

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК  
ИНСТИТУТ КОСМИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ

*на правах рукописи*

И. Ю. ЛАПШОВ

ОТКРЫТИЕ ЯРКИХ ТРАНЗИЕНТНЫХ ИСТОЧНИКОВ  
СПУТНИКОМ "ГРАНАТ"  
И ПЕРСПЕКТИВЫ ИХ ПОЛЯРИМЕТРИЧЕСКИХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ СПУТНИКОМ  
"СПЕКТР-РЕНТГЕН-ГАММА".



*01.03.02 Астрофизика, радиоастрономия*

Диссертация на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель академик Р.А.Сюняев

Москва, 1994

# Содержание

Предисловие.....	i
1. Наблюдения транзиентных источников прибором ВОГЧ.....	1
1.1. Описание инструмента.....	1
1.2. Парус X-1 .....	6
1.3. GRS0834-43 .....	9
1.4. 4U1700-37 .....	11
1.5. Короткоживущие рентгеновские транзиенты .....	17
1.6. Рентгеновская Новая в созвездии Мухи.....	21
1.7. GRS1009-45 .....	25
1.8. Подписи к рисункам .....	27
1.9. Список литературы .....	29
1.10. Список таблиц.....	33
2. Рентгеновская Новая в Лисичке .....	45
2.1. Введение .....	45
2.2. Описание прибора ГСПС .....	46
2.3. Наведение телескопов обсерватории РЕНТГЕН на источник. ....	47
2.4. Результаты наблюдений. ....	48
2.5. Обсуждение. ....	49
2.6. Список литературы .....	51
3. Моделирование рентгеновского поляриметра SXRP.....	53
3.1. Введение .....	53
3.2. Рентгеновский поляриметр SXRP .....	54
3.3. Математическое моделирование.....	57
3.4. Заключение.....	67
3.5. Список литературы .....	68
3.6. Подписи к рисункам .....	69
Заключение .....	75

## Предисловие

Задача наблюдения за всем небом с целью поиска новых рентгеновских источников и мониторингования поведения известных источников рентгеновского излучения была актуальной с момента зарождения внеатмосферной рентгеновской астрономии. Она остается актуальной и по сей день, но на более высоком качественном уровне.

Первый значительный вклад в обзоры неба был сделан спутником "Ухуру", запущенным в 1970 году. По данным спутника был составлен первый полный каталог рентгеновских источников с потоками выше  $2\text{мКрАб}$ . Затем последовали обзоры неба спутников серии "Vela" и "Ариель 5", которые несли на борту специализированные для этих целей приборы - приборы для наблюдения за всем небом (All Sky Monitors). Однако, если на более ранних стадиях развития рентгеновской астрономии основными задачами таких приборов было создание каталогов рентгеновских источников (постоянных либо транзиентных), то со временем прибавилась задача оповещения астрономов об активности источников на рентгеновском небе. Прибор для наблюдения за всем небом японского спутника "Гинга" неоднократно сообщал о появлении на небе новых рентгеновских источников, которые исчезали через несколько месяцев или недель. Эти данные использовались для наведения инструментов модуля "Квант" и проведения детального исследования источников в широком диапазоне энергий.

В настоящее время на орбите работают два прибора для наблюдения за всем небом - инструмент ВОТЧ российского спутника "Гранат" и прибор БАТСЕ американской Обсерватории Гамма-лучей (ГРО). Оба инструмента уже внесли значительный вклад в задачу обнаружения новых рентгеновских источников и оперативного оповещения астрономов, работающих в других диапазонах электромагнитного спектра. За такими сообщениями сле-

довали наблюдения в очень широком диапазоне длин волн - от радио до гамма-диапазона.

Такая характеристика прибора для наблюдения за всем небом как способность длительного и практически непрерывного мониторингования больших областей неба позволяет не только обнаруживать новые рентгеновские источники, но и исследовать поведение известных источников рентгеновского излучения на больших временных интервалах. Так, в частности, нами наблюдается изменение скорости вращения ярких рентгеновских пульсаров в двойных системах, а также изменение орбитального периода источника 4U1700-37. Результаты наблюдений и открытия транзientных рентгеновских источников рассматриваются в первой и второй частях работы.

Характерной особенностью приборов, обзоревающих все небо, является обнаружение ими аномально ярких объектов на небе, что позволяет проводить детальные исследования их физических свойств и параметров. Так, в состав международной орбитальной обсерватории "Спектр-Рентген-Гамма", планируемой к запуску в 1996 году, войдет прибор МОКСЕ, обзоревающий все небо. Благодаря работе этого прибора Международный Научный Комитет рассчитывает наблюдать до пяти транзientных (вспыхивающих на время) источников с потоком, значительно превышающим поток от Крабовидной туманности. Большинство из этих объектов, как показал предыдущий опыт, должно быть кандидатами в Черные дыры и рентгеновскими пульсарами - сильно замагниченными нейтронными звездами, излучение которых должно быть сильно поляризовано. Это открывает возможность исследований поляризации рентгеновского излучения аккреционных дисков и замагниченной плазмы в основаниях аккреционных колонок вблизи магнитных поясов нейтронных звезд.

В настоящее время идет подготовка комплекса научной аппаратуры нового российского спутника астрофизики высоких энергий "Спектр-Рентген-Гамма". Одним из инструментов проекта будет рентгеновский поляриметр SXRР. Он будет установлен в фокусе рентгеновского телескопа косою падения СОДАРТ. Телескоп СОДАРТ создается на основе конического приближения к схеме рентгеновских телескопов типа "Волтер-Г". До настоящего времени поляриметрические наблюдения рентгеновских источников проводились лишь несколько раз во время спутниковых и ракетных полетов. Они дали информацию о степени поляризации излучения Крабовидной туманности, пульсара в Крабовидной туманности, источников Лебедь X-1 и Лебедь X-3 и ряда других. Планируемый к запуску прибор SXRР будет обладать гораздо более высокой чув-

ствительностью, чем предыдущие инструменты. Он будет также первым прибором такого типа, установленным в фокусе рентгеновского телескопа. В этой связи является актуальной задача понимания всех аспектов работы прибора SXRP, в частности влияния сходимости и положения рентгеновского пучка на входе прибора на точность его работы, влияния самих зеркальных систем телескопа на степень поляризации регистрируемого излучения и др.

Одним из подходов к решению этой проблемы является всестороннее математическое моделирование работы прибора в составе телескопа. Дело в том, что проведение детальных рентгеновских калибровок не всегда представляется возможным. Это связано как с чисто техническими, так и с финансовыми трудностями. Кроме того, математическое моделирование работы прибора позволило упростить конструкцию ряда систем такого сложного инструмента, как телескоп СОДАРТ. Вопросам моделирования поляриметрического прибора посвящена третья часть диссертационной работы.

Перед тем, как перейти к изложению результатов, автор с удовольствием благодарит академика Р.А.Сюняева за хорошую школу, пройденную под его научным руководством. Автор благодарен коллегам из отдела астрофизики высоких энергий ИКИ РАН за ощутимую помощь и многочисленные полезные дискуссии, соавторам статей, на результатах которых основана эта диссертация, а также всем, имеющим отношение к запуску и обслуживанию работы обсерваторий КВАНТ и ГРАНАТ. Автор благодарит также доктора Н.Лунда и его группу из Датского Института космических исследований за его работу по созданию и обслуживанию прибора ВОТЧ обсерватории ГРАНАТ. Автор выражает особую благодарность профессору Р.Новику и его коллегам из Астрофизической лаборатории Колумбийского Университета за огромную поддержку работ по моделированию прибора SXRP, а также коллегам из Ливерморской лаборатории, космического центра им. Маршалла и лаборатории Сандия за полезные дискуссии по физике прибора ПОЛЯРИМЕТР. Автор благодарит также Российский Фонд Фундаментальных Исследований и Международный Научный Фонд им. Сороса, предоставивших ощутимую финансовую поддержку. Наконец хочу от всей души поблагодарить мою Оленьку, взявшую на себя большую часть забот по содержанию дома и воспитанию ребенка, пока автор занимался завершением диссертационной работы.

## Часть 1.

# Наблюдения ярких транзиентных источников прибором ВОТЧ

## 1.1. Описание инструмента

### 1.1.1. Спутник "Гранат"

Космический аппарат "Гранат" был запущен 1 декабря 1989 года. Он имеет высокоапогейную орбиту с начальными параметрами 2000 x 200000 км и периодом обращения 4 суток. Со временем перигей орбиты непрерывно эволюционировал и в настоящее время составляет примерно 30000 км. Высокоапогейная орбита спутника позволяет проводить длительные непрерывные наблюдения, когда космический аппарат находится вне радиационных поясов Земли.

"Гранат" является специализированной международной обсерваторией астрофизики высоких энергий. Основные инструменты обсерватории - французский телескоп с кодированной апертурой СИГМА (Рок и др., 1990; Мандру и др., 1993) и российский телескоп АРТ-П (Сюняев и др., 1990). Телескоп СИГМА при угловом разрешении 13' имеет энергетический диапазон 35-1300 кэВ, в то время как телескоп АРТ-П обеспечивает обсерваторию данными в диапазоне 2-60 кэВ с угловым разрешением  $\sim 1$  угл. мин.

Среди двух тонн научной аппаратуры на борту спутника "Гранат" имеется комплекс приборов для исследования космических гамма всплесков и наблюдения за всем небом, включающий инструменты КОНУС, ФЕБУС и ВОТЧ.

### 1.1.2. Прибор для наблюдения за всем небом ВОТЧ

Инструмент ВОТЧ был создан в Датском Институте Космических Исследований. На борту спутника "Гранат" он используется в качестве прибора для наблюдения за всем небом. Он состоит из четырех идентичных детекторов, каждый из которых имеет круговое поле зрения 4 стерад. На спутнике детекторы расположены таким образом, чтобы вместе покрывать все небо. К сожалению, во время выведения спутника на орбиту один из детекторов был поврежден. В настоящее время для наблюдений используются три работающих детектора.

Яркие рентгеновские источники локализируются с точностью до  $0.05$  при помощи вращающегося модуляционного коллиматора (Мертз, 1968; Лунд, 1985, Брандт и др., 1990). Коллиматор вращается со скоростью 1 оборот за 0.8 с.

Каждый из детекторов имеет эффективную площадь около 30 см. Регистрация рентгеновских фотонов осуществляется в сцинтилляторах, состоящих из полосок кристаллов NaI и CsI. Детекторы имеют энергетический диапазон 8-60 кэВ, разделенный на два поддиапазона 8-20 и 20-60 кэВ.

В режиме наблюдений прибор ВОТЧ накапливает информацию в бортовом запоминающем устройстве. Накопленная информация сбрасывается на Землю в среднем один раз в сутки во время сеансов связи с обсерваторией "Гранат". Информация о положении нового источника по данным вращающегося модуляционного коллиматора получается в результате наземной обработки с помощью метода кросс-корреляции. В случае известных координат возможно восстановление кривых блеска сразу нескольких ярчайших источников в поле зрения прибора посредством фитирования.

### 1.1.3. Вращающийся модуляционный коллиматор

Исторически модуляционные коллиматоры являются одними из самых ранних способов определения координат источников в рентгеновской астрономии. Самый простой тип модуляционного коллиматора состоит из двух решеток одинакового шага, расположенных перед детектором. Два таких детектора использо-

вались во время ракетного полета для определения координат источника  $\text{ScO X-1}$  (Гурски и др., 1966).

Улучшенным вариантом является Вращающийся Модуляционный Коллиimator (ВМК) (Мертз, 1968; Шноппер и др., 1968). Прибор ВОТЧ основан именно на этом принципе. В классическом виде ВМК состоит из двух решеток, синхронно вращающихся вокруг оси, позади которых закреплен рентгеновский детектор. Положение источника определяется как функция угла поворота решеток коллиматора. Яркость источника пропорциональна амплитуде модуляции регистрируемого сигнала. Преимуществом этого метода является простота инструмента, так как для определения координат рентгеновского источника не требуется иметь позиционно чувствительный детектор. В то же время отметим, что ВМК не является инструментом для построения изображений в прямом смысле этого слова. Он позволяет в общем случае лишь определять координаты и поток от ярчайшего источника в поле зрения (более подробно см. ниже).

Прибор ВОТЧ, установленный на спутнике "Гранат" является дальнейшим развитием принципа ВМК. В нем вместо использования двух синхронно вращающихся решеток применяется только одна. Вместо второй - нижней решетки используется сцинтиллятор, склеенный из полосок NaI и CsI с периодом и шириной равными периоду и ширине полосок коллиматора. Как и в стандартном ВМК сцинтиллятор осматривается одним ФЭУ. Данный подход позволяет избавиться от такого недостатка ВМК как то, что для любого выбранного направления на небе прозрачность решетки, усредненная за один оборот коллиматора равна 0.5, и следовательно для любого источника на небе "работает" только половина детектора. Дело в том, что электроника прибора разделяет сигналы, пришедшие из NaI и CsI по длительности фронта нарастания импульса и строит две модуляционные кривые. Таким образом в то время когда тень решетки полностью закрывает один из сцинтилляторов, другой полностью открыт и наоборот. Таким образом эффективность использования геометрической площади детектора доводится до 1. Схема классического ВМК и ВМК ВОТЧ приведена на Рис. 1.1.

#### 1.1.4. Метод обработки данных

Для поиска, локализации и определения яркости рентгеновских источников с помощью инструмента ВОТЧ были разработаны математические методы и со-



здано программное обеспечение, используемое в ИКИ РАН для обработки данных прибора. Не вдаваясь в подробности опишем основной подход.

При вращении коллиматора на выходе прибора будет регистрироваться модулированный сигнал, зависящий от положения рентгеновского источника по отношению к оси вращения. Пусть в поле зрения детектора координаты источника  $\theta$  - полярный угол, отсчитываемый от оптической оси и  $\varphi$  - азимутальный угол в плоскости вращения коллиматора. Пусть расстояние от решетки коллиматора до поверхности сцинтиллятора  $L$ , а ширина полосок коллиматора и сцинтиллятора  $d$  (период решетки равен  $2d$ ). Зададим также параметр  $\Delta$ , равный величине параллельного сдвига полосок сцинтиллятора по отношению к полоскам коллиматора. Этот параметр позволяет избавиться от неоднозначности в определении азимутального угла рентгеновского источника. Как будет видно из приводимых ниже уравнений при величине  $\Delta=0$  источники с одинаковыми полярными координатами и отстоящие по азимуту на  $180^\circ$  дадут совершенно одинаковый отклик. Чтобы избавиться от этого недостатка для ВОГЧ была принята величина  $\Delta=2.5$  мм.

Тогда Модуляционная Функция (МФ) источника в зависимости от угла поворота коллиматора  $x$  будет:

$$f_x(\theta, \varphi) = \left| 1 - \frac{r_x(\theta, \varphi)}{d} + d \cdot \left[ \frac{r_x(\theta, \varphi)}{2d} \right] \right| \quad (1.1)$$

где

$$r_x(\theta, \varphi) = |L \cdot \tan(\theta) \cdot \cos(x + \varphi) + \Delta| \quad (1.2)$$

Из приведенных уравнений видно, что МФ есть неотрицательная функция, изменяющаяся в пределах от 0 до 1 и имеющая физический смысл части сцинтиллятора (NaI или CsI) которая при данном угле поворота открыта для падающего потока от источника с координатами  $\theta$  и  $\varphi$ .

Если обозначить поток от источника на геометрическую площадь сцинтиллятора как  $I_0$  фот/сек, а число фазовых бинов, на которое разбит полный оборот коллиматора как  $N$ , то источник произведет модулированный поток, равный в каждом бине:

$$I_x(\theta, \varphi) = \frac{I_0 \cdot f_x(\theta, \varphi)}{N} \text{ фот/сек} \quad (1.3)$$

При обработке информации необходимо также учитывать, что для инструмента ВОГЧ угол  $\theta$  может достигать величины  $60^\circ$  и следовательно видимая от источника геометрическая площадь детектора  $\sim \cos(\theta)$ . При больших углах  $\theta$

уменьшение пропускания решетки в направлении, перпендикулярном полоскам, вызванное конечной толщиной решетки коллиматора становится существенным. Это вносит дополнительную модуляцию в сигнал, которую необходимо принимать в расчет.

Если в поле зрения детектора находится  $M$  источников с потоками  $I_{0i}$ ,  $i=1...M$ , а фоновая скорость счета детектора равна  $B$  отсч/сек, то за время интегрирования  $T$  (секунд), прибор накопит модуляционную кривую:

$$I_x = \frac{T}{N} \cdot \left( \sum_{i=1}^M I_{0i} \cdot f_x(\theta_i, \varphi_i) + B \right) \quad (1.4)$$

Отсюда видно, что в результирующей кривой модулированные сигналы просто смешиваются, и очень часто случается, что бывает видна модуляция только от ярчайшего источника в поле зрения. Уверенное восстановление координат и яркости более слабых источников при наличии в модуляционной кривой вклада от более сильного, в общем случае является практически невозможным.

Чтобы обойти эту трудность использовался известный метод последовательного вычитания источников. В нашем случае он заключается в следующем. Ищется ярчайший источник в поле зрения методом кросс-корреляции, когда для каждой точки поля зрения используется своя МФ. В той точке неба, где МФ наиболее подобна зарегистрированному сигналу, производится уточнение координат источника с одновременным цитированием яркости источника и фона прибора. Затем цикл поиска методом кросс-корреляции повторяется но с учетом координат и яркости уже обнаруженного источника. На этапе фитирования кроме поиска координат и яркости нового источника одновременно фитируются и потоки от уже обнаруженных источников а также фон. Процесс повторяется, пока  $\chi^2$  не перестанет уменьшаться или не достигнет единицы. Такой метод позволяет в лучшем случае локализовывать до пяти источников в модуляционной кривой, полученной за сутки наблюдений. Из за большого поля зрения прибора, практически при любом наведении спутника "Гранат" в поле зрения попадают яркие рентгеновские источники (Краб, Sco X-1, Лебедь X-1 и др.), что не позволяет искать таким методом довольно слабые рентгеновские источники. Средняя чувствительность прибора ВОТЧ за сутки наблюдений составляет  $\sim 100$  мКраб.

Что касается определения яркости известных рентгеновских источников, то эта задача решается фитированием с использованием МФ, соответствующих положениям этих источников в поле зрения для данного сеанса наблюдений. Однако поиск новых источников таким методом представляется малоэффективным,

так как для точного нахождения нового источника при фитировании необходимо учесть только источники с яркостью выше порога чувствительности прибора. Как правило это невозможно из за сильной переменности большинства достаточно ярких рентгеновских источников. При неправильном задании источников для фитирования очень легко обнаружить "источник", который на самом деле является комбинацией модуляционных кривых недовычтенных или перевычтенных известных источников. Это же приведет к значительным ошибкам результатов фитирования и по другим рентгеновским источникам.

Наряду с модуляционными кривыми, прибор ВОТЧ поставляет информацию по скоростям счета отдельных детекторов. Эта информация записывается в нормальном состоянии с временным разрешением около 8 секунд; общая длительность кривой скорости счета равна длительности сеанса наблюдений, т.е. близка к одним суткам. Это позволяет проводить временные исследования ярких рентгеновских пульсаров с периодами пульсаций более 20-25 секунд. Среди постоянно доступных для наблюдений прибором ВОТЧ рентгеновских пульсаров находятся Парус X-1 и GX301-2. Нам удавалось также регистрировать пульсации и у ряда других рентгеновских пульсаров во время ярких вспышек.

## 1.2. Парус X-1

### 1.2.1. Введение

Среди дюжины интенсивно наблюдававшихся многими спутниками рентгеновских пульсаров особое внимание привлекает долгопериодический пульсар Парус X-1 (4U1900-40) с периодом около 283 с. Дело даже не в аномально большой величине периода вращения нейтронной звезды, трудно совместимой с картиной дисковой аккреции на объект с магнитным полем  $10^{11} - 10^{13}$  Гс. Скорее всего, в этой системе мы имеем дело с аккрецией звездного ветра, когда аккрецирующее вещество имеет сравнительно малый удельный угловой момент (Илларионов и Сюняев, 1975). Еще более удивляет высокий темп и длительность фазы замедления вращения нейтронной звезды. На основе данных обсерватории "Гранат" показано, что замедление вращения пульсара Парус X-1 продолжается в темпе примерно  $\dot{P} / P = 10^{-4} \text{ год}^{-1}$  и что с 1979г., когда спутник "Хакучо" зафиксиро-

вал минимальное значение периода 282.746 с (Нагасе и др., 1984), период увеличился на 0.557 с. При этом не наблюдалось никаких мощных проявлений типа звездотрясений, перестройки твердой коры нейтронной звезды и т.д. Средний темп замедления за эти 12.5 лет составил  $\dot{P}/P = 1.57 \cdot 10^{-4} \text{ год}^{-1}$ . Простейшие теории (см., например, Илларионов и Сюняев, 1975 и обзор более поздних работ в книге Липунова, 1987) предсказывают ускорение аккрецирующего пульсара при высоком темпе аккреции (и высокой светимости объекта) и действие механизма "пропеллера", сопровождающееся замедлением вращения нейтронной звезды при низком темпе аккреции. В ходе наблюдений пульсара Парус X-1 в течение 1990-1991 гг. темп замедления вращения нейтронной звезды оставался неизменным. При этом наблюдались значительные вариации потока. Более того, средняя светимость объекта за 1990-1991 гг. была отнюдь не ниже светимости в 1975-1979 гг., когда наблюдалось ускорение вращения. Прибор ВОТЧ дает возможность определять с достаточной точностью период пульсара Парус X-1 при условии накопления данных за несколько сеансов, в которых поток от объекта был достаточно высок.

### 1.2.2. Эволюция периода вращения

Парус X-1 является ярчайшим рентгеновским пульсаром среди доступных для наблюдения прибором ВОТЧ. Он представляет собой массивную двойную систему с орбитальным периодом 8.965 дня. Измерения периода пульсаций проводились по данным наблюдений в январе 1990 г., феврале и сентябре 1991 г. Из-за недостаточной чувствительности прибора ВОТЧ оказалось невозможным точное определение периода источника за один сеанс наблюдений, поэтому была использована следующая методика. Для каждого из сеансов (или части сеанса) определялся период пульсаций и его ошибка. С помощью известных параметров орбиты Паруса X-1 в двойной системе (Дитер и др., 1987) путем фитирования вычислялось скорректированное значение периода. В качестве иллюстрации на Рис. 1.2 представлен результат измерений по данным восьми сеансов в феврале 1991 г. Аналогичная работа была проведена по данным трех сеансов в январе 1990 г. и шести сеансов, проведенных в сентябре 1991 г. Брандтом и др. (1990) на основе обработки тех же данных был приведен период Паруса X-1 для января 1990 г., составляющий  $283.233 \pm 0.015$  с., с которым наш результат хорошо согласуется в пределах ошибок. Результаты анализа по трем периодам наблюдений

приведены в Таблице 1.1 (в пятой колонке помещена относительная скорость изменения периода с момента предыдущих измерений по указанный момент времени. Для января 1990 г. предыдущим является значение периода, полученное в ноябре 1989 г. прибором ТТМ на модуле "Квант" (Гильфанов и др., 1989)).

Таблица 1.1: Период вращения пульсара Парус X-1 по данным ВОГЧ

Дата измерений	Период Пульсаций $P$ , с	Ошибка измерения периода, с	Время интегрирования, час	$\dot{P} / P, 10^{-4} \text{ год}^{-1}$
Январь 1990г.	283.230	$\pm 0.022$	40	1.90
Сентябрь 1990г.	283.244	$\pm 0.022$	70	1.50
Февраль 1991г.	283.260	$\pm 0.013$	88	1.00
Сентябрь 1991г.	283.303	$\pm 0.022$	93	2.59

Был определен также темп изменения периода источника за длительный промежуток времени с января 1990 г. по сентябрь 1991 г., который составил

$$\dot{P} / P = (1.5 \pm 0.5) \cdot 10^{-4} \text{ год}^{-1}$$

История измерения периода пульсаций Паруса X-1 приведена на Рис. 1.3. Необходимо отметить, что за время наблюдений пульсара Парус X-1 прибором ВОГЧ, его период монотонно увеличивался, достигнув самой большой величины за всю историю наблюдений. Данные предыдущих наблюдений взяты из обзора Нагасе и др. (1984) и статьи Гильфанова и др. (1989), где приведены ссылки на предыдущие работы.

### 1.2.3. Переменность

Слежение за долговременной переменностью ярчайших рентгеновских источников является очевидной целью любого прибора, обзоревающего все небо. Ниже приведены результаты длительного мониторинга пульсара Парус X-1. На Рис. 1.4 построена кривая блеска источника на протяжении двух месяцев наблюдений с декабря 1990 г. по февраль 1991 г. Вверху горизонтальными отрезками отмечены затмения. Видно, что временами источник резко ослабевает, а иногда наблюдаются яркие вспышки продолжительностью до нескольких часов. К со-

жалению, нам не удалось определить изменение периода в ходе каждой вспышки, для того, чтобы проверить гипотезу о том, что между вспышками идет замедление, а в ходе вспышки - ускорение вращения.

На Рис. 1.5 показана орбитальная кривая блеска пульсара Парус X-1. По оси абсцисс отложена орбитальная фаза источника, по оси ординат - поток от пульсара Парус X-1, нормированный на поток от Крабовидной туманности. Данная кривая блеска построена на основании данных, полученных в разное время двумя детекторами прибора ВОТЧ. На графике четко видны затмения пульсара Парус X-1. Следует отметить характерную деталь - заметное, примерно на 4 стандартных отклонения, увеличение потока от Паруса X-1 после середины затмения. Между затмениями хорошо прослеживается огибающая, ниже которой поток от пульсара не опускается. На фоне этой огибающей выделяются яркие вспышки, во время которых поток от источника превышает половину от потока Крабовидной туманности. Отметим что во многих сеансах в поле зрения одного детектора попадают как Парус X-1, так и Крабовидная туманность, что открывает возможность непосредственной калибровки потока.

## 1.3. GRS0834-43

### 1.3.1. Открытие и локализация источника.

Новый рентгеновский источник был впервые обнаружен в данных прибора ВОТЧ за 23 февраля 1990 г. Он находился на краю поля зрения первого детектора ВОТЧ примерно в 6 градусах от известного рентгеновского пульсара Парус X-1 (Сюняев, 1990). Одновременно в поле зрения этого детектора наблюдалась Крабовидная туманность, рентгеновский поток от которой в диапазоне энергий 8-20 кэВ был лишь ненамного выше потока от нового источника. Столь высокая яркость нового источника позволила провести его предварительную локализацию. Были получены следующие координаты для эпохи 1950.0 :  $\alpha=8^{\text{h}}31^{\text{m}}$ ;  $\delta=-42.09$ . Неопределенность координат составляла  $0.05$  ( $1\sigma$ ). Интенсивный поиск источника в данных других сеансов наблюдений позволил построить кривую его блеска.

Повторное внимание источник привлек к себе в сентябре-октябре 1990 г. , когда он был вновь обнаружен в ярком состоянии. Его поток достигал величины

350 мКраб (Сюняев, 1991). Сообщение об этом инициировало наблюдения нового источника японским спутником "Гинга" (Макино, 1990а, б, в). Он был также зарегистрирован спутником "Росат" во время проводившегося обзора всего неба (Хазингер и др., 1990). Прибор АРТ-П на обсерватории "Гранат" наблюдал область с новым источником с 19 по 23 декабря 1990 г. и 28 мая 1991 г. Во время этих наблюдений были уточнены его координаты:  $\alpha=83^{\text{h}}40.^{\text{m}}8$ ;  $\delta=-43^{\circ}00.'9$ . Источник получил обозначение GRS 0834-43 (Сюняев, 1990; Гребенев и др., 1992). По данным этих трех спутников GRS 0834-43 оказался рентгеновским пульсаром с периодом 12.33 с.

### 1.3.2. Кривая блеска.

К трудностям локализации нового источника нужно отнести следующий факт. Оказалось, что рядом с новым источником находится ранее известный источник MX 0836-42 (Форман и др., 1978). Расстояние между GRS 0834-43 и MX 0836-42 составляет всего 24 угл. мин. Поток от MX 0836-42 может достигать 50 мКраб. Кроме того, в 6 градусах находится один из ярчайших источников в нашем диапазоне энергий Парус X-1. Все это приводит к тому, что уверенно выделять поток от источника GRS 0834-43 можно только в периоды его повышенной яркости или при довольно благоприятных наведениях обсерватории "Гранат". На Рис. 1.6 приведена кривая блеска источника за период с января 1990 по июль 1992 года. Здесь же показаны точки, полученные телескопом АРТ-П обсерватории "Гранат" и результаты спутника "Гинга", взятые из телеграмм МАС.

Из кривой блеска видно, что GRS 0834-43 является источником, поток от которого со временем меняется в широких пределах. Периоды, когда он практически недоступен для наблюдений прибором ВОТЧ сменяются периодами, когда поток от него достигает величины 350-400 мКраб. Поиск периодичности в появлении вспышек дал величину  $111 \pm 2$  дней. С данным периодом совместимы данные спутника "Гинга", полученные вблизи минимума яркости источника, и данные телескопа АРТ-П от 28 мая 1991 г., когда яркость GRS 0834-43 составила 250 мКраб. Данные АРТ-П, полученные в сеансах 19-23 декабря 1990 г., когда поток от источника достигал 30-40 мКраб., согласуются с данными спутника "Гинга" и также не противоречат периоду 111 дней.

Наблюдения, проведенные прибором БАГСЕ Обсерватории Гамма-лучей (ГРО) показали, что GRS0834-43 действительно является двойной системой с орбитальным периодом 109 дней, что хорошо согласуется с нашей оценкой.

Начиная с осени 1992 года периодичность вспышек нарушилась. Мы не зарегистрировали вспышки, ожидавшейся в ноябре 1992 года, а в мае 1993 источник увеличил яркость в момент, когда согласно 109 - дневным эфемеридам поток от него должен был быть низким. Это говорит о том, что в новой ситуации периодичность вспышек больше не совпадает с орбитальным периодом системы. В настоящее время продолжается обработка данных прибора ВОГЧ по этому источнику.

## 1.4. 4U1700-37

### 1.4.1. Введение.

Среди многих открытых к настоящему времени рентгеновских двойных особое внимание привлекают сверхгигантские двойные, представляющие собой аккрецирующую нейтронную звезду или черную дыру, вращающуюся вокруг сверхгиганта или звезды главной последовательности ранних спектральных классов О-В. Одной из наиболее интенсивно изучаемых систем этого класса является 4U1700-37/HD153919. Поведение рентгеновского источника 4U1700-37 впервые было описано Джонсом и др.(1973). Было обнаружено, что источник входит в двойную систему с орбитальным периодом 3.<sup>d</sup>412 дня. Оптическим компаньоном является звезда спектрального класса О6f (Конти, Каули, 1975). Расстояние до системы оценивается в 1800пс (Конти, 1978). Рентгеновские пульсации потока до сих пор не обнаружены, хотя оптическая функция масс (Хатчингс, 1974) и спектр, аналогичный спектрам рентгеновских пульсаров (Хаберл и др., 1989), позволяют предположить, что 4U1700-37 является аккрецирующей нейтронной звездой. Хаберл и др. (1989) на основе анализа времен средин затмений, найденных в разные годы разными исследователями высказали гипотезу об уменьшении орбитального периода двойной системы в темпе  $\dot{P} / P = -4 \cdot 10^{-6} \text{ год}^{-1}$ .

Обработанные данные охватывают большой период времени (больше года), что дало нам возможность получить усредненную информацию об орбитальных



свойствах системы. Наши результаты подтверждают факт уменьшения орбитального периода двойной 4U1700-37/HD153919.

#### 1.4.2. Наблюдения.

За период с сентября 1991 года по октябрь 1992 года источник попадал в поле зрения каждого из детекторов. Кривая блеска источника за весь период наблюдений в диапазоне энергий 8-20 кэВ приведена на Рис. 1.7. При построении кривой рентгеновский поток в каждом детекторе нормировался на соответствующий поток от Крабовидной туманности. Каждая точка была получена усреднением потока приблизительно за сутки, причем, чтобы исключить из рассмотрения периоды рентгеновских затмений, когда поток от источника практически исчезал, мы суммировали при усреднении только точки с орбитальными фазами  $\sim 0.15-0.85$ . Наши наблюдения показали, что наряду с сильной переменностью рентгеновского потока с характерными временами около часа и меньше, отмечавшейся всеми наблюдателями источник испытывает периоды повышенной активности с характерными временами  $\sim$  суток и больше, когда поток от него достигает уровня  $\sim 1$  Краб, а также периоды длительностью в несколько часов вне затмения, когда поток практически не регистрируется, причем периодичность в смене состояний повышенной и пониженной активности источника по-видимому отсутствует. Средний поток от 4U1700-37 вне затмений за все время наблюдений составил 300 мКраб в диапазоне 8-20 кэВ и 190 мКраб в диапазоне 20-60 кэВ. Следует отметить, что жесткость излучения источника, определенная как отношение потоков в жестком и мягком диапазонах энергий, остается постоянной в пределах погрешности в различных состояниях источника.

На Рис. 1.8 представлена одна из самых ярких вспышек 4U1700-37 за весь описываемый период, произошедшая в апреле 1992 года. Горизонтальными штрихами обозначены расчетные периоды затмений. При построении рисунка использовались следующие эфемериды: время середины затмения  $JD2446161.340 \pm 0.003$ , орбитальный период  $3.^d411652 \pm 0.^d000026$  дня, продолжительность рентгеновского затмения  $0.^d843 \pm 0.^d011$  дня (Хаберл и др., 1989). На кривой блеска наряду с быстрыми нерегулярными изменениями потока видно плавное нарастание интенсивности на протяжении нескольких орбитальных циклов системы и аналогичный спад потока. Максимальной величины во время этой вспышки поток достиг 12 апреля 1992г. Он составил  $\sim 1300$  мКраб в диапазоне энергий 8-20 кэВ.

### 1.4.3. Орбитальные кривые блеска.

При нахождении эфемерид двойной затменной системы основную трудность представляет определение моментов начала и конца рентгеновского затмения. В случае системы 4U1700-37/153919 ситуация осложняется еще тем, что иногда поток от источника исчезает вне затмения. В этой связи для нахождения эпохи середины рентгеновского затмения и продолжительности затмения мы использовали усредненные орбитальные кривые блеска источника. На Рис. 1.9 приведена одна из таких фазовых зависимостей. При ее построении мы использовали те же эфемериды, что и для построения кривой на Рис. 1.8. Весь орбитальный период был разделен на 70 интервалов, в каждом из которых проводилось усреднение попавших в данный отрезок по фазе данных. Усреднялись данные за приблизительно годовой промежуток времени (т.е. почти весь период наблюдений). Время одного фазового бина на Рис. 1.9 чуть больше 1 часа. Оказалось, что в таком временном масштабе уменьшение потока при входе источника в затмение хорошо описывается полиномом первой степени. Моментом входа системы в затмение мы считали точку пересечения прямой, аппроксимирующей спад потока, со средним уровнем шума во время затмения. Аналогично определялся и момент выхода системы из затмения. Неопределенности в оценке этих величин в основном вызваны величиной потока во время затмения и темпом входа (выхода) источника в затмение. Анализ фазовой кривой блеска, приведенной на Рис. 1.9, в соответствии с данными определениями дал следующие результаты:

средний поток во время затмения  $23 \pm 11$  мКраб;

орбитальная фаза начала затмения  $0.882 \pm 0.013$ ;

орбитальная фаза конца затмения  $0.088 \pm 0.012$ ;

орбитальная фаза середины затмения  $0.985 \pm 0.009$ .

Ошибки параметров, приводимые нами, здесь и далее равны одному стандартному отклонению.

Для контроля правильности результатов мы провели аналогичный анализ орбитальных кривых блеска с другими интервалами разбиения. Полученные результаты в пределах погрешностей совпадают с приведенными выше. Следует отметить, что уменьшение интервала разбиения не приводит к увеличению точности результатов, так как при этом возрастают погрешности точек на фазовой кривой из-за того, что они получаются усреднением меньшего числа наблюдений. Поэтому разбиение приблизительно на 70 интервалов оказывается оптимальным. Мы получили следующую эпоху середины затмения  $JD2448723.440 \pm 0.031$ , про-

должительность затмения  $0.71 \pm 0.06$  дня или  $0.206 \pm 0.018$  полной орбитальной фазы. Эпоха середины затмения, приведенная здесь взята вблизи середины периода наблюдений, за который проводилось усреднение данных. Полученные результаты вместе с результатами других экспериментов представлены в Таблице 1.2. Одной из основных особенностей наблюдений рентгеновской двойной 4U1700-37 являются сильные вариации значения продолжительности затмения, как это видно из таблицы. На Рис. 1.10 приведена зависимость между энергией регистрируемых фотонов и наблюдаемой длительностью затмения. Хотя присутствуют большие неопределенности в определении начала и конца затмения, можно отметить тенденцию уменьшения продолжительности затмения с увеличением энергии регистрируемых фотонов. Эта величина составляет  $\sim 0.5$  суток в жестком диапазоне и колеблется от  $\sim 0.6$  до 1.1 суток в мягком. Найденное нами значение не противоречит остальным. К сожалению точность наших измерений не позволяет проследить за возможной периодичностью длительности затмения системы (Хрузина и Черепашук, 1983).

Таблица 1.2: История наблюдений рентгеновского источника 4U1700-37

Наблюдение	Энергетический диапазон, кэВ	Длительность затмения, дни	Эпоха середины затмения JD 2440000
"Ухуру" 1972 г.	2-6	$1.10 \pm 0.07$	1453.14
"Коперник" 1974 г.	3.5-10.7	$0.88 \pm 0.06$	2231.125
1975 г.	2.8-8.7	$0.61 \pm 0.07$	2609.750
1976 г.	2.8-8.7	$0.75 \pm 0.07$	2613.146
			3002.104
			3005.500
OSO-8 1978 г.	21-84	$\sim 0.4$	
"Прогноз-9" 1983-1984 гг.	10-50	$\sim 0.5$	
EXOSAT 1985 г.	2-10	$0.843 \pm 0.011$	6161.340
BOGЧ 1991-1992 гг.	8-20	$0.71 \pm 0.06$	8723.44

Эпохи середин затмений, найденные в этом эксперименте и ранее (см. таблицу) были использованы для нахождения эфемерид двойной системы. При проведении фитирования мы исключили эпоху "Коперника" 1974г., которую не принимали в расчет Хаберл и др. (1989), а также Брандуарди и др. (1978). Аппроксимация полиномом первой степени дала следующие результаты: эпоха середины затмения  $JD2448723.539 \pm 0.004$ , период  $3.^d4117212 \pm 0.^d0000038$  дня с  $\chi^2=18.1$  на 5 степеней свободы. Фитирование тех же точек квадратичной функцией уменьшило  $\chi^2$  до 1.9 на 4 степени свободы, что вполне приемливо. Аппроксимация эпох середин затмений квадратичной функцией соответствует постоянному темпу изменения орбитального периода. Время середины  $n$ -ого затмения дается формулой:

$$T_n = T_0 + Pn + \frac{1}{2} P \dot{P} n^2 \quad (1.5)$$

где  $P$  и  $\dot{P}$  - орбитальный период и его первая производная соответственно в момент времени  $T_0$ . Мы получили следующие результаты:

$$T_0 = JD2448723.448 \pm 0.005;$$

$$P = 3.^d411548 \pm 0.^d000005;$$

$$\frac{1}{2} P \dot{P} = -(6.6 \pm 0.3) \cdot 10^{-8};$$

$$\dot{P} = -(3.87 \pm 0.18) \cdot 10^{-8};$$

$$\frac{\dot{P}}{P} = -(1.13 \pm 0.05) \cdot 10^{-8} \text{ день}^{-1} = -(4.13 \pm 0.19) \cdot 10^{-6} \text{ год}^{-1}$$

На Рис. 1.11 представлена зависимость от времени "задержки" эпохи середины затмения относительно эпохи, подсчитанной при постоянном периоде двойной. Там же показана парабола, аппроксимирующая экспериментальные точки. Значение темпа уменьшения периода, найденное нами, согласуется со значением "Экзосат" (Хаберл и др., 1989), впервые заметившими уменьшение орбитального периода системы. При нахождении ошибок орбитальных параметров мы учитывали тот факт, что данные наблюдений прибором ВОГЧ суммировались за время  $\sim 100$  орбитальных циклов. Для этого мы проводили фитирование, варьируя значение эпохи середины затмения, найденной нами, на  $\sim 50$  орбитальных периодов в ту и в другую стороны.

На Рис. 1.12 представлены орбитальные кривые блеска источника в разных энергетических диапазонах с разбиением орбитального цикла на 20 интервалов. Там же приведена фазовая зависимость жесткости системы, определенной как отношение потока в диапазоне 20-60 кэВ в единицах потока Краба к потоку в диапазоне 8-20 кэВ в тех же единицах. На Рис. 1.12 нулевой фазе соответствует

эпоха середины затмения, найденная нами. Следует отметить, что число усредненных точек на бин (приблизительно 25) на Рис. 1.12,а примерно в четыре раза больше, чем на Рис. 1.12,б. Это связано с тем, что кривые блеска в диапазоне 20-60 кэВ были построены за меньший период времени, кроме того время интегрирования в диапазоне 20-60 кэВ в большинстве сеансов бралось вдвое больше, чем в диапазоне 8-20 кэВ. Большое число усредненных наблюдений позволяет утверждать, что фазовые зависимости, изображенные на Рис. 1.12 должны определяться главным образом характером орбитального движения системы. Примечательной особенностью всех орбитальных кривых, изображенных на Рис. 1.12, является симметрия относительно орбитальной фазы 0.5. Это отличает поведение системы в диапазоне энергий ВОГЧ от ее поведения на энергиях <10кэВ, характерными особенностями которого являются более быстрое, по сравнению со спадом, увеличение потока от источника при выходе системы из затмения и резкое возрастание спектральной жесткости перед входом в затмение (Брандуарди и др.,1978; Хаберл и др.,1989). Рис. 1.12,в показывает, что спектральная жесткость потока в диапазоне 8-60 кэВ не зависит в пределах ошибки от орбитальной фазы. Некоторое увеличение жесткости перед началом затмения и после выхода из затмения малозначимо.

#### 1.4.4. Обсуждение

Длительные наблюдения рентгеновского источника 4U1700-37 прибором ВОГЧ обсерватории "Гранат" дали важную информацию о свойствах рентгеновских массивных двойных систем, в которые входят такие рентгеновские источники, как Лебедь X-1, Парус X-1, Центавр X-3 и GX301-2. Гладкие симметричные орбитальные кривые блеска свидетельствуют о том, что в системе 4U1700-37 мы имеем дело с модуляцией рентгеновского потока звездным ветром, истекающим с поверхности нормального компонента. В диапазоне энергий прибора ВОГЧ основной вклад в непрозрачность разреженной плазмы дает комптоновское рассеяние на электронах, поэтому плавный характер изменения потока при выходе и входе источника в затмение говорит о том, что ветер имеет заметную оптическую толщину по томсоновскому рассеянию. В рамках модели звездного ветра находит свое объяснение и отмеченная тенденция уменьшения длительности затмения с увеличением энергии регистрируемых фотонов. Менее энергичные фотоны эффективно поглощаются в звездном ветре, что приводит к наблюдаемому эффекту увеличения фазы затмения.

Одним из важнейших результатов, полученных прибором ВОТЧ, является подтверждение того факта, что период двойной системы уменьшается в очень высоком темпе. Аналогичное изменение периода с меньшим темпом ( $\dot{P}/P = -(1.8 \pm 0.1) \cdot 10^{-6} \text{ год}^{-1}$ ) наблюдается в системе Центавр X-3. В работе Келли и др. (1983) проведен подробный анализ двух возможных причин уменьшения в Центавре X-3. Первая причина - это потеря массы оптическим компонентом (например, посредством звездного ветра) и вторая - действие приливных сил. Применяя полученные Келли и др. (1983) результаты к системе 4U1700-37, можно с уверенностью сказать, что потеря массы оптическим компонентом в темпе  $\sim 10^{-5} M_{\odot} \text{ год}^{-1}$  (см., например, Конти, 1978) не может объяснить наблюдаемую величину и знак изменения периода. В случае изменения периода системы в результате приливных взаимодействий для объяснения полученного темпа изменения периода требуется  $(\Omega_k - \Omega_c) / \Omega_k \approx 20\%$ , где  $\Omega_k$  - орбитальная угловая скорость,  $\Omega_c$  - угловая скорость оптического компонента, параметры системы для проведения расчетов взяты из работы Конти (1978). Действительно, результаты наших ранних наблюдений показывают, что скорость вращения HD 153919 примерно вдвое меньше скорости, требуемой для синхронного вращения с орбитальным движением рентгеновского источника (Конти, 1978), поэтому можно сделать вывод, что именно приливные эффекты играют главную роль в наблюдаемом изменении орбитального периода.

## 1.5. Короткоживущие рентгеновские транзиенты

### 1.5.1. Введение.

Класс объектов, к которым могут быть отнесены два источника, рассматриваемых в данной статье, является довольно "хорошим" с точки зрения их наблюдений прибором ВОТЧ. Дело в том, что типичный сеанс наблюдений обсерватории "ГРАНАТ" имеет продолжительность около 24 часов. В течение этого времени основные инструменты обсерватории производят длительные наблюдения рентгеновских источников и ориентация спутника остается неизменной. Этот факт позволяет в неизменных условиях проследить весь цикл жизни короткоживущих рентгеновских транзиентов включая их предысторию, момент вспышки и

спадание потока. Вместе с тем такие исследования удастся провести в довольно небольшом числе случаев, так как после сеанса связи с Землей спутник "Гранат" как правило перенаводится на новые мишени и условия наблюдения меняются. Источник может перейти из поля зрения одного детектора ВОТЧ в другой, либо оказаться в поле зрения неработающего детектора, либо в поле зрения может дополнительно попасть яркий рентгеновский источник, что также сказывается на однородности качества данных. События, рассматриваемые ниже, были исследованы практически в неизменных условиях непрерывных сеансов наблюдений.

### 1.5.2. GRS1133+54.

Этот источник был обнаружен в данных прибора ВОТЧ, полученных 19-20 ноября 1992 года. В момент обнаружения в поле зрения этого детектора находились такие рентгеновские источники как Краб и рентгеновская Новая в созвездии Персея GRO J0422+32, причем вновь открытый источник был примерно в полтора раза ярче рентгеновской Новой, поток от которой с момента вспышки в Августе 1992 года значительно уменьшился. Локализация дала следующие координаты нового источника для эпохи 1950.0:

$$\alpha = 11^{\text{h}}33^{\text{m}}$$

$$\delta = +54^{\circ} 24'$$

Ошибка в определении координат источника на уровне одного стандартного отклонения представляет из себя круговую область с радиусом  $1^{\circ}$ .

Локализовав источник по данным всего сеанса наблюдений нами была построена его кривая блеска, в которой каждая точка была получена путем интегрирования данных в течение трех часов. Полная кривая блеска в диапазоне энергий 8-20 кэВ приведена на Рис. 1.13. Попытка построить аналогичную кривую в диапазоне энергий выше 20 кэВ не увенчалась успехом.

### 1.5.3. GRS1139+23.

Данный источник был открыт в данных прибора ВОТЧ, полученных 18-19 мая 1993 года. Одновременно с этим источником в поле зрения находился ярчайший в нашем диапазоне энергий рентгеновский источник Sco X-1, что естественно затруднило анализ данных и привело к повышенным ошибкам как в

локализации так и в построении общей кривой блеска этого источника. Были получены следующие координаты источника для эпохи 1950.0:

$$\alpha = 11^{\text{h}}39^{\text{m}}$$

$$\delta = +23^{\circ} 48'$$

Область неопределенности в определении координат на уровне одного стандартного отклонения круговая с радиусом  $1.03$ . Повышенное по сравнению с номинальным значение ошибки координат определяется наличием в поле зрения источника Sco X-1. Кривая блеска источника GRS1139+23 в диапазоне 8-20 кэВ приведена на Рис. 1.14. В "жестком" диапазоне выше 20 кэВ источник не был зарегистрирован.

#### 1.5.4. GRS1724+21

Прибор ВОРЧ обнаружил новый рентгеновский источник 7 августа 1993 г. Поток от источника в момент обнаружения составил 600 мКрб в диапазоне энергий 8-20 кэВ. По первым данным нам удалось локализовать источник с неопределенностью  $\approx 1^{\circ}$ . Источник оставался видимым еще в течение нескольких дней, что дало нам возможность уточнить его положение на небе, используя данные нескольких сеансов. В итоге были получены следующие координаты для эпохи 1950.0:

$$\alpha = 17^{\text{h}}24^{\text{m}}$$

$$\delta = +20^{\circ} 43'$$

Радиус области локализации с уровнем значимости  $1\sigma$  составил 40 угл. минут. Источник находится в созвездии Геркулес. Область неба, которой принадлежит открытый источник, мало заселена. Расстояние между GRS1724+21 и ближайшим к нему известным рентгеновским источником, квазаром V396 Her, обнаруженным обсерваторией "Эйнштейн" (Таннабаум и др., 1979), составляет  $4^{\circ}$ , что значительно превышает радиус области локализации нового источника. На Рис. 1.15 приведена кривая блеска GRS1724+21 во время вспышки, построенная в диапазоне энергий 8-20 кэВ. Точки получены усреднением данных за 4 часа. Значимый поток от источника был зарегистрирован в трех сеансах наблюдений прибора ВОРЧ. Если момент начала вспышки известен недостаточно точно (6-7 августа 1993г.), то момент "выключения" источника пришелся приблизительно на середину одного из сеансов прибора ВОРЧ. Поток стал ниже порога чувствительности детектора 11 августа (JD 2449211.3). Верхний предел ( $1\sigma$ ) потока от источника, усредненного за несколько суток до и после вспышки, равен 10



мКраб. Кривая блеска, изображенная на Рис. 1.15, отличается двумя интересными особенностями. Во-первых, фронт нарастания интенсивности значительно короче периода спада блеска. Во-вторых, наблюдалось падение блеска источника в период с 7 по 9 августа 1993 г. Следует отметить, что все наблюдения во время вспышки проводились при практически неизменной ориентации спутника "Гранат", поэтому источник все время находился в поле зрения одного и того же детектора. Такие условия являются оптимальными для наблюдений, так как позволяют получать однородные данные. С другой стороны, наблюдениям нового источника препятствовало то, что одновременно с ним в том же поле находился ярчайший источник рентгеновского неба Sco X-1, а также несколько других ярких источников, наиболее активным из которых был 4U1700-37. Это привело к некоторому увеличению ошибок восстановления кривой блеска GRS1724+21. Мы попытались также получить кривую блеска на более жестких энергиях, но не обнаружили значимого потока от источника на энергиях выше 20 кэВ. Верхний предел ( $1\sigma$ ) яркости источника в диапазоне 20-60 кэВ во время вспышки равен 100 мКраб. Верхний предел спектральной жесткости источника, определенной как отношение числа отсчетов в диапазоне 20-60 кэВ к числу отсчетов в диапазоне 8-20 кэВ, равен 0.06. Для сравнения: спектральная жесткость Крабовидной туманности равняется 0.22, а источника 4U1700-37 - 0.13. Это говорит о том, что спектр нового транзиента достаточно мягкий.

К сожалению прибор ВОТЧ не обладает достаточными возможностями для проведения спектрометрических измерений. Предположив, что спектр GRS1724+21 на энергиях меньше 20 кэВ подобен спектру Крабовидной туманности, его светимость в диапазоне 8-20 кэВ в максимуме блеска оказывается равной  $10^{36} \left(\frac{D}{1 \text{ кпк}}\right)^2$  эрг/с, где  $D$  - расстояние до источника в кпк.

Если источник входит в маломассивную двойную систему, то аккреционный диск и прогрев поверхности нормальной звезды рентгеновским излучением должны приводить к увеличению оптического блеска системы, как это происходит в системе HZ Her = Her X-1, поэтому возможно провести оптическую идентификацию GRS1724+21 по данным периода с 6 по 11 августа 1993 г.

### 1.5.5. Обсуждение.

Рассматриваемые здесь три рентгеновских источника относятся к классу мягких короткоживущих рентгеновских транзиентов с временем жизни от нес-

кольких часов до суток. Их кривые блеска достаточно "правильны": они имеют короткий фронт нарастания и значительно более длительный по сравнению с фронтом период спада блеска. К сожалению чувствительность прибора ВОТЧ не позволяет провести детальный временной анализ кривых блеска. Соотношения потоков и ошибок, которые приведены на рисунках в данной статье являются характерными для основной части рентгеновских источников, наблюдаемых прибором ВОТЧ. Исключение составляют такие источники как Sco X-1, Крабовидная туманность, Суг X-1 а также яркие рентгеновские Новые. Из кривых блеска можно заключить, что во время спада блеска у открытых источников не наблюдалось ярких повторных всплесков. Дополнительный анализ данных прибора в сеансах, предшествовавших и следующих после обнаружения этих источников показал, что ВОТЧ не регистрировал значимого потока в рассматриваемом диапазоне энергий в полях с координатами открытых источников.

Вызывает также интерес характерная мягкость всех трех обсуждаемых здесь источников. Она по-видимому является причиной того, что этот класс объектов недоступен для наблюдений мощными инструментами типа БАТСЕ обсерватории Гамма-Лучей (ГРО), имеющими более жесткий рабочий диапазон. Действительно, после открытия источника GRS1724+21 и выпуска телеграммы МАС, прибор БАТСЕ не смог подтвердить факт вспышки этого источника.

## 1.6. Рентгеновская Новая в созвездии Мухи

### 1.6.1. Открытие источника.

Новый яркий рентгеновский источник был впервые обнаружен в данных прибора ВОТЧ обсерватории "Гранат", полученных 9 января 1991 г. (Лунд и Брандт, 1991). В стандартном рентгеновском диапазоне он был также зарегистрирован прибором, обзоревающим все небо на спутнике "Гинга" (Макино, 1991). Он появился в поле зрения детектора "ВОТЧ-1" в момент начала режима наблюдений прибором после выхода спутника из пределов магнитосферы, который соответствует UT 8.5. Новый объект был гораздо ярче известных рентгеновских источников Парус X-1 и GX301-2, одновременно наблюдаемых в том же поле. Средний поток за сутки составлял примерно 1.4 потока Крабовидной туманности. Такая большая яркость нового источника позволила провести его до-

вольно точную локализацию с неопределенностью координат около 20 угл. мин., что в принципе является пределом для прибора ВОГЧ. Были получены следующие координаты для эпохи 1950.0:  $\alpha = 11^{\text{h}}23^{\text{m}}$ ,  $\delta = -68^{\circ} 1'$ . Локализация, проведенная несколькими днями позже с использованием рентгеновских телескопов с кодированной апертурой, а также оптическая идентификация (Вест, 1991) позволили с высокой точностью определить координаты нового источника (эпоха 1950.0):  $\alpha = 11^{\text{h}}24^{\text{m}}10^{\text{s}}$ ,  $\delta = -68^{\circ} 24'$  (Сюняев и др., 1991), что лишь на несколько угловых минут отличается от центра положения, полученного прибором ВОГЧ. Новый источник был назван Новая в Мухе - GRS1124-683.

Данные, полученные 9 января 1991 г., записывались в бортовое запоминающее устройство прибора ВОГЧ в течение примерно 24 ч., начиная с 8 января. Анализ кривой блеска Новой в Мухе за это время позволил определить время первой регистрации Новой прибором ВОГЧ - 8.5 января 1991 г. (UT 8.5). В это время поток от Новой составлял 900 мКраб и возрастал до уровня 1.9 Краб к UT 9.6 (Рис. 1.16). Отсюда можно сделать вывод, что вспышка Новой в Мухе скорее всего началась в первой половине суток 8 января 1991 г. К сожалению, в это время прибор ВОГЧ не мог проводить наблюдения по причине прохождения обсерваторией "Гранат" магнитосферы Земли и, следовательно, очень плохих фоновых условий. 5 января источник был недостаточно ярк для регистрации прибором ВОГЧ. Анализ данных за 5 января 1991 г. показал, что этот источник был не ярче 70 мКраб.

### 1.6.2. Кривые блеска.

Быстрый рост и большой рентгеновский поток от Новой стимулировали практически непрерывные наблюдения этого источника прибором ВОГЧ. Январь 1991 г. оказался удачным месяцем для наблюдений области неба, содержащей Новую, нашим прибором. Из-за ограничений по наведению обсерватории "Гранат" этот источник в основном наблюдался в первом детекторе ВОГЧ - лучшим из четырех детекторов. Непрерывным наблюдениям кривой блеска источника мешали только регулярные (раз в четыре дня) периоды прохождения обсерваторией "Гранат" радиационных поясов Земли, когда прибор выключался. 27 января 1991 г. все детекторы прибора ВОГЧ зарегистрировали быстрое возрастание фоновой скорости счета, которое привело к временному выключению инструментов. Прибор воспринял это увеличение фона как входение в магнитосферу Земли всеми тремя детекторами. Одновременная регистрация этого явления всеми де-

текторами означает его внешнюю природу; скорее всего, это яркая солнечная вспышка. Инструменты восстановили свою работоспособность только в первых числах февраля 1991 г. Однако в этом месяце удалось лишь в двух сеансах уверенно восстановить поток от Новой. В других сеансах наведения обсерватории "Гранат" были таковы, что вместе с Новой в поле зрения попадали другие яркие рентгеновские источники, и это вместе с падением потока от Новой привело к тому, что ошибки его восстановления оказались значительно выше абсолютного значения.

На Рис. 1.17 представлена кривая блеска рентгеновской Новой в Мухе по данным первого детектора ВОТЧ в диапазоне энергий 8-20 кэВ. Кривая блеска характеризуется быстрым возрастанием потока 8-9 января 1991 г. с 0.9 до 1.9 Краб. Каждая точка на кривой получена интегрированием около 4 ч наблюдений. Отметим, что изменения яркости источника длительностью в несколько часов статистически значимы (см. также Рис. 1.16, где хорошо видны выбросы на 3С в моменты UT 9.0, 9.77, 10.28). Здесь же показаны данные телескопа АРТ-П (Гребенев и др., 1992).

На Рис. 1.18 приведена зависимость жесткости спектра, то есть отношение потока в каналах 20-60 кэВ и 8-20 кэВ. Этот рисунок наглядно демонстрирует, что жесткость источника по данным прибора ВОТЧ непрерывно падает со временем, и что она была максимальна в момент открытия объекта. Отметим, что в стандартном рентгеновском диапазоне мягкая компонента достигла максимума лишь на пятый день после открытия источника прибором ВОТЧ.

На Рис. 1.19 представлена двухцветная диаграмма для рентгеновской Новой в Мухе по данным первых двух дней наблюдений с момента открытия. Эта диаграмма также демонстрирует, что в момент максимума блеска спектр источника характеризовался минимальной жесткостью. И наоборот, минимуму потока соответствует максимальная жесткость спектра.

Падение блеска с 16 по 21 января. Наиболее интересной особенностью на кривой блеска является сильное падение скорости счета, зарегистрированное между 16 и 21 января 1991 г. (Сюняев, 1991). К сожалению, именно в эти дни обсерватория "Гранат" была наведена на Новую после ее открытия прибором ВОТЧ. Важно заметить, что во время аналогичных наведений обсерватории "Гранат" на Крабовидную туманность ВОТЧ регистрировал лишь половину потока от нее. Мы полагаем, что некий элемент телескопа СИГМА закрывает для первого детектора наблюдаемый источник. Этот элемент должен быть достаточно тонким, так как он не влияет на наблюдения в диапазоне энергий 20-60 кэВ. На

Рис. 1.20 приведена кривая блеска Новой в диапазоне 20-60 кэВ. Там же показаны точки, полученные телескопом СИГМА в диапазоне 35-60 кэВ (Гильфанов и др., 1991), нормированные на поток от Крабовидной туманности.

Мы провели коррекцию кривой блеска Новой за 16-21 января 1991 г. в предположении, что наклон спектра Новой в диапазоне 8-20 кэВ равен наклону спектра Крабовидной туманности, умножив полученные значения на 2 (коэффициент получен из наблюдений Крабовидной туманности первым детектором ВОТЧ под разными углами). Отметим, что по данным телескопа АРТ-П наклон спектра Новой отличается от наклона спектра Крабовидной туманности на 10% (Гребенев и др., 1992). Провал на кривой блеска остался. Наиболее вероятно, что провал является реальным, а не приборным эффектом. Грубая количественная оценка потока Новой в провале дает величину 0.4-0.5 единиц потока Крабовидной туманности в диапазоне 8-20 кэВ. Эта величина согласуется с данными в диапазоне 20-60 кэВ, а также с данными телескопов СИГМА и АРТ-П.

### 1.6.3. Обсуждение.

Рентгеновская Новая в Мухе явилась одной из нескольких рентгеновских Новых, детально исследованных за последние 20 лет наряду с рентгеновскими Новыми в Единороге (1975 г.), Змееносце (1977 г.), Лисичке (1988 г.), Лебеде (1989 г.), Персее (1992). Рентгеновские Новые привлекают особый интерес в связи с тем, что система А0620-00 (Новая в Единороге) является, согласно динамическим свидетельствам, одним из лучших кандидатов в черные дыры (Мак Клинтон и Ремиллард, 1986). Открытие прибором ВОТЧ рентгеновской Новой в Мухе позволило провести локализацию и обнаружить звезду, изменившую свою яркость с 21 до 13.5 (Вест, 1991). Одним из важнейших результатов, полученных прибором ВОТЧ явилось обнаружение провала в кривой блеска - "дипа", свидетельствующего о ее отличии от кривой блеска с экспоненциальным спадом с характерным временем около 30 дней, присущего Новым в Единороге, Лебеде и Лисичке (Танака и др., 1991). Таким образом, обнаружение этого "дипа" является первым свидетельством того, что жесткий хвост в рентгеновских Новых имеет другой закон временного поведения, чем мягкая компонента, дающая главный вклад в светимость источника.

Наблюдавшийся с 16 по 21 января 1991 г. "дип" едва ли связан с затмением источника газовым потоком. Во-первых, этот "дип" не был замечен в стандартном рентгеновском диапазоне спутником "Гинга", а проявил себя лишь в диа-

пазоне чувствительности ВОГЧ, то-есть на энергиях, превышающих 8 кэВ. Отметим, что кривые блеска, полученные спутником "Гинга" в отдельных энергетических диапазонах содержат "дип". Он проявляется начиная с энергии 4.5 кэВ и наиболее заметен в диапазоне 9.2-37 кэВ. По данным "Гинги" поток в "дипе" примерно в 5 раз ниже, чем вне его (Танака и др., 1991). Таким образом, если затмение протяженным объектом имело место, то закрывалась лишь зона, ответственная за излучение в жестком диапазоне. Скорее всего, появление "дипа" связано с исчезновением причин, приводящих к появлению жесткой компоненты в спектре излучения. Например, это могло быть ослабление вспышечной (корональной) активности на поверхности оптически толстого диска. Появление "дипа" трудно связывать с изменением светимости объекта или, что то же, темпа аккреции, так как в конце января 1991 г. более 90% светимости объекта приходилось на мягкую компоненту излучения, временное изменение которой следовало закону экспоненциального спада с характерным временем 30 дней.

## 1.7. GRS1009-45

### 1.7.1. История открытия

Новый рентгеновский источник был впервые обнаружен 11 сентября 1993 года (11.6 UT) в диапазоне энергий 20-60 кэВ на уровне 180 мКраб. Примечательно, что в более мягком рентгеновском диапазоне 8-20 кэВ новый источник не регистрировался прибором ВОГЧ вплоть до начала 12 сентября, когда его яркость резко возросла и достигла уровня 0.7 - 0.8 потока Крабовидной туманности в обоих энергетических диапазонах. В поле зрения детектора ВОГЧ одновременно наблюдались Крабовидная туманность и яркий рентгеновский источник Vela X-1. Это позволило довольно точно оценивать яркость вновь открытого источника. По результатам открытия источника был выпущен циркуляр МАС (Лапшов, 1993).

### 1.7.2. Локализация.

Высокая яркость вновь открытого источника, а также наличие в поле зрения детектора ярких источников Vela X-1 и Крабовидной туманности, позволили

провести его уверенную локализацию . Были получены следующие координаты нового источника (эпоха 1950.0):

$$\alpha=10^{\text{h}} 09^{\text{m}} ;$$

$$\delta=-44^{\circ} 55' .$$

При этом неопределенность координат на уровне одного стандартного отклонения составила область с радиусом один градус. Источник получил обозначение GRS1009-45. Эти координаты хорошо согласуются с данными спутника GRO, который подтвердил открытие (Хармон, 1993).

### 1.7.3. Кривые блеска.

Начиная с момента обнаружения источника GRS1009-45 мы практически непрерывно следили за изменением яркости этого источника. Как уже отмечалось выше, увеличение яркости источника было отмечено сначала в более жестком диапазоне энергий 20-60 кэВ. Это примерно на сутки раньше, чем появление GRS1009-45 в диапазоне 8-20 кэВ. При этом необходимо отметить, что эта разница во времени включает в себя около трех часов , в течение которых проводился сеанс связи с Землей. Мы не использовали данные прибора ВОТЧ, полученные за это время. В следующем сеансе наблюдений новый источник уверенно наблюдался и локализовывался уже в двух энергетических диапазонах. При этом, если в жестком диапазоне яркость GRS1009-45 практически не изменялась то в диапазоне 8-20 кэВ еще в течение примерно двух суток она несколько росла. Такое поведение кривой блеска очень схоже с кривой известной рентгеновской Новой в созвездии Мухи 1991 года (Лапшов, 1992). На Рис. 1.21 приведена кривая блеска источника GRS1009-45 в двух энергетических диапазонах по данным прибора ВОТЧ. Более подробно момент вспышки источника показан на Рис. 1.22., где хорошо видно, как источник сначала появился в жестком диапазоне.

## 1.8. Подписи к рисункам

Рис. 1.1 Схематическое изображение стандартного ВМК и ВМК ВОТЧ.

Рис. 1.2 Изменение периода пульсаций рентгеновского пульсара Парус X-1 в феврале 1991 г. вследствие орбитального движения в двойной системе. Кружками изображены значения периода пульсаций, полученные в отдельных сеансах наблюдений и соответствующие различным значениям орбитальной фазы рентгеновского пульсара. Эфемериды двойной системы взяты из работы Дитера и др. (1987).

Рис. 1.3 История измерения периода пульсаций рентгеновского пульсара Парус X-1.

Рис. 1.4 Кривая блеска рентгеновского пульсара Парус X-1 за период декабрь 1990г. - февраль 1991 г. На графике горизонтальными черточками указаны расчетные периоды затмений пульсара в двойной системе.

Рис. 1.5 Орбитальная кривая блеска рентгеновского пульсара Парус X-1 (Точки представляют собой реальные значения, полученные в ходе наблюдений.)

Рис. 1.6 Кривая блеска источника GRS 0834-43 за период январь 1990 - июль 1992 г. Кружки - данные ВОТЧ; квадраты - данные телескопа АРТ-II обсерватории "Гранат"; треугольники - данные спутника "Гинга"

Рис. 1.7 Кривая блеска источника 4U1700-37 в диапазоне энергий 8-20 кэВ за период с сентября 1991г. по октябрь 1992 г.

Рис. 1.8 Кривые блеска источника 4U1700-37 во время вспышки в апреле 1992 г. Каждая точка получена усреднением  $\sim 2.5$ ч наблюдений в диапазоне 8-20 кэВ (а) и около 5ч в диапазоне 20-60 кэВ (б); горизонтальными отрезками отмечены расчетные периоды затмений (эфемериды указаны в тексте).

Рис. 1.9 Орбитальная фазовая кривая 4U1700-37. Орбитальный цикл разбит на 70 интервалов. Горизонтальными линиями показан период затмения, полученный в результате фитирования (см. текст). Линии проведены на уровне, соответствующем уровню потока во время затмения.

Рис. 1.10 Зависимость между энергией регистрируемых фотонов и наблюдаемой продолжительностью затмения 4U1700-37 по данным различных экспериментов.

Рис. 1.11 4U1700-37. Зависимость от номера орбитального цикла отклонения эпохи середины затмения от эпохи, подсчитанной по линейным эфемеридам  $T_n = JD2441453.439 + 3.411548n$ . Сплошная линия показывает результат аппроксимации квадратичной функцией.

Рис. 1.12 4U1700-37. Орбитальные фазовые зависимости рентгеновского потока в диапазоне энергий 8-20 кэВ (а) и 20-60 кэВ (б) и спектральной жесткости источника (в).

Рис. 1.13 Кривая блеска источника GRS1133+54 в диапазоне энергий 8-20 кэВ. 19-20 ноября 1992 года.

Рис. 1.14 Кривая блеска источника GRS1139+23 в диапазоне энергий 8-20 кэВ. 18-19 мая 1993 года.



Рис. 1.15 Кривая блеска источника GRS1724+21 во время вспышки в августе 1993 г. Каждая точка получена усреднением наблюдений за 4 часа. В периоды времени, обозначенные горизонтальными штрихами, наблюдения не проводились.

Рис. 1.16 Кривые блеска рентгеновской Новой в созвездии Мухи за первые двое суток наблюдений: 8-20 кэВ (а), 20-60 кэВ (б)

Рис. 1.17 Кривая блеска Новой в созвездии Мухи в диапазоне 8-20 кэВ в январе-феврале 1991 г. Точки за 16-21 января и за 5 и 10 февраля скорректированы (см. текст). Квадраты - данные телескопа АРТ-II в диапазоне 8-20 кэВ (Гребенев и др., 1992)

Рис. 1.18 Зависимость жесткости спектра Новой в созвездии Мухи от времени

Рис. 1.19 Двухцветная диаграмма Новой в созвездии Мухи, полученная 8-10 января 1991 г.

Рис. 1.20 Кривая блеска Новой в созвездии Мухи в диапазоне 20-60 кэВ в январе 1991 г. Кружки - данные первого детектора ВОТЧ; квадраты - данные телескопа СИГМА в единицах потока Крабовидной туманности

Рис. 1.21 Кривая блеска GRS1009-45 в сентябре - октябре 1993 г.: (а) в диапазоне 8-20 кэВ; (б) в диапазоне 20-60 кэВ.

Рис. 1.22 Кривая блеска GRS1009-45 в момент "включения" в двух энергетических диапазонах.

## 1.9. Список литературы

- 1 Брандт и др. (Brandt S., Lapshov I., Dremin V.) // Частное сообщение. 1990.
- 2 Брандуарди и др. (Branduardi G., Mason K.O. and Sanford P.W.)// M.N.R.A.S. 1978. V.185. P.137.
- 3 Вест (West R.M.)//IAU Circ. 1991. N- 5165.
- 4 Видал (Vidal N.V.) // ApJ. 1973, V.186, L81
- 5 Гильфанов М., Сюняев Р., Чуразов Е. и др. // Письма в Астрон. журн. 1989. Т.14. С.675.
- 6 Гильфанов М.Р., Сюняев Р.А., Чуразов Е.М. и др.//Письма в Астрон. журн. 1991. Т.17. N.12. С.1059
- 7 Гребенев С.А., Сюняев Р.А. и Павлинский М.Н.//Письма в Астрон. журн. 1992. Т.18. N.1. С.11
- 8 Гурски Г., и др., (Gursky H., Giacconi R., Gorenstein P., et al.) // Astrophysical Journal, 146., 310., 1966.
- 9 Джонс и др. (Jones c., Forman w., Tananbaum H., Schreier E., Gursky H., Kellog E. and Giacconi R.)//Astrophys.J. (Letters). 1973. V.181. L43.
- 10 Джонс и др. (Jones C.A. et. al) // ApJ. 1974. V.190 L1
- 11 Дитер и др. (Deeter J., Bounton P., Shibazaki N. et al.) // Astron. J. 1987. V. 93. P.877.
- 12 Довер (Dower R.G. et al.) // Nature, 1978, V.273, P.364
- 13 Долан и др. (Dolan J.F., Coe M.J., Crannell C.J., Dennis B.R., Frost K.J., Mauget G.S., Orwig L.E.)//Astrophys:J. 1980. V.238. p.238.
- 14 Илларионов А. и Сюняев Р. // Astron. and Astrophys. 1975. V.39. P.185.
- 15 Каниовский А. и др. // Письма в Астрон. журн. 1993. Т.20. N.4. С.253

- 16 Катц (Katz J.)// Nature Phys. Sci. 1973. V.246. P.87.
- 17 Конти (Conti P.S.)//Astronomy and Astrophysics. 1978. V.63. P.225.
- 18 Конти и Каули (Conti P.S. and Cowley A.P.)//Astrophys.J. 1975. V.200. P.133.
- 19 Кудрявцев М.И. и Свертилов С.И.//Письма в астроном. журн. 1991. т.17. с.410.
- 20 Лапшов И., Дремин В., Сюняев Р., и др.//Письма в Астрон. журн. 1992а. Т. 18. С. 3.
- 21 Лапшов И. Дремин В. Сюняев Р. и др. // Письма в Астрон. журн. 1992б. Т.18. С.30.
- 22 Лапшов И. Сюняев Р. Чичков М. и др. // Письма в Астрон. журн. 1992в. Т.18. С.37.
- 23 Лапшов И., Сазонов С., Сюняев Р.// IAU Circ. 1993. No 5864.
- 24 Лехи и др. (Leahy D.A. et. al) // Ap. J. 1983, V.266, 160
- 25 Липунов В.М. Астрофизика нейтронных звезд. М.: Наука, 1987.
- 26 Лунд (Lund N.)// X-Ray Instrumentation in Astronomy. / Ed. Culhane J.L. Proc.SPIE Int. Soc. Opt. Eng. 1985 V.597 P.95.
- 27 Лунд (Lund N.)//Gamma-Ray Bursts Observations. Analyses and Theories/ EdS Fenimore Edward E. Cambridge Univ. Press. 1992. P. 188.
- 28 Лунд и Брандт (Lund N., Brandt S.)//IAU Circ. 1991. N- 5161.
- 29 Мазец Е.П. и Голенецкий С.В. "Исследование космических Г - всплесков", Астрофизика и космическая физика, Москва: Наука, 1982, стр.216.
- 30 Макино (Makino F.)//IAU Circ. 1990а. N- 5139.
- 31 Макино (Makino F.)//IAU Circ. 1990б. N- 5142.
- 32 Макино (Makino F.)//IAU Circ. 1990в. N- 5148.

- 33 Макино (Makino F.)//IAU Circ. 1991. N- 5161.
- 34 Мак Клинтон и Ремиллард (McClintok J., Remillard R.)//Astrophys. J. 1986. V.308. P.110.
- 35 Мандру П. и др. (Mandrou P., Jourdain E., Bassani L., et al.) // Astronomy and Astrophysics Supplement Series, 97., 1., 1993.
- 36 Мертз (Mertz L.)//Proc Symp. On Modern Optics. Polytechnic Institute of Brooklyn. 1968. P.787.
- 37 Мэйсон и др. (Mason K.O., Branduardi G. and Sanford P.W.)//Astrophys.J. (Letters). 1976. V.203. L29.
- 38 Нагаса (Nagase F.)// Publ. Astron. Soc. Japan 1989. V.41. P.1.
- 39 Нагаса и др. (Nagase F., Hayakawa S. Kunieda H. et al.)// Astrophys. J. 1982. V.263 P.814.
- 40 Нагаса и др. (Nagase F., Hayakawa S., Kunieda H.) // Astrophys. J. 1984. V.280. P.259.
- 41 Окуда и Сакашита (Okuda T. and Sakashita S.) // Ap. Space Sci. 1977 V. 47. P.385.
- 42 Паркес и др. (Parkes G.E. et al.) // MNRAS,1980,V.191, P.547
- 43 Петерсон (Peterson J.) // Astrophys. J. 1977. V.218. P.783.
- 44 Рок Ж. и др. (Roques J., Paul J., Mandrou P., Lebrun F.) //Adv. Space Res., 10(2)., 223., 1990.
- 45 Сато, Нагаса, Кавай и др. (Sato N., Nagase F., Kawai et al.) // Astrophys. J. 1986. V.304. P.241.
- 46 Сюняев Р.А. и др. (Sunyaev R.A., Babichenko S., Goganov D., Tabaldyev S., Jambigenko N.) // Adv. Space Res., 10(2)., 233., 1990.
- 47 Сюняев Р.А.//IAU Circ. 1990. N- 5122.

- 48 Сюняев Р.А.//IAU Circ. 1991a. N- 5179.
- 49 Сюняев Р.А.//IAU Circ. 1991b. N- 5180.
- 50 Сюняев и др. (Sunyaev R., Jourdain E., Laurent P.)//IAU Circ. 1991 N- 5176.
- 51 Танака и др. (Tanaka Y., Makino F., Dotani T. et al.)//Proc. of Nova Muscae Workshop. Lyngby. Denmark. 1991.
- 52 Тананбаум и др. (Tananbaum H., Avni Y., Branduardi G. et al.) // Astrophys J. (Letters). 1979. V. 234. L9.
- 53 Трюмпер, Кахабка и др. (Trumper J., Kahabka P. et al.) // Astr. J. Lett., 1986, 300, L63
- 54 Уайт и др. (White N.E., Kallman T.R., Swank J.H.)//Astrophys.J. 1983. V.269. P.264.
- 55 Форман и др. (Forman W., Jones C., Cominsky L. et al.)// Astrophys. J. Suppl. Ser. 1978. V.38. P.357.
- 56 Хаберл и др. (Haberl F., White N.E. and Hallman T.R.)//Astrophys.J. 1989. V.343. P.409.
- 57 Хазингер и др. (Hasinger G.,Pietsch W., Belloni T.)//IAU Circ. 1990. N- 5142.
- 58 Хармон Б., Занг С., Пачесас У. (Harmon B., Zhang S., Paciesas W.)// IAU Circ. 1993. No 5864.
- 59 Хатчингс (Hatchings J.B.)//Astrophys.J. 1974. V.192. P.677.
- 60 Хрузина Т.С. и Черепащук А.М.//Письма в астроном. журн. 1983. т.9. с.144.
- 61 Шакура Н.И. и Сюняев Р.А. // X-and gamma-ray astronomy. IAU Symp. N- 55./ Eds Bradt H., Giacconi R. Dortrecht: D. Reidel Publ. Company. 1973a. P.155.
- 62 Шакура Н.И. и Сюняев Р.А. //Astron. and Astrophys. V.24. P.337. 1973b.
- 63 Шакура Н.И.//Астрон. журн. 1972. Т. 49. С. 921.

64 Шноппер Г.В. и др. (Schnopper H.W., Thompson R.I., Whitt S.) // Space  
— Science Reviews, 8., 534., 1968.

## 1.10. Список таблиц

Таблица 1.1: Период вращения пульсара Парус X-1 по данным ВОТЧ

Таблица 1.2: История наблюдений рентгеновского источника 4U1700-37

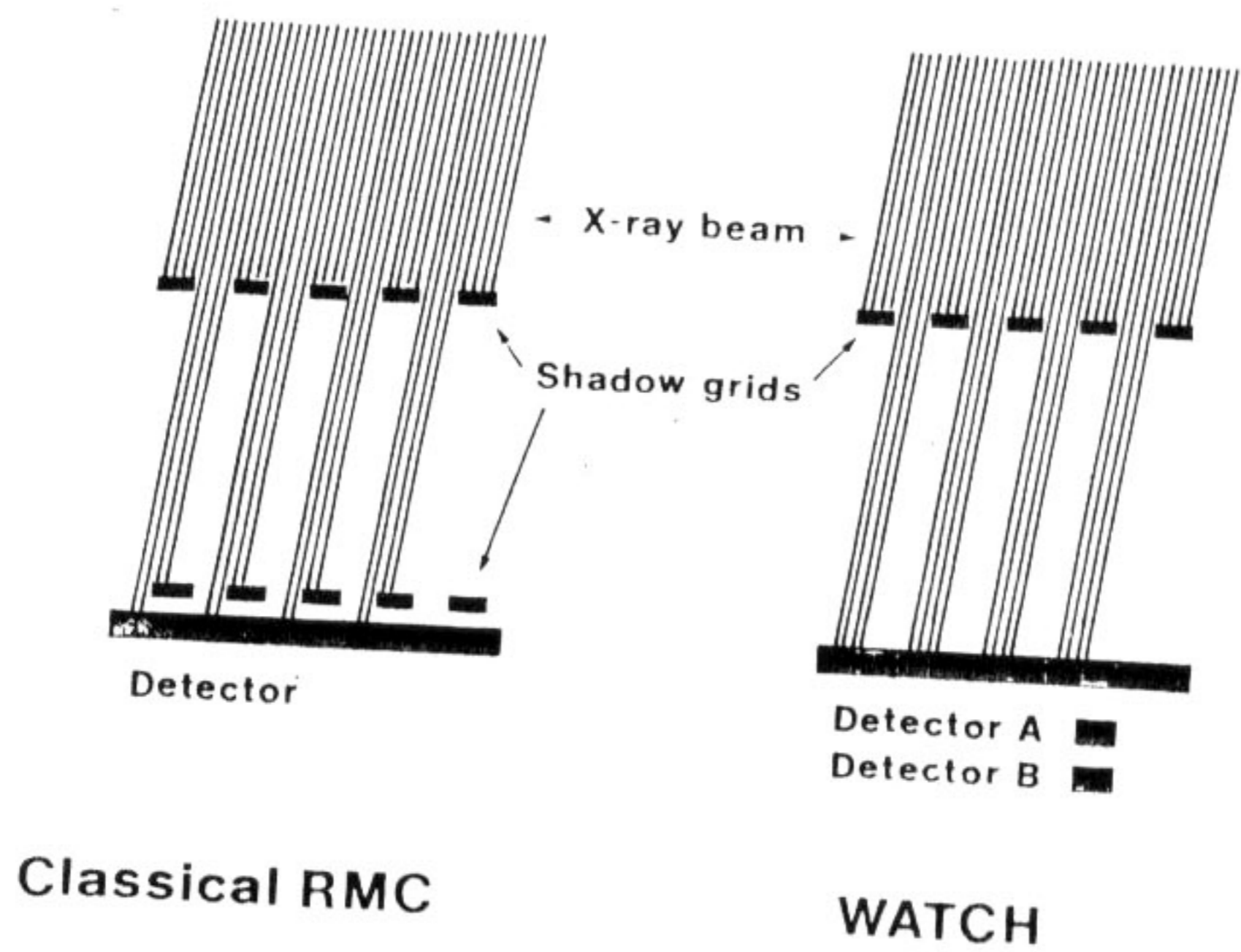


Рис. 1.1

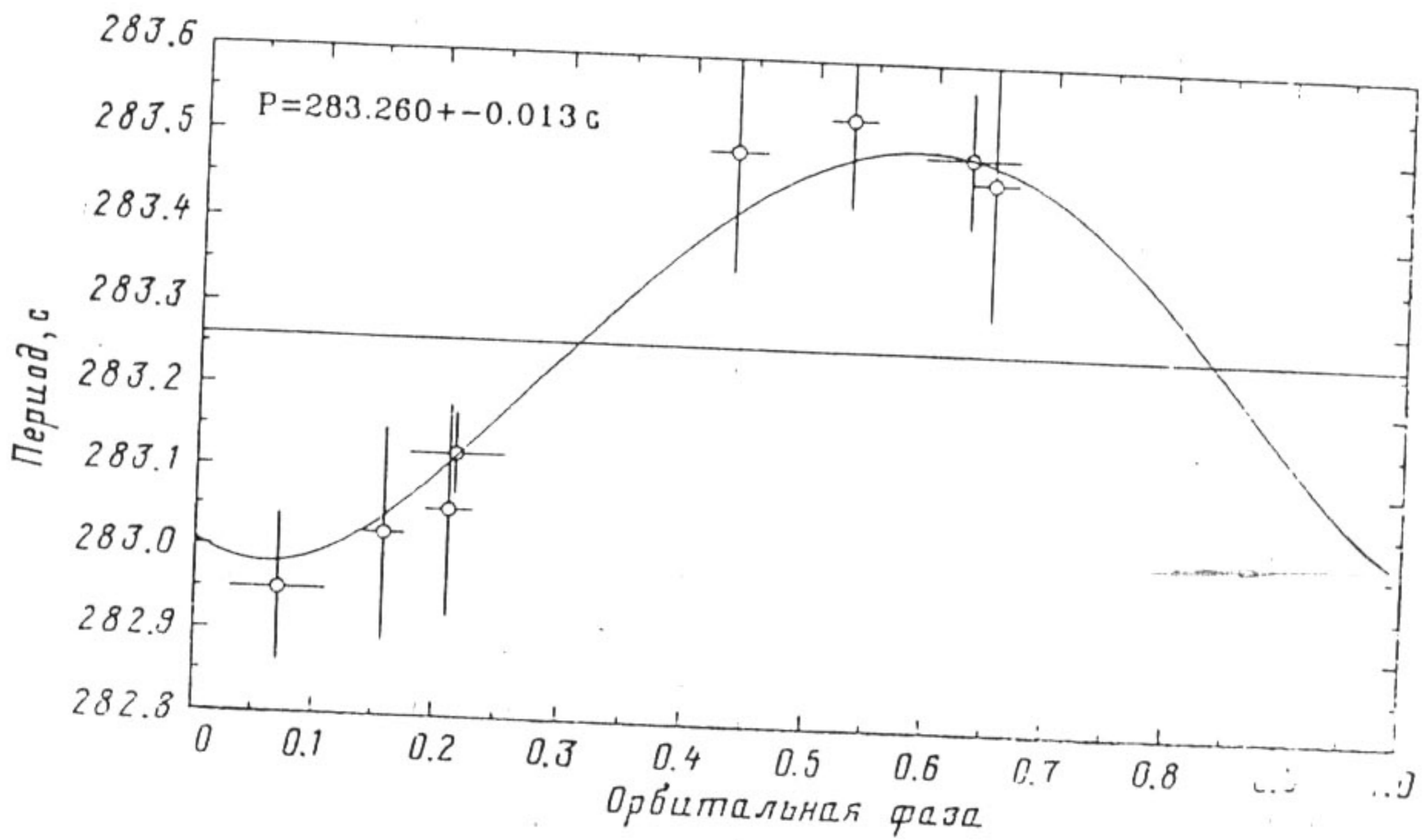


Рис. 1.2

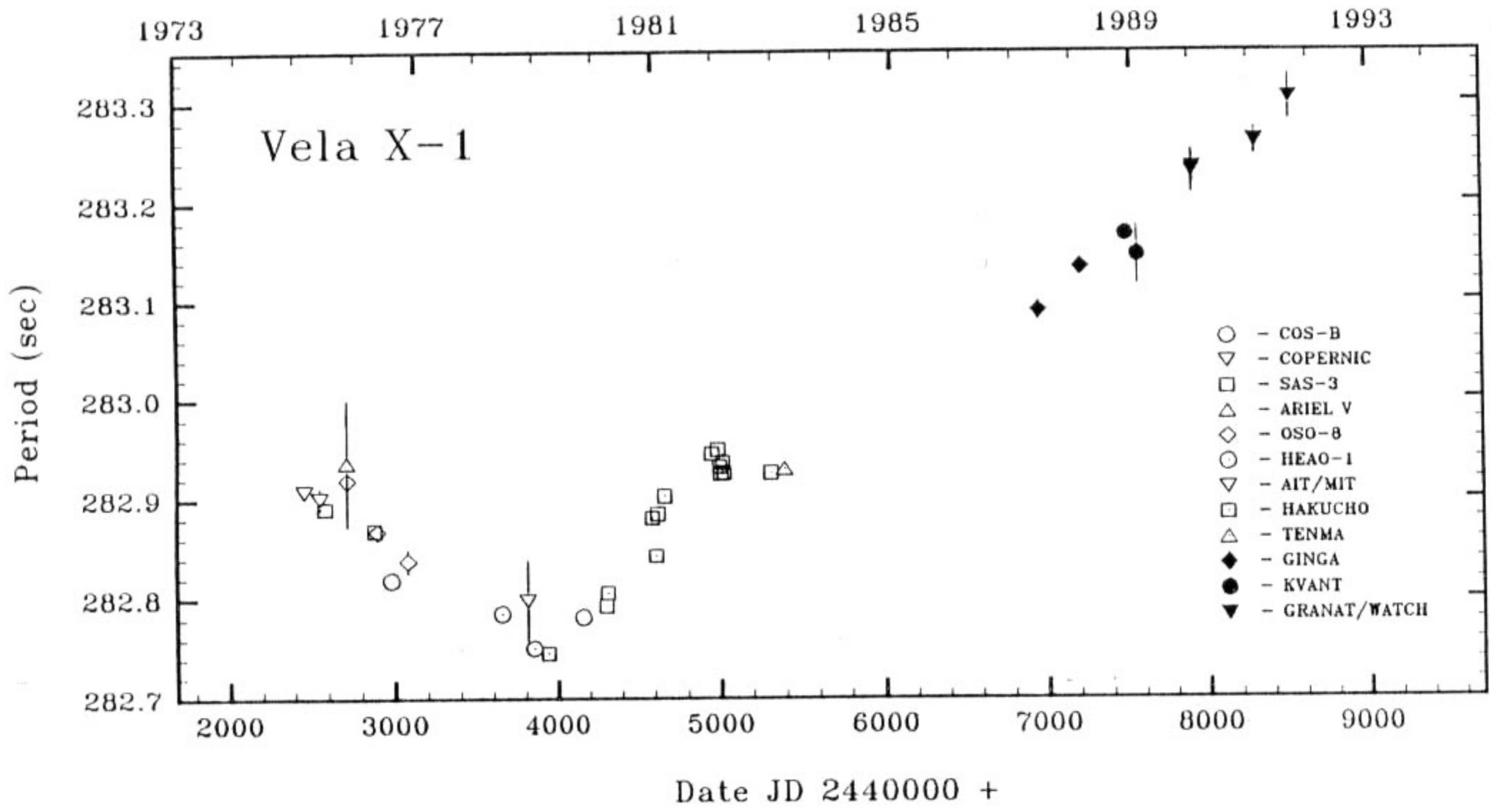


Рис. 1.3

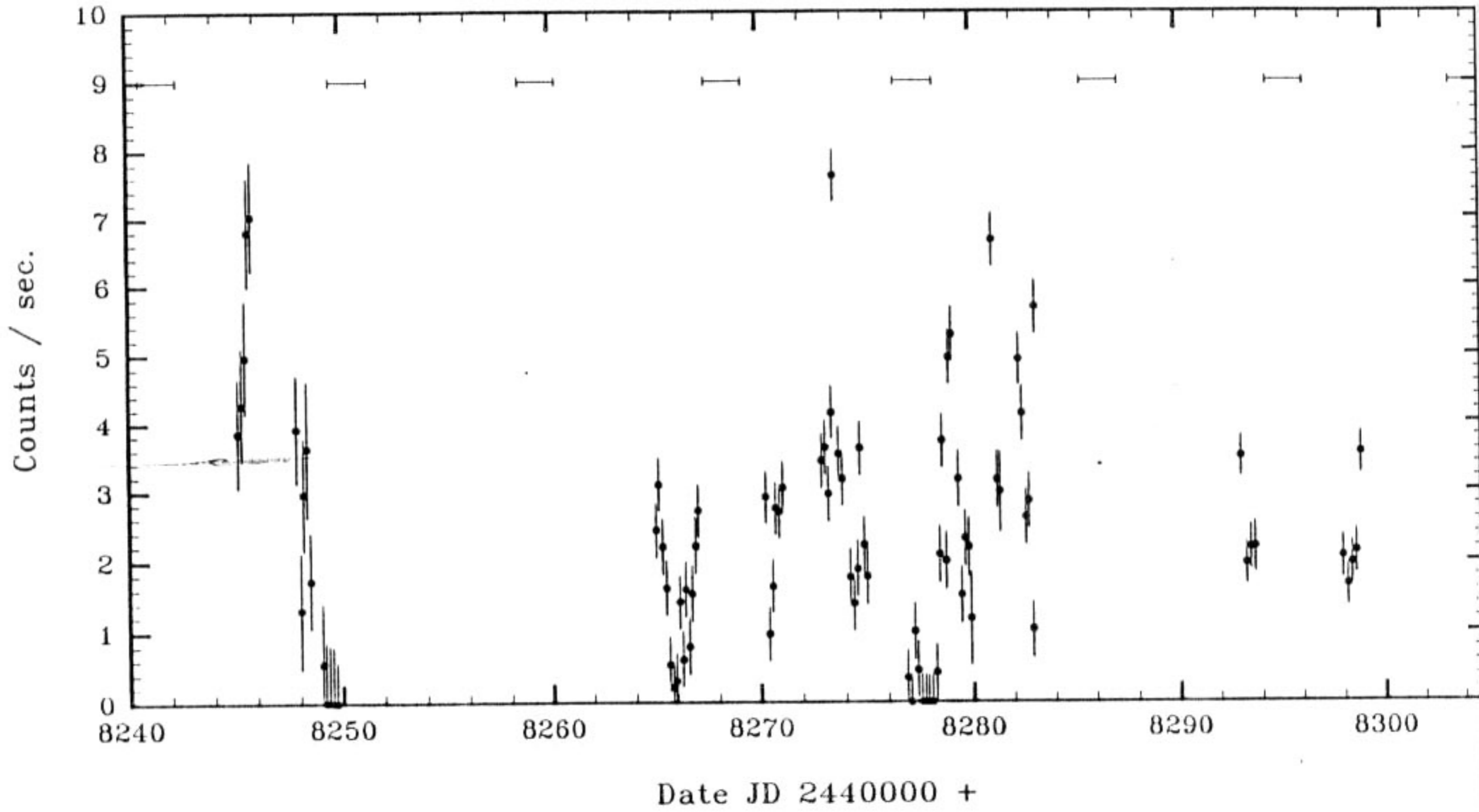


Рис. 1.4



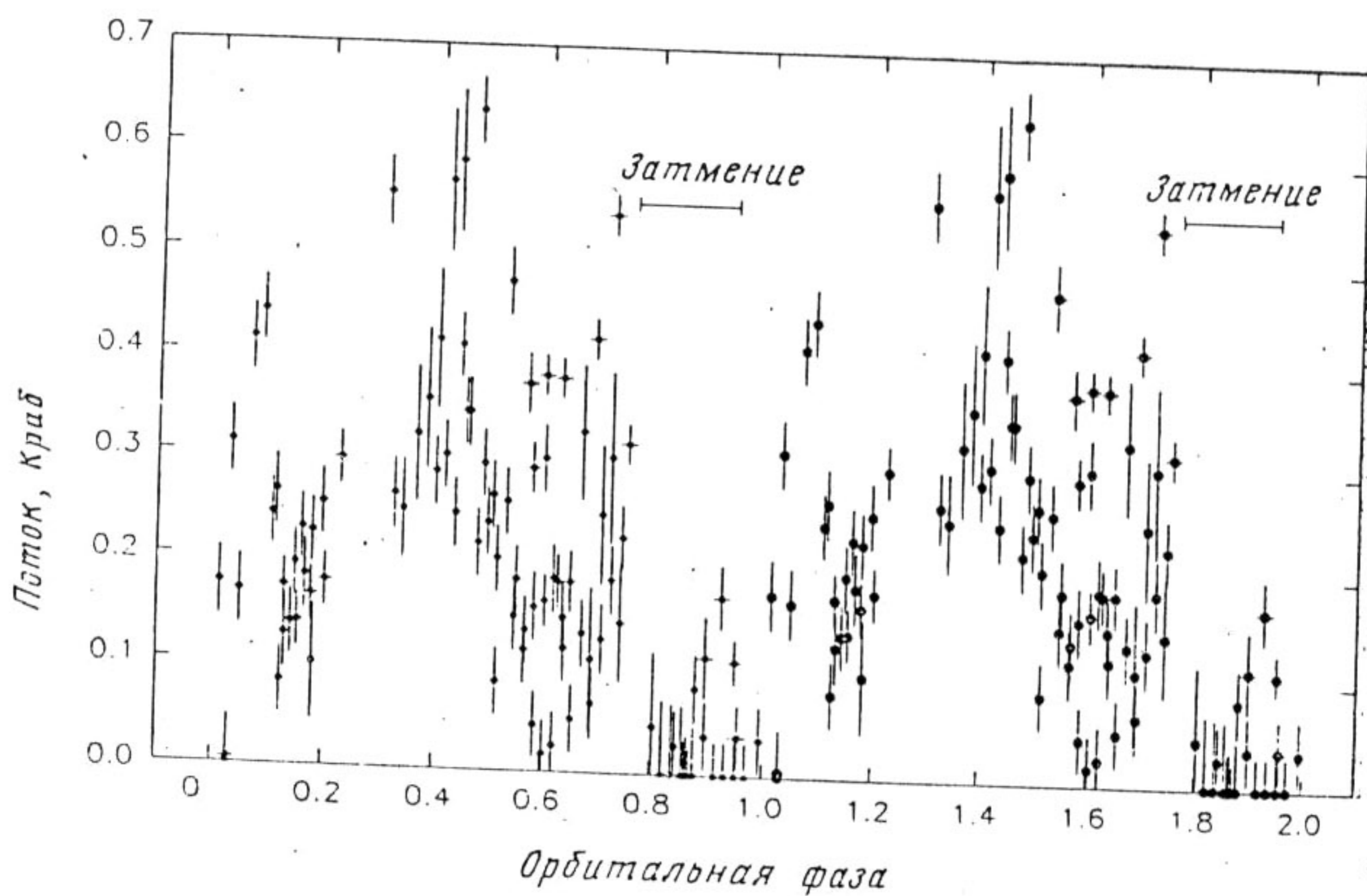


Рис. 1.5

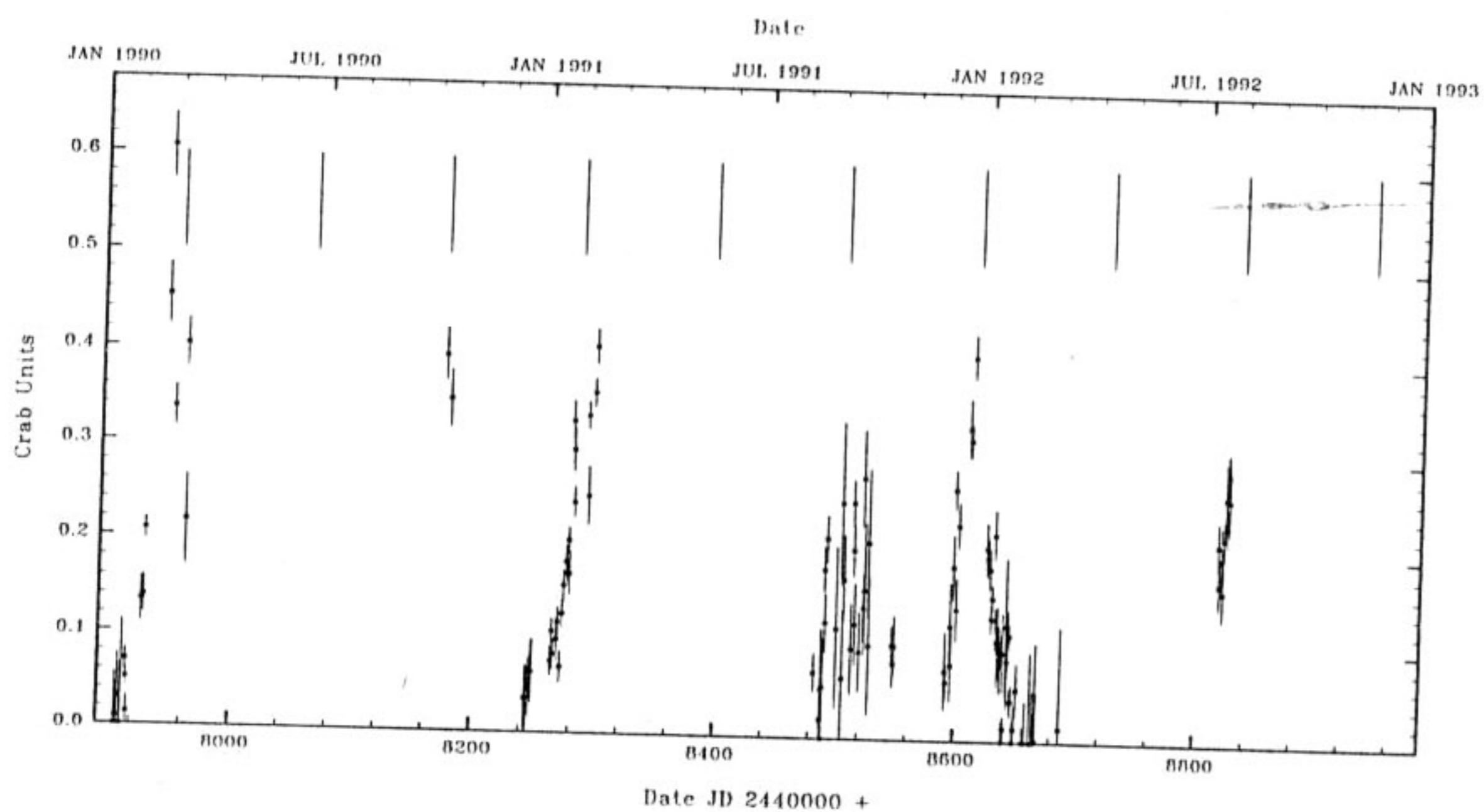
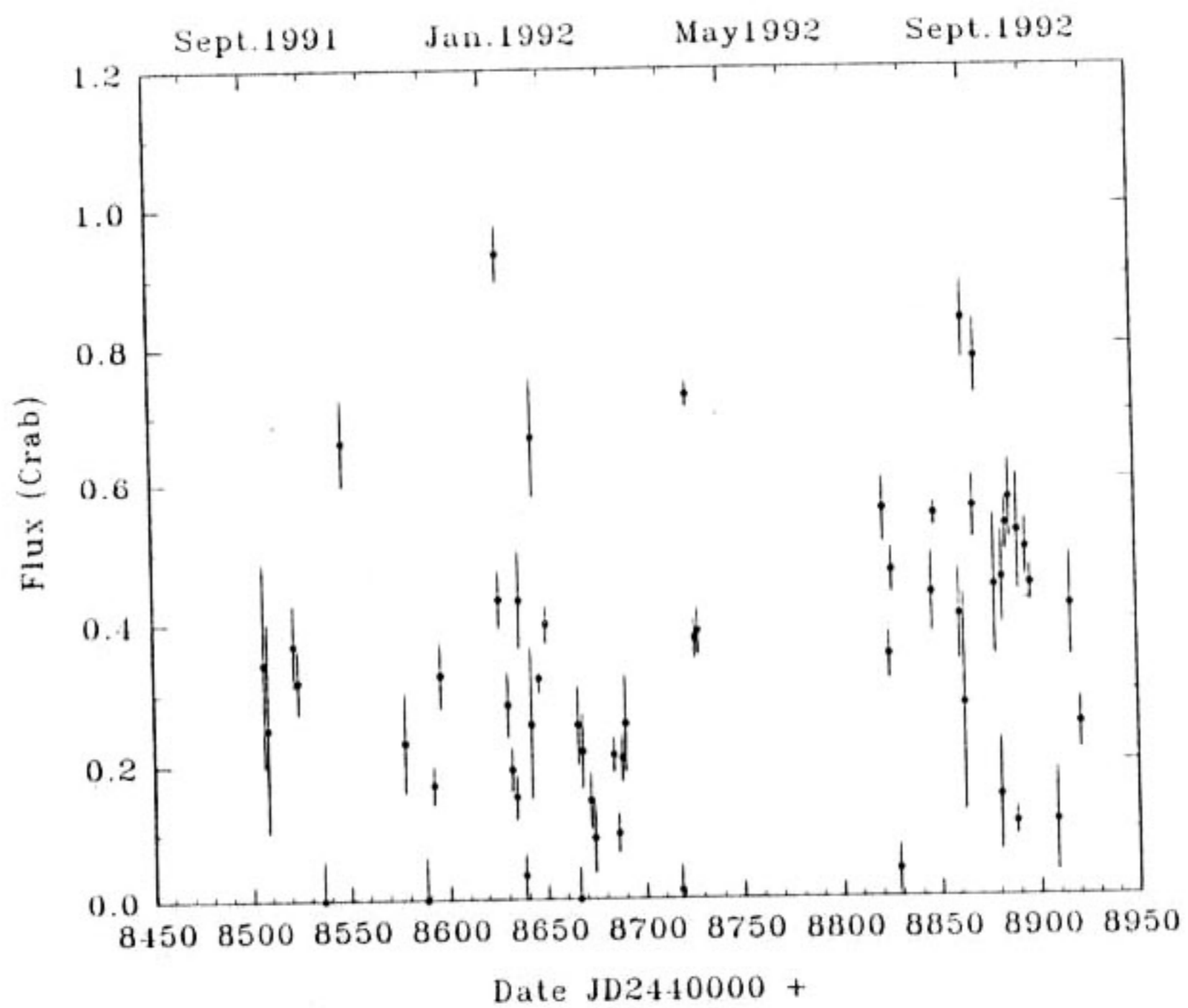
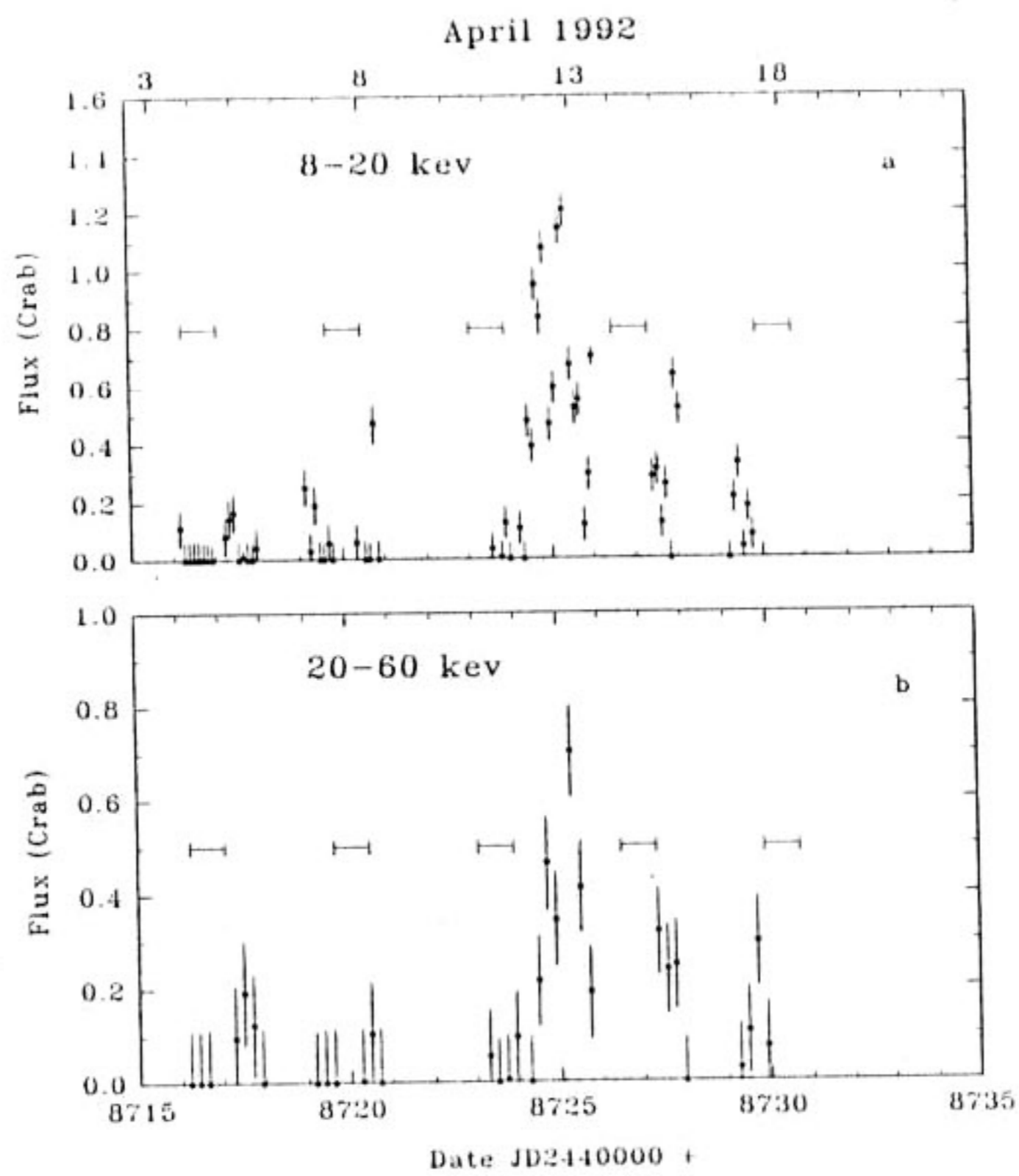


Рис. 1.6



**Рис. 1.7**



**Рис. 1.8**

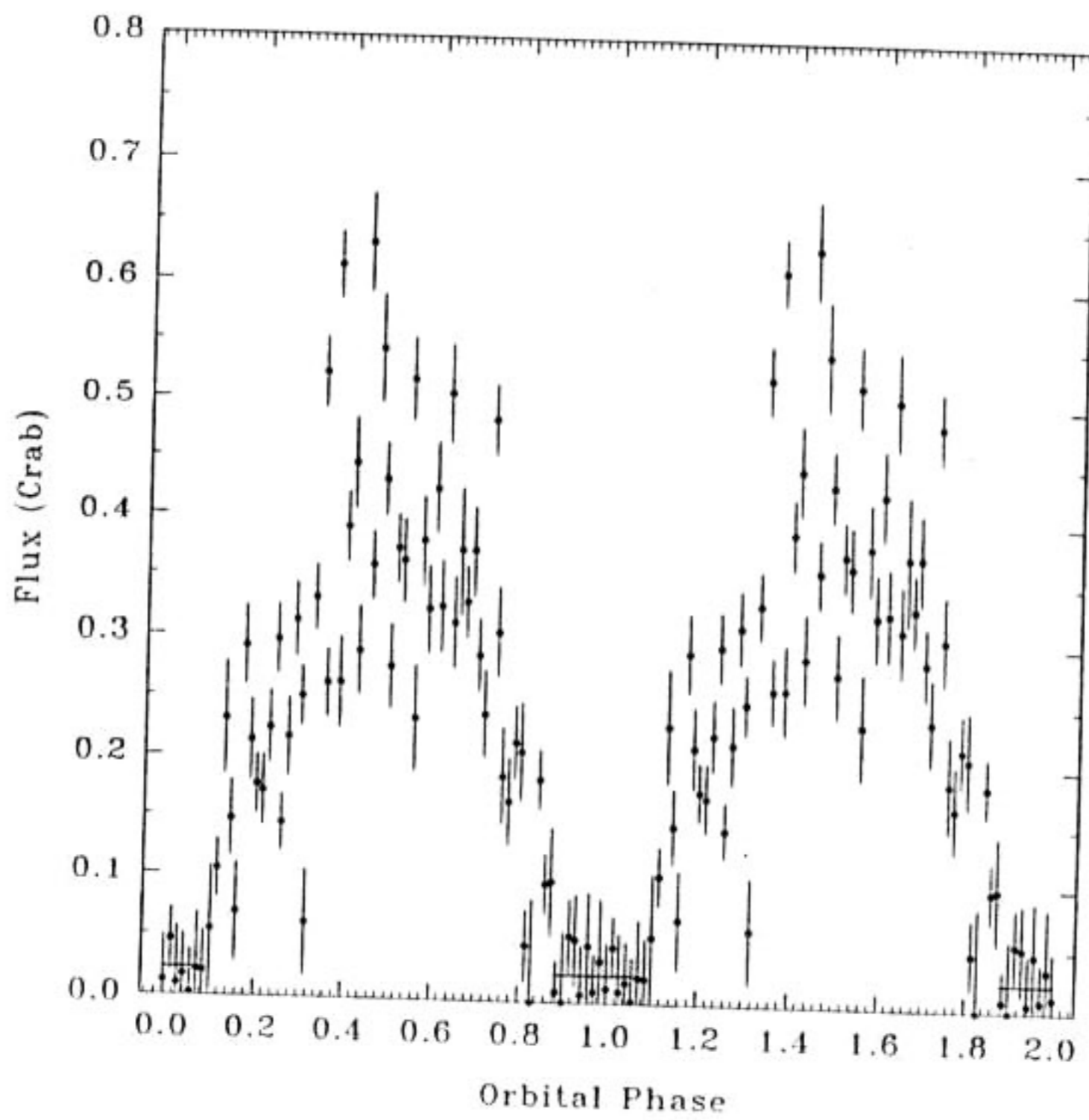


Рис. 1.9

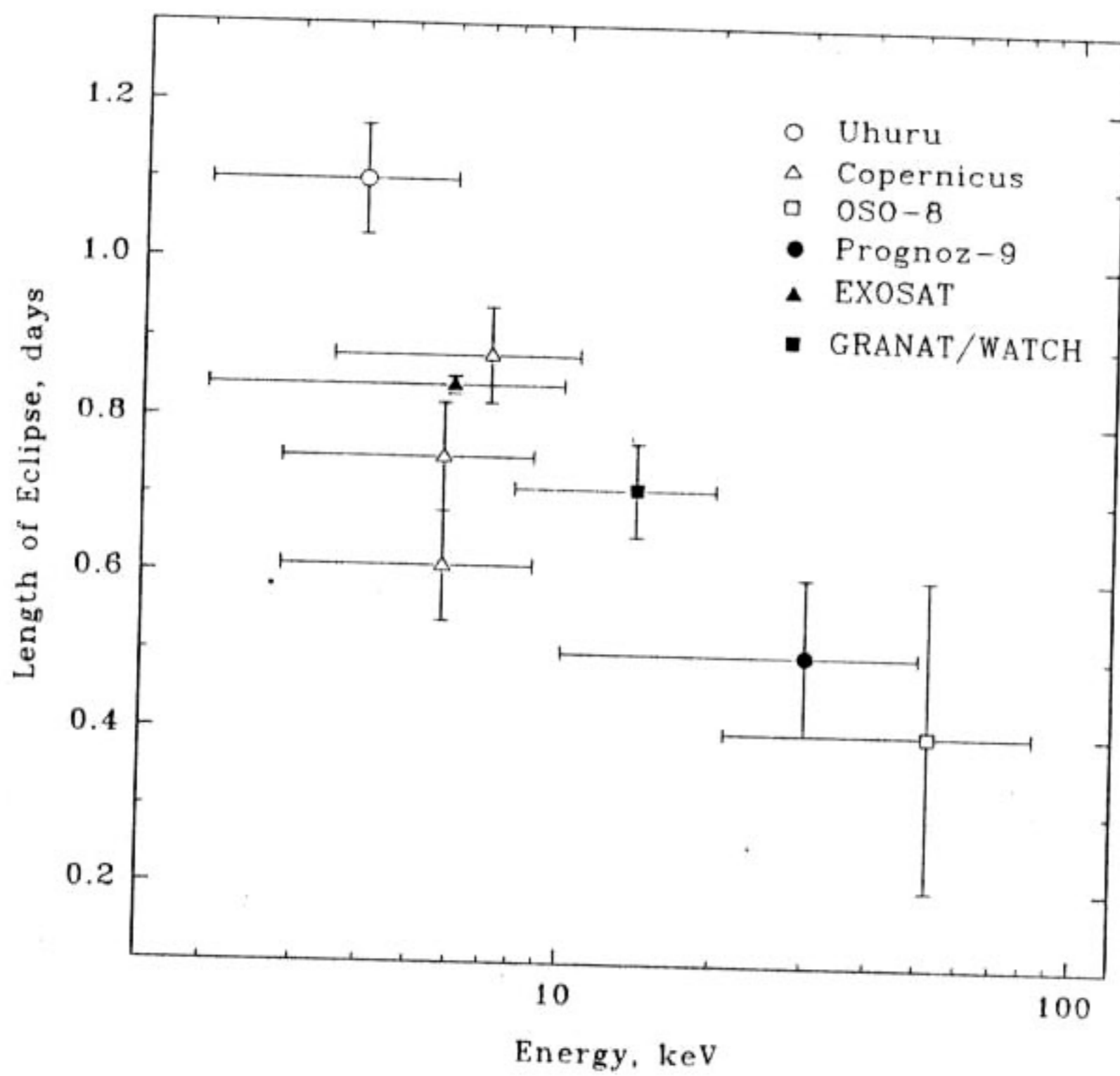


Рис. 1.10

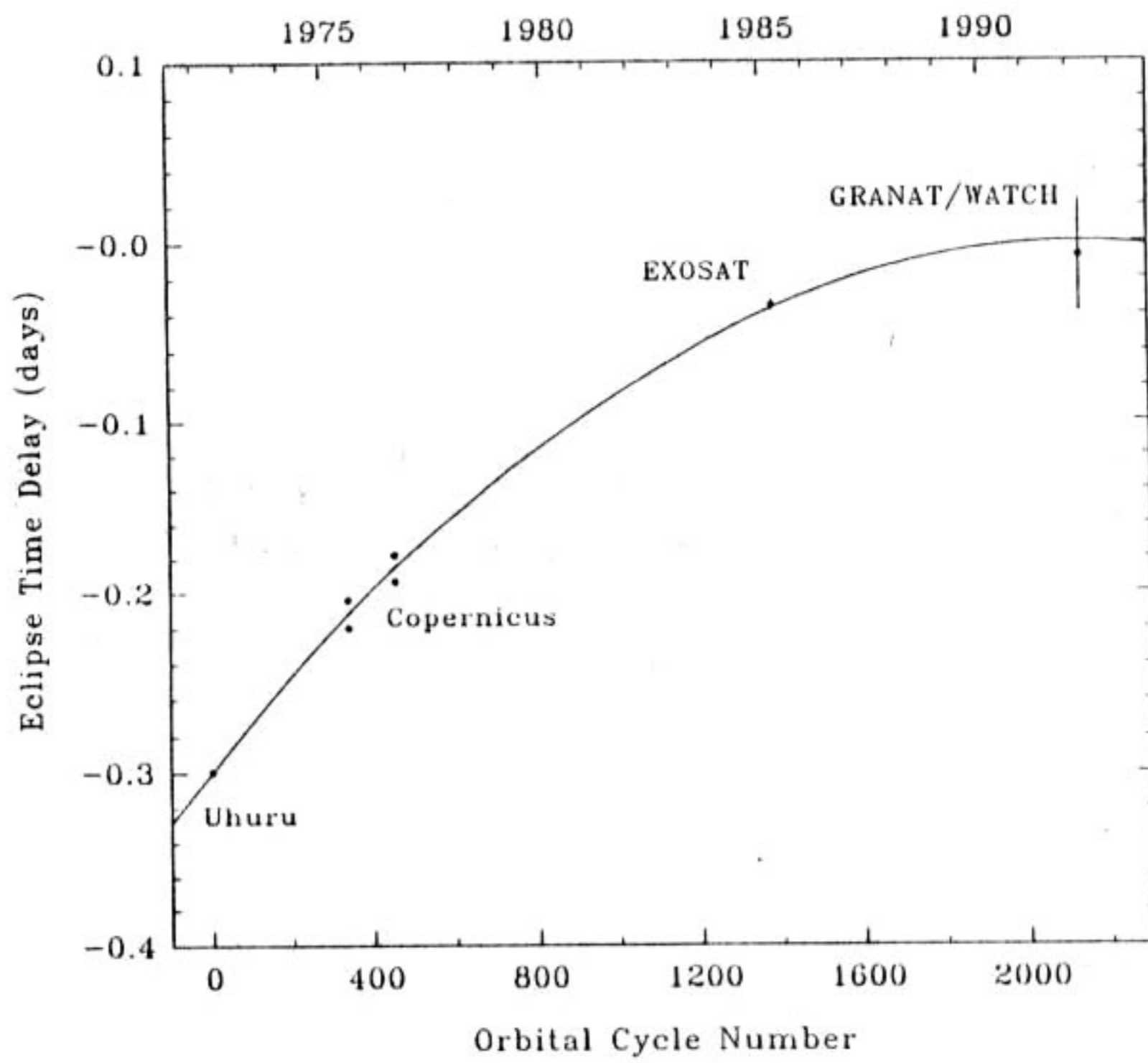


Рис. 1.11

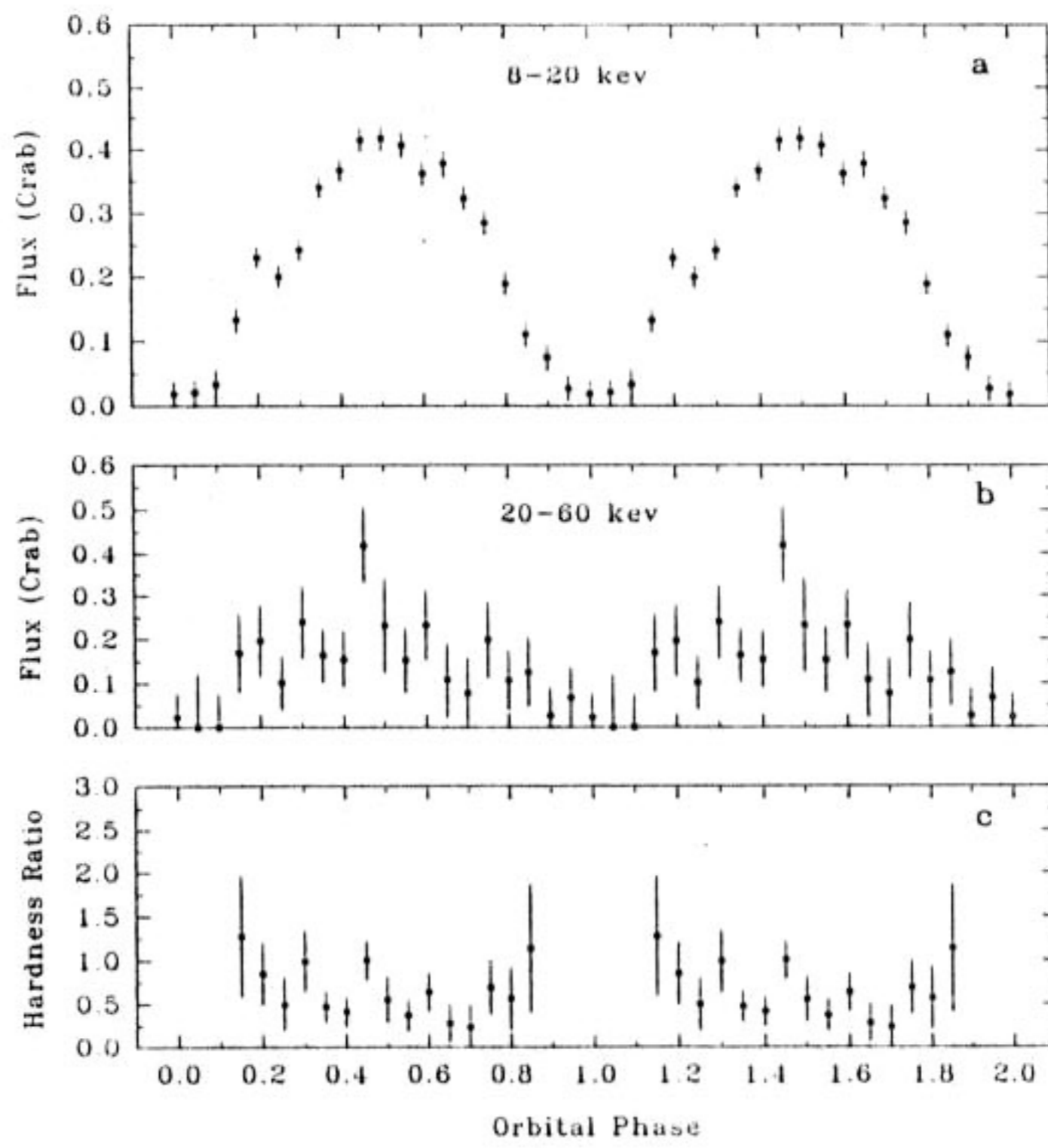


Рис. 1.12

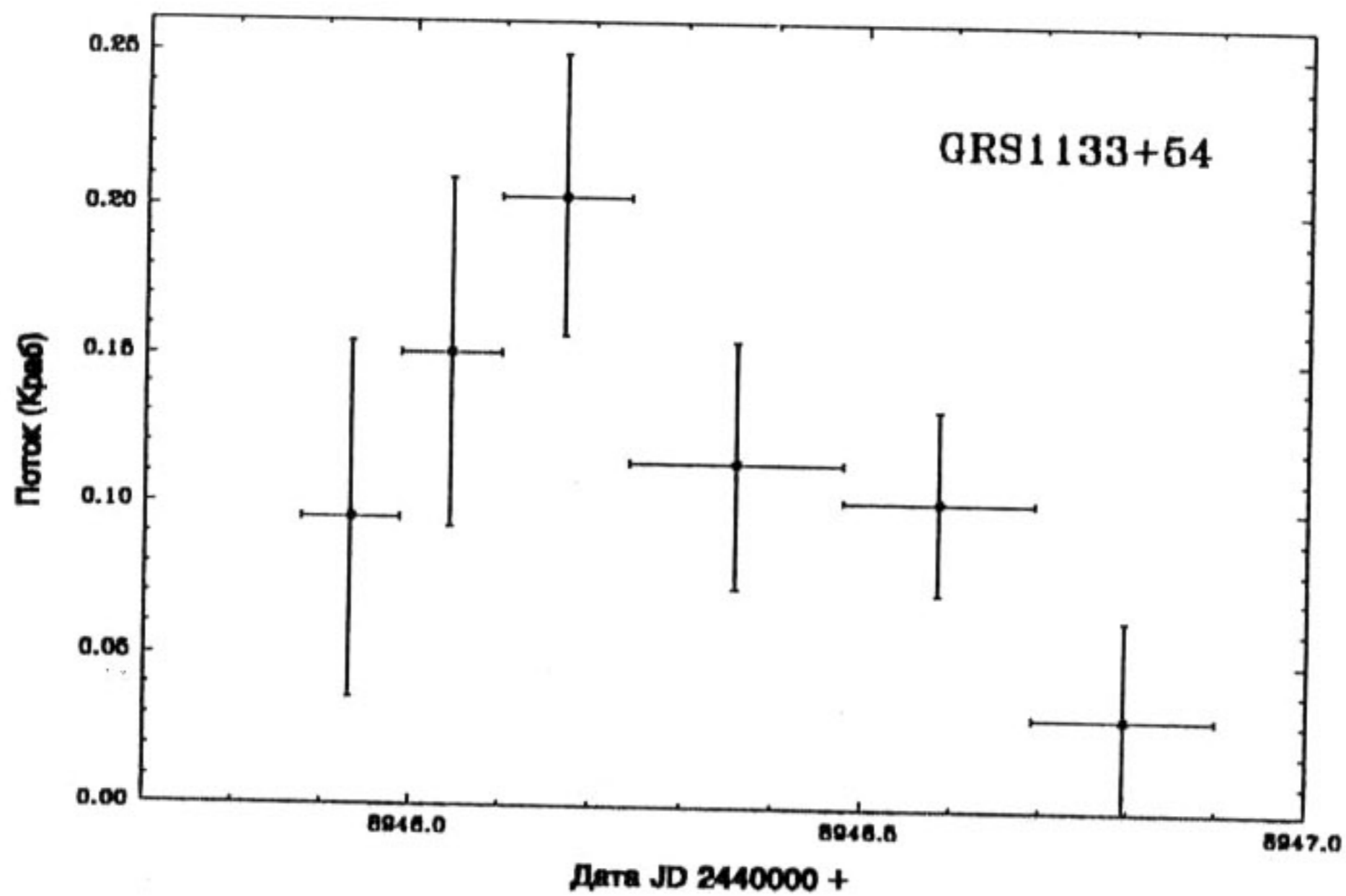


Рис. 1.13

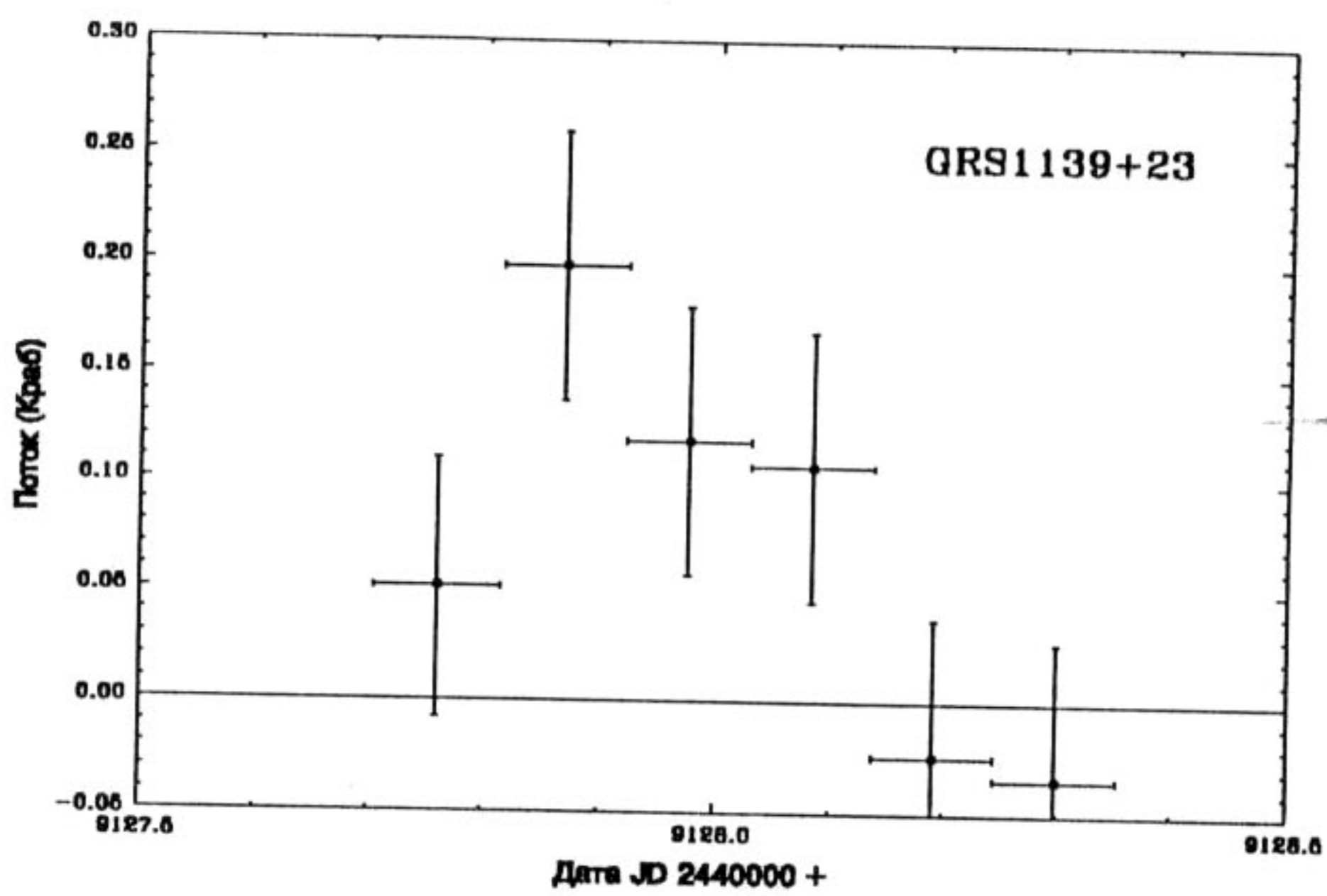


Рис. 1.14

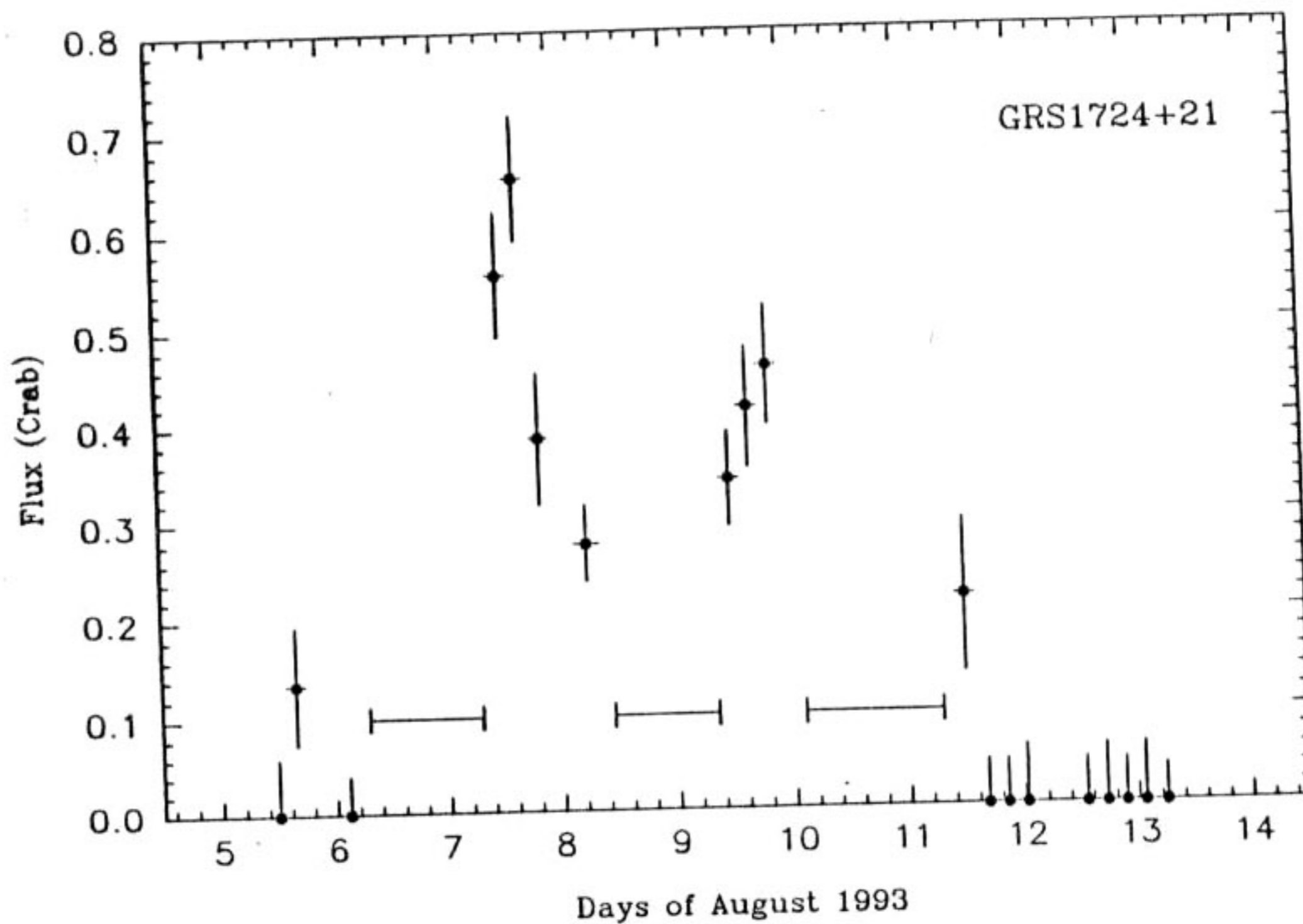


Рис. 1.15

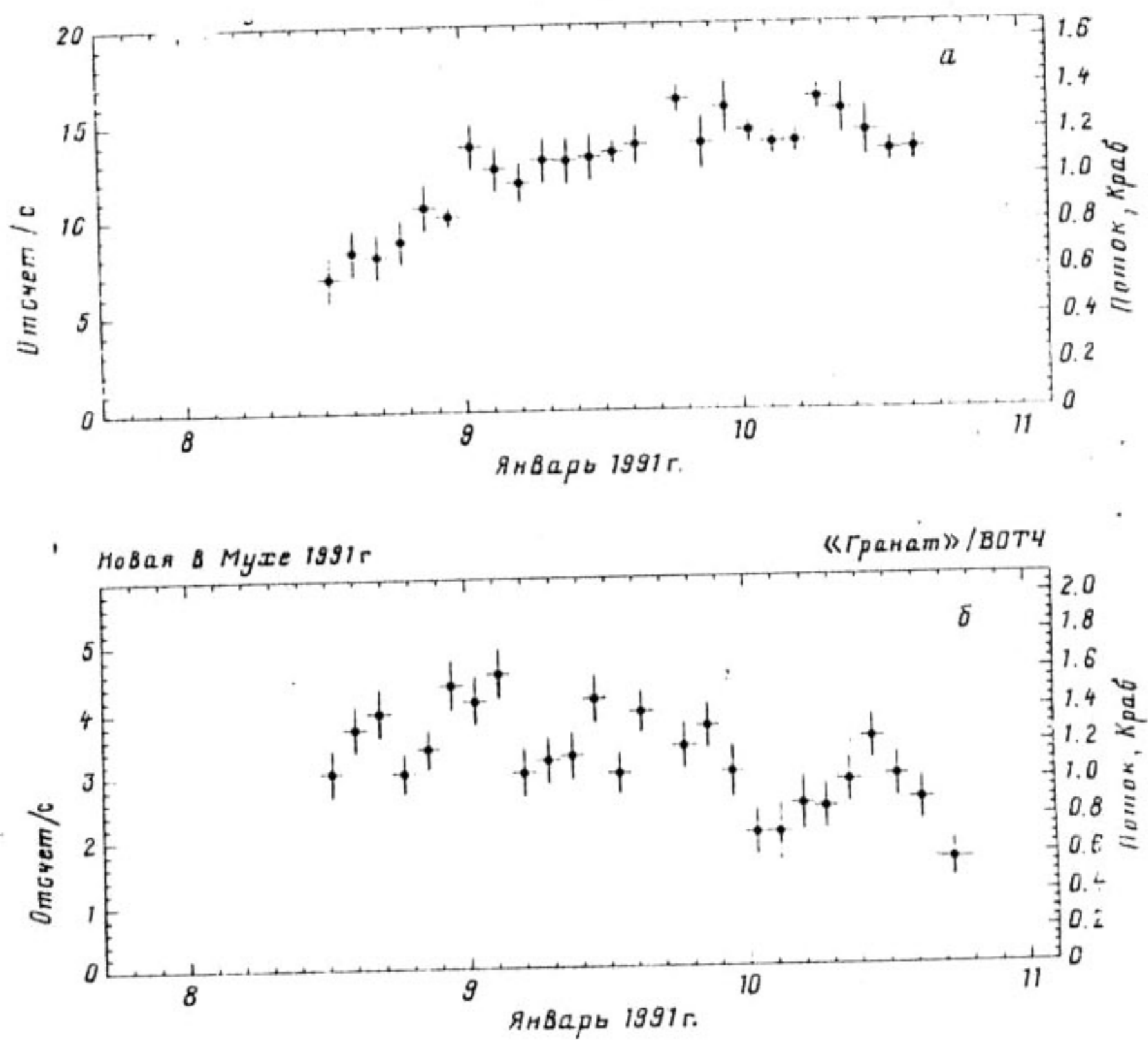


Рис. 1.16

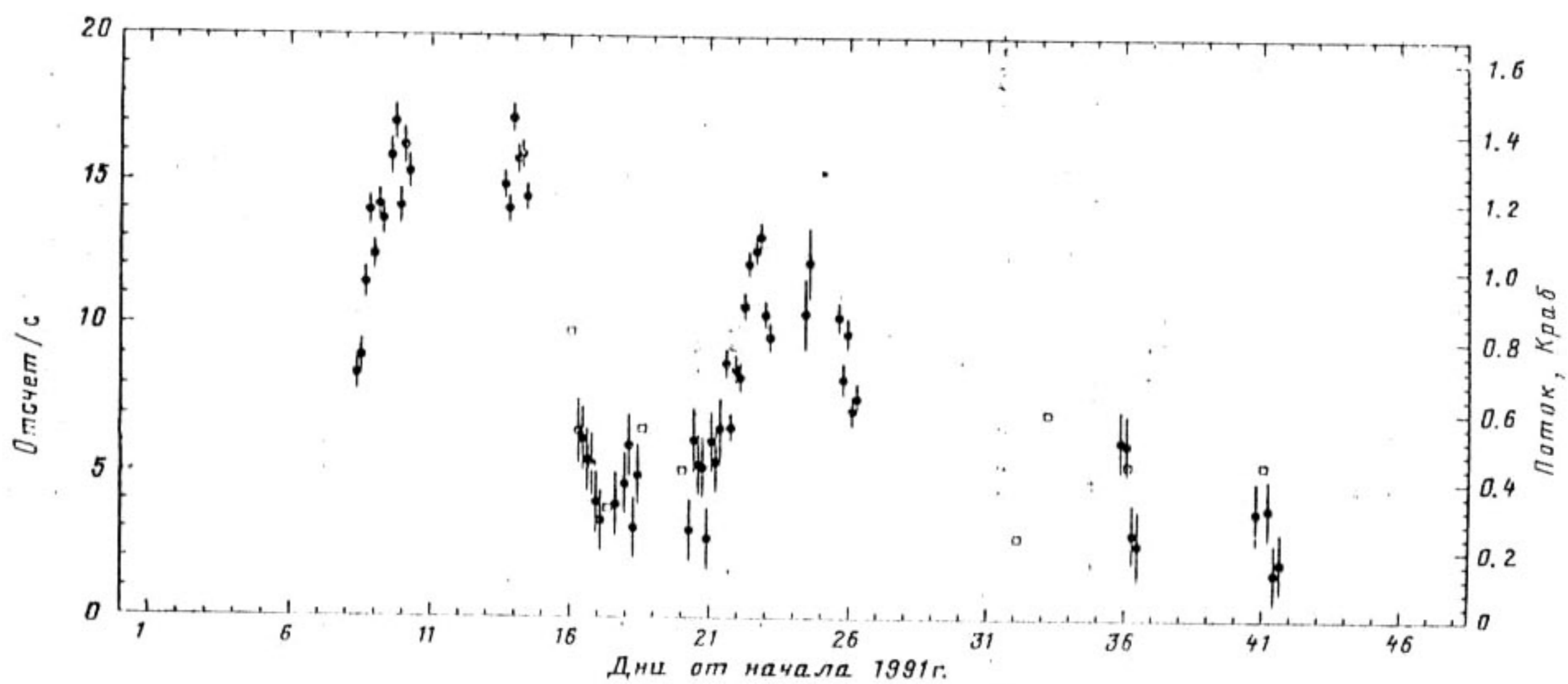


Рис. 1.17

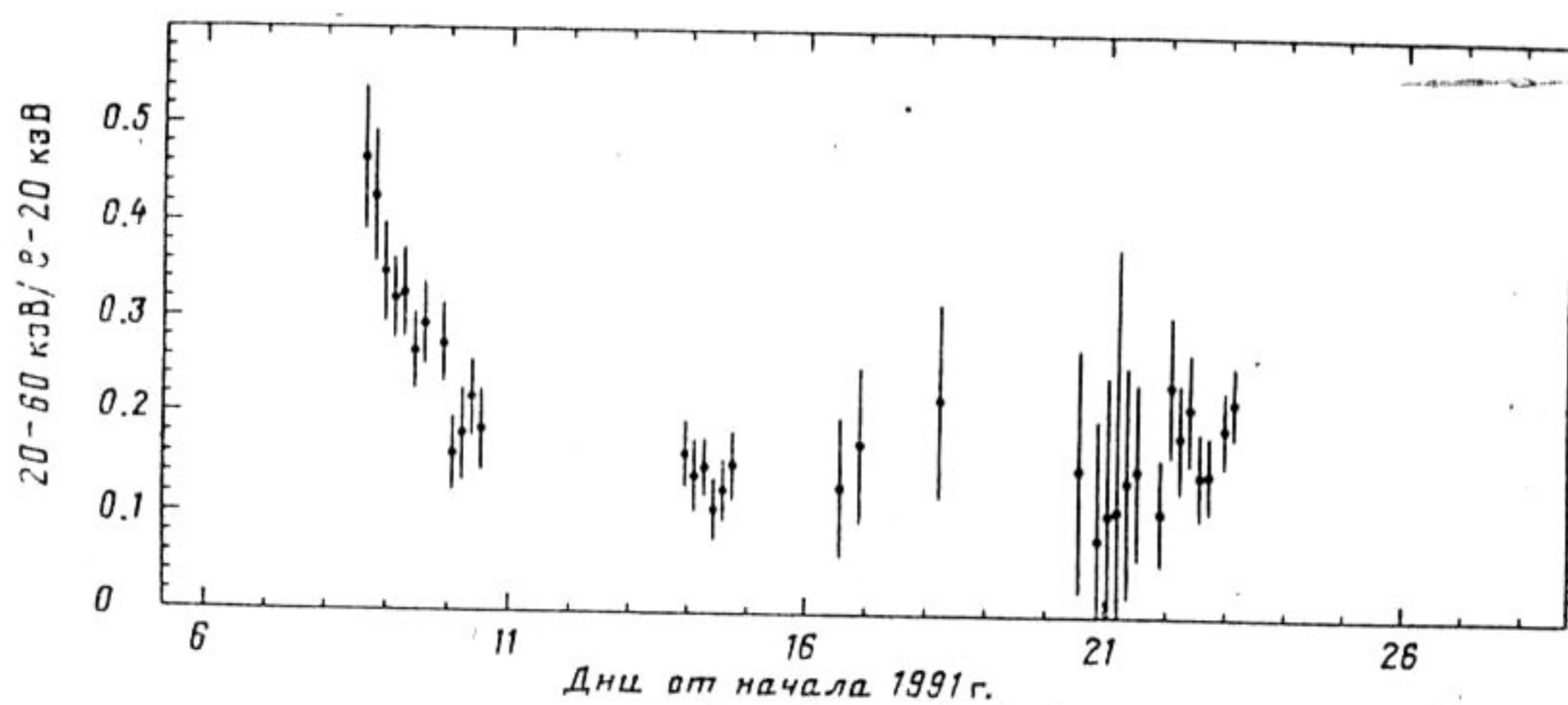


Рис. 1.18

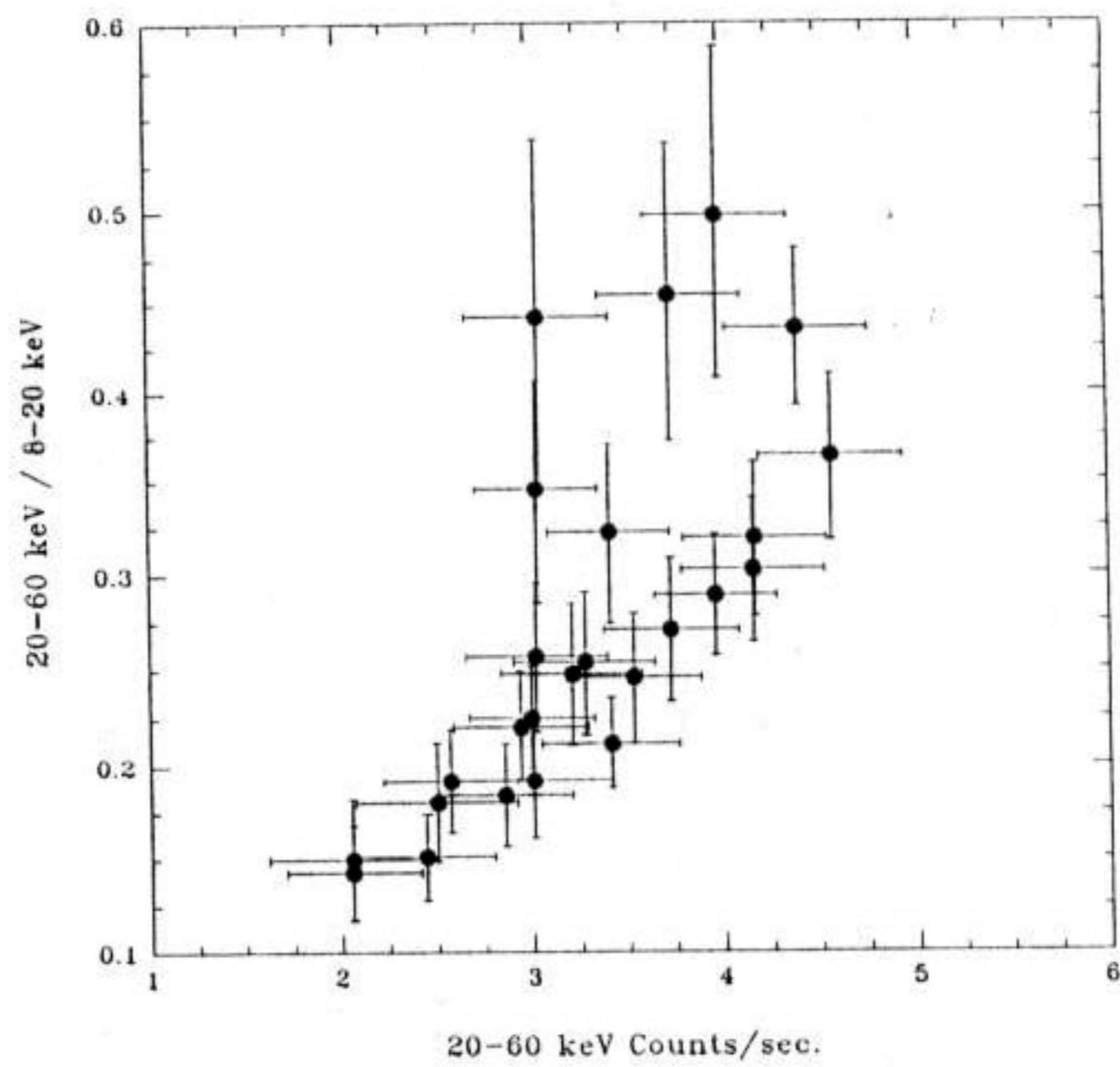


Рис. 1.19

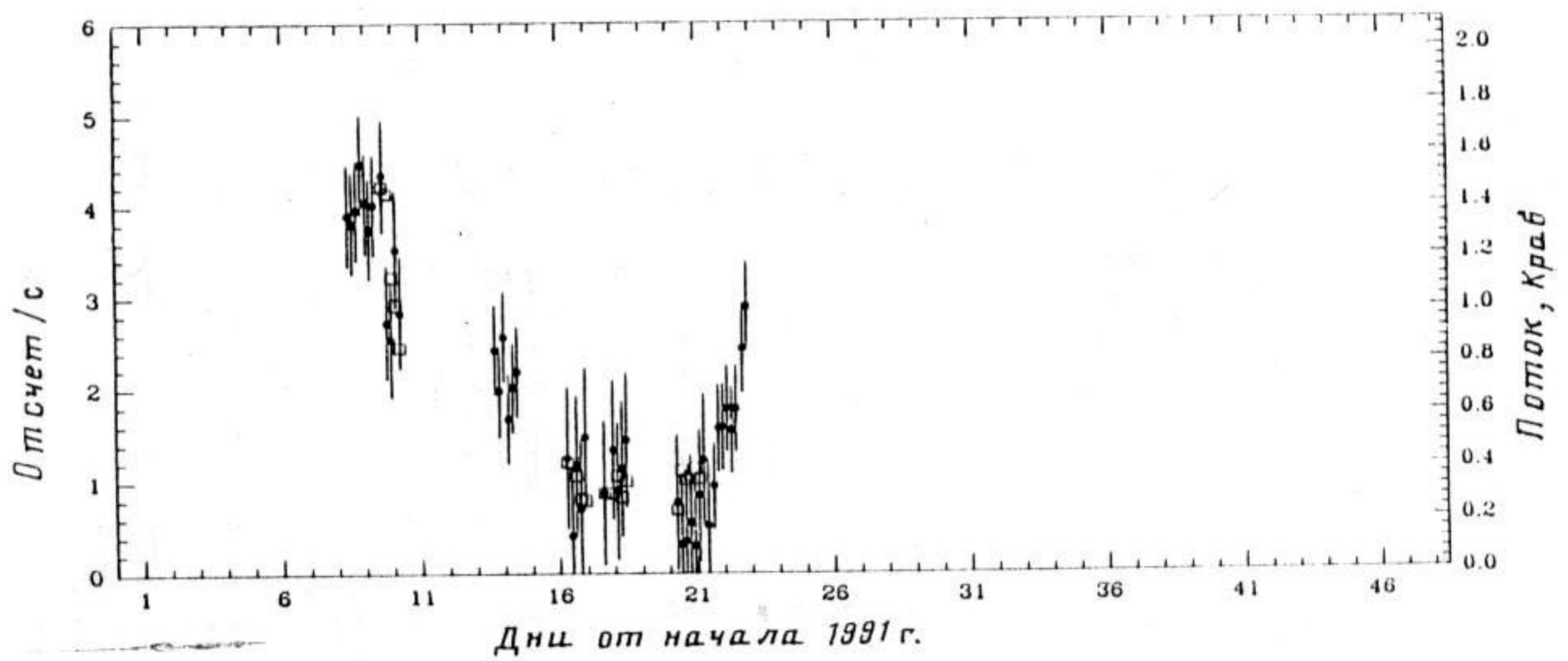


Рис. 1.20



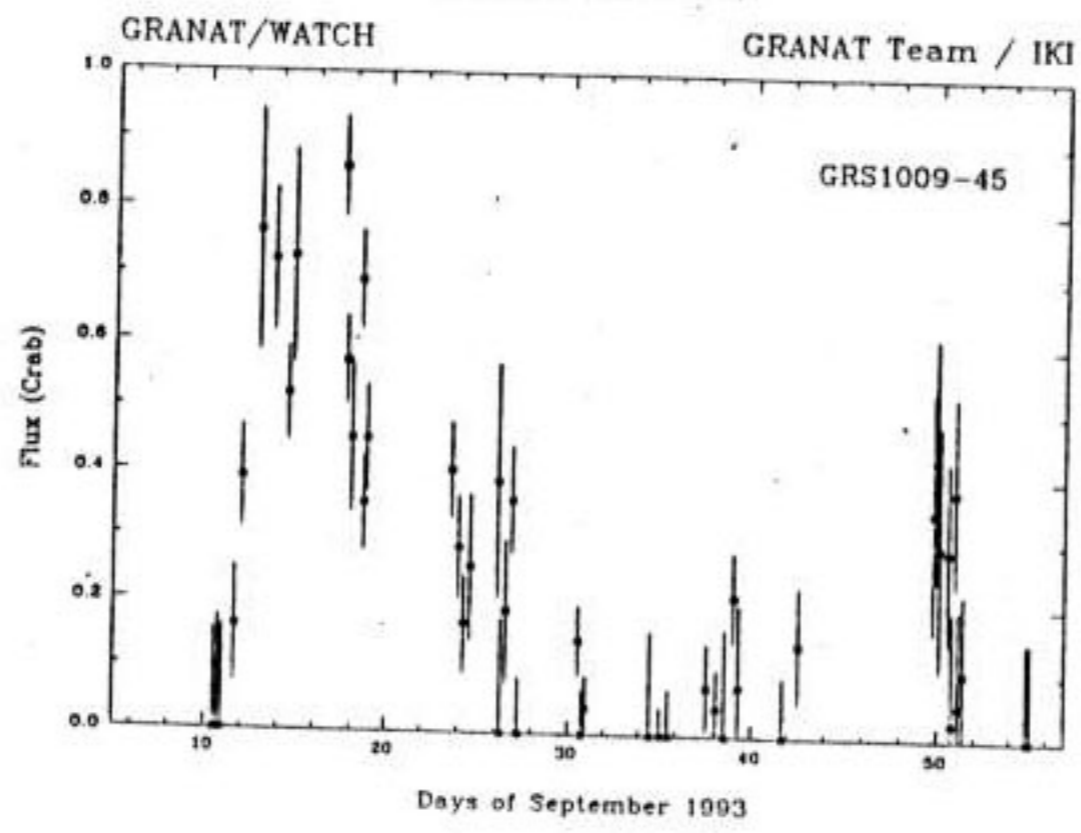
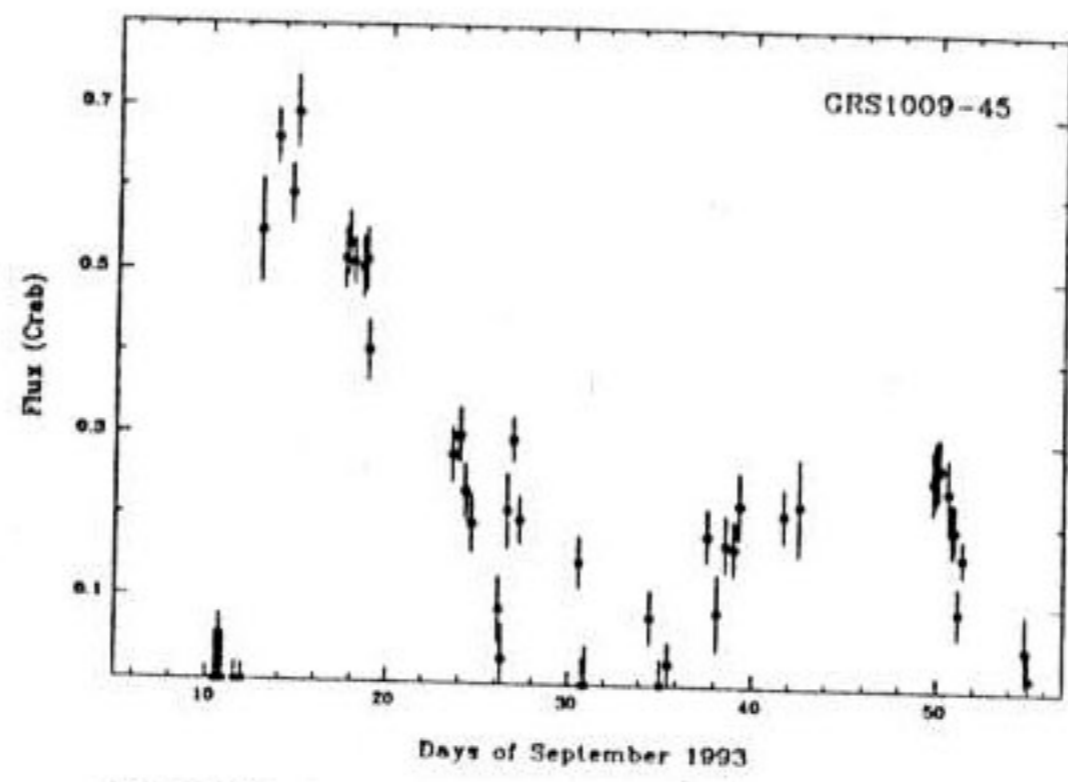


Рис. 1.21

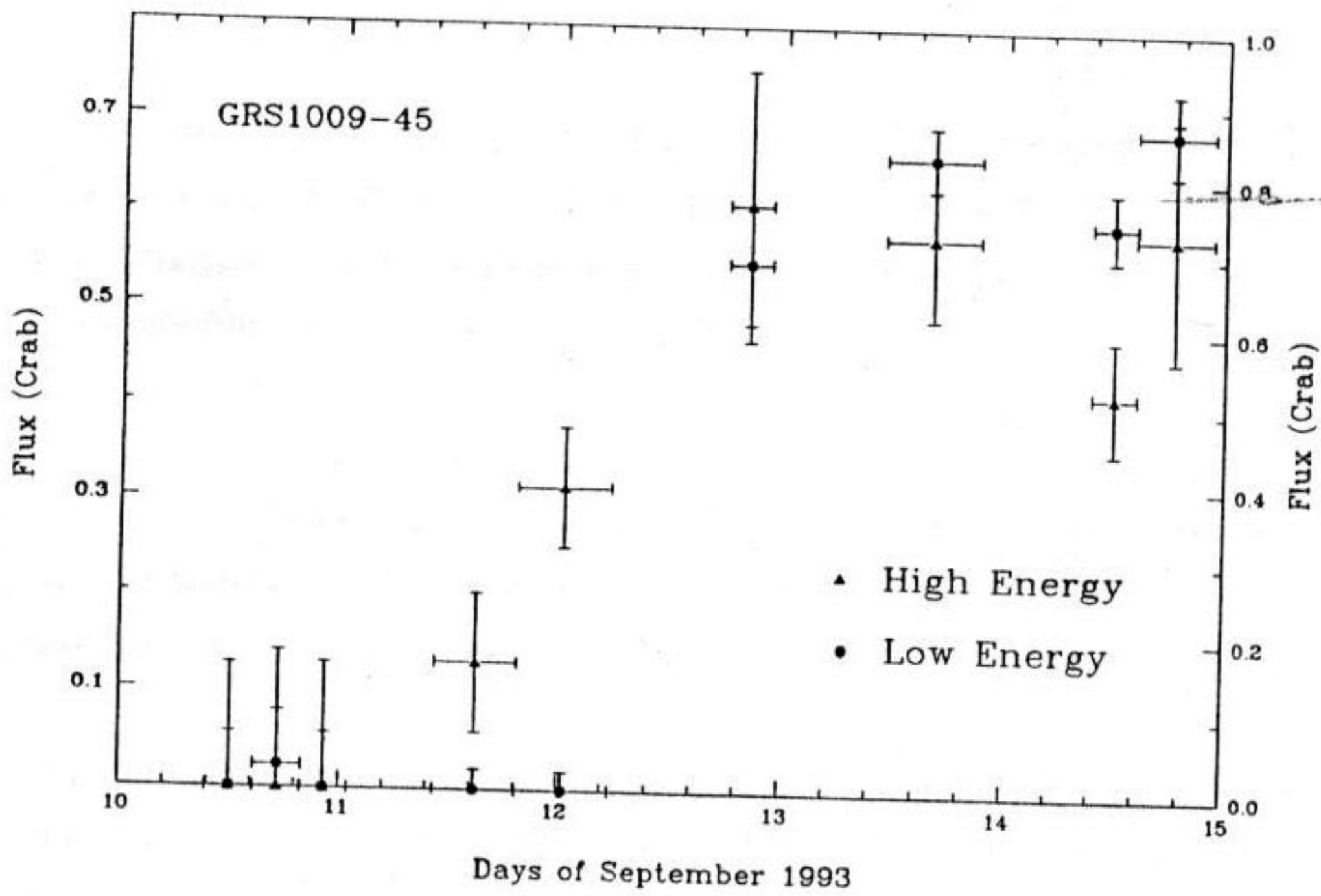


Рис. 1.22

## Часть 2.

# Наблюдения рентгеновской Новой в созвездии Лисичка

### 2.1. Введение

26 апреля 1988 года прибор, установленный на спутнике ГИНГА и предназначенный для слежения за всем небом, обнаружил рентгеновскую новую в созвездии Лисичка (ASM 2000=25). Через несколько дней основной инструмент спутника ГИНГА уточнил локализацию спутника и показал, что спектр излучения близок к спектру тормозного излучения оптически тонкой плазмы с температурой 20 миллионов градусов (Макино, 1988а, б). Начиная с 15 мая, международная орбитальная обсерватория РЕНТГЕН на модуле КВАНТ приступила к наблюдениям этого яркого объекта. Первые же сеансы наблюдений выявили в спектре рентгеновской новой две составляющие (Рис. 2.1): мягкую с температурой излучения около 20 миллионов градусов, открытую ранее спутником ГИНГА, и жесткую (Сюняев Р.А. и др, 1988а), простирающуюся до 200-300 кэВ. Эта жесткая компонента соответствует температурам порядка миллиарда градусов, если оценивать ее в приближении тормозного излучения оптически тонкой плазмы.

Наблюдения КВАНТа дали богатый экспериментальный материал. Во время наших наблюдений этот источник был вторым по яркости после Скорпиона X-1 на всем небе в стандартном рентгеновском диапазоне и третьим по яркости после источников Лебедь X-1 и Крабовидная Туманность в жестких рентгенов-

ских лучах (50-100 кэВ). Наличие чрезвычайно мягкой компоненты и сравнительно долгое (свыше месяца) время жизни источника доказывает, что этот объект представляет собой "мягкую новую" по классификации Калужиенского (1977). Обнаружение же жесткого хвоста и вся совокупность оптических и радиоданных свидетельствуют о том, что мы имеем дело с реальным кандидатом в черные дыры, во многом (кроме оптического компаньона) подобным известному источнику Лебедь X-1. Новые в Лисичке 1988 г., Змееносце 1977 г. и широко известный объект A0600-20 в Единороге предстают как представители одного и того же подкласса рентгеновских источников, скорее всего являющихся черными дырами в тесных парах с маломассивными звездами низкой светимости, проявляющими себя в оптических лучах лишь излучением прогретой рентгеновскими лучами оптической компоненты и оптическим излучением аккреционного диска.

Данные обсерватории РЕНТГЕН на модуле КВАНТ позволили восстановить спектр рентгеновской новой в Лисичке в широком диапазоне энергий 4-300 кэВ. Основная информация о спектре источника в области энергий 4-30 кэВ и его эволюции была получена с помощью прибора ГСПС.

## 2.2. Прибор ГСПС. Основные характеристики и особенности обработки данных.

Газовый сцинтилляционный пропорциональный счетчик (ГСПС) чувствителен к фотонам в диапазоне 2-100 кэВ. Давление газа в приборе равно 3 атмосферам, окно прибора закрыто бериллиевой пленкой толщиной 200 мк. Геометрическая площадь детектора (с учетом прозрачности коллиматора в центре поля зрения) равна 166 см<sup>2</sup>, поле зрения (полная ширина на полувысоте) FWHM 3 градуса. Частота телеметрического опроса данных прибора ГСПС равна 400 Гц. Поэтому даже при наблюдениях такого яркого источника как ASM 2000+25 просчеты не превышали ~10%. Для коррекции просчетов прибор был оснащен интенсиметром рентгеновских событий.

Работа прибора ГСПС характеризовалась нестабильностью усиления сигнала, что связано с нестабильностью источника высокого напряжения. Это приводило к "плаванию" шкалы прибора. Для получения достоверной информации при обработке каждого сеанса проводился контроль коэффициента усиления с использованием встроенного калибровочного источника - радиоактивного

кадмия. Сеансы, в течение которых коэффициент усиления изменялся более чем на 10%, отбраковывались. Из 25 сеансов наблюдений рентгеновской новоя в Лисичке, проведенных модулем КВАНТ с 15 мая по 8 июня 1988 года, этому критерию удовлетворили лишь четыре сеанса. Далее проводилась процедура коррекции несильного изменения коэффициента усиления в отобранных сеансах

### 2.3. Наведение телескопов обсерватории РЕНТГЕН на источник.

Циклограмма наблюдений состояла в 4-минутном наведении на точку фона, затем следовало наблюдение источника в течение 4.5 мин; вновь осуществлялось перенаведение на ту же точку фона в  $\sim 5$  градусах от источника. После этого следовал новый цикл наблюдения источника и точки фона, пока из-за ухудшения фоновых условий на орбите не завершился сеанс. Время перевода от точки фона на источник и обратно составляло около 1 мин. Наведение осуществлялось переориентацией всего комплекса космической станции МИР.

При наблюдениях ASM 2000=25 мы не имели данных о точности наведения приборов обсерватории на источник. Отметим, что прибор ГСПС и два детектора прибора Пульсар X-1 имеют поле зрения 3 градуса, а два детектора ГЕКСЕ -  $1^\circ.6$  с несколько отличными функциями отклика коллиматора. Поэтому при офсетных наблюдениях эффективность регистрации источника разными приборами может сильно различаться. Это приводит к сложностям при построении синтетических спектров, подобных спектру изображенному на Рис. 2.1. Для каждого отдельного прибора неопределенность в наведении обсерватории относится лишь к знанию абсолютной величины потока, на виде же спектра излучения она не отражается.

Опыт работы с обсерваторией РЕНТГЕН (почти 2000 сеансов продолжительностью по 15-30 мин) показывает, что точность наведения составляет 20-40 угл. мин., т.е. в 2-3 раза превышает несоосность различных приборов обсерватории. В ряде последовательных сеансов в течение одних суток разброс в направлении наведения обсерватории обычно не превышает 10-15 угл. мин., а трехосная стабилизация комплекса станции МИР в ходе сеанса обеспечивается гиродинами в пределах одной-двух угл. мин. (Сюняев Р.А. и др., 1988б). Таким образом, можно считать, что влияние точности наведения на измеряемый поток от рен-

тгеновской Новой в Лисичке не превышает 10-20% по крайней мере для прибора ГСПС.

## 2.4. Результаты наблюдений. Данные прибора ГСПС.

Прибор ГСПС регистрировал Новую в Лисичке в диапазоне энергий 4-100 кэВ, однако качественный спектр удалось построить лишь в диапазоне 4-30 кэВ. На Рис. 2.1 приведен спектр, полученный за 420 с наблюдений в одном из сеансов наведения 17 мая 1988 г.

Спектр источника в этом сеансе в диапазоне 5-10 кэВ хорошо фитируется законом

$$I(E) = I_0 E^{-\alpha} \exp(-E / kT) \quad (2.1)$$

где поток фотонов  $I(E)$  измеряется в фотонах  $\text{см}^{-2}\text{с}^{-1}\text{кэВ}^{-1}$ ,  $E$  в кэВ,  $\alpha=1.29\pm 0.01$ , а  $kT=1.873\pm 0.005$  кэВ. Этот результат с точностью до поправок на Гаунт-фактор согласуется с данными спутника ГИНГА (Макино, 1988б). Отметим, что параметры  $\alpha$  и  $kT$  в формуле (2.1) сильно закоррелированы. В диапазоне 10-30 кэВ отличия от приведенного выше простого закона быстро нарастают, начинает проявлять себя жесткий хвост, обнаруженный приборами "Пульсар X-1" и ГЕКСЕ. Во всем диапазоне 4-30 кэВ хорошее согласие с наблюдаемым спектром дает формула

$$I(E) = I_0 E^{-1} G(E, T) \exp(-E / kT) + I_1 E^{-1.81} \quad (2.2)$$

где  $E$  - энергия фотонов в кэВ. Первый член в выражении (2.2) суть закон тормозного излучения оптически тонкой плазмы, выражение для Гаунт-фактора  $G(E, T)$  взято из статьи Келлога и др. (1975). В пределе  $E \gg kT$  (что имеет место в рассматриваемом случае)  $G(E, T) \cong (3/\pi)^{1/2} \sqrt{kT/E}$ . Второй (степенной) член в формуле (2.2) описывает жесткий хвост излучения, отчетливо проявляющийся себя на Рис. 2.1 в данных приборов ГЕКСЕ, Пульсар X-1 и ГСПС. Показатель степени  $\alpha=1.81$  был выбран на основе данных Пульсара X-1 и ГЕКСЕ.

Поиск рентгеновских линий железа в полосе 6.4-6.9 кэВ не дал положительного результата. Верхний предел (на уровне трех стандартных отклонений) на эквивалентную ширину линии железа равен 60 эВ.

Сравнение данных трех сеансов, не требующих рафинированной обработки, показало, что с 17 мая по 8 июня произошло заметное (в  $\sim 2$  раза) ослабление мягкой ( $E \sim 4$  кэВ) компоненты в спектре излучения. При этом поток в более жесткой области спектра  $10 \text{ кэВ} < E < 30 \text{ кэВ}$  по данным того же прибора практически не изменился.

## 2.5. Обсуждение.

Появление рентгеновской новой в Лисичке подтвердило наличие отдельного подкласса "мягких" рентгеновских транзиентов, характеризующихся мощной мягкой компонентой в спектре, жестким хвостом излучения, характерным временем жизни порядка месяца и имеющих в качестве компаньонов оптические объекты чрезвычайно низкой собственной светимости (Уайт и др., 1983). Во время вспышки рентгеновской новой оптическая яркость системы резко нарастает за счет рентгеновского прогрева поверхности нормальной звезды и оптического излучения внешних зон аккреционного диска. Рентгеновское излучение "мягких" рентгеновских новых не обнаруживает ни пульсаций, ни коротких рентгеновских вспышек типа, наблюдаемых у барстеров. Именно такими свойствами (и жестким хвостом) обладали рентгеновская новая 1977 г. в Змееносце (Вилсон Ч. и др., 1983) и источник A0620-00 в Единороге (Ко М. и др., 1976), имеющий самую большую функцию масс  $f(M) = 3.2 M_{\odot}$  из галактических рентгеновских источников и являющийся одним из наиболее широко обсуждаемых кандидатов в черные дыры (МакКлинток и Ремилар, 1986).

Источник Лебедь X-1 также имеет мягкую компоненту и жесткий хвост с параметрами, весьма близкими к приведенным в предыдущем разделе параметрам жесткого хвоста рентгеновской новой в Лисичке. Так же как у Лебеда X-1 при переходе в другое состояние, у источника в Лисичке вспыхнул слабый радиосточник (Челлминг и др., 1988). Отличие лишь в яркости оптического компаньона. Оптический спектр рентгеновской новой в Лисичке подобен спектру V616 + A0620-00 в максимуме оптического блеска (Вагнер и др., 1988 ; Чарльз и др., 1988).

И, наконец, еще один хорошо известный аргумент в пользу черной дыры - рентгеновское излучение плоского аккреционного диска в основном направлено перпендикулярно плоскости двойной системы, и лишь малая его часть попадает на поверхность нормальной звезды компаньона и перерабатывается в оптическое

излучение (Шакура и Сюняев, 1973). В случае изотропно излучающей нейтронной звезды эта доля намного больше. Напомним, что для рентгеновской новой в Лисичке наблюдаемый поток энергии в рентгеновских лучах на четыре порядка превышает поток оптического излучения (звезда 17.5 величины согласно Окамура и Нагучи, 1988). Поправки на межзвездное поглощение не могут существенно уменьшить это отношение.

Вся совокупность данных о рентгеновской новой в Лисичке делает ее интереснейшим объектом для дальнейшего исследования в качестве кандидата в черные дыры.

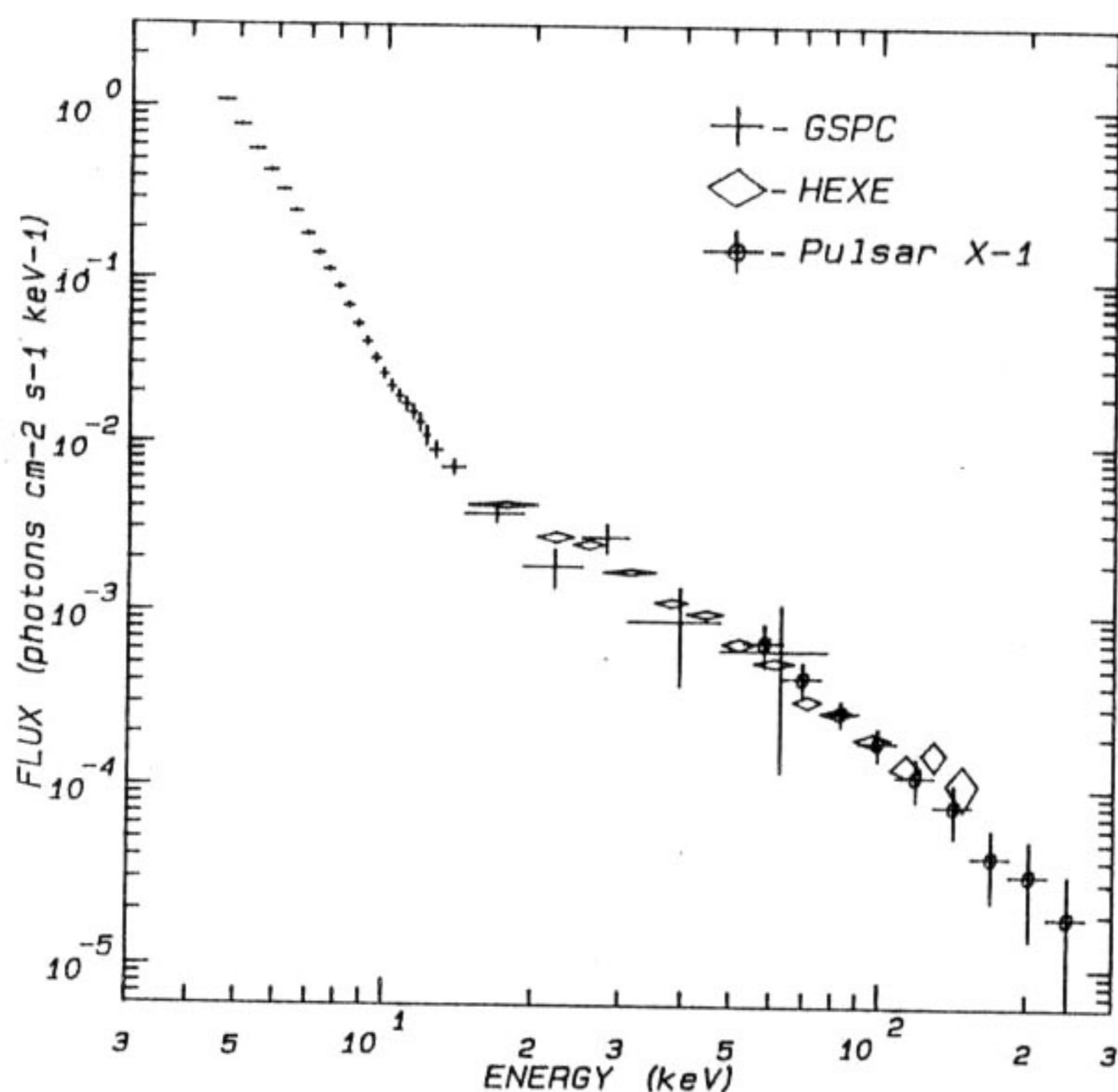


Рис. 2.1

Спектр излучения рентгеновской новой в созвездии Лисичка по данным трех приборов обсерватории РЕНТГЕН: ГСПС (время наблюдения 420 с, 17 мая 1988 года, двух детекторов прибора ГЕКСЕ (5400 с, 15 мая, 4, 6 и 8 июня), одного из детекторов прибора Пульсар X-1 (1300 с, 15 мая и 4-8 июня). Наблюдаемый спектр состоит из двух компонент: мягкой с температурой 20 миллионов градусов и жесткой, свидетельствующей о температурах порядка миллиарда градусов.

## 2.6. Список литературы

- 1 Вагнер Р. и др. (Wagner R.M., Henden A.A., Bertram R.) // IAU Circ., 1988, N4600.
- 2 Вилсон Ч. и др. (Wilson C.K., Rothschild R.E.) // "Observations of a Hard X-Ray Component in the Spectrum of Nova Ophiuchi." *Astrophys.J.*, 1983, V.274, P.717-722.
- 3 Калузиенский Л. (Kaluziensi L.J.) // Ph.D. Thesis, Univ. Maryland, 1977.
- 4 Келлогг Е., и др. (Kellogg E., Baldwin J.R., Koch D.) // "Studies of Cluster X-Ray Sources. Energy Spectra for the Perseus, Virgo and Coma Clusters.", *Astrophys.J.*, 1975, V.199, P.299-306.
- 5 Ко М. и др. (Coe M.J., Engel A.R., Quenby J.J.) // "Anti-Correlated Hard and Soft X-Ray Intensity Variations of the Black-Hole Candidates Cyg X-1 and A0620-00." *Nature*, 1976, V.259, P.544-545.
- 6 Макино Ф. (Makino F.) // IAU Circ., 1988a, N 4587.
- 7 Макино Ф. (Makino F.) // IAU Circ., 1988b, N4588.
- 8 МакКлинток и Ремиллар (McClintok J.E., Remillard R.A.) // "The Black Hole Binary A0620-00." *Astrophys.J.*, 1986, V.308, P.110-122.
- 9 Окамура С., Нагучи Т. (Okamura S., Noguchi T.) // IAU Circ., 1988, N4589.
- 10 Сюняев Р.А. и др. (Sunyaev R., Lapshov I., Grebenev S. et al.) // IAU Circ., 1988a, N4606.
- 11 Сюняев Р.А., Гильфанов М.Р., Чуразов Е.М. и др. // "Стабилизация комплекса МИР - КВАНТ по данным рентгеновского телескопа ТТМ." *Письма в АЖ*, 1988b, Т.14, С.695-705.
- 12 Уайт Н. и др. (White N.E., Kaluziensi J.L., Swank J.H.) // "The Spectra of X-Ray Transients." *High Energy Transient in Astrophysics* (ed. S.E.Woosley), Santa Cruz, 1983, P.31.



- 13 Чарльз и др. (Charles R., Hassall B., Machik G. et al.) // IAU Circ., 1988, N4609.
- 14 Челлминг Р. и др. (Hiellming R.M., Calovini T.A., Cordova F.A.) // IAU Circ., 1988, N4607.
- 15 Шакура Н.И., Сюняев Р.А. (Shakura N.I., Sunyaev R.A.)// "Black Holes in Binary Systems. Observational Appearance." *Astron.Astrophys.*, 1973, V.24, P.337-355.

## Часть 3.

# Математическое моделирование рентгеновского поляриметра SXRP проекта СПЕКТР-РЕНТГЕН-ГАММА

### 3.1. Введение

В настоящее время ведется подготовка нового проекта астрофизики высоких энергий "Спектр-Рентген-Гамма". Спутник "Спектр-Рентген-Гамма" будет нести большое количество научных инструментов. Одним из основных инструментов обсерватории является телескоп косо́го падения СОДАРТ, в фокальной плоскости которого установлены восемь фокальных инструментов, включая рентгеновский поляриметр SXRP.

Телескоп косо́го падения СОДАРТ, является совместной Российско-Датской разработкой. Он основан на принципе конического приближения к классической схеме рентгеновских телескопов типа ВОЛТЕР - I. В этом приближении отражающие поверхности рентгеновских зеркал, имеющие форму параболоида и гиперболоида заменяются на две конические поверхности. Это позволяет сделать поверхности зеркал достаточно тонкими и соответственно использовать значительно большее по сравнению с классической схемой количество вложенных друг в друга зеркал, что ведет к увеличению полезной геометрической площади апертуры телескопа. К недостаткам такой схемы следует отнести тот факт, что при использовании конического приближения телескоп из фокусирующего ин-

струмента превращается в концентратор с гораздо худшим угловым разрешением, так как в фокальной плоскости излучение не собирается в точку, как в случае схемы параболоид-гиперболоид. Одновременно с этим возрастают погрешности инструмента, связанные с точностью установки большого количества вложенных друг в друга тонких зеркал, а также с трудностями поддержания правильной формы тонкой поверхности. Более детально геометрия телескопа и его работа рассматриваются ниже.

Среди основных параметров телескопа СОДАРТ отметим фокальную длину 8 м, диаметр внешнего зеркала 60 см, диаметр внутреннего зеркала 16 см, поле зрения телескопа 45-60 угл. минут, энергетический диапазон 200 эВ - 20 кэВ.

## 3.2. Рентгеновский поляриметр SXRP

### 3.2.1. Описание инструмента

Прибор Рентгеновский Поляриметр SXRP, устанавливаемый в фокальной плоскости телескопа СОДАРТ содержит два чувствительных к поляризации рентгеновского излучения элемента: мозаичный графитовый кристалл и литиевая рассеивающая мишень, а также четыре рентгеновских детектора, способных строить изображения. Схематическое изображение прибора SXRP приведено на Рис. 3.1. Тонкий графитовый кристалл расположен над литиевой мишенью. Чувствительные элементы окружены четырьмя рентгеновскими детекторами, способными строить изображения (IPC). Два из четырех детекторов снабжены тонкими бериллиевыми окнами для регистрации мягкого излучения, отраженного от графитового кристалла. Для нормальной работы с графитовым кристаллом используется только один детектор. Другой снабжен окном в целях взаимозаменяемости. Остальная площадь всех четырех детекторов используется для регистрации излучения, рассеивающегося литиевой мишенью. Вся сборка вращается вокруг оптической оси, проходящей через центр чувствительных элементов. Скорость вращения составляет один оборот за одну или две минуты. Признаком поляризации падающего излучения является модуляция регистрируемого сигнала в зависимости от угла поворота сборки.

Графитовый кристалл расположен над литиевой мишенью и наклонен под углом  $45^\circ$  к оптической оси инструмента SXRP. Кристалл отражает только фо-

тоны с энергиями, удовлетворяющими формуле брэгговского отражения и электрическими векторами, лежащими в плоскости кристалла. Брэгговское условие:

$$E = hc n / 2d' \sin(\theta_B) \quad (3.1)$$

где  $h$  - постоянная Планка,  $c$  - скорость света,  $d'$  - расстояние между плоскостями кристаллической решетки ( $3.36 \text{ \AA}$  для плоскости графита  $0,0,2$ ),  $\theta_B$  - брэгговский угол,  $n$  - порядок отражения. В нашей геометрии нормальный брэгговский угол составляет  $45^\circ$ . Для угла  $\theta_B = 45^\circ$  брэгговская энергия первого порядка отражения составляет  $2.61 \text{ кэВ}$ . Графит представляет из себя мозаику из кристаллов с разбросом углов  $1^\circ$ . Этот разброс увеличивает ширину полосы отражаемых энергий и таким образом улучшает коэффициент отражения кристалла для источников с непрерывным спектром. Энергетическое разрешение графитового кристалла  $\Delta E / E \sim 0.08$  определяется разбросом углов в сходящемся пучке лучей телескопа СОДАРТ. Ожидается, что графитовый поляриметр будет чувствителен на энергиях первого и второго порядка отражения  $2.61$  и  $5.22 \text{ кэВ}$ .

Рассеивающая мишень представляет собой цилиндр из металлического лития диаметром  $3 \text{ см}$  и длиной  $7 \text{ см}$ . Литий был выбран из-за самого высокого соотношения сечений рассеяния и фотопоглощения среди твердых материалов при комнатной температуре. Для защиты от атмосферных воздействий литий заключен в бериллиевый контейнер толщиной  $125 \text{ мкм}$ . Как будет показано ниже, эффективность литиевой мишени на энергиях  $< 4 \text{ кэВ}$  ограничена фотопоглощением. Более  $50\%$  рентгеновских фотонов с энергиями ниже  $15 \text{ кэВ}$  будут взаимодействовать с мишенью. Изменение энергии фотонов при Комptonовском рассеянии дается соотношением  $\Delta E / E \sim E / mc^2$ , где  $mc^2$  - масса покоя электрона. Для падающих фотонов с энергиями ниже  $20 \text{ кэВ}$  относительное изменение энергии при Комptonовском рассеянии будет меньше  $4\%$ . Следовательно точность измерения энергии фотонов будет определяться энергетическим разрешением детекторов  $\Delta E / E \sim 0.2 \sqrt{6 \text{ кэВ} / E}$ , а не потерями энергии при рассеянии.

Четыре позиционно-чувствительных детектора предназначены для регистрации рентгеновских фотонов, отраженных от графитового кристалла и рассеянных в литиевой мишени. Они заполнены смесью Ксенона, Аргона и Метана. Детекторы чувствительны в диапазоне энергий  $2\text{-}15 \text{ кэВ}$ . Каждый из них имеет площадь немного больше  $100 \text{ см}^2$ .

### 3.2.2. Поляризационный сигнал

Если падающее рентгеновское излучение является поляризованным, то скорость счета в детекторах будет изменяться по мере вращения инструмента. Дифференциальное сечение брэгговского отражения для 100% поляризованного излучения и полярного угла  $\theta=90^\circ$  равно  $d\sigma/d\Omega \sim \sin^2 \phi$ , где  $\phi$  - азимутальный угол вылета фотона по отношению к вектору поляризации падающего фотона. Мы можем переписать сечение следующим образом:  $d\sigma/d\Omega \sim (1 - \cos 2\phi)$ . Отсюда видно, что поляризованное излучение порождает модуляцию сигнала детектора с частотой вдвое выше частоты вращения инструмента. Аналогичным образом дифференциальное сечение томсоновского рассеяния  $d\sigma/d\Omega \sim \cos^2 \theta \cos^2 \phi + \sin^2 \phi$  приводится к виду  $d\sigma/d\Omega \sim (1 - \cos 2\phi)$  для угла  $\theta=90^\circ$ . Для полярного угла рассеяния  $90^\circ$  скорость счета от графитового и литиевого поляриметров будет иметь 100% модуляцию для 100% поляризованного падающего излучения. Однако ввиду того, что для реального прибора регистрация рассеянных фотонов производится в широком диапазоне полярных углов рассеяния а также из-за невозможности точного определения азимутального угла рассеяния фотонов, мы будем регистрировать модуляцию скорости счета  $< 100\%$ . При этом необходимо отметить, что зависимость вида  $\cos(2\phi)$  сохраняется.

Для любого элемента детектора мы можем разложить скорость счета в ряд Фурье по азимутальному углу:

$$N(\phi) = \sum_n a_n \cos[n(\phi - \phi_0)] \quad (3.2)$$

Коэффициент при  $\cos[2(\phi - \phi_0)]$  содержит информацию о поляризации. Ниже будет показано, что формула (3.2) верна лишь для случая осевого падающего пучка. В этом случае поляризация источника равна:

$$P = \frac{a_2}{a_0} \frac{r + b}{\mu r} \quad (3.3)$$

где  $\mu$  - модуляционный фактор,  $r$  - скорость счета от источника,  $b$  - скорость счета фона. Модуляционный фактор  $\mu$  определяется как величина модуляции для 100% линейно поляризованного падающего потока в отсутствие фона. Угол вектора поляризации просто равен  $\phi_0$ .

Минимальная величина поляризации (MDP) источника, которую мы можем зарегистрировать с достоверностью 99% за время наблюдений  $T$  равна:

$$MDP = \frac{4.29}{\mu r} \sqrt{\frac{r+b}{T}} \quad (3.4)$$

Мы будем считать, что приведенная выше величина определяет нашу предельную чувствительность. Однако из-за того, что степень поляризации является неотрицательно определенной величиной, гауссова статистика не всегда строго применима в нашем случае. Тем не менее в случае, если в каком-то взятом измерении поляризация отлична от нуля, величина MDP соответствует статистическому уровню достоверности  $2.6\sigma$ .

### 3.3. Математическое моделирование

Большая эффективная площадь телескопа СОДАРТ и высокие характеристики прибора SGRP, позволяющие с небывалой чувствительностью проводить поляриметрические исследования ярких рентгеновских источников, накладывают жесткие требования к априорному знанию большинства аспектов работы прибора SGRP в условиях будущего полета. Дело в том, что рентгеновский поляриметр впервые устанавливается в фокусе телескопа косого падения. В связи с этим нами решались следующие задачи: 1) как повлияет отражение рентгеновских лучей зеркалами телескопа на величину поляризации рентгеновского излучения; 2) насколько сильно влияет положение изображения источника в фокальной плоскости телескопа на точность определения поляризации; 3) каков оптимальный метод определения поляризации рентгеновских источников с помощью прибора SGRP. В ходе работы мы также приступили к созданию аналитической модели прибора SGRP в виде альтернативы методу Монте-Карло. Мы ожидаем, что данная модель будет широко использоваться в ходе научной обработки данных прибора Поляриметр.

#### 3.3.1. Моделирование рентгеновского телескопа на тонких фольгах

В работе Лапшова и Матвейшина (1989г.) приводятся наиболее общие подходы к методике расчета параметров зеркальных систем на тонких фольгах. В частности в этой работе приведены расчеты, которые показывают оптимальную конфигурацию первого и второго зеркала в зависимости от задаваемых началь-

ных условий. Мы также приводим формулы для расчета полной энергии, заключенной в фокальном пятне. При моделировании телескопа методом Монте-Карло использовалась методика, описанная в этой работе.

Геометрия, использованная в расчетах приведена на Рис. 3.2. Путь рентгеновского фотона, попадающего в концентратор, вычисляется путем определения координат пересечения вектора фотона с конической поверхностью, соответствующей зеркалу, с которым фотон должен провзаимодействовать. Аналогичные расчеты проводятся и для второго зеркала. После этого определяется координата фотона в фокальной плоскости. При прохождении зеркальной системы теряются фотоны, которые попадают либо мимо зеркал, либо на элементы поддерживающей структуры концентратора. В результате на оси телескопа в фокальной плоскости получим пятно с шириной на половине энергии (HEW - Half Energy Width) равной 16 угл сек (см. Лапшов и Матвейшин, 1989).

Описанная методика верна для идеальной конической системы с коэффициентом отражения рентгеновских фотонов, равным единице. Однако в реальности отражение рентгеновских фотонов сильно зависит от энергии фотона и угла, под которым фотон падает на поверхность.

Данная зависимость определяется уравнениями Френеля:

$$R_s = \frac{a^2 + b^2 - 2a \cos \theta_i + \cos^2 \theta_i}{a^2 + b^2 + 2a \cos \theta_i + \cos^2 \theta_i} \quad (3.5)$$

для перпендикулярного поверхности вектора поляризации и

$$R_p = R_s \frac{a^2 + b^2 - 2a \sin \theta_i \tan \theta_i + \sin^2 \theta_i \tan^2 \theta_i}{a^2 + b^2 + 2a \sin \theta_i \tan \theta_i + \sin^2 \theta_i \tan^2 \theta_i} \quad (3.6)$$

для параллельного вектора поляризации. Здесь  $\theta_i$  - угол между нормалью к поверхности и направляющим вектором фотона,

$$2a^2 = \left[ (n^2 - \beta^2 - \sin^2 \theta_i)^2 + 4n^2\beta^2 \right]^{1/2} + (n^2 - \beta^2 - \sin^2 \theta_i) \quad (3.7)$$

$$2b^2 = \left[ (n^2 - \beta^2 - \sin^2 \theta_i)^2 + 4n^2\beta^2 \right]^{1/2} - (n^2 - \beta^2 - \sin^2 \theta_i) \quad (3.8)$$

$$n = 1 - \delta$$

а величины  $\delta$  и  $\beta$  численно равны:

$$\delta = 2.701 \cdot 10^{-6} \frac{\rho(\text{г} \cdot \text{см}^{-3})}{A} \lambda^2(\text{А}) f_1$$

$$\beta = 2.701 \cdot 10^{-6} \frac{\rho(\text{г} \cdot \text{см}^{-3})}{A} \lambda^2 (\text{А}) f_2$$

где  $A$  - атомный вес отражающего элемента (в данном случае Золота),  $f_1$  и  $f_2$  соответственно действительная и мнимая части атомных коэффициентов рассеяния.

Опыт создания рентгеновских телескопов на тонких фольгах показывает, что зеркалам невозможно придать идеальную форму конуса. Отклонение от идеальной формы существует как на микро, так и на макро - уровне. К микро - отклонениям в первую очередь относятся микронеровности, сравнимые по порядку величины с размерами кристаллической решетки отражающего материала и приводящие к дифракции рентгеновского излучения. Ко второму типу относятся отклонения, связанные с неточностью установки зеркал, остаточными напряжениями и т.д. Эти неровности носят макроскопический характер. Влияние перечисленных факторов приводит к тому, что на практике невозможно достичь приведенной выше величины  $\text{HEW} = 16$  угл секунд. Телескоп СОДАРТ имеет спецификацию  $\text{HEW} = 2$  угл минуты. Аналогичные параметры имеет работающий сейчас на орбите японский спутник "Аска".

Прямое моделирование различных микро и макро неровностей является довольно трудоемкой задачей. Мы использовали другой подход: в момент отражения фотона, угол его отражения изменялся случайным образом по некому закону, с тем чтобы при довольно большом времени интегрирования в фокальной плоскости получилось изображение с  $\text{HEW}=2'$ . При этом другие характеристики изображения источника, такие как ширина пика на половине высоты ( $\sim 40''$ ) оказались соответствующими аналогичным параметрам спутника "Аска". Это показало, что выбранный метод моделирования дает хорошо согласованные с реальностью результаты.

### 3.3.1.1. Оценка влияния зеркальных систем на поляризацию

Очевидно, что в процессе отражения поляризованного излучения при прохождении зеркальных систем нет объективных причин для изменения вектора поляризации. Однако, зеркальные системы могут внести определенные изменения в степень поляризации излучения. Покажем это.

Уравнения (3.5) и (3.6) определяют коэффициенты отражения для излучения с векторами поляризации параллельными и перпендикулярными отражающей



поверхности. Эти коэффициенты в общем случае различны, хотя разница может быть пренебрежимо мала, и как правило зависит от многих факторов (величина угла скольжения, энергия излучения, отражающее вещество и т.д.). Зеркальные системы в плане круглые. Это приводит к тому, что поляризованный поток будет одновременно S-поляризованным для одних участков зеркальных систем, Р-поляризованным для других, либо занимать промежуточное положение. Следовательно, различные сегменты зеркал будут по разному отражать один и тот-же поляризованный поток. Здесь мы наблюдаем тот-же эффект, который существует в случае брэгговского отражения поляризованного излучения, но проявляющийся в гораздо меньшей степени. Определим количественную характеристику этого эффекта по аналогии с прибором SXRP как модуляционный фактор, который будем считать как

$$\mu_{mirr} = 2 \frac{|R_s - R_p|}{R_s + R_p}$$

для 100% поляризованного падающего излучения. На Рис. 3.3 представлены результаты расчета модуляционного фактора. Видно, что максимальное значение модуляции при прохождении излучением зеркальных систем меньше 0.4% на самых низких энергиях. С ростом энергии эффект становится еще слабее. Следовательно, искажения, вносимые зеркальными системами в степень поляризации во много раз меньше ожидаемой точности работы прибора SXRP, и этим эффектом можно пренебречь.

Полученный результат приводит к неожиданному выводу о принципиальной возможности измерения степени поляризации излучения с использованием обычного позиционно - чувствительного детектора. Из Рис. 3.2 видно, что поместив детектор на оптической оси телескопа на расстоянии большее чем  $\chi$  от фокуса, мы получим кольцевое изображение источника. Число фотонов в каждом секторе кольцевого изображения будет пропорционально коэффициенту отражения соответствующего сектора зеркальной системы. Амплитуда изменения числа фотонов будет пропорциональна степени поляризации падающего на зеркальную систему излучения.

Проведенные нами исследования показали, что несмотря на то, что модуляционный фактор очень мал, для источника с яркостью и спектром Крабовидной туманности за одни сутки наблюдения этим способом можно измерить степень поляризации  $\sim 4\%$  на энергии около 1 кэВ.

## 3.3.2. Моделирование поляриметра SXRP

### 3.3.2.1. Метод Монте-Карло

Типичная геометрия математической модели, используемой нами приведена на Рис. 3.4 .

Подход к моделированию методом Монте-Карло довольно прямолинеен. Рентгеновские фотоны заданной энергии влетают в мишень, и мы рассчитываем свободный пробег в зависимости от энергии для лития и бериллия. Для расчетов мы используем табулированные значения сечений взаимодействия фотонов (Хенке и др., 1988, 1992). В диапазоне энергий 1-20 кэВ для материалов с низким  $Z$  какими являются литий и бериллий только три процесса играют заметную роль в процессе взаимодействия фотонов с веществом: фотопоглощение, а также когерентное и некогерентное рассеяние фотонов на связанных электронах. После определения пробега фотона проверяется где произошло взаимодействие фотона - в бериллиевом "стакане" или в литиевой мишени, либо фотон покинул систему. В последнем случае мы проверяем попадает ли вылетевший фотон в цилиндрический детектор, и если попадает запоминаем его координаты и энергию. В случае взаимодействия фотона внутри мишени мы определяем вероятность каждого из трех существенных процессов и случайным образом выбираем один из них пропорционально вероятности взаимодействия.

В случае выбора процесса фотопоглощения рентгеновский фотон просто теряется.

Когерентное и некогерентное рассеяния моделируются одинаковым образом. Основная формула для расчетов направления рассеиваемого фотона выглядит следующим образом:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \propto (1 - \cos^2(\varphi) \sin^2(\theta)) |F|^2 \quad (3.9a)$$

для когерентного рассеяния, а для некогерентного:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \propto (1 - \cos^2(\varphi) \sin^2(\theta)) I(\theta, z, \lambda) \quad (3.9b)$$

Здесь  $\varphi$  азимутальный угол рассеяния,  $\theta$  полярный угол рассеяния, отсчитываемые от начального направления поляризованного фотона. Электрический вектор поляризации имеет направление  $\theta=90^\circ$ . В случае когерентного рассеяния  $F$  численно равен атомному форм-фактору, а для некогерентного рассеяния  $I(\theta, z, \lambda)$  -

атомная функция некогерентного рассеяния. Эти функции используются из-за того, что фотон рассеивается не на свободных а на связанных электронах, и следовательно классическое томсоновское сечение рассеяния здесь неприменимо. Введение дополнительного коэффициента приводит к тому, что рассеяние фотонов становится несимметричным в направлении движения фотона. Чем выше энергия - тем больше фотонов будут рассеяны в направлении полета фотона, и меньше в противоположенном направлении. В случае некогерентного рассеяния мы также рассчитываем энергетические потери фотона при рассеянии на заданный угол. Процесс расчета повторяется до тех пор, пока рентгеновский фотон не будет поглощен, либо не покинет мишень.

Типичный пример модуляционной кривой, получаемой в расчетах методом Монте-Карло приведен на Рис. 3.5. В данном примере смещение пучка фотонов от оптической оси прибора было в направлении электрического вектора поляризации. Так как максимум рассеяния поляризованных фотонов приходится на плоскость перпендикулярную электрическому вектору, то можно ожидать, что в модуляционной кривой два максимума рассеяния будут расположены ближе друг к другу в направлении электрического вектора. Этот эффект присутствует на Рис. 3.5.

Здесь необходимо отметить, что приведенная модуляционная кривая не является "гармонической" в том смысле, что ее невозможно аппроксимировать функцией синуса (или косинуса). Модуляционная кривая вырождается в "гармоническую" лишь в случае строго осевого рентгеновского пучка. Конкретный аналитический вид модуляционной кривой будет приведен ниже. Здесь мы лишь отметим, что при попытке оценки амплитуды модуляции с помощью разложения кривой в спектр Фурье, мы не сможем получить точного результата из-за "утечек" с частоты  $2\omega$  (см также уравнения (3.2) и (3.3)).

### 3.3.2.2. Аналитическая модель

Желание проверить правильность модели Монте-Карло вместе с попытками восстановления поляризационного сигнала привели к необходимости разработки подходов для анализа данных прибора SXRП. В случае осевого пучка наиболее естественным методом является фитирование модуляционной кривой функцией

$$dI(\varphi) = a_0(1 + a_1 \cos(2(\varphi - \varphi_0)))d\varphi \quad (3.10)$$

которая соответствует случаю чистой "гармонической" модуляции. Здесь  $a_0$  - полный поток, зарегистрированный в одном детекторном бине с шириной  $d\varphi$ ,  $a_1$

- часть потока, которая модулируется с периодом  $\pi$  из-за поляризации падающих фотонов. Для 100% поляризованного потока этот коэффициент равен Модуляционному Фактору системы мишень-детектор. Для произвольно поляризованного потока отношение  $a_1$  к Модуляционному Фактору даст хорошую оценку степени поляризации. Величина  $\varphi_0$  дает угол поляризации в системе координат прибора.

К сожалению такой простой подход становится неприменим в случае неосевого пучка. Это легко можно понять из Рис. 3.4. Дело в том, что уравнение (3.10) верно для распределения фотонов по углу  $\varphi$ , измеренному относительно точки фокуса. В инструменте мы измеряем распределение фотонов по углу  $\psi$ , измеренному относительно оптической оси прибора SXRP. Это приводит к нескольким последствиям. Во-первых два пика будут отстоять друг от друга по фазе на величину необязательно равную  $180^\circ$  (что всегда верно для уравнения (3.10)). Разность фаз пиков будет зависеть от относительного положения углов поляризации и сдвига точки фокуса, а также от абсолютной величина этого сдвига. Во-вторых полное число рассеянных фотонов, достигших детектора будет изменяться вместе с величиной телесного угла, вырезаемого элементом детектора фиксированной площади, видимого из точки рассеяния. В-третьих фотоны, рассеянные в разных азимутальных направлениях будут проходить различную толщину мишени. Это будет приводить к неравномерности фотопоглощения единой дозы рассеянных фотонов в азимутальной плоскости. В-четвертых, как будет показано ниже, сам Модуляционный Фактор будет изменяться с изменением телесного угла по азимуту. Дополнительные эффекты связаны со специфической геометрией прибора SXRP, когда фотоны могут покидать мишень через ее верхнюю поверхность и попадать в детектор. Доля таких фотонов особенно велика на низких энергиях, где свободный пробег фотонов в литии довольно мал.

Из Рис. 3.4 видно, что фотон, рассеявшись в мишени достигнет детектора только если он попадет в диапазон полярных углов рассеяния от  $\eta_1$  до  $\eta_2$ . При ненулевом отклонении точки фокуса от оси  $d$ , эти две величины будут меняться с азимутальным углом. Диапазон полярных углов рассеяния определяет долю рентгеновских фотонов, которые производят модуляцию в детекторе. Из формул (3.9) видно, что интегрирование этого уравнения вблизи  $\theta=0^\circ$  даст практически немодулированный поток. Напротив, интегрируя вблизи  $\theta=90^\circ$  получим практически 100% модулированный поток. Интегрирование в диапазоне углов  $\eta_1$  и  $\eta_2$  является основным подходом к определению Модуляционного Фактора.

В целях преодоления перечисленных выше трудностей мы разработали подход аналитического описания модулированного сигнала для наиболее общего случая - произвольного положения пучка на входе прибора SXRП. В качестве отправной точки была использована зависимость (3.9). В результате интегрирования по объему мишени и углам рассеяния нами было получено следующее результирующее выражение для плотности модулированного потока, регистрируемого детектором:

$$\partial I = I_0 \frac{3}{8\pi} \frac{\mu_{scat}}{\mu} \left\{ \mu \rho \int_{X_t}^{X_p} \left( 1 - e^{-\mu \rho (x - X_t)} \right) \left[ \int_{\eta_1}^{\eta_2} e^{-\mu \rho \omega(\eta)} (\sin(\eta) - \sin^3(\eta) \cos^2(\varphi)) d\eta \right] dx \right\} \partial \varphi \quad (3.11)$$

Это выражение написано для системы координат, имеющей центр в точке фокуса, которая может занимать произвольное положение на мишени. Для того чтобы перейти в систему координат детектора необходимо выполнить дополнительное преобразование координат:

$$\partial \varphi = \left[ \frac{D^2 \sin(\psi - \theta) \cos(\theta) - D \sin(\psi - \theta) \cos(\psi)}{(1 + D^2 - 2D \cos(\psi - \theta))(D \sin(\theta) - \sin(\psi))} - \frac{\sin(\psi)}{D \sin(\theta) - \sin(\psi)} \right] \partial \psi \quad (3.12)$$

и

$$\cos(\varphi) = \frac{\cos(\psi) - D \cos(\theta)}{\sqrt{1 + D^2 - 2D \cos(\psi - \theta)}} \quad (3.13)$$

Где  $I_0$  скорость счета на входе мишени;  $\mu$  - полное сечение взаимодействия для лития и бериллия;  $\mu_{scat}$  - сечение рассеяния (когерентного и некогерентного);  $\rho$  - плотность рассеивающего вещества. Внутренний интеграл в уравнении (3.11) определяет дифференциальный поток одиножды рассеянных фотонов, покидающих мишень и попадающих в детектор. Единожды рассеянные фотоны являются основными носителями информации о поляризации падающего излучения. Двойные, тройные и более высокие рассеяния значительно "замазывают" начальное распределение одиножды рассеянных фотонов и регистрируются в детекторе со значительно более слабой модуляцией. Величина

$$\omega(\eta) = \frac{r_t \sqrt{1 + D_t^2 - 2D_t \cos(\psi - \theta)}}{\sin(\eta)} \quad (3.14)$$

равна расстоянию, проходимому одиножды рассеянным фотоном, движущимся в направлении  $\eta$  и  $\varphi$ . Переменная  $D=d/R$  это отношение смещения фокуса к ра-

диусу детектора, а  $D_t=d/r_t$  - отношение величины смещения фокуса к радиусу мишени  $r_t$ .

На Рис. 3.6 показан результат применения аналитической модели для получения модуляционной кривой в условиях, аналогичных Рис. 3.5. Необходимо отметить, что как общий вид кривой, так и положение ее характерных особенностей (расстояние между пиками, их положение и "проседание" кривой на  $180^\circ$ ) соответствуют результатам, полученным методом Монте-Карло.

### 3.3.2.3. Расчет Модуляционного Фактора

Для того, чтобы понять полученное аналитическое выражение (3.11) его необходимо сравнить с более привычным видом (3.10). Так как в (3.11) мы предусмотрели возможность смещения фокального пятна относительно оптической оси прибора, а также зависимость результата от энергии, то естественно ожидать, что аналогичные зависимости будут получены и для параметров формулы (3.10). Надо лишь переписать выражение

$$\cos^2(\varphi - \varphi_0) = \frac{1}{2}(1 + \cos(2(\varphi - \varphi_0))) \quad (3.15)$$

и подставить его в уравнение (3.11). После минимальных преобразований получим следующий результат:

$$a_0 = L - M / 2 \quad (3.16)$$

$$a_1 = M / (M - 2L) \quad (3.17)$$

где

$$L = I_0 \frac{3}{8\pi} \frac{\mu_{scat}}{\mu} \mu\rho \int_{X_t}^{X_b} \left(1 - e^{-\mu\rho(x-X_t)}\right) \left[ \int_{\eta_1}^{\eta_2} e^{-\mu\rho\omega(\eta)} \sin(\eta) d\eta \right] dx \quad (3.18)$$

$$M = I_0 \frac{3}{8\pi} \frac{\mu_{scat}}{\mu} \mu\rho \int_{X_t}^{X_b} \left(1 - e^{-\mu\rho(x-X_t)}\right) \left[ \int_{\eta_1}^{\eta_2} e^{-\mu\rho\omega(\eta)} \sin^3(\eta) d\eta \right] dx \quad (3.19)$$

Очевидно что величина  $\cos(\varphi - \varphi_0)$  должна рассчитываться в соответствии с (3.13), а значение  $d\varphi$  в (3.10) необходимо заменить на формулу (3.12).

#### 3.3.2.4. Оценка точности работы SXRP при внеосевом положении фокального пятна.

Как уже отмечалось выше, при внеосевом положении фокального пятна на входе прибора SXRP, модуляция скорости счета будет носить "негармонический" характер, в том смысле, что модуляционную кривую невозможно удовлетворительно описать одной функцией синуса или косинуса. Отметим также, что все применявшиеся ранее методы восстановления для рентгеновских поляриметров были основаны на разложении модулированного сигнала в спектр Фурье. При этом коэффициент при частоте  $2\omega$  считался носителем поляризационного сигнала. Применение спектрального метода к сигналу прибора SXRP при произвольном положении фокального пятна на входе прибора приводит к большим ошибкам. В работе Елснера и др., 1990 приведен расчет ошибок восстановления поляризации в зависимости от положения точки фокуса. На основании этого расчета было принято решение об ограничении точности наведения спутника "Спектр-Рентген-Гамма" на источник наблюдения величиной 1 угл. минута. Это потребовало введения в систему управления телескопом СОДАРТ сложной и дорогостоящей системы активной юстировки. В целях оценки предельно допустимых ошибок наведения нами была приведена серия расчетов с использованием как метода Монте-Карло, так и созданной нами аналитической модели, которая было положена в основу программы восстановления поляризационного сигнала. Краткие результаты приведены ниже.

На Рис. 3.7 приведено изображение мишени и фотонов рассеянных и поглощенных в ней, полученное в одном из испытаний. Нами проводились расчеты для двух энергий 6 и 10 кэВ. На Рис. 3.8 приведены результаты восстановления для 100% поляризованных фотонов энергии 10кэВ. Восстановление производилось посредством фитирования данных упрощенной аналитической функцией вида (3.16)-(3.19). В качестве свободных параметров фитирования использовались 1) модуляционный фактор, 2) поляризационный угол, 3) величина немодулированной скорости счета, 4) абсолютное отклонение фокального пятна от оптической оси, 5) азимутальный угол отклонения пятна, 6) энергия фотонов. На рисунке также приведена регистрируемая скорость счета в детекторе. Видно, что точность восстановления поляризации практически не меняется с увеличением отклонения пятна вплоть до момента, когда часть фотонов просто не попадают в мишень. На Рис. 3.9 приведены результаты аналогичного анализа для случая неполяризованного излучения. В данном испытании полное число разыгранных

фотонов было характерно для наблюдения источника с яркостью Крабовидной туманности в течение одних суток. Для энергии бкэВ были получены аналогичные результаты.

Проведенный анализ показал, что разработанная нами аналитическая модель адекватно описывает работу рассеивающей мишени SXRП для отклонений фокального пятна от оси вплоть до величины  $\sim 10$  мм, что соответствует  $\sim 4$  угл. минутам. Отметим также, что мы работали в самом неблагоприятном случае когда все шесть параметров фитирования неизвестны. В условиях реального полета мы сможем использовать данные о наведении спутника на источник наблюдения, уменьшив тем самым число свободных параметров на два, а также правильно учитывать энергию рентгеновских фотонов, что позволит избавиться еще от одного свободного параметра фитирования. Правда корректный учет энергии фотонов является довольно сложной задачей из-за энергетических потерь в процессе рассеяния, а также в связи с тем, что рентгеновские детекторы, используемые в приборе SXRП обладают довольно средним энергетическим разрешением  $\sim 20\%$ .

На основании проведенных расчетов было принято решение о снятии требований со стороны прибора SXRП к точности наведения, и как результат о снятии дорогостоящей системы активной юстировки телескопа СОДАРТ.

### 3.4. Заключение

Проведенное нами математическое моделирование телескопа СОДАРТ и фокального рентгеновского поляриметра SXRП подтвердило возможность проведения поляриметрических наблюдений с помощью специализированного прибора, расположенного в фокусе рентгеновского телескопа косого падения. Расчеты показали незначительное влияния отражения излучения на степень поляризации. При этом предложен метод прямого измерения степени поляризации с использованием позиционно - чувствительного детектора, расположенного вне фокальной плоскости телескопа. Нами разработана аналитическая модель прибора SXRП, применение которой для обработки данных значительно расширяет диапазон ошибок наведения космического аппарата на наблюдаемый источник. Модель была проверена с помощью метода Монте-Карло, и полученные результаты показали хорошее согласие между аналитической моделью и математическим экспериментом. На основании проведенных расчетов



было принято решение об упрощении конструкции телескопа СОДАРТ и соответствующем удешевлении проекта "Спектр-Рентген-Гамма".

### 3.5. Список литературы

- 1 Елснер Р. и др. (R.F.Elsner et al.) // "Off axis effects on the performance for a scattering polarimeter at the focus of an x-ray telescope", Optical Engineering, 29, pp 767-772, 1990.
- 2 Каарет Ф. и др. (P.Kaaret et al.)// "SXP: a focal plane stellar X-ray polarimeter: for the SPECTRUM X-Gamma mission", SPIE : X-Ray/EUV Optics for Astronomy and Microscopy; 1160, 587-597, 1989
- 3 Каарет Ф. и др. (P.Kaaret, R.Novick et al.)// "The Stellar X-Ray Polarimeter: A Focal Plane Polarimeter for the Spectrum X-Gamma Mission", Optical Engineering, 29, 7, 773-780, 1990
- 4 Каарет Ф. и др. (Kaaret P.E. et al.)// "Status of the Stellar X-Ray Polarimeter for the Spectrum-X-Gamma mission", in X-Ray and Ultraviolet Polarimetry, Silvano Fineschi, Editor, Proc. SPIE, 2010, 22-27, 1994
- 5 Лапшов И.Ю., Матвейшин К.Е.// "Математическое моделирование рентгеновского телескопа с коническими зеркалами", Препринт ИКИ РАН, 1989
- 6 Лапшов И., и др. (Lapshov I.Yu., Kaaret P.E., Novick R.)// "Stellar X-Ray Polarimeter and the Spectrum-X-Gamma mission", in X-Ray and Ultraviolet Polarimetry, Silvano Fineschi, Editor, Proc. SPIE, 2010, 12-21, 1994
- 7 Хенке Б.Л. и др. (B.L.Henke, J.S Davis, E.M. Gallikson, R.C.C. Perrera) // "A Preliminary Report on X-Ray Photoabsorption Coefficients and Atomic Scattering Factors in the 10-10000 eV Region.", LBL-26259, UC-411, Preprint 1988
- 8 Хенке Б.Л. и др. (B.L.Henke, J.S Davis, E.M. Gallikson, R.C.C. Perrera) // "A Preliminary Report on X-Ray Photoabsorption Coefficients and Atomic Scattering Factors Extended to 30000 eV.", to be published in Atomic Data and Nuclear Data Tables. (Private Communication) 1992.

### 3.6. Подписи к рисункам

Рис. 3.1 Схематическое изображение рентгеновского поляриметра SXRП. Анализатор и детекторы вращаются вокруг оптической оси. Четвертый детектор не показан.

Рис. 3.2 а) Общий вид геометрической модели, использованной при моделировании телескопа СОДАРТ методом Монте-Карло. б) Определение точки фокуса для системы конических зеркал.

Рис. 3.3 Зависимость модуляционного фактора для зеркальных систем телескопа СОДАРТ от энергии. Фокусное расстояние 8 м, внешний радиус зеркал 30 см, внутренний радиус 8 см, толщина зеркал 0.4 мм, отражающее покрытие - золото.

Рис. 3.4 Геометрия модели SXRП. а) Вид сверху; б) вид сбоку.

Рис. 3.5 Модуляционная кривая для 100% поляризованных фотонов энергии 8 кэВ, полученная методом Монте-Карло. Бесконечно тонкий пучок фотонов нормальный к поверхности мишени смещен на 5 мм от оптической оси прибора в направлении электрического вектора поляризации.

Рис. 3.6 Модуляционная кривая для 100% поляризованных фотонов энергии 8 кэВ, полученная с помощью аналитической модели. Бесконечно тонкий пучок фотонов нормальный к поверхности мишени смещен на 5 мм от оптической оси прибора в направлении электрического вектора поляризации. Входные условия кроме потока аналогичны условиям Рис. 3.5.

Рис. 3.7 Изображение рассеянных и поглощенных в мишени рентгеновских фотонов энергии 6 кэВ. Изображение фокального пятна получено с помощью модели телескопа СОДАРТ, принципы построения которой описаны в данной главе. Смещение пятна от оси прибора 10 мм ( $\sim 4$  угл. минуты).

Рис. 3.8 Результаты восстановления поляризации для 100% поляризованного потока фотонов с энергией 10 кэВ. Также приведена регистрируемая в детекторе скорость счета.

Рис. 3.9 Результаты восстановления для неполяризованного потока. Аналогично Рис. 3.8.

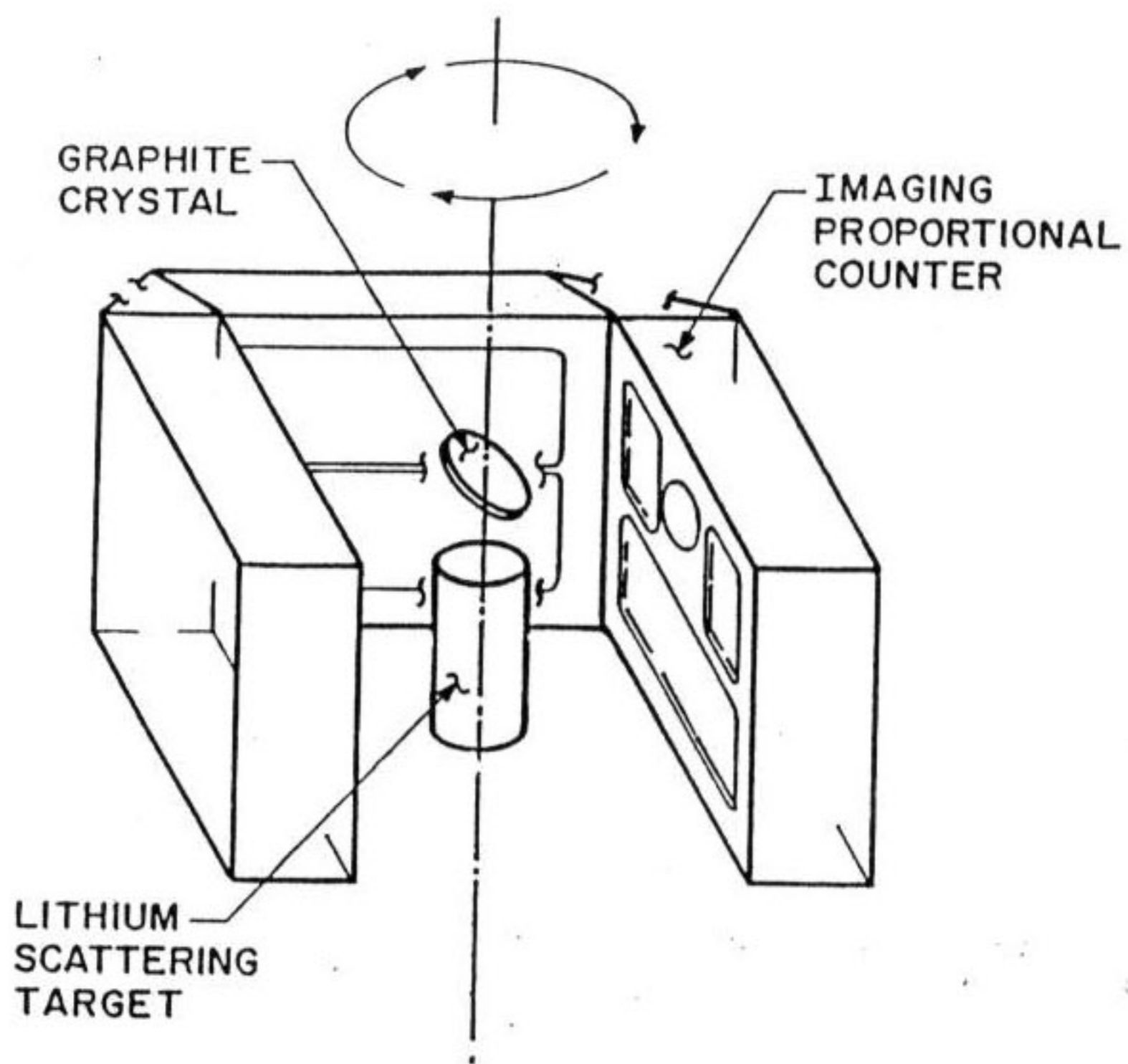


Рис. 3.1

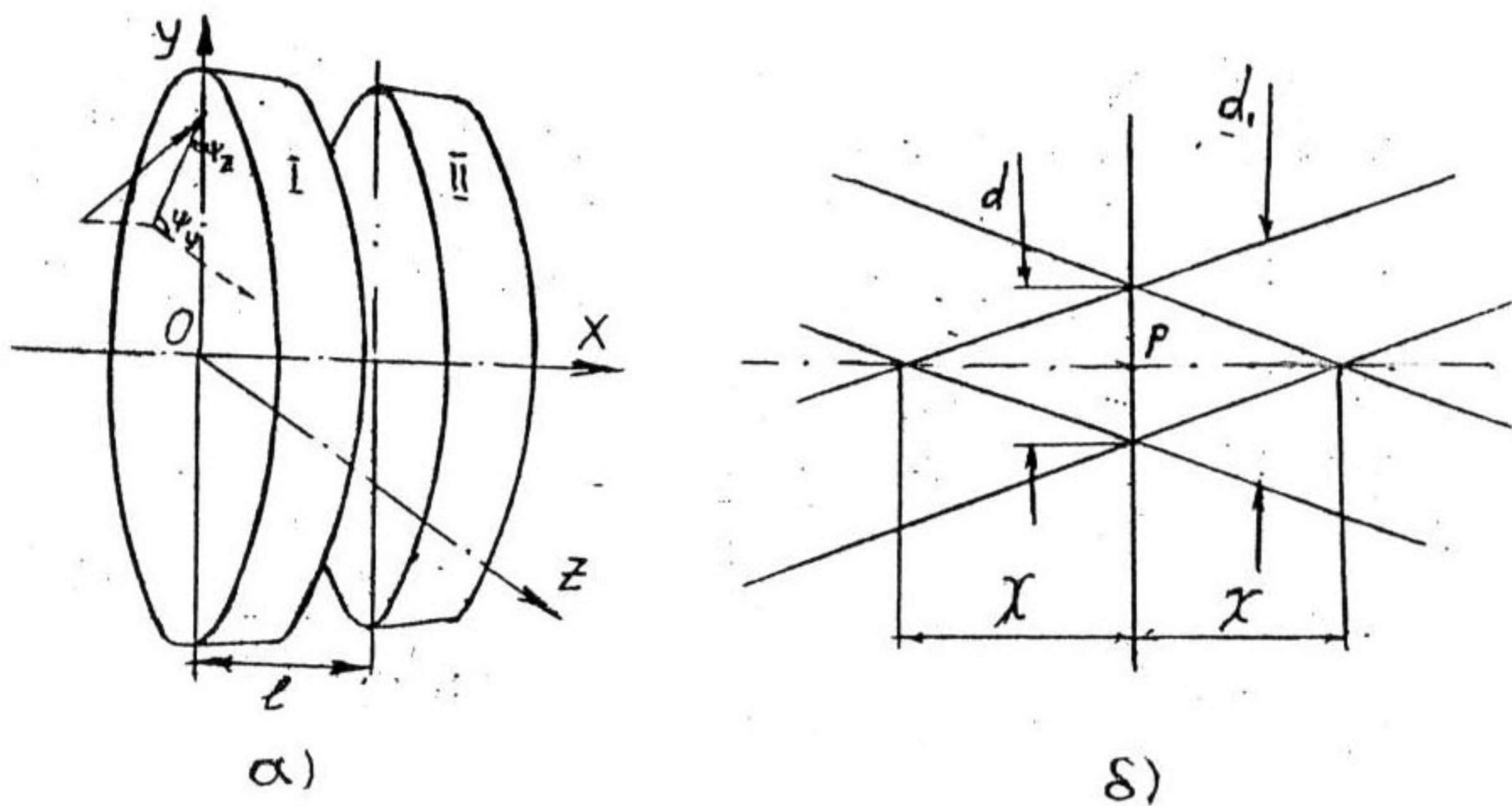


Рис. 3.2

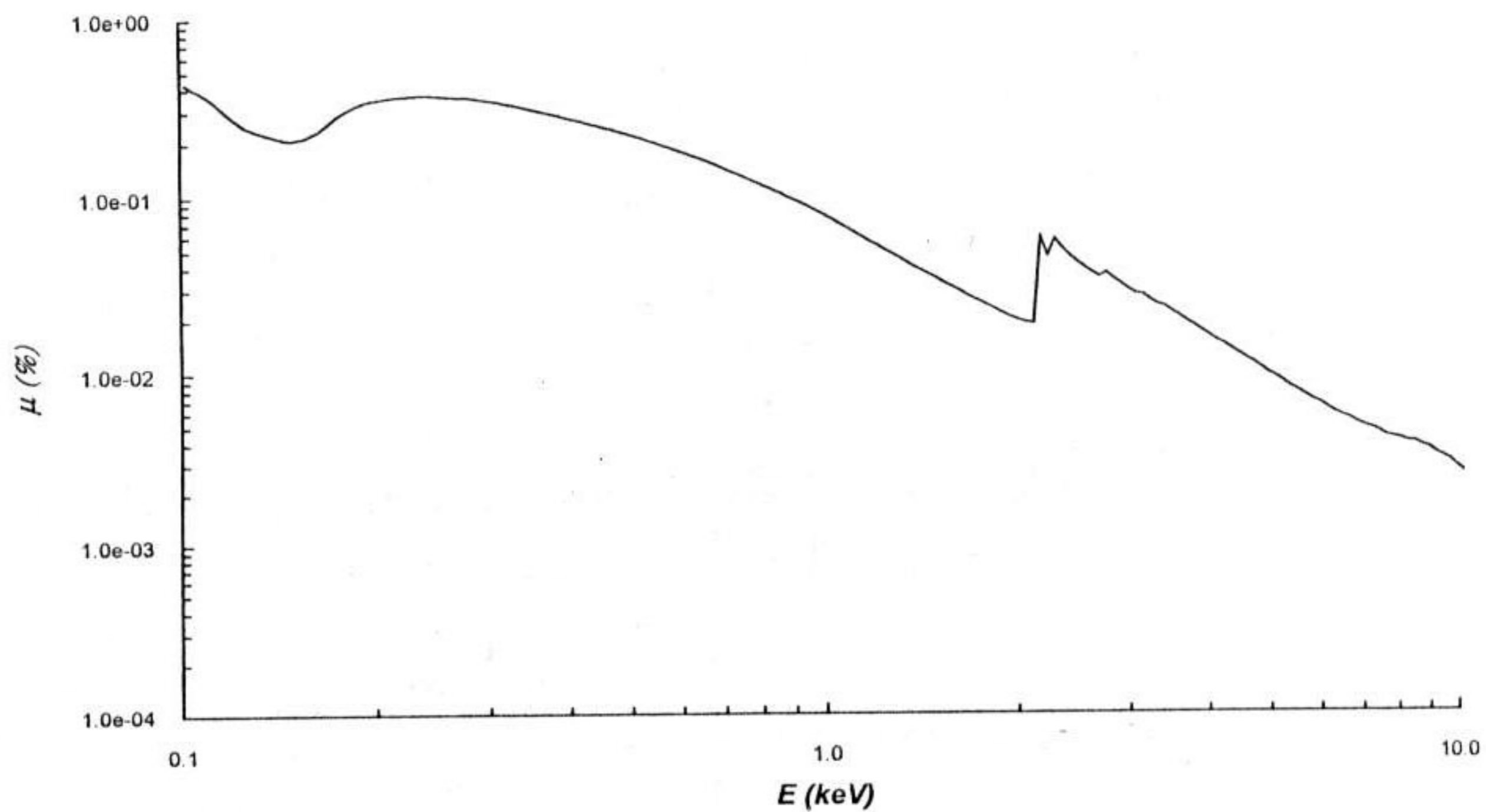
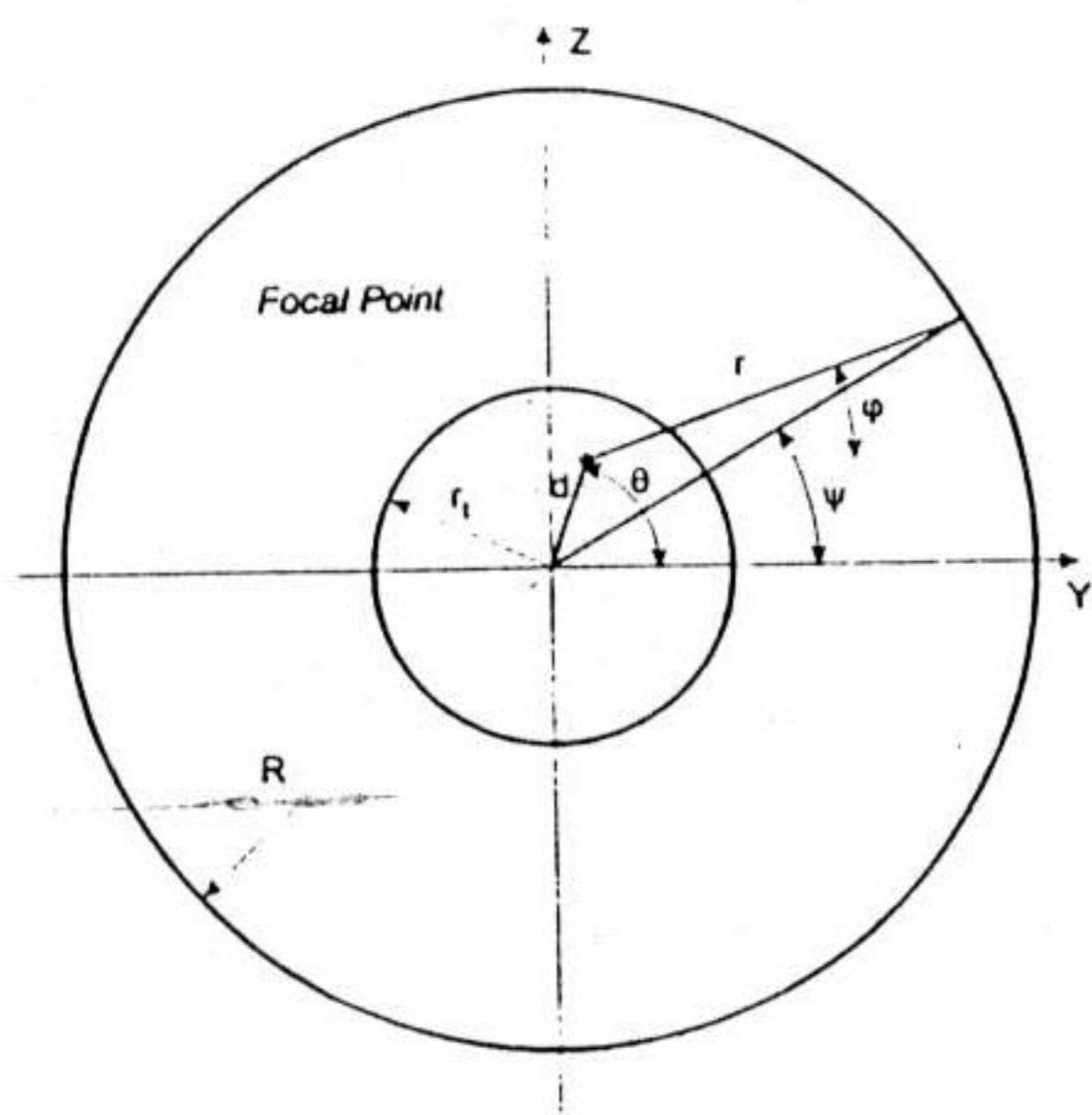
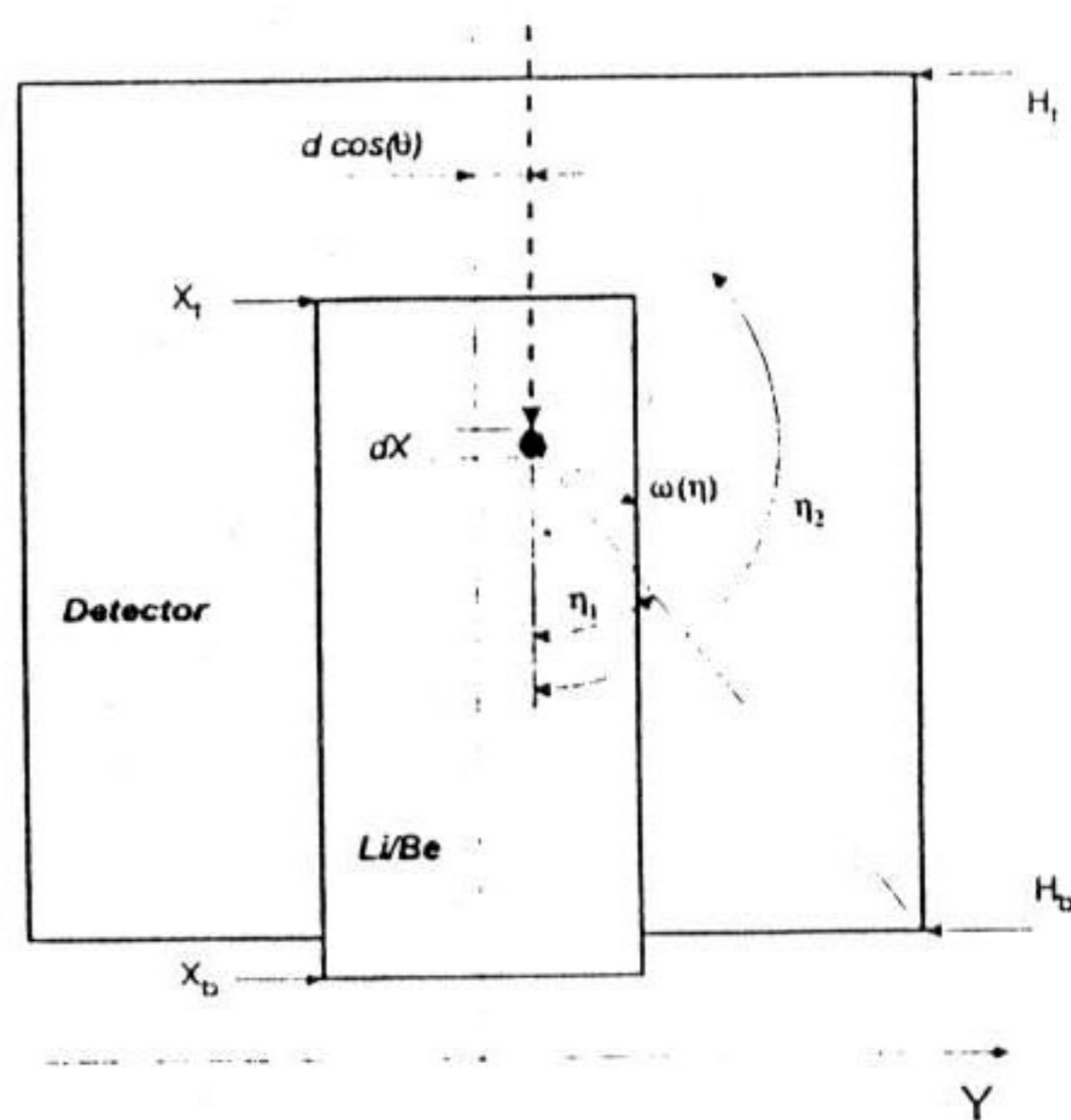


Рис. 3.3



a)



b)

Рис. 3.4

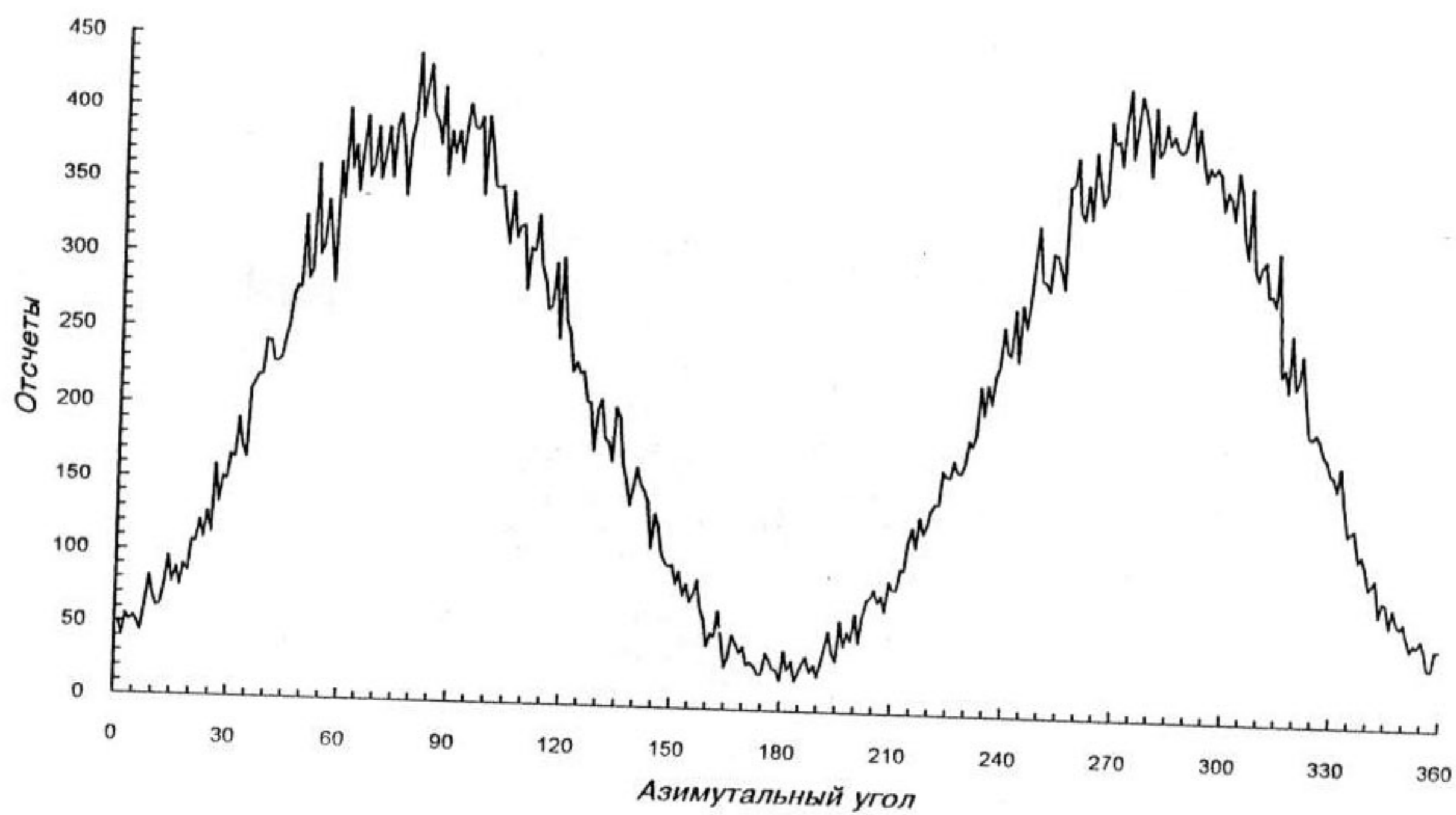


Рис. 3.5

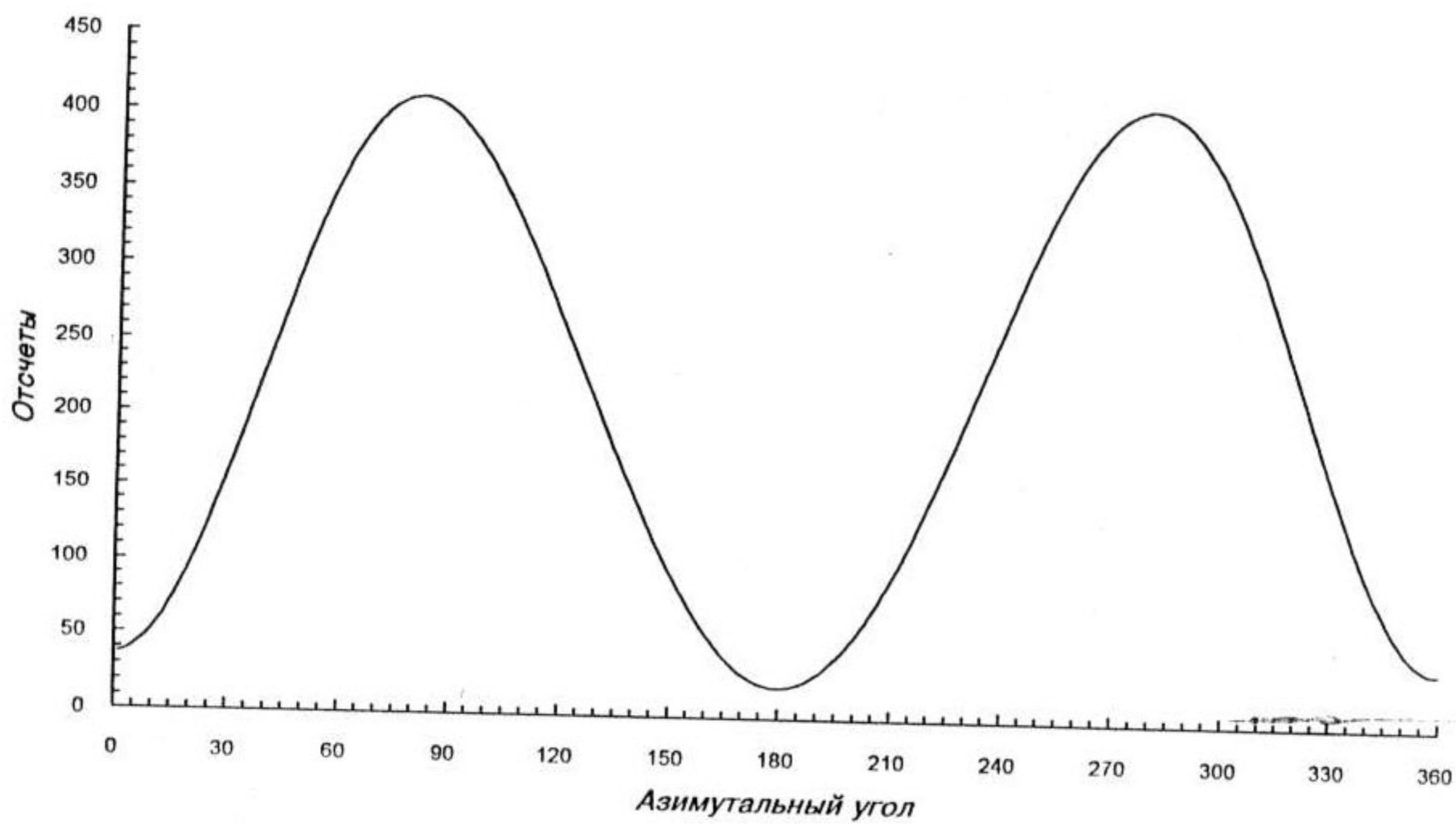


Рис. 3.6

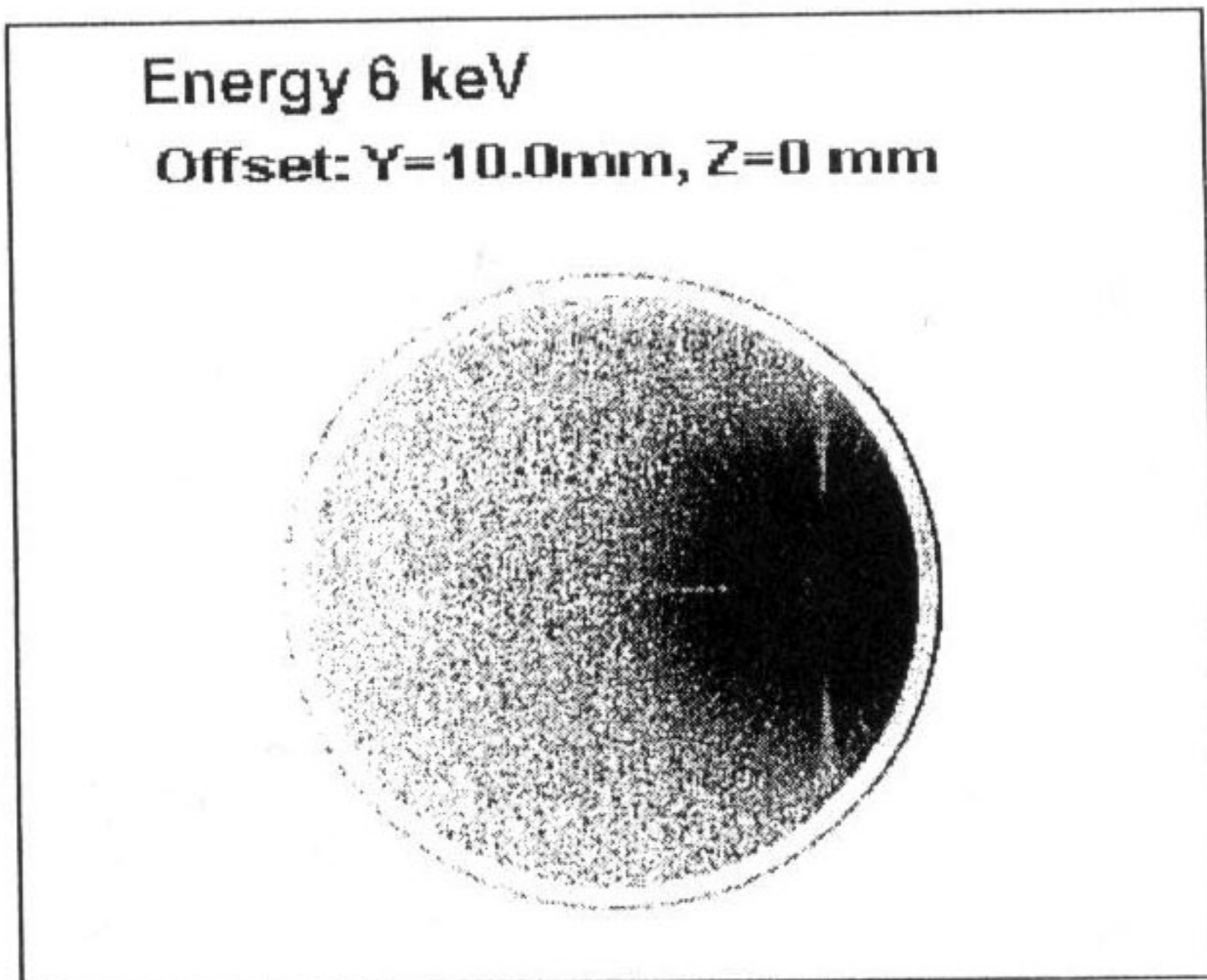


Рис. 3.7

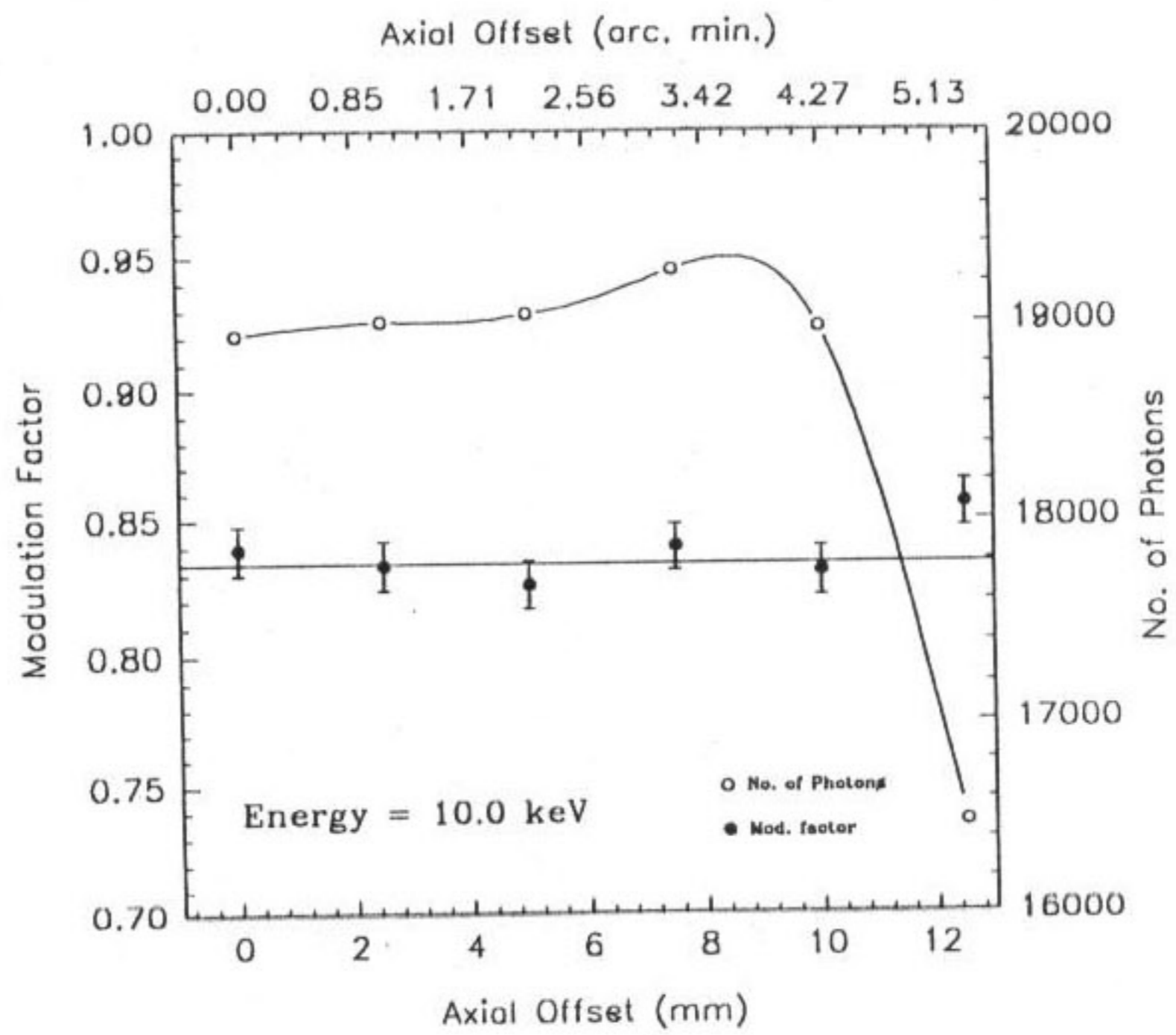


Рис. 3.8

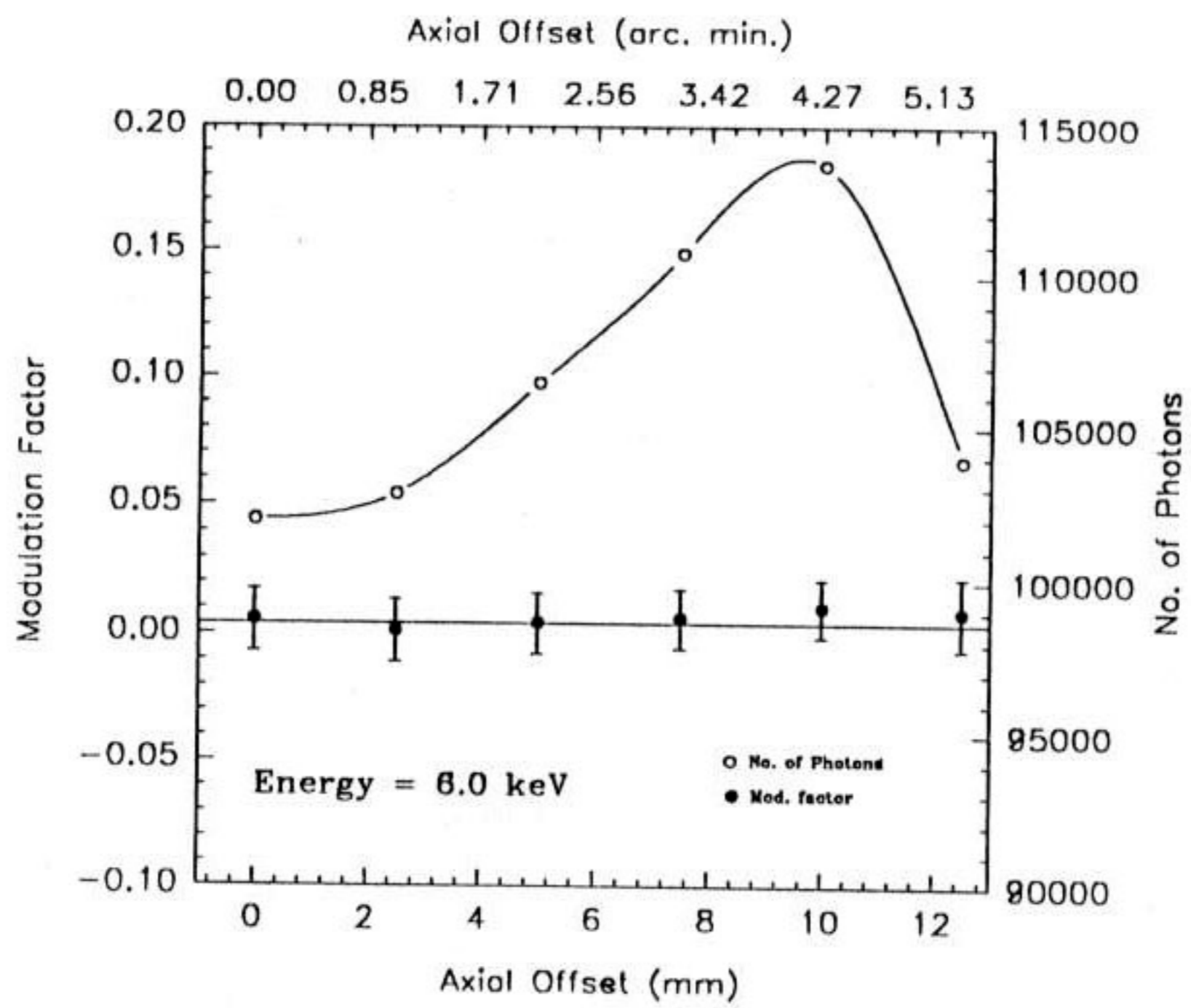


Рис. 3.9

## Заключение

В предыдущих частях были рассмотрены результаты наблюдения и открытия ярких рентгеновских источников по данным приборов работающих космических обсерваторий астрофизики высоких энергий. Мы также привели результаты математического моделирования перспективного инструмента для исследования поляризации рентгеновского излучения. Эффективность работы рентгеновского поляриметра такова, что для его наблюдений будут доступны только яркие рентгеновские источники типа рентгеновских Новых. Следовательно, экспериментальная и теоретическая части работы органически связаны. Наше понимание таких событий как яркие рентгеновские транзиенты, знание характеристик их временного поведения и спектральных свойств позволит качественно планировать будущие поляриметрические наблюдения.

Ниже кратко перечисляются основные результаты, приведенные в диссертации.

1. Открыты и локализованы две рентгеновские Новые : Новая в Мухе 1991 года и Новая в Парусе 1993 года.
2. Обнаружен жесткий хвост в спектре рентгеновской Новой в Лисичке 1988 года.
3. При наблюдениях Новой в Парусе 1993 года обнаружено, что вспышка на энергиях более 20 кэВ на несколько часов опережает вспышку на более низких энергиях. Это косвенно подтверждается также нашими наблюдениями Новой в Мухе 1991 года, когда мы регистрировали быстрое падение потока жесткой компоненты, в то время как мягкая еще росла, либо была постоянна.
4. Открыт рентгеновский пульсар GRS0834-43 (GRANAT Source) и оценена периодичность его вспышек, равная 111 дням. Впоследствии обсерваторией Гамма-лучей было определено, что источник является массивной двойной си-



стемой с орбитальным периодом 109 дней, что подтвердило нашу оценку периодичности вспышек.

5. Обнаружено уменьшение орбитального периода двойной системы 4U1700-37 в темпе  $\dot{P}/P = -(4,13 \pm 0,19) \cdot 10^{-6} \text{ год}^{-1}$

6. Проведены измерения периода пульсаций Паруса X-1 в течение длительного периода времени. Обнаружено монотонное замедление скорости вращения пульсара.

7. Открыты три мягких короткоживущих рентгеновских транзиентных источника с временами жизни от нескольких часов до нескольких суток.

8. Проведено математическое моделирование работы фокального рентгеновского поляриметра SXRP в составе телескопа СОДАРТ проекта "Спектр-Рентген-Гамма". Показано, что прибор позволит проводить поляризационные измерения при ошибках наведения спутника СРГ на источник до 4,5 угл. минуты. Это позволило снизить требования к ряду систем телескопа СОДАРТ и спутника СРГ.

9. Разработана и апробирована аналитическая модель литиевой рассеивающей мишени прибора SXRP. На ее основе разрабатывается математическое обеспечение для научной обработки данных этого прибора. Данный подход более эффективен, чем использовавшийся ранее метод фурье-анализа для обработки данных рентгеновских поляриметров.