РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК
ИНСТИТУТ КОСМИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Представлено к печати
зам. директора ИКИ
д.ф.-м.н. М.Н.Павлинским

Пр-2138

М.Г.Ревнивцев

Исследование короткомасштабной переменности рентгеновских источников при помощи данных орбитальной рентгеновской обсерватории RXTE

Москва, 2007

УДК 52-73:520.6.07

M.G. Revnivtsev

Study of short time scale variations of X-ray emission of sources with the help of RXTE orbital observatory

Работа посвящена теории и практике применения метода спектров мощности для исследования переменной яркости рентгеновских источников. Кратко приведены используемые в методе основные определения и формулы. Описаны методы получения значений функций когерентности кривых блеска в различных энергетических диапазонах и их фазовых сдвигов.

Рассмотрены особенности построения спектров мощности по данным наблюдений спектрометра PCA обсерватории RXTE, логика бортовой электроники спектрометра PCA, ее влияние на вид получаемых спектров мощности и способы учета этих влияний при анализе реальных данных. Рассмотрены проблемы исследования короткомасштабной переменности по данным спектрометра HEXTE. В приложении приведен пример построения спектров мощности по данным спектрометра PCA обсерватории RXTE. Материал препринта может служить кратким руководством для анализа данных спектрометра PCA обсерватории RXTE.

This work is devoted to theory and practice of usage of power density spectra (PDS) for study the variability of X-ray sources. Basic definitions and formulas of this method are briefly described. We also briefly describe the methods of calculations of coherences and phase lags of sources light curves recorded in different energy bands. Peculiarities of PDSs obtained with the PCA spectrometer of RXTE observatory are considered. Logics of onboard electronics of the RXTE/PCA, its influence on the shape of PDSs and the ways to account for these influences are described. Problems of study of aperiodic variability with the RXTE/HEXTE are enlisted. In appendix the example of calculation of PDS of some X-ray source is presented.

©Институт космических исследований (ИКИ) РАН, 2007

Содержание

Введение 2

1 Спектры мощности переменности 5
- 1.1 Общие сведения 5
- 1.2 Нормировка Лихи 5
- 1.3 Процентная нормировка 7
- 1.4 Мертвое время 9
- 1.5 События перегрузки 11
- 1.6 Два типа мертвого времени в реальных детекторах . . 13

2 Кросс-спектры: когерентность и фазовые сдвиги 15

3 Аппроксимация данных моделями 21

4 Обсерватория RXTE. Устройство и особенности 24
- 4.1 Рентгеновский спектрометр PCA 24
- 4.2 Детектирование фотонов в спектрометре PCA 25
- 4.3 Записанная информация: скорости счета и параметры 28
- 4.4 Проблемы в спектрах мощности переменности источников, полученных из данных спектрометра PCA . . . 32
- 4.5 Учет влияния мертвого времени PCU на получаемый спектр мощности источников 35
- 4.6 Описание статистического шума в кривых блеска PCA. Данные наблюдений ярчайшего объекта - Sco X-1 . . . 38
- 4.7 Спектрометр HEXTE 41

Приложение. Пример построения спектра мощности по данным наблюдений RXTE/PCA 44

Введение

Рентгеновское излучение галактических черных дыр и нейтронных звезд не является постоянным. Излучаемый ими рентгеновский поток сильно переменен на масштабах времени от миллисекунд до десятков (и, возможно, сотен) лет.

Физические процессы вблизи компактных обьектов происходят в сильном гравитационном поле, в условиях сверхвысоких температур, мощного давления излучения, т.е. в условиях, которые невозможно смоделировать в земных лабораториях. Большая часть процессов в окрестностях релятивистских объектов протекает на масштабах времени вплоть до миллисекунд и менее (см., например, время пролета светом области основного энерговыделения в стандартном аккреционном диске вокруг черной дыры звездной массы составляет порядка десяти гравитационных радиусов $\sim 10R_g = 10 \cdot 2GM/c^2$, т.е приблизительно ~ 100км$/(3 \cdot 10^5$км/с$)\sim 0,3$мс; или время, за которое звук в плазме с преобладающим давлением излучения обходит поверхность нейтронной звезды радиусом 10 км, $\sim 2\pi 10$км$/(c/\sqrt{3}) \sim 0,3$мс). Следовательно, интерес к таким временным масштабам весьма велик. Однако исследование такой быстрой переменности в астрофизике вообще и в рентгеновском диапазоне, в частности, наталкивается на значительные трудности.

Основная проблема исследования быстрой переменности потока рентгеновских источников связана с тем, что количество фотонов в секунду на единицу эффективной площади регистрирующего прибора на Земле весьма мало - для источника, излучающего 10^{38} эрг/с (т.е. имеющего светимость, в 100 000 раз превышающую болометрическую светимость Солнца или в 10^{11} раз превышающую светимость Солнца в рентгеновском диапазоне) на расстоянии 2-3 кпк (как, например хорошо известные источники Крабовидная туманность и Лебедь X-1), средний поток, а точнее, математическое ожидание величины измеряемого потока фотонов, поскольку в нашем

случае измеряемый поток является случайной величиной, составляет $\langle F \rangle \approx$1-2 фотонов с$^{-1}$ см$^{-2}$. Предполагая, что наблюдаемый источник не обладает никакой внутренней переменностью (т.е. его излучаемый поток абсолютно постоянен), можно показать, что количество рентгеновских фотонов, зарегистрированных нами на Земле за промежуток времени Δt, - случайная величина, плотность вероятности которой описывается формулой (пуассоновское распределение):

$$P_n = \frac{\langle F \rangle^n e^{-\langle F \rangle}}{n!},$$

где n - количество фотонов, зарегистрированных за время Δt; $\langle F \rangle$ - математическое ожидание количества фотонов, зарегистрированного за время Δt.

Таким образом, даже при полном отсутствии внутренней переменности наблюдаемого источника поток, получаемый от него на Земле, не будет одинаковым в разные моменты времени. И, чем слабее наблюдаемый источник, тем труднее будет отличить его внутреннюю переменность от переменности, наведенной статистическими эффектами.

Более того, если мы интересуемся процессами, происходящими на масштабах времени порядка миллисекунд, то о переменности этих процессов будем вынуждены судить, имея очень малое количество фотонов даже от ярчайших источников. Например, за время 1 мс от источника Лебедь X-1 получим 0,001 фотон с детектора, имеющего площадь 1 см^2! Даже используя самый большой в мире рентгеновский спектрометр (на настоящее время это - спектрометр PCA обсерватории RXTE, эффективная площадь которого $\sim$ 6400 см^2), получим лишь 6 фотонов!

Зарегистрировав в двух соседних интервалах времени длиной 1 мс, например 6 и 3 фотона, мы даже не сможем сказать, на самом ли деле поток источника изменился в 2 раза за 1 мс или это - результат статистической флуктуации. Действительно, при математическом

ожидании величины регистрированных фотонов $\langle F \rangle \approx 6$ среднеквадратическое отклонение измерения в каждом конкретном случае равно $\sqrt{D_F} \sim \sqrt{6} \approx 2,5$ (здесь D_F- дисперсия случайной величины F, которая для случая пуассоновского распределения равняется математическому ожиданию, $D_F = \langle F \rangle$), следовательно, разница в количестве зарегистрированных фотонов в нашем примере практически не превышает величину стандартного отклонения статистического распределения количества регистрируемых фотонов.

Таким образом, мы приходим к выводу о необходимости использования усреднения характеристик переменности рентгеновского излучения компактных обьектов, которое бы позволило уменьшить влияние статистических шумов на поиск полезного сигнала в наблюдаемых кривых блеска.

За последние 20 лет были испробованы различные методы исследования переменности рентгеновских источников, однако наибольшее распространение получили линейные методы. Основная проблема в использовании нелинейных методов исследования переменности рентгеновского потока источников (как то - исследование фрактальных размерностей и т.д.) связана с недостаточной собирающей площадью существующих приборов. Использование большого количества данных приборов небольшой собирающей площади с последующим усреднением позволяет существенно улучшать результаты, полученные линейными методами, однако практически не применимо для нелинейных методов.

Основным *линейным* методом исследования рентгеновской переменности более 20 лет является так называемый метод спектров мощности. Описанию этого широко применяемого метода исследования переменности рентгеновских источников, и его особенностям в приложении к данным наблюдений орбитальной "обсерватории переменности"RXTE (Rossi X-ray Timing Explorer) и посвящена данная работа.

1 Спектры мощности переменности

1.1 Общие сведения

Спектром мощности переменности кривой блеска, по определению, называется квадрат модуля фурье-преобразования начальной кривой блеска (функции зависимости потока от времени). Одной из основополагающих работ по применению этого метода в исследовании переменности рентгеновских источников считается работа Д. Лихи и др. 1983, в которой можно найти подробное изложение данного метода. Хорошей методологической работой считается также исследование М. ван дер Клиса (Timing Neutron Stars, 1989; NATO ASI Ser.). Ниже будут лишь кратко изложны основные определения и свойства метода спектров мощности.

Представим себе, что есть последовательность измерений потока, состоящая из Nn интервалов, каждый временной интервал шириной t_b. Разделим полную последовательность на n так называемых фурье-интервалов кривой блеска. Каждый интервал при этом будет состоять из N измерений.

Дискретное преобразование Фурье каждого фурье-интервала записывается как:

$$a_j = \sum_{k=0}^{N-1} x_k e^{2\pi ijk/N} (j = 0, N/2), \quad f = \frac{j}{Nt_b} \quad . \tag{1}$$

Здесь a_j - фурье-амплитуда сигнала в j-той фурье-гармонике на частоте f; x_k - количество детектируемых фотонов в k-том временном бине; N - количество измерений в фурье-интервале.

1.2 Нормировка Лихи

Мощность P_j в нормировке Лихи (Leahy et al., 1983)

$$P_j = \frac{2|a_j|^2}{N_{\mathrm{ph}}} \quad , \tag{2}$$

здесь $N_{\rm ph}$– количество фотонов в одном фурье-интервале.

Отметим, *что в этой формуле мощность нормируется на дисперсию значения числа фотонов в одном фурье-интервале*. Здесь используется факт, что для пуассоновского процесса математическое ожидание величины и ее дисперсия равны. Можно показать (Leahy et al., 1983), что для идеального пуассоновского процесса случайная величина P_j, полученная после преобразования Фурье одного сегмента (фурье-интервала) кривой блеска, подчиняется в пределе $N_{ph} \gg 1$ распределению χ^2 с двумя степенями свободы, $(\chi^2_{2\,\rm dof})$ независимо от фурье-частоты j, $j = 1, 2, ..., N/2 - 1$. То есть, математическое ожидание и дисперсия величины P_j равны:

$$\langle P_j \rangle = 2, \quad D_{P_j} = 4\left(1 + \frac{1}{N_{\rm ph}}\right), \quad \sigma_{P_j} = 2\left(1 + \frac{1}{N_{\rm ph}}\right)^{1/2} \quad . \qquad (3)$$

Отсюда хорошо видно очень важное свойство спектров мощности в нормировке Лихи: *математическое ожидание величины мощности пуассоновского шума в нормировке Лихи в случае идеального детектора равно 2,0 на всех частотах (во всех частотных интервалах)*.

Исходная кривая блеска поделена на n фурье-интервалов, спектры мощности которых можно усреднить. Также можно усреднить значения мощности m последовательных точек на спектре мощности. В таком случае, для полученных значений $P_{j,mn}$ можно записать:

$$\langle P_{mn} \rangle = 2, \quad \sigma_{P_{mn}} = \frac{2}{\sqrt{mn}}\left(1 + \frac{1}{N_{\rm ph}}\right)^{1/2}. \qquad (4)$$

Согласно центральной предельной теореме, *при усреднении значений мощности по большому количеству фурье-интервалов (n) и частотных интервалов (m), ее плотность вероятности ассимптотически стремится с гауссовому распределению со средним $\langle P_{mn} \rangle$ и стандартным отклонением $\sigma_{P_{mn}}$*.

Если детектируемый сигнал содержит хаотическую переменность, создаваемую самим наблюдаемым источником, то

$$\langle P_j \rangle \approx \langle P_{j,\mathrm{src}} \rangle + 2, \quad \sigma_{P_j} \approx \frac{2}{\sqrt{mn}} \left(1 + \frac{1}{N_{\mathrm{ph}}}\right)^{1/2} \left(1 + \frac{P_{j,\mathrm{src}}}{2}\right)^{1/2}. \quad (5)$$

1.3 Процентная нормировка

В большинстве прикладных случаев наблюдателю необходимо знать не мощность в единицах Лихи, а мощность в относительных единицах, т.е - амплитуду переменности потока в данном частотном интервале в процентах к величине его среднего значения, за вычетом вклада пуассоновского шума в наблюдаемую переменность. Для этого используется следующая нормировка, использующая среднеквадратическое отклонение (СКО) значений кривой блеска (Миямото и др. 1991):

$$P_j = \left(\frac{2|a_j|^2}{N_{ph}} - 2\right) \frac{1}{r_0} \quad [(\text{СКО/средн.})^2/\text{Гц}] \quad , \qquad (6)$$

здесь P_j – амплитуда переменности потока источника в единичном частотном интервале шириной $\Delta f = f_{min} = (Nt_b)^{-1}$, выраженная в долях к его среднему потоку r_0 в этом фурье-интервале.

Чтобы определить амплитуду переменности источника (A) в конечном частотном интервале $[f_{min}, f_{max}]$, надо извлечь квадратный корень из интеграла величины $P(f)$, вычисленного в процентной нормировке в этом интервале частот:

$$A = \left[\int_{f_{min}}^{f_{max}} P(f_j) df_j\right]^{1/2} \quad \text{, где} \quad f_j = \frac{j}{Nt_b}.$$

Получив после вычислений по приведенной формуле $A = 0,2$, можно сказать, что амплитуда переменности источника в этом частотном диапазоне равна 20 %.

Теперь оценим чувствительность спектра мощности к внутренней переменности источника. Если мощность переменности самого ис-

точника мала, т.е. значение мощности переменности самого источника в единицах Лихи $P_{j,src} \ll 2$, см. формулу (5), то значение мощности в любом частотном интервале полученного спектра имеет неопределенность, связанную с конечной точностью оценки вклада статистической (пуассоновской) переменности в величину мощности в этом частотном интервале. В единичном частотном интервале неопределенность амплитуды переменности источника равна (в пределе $N_{ph} \gg 1, P_{j,src} \ll 2$):

$$(\delta A)^2 = \sigma_j \Delta f_j = \frac{2}{N t_b r_0 \sqrt{n}} = \frac{2}{T_{\rm int} r_0 \sqrt{n}} \quad ,$$

здесь $T_{\rm int} = N t_b$ - длина фурье-интервала; $\Delta f_j = (N t_b)^{-1}$ – минимальный частотный интервал спектра мощности, полученного из этого фурье-интервала. Для конечного частотного интервала Δf:

$$(\delta A)^2 = \frac{2}{r_0 \sqrt{T_{\rm obs} \Delta f}} \Delta f \ , \tag{7}$$

здесь $T_{\rm obs} = n \cdot T_{\rm int}$ - полное время наблюдения.

Отсюда видно важную особенность спектров мощности: *статистические ошибки измерения мощности переменности сигнала линейно уменьшаются с увеличением яркости источника и лишь пропорционально корню длины экспозиции*, т.е. для того, чтобы получить такую же точность на спектре мощности, как у в 10 раз более яркого источника, необходимо иметь в 100 раз большую экспозицию.

Для эксперимента, в котором фоновая скорость счета детектора B не пренебрижимо мала по сравнению со скоростью счета источника r_0 можно записать как растет отношение сигнал/шум (SNR – signal-to-noise ratio):

$$SNR \approx \frac{A^2}{2} \frac{r_0^2}{r_0 + B} \left(\frac{T_{\rm obs}}{\Delta f} \right)^{1/2}$$

здесь A – величина мощности переменности, выраженная в долях потока источника в частотном диапазоне шириной Δf.

Обе нормировки спектров мощности, описанные выше (Лихи и процентная нормировка), имеют свои преимущества и свои недостатки. В частности, значение спектра мощности, полученное в процентной нормировке, в случае малого количества фотонов в единичном фурье-интервале ($r_0 N t_b$) будет обладать бóльшей (неоптимальной) дисперсией за счет того, что при получении величины мощности используется значение скорости счета в одном фурье-интервале. Более того, из-за того, что величина r_0 (полученная по измерениям в каждом отдельном фурье-интервале) стоит в знаменателе, усреднение большого количества спектров мощности, рассчитанных в этой нормировке, будет давать сильно смещенную оценку мощности $\langle P \rangle$.

Недостаток нормировки Лихи проявляется, когда на масштабах времени, сопоставимых с длиной фурье-интервала, велика переменность самого источника. В этом случае, ввиду сильной зависимости уровня модифицированного пуассоновского шума от средней скорости счета в отрезке (формула (6)), наблюдаемая дисперсия точек в определенном частотном интервале спектра мощности будет увеличиваться, повышая неопределенность измерения.

1.4 Мертвое время

Любой реальный детектор рентгеновского излучения искажает временной ряд прихода фотонов источника. Например, в регистрируемой кривой блеска источника может содержаться некая "фоновая" составляющая, которая не имеет отношения к самому источнику, а обусловлена присутствием фоновой скорости счета в потоке данных с регистрирующего прибора. Кроме того, реальный сигнал источника в процессе его преобразования в цифровой вид может задерживаться или отбрасываться в результате влияния так называемого мертвого времени прибора.

У каждого реального детектора преобразование факта попадания в него фотона в цифровой сигнал для бортового компьютера, содержащий информацию об энергии фотона, времени его детектирова-

ния, координате и т.д., занимает конечное время, в течение которого никакое вновь произошедшее событие не будет зарегистрировано. У различных приборов оно разное и может определяться как быстродействием аналого-цифрового преобразователя (АЦП), так и временем, характеризующим внутренние физические процессы, происходящие в детекторе в момент регистрации фотона (электронные лавины, токовые фронты, перенос заряда и т.д.).

Наличие мертвого времени (t_d) приводит к тому, что последовательность регистраций отдельных фотонов уже не представляет собой реализацию пуассоновского процесса (т.е. вероятность регистрации события перестает быть ни от чего не зависящей величиной), а имеет достаточно сложную зависимость от времен предыдуших срабатываний в детектирующей цепочке. Это, в свою очередь, приводит к тому, что спектр мощности статистического шума перестает быть константой $P_p = 2$ в нормировке Лихи (формула (3)) или $P_p = 0$ в процентной нормировке с вычтенным вкладом оцененного идеального пуассоновского шума (формула (6)).

В общем случае спектр мощности статистического шума изменится сложным образом[1]. Однако, в первом приближении, можно показать, что если доля мертвого времени не очень велика, $r_0 t_d \ll 1$, то на частотах много меньше обратного мертвого времени , $f \ll t_d^{-1}$, основное изменение спектра мощности статистического ("пуассоновского") шума по сравнению со спектром мощности настоящего пуассоновского шума заключается в изменении значения константы P_n по сравнению со значением P_n в формулах (3).

Это происходит из-за того, что оценка дисперсии начальной кривой блеска в формуле (2), $D_{\rm x} = N_{{\rm p}h}$, более не верна – шумовые свойства кривой блеска на таких малых частотах примерно сохраняются, а наблюдаемая средняя скорость счета занижается за счет мертвого вре-

[1]Более подробные иследования влияния мертвого времени на спектр мощности пуассоновского шума можно найти в работах Вихлинина и др., 1994а; Жанга и др., 1995; Ревнивцева и др., 2000; Джернигана и др., 2000.

мени, а точнее, отличается от настоящей на множитель $\propto (1 - r_0 t_d)$, где r_0- средняя скорость счета источника. Таким образом, получаемая величина $P_{j,\mathrm{n}}^{\mathrm{d}t}$ будет меньше, чем 2,0 в нормировке Лихи. Более точно можно показать, что уровень мощности статистического шума при наличии мертвого времени на частотах $f \ll t_d^{-1}$ (и при условии, что $r_0 t_d \ll 1$) равен:

$$P_{\mathrm{n}}^{\mathrm{d}t} \approx 2(1 - 2r_0 t_d) = 2 - 4r_0 t_d \quad . \tag{8}$$

В процентной нормировке (формула (6)) на частотах $f \ll t_d^{-1}$ спектр мощности пуассоновского шума не зависит от скорости счета источника и равен $P_{\mathrm{n}}^{\mathrm{d}t} \approx -4t_d$.

Нужно отметить, что *приведенная выше формула для мертвого времени написана только для одного детектора!* Если используемый прибор имеет k независимых детекторов, работающих параллельно (т.е. события с разных детекторов записываются, не взаимодействуя друг с другом), то скорость счета r_0 в формуле (7) должна быть заменена на полную скорость счета kr_0, однако скорость счета одного детектора в формуле (6) так и остается r_0. Таким образом, для k параллельно работающих детекторов уровень мощности, обусловенный статистическим шумом, в процентной нормировке будет $P_{\mathrm{n}}^{\mathrm{d}t} \approx -4t_d/k$.

1.5 События перегрузки

Кроме уже описанного мертвого времени, обусловленного влиянием фотонов на детектор, для ряда приборов, наиболее часто используемых для исследования переменности рентгеновских источников, в частности для спектрометра PCA обсерватории RXTE, важную роль играет так называемое "перегрузочное" мертвое время (Very Large Events deadtime).

При регистрации детектором факта "перегрузки" (появление частицы, "высаживающей" на анодных цепях энергию, превышающую

некий заранее установленных предел, для спектрометра PCA это ~75 кэВ) в данных возникает окно–"дырка" (для спектрометра PCA – размером от 12 до 550 мкс, обычно - 150 мкс), что приводит к появлению дополнительной составляющей в спектре мощности статистического шума. В первом приближении к "паразитной"мощности пуассоновского шума фотонов $P_{\rm n}^{\rm dt}$ добавляется мощность шума перегрузочных событий P_{vle}:

$$P_n = P_{\rm n}^{\rm dt} + P_{vle}, \quad P_{vle}(f) = 2r_{vle}r_0t_{vle}^2\left(\frac{\sin\pi t_{vle}f}{\pi t_{vle}f}\right)^2, \qquad (9)$$

здесь t_{vle} – длина окна "перегрузки", r_{vle} – скорость счета "перегрузочных" событий. При условиях $f \ll t_d^{-1}$, $f \ll t_{vle}^{-1}$, $r_0t_d \ll 1$, $r_{vle}t_{vle} \ll 1$ выражение для P_{noise} преобразуется в

$$P_n = 2 - 4r_0t_d + 2r_{vle}r_0t_{vle}^2 \ \text{(нормировка Лихи)}, \qquad (10)$$

$$P_n = -4t_d + 2r_{vle}t_{vle}^2 \ \text{(процентная нормировка)}. \qquad (11)$$

Эти формулы так же верны для одного детектора. Для учета нескольких независимых детекторов выражения для P_n в формулах (10)-(11) должны быть поделены на k - количество параллельных детекторов.

Как правило, для типичных (коротких) наблюдений рентгеновских источников полученный спектр мощности не обязательно поправлять на эффекты мертвого времени с учетом абсолютно точных значений r_{vle}, t_{vle}, t_d и т.д. Обычно при исследовании частотного диапазона $f < min[1/t_d, 1/t_{vle}]$, т.е. $f < 3-4$ кГц, достаточно при аппроксимации спектра мощности какой-либо моделью ввести в нее дополнительную компоненту, описывающую спектр мощности статистического шума – константу. В случае наблюдений спектрометра PCA обсерватории RXTE всеми 5 детекторами основременно величина этой константы порядка $\sim 6-7\cdot 10^{-6}$ (СКО/средн.)^2/Гц.

1.6 Два типа мертвого времени в реальных детекторах

В реальных детекторах существует два типа мертвого времени (парализующее и непарализующее), которые по-разному влияют на вид спектров мощности пуассоновского шума фотонов.

"Парализующее мертвое время". Тип мертвого времени, при котором любое произошедшее событие является причиной возникновения мертвого времени, даже если это событие не было задетектировано (записано), называется "парализующим". В этом случае зарегистрированная (записанная) скорость счета событий r_0 и реальная (падающая) r_{in} связаны соотношением

$$r_0 = r_{in} e^{-r_{in} t_d} \quad . \tag{12}$$

Отличительными особенностями этого типа мертвого времени являются:

- возможность существования бесконечно длинной "дырки" в данных (при очень большой скорости счета: при $r_{in} t_d \gg 1$);
- поправка спектра мощности на мертвое время определяется *только анализируемыми событиями*; события, которые выпадают из рассмотрения (например, события в другом энергетическом диапазоне и т.д.), не оказывают влияния на эту поправку.

При бесконечно точном сэмплировании кривой блеска (т.е. если временное разрешение кривой блеска $t_b \to 0$) формула, определяющая уровень статистического шума детектируемого сигнала (в нормировке Лихи; более подробно см.Жанг и др., 1995):

$$\langle P_f \rangle = 2 - 4 r_{in} t_d \; e^{-r_{in} t_d} \frac{\sin(2\pi f t_d)}{2\pi f t_d} = 2 - 4 r_0 t_d \; \frac{\sin(2\pi f t_d)}{2\pi f t_d}. \tag{13}$$

Легко видеть, что при $f t_d \ll 1$ это выражение переходит в формулу (6).

При конечной ширине минимального временного интервала t_b формула преобразуется в

$$\langle P_f \rangle = 2[1 - 2r_0 t_d (1 - \frac{t_d}{2t_b})] - 2r_0 t_d \left(\frac{t_d}{t_b}\right) \cos(\frac{\pi f}{f_{Nyq}}). \qquad (14)$$

Здесь $f_{Nyq} = (2t_b)^{-1}$ - частота Найквиста-Котельникова (максимальная частота получаемого фурье-спектра)

"Непарализующее мертвое время". Тип мертвого времени, при котором *только задетектированное событие* приводит к возникновению мертвого времени, называется "непарализующим". В этом случае зарегистрированная скорость счета связана с падающей (реальной) соотношением

$$r_0 = \frac{r_{in}}{1 + r_{in} t_d} \quad . \qquad (15)$$

Отличительными особенностями этого типа мертвого времени являются:

- строго периодический сигнал при бесконечном потоке входящих фотонов; иными словами, при очень большой скорости счета входящих фотонов ($r_{in} t_d \gg 1$) детектируемые события отстоят друг от друга на строго одинаковом расстоянии t_d;

- поправка на мертвое время определяется *полной скоростью счета детектора* независимо от того, какая часть детектированных событий анализируется; события, которые выпадают из рассмотрения (например, события в другом энергетическом диапазоне и т.д.), также оказывают влияние на эту поправку; эта особенность сильно различает "парализующее' и "непарализующее" мертвое время при больших скоростях счета r_0.

При бесконечно точном сэмплировании кривой блеска (в нормировке Лихи; более подробно см. Вихлинин и др., 1994а; Жанг и др.. 1995):

$$\langle P_f \rangle = 2 - 4X(f),$$

$$X(f) = \frac{r_{in}^2[1-\cos(2\pi f t_{\rm d})] + r_{in} 2\pi f \sin(2\pi f t_{\rm d})}{r_{in}^2[1-\cos(2\pi f t_{\rm d})]^2 + [r_{in}\sin(2\pi f t_{\rm d}) + 2\pi f]^2} \quad . \qquad (16)$$

Для получения результата для конечной ширины временного интервала t_b необходимо просуммировать ряд:

$$\langle P_f \rangle = 2 - 4\sin(\pi f t_b)^2 \cdot \sum_{k=-\infty}^{\infty} \frac{X([2\pi f + 2\pi k]/t_b)}{(\pi f t_b + \pi k)^2} \quad . \qquad (17)$$

2 Кросс-спектры: когерентность и фазовые сдвиги

В последние несколько лет в связи со значительным увеличением эффективных площадей рентгеновских детекторов все большее применение находят методы исследования связи между переменностью источников в различных энергетических диапазонах. Дело в том, что в отличие от метода спектров мощности такое исследование является уже нелинейным, в результате чего статистическая значимость переменности потока (которая напрямую зависит от величины собирающей площади детектора) начинает играть очень большую роль.

Для более подробного изложения метода кросс-спектров можно обратиться к монографии Бендата и Пирсола (1989), к работам Вон, Новак (1997), Новак и др. (1999). Хороший пример использования анализа кросс-спектров для понимания природы переменности рентгеновских источников можно найти в работе Котова и др. (2001). Ниже будут приведены лишь основные определения и свойства метода кросс-спектров.

Основой для интереса к исследованию когерентности и фазовых сдвигов кривых блеска служит проверка предположения, что кривая блеска источника в одном энергетическом канале может быть описана как линейное преобразование кривой блеска источника в другом канале с конечным сдвигом по времени.

Предположим, что имеются две кривые блеска источника: одна в "мягком" энергетическом диапазоне – $s(t)$, а другая в "жестком" –

$h(t)$. Существование линейной связи между этими двумя кривыми блеска означает, что:

$$h(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} t_r(t-\tau)s(\tau)d\tau \quad , \tag{18}$$

где $t_r(\tau)$ – ядро линейного преобразования (tranfer function); τ – время сдвига. В простейшем случае это ядро может быть дельта-функцией $\delta(\Delta t)$. В таком случае кривая блеска $h(t)$ будет представлять собой обычный сдвиг кривой блеска $s(t)$ по времени на величину Δt. В общем случае, конечно, связь между кривыми блеска может быть более сложной.

Независимо от вида связи между кривыми блеска $s(t)$ и $h(t)$, если она может быть выражена формулой (18), то в фурье-пространстве связь между фурье-образами кривых блеска будет иметь вид:

$$H(f) = T_r(f)S(f) \quad ,$$

здесь $S(f)$ и $H(f)$ – фурье-образы исходных кривых блеска, а $T_r(f)$ - фурье-образ ядра преобразования:

$$S(f) = \int s(t)e^{-i2\pi ft}dt \quad , \tag{19}$$

$$H(f) = \int h(t)e^{-i2\pi ft}dt \quad , \tag{20}$$

$$T_r(f) = \int t_r(t)e^{-i2\pi ft}dt \quad . \tag{21}$$

Если ядро $T_r(f)$ одинаково для всех отрезков времени, в которых измеряются кривые блеска $s(t)$ и $h(t)$, то такие кривые называются когерентными. Отличительное свойство таких кривых блеска – принципиальная возможность, зная одну, воспроизвести другую.

Для определения степени когерентности используется следующая функция:

$$\gamma^2(f) = \frac{|\langle S^\star(f)H(f)\rangle|^2}{\langle|S(f)|^2\rangle\langle|H(f)|^2\rangle} \quad , \tag{22}$$

где $\langle\rangle$ означает усреднение по всему набору временных интервалов, в которых строятся фурье-образы кривых блеска.

Необходимо отметить, что когерентность нельзя вычислять, используя лишь один интервал кривой блеска. В этом случае когерентность, вычисленная по формуле (22), будет тождественно равна единице, не означая при этом идеальную когерентность кривых блеска.

Фазовым сдвигом (phase lag) между двумя кривыми блеска $s(t)$ и $h(t)$ называется функция:

$$\Delta\phi(f) = arg[C(f)], \quad C(f) = \langle S^\star(f)H(f)\rangle \quad . \tag{23}$$

Временной сдвиг между этими кривыми может быть получен из фазового простым делением на $2\pi f$, т.е. $\Delta t(f) = \Delta\phi(f)/2\pi f$.

Возвращаясь к примеру, приведенному выше, когда одна кривая блеска является простым сдвигом по времени другой (ядро преобразования - простая дельта-функция), можно показать, что в этом случае фазовый сдвиг, рассчитанный по формуле (23), будет $\Delta\phi(f) = 2\pi f\Delta t$, а временной сдвиг $\Delta t(f) = \Delta t$.

Аналогично вычислению спектра мощности сигнала от источника с пуассоновской статистикой скорости счета фотонов (см. часть 1) определение величин когерентности и фазового сдвига также сильно подвержено влиянию статистического шума в исходной кривой блеска.

В общем случае произвольных амплитуд переменности источника записать точную формулу для определения ошибок измерения когерентности и фазового сдвига не представляется возможным. Формулы для некоторых частных случаев можно найти в статьях Вон, Новак (1997), Новак и др. (1999).

Однако наиболее надежным способом вычисления ошибок значений когерентности и фазовых сдвигов вне зависимости от предполо-

жений о характере исследуемой переменнности является их определение через наблюдаемую дисперсию получаемых величин.

Для оценки же целесообразности исследования когерентности и фазовых сдвигов можно рассуждать следующим образом.

Рассмотрим наблюдаемый кросс-вектор

$$C_o(f) = \langle S_o^\star(f) H_o(f) \rangle \ .$$

В случае реального наблюдения кривые блеска $s(t)$ и $h(t)$ всегда содержат шум, который в первом приближении можно представить как дополнительное слагаемое - случайную величину $n(t)$ со средним 0 и с определенной дисперсией:

$$s(t) = s(t)^{src} + n_s(t), \ \ h(t) = h(t)^{src} + n_h(t).$$

Фурье-образ наблюдаемых кривых блеска (в общем случае эти векторы комплексные) можно представить как сумму векторов сигнала и шума:

$$S_o(f) = S(f) + N_S(f) \ , \ H_o(f) = H(f) + N_H(f).$$

Кросс-вектор $C_o(f) = S_o^\star(f) H_o(f)$ тогда можно записать следующим образом:

$$\begin{aligned} C_o(f) = \langle S_o^\star(f) H_o(f) \rangle = \langle [S(f)^\star + N_S^\star(f)][H(f) + N_H(f)] \rangle = \\ = \langle S^\star(f) H(f) + \underline{S^\star(f) N_H(f) + N_S^\star(f) H(f) + N_S^\star(f) N_H(f)} \rangle = \\ = \langle S^\star(f) H(f) + X(f) \rangle. \end{aligned} \tag{24}$$

Таким образом, имеются две части, одна из которых не содержит шумовых компонент ($S^\star(f) H(f)$ – неподчеркнутая часть в выражении (24)), а другая ($X(f)$) – содержит. Очевидно, что соотношение между длинами случайного вектора $\langle X(f) \rangle$ и вектора сигнала $\langle S^\star(f) H(f) \rangle$ и будет определять точность нашей оценки фазового сдвига между кривыми или их когерентности.

Допустим, что фурье-образы $S(f)$ и $H(f)$ истинных кривых блеска

имеют 100% когерентность и строго одинаковую разницу в фазах. Тогда комплекснозначный вектор $S^\star(f)H(f)$ будет иметь в каждом измерении одинаковую длину

$$|S^\star(f)H(f)| = |S(f)| \cdot |H(f)|$$

и фазу

$$\phi = arg(S^\star(f)H(f)).$$

Математичекие ожидания длин векторов $S^\star(f)N_H(f)$, $N_S^\star(f)H(f)$ и $N_S^\star(f)N_H(f)$ могут быть оценены как:

$$|S^\star(f)N_H(f)| = |S(f)| \cdot |N_H(f)| = |S(f)|\sqrt{2/R_H}, \tag{25}$$

$$|N_S^\star(f)H(f)| = |H(f)|\sqrt{2/R_S}, \tag{26}$$

$$|N_S^\star(f)N_H(f)| = 2/\sqrt{R_S\,R_H}. \tag{27}$$

При получении этого выражения было использовано свойство, что математическое ожидание длины вектора шума (т.е. крадратного корня из величины его мощности, см. главу 1) равно $\langle|N_{S,H}|\rangle = \sqrt{2/R_{S,H}}$, где R_S и R_H – средние скорости счета в кривых блеска.

При сложении результатов N измерений длина вектора сигнала составляет

$$|\sum_N S^\star(f)H(f)| = N|S^\star(f)H(f)| = N|S(f)| \cdot |H(f)| = N\sqrt{P_S(f)P_H(f)};$$

здесь амплитуда векторов $|S(f)|$ и $|H(f)|$ была выражена через мощность ($P_S(f) = |S(f)|^2$ и $P_H(f) = |H(f)|^2$).

Однако для всех остальных слагаемых выражения (24) сложение уже не будет когерентным, потому что фазы фурье-векторов шума случайны, более того, равномерно распределены от 0 до 2π. Сложение этих векторов будет напоминать броуновское движение (рис. 1).

В общем случае оценить длину суммарного вектора шума сложно, однако можно выполнить оценку, предполагая, что двумя из трех компонент вектора шума $X(f)$ (см. формулу (24)) можно пренебречь.

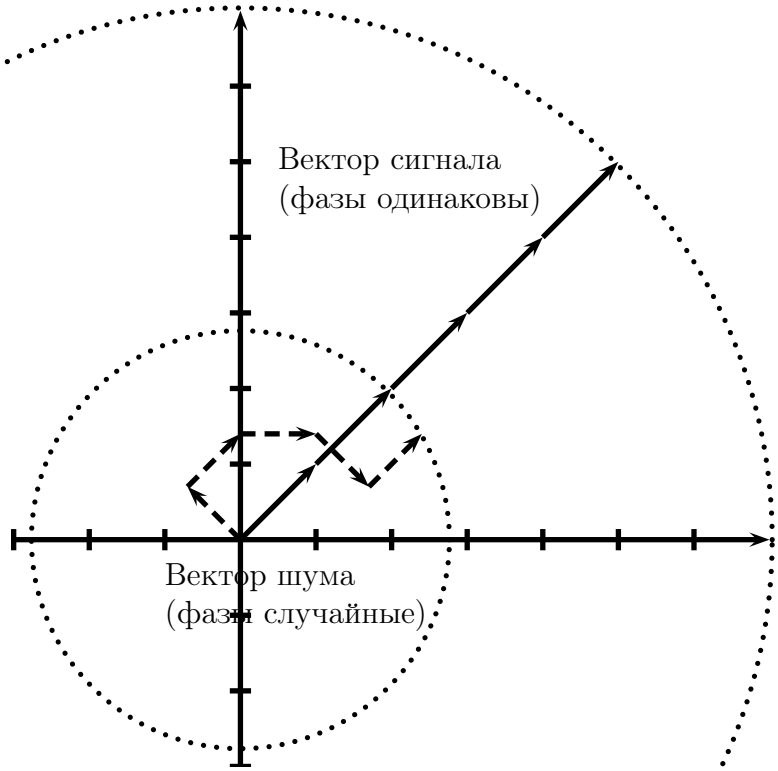

Рис. 1. Схема сложения векторов сигнала и шума в комплексной плоскости. Видно, что длина вектора сигнала умножается на N – количество измерений, а длина вектора шума растет как при броуновском движении, $\propto \sqrt{N}$

Это возможно, например, при

$$R_S \gg R_H, \quad |S(f)| \gg |N_{S,H}(f)| \quad ,$$

т.е. когда средняя скорость счета в одном канале гораздо больше, чем скорость счета в другом, и амплитуда переменности источника в "мягком"(S) энергетическом диапазоне больше, чем амплитуда переменности статистического шума.

В таком случае, при сложении N раз измерений вектора $X(f)$ получаем:

$$|\sum_N X(f)| \approx |\sum S^\star(f) N_H(f)| = \sqrt{N}|S(f)|\sqrt{2/R_H} \quad .$$

или, если выразить амплитуду переменности $|S(f)|$ через мощность, то:

$$|\sum_N X(f)| \approx \sqrt{2NP_S(f)/R_H}.$$

В результате запишем отношение амплитуды вектора шума к амплитуде вектора сигнала:

$$\frac{|\sum X(f)|}{|\sum S^\star(f)H(f)|} = \frac{\sqrt{2NP_S(f)/R_H}}{N\sqrt{P_S(f)P_H(f)}} \quad ;$$

если предположить, что мощность переменности источника в этих двух кривых блеска одинакова (в процентной нормировке), т.е. если $P_S(f) = P_H(f) = P(f)$, то:

$$\Delta\phi = \frac{|\sum_N X(f)|}{\sum_N |S^\star(f)H(f)|} = \sqrt{\frac{2}{NP(f)R_H}} = \frac{1}{\sqrt{N}}\sqrt{\frac{N_H(f)}{P(f)}}. \qquad (28)$$

В последней формуле амплитуда переменности статистического шума в "жестком" канале была переведена обратно из своего явного вида $\langle|N_H(f)|\rangle = \sqrt{2/R_H}$.

3 Аппроксимация данных моделями

Значение мощности переменности рентгеновских источников – случайная величина с хорошо понятными статистическими свойствами, следовательно, для описания спектров мощности различными физическими моделями и проверок различных гипотез можно применять обычные статистические тесты.

В случае, если дисперсию значения мощности в каждом частотном интервале можно определить опытным путем с достаточной степенью точности (например, если количество фурье-интервалов, умноженное на количество единичных частотных интервалов, использованных при измерении значения мощности, велико, т.е. $mn >$50–100, см. формулу (4)), то значение мощности является гауссовой случайной величи-

ной, и аппроксимация полученных спектров мощности различными моделями может быть легко проведена с использованием метода минимизации χ^2. С этом случае в качестве стандартного отклонения значения мощности σ_j можно использовать рассчитанную опытным путем величину.

Однако, если число фурье-интервалов невелико, то, во-первых, необходимо пользоваться теоретическими оценками дисперсии величины мощности. Во-вторых (и это более важно), *необходимо учитывать, что значение мощности не является гауссовой величиной, а распределено как* $\sim \chi^2_{2n} n^{-1}$ *(в нормировке Лихи)*, где n – число начальных измерений мощности, использованное при получении конечного значения мощности. В частности, в нормировке Лихи при малой мощности переменности источника значение мощности, рассчитанное в единичном фурье-интервале в единичном фурье-частотном бине, распределено как χ^2 с двумя степенями свободы.

Для аппроксимации такого спектра мощности можно использовать *метод максимального правдоподобия* с функцией правдоподобия

$$\log L = \sum_j \log P(P_j^{\rm mod}, P_j) \ ,$$

где $P(P_j^{\rm mod}, P_j)$ – плотность вероятности получения значения мощности P_j при математическом ожидании значения мощности $P_j^{\rm mod}$.

Кроме того, при большой амплитуде переменности потока источника необходимо учитывать также влияние самой амплитуды переменности источника на величину дисперсии измеряемого значения мощности.

Величина мощности в каждом частотном бине, полученная после усреднения спектров мощности n фурье-интервалов, имеет распределение, близкое к распределению Гаусса со средним $\langle P \rangle = 2$ и стан-

дартным отклонением:

$$\sigma_{P_j} = \frac{2}{\sqrt{n}} \left(1 + \frac{1}{N_{\rm ph}}\right)^{1/2} \left(1 + \frac{P_{j,src}}{2}\ .\right)^{1/2} .$$

При значительном количестве фотонов в каждом фурье-интервале величина стандартного отклонения равна:

$$\sigma_{P_j} = \frac{2}{\sqrt{n}} \left(1 + \frac{P_{j,src}}{2}\right)^{1/2} ,$$

т.е. видно, что *дисперсия значения мощности сильно скоррелирована с самим значением мощности*.

В связи с этим способы аппроксимации данных моделями можно условно подразделить на две категории, применимые в двух областях - в которых мощность источника (в нормировке Лихи) $P_{j,src} \ll 2$ и $P_{j,src} > 2$. Обычно на частотах выше 0,1-1 Гц мощность источников всегда меньше 2 (в единицах Лихи), в то время как на частотах $f \ll 0,1$ Гц она может стать значительно больше.

Для области, где мощность источника $P_{j,src} \ll 2$, можно считать, что дисперсия D_P наблюдаемого значения мощности не зависит от самого значения мощности, величина $P_{j,src}$ подчиняется распределению Гаусса со средним 2 (в единицах Лихи) и дисперсией $\sigma_j = 2/\sqrt{n}$, где n - количество значений мощности, использованных при усреднении. После этого можно применять метод аппроксимации χ^2, подставляя оцененное значение дисперсии в качестве σ_j.

Для области, в которой величина мощности в единицах Лихи превышает 2, представляется более целесообразным использовать *метод максимального правдоподобия*, выбрав в качестве функции правдоподобия (см. Вихлинин и др., 1994b):

$$L = \prod_j \frac{1}{\sigma_j} \exp(-\frac{P_j - P_j^{\rm mod}}{2\sigma_j^2})\ . \qquad (29)$$

4 Обсерватория RXTE. Устройство и особенности

30 декабря 1995 года с мыса Канаверал была запущена орбитальная рентгеновская обсерватория RXTE (Брандт и др. 1993), основной инструмент которой имеет самую большую за всю историю рентгеновской астрономии эффективную собирающую площадь.

Главный прибор обсерватории - спектрометр PCA (рабочий энергетический диапазон 3–20 кэВ) имеет эффективную площадь на энергии 6-7 кэВ $\sim$6400 см^2. Спектрометр HEXTE (рабочий энергетический диапазон 20–200 кэВ) имеет эффективную площадь $\sim$1200 см^2.

Ввиду большой собирающей площади своих основных инструментов обсерватория RXTE наилучшим образом подходит для исследования быстрой переменности рентгеновских источников.

В этой части работы будут описаны особенности исследования короткомасштабной переменности рентгеновских источников при помощи этих приборов. Основное внимание будет уделено спектрометру PCA.

4.1 Рентгеновский спектрометр PCA

Спектрометр PCA (Proportional Counter Array, рис.2, подробное описание инструмента можно найти в работах Ягода и др. 1996, 2006) состоит из 5 идентичных детекторов PCU (Proportional Counter Unit, рис. 3), каждый из которых имеет собственный набор электроники с аналого-цифровым преобразователем (АЦП).

Регистрирующая часть детектора состоит из пропанового слоя VP, который служит в основном как антисовпадательная защита от фронтально падающих заряженных частиц (Propane Veto layer), и собственно главного ксенонового слоя Xe, через который проходит 4 слоя анодов. Нижний анодный слой также служит в качестве антисовпадательной защиты, а остальные три дают основную научную информацию (каждый из ксеноновых анодных слоев условно подразделяется еще на “правую” и “левую” стороны). В нижней части детектора распо-

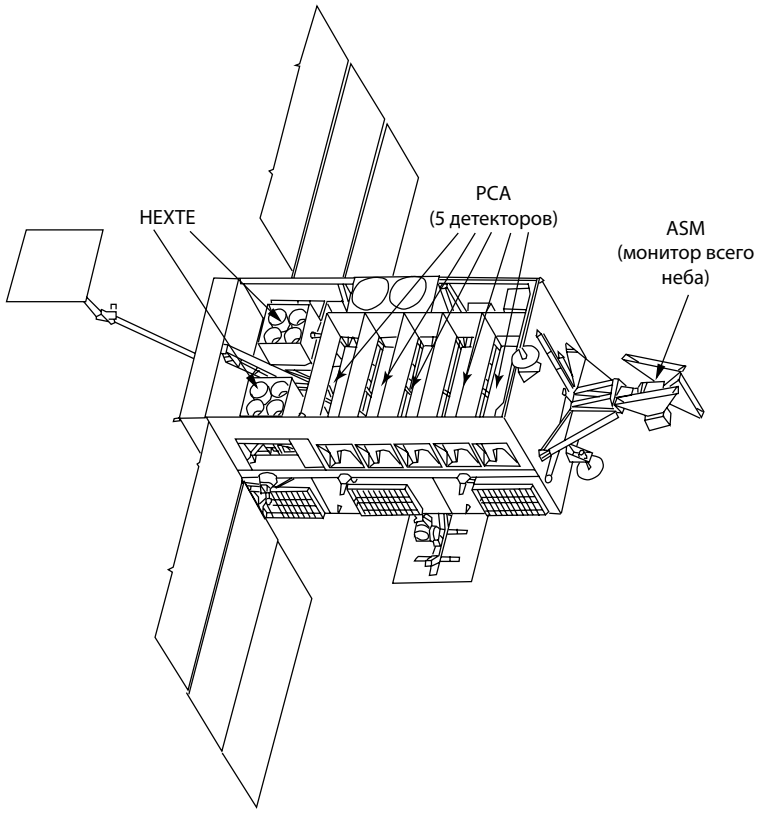

Рис. 2. Обсерватория RXTE

лагается слабый калибровочный источник рентгеновского излучения Am^{241}.

4.2 Детектирование фотонов в спектрометре PCA

Пик в цепи. Каждое событие в детекторе при помощи системы усилителей и фильтров порождает в анодной цепи токовый пик со временем подъема ∼3 мкс и временем возврата ∼10 мкс.

LLD. Каждый детектор PCU имеет так называемый нижний пороговый определитель (LLD – Low Level Discriminator) - уровень интенсивности сигнала электрической схемы каждого анода, который соответствует нижней границе интересующего энергетического диапазона фотонов, ∼2 кэВ (величину пороговой энергии, в принципе, можно менять программным образом в небольших пределах).

Анодный LLD. В случае, если детектируемое событие превышает уровень LLD, данный анодный слой генерирует определительный

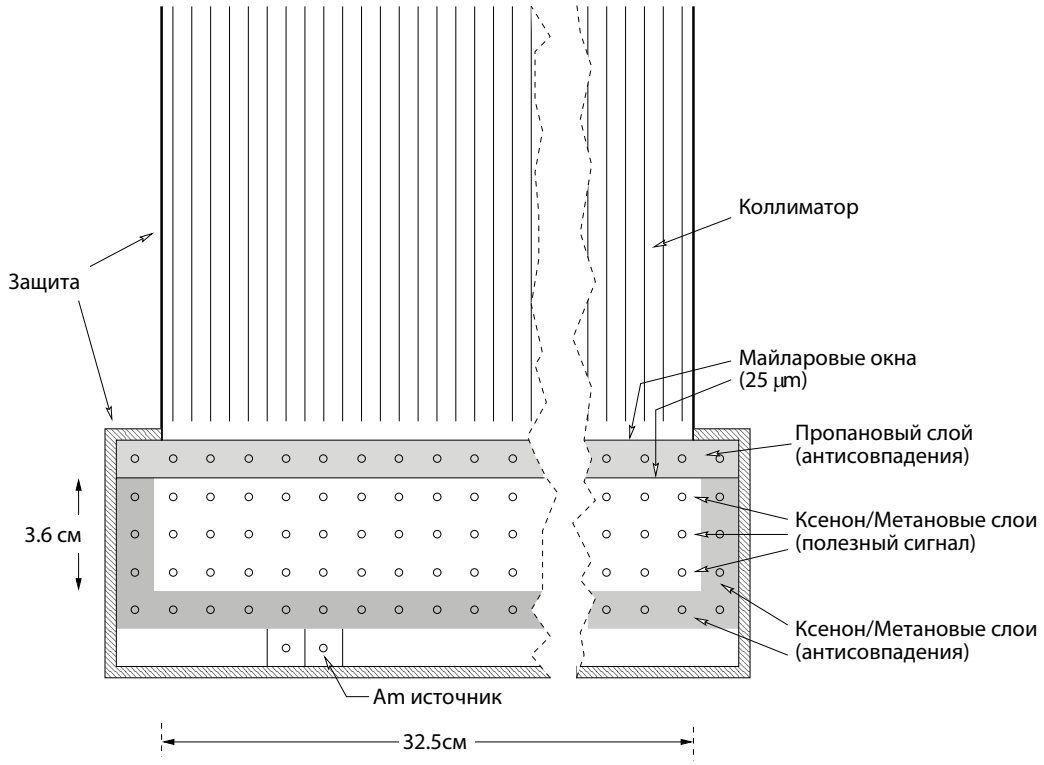

Рис. 3. Принципиальная схема детектора PCU

сигнал длиной 6 мкс. Событие получает "флаг" этого анода.

"Хорошее событие". Если система не занята, то сигнал дискриминатора инициирует аналогово-цифровой преобразователь АЦП (analogous-to-digital converter ADC) PCU, информация с которого затем поступает в бортовой процессор EDS (Experiment Data System). Каждому "хорошему событию"АЦП приписывает 19 бит:

- 8 бит – "флаг" анализатора высоты пульса (Pulse Height Analyzer, PHA), кодирует энергию фотона;
- 6 бит – состояние LLD (включен/выключен) каждого Xe анода (L1, R1, L2, R2, L3, R3);
- 1 бит – "флаг" перегрузки (если событие сопровождалось "высаживанием" энергии более чем 75 кэВ);
- 1 бит – "флаг" калибровочного источника Am^{241};
- 1 бит – "флаг" пропанового слоя;

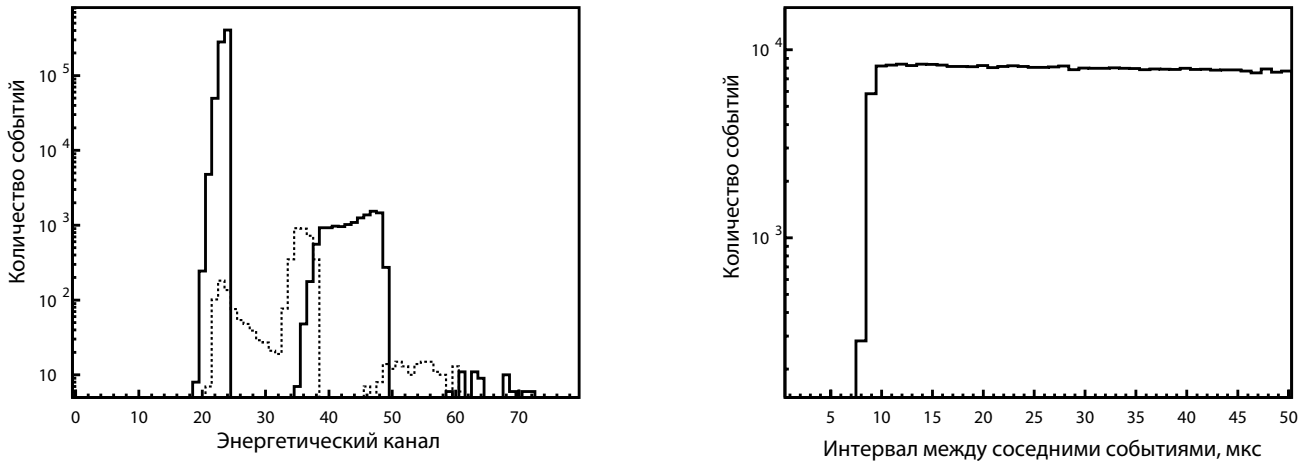

Рис. 4. Слева: спектры событий, записанных PCU с анодного слоя 1 при частоте подачи тестового сигнала 8 кГц с пуассоновским распределением прихода событий (см. текст). Пунктирной линией показаны бесфлаговые события. Справа: диаграмма распределения интервалов между соседними зарегистрированными событиями. Хорошо видно мертвое время АЦП ∼9 мкс (из работы Ягода и др., 1996).

- 2 бита – "флаг" вето-слоя (включен/выключен) и несколько энергетических каналов.

"Перегрузка" (VLE). Если на анодный слой высадилась энергия больше некоторого уровня ($E > 75$ кэВ), то событие, послужившее этому причиной, получает "флаг" перегрузки (Very Large Event). В этом случае электроника PCU ставит защиту - генерируется ряд очень быстро чередующихся импульсов (которые в дальнейшем отбрасываются бортовым компьютером), тем самым "блокируя" детектирующую схему. Количество "блокирующих" импульсов может меняться программным образом и имеет 4 значения: 0 (12 мкс), 1 (55 мкс), 2 (150 мкс), 3 (550 мкс). Все значения времени VLE здесь приблизительные и измеренные в лабораторных условиях на Земле. Значения, измеренные по форме спектров мощности "пуассоновского"шума на орбите, немного другие (см., например, работу Ревнивцева и др., 2000)

"Наложение" (pile-up). Если между двумя соседними событиями в анодной цепи проходит время меньше чем Δt_{pu}, то два события

сливаются в одно и детектор записывает одно событие, но суммарной энергии. Также возможно тройное наложение и т.д. Для иллюстрации этого эффекта на рис. 4 показан спектр событий, детектированных PCU, при частоте подачи тестового сигнала 8 кГц (8000 отсч/с). Хорошо виден главный пик в канале 24, соответствующий "энергии" тестовых отсчетов, а также пик наложения в районе 48-го канала и очень слабый пик в районе тройного наложения - 60-70-е каналы. Для электроники PCU время Δt_{pu} ~1,8 мкс. С использованием этого времени количество отсчетов двойного наложения может быть оценено как $r_{pu} \sim r_{in}^2 \Delta t_{pu}$.

Мертвое время (deadtime). Если между двумя событиями внутри анодной цепи расстояние больше, чем Δt_{pu}, но меньше, чем время t_d, то второе событие не регистрируется; t_d – непарализующее мертвое время (только детектированное событие приводит к появлению мертвого времени). Величина этого непарализующего мертвого времени для детекторов PCU не зависит от энергии фотона и равна приблизительно 9 мкс(см. рис.4).

Однако в детектирующей цепоче есть и парализующее мертвое время, обусловленное возникновением токового пика в ксеноновой камере (конечная ширина пика), порядка 4–6 мкс. Величина этого мертвого времени зависит от энергии фотона (слабо, на уровне разницы 1-1,5 мкс для фотонов 3 и 30 кэВ).

4.3 Записанная информация: скорости счета и параметры

Как было показано в предыдущем разделе, каждое событие, получившее "флаг" какого-либо анода, отцифровывается при помощи АЦП и отправляется в бортовой компьютер EDS, где это событие сортируется в соответствии с имеющимся набором флагов:

- Если событие имеет флаг только одного анода (например L1; надо отметить, что L1 и R1 – разные аноды), то оно считается "хорошим" и далее записывается в память в соответствии с конфигурацией анализаторов - временное разрешение округляется до

Таблица 1. Характерные времена для детектирующей цепочки PCU

	Время, мкс
Время роста фронта	∼3
Мертвое время анодной цепи	∼4–6
Мертвое время АЦП	∼9
Окно наложения (pile-upΔt_{pu})	∼1.8
Окно "перегрузки" dsVle (t_{vle})	
0	12
1	55
2	150
3	550

заданного, а энергетические каналы "склеиваются"по заданной схеме.

- "Хорошее" событие с пропановым флагом записывается в скорость счета пропанового слоя.

- Если событие имеет флаг более чем одного анода (фактически это могут быть два события, произошедшие очень близко по времени), то оно считается "плохим", и бортовой компьютер записывает его как "отброшенное событие" (Remaining Count). Если в бортовом компьютере специально задана опция записи событий, имеющих более одного флага, то это событие записывается определенным анализатором (одним из 6). В этом случае энергия события не определена.

- Если событие имеет флаг "перегрузки", то оно записывается в скорость счета перегрузочных событий (VLE count rate). Надо отметить, что, по всей видимости, бортовой компьютер записывает в VLE count rate в научных файлах (формат названия FS46_...) только те перегрузочные события, которые произошли в трех главных анодных слоях - LR1, LR2, LR3, и не учитывает

перегрузочные события пропанового и ксенонового вето-слоев.

- Если событие имеет калибровочный флаг (фотон пришел от калибровочного источника), то бортовой компьютер записывает его в скорость счета калибровочного источника.

Из этого описания ясно, что любое событие, зарегистрированное PCU, одинаково влияет на загруженность аналогово-цифрового преобразователя этого PCU. Разница между событиями ("плохими", "хорошими", "перегрузки" и т.д.) появляется только после их сортировки бортовым компьютером.

Информацию о скорости счета "хороших", "плохих" и калибровочных событиях можно найти в файлах формата Standard_1 (формат названия FS46_)

```
XeCntPcu0                    1024I     (1024)    count
XeCntPcu1                    1024I     (1024)    count
XeCntPcu2                    1024I     (1024)    count
XeCntPcu3                    1024I     (1024)    count
XeCntPcu4                    1024I     (1024)    count
RemainingCnt                 1024I     (1024)    count
VpCnt                        1024I     (1024)    count
CalX1LSpecPcu0               256I      (256)     count
CalX1RSpecPcu0               256I      (256)     count
.............
```

Информацию о скорости счета "перегрузочных" событий можно получить из диагностировочных файлов каждого PCU (формат названия "FH5{abcde}")

```
evXEvle                      J                   count
evVXvle                      J                   count
evVPvle                      J                   count
```

Основной программно-изменяемый параметр , который будет использоваться в дальнейшем, – длина окна "перегрузки" t_{vle}. В каждом отдельном наблюдении его длительность может быть разной. Определить величину этого окна можно, используя диагностировочные файлы каждого PCU с форматом названия "FH5{abcde}...". Эти файлы содержат информацию о состоянии каждого детектора с разрешением

8 с. В колонке "dsVle" содержится число от 0 до 3, которое и показывает величину установленного "перегрузочного" окна (см. табл. 1).

4.4 Проблемы в спектрах мощности переменности источников, полученных из данных спектрометра PCA

Проблема с энергетическими каналами 0-7

Исследования кривых блеска и спектров мощности переменности источников, полученных при помощи PCA, показали, что в детектирующей цепочке присутствует паразитный сигнал в энергетических каналах 0-7 (в изначальной 256-канальной кодировке) всех 5 детекторов. Автокорреляционная функция кривых блеска, полученных в этих энергетических каналах, имеет пик на времени задержки примерно 250 мкс (рис.5). Соответственно - на спектре мощности любого источника в таком случае будут присутствовать сильные пики на частотах 4;8;12 кГц и т.д (рис.6).

Из-за этого эффекта при анализе спектров мощности слабых источников ($< 100-500$ отсч./с) необходимо отфильтровывать события в каналах 0-7. Но, исследуя очень яркие источники, игнорировать эти каналы нельзя, по причине, о которой будет сказано ниже. Однако и влияние этого эффекта на спектр мощности ярких источников пренебрежимо мало.

Спектр мощности в области 194 кГц

В спектрах мощности любого источника видны явные пики в районе 194 кГц. Согласно информации, распространенной группой, разрабатывавшей спектрометр PCA в Центре космических полетов имени Годдарда, эти пики обусловены биениями между главным осциллятором обсерватории (2^{20}Гц) и шинами 4МГц, по которым данные передаются из PCU в бортовой компьютер EDS (рис. 7).

Спектры мощности ярких источников в разных энергетических каналах

Исследования спектров мощности ярких источников, полученных при достаточно глубоких экспозициях (>100-200 кс), показали, что

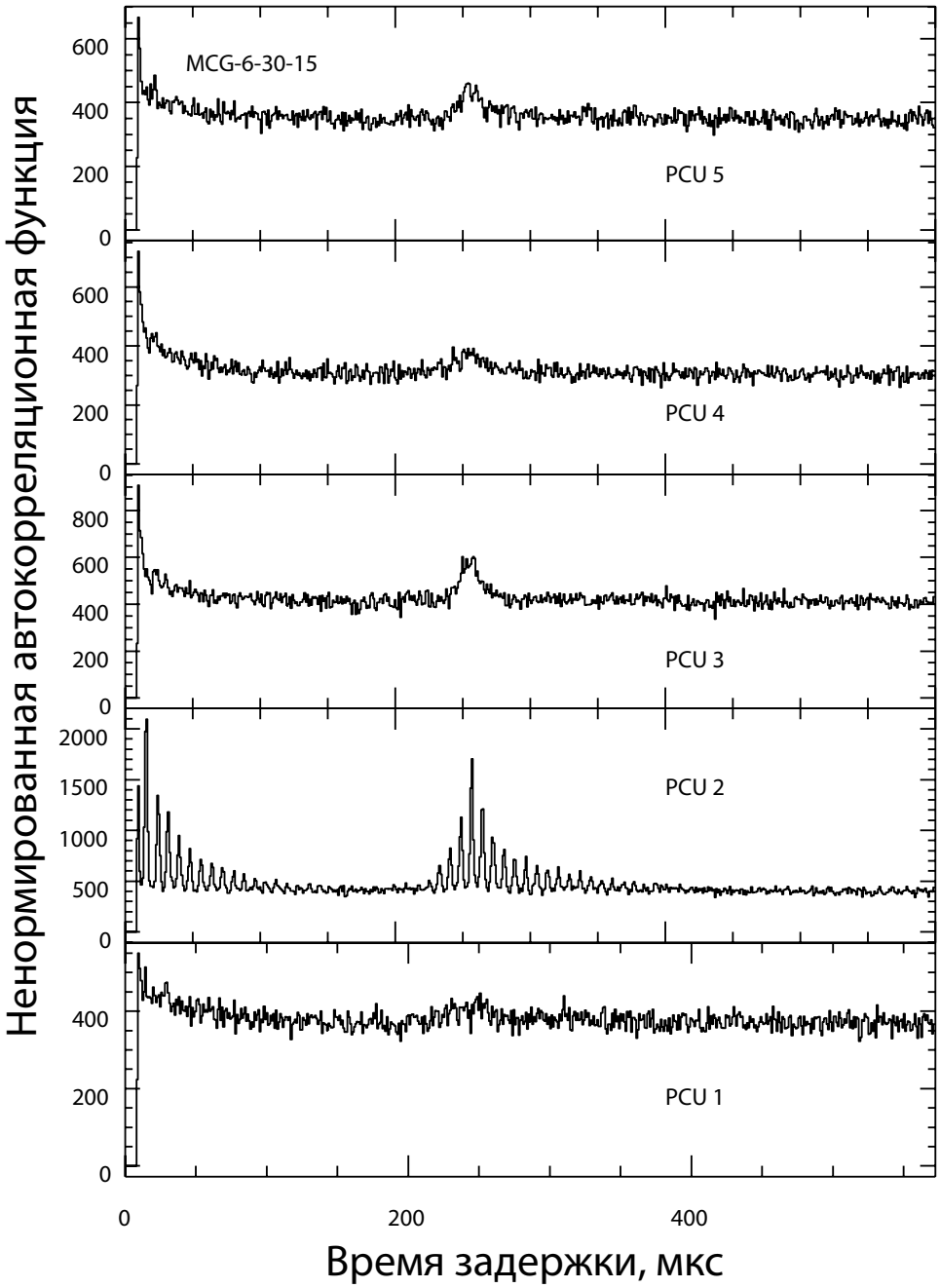

Рис. 5. Ненормированная автокорреляционная функция кривой блеска активного галактического ядра MCG-6-30-15. Хорошо виден пик на 250 мкс у всех PCU, также видно мертвое время t_d ~9 мкс (нет событий с временем меньше чем t_d)

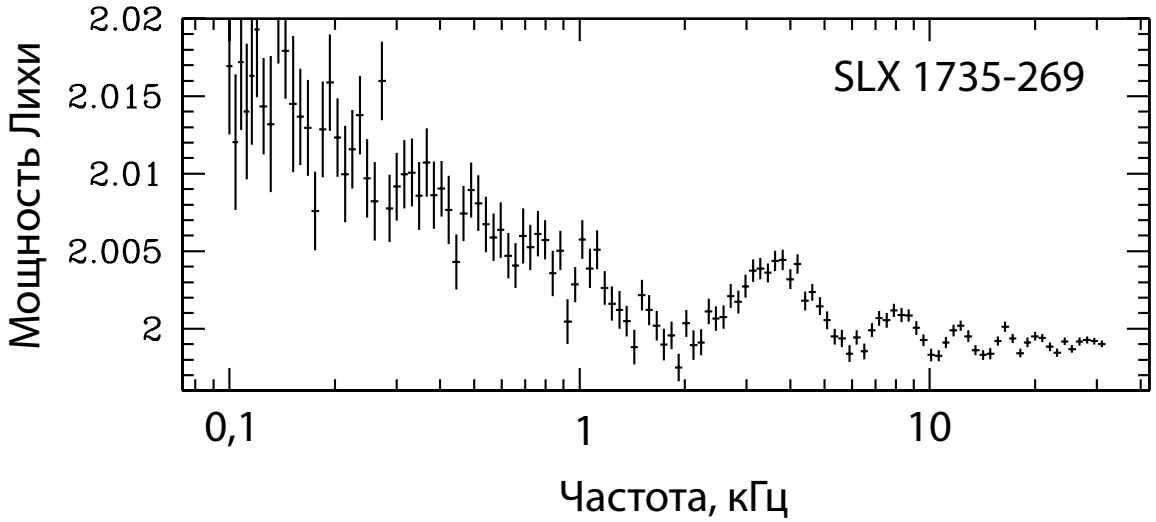

Рис. 6. Спектр мощности переменности излучения аккрецирующей нейтронной звезды в двойной системе SLX 1735-269 в энергетических каналах 0-7. Хорошо видны приборные пики на частотах 4;8;12 кГц и т.д.

компонента спектра мощности, обусловленная статистическими шумами с учетом влияния мертвого времени, в настоящее время не может быть описана с достаточной степенью точности, если для построения спектра мощности используется не весь энергетический диапазон PCU. Такой вывод был получен в процессе работы над статьей – Ревнивцев, Гильфанов, Чуразов (2000) в сотрудничестве с одним из ведущих специалистов по PCA - Б. Жангом (W. Zhang) из Лаборатории Астрофизики высоких энергий Центра космических полетов им. Годдарда (Глинбэлт, США)

На рис. 8 можно видеть возникающие при этом проблемы. Как следует из анализа "непарализующего мертвого времени", вклад мертвого времени в спектр мощности источников в идеальном случае зависит только от полной скорости счета детектора (в полном энергетическом диапазоне). Однако на рис. 8 видно, что общий вид спектра мощности источника сильно зависит от того, в каком энергетическом диапазоне он строится. Пунктирной кривой показана модель, описывающая, как проходит "правильный" спектр мощности статистического шума с поправкой на мертвое время (для более подробного описания вычисления "правильного" спектра мощности см. следующую

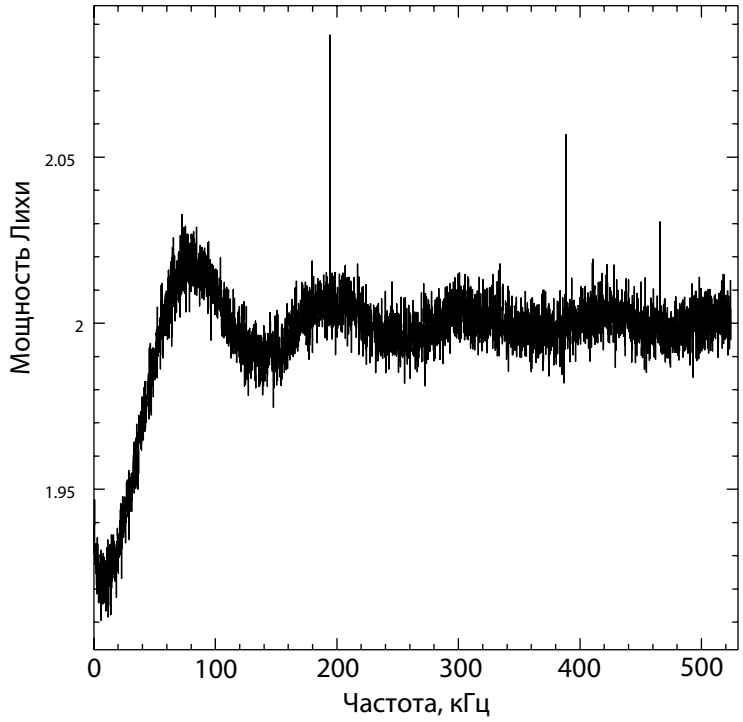

Рис. 7. Спектр мощности Cyg X-1 в нормировке Лихи с разрешением ~ 1 мкс. Хорошо виден приборный пик на 194 кГц. "Затухающие колебания" на спектре мощности обусловлены влиянием мертвого времени.

главу). Спектр мощности кривой блеска в полном энергетическом диапазоне прибора наиболее точно описывается теоретическими моделями влияния мертвого времени, таким образом, для наиболее точного исследования спектров мощности источников при помощи наблюдений PCA необходимо использовать полный энергетический диапазон спектрометра.

4.5 Учет влияния мертвого времени PCU на получаемый спектр мощности источников

Далее в этой главе будет использоваться только процентная нормировка спектра мощности (формула (6)).

Как уже отмечалось, влияние мертвого времени PCU на получаемые спектры мощности можно подразделить на две части - мертвое время, обусловленное детектированием фотонов, и мертвое время, обусловенное флагами "перегрузки" (VLE). Таким образом, шумовая составляющая любого полученного спектра мощности (в первом приближении по доле мертвого времени "перегрузки"):

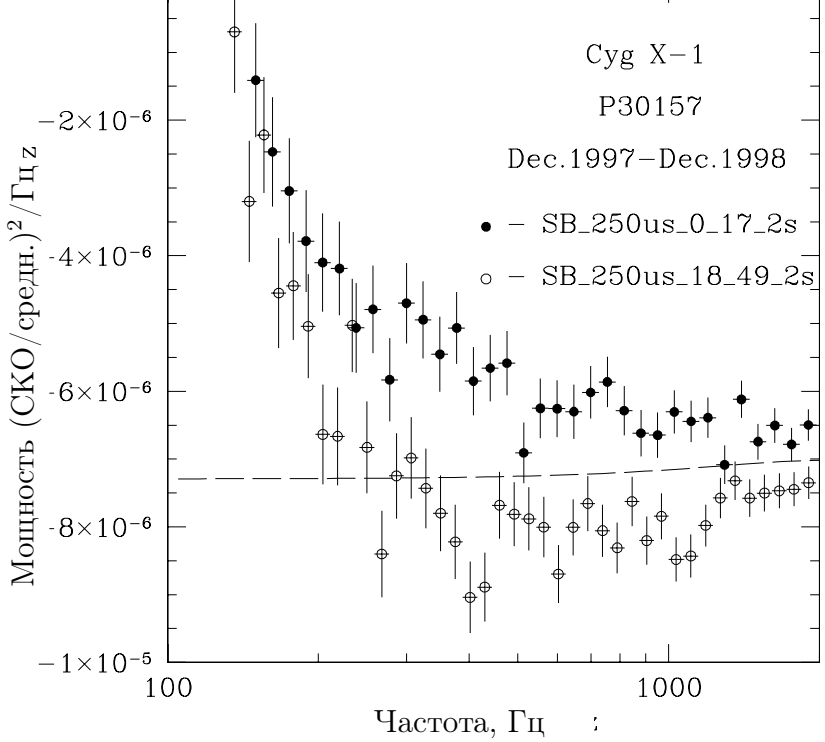

Рис. 8. Спектры мощности черной дыры Cyg X-1 в процентной нормировке. Экспозиция порядка 100 кс. Сплошными и открытыми кружками показаны спектры мощности источника в энегетических каналах 0-17 (примерно <5 кэВ) и 18-49 (примерно 5–20 кэВ), соответственно. См.текст

$$P_n = P_{ph}(f, t_d, t_b, R) + P_{vle}(f, t_{vle}, R_{vle}) \ .$$

Здесь P_{ph} – фотонное непарализующее мертвое время, описываемое формулой (17), P_{vle} – "перегрузочное" мертвое время, описываемое формулой (9).

Переходя к конкретному применению этих формул к спектрам мощности, полученным из данных PCA, запишем (см. также Ревнивцев, Гильфанов, Чуразов, 2000):

$$P_{ph}(t_{\rm d}, t_{\rm b}, r_0) = -4 \cdot \frac{1}{R} \cdot \sin(2\pi f t_{\rm b}/2)^2 \times$$
$$\times \sum_{k=-k_m}^{k=k_m} X[2\pi(f + k/t_{\rm b})]/(\pi(f t_{\rm b} + k))^2, \qquad (30)$$

где

$$X[f] = \frac{r_{in}^2[1 - \cos(2\pi f t_{\rm d})] + r_{in} 2\pi f \sin(2\pi f t_{\rm d})}{r_{in}^2[1 - \cos(2\pi f t_{\rm d})]^2 + [r_{in}\sin(2\pi f t_{\rm d}) + 2\pi f]^2};$$
$$r_{in} = \frac{r_0}{1 - r_0 t_{\rm d}} \quad .$$

Здесь r_0 - наблюдаемая скорость счета; r_{in} – падающая скорость счета; t_d – фотонное мертвое время; t_b – размер временного шага кривой блеска; f – частота. Для практических целей не обязательно проводить суммирование по большому числу k – достаточно ограничиться k_m порядка 10–20.

Для слагаемого, ответственного за вклад "перегрузочного" мертвого времени:

$$P_{vle}(f, t_{vle}, r_{vle}) = \ 2r_{vle}t_{vle}^2 \ \left[\frac{\sin\left(\pi t_{\rm vle} f\right)}{\pi t_{\rm vle} f}\right]^2 \quad , \tag{31}$$

здесь t_{vle} – длина "перегрузочного" окна; r_{vle} - скорость счета перегрузочных событий. Заметим, что эта формула не учитывает эффекты конечного временного разрешения кривой блеска и, кроме того, верна только в пределе $r_{vle}t_{vle} \ll 1$.

Итак, конечное выражение для спектра мощности статистического шума в кривой блеска в процентной нормировке:

$$\langle P_n \rangle = \frac{1}{k_{pcu}} \left[P_{ph}\left(t_d, t_b, r_{0,pcu}\mu_{vle}\right)\mu_{vle} + P_{vle}\left(r_{vle}, r_{vle}\right)\right] \quad ,$$

$$\mu_{vle} = \frac{1}{1 - r_{vle}t_{vle}} \quad ,$$

где $r_{0,pcu}$ - *полная скорость счета* одного PCU; k_{pcu} – количество параллельно работающих PCU. $P_{ph}\left(t_d, t_b, r\right)$ и $P_{vle}\left(t_{vle}, t_{vle}\right)$ выражены формулами (30) и (31), соответственно. Фактор μ_{vle} учитывает уменьшение наблюдаемой скорости счета из-за "перегрузочных" окон. Эта формула верна в следующих предположениях: $r_{vle} \ll r_{pcu}$, $r_{vle}t_{vle} \ll 1$ и $t_{vle} \gg t_{dt}\ r_{pcu}\ (t_d + 1/r_{pcu})$.

Важно отметить, что в приведенных формулах r_0 – полная наблюдаемая скорость счета всех событий, зарегистрированных PCU. В нашем случае это - суммарная скорость счета всех "хороших" событий, пропановых событий, событий , произошедших в ксеноновом

вето-слое, "перегрузочных" событий и "отброшенных" (см. описание в части 4.3) событий. Основной вклад в эту скорость счета вносят, конечно, "хорошие" события, пропановые события и "отброшенные" события.

4.6 Описание статистического шума в кривых блеска PCA. Данные наблюдений ярчайшего объекта - Sco X-1

Модель спектра мощности статистического шума с влиянием мертвых времен, описанная выше, была проверена методом Монте-Карло. Численно смоделированная пуассоновская последовательность фотонов проходила через условный АЦП - фотон, пришедший в определенный момент времени, регистрировался или нет в зависимости от того, когда произошла регистрация последнего события. Параллельно этому последовательность "перегрузочных" событий (также представляющая собой пуассоновскую последовательность событий) формировала окна в "наблюдаемой" кривой блеска. Аппроксимация спектра мощности полученной кривой блеска описанной моделью показала хорошее согласие и давала правильные параметры модели.

Для того чтобы проверить описанную модель на реальных данных PCA, был выбран самый яркий рентгеновский источник – Sco X-1. Полагалось, что на частотах выше $\sim$500 Гц в его спектре мощности не присутствуют признаки его внутренней переменности (за исключением, возможно, пиков так называемых килогерцевых квазипериодических осцилляций). Таким образом, спектр мощности Sco X-1 на этих частотах будет представлять собой спектр мощности статистического шума постоянного источника.

На рис. 9 показана аппроксимация наблюдаемых спектров мощности Sco X-1 описанной моделью. Полученные параметры модели, наряду с ожидаемыми значениями этих параметров, приведены в табл. 2. Из рисунка видно, что модель очень хорошо описывает наблюдаемый спектр мощности, а таблица показывает, что практически все параметры, получаемые из аппроксимации, соответствуют своим ожи-

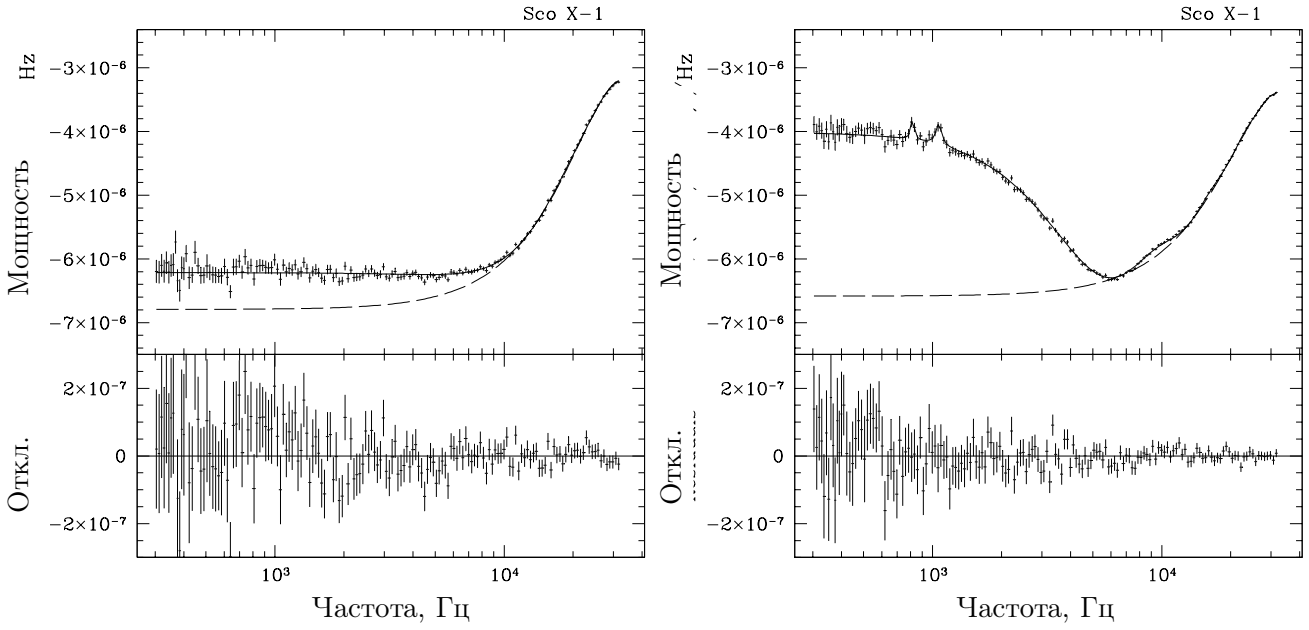

Рис. 9. Спектры мощности Sco X-1 с разрешением ∼15 мкс. Пунктирной линией показана мощность статистического шума только с учетом фотонного мертвого времени. Сплошной кривой показана мощность статистического шума с учетом фотонного и "перегрузочного" мертвого времени (на правом рисунке в модель также включены два слабых пика квазипериодических осцилляций). Слева: в этом наблюдении параметр "перегрузочного" окна был выставлен в положение "1" (см. табл. 1). Справа: в этом наблюдении параметр "перегрузочного" окна был выставлен в положение "2"

даемым значениям. Единственный параметр модели, полученное значение которого сильно отличается от ожидаемого, – скорость счета детектора. Причина такого расхождения в настоящий момент не ясна, но скорее всего оно связано с не до конца понятой логикой работы бортовой детектирующей цепочки.

На рис. 10 показан спектр мощности другого яркого источника – Cyg X-1 – с "правильным" учетом эффекта мертвого времени для сравнения с рис. 8. Видно, что применение описанной модели влияния мертвого времени на спектр мощности статистического шума позволяет надежно изучать переменность источника Cyg X-1 вплоть до частот порядка 2000 Гц.

Таким образом, как можно заключить из рис. 9, 10 и табл. 2, – применение указанной модели для описания мощности статистического

Таблица 2. Параметры мертвого времени, ожидаемые и полученные из аппроксимации наблюдаемых спектров мощности Sco X-1

	t_b, мкс	t_d, мкс		r_{pcu}, килоотсч/с			r_{vle}, мкс		r_{vle}, отсч/с		χ^2/ст.св.
		ожид.	набл.	Полн.(a)	GX(b)	набл.	ожид.	набл.	ожид.(c)	набл.	
#1	15.25879	8–10	8.5 ± 0.1	29.2	20.8	17.6 ± 0.3	150	152 ± 1	265	274 ± 2	152/151
#2	15.25879	8–10	8.7 ± 0.1	19.6	15.1	10.0 ± 0.5	60	76 ± 2	239	244 ± 13	180/157

a – наблюдаемая полная скорость счета (Xenon, Propane Counts, Remaining Counts) в одном PCU;
b – наблюдаемая скорость счета "хороших" событий в одном PCU;
c – наблюдаемая скорость счета (по данным диагностировочных файлов FH5{abcde}.)

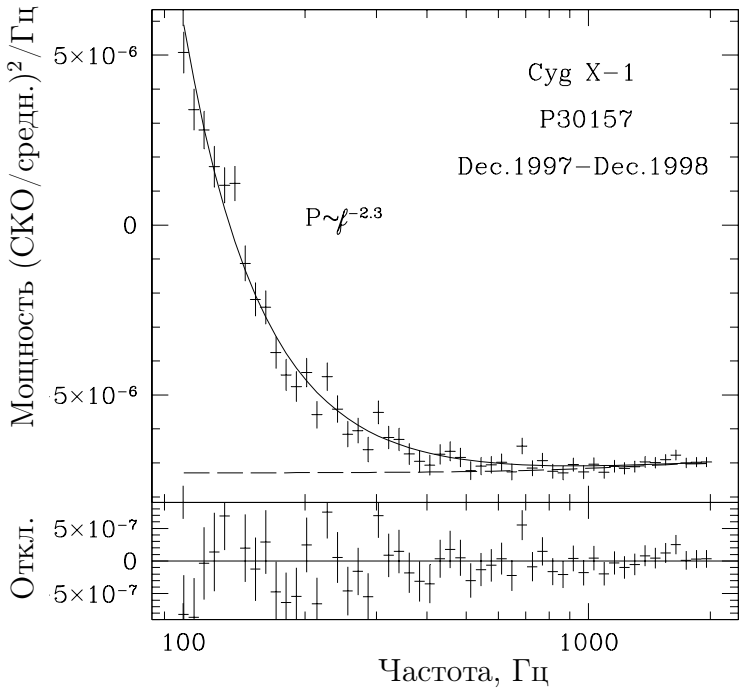

Рис. 10. Спектр мощности черной дыры Cyg X-1 в процентной нормировке. В модель, показанную сплошной кривой, также включена степенная компонента, описывающая спектр мощности шума Cyg X-1 на этих частотах. Экспозиция порядка 100 кс. См.текст

шума в спектрах мощности, полученных PCA, дает хорошие результаты и может быть использовано для детального исследования спектров мощности ярких источников. Однако *в качестве параметров модели нельзя подставлять измеренные скорости счета детектора, параметры скоростей счета должны определяться в ходе аппроксимации*.

Такой метод определения вклада статистического шума имеет один существенный недостаток: *если настоящий спектр мощности источника на этих частотах представляет собой очень плоскую функцию ($P \sim const$), то описанный метод посчитает его вкладом статистического шума*.

4.7 Спектрометр HEXTE

Вкратце перечислим основные особенности спектрометра HEXTE, которые сильно отличают его от спектрометра PCA.

- Эффективная площадь детекторов спектрометра HEXTE (состоящего из двух пакетов детекторов, пакет А и Б) составляет приблизительно 1200 см^2 (без учета потери чувствительности за счет очень большой доли мертвого времени), т.е. даже при одинаковом рабочем энергетическом диапазоне скорость счета одного и того же источника в спектрометре HEXTE была бы в $\sim$5 раз меньше скорости счета в спектрометре PCA.

- Рабочий диапазон спектрометра HEXTE: 20–200 кэВ гораздо выше, чем рабочий диапазон спектрометра PCA, что влечет за собой дополнительное понижение количества фотонов (спектры типичных рентгеновских источников в диапазоне энергий 3-100 кеВ ведут себя как $dN/dE \propto E^{-2-5}$). Все это приводит к тому, что только самые яркие источники рентгеновского неба имеют в HEXTE скорости счета несколько десятков и сотен отсчетов в секунду. Скорость счета потока Крабовидной туманности в HEXTE – $\sim$ 300 отсч/с.

- Очень большой инструментальный фон, $\sim$ 300 отсч/с.

- Ввиду большой важности инструментального фона наблюдения HEXTE проводятся по схеме: N с наблюдается источник – пакет детекторов "отворачивается"от источника на 1,5 или 3° (2 с) и "смотрит"на фон (N-4 с); пакет детекторов "отворачивается"от фона и наводится на источник (2 с) – N с наблюдается источник. Обычно N=16 с или 32 с.

Для спектрометра HEXTE инструментальный фон имеет большое значение. Наблюдать хаотическую переменность слабых источников, имея большой инструментальный фон, можно либо при практически нулевой переменности этого фона на интересующих нас масштабах

времени, либо очень точно зная спектр мощности этого фона (если он постоянный).

Исследования совместно с группой, изготовившей спектрометр HEXTE (Б. Хейндл, Ф. Бланко, Р. Ротшильд из Калифорнийского университета, г.Сан-Диего) показали, что в случае спектрометра HEXTE переменность инструментального фона на частотах 0.01-100 Гц довольно высока и не постоянна (см. рис.11). Следовательно данные спектрометра HEXTE для анализа апериодической переменности использовать можно лишь с очень большой осторожностью.

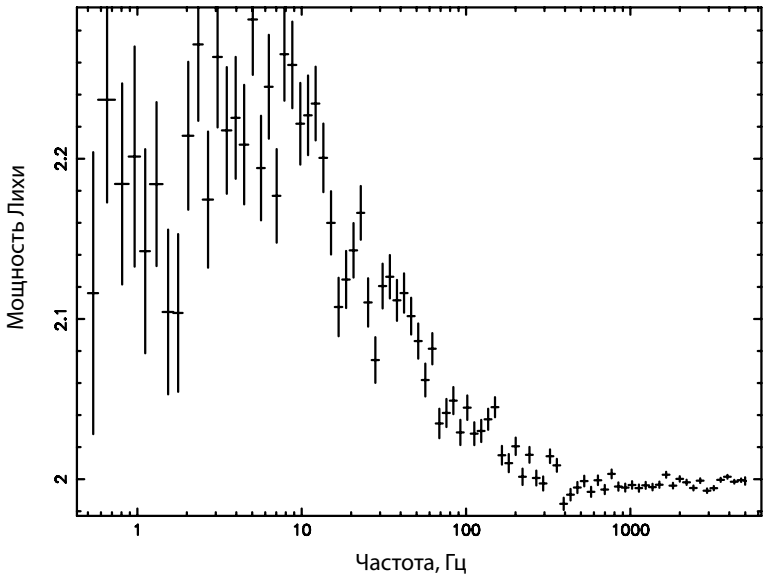

Рис. 11. Спектр мощности (в нормировке Лихи) фона HEXTE в частотном диапазоне ∼1–6000 Гц.

Типичный спектр мощности фона HEXTE приведен на рис. 11.

Проблемы возникают из-за следующих особенностей HEXTE:

- В среднем доля мертвого времени в обычном наблюдении HEXTE составляет порядка 50% (подробнее см. http://mamacass.ucsd.edu/hexte/status/hexte_deadtime.html).
- Мертвое время создается в основном за счет "блокирования" детекторов высокоэнергетическими заряженными частицами. Каждая частица "отключает" HEXTE на примерно 2,5 мс, но это

время неодинаково для разных частиц. Аналогично ситуации с PCA, заряженные частицы производят серию окон в наблюдаемой кривой блеска, значительно увеличивая ее переменность. Однако, поскольку время "блокирования" для различных частиц неодинаково, то учесть дополнительную VLE-компоненту в спектре мощности таким же методом, как это было сделано для PCA, не представляется возможным.

- Количество частиц в секунду невелико, в среднем порядка 150, что приводит к большой дисперсии детектированного количества частиц, а, значит, и окон в кривой блеска.

- Поскольку основную долю отсчетов в детекторах HEXTE составляют "фоновые" отсчеты, то "перегрузочные" окна модулируют, в основном, поток фона, т.е. даже при полном отсутствии переменности фона как такового (без влияния "перегрузочных" окон) наблюдаемая переменность фона будет велика.

Один из возможных способов изучать хаотическую переменность рентгеновских источников при помощи данных спектрометра HEXTE – строить спектры мощности переменности, как источника, так и фона, в соседних интервалах времени и копить разницу значений мощности, полученных в этих интервалах. Из-за метода "качания" в наблюдениях HEXTE (т.е. попеременного наблюдения источника и фона) значения мощности переменности "фона" и "источника" можно сравнивать таким же образом, каким сравниваются значения скоростей счета в моменты наблюдений "фона" и "источника".

Необходимо отметить, что все вышесказанное относится к проблемам исследования короткомасштабной ($f > 0.1 - 1$Гц) хаотической (непериодической) переменности по данным HEXTE. Если же исследователя интересует периодическая переменность, например профили импульса пульсаров и т.д., или переменность источников на масштабах десятков, сотен секунд и больше, то все вышесказанное перестает играть важную роль.

Приложение. Пример построения спектра мощности по данным наблюдений RXTE/PCA

В этой части будет описан пример построения спектра мощности переменности потока источника, усредненного за отдельное наблюдение, по данным спектрометра PCA обсерватории RXTE при помощи программ стандартного пакета LHEASOFT, http://legacy.gsfc.nasa.gov/docs/software/lheasoft/).

Все программы, которые будут использоваться в дальнейшем в этом приложении, содержатся в этом пакете. Список программ, содержащихся в пакете, можно посмотреть, подав команду fhelp ftools. Подробное описание работы каждой программы можно посмотреть, подав команду fhelp <имя программы>.

Общее описание обсерватории RXTE можно найти на следующей странице – http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/xte/abc/contents.html. Со структурой записи научной информации спектрометра PCA можно ознакомиться на странице http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/xte/abc/pca_issues.html

Итак, возьмем отдельное наблюдение яркого рентгеновского источника GX340+0, проведенное 23 сентября 1997 г. Номер наблюдения 20053-05-01-01.

После того как наблюдение загружено из архива HEASARC (http://legacy.gsfc.nasa.gov), образуется директория 20053-05-01-01 с несколькими поддиректориями, содержащими информацию о состоянии спутника, а также научную информацию с приборов PCA и HEXTE.

```
mikej@sun-5> ls 20053-05-01-01/
FIAC_70285b8-702c856  FIPC_70285b8-702c856  gsace
FIAE_70285b8-702c856  FIPS_70285b8-702c856  hexte
FICA_0000000-b488680  FISP_70285b8-702c856  ifog
FICC_70285b8-702c856  FIST_70285b8-702c856  ipsdu
FIED_70285b8-702c856  FMI                   orbit
```

```
FIFD_70285b8-702c856  ace                    pca
FIGS_70285b8-702c856  acs                    pse
FIHX_70285b8-702c856  cal                    spsdu
FIIG_70285b8-702c856  clock                  stdprod
FIIP_70285b8-702c856  eds
FIOE_70285b8-702c856  fds
mikej@sun-5>
```

Здесь полезно отметить, что файл с форматом названия FIPC... содержит информацию о конфигурации бортовых анализаторов PCA, иначе говоря, в этом файле содержится информация, с каким временным разрешением и в каких энергетических каналах записаны данные этого наблюдения.

В частности, при помощи программы `fdump` можно посмотреть содержимое файла.

```
mikej@sun-5> fdump FIPC_70285b8-702c856 prhead=no
Name of optional output file[STDOUT]
Names of columns[-] EA3ModeNm EA3Data
Lists of rows[-]
    EA3ModeNm                          EA3Data
  1
  2 SB_125us_0_13_1s                   pca/FS3f_7028590-70292df
  3 SB_125us_0_13_1s                   pca/FS3f_7028590-70292df
  4 SB_125us_0_13_1s                   pca/FS3f_7028590-70292df
  5 SB_125us_0_13_1s                   pca/FS3f_7028590-70292df
  6 SB_125us_0_13_1s                   pca/FS3f_7028590-70292df
  7 SB_125us_0_13_1s                   pca/FS3f_7028590-70292df
  8 SB_125us_0_13_1s                   pca/FS3f_7028590-70292df
  9
 10
 11 SB_125us_0_13_1s                   pca/FS3f_7029c10-702ab03
 12 SB_125us_0_13_1s                   pca/FS3f_7029c10-702ab03
 13 SB_125us_0_13_1s                   pca/FS3f_7029c10-702ab03
 14 SB_125us_0_13_1s                   pca/FS3f_7029c10-702ab03
```

```
15
16 SB_125us_0_13_1s                    pca/FS3f_702b290-702c327
17 SB_125us_0_13_1s                    pca/FS3f_702b290-702c327
18 SB_125us_0_13_1s                    pca/FS3f_702b290-702c327
19 SB_125us_0_13_1s                    pca/FS3f_702b290-702c327
20
```

Отсюда видно, что третий бортовой анализатор (EA3) записывал данные с разрешением примерно 125 мкс (..._125us_...) в одном энергетическом канале, охватывающем приборные каналы 0–13 (..._0_13...), и результаты записи этого анализатора находятся в файлах с форматом названия `FS3f_`. Подробнее о модах бортовых анализаторов можно посмотреть на странице `http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/xte/abc/pca_issues.html#configs` .

Допустим, необходимо построить спектр мощности GX340+0 за это наблюдение по данным файлов `FS3f_` с максимально возможным разрешением (в нашем случае временное разрешение составляет ∼122 мкс, т.е. максимальная частота - частота Найквиста–Котельникова $f_{Nyq} = (2 \cdot 122 \cdot 10^{-6})^{-1} = 4096$ Гц). Для этого сначала необходимо сформировать таблицу из разрешенных интервалов времени (Good Time Intervals, GTI), в которых никакие факторы (напр., затенение источника Землей, слишком большое угловое расстояние между направлением на источник и осью телескопа, слишком большой приборный фон и т.д.) не оказывали отрицательного влияния на наблюдение.

Предварительно для этого необходимо сформировать файл, который будет содержать всю информацию о состоянии обсерватории - так называемый "фильтр"-файл . Эта процедура подробно описана на странице `http://heasarc.gsfc.nasa.gov/ docs/ xte/ recipes/ xtefilt.html` .

После этого формируем таблицу разрешенных времен - так называемый файл "хороших времен" (GTI – Good Time Intervals).

```
mikej@sun-4> maketime
Name of FITS file and [ext#][none] FP_70285b8-702c856.xfl
Name of output FITS file[none] gx340+0.gti
Selection Expression[none]elv.gt.10.and.offset.lt.0.05
Flag, yes if HK format is compact[no]
Column containing HK parameter times[Time]
mikej@sun-4>
```

Поскольку стандартная программа в пакете LHEASOFT/FTOOLS, позволяющая строить спектры мощности, работает с указателем таблицы "хороших" интервалов, записанных в другом формате (XRONOS), то нужно перевести полученный GTI-файл в этот формат.

```
mikej@sun-4> gti2xronwin
Input FITS file (with optional extension)?: gx340+0.gti+1
Name for the output window file?: gx340+0.win
mikej@sun-4>
```

После этого можно использовать программу пакета FTOOLS, вычисляющую спектр мощности `powspec`.

Программа имеет довольно большой набор входных параметров (описание программы, полный список параметров и многое другое можно посмотреть, подав команду "`fhelp powspec`"), однако в простом случае можно задать только несколько:

- `normalization=` Нормировка получающегося спектра мощности
  =0 нормирует получившийся спектр мощности на количество бинов в фурье-интервале
  =1 нормировка Лихи (формула (2))
  =-1 нормировка Лихи с вычетом 2.0
  =2 процентная нормировка, но без вычета вклада пуассоновского шума
  =-2 процентная нормировка (формула (6))

- `cfile1=` — Имя входного файла или списка файлов (@list). Возможно, с опциями (см. ниже)
- `window=` — файл, содержащий таблицу "хороших" времен (в формате XRONOS)
- `dtnb=` — Временное разрешение кривой блеска перед построением спектра мощности `dtnb=-n` означает, что кривая блеска будет иметь разрешение в `n` раз хуже максимально возможного. Так же можно указывать разрешение непосредственно, например, `dtnb=0.125` (ширина бина в секундах)
- `nbint=` — Количество бинов в фурье-интервале
- `nintfm=` — Количество фурье-интервалов для усреднения в спектр мощности (обычно нужно `nintfm=INDEF`)
- `rebin=` — Фактор переклейки полученного спектра мощности. `rebin=-n` означает логарифмическую переклейку, т.е. верхняя граница получающегося частотного бина f_{high} будет равна $f_{high} = n \cdot f_{low}$
- `plot=` — Показывать спектр мощности (yes/no)
- `plotdev=` — Выходное устройство для изображения спектра мощности (`plotdev = /xt` или `/xw` или `/ps`)
- `outfile=` — Имя выходного файла, в котором будет сохранен спектр мощности

Программа `powspec` может работать практически со всеми видами кривых блеска в FITS-формате. Для RXTE основными форматами данных с хорошим временным разрешением являются:

1. "Фотонный поток" (Event), записывается время и энергия каждого зарегистрированного фотона, формат названия моды анализатора `E_`, например, `E_125us_64M_36_1s`.

2. "Ксеноновый поток" (Good Xenon), записывает время и энергию каждого зарегистрированного фотона, формат названия моды анализатора `Good_Xenon`.

3. "Склеенный поток" (Binned), записывает таблицу из количества фотонов, зарегистрированных в течение одного временного бина; возможна матрица, в которой строчку будут представлять различные энергии фотонов, формат названия моды анализатора `B_`, например, `B_2ms_16A_0_35_Q`.

4. "Однобитный поток" (Single Bit), записывает количество фотонов, пришедших в каждый временной бин, формат названия моды анализатора `SB_`, например, `SB_125us_0_13_1s`.

Данные в любом из вышеприведенных форматов могут быть поданы на вход программы `powspec`. Однако есть особенности для каждого из них.

"Фотонный поток" (Event)	Данные содержат большое количество временных меток. Перед построением спектра мощности эти метки необходимо отфильтровать. Например программой `sefilter`
"Ксеноновый поток"(Good Xenon)	Данные непосредственно могут быть поданы на вход программы `powspec` без каких-либо предварительных действий

"Склеенный поток" (Binned) "Однобитный поток" (Single Bit)	Данные непосредственно можно подать на вход программы powspec с опцией файлов vy2, т.е. обозначая, что научная информация содержится в колонке номер 2 поданного файла, например FS3f_7028590-70292df.gz vy2

Итак, мы хотим построить спектр мощности по данным, находящимся в файлах FS3f (энергетические каналы 0–13, разрешение 122 мкс). Поскольку таких файлов в нашем наблюдении 3,

```
mikej@sun-4> ls FS3f*
FS3f_7028590-70292df.gz
FS3f_7029c10-702ab03.gz
FS3f_702b290-702c327.gz
```

то необходимо сформировать список файлов, который уже в дальнейшем можно будет подать на вход программы powspec. Это можно сделать следующим образом:

```
mikej@sun-4> ls FS3f* >! list_fs3f
```

Затем нужно подправить ASCII-файл, содержащий список, чтобы каждая его строчка содержала опцию vy2 (почему это необходимо - см. выше) рядом с именем файла, т.е. чтобы файл list_fs3f выглядел следующим образом:

```
mikej@sun-4> cat list_fs3f
FS3f_7028590-70292df.gz vy2
FS3f_7029c10-702ab03.gz vy2
FS3f_702b290-702c327.gz vy2
mikej@sun-4>
```

Теперь можно запускать программу powspec, задавая параметры, о которых было сказано выше:

```
mikej@sun-4> powspec normalization=-2 @list_3f
window=gx340+0.win dtnb=-1 nbint=8192 nintfm=INDEF
rebin=-1.1 plot=no plotdev=/xt outfile=gx340+0.fps
```

После этого программа сохраняет полученный спектр мощности в файле gx340+0.fps. Этот спектр мощности мы теперь можем построить, используя программу fplot пакета FTOOLS. Получющийся при этом графический вывод программы fplot приведен на рис. 12.

```
mikej@sun-4> fplot gx340+0.fps
Name of X Axis Parameter[error][frequency[xax_e]]
Name of Y Axis Parameter[error] up to 8 allowed[power[error]]
Lists of rows[-]
Device: /XWindow, /XTerm, /TK, /PS, etc[/xt]
Any legal PLT command[-]
 Illegal command.   Token=-
 Type HELP to get command list.
PLT> log x
PLT> pl
PLT>
```

В принципе, при помощи программы fplot спектр мощности можно аппроксимировать некоторыми простейшими моделями.

Ввиду большого количества фурье-интервалов в рассмотренном случае ошибки измерения мощности определяются программой powspec эмпирическим образом, т.е. вычислением дисперсии наблюдаемых значений мощности в каждом частотном интервале. Следовательно, значения мощности в данном случае являются гауссовыми величинами и их аппроксимация моделями может производиться при помощи стандартного метода минимизации χ^2.

Как аппроксимировать данные в программе fplot и список возможных моделей, можно посмотреть, задав команды help model или mo ?, находясь внутри программы fplot, например:

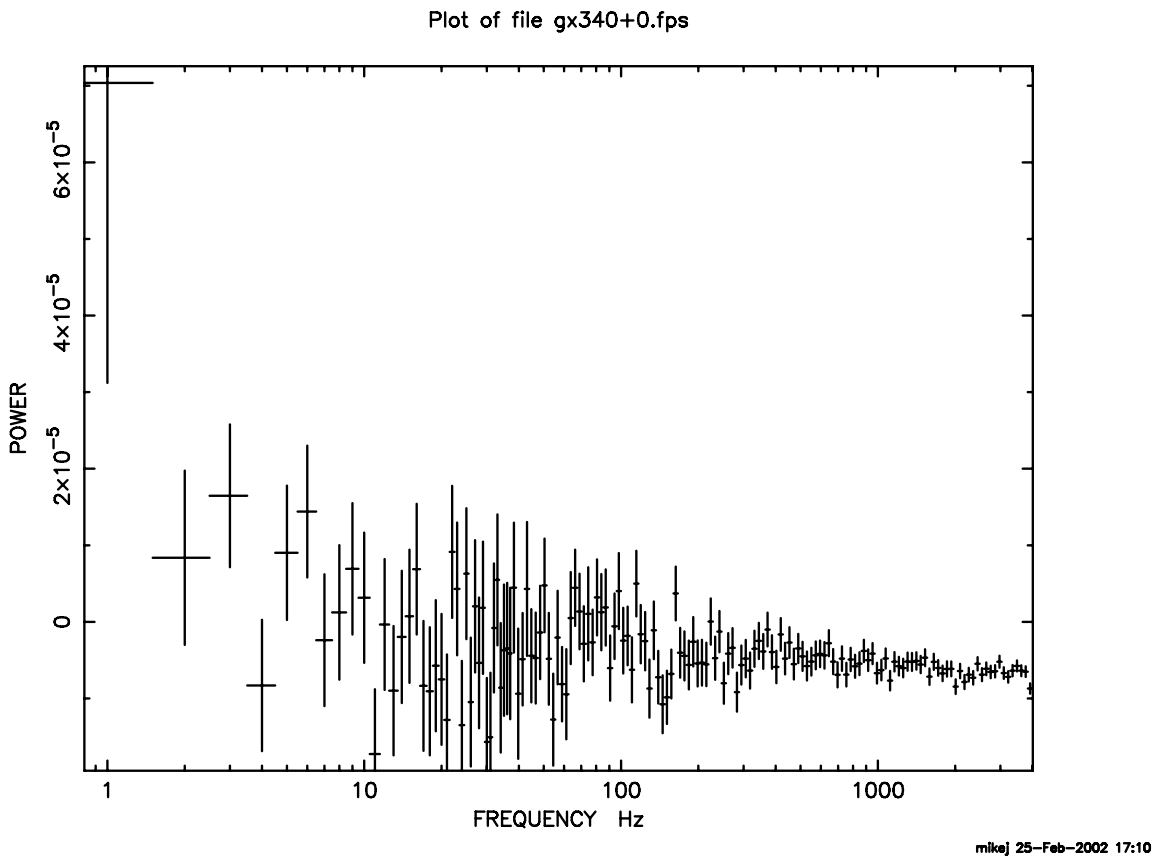

Рис. 12. Вид спектра мощности переменности аккрецирующей нейтронной звезды GX340+0, создаваемое программой `fplot` на экране компьютера.

```
PLT> mo?
 Possible components are:
  CONS  LINR  QUAD  CUBI  X4    X5    POWR  SIN   GAUS
  EXP   AEXP  BURS  SBUR  PEAR  WIND  KING  LN    LORE
  DEMO  SPLN  AKIM
PLT>
```

Автор благодарит Марата Равильевича Гильфанова и Евгения Михайловича Чуразова, в сотрудничестве с которыми были сделаны все работы по описанной теме, а также Алексея Вихлинина за ценные обсуждения и замечания.

Литература

The ABC of RXTE, http://heasarc.gsfc.nasa.gov/ docs/xte/ abc/contents.html.
The RXTE Cook Book, http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/ xte/ recipes/ cook_book.html.
Домашняя страница инструментальной группы PCA
http://lheawww.gsfc.nasa.gov/docs/xray/xte/pca/.
Домашняя страница инструментальной группы HEXTE
http://mamacass.ucsd.edu/hexte/hexte.html.
Брандт Х. и др. (Bradt H. V., Rothschild R. E., Swank J. H.) //A&A Suppl. 1993. V.97. P.355.
Ван дер Клис М. (van der Klis M.) //Proceedings of the NATO ASI on Timing Neutron Stars, Ed. by H.Ogelman and E. P. J. van den Heuvel. 1989. P.27.
Бендат Дж., Пирсол А. (Bendat J, Piersol, A.). Прикладной анализ случайных данных. М: Мир, 1989 (ISBN 5-03-00107108 рус., ISBN 0-471-04000-2 англ.).
Вихлинин А. и др. (Vikhlinin A. et al.) //A&A. 1994a. V.287. P.73.
Вихлинин А. и др. (Vikhlinin A. et al.) //Ap.J. 19946. V.424. P.395.
Вон Б., Новак М. (Vaughan B., Nowak M.) //Ap.J. 1997. V.474. L43.
Джерниган Дж.Г. и др (Jernigan J.G., Klein R., Arons J.) //Ap.J. 2000. V.530. P.875.
Жанг Б. и др.(Zhang W. et al.) //Ap.J. 1995. V.449. P.930.
Котов О. и др. (Kotov O., Churazov E., Gilfanov M.) //MNRAS. 2001. V.327. P.799.
Лихи Д. и др. (Leahy D. et al.) //ApJ. 1983. V.266. P.160.
Миямото С. и др. (Miyamoto S., Kimura K., Kitamoto S. et al.) //Ap.J. 1991. V.383. P.784.
Новак М. и др.(Nowak M., Vaughan B., Wilms J. et al.) //Ap.J. 1999. V.510. P.874.
Ревнивцев М. и др. (Revnivtsev M., Gilfanov M., Churazov E.) //A&A.

2000. V.363. P.1013.
Ревнивцев М. и др. (Revnivtsev M., Gilfanov M., Churazov E.) //A&A. 1999. V.347. L23.
Ягода К. и др. (Jahoda K. et al.) //SPIE. 1996. V.2808. P.59.
Ягода К. и др. (Jahoda K. et al.) //Ap.J.S. 2006. V.163. P.401.

055/02/2

Ротапринт ИКИ РАН
Москва, 117997, Профсоюзная, 84/32

Подписано к печати 1. 11 .2007

Заказ 2111 Формат 70×108/32 Тираж 125 2,5 уч.-изд.л.