (рентгеновский диапазон) с помощью электронно-оптических преобразователей". (в печати)
45. А.А.Красноперова, Е.С.Глускин, Л.Н.Мазалов, ЖСХ, т.17, № 6 (1976).
46. Г.В.Гадияк, Д.А.Киржниц, Ю.Е.Лозовик, ЖЭТФ, 69, 122 (1975).
47. И.А.Овсянникова, С.Б.Эренбург, В.Б.Хлестов, И.И.Гегузин, И.А.Тополь, В.П.Саченко, А.П.Ковтун, Известия АН СССР (серия физическая), т.40, № 2, 230 (1976).
48. D. E. Sayers, *E.A. Stern Phys. Rev.* B11, 4825 (1975).
49. K. Ishii, S. Morita, H. Tawara, T. Chu, H. Kaji, T. Shiokawa *Nucl. Instr. and met.* 126, 75 (1975).
50. В.А.Ильин, Г.М.Казакевич, Г.Н.Кулипанов, Л.Н.Мазалов, А.М.Матюшин, А.Н.Скринский, М.А.Шеромов, "Рентгенофлюоресцентный элементный анализ с использованием синхротронного излучения" (в печати).
52. В.Ф.Дмитриев, Э.В.Шурык, ЖЭТФ, 67, 494 (1974).
53. А.М.Афанасьев, Ю.Каган, ЖЭТФ, 48, 327, 1965.
54. А.Н.Артемьев и др., ЖЭТФ, т.64, I, 261 (1973).

55. E.Spiller, D.Eastman, R.Feder, W. Crobman
W. Gudat, J. Topalian "Application of synchrotron
radiation to X-ray lithography"
DEZY SR-76/11 (1976).
56. В.Н.Корчуганов, Г.Н.Кулипанов, Н.А.Мезенцев, В.Ф.Пипдю-
рин, А.Н.Скринский, М.А.Шеромов, В.Б.Хлестов, "Метод
оперативного измерения абсолютной энергии частиц в на-
копителе с использованием спектральных особенностей
синхротронного излучения" (в печати).
57. J. W. MeGowan - частное сообщение

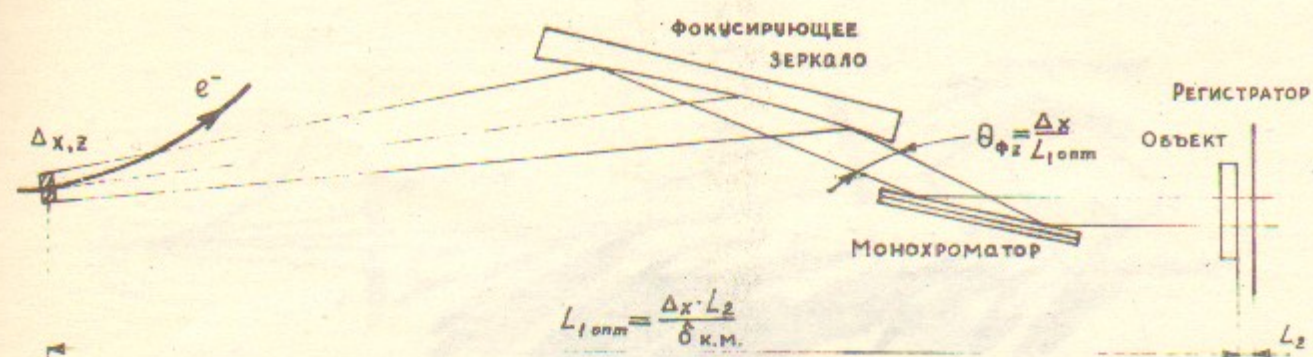


Рис.1. Схема использования синхротронного излучения для контактной микроскопии.

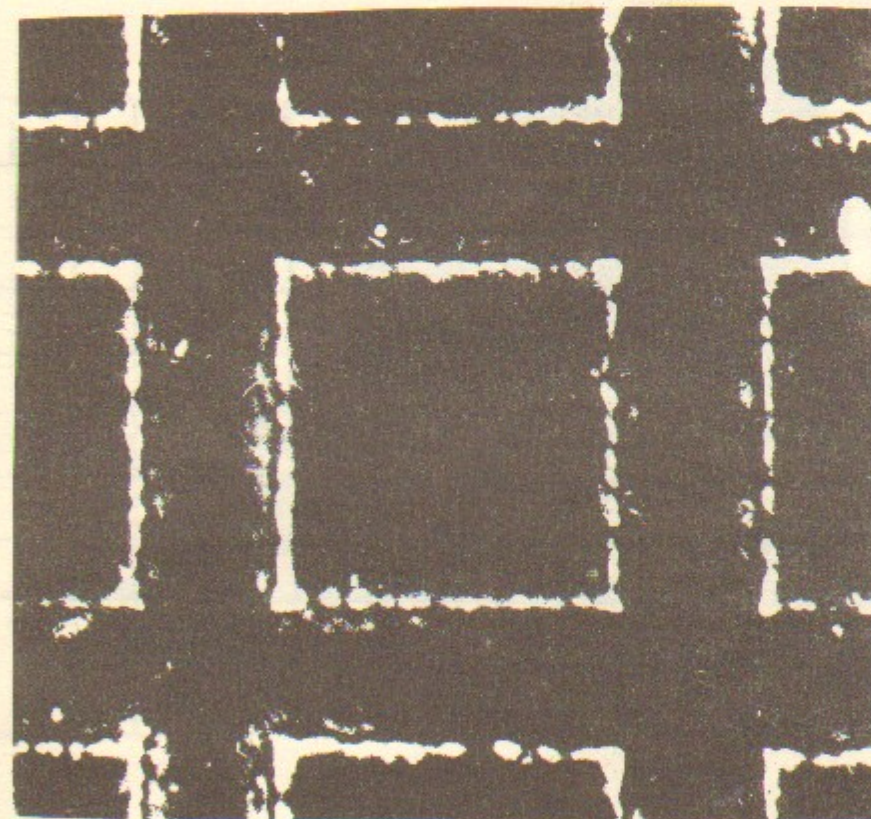


Рис.2. Изображение тестового образца на халькогенидной стеклообразной пленке, полученное методом контактно-го проецирования.



Рис.3. Рентгеновская топограмма кристалла кварца (пространственное разрешение не хуже 1 мкм, видны дислокации сдвига).

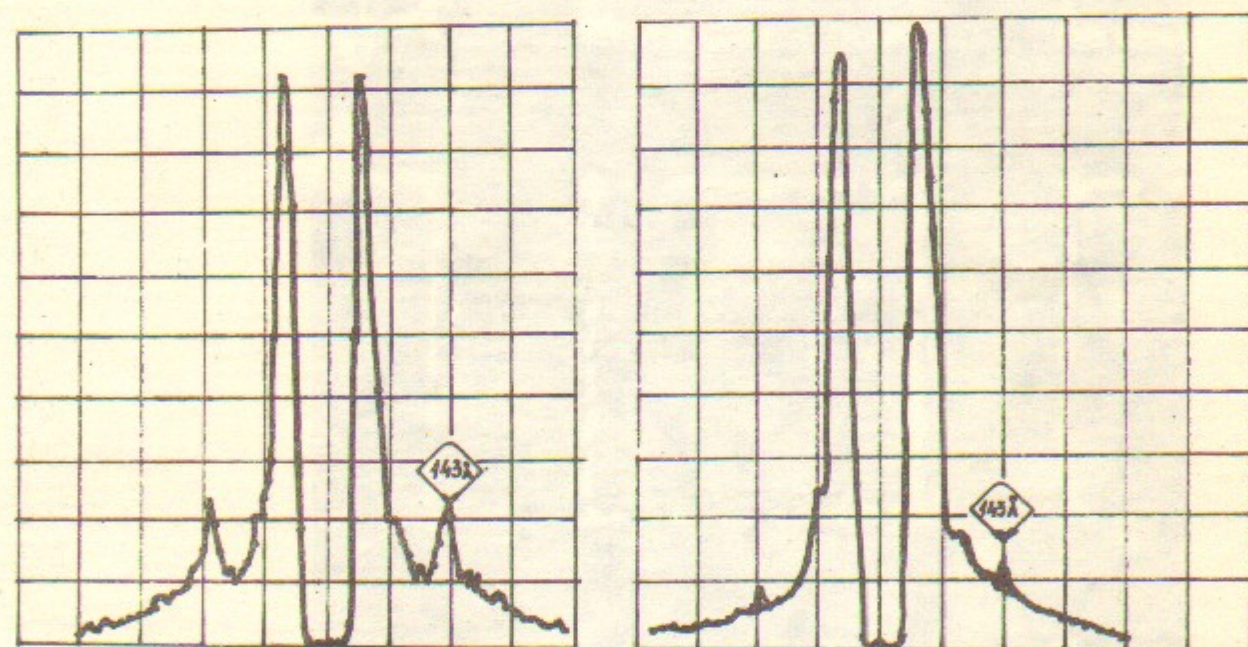


Рис.4. Два кадра из "кинофильма", показывающего изменение структуры мышцы лягушки в процессе сокращения: А - начальная стадия, Б - стадия максимального развития напряжения (отчётливо видно уменьшение дифракционного максимума 143 Å).

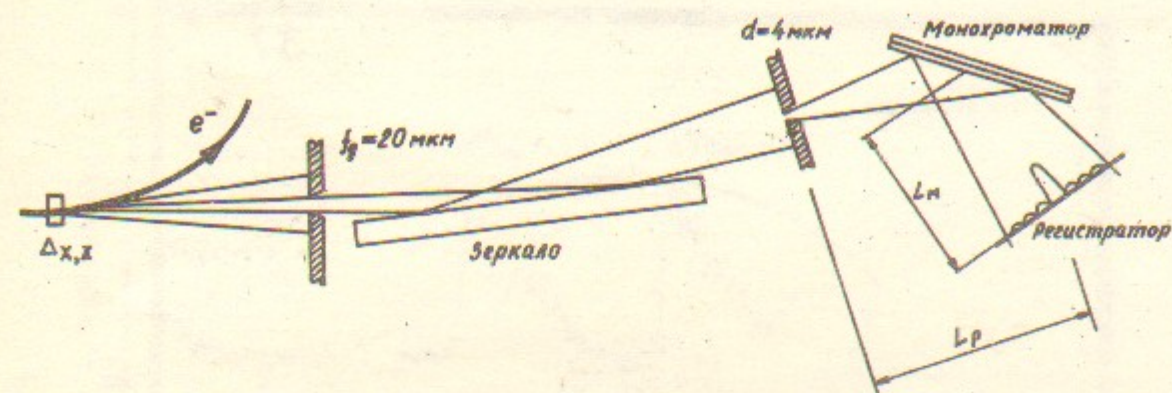


Рис.5. а) Схема получения дифракции рентгеновского излучения ($\lambda = 18 \text{ \AA}$) от одиночной щели ($d = 4 \text{ мкм}$) б) фотография дифракционной картины (количество максимумов ограничено размером используемого монохроматора).

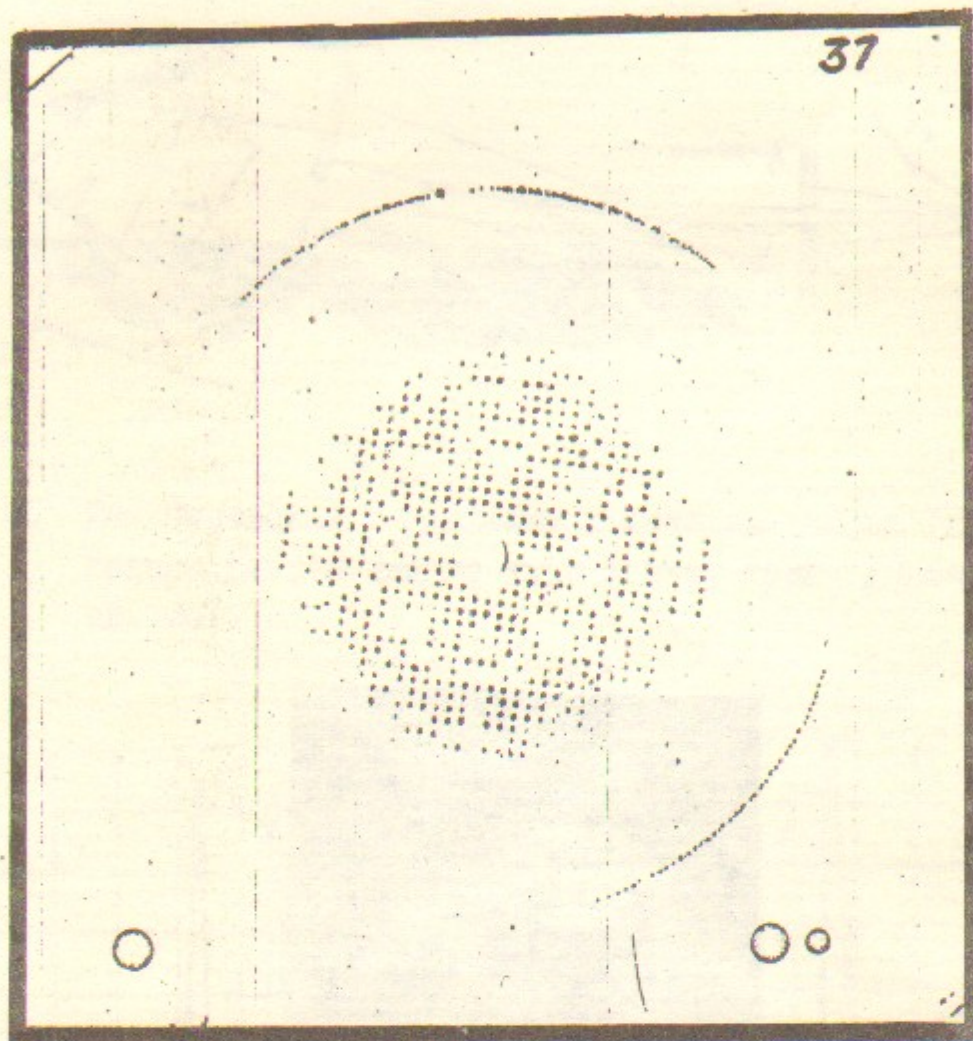


Рис.6. Прецессионная дифракционная фотография кристалла АФП (Мо - производная).
 $\lambda = 1,3 \text{ \AA}$, время экспозиции 2 часа, угол прецессии 22° [43].

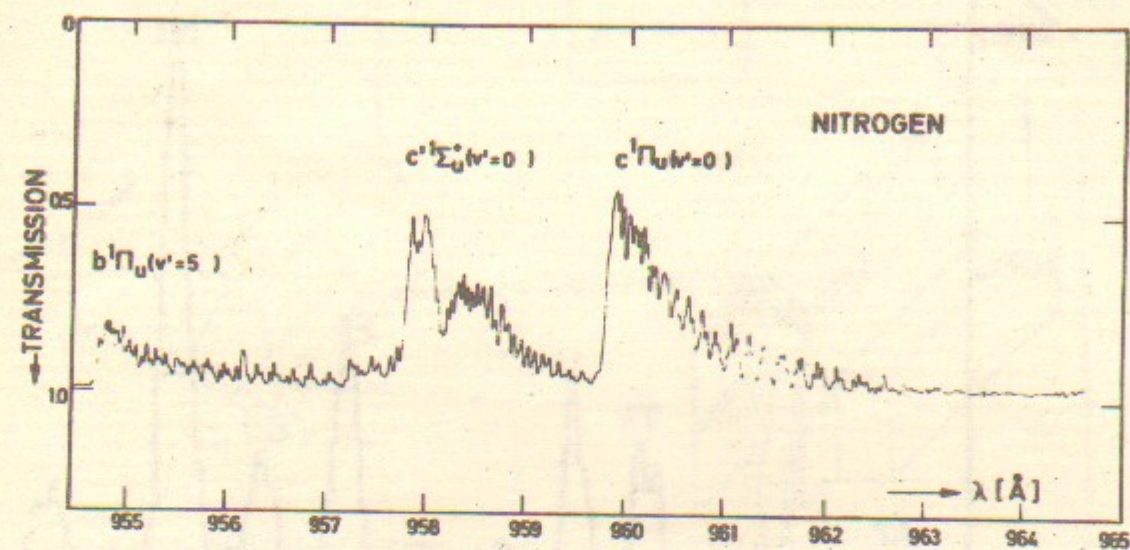


Рис.7. Спектр поглощения N_2 , демонстрирующий наличие трех колебательных уровней в районе 960 \AA [30].

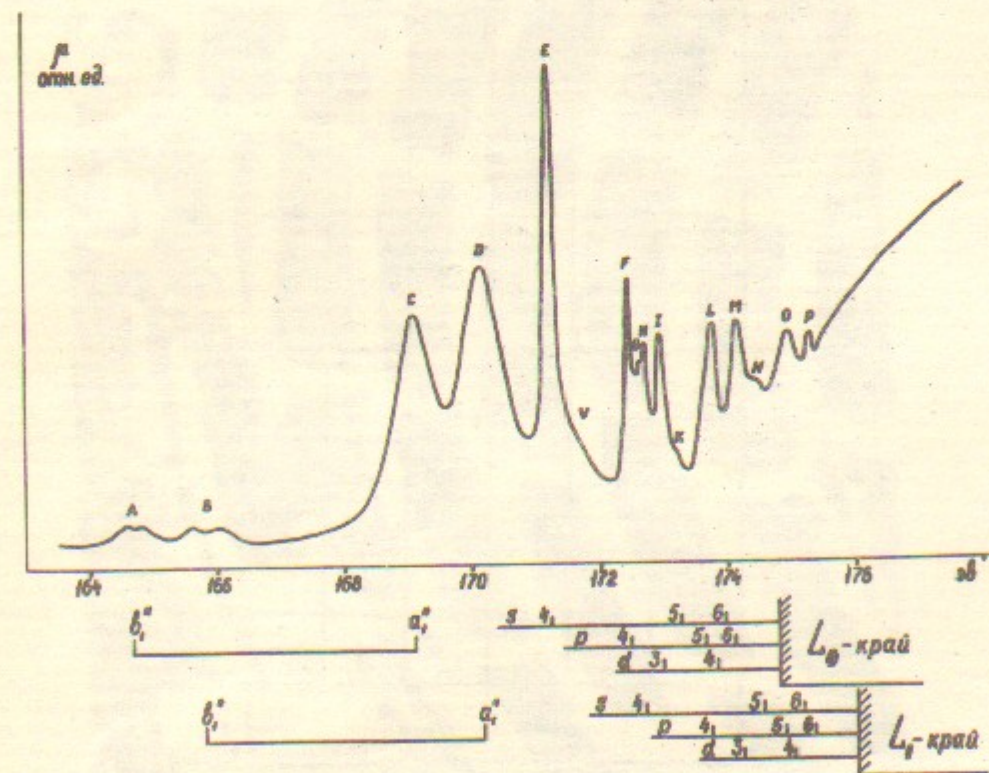


Рис.8. Спектр поглощения молекул SO_2 в области L_{II-III} края поглощения серы [45].

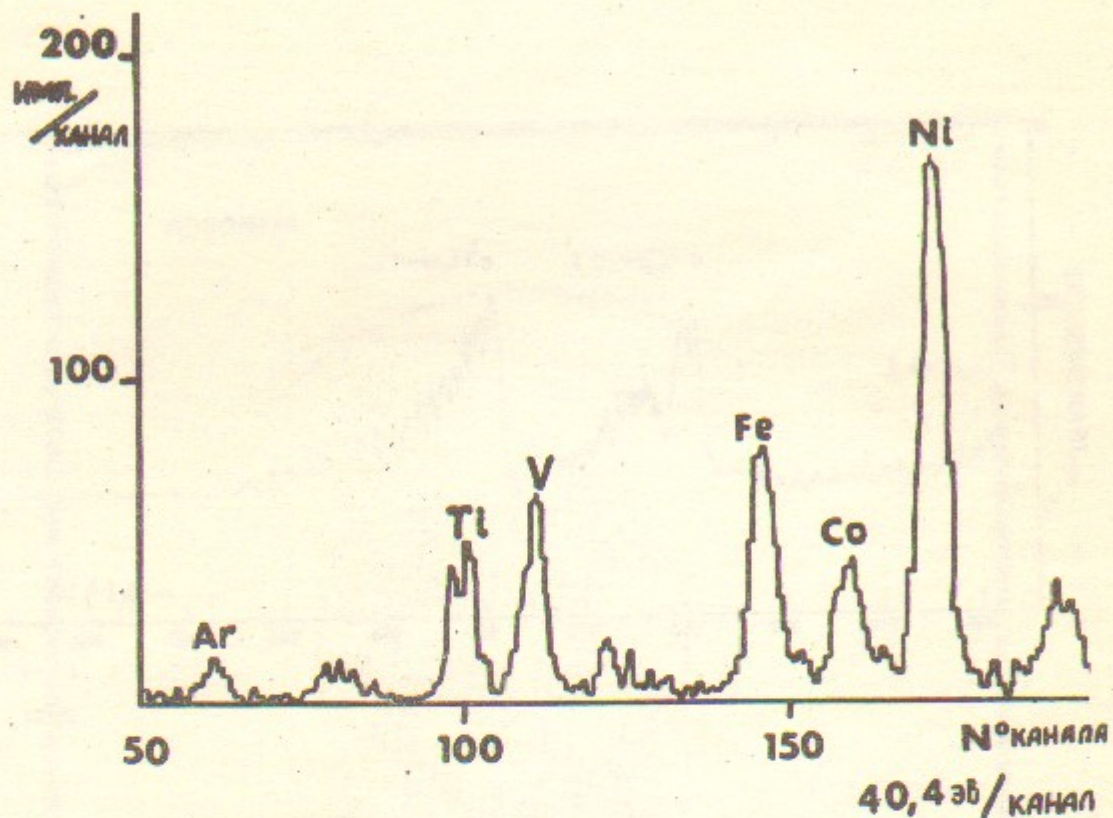


Рис. 9. Спектр флуоресцентного излучения нефти, возбуждаемого синхротронным излучением [50].

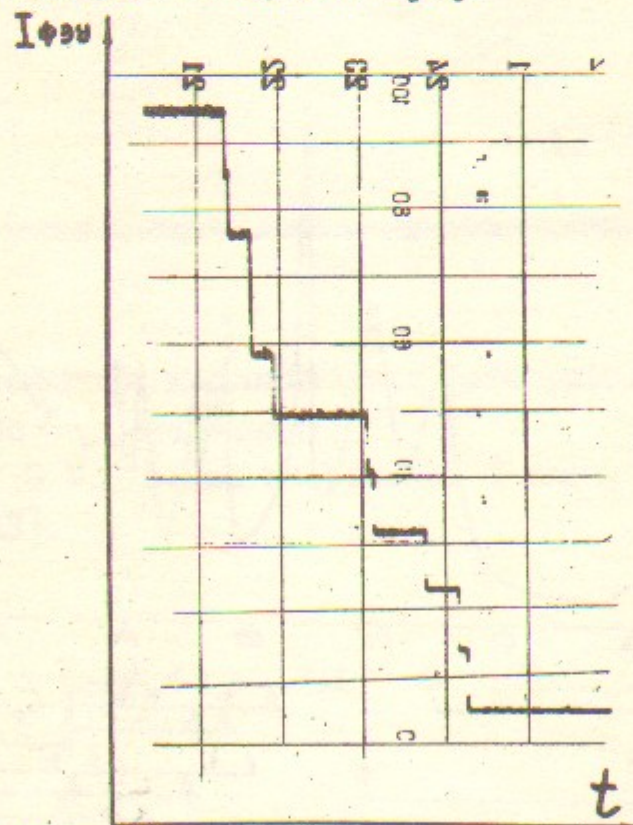


Рис. 10. Временная зависимость величины сигнала детектора, регистрирующего рентгеновское синхротронное излучение от нескольких электронов, "живущих" в накопителе ВЭПП-3 (минимальный скачок интенсивности соответствует гибели одного электрона).

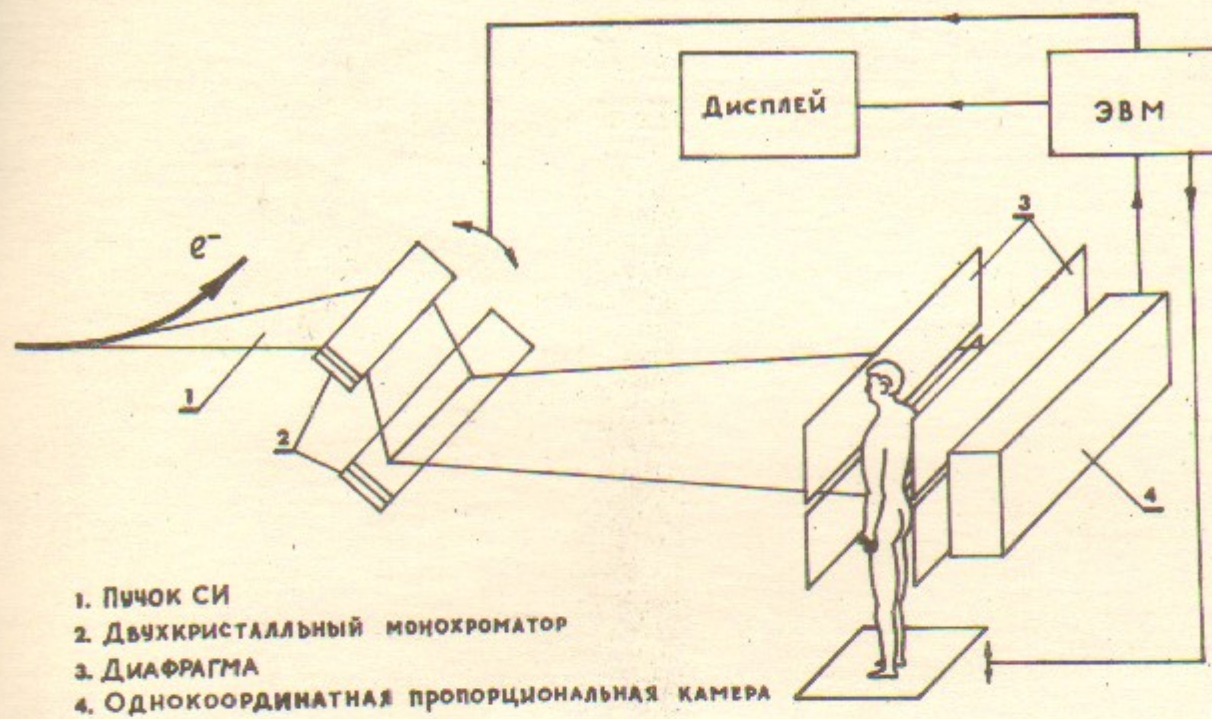


Рис. 11. Возможная схема проведения медицинских исследований с помощью синхротронного излучения.

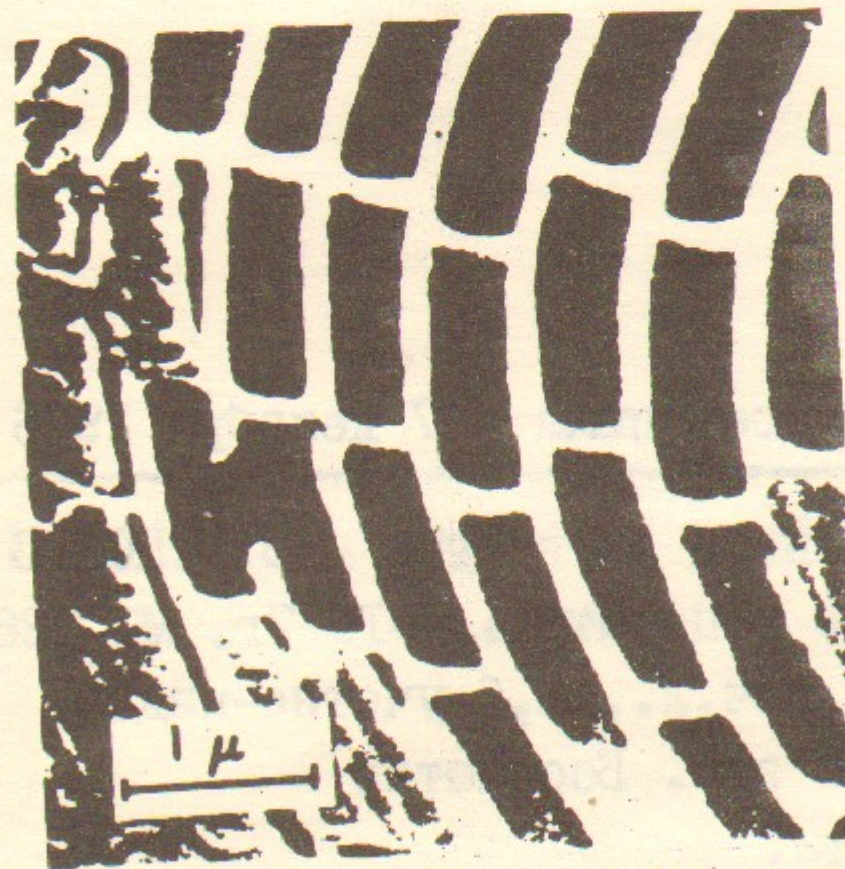


Рис. 12. Отпечаток с зонной пластинки Френделя, полученный с помощью рентгеновской литографии (наименьшая толщина линии, разрешаемая на отпечатке ~ 0.07 мкм [55]).

Работа поступила - 7 декабря 1976 г.

Ответственный за выпуск - С.Г. ПОПОВ

Подписано к печати 4. II - 1977 г. МН 02638

Усл. 3,0 печ. л., 2,6 учетно-изд. л.

Тираж 290 экз. Бесплатно

Заказ № 12.

Отпечатано на ротапинтере ИЯФ СО АН СССР