σ на $\sigma_н$, мы отбрасываем члены порядка α:

$$\frac{df}{d\sigma} = (S\nabla_r) f = (S_0\nabla_r) f + \alpha (S_\alpha\nabla_r) f = \frac{df}{d\sigma_н} + \alpha (S_\alpha\nabla_r) f.$$

Закон распределения малых углов рассеяния совпадает при таком сопоставлении с выражением (24). Дисперсии смещений луча A_y, A_z значительно отличаются от соответствующих выражений в [2].

В заключение отметим, что замена длины дуги луча координатой, отсчитываемой вдоль невозмущенной траектории [1], при наклонном распространении возможна в аналитическом виде лишь для линейного слоя диэлектрической проницаемости. Вероятно, что с помощью машинной обработки можно исследовать и другие модели среды.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Кляцкин В. И., Татарский В. И. Изв. вузов. Радиофизика, 1971, 14, с. 706. [2] Комиссаров В. М. Изв. вузов. Радиофизика, 1966, 9, № 2, с. 292. [3] Гинзбург В. Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. М.: Наука, 1967. [4] Маделунг Э. Математический аппарат физики. М.: ГИФМЛ, 1960. [5] Кравцов Ю. А., Орлов Ю. И. Геометрическая оптика неоднородных сред. М.: Наука, 1980. [6] Чандрасекар С. Стохастические проблемы в физике и астрономии. М.: ГИФМЛ, 1947. [7] Гусев В. Д., Приходько Л. И. Геомагнетизм и аэрономия, 1976, 16, с. 826.

Поступила в редакцию
14.12.83

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1984, т. 25, № 5

УДК 523.8.08

РЕНТГЕНОВСКИЙ ЭКСПЕРИМЕНТ НА ИСЗ «ПРОГНОЗ-9»

М. И. Кудрявцев, С. И. Свертилов

(НИИЯФ)

1/VII 1983 г. в СССР осуществлен запуск ИСЗ «Прогноз-9». «Прогноз-9» — это высокоапогейный космический аппарат, в начале полета имевший следующие основные параметры орбиты: расстояние до Земли в апогее 720 тыс. км, в перигее 380 км, период обращения 27 сут [1]. Ось вращения спутника ориентирована на Солнце, период вращения — около двух минут.

Аппаратура, установленная на ИСЗ «Прогноз-9», предназначена для ряда космофизических экспериментов, в том числе изучения космического рентгеновского излучения. Существенной особенностью рентгеновских экспериментов на ИСЗ «Прогноз-9» является одновременная регистрация рентгеновского излучения и регистрация заряженных частиц различных сортов в широких диапазонах энергий. Благодаря этому можно изучать фоновые возрастания потоков рентгеновского излучения, обусловленные возрастаниями потоков заряженных частиц и при необходимости исключать имитацию рентгеновских событий заряженными частицами.

На ИСЗ «Прогноз-9» установлен сцинтилляционный спектрометр РХ-1, обеспечивающий измерение потоков рентгеновского излучения в диапазонах 10÷50, 25÷50, 50÷100 и 100÷200 кэВ [2].

Временное разрешение в эксперименте с прибором РХ-1 определяется в основном возможностями бортовых систем, запоминающих и передающих информацию. В указанном эксперименте предусмотрены два основных режима работы телеметрической системы. Первый —

постоянно действующий режим, в котором выходные показания приборов считываются 1 раз в 10 с. Второй режим — 1 раз в 1 с; он включается в те промежутки времени, когда прибор РХ-1 регистрирует интенсивные возрастания рентгеновских потоков, имеющих достаточно крутые фронты (солнечные вспышки, космические γ-всплески и др.).

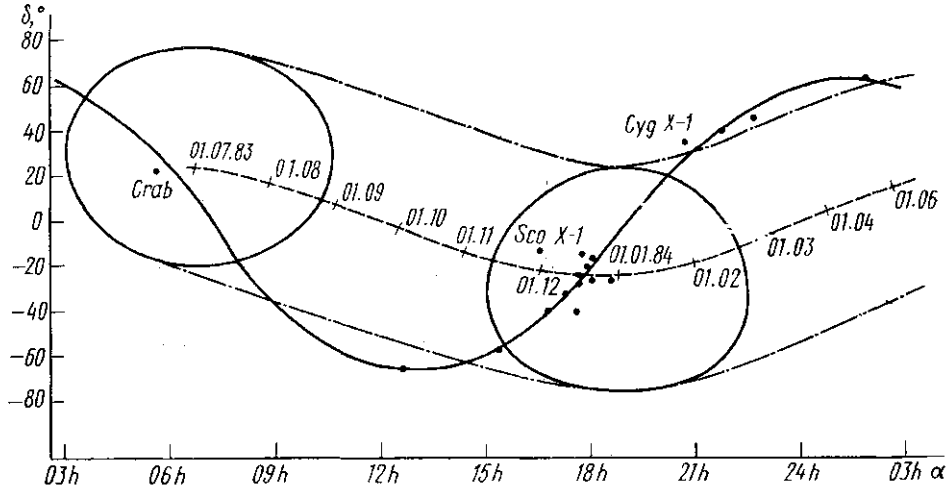

Рис. 1. Траектория поля зрения прибора РХ-1. Пунктирная линия — траектория центра поля зрения прибора. Сплошная линия — галактический экватор. Черные точки — наиболее сильные рентгеновские источники

Прибор РХ-1 состоит из двух одинаковых датчиков и электронной схемы. Поле зрения каждого датчика ограничено соответствующими коллиматорами. Диаграмма направленности каждого датчика не зависит от азимутального угла в его собственной полярной системе координат. Диаграмма направленности характеризуется практически линейным убыванием по зенитному углу, определяющему «отстояние» источника от оси датчика. Максимальный зенитный угол, ограничивающий поле зрения датчика, составляет 51°.

Датчики размещены на приборной панели спутника так, что угол между их осями равен 15°, причем ось вращения спутника является биссектрисой этого угла. Благодаря такому размещению датчиков потоки солнечного излучения регистрируются в течение периода вращения одинаковой эффективной площадью, а потоки излучения от источников, отстоящих от оси вращения спутника, оказываются промодулированными с частотой вращения. Относительная величина амплитуды модуляции определяется углами между осями датчиков и направлением на источник регистрируемых квантов.

Из-за движения спутника вместе с Землей вокруг Солнца в поле зрения прибора попадают различные участки небесной сферы вдоль эклиптики.

На рис. 1 изображена траектория поля зрения прибора в экваториальных координатах в различные моменты времени (δ — склонение, α — прямое восхождение). На этом же рисунке изображены плоскость эклиптики с указанием на ней моментов времени нахождения Солнца в соответствующих точках и плоскость галактического экватора.

В начальной стадии полета (июль—август) прибор РХ-1 был ориентирован на область галактического антицентра. В его поле зрения находилось несколько рентгеновских источников, в том числе наиболее

сильный в жестком рентгеновском диапазоне — источник в Крабовидной туманности. В сентябре—октябре галактическая плоскость не попадала в поле зрения прибора. С начала ноября в поле зрения прибо-

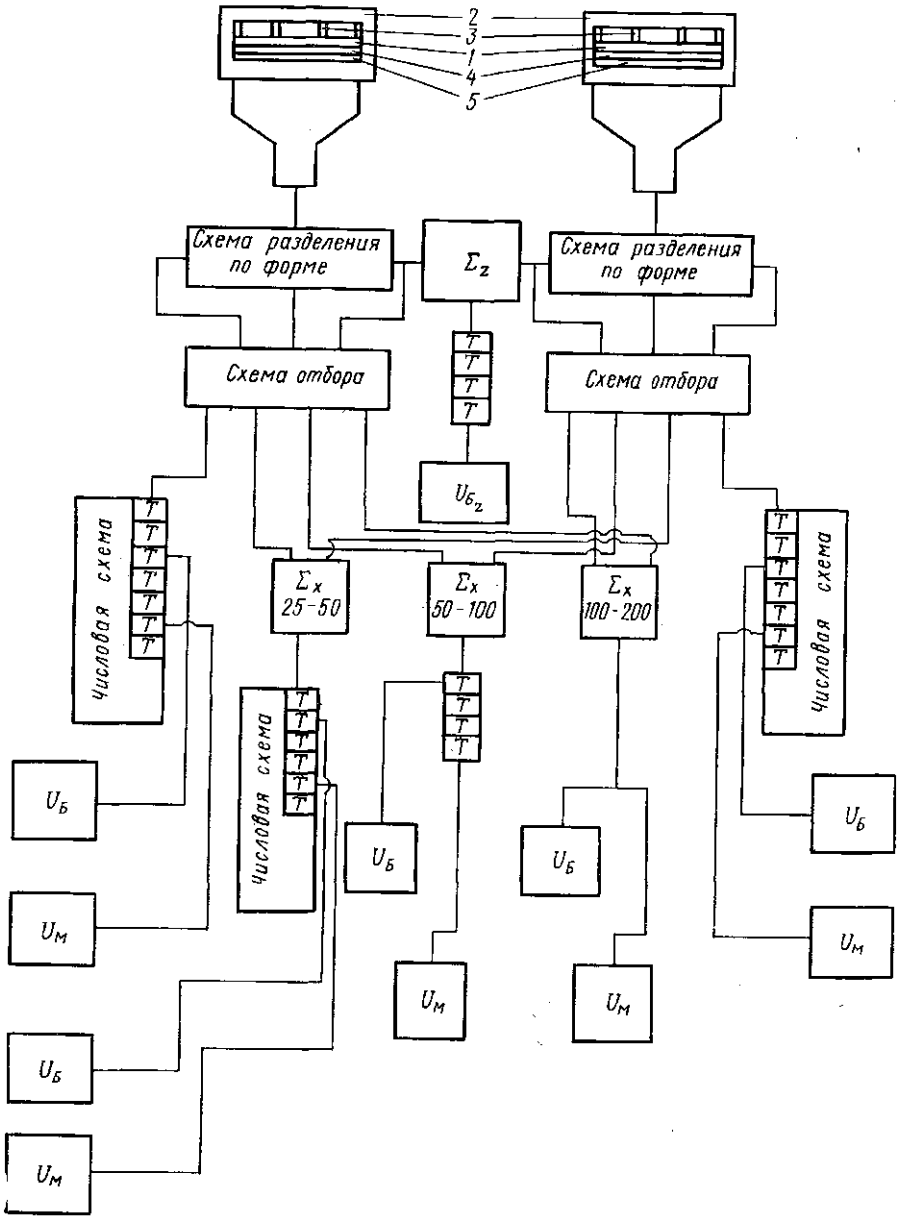

Рис. 2. Функцинальная схема прибора РХ-1: *1* — кристалл CsI, *2* — пластмассовый сцинтиллятор, *3* — коллиматор, *4* — бариевое стекло, *5* — свинцовое стекло, *Т* — триггеры пересчета

ра начинал попадать район центра Галактики, где сосредоточено большинство ярких рентгеновских источников.

Основные особенности конструкции датчиков и общая схема прибора РХ-1 приведены на рис. 2. Конструкции обоих датчиков идентич-

ны. Основной детектирующий элемент каждого датчика — сцинтиллятор кристалл CsI (Tl), толщина которого 2,5 мм, диаметр 80 мм.

Для понижения уровня рентгеновского фона и исключения регистрации заряженных частиц в датчиках прибора РХ-1 предусмотрена комбинация активной и пассивной защиты. Пассивная защита включает свинцово-оловянный коллиматор, а также свинцовое и бариевое стекла. Коллиматор ограничивает поле зрения прибора; он состоит из цилиндра, окружающего кристалл CsI, и решетки, размещенной внутри цилиндра над кристаллом. Свинцовое и бариевые стекла предохраняют детектирующий элемент датчика от рентгеновского излучения со стороны, противоположной коллиматору. Толщины стекол и коллиматора выбраны так, что обеспечивается почти 100%-ное поглощение попадающего в них излучения практически во всем рабочем диапазоне энергий: от 10 до 100 кэВ.

Для исключения регистрации заряженных частиц и вызванных ими из пассивной защиты вторичных фотонов кристалл CsI и все элементы пассивной защиты, включая коллиматор, помещены в контейнер из пластмассового сцинтиллятора. Толщина пластмассового сцинтиллятора гарантирует достаточно надежную вероятность регистрации заряженных частиц (~99%), при этом вероятность поглощения рентгеновских квантов в пластмассе в рабочем диапазоне энергий остается достаточно малой. Пластмассовый сцинтиллятор и кристалл CsI просматриваются одним фотоумножителем со стороны свинцового стекла.

Импульсы с анодов фотоумножителей обоих датчиков поступают на схемы разделения по форме (см. рис. 2). Эти схемы используются для разделения сигналов от пластмассового сцинтиллятора и кристалла CsI. Принцип действия схемы основан на различии времени высвечивания пластмассы (5 нс) и CsI (0,5 мкс). Если импульс, поступающий на схему разделения, короткий, т. е. связан с событием в пластмассовом сцинтилляторе, то схема вырабатывает логический сигнал запрета. Если же импульс более длительный, схема вырабатывает аналоговый сигнал, амплитуда которого пропорциональна величине суммарного заряда, переносимого импульсом тока на аноде ФЭУ.

С выходов схем разделения по форме сигналы поступают на схемы отбора. При отсутствии на соответствующих входах сигнала запрета схемы отбора осуществляют сортировку импульсов, в зависимости от их амплитуды, в один из четырех интервалов. Пороги дискриминации выбраны так, что эти интервалы соответствуют энергетическим диапазонам: 10÷50, 25÷50, 50÷100 и 100÷200 кэВ. В интервалах 25÷50, 50÷100 и 100÷200 кэВ сигналы от обоих датчиков суммируются в соответствующих ячейках Σ_x.

Измерение числа сигналов в единицу времени осуществляется логарифмическими измерителями скорости счета $U_Б$ и $U_М$, различающимися характерными временами: $\tau_{U_Б} = 1{,}5$ с, $\tau_{U_М} = 10$ с. В интервалах 10÷50 и 25÷50 кэВ для подсчета числа импульсов используются также числовые схемы. Наличие двух типов логарифмических измерителей скорости счета обусловлено двумя значениями скорости их опроса телеметрической системой.

Сигналы запрета, поступающие с выходов схем разделения по форме, суммируются в ячейках Σ_z, и их число в единицу времени измеряется логарифмическими измерителями скорости счета $U_{Б_z}$.

При попадании в детектирующий элемент рентгеновские кванты в результате процессов фото- и комптон-взаимодействий передают большую часть своей энергии вторичным электронам. Энергия вторич-

ных электронов преобразуется в энергию световых вспышек, которые в свою очередь приводят к образованию импульсов тока на аноде фотоумножителя.

Первый этап преобразования исходных спектров в приборе можно охарактеризовать зависимостью от энергии эффективности регистрации, т. е. вероятности передачи энергии от рентгеновских квантов электронам, второй этап—функцией распределения амплитуд импульсов тока на аноде фотоумножителя, соответствующих определенному энерговыделению в кристалле.

Распределение импульсов на аноде ФЭУ для прибора РХ-1 может быть аппроксимировано распределением Гаусса, дисперсия которого зависит от энергии. Относительная ширина этого распределения на половине высоты может служить мерой энергетического разрешения прибора. Измерения показывают, что энергетическое разрешение растет с уменьшением энергии и при 10 кэВ становится больше 100%.

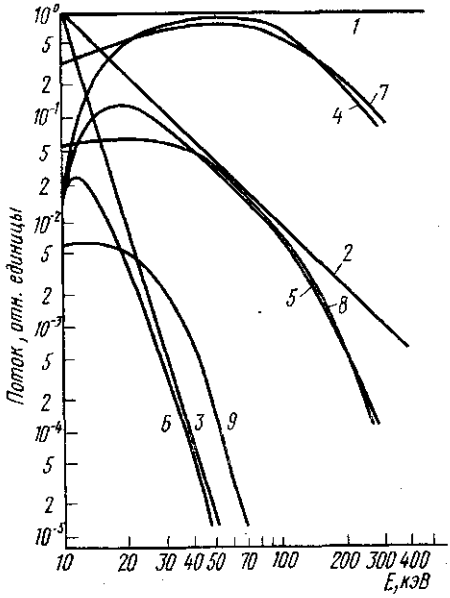

Рис. 3. Кривые, характеризующие этапы преобразования спектров в приборе РХ-1: *1—3* — исходные спектры (*1* — E^0, *2* — E^{-2}, *3* — E^{-7}), *4—6* — соответствующие спектры вторичных электронов, *7—9* — спектры амплитуд импульсов, выраженных в энергетических единицах

Рассмотренные преобразования были рассчитаны для некоторых спектров, характеризующихся убыванием интенсивности с ростом энергии. На рис. 3 изображены кривые, иллюстрирующие результаты расчетов для исходных спектров степенного вида: крутых (показатель степени α, например, равен 7 — кривая *3*), менее крутых ($\alpha=2$ — кривая *2*) и равномерного ($\alpha=0$ — кривая *1*).

Кривые *4—6* представляют собой спектры вторичных электронов, соответствующие исходным спектрам рентгеновских квантов (кривые *1—3*). Кривые *7—9* — спектры амплитуд импульсов на аноде ФЭУ.

Как видно из рис. 3, эффективность регистрации (кривая *4*) наиболее сильно меняется в диапазоне 10÷30 кэВ — убывает с уменьшением энергии. Это обусловлено увеличением поглощения рентгеновских квантов в пластмассовом сцинтилляторе за счет роста сечения взаимодействия при малых энергиях. В диапазоне 30÷100 кэВ эффективность регистрации меняется слабо, при энергиях более 100 кэВ она начинает убывать из-за уменьшения сечения взаимодействия в кристалле CsI.

За счет зависимости эффективности от энергии наиболее сильно искажаются крутые ($\beta>5$) спектры, когда основная доля энергии приходится на диапазон меньше 30 кэВ (см. кривую *6* на рис. 3). Менее крутые спектры ($\beta=1{,}5\div5$) искажаются слабее, и в основном диапазоне регистрируемых энергий (30÷150 кэВ) их форма, в принципе, сохраняется. Еще более пологие ($\beta<1{,}5$) спектры существенно искажаются и в области больших энергий ($\geqslant150$ кэВ).

Влияние реального энергетического разрешения прибора на трансформацию спектральных характеристик иллюстрируется различием

в парах кривых *4—7, 5—8, 6—9*. При этом наиболее сильно трансформируются крутые спектры.

На выходе электронной схемы спектральная информация представлена интегральными величинами — скоростями счета.

Для определения по скоростям счета спектральных и угловых характеристик регистрируемых потоков необходимо сделать некоторые предположения о форме исходных спектров. Например, для исходных спектров степенной формы или формы спектра «оптически тонкой плазмы» по отношениям суммарных скоростей счета в различных энергетических интервалах могут быть определены показатель степени β (для степенных спектров) или эффективная температура kT (для спектров типа «оптически тонкой плазмы»).

Сравнение величин скоростей счета двух датчиков в интервале $10 \div 50$ кэВ позволяет определять углы между осями датчиков и направлением на источник регистрируемых квантов. Зная эти углы и параметры β или kT, по значениям суммарных скоростей счета можно определять величины регистрируемых потоков в соответствующих энергетических интервалах.

За первую половину года полета (1/VII 1983 г. $\div$ 1/I 1984 г.) в ходе эксперимента с использованием прибора РХ-1 зарегистрировано несколько сотен всплесков солнечного рентгеновского излучения. Временной ход скоростей счета в различных энергетических интервалах для одного из таких всплесков, произошедшего 16/X 1983 г., приведен на рис. 4, *а*. На рис. 4, *б* представлены данные, характеризующие динамику спектра рентгеновского излучения в этом событии. При этом в диапазоне энергий фотонов $25 \div 100$ кэВ для различных моментов времени изложенным выше способом определялись значения спектрального параметра β в степенной аппроксимации.

Обнадеживающие предварительные результаты получены также в области исследования космических гамма-всплесков (несолнечного происхождения) и рентгеновских пульсаров. Соответствующая информация находится в стадии обработки, однако возможности эксперимента в этих направлениях можно оценить, учитывая время наблюдения и фоновые условия.

Оценим чувствительность прибора РХ-1 при регистрации рентгеновских всплесков. Фоновые скорости счета в наиболее удобных для исследования энергетических интервалах $25 \div 50$ и $50 \div 100$ кэВ составляют соответственно 22 и 19 имп./с. Будем считать достоверным событием возрастание скорости счета, превышающее фоновое значение более чем на утроенную среднеквадратичную ошибку. Если предположить, что типичный рентгеновский всплеск имеет длительность 10 с и спектр типа «оптически тонкой плазмы» с $kT = 50$ кэВ, то энерговыделение наиболее слабых всплесков, которые можно зарегистрировать с помощью прибора РХ-1, составит $\sim 2{,}5 \cdot 10^{-7}$ эрг$\cdot$см$^{-2}$.

Отметим, что в случае регистрации γ-всплесков полученная характеристика чувствительности прибора РХ-1 совпадает по порядку величины с соответствующей характеристикой аппаратуры «Конус» [3], с помощью которой в экспериментах на АМС «Венера-11, -12, -13, -14» были получены наилучшие данные по статистике всплесков. Если же в качестве меры чувствительности выбрать энерговыделение в единицу времени, то для типичных γ-всплесков (имеющих длительность 10 с и $kT = 50$ кэВ) соответствующая величина для прибора РХ-1 составит $2{,}5 \cdot 10^{-8}$ эрг$\cdot$см$^{-2}\cdot$с$^{-1}$, что на порядок меньше, чем подобная характеристика аппаратуры «Конус» [4].

При регистрации излучения периодических рентгеновских источни-

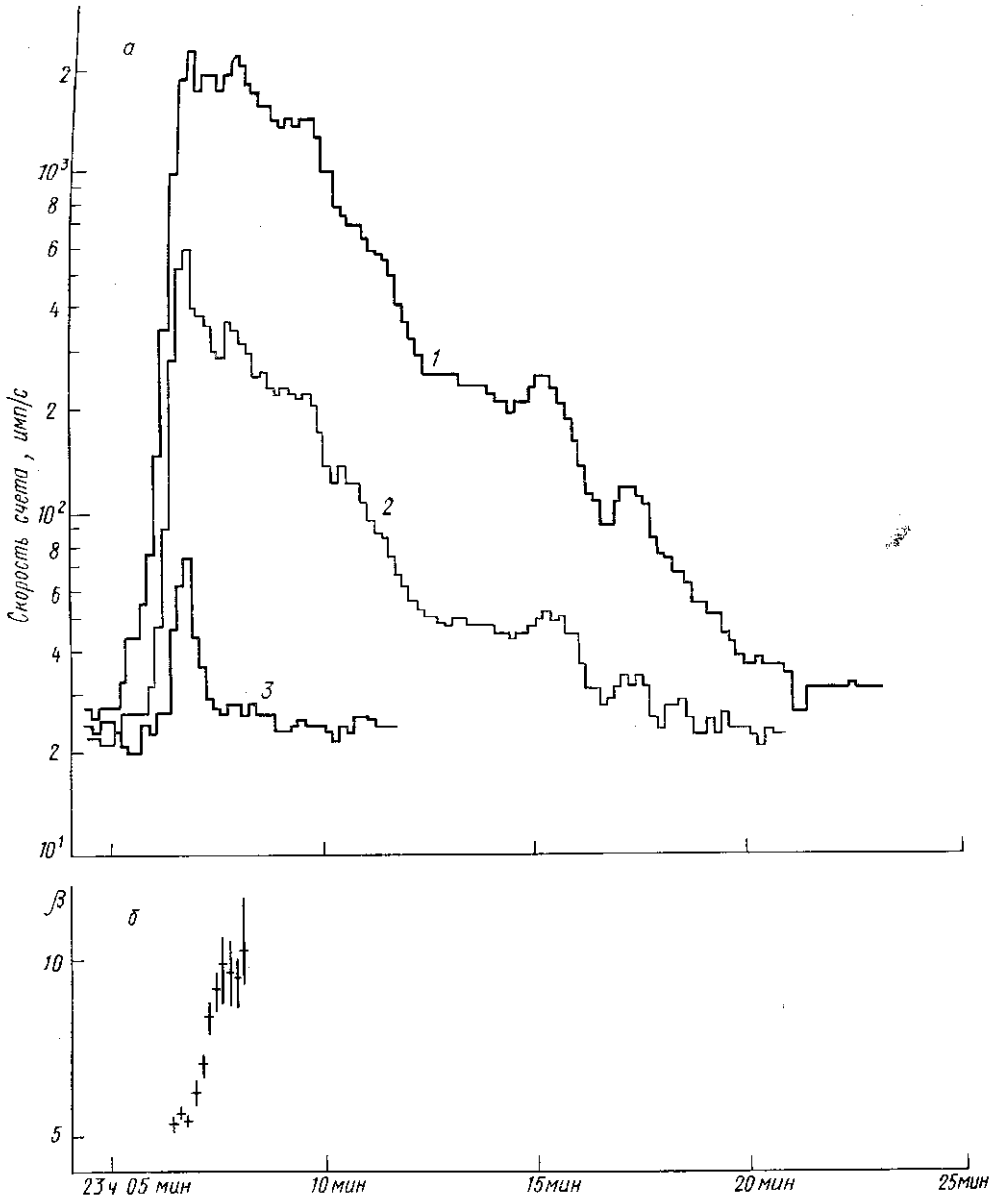

Рис. 4. *а* — Зависимость от времени скоростей счета во вспышке 16/X 1983 г.: *1* — в интервале 10÷50 кэВ, *2* — 25÷50 кэВ, *3* — 50÷100 кэВ (время московское). *б* — Временная зависимость спектрального индекса β во вспышке 16/X 1983 г.

ков существенной характеристикой является время экспозиции. Поле зрения прибора РХ-1 таково, что при благоприятных условиях максимальное время наблюдения одного и того же источника составляет около 100 дней. При указанных выше значениях фоновых скоростей счета время экспозиции 100 дней обеспечивает относительную ошибку измерения скоростей счета $\sim 10^{-4}$. Если предположить, что типичный рентгеновский источник имеет степенной спектр с показателем степени ~ 3, наиболее слабые потоки от подобных источников, которые еще

можно зарегистрировать с помощью прибора РХ-1, составят: при энергиях 25 кэВ $\sim 3\cdot 10^{-5}$ квант·см$^{-2}$·с$^{-1}$·кэВ$^{-1}$, при энергиях 50 кэВ $\sim 3\cdot 10^{-6}$ квант·см$^{-2}$·с$^{-1}$·кэВ$^{-1}$.

Для сравнения отметим, что типичные из зарегистрированных в настоящее время источников жесткого рентгеновского излучения имеют потоки $\sim 10^{-3} \div 10^{-4}$ квант·см$^{-2}$·с$^{-1}$·кэВ$^{-1}$ при энергиях $20 \div 30$ кэВ [5, 6].

Таким образом, и при изучении периодических рентгеновских источников эксперимент с использованием прибора РХ-1 может дать новые данные.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Правда, 1983, 3 июля. [2] Гордеев Ю. П., Кудрявцев М. И. В кн.: Новые приборы, устройства, методики, материалы и технологические процессы, разработанные учеными МГУ, предлагаемые для внедрения в народное хозяйство и науку. М.: Изд-во МГУ, 1982, с. 36. [3] Мазец Е. П., Голенецкий С. В. В кн.: Астрофизика и космическая физика. М.: Наука, 1982, с. 216. [4] Мазец Е. П. и др. Письма в Астрон. журн., 1980, **6**, с. 609. [5] Dolan J. F. et al. Astrophys. J., 1981, **250**, p. 355. [6] Pietsch W. et al. Astrophys J., 1980, **237**, p. 964.

Поступила в редакцию
27.12.83

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1984, т. 25, № 5

УДК 535.36

ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ФАЗОВЫХ ПРЕВРАЩЕНИЙ В НЕМАТИЧЕСКИХ ЖИДКИХ КРИСТАЛЛАХ

И. А. Яковлев, А. И. Федорова, Т. Г. Черневич, О. А. Шустин

(кафедра физики кристаллов)

Одним из наиболее интересных и важных направлений в физике жидких кристаллов (ЖК) является изучение в них фазовых превращений, механизм которых исследован недостаточно тщательно. Мало экспериментальных данных в температурной области, непосредственно примыкающей к температуре фазового превращения. А именно в этой области жидкий кристалл особенно чувствителен к различным внешним воздействиям (например, к световому облучению). Кроме того, так как фазовый переход нематик $\rightleftarrows$ изотропная жидкость является фазовым переходом первого рода, то эти две фазы могут сосуществовать. Поэтому представляется интересным более подробно изучить механизм зарождения новой фазы и исследовать поведение физических параметров жидкого кристалла непосредственно на границе зародыша изотропной жидкости.

Разработанный авторами интерференционный метод применяется для изучения кинетики фазовых превращений в НЖК, для определения влияния подложки и освещения на характер перехода $N \rightleftarrows I$. Метод позволяет исследовать поведение показателей преломления и, независимым образом, двулучепреломления на границе раздела фаз, что дает возможность изучить поведение параметра порядка S в нематической фазе и получить скачок ΔS при переходе из одной фазы в другую.

На рис. 1 показана принципиальная схема установки, в которой пучок света от гелий-неонового ($\lambda = 6329$ Å) или аргонового ($\lambda = 5145$ Å) лазера с помощью разделительной пластинки *РП* делится на два: предметный, проходящий сквозь образец с ЖК, находящийся в печке, и