

ФУНКЦИЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЧАСТОТ РЕНТГЕНОВСКИХ ВСПЫШЕК МАЛОМАССИВНЫХ МОЛОДЫХ ЗВЕЗДНЫХ ОБЪЕКТОВ ТУМАННОСТИ ОРИОНА

А.А.АКОПЯН

Поступила 25 июля 2012

Принята к печати 12 сентября 2012

В данной статье определена функция распределения частоты рентгеновских вспышек молодых, наиболее маломассивных звездных объектов туманности Ориона. Для этого использованы методы, которые ранее были разработаны и применены при определении соответствующей функции для оптических вспышек вспыхивающих звезд. Показано, что для данной выборки функцию распределения частоты рентгеновских вспышек можно представить в виде экспоненциальной функции.

Ключевые слова: *звезды: рентгеновские вспышки: функция распределения частоты*

1. *Введение.* Рентгеновские наблюдения вспыхивающих звезд подтвердили связь и аналогию (в смысле временного поведения последовательности вспышек) между оптическими и рентгеновскими вспышками. Это дало основание применить методы, ранее разработанные для определения функции распределения частоты оптических вспышек вспыхивающих звезд, при статистическом исследовании рентгеновских вспышек.

В работе [1] было приведено краткое описание методов, которые могут быть использованы для определения функции распределения частоты рентгеновских вспышек молодых звездных объектов. Соответствующая функция была определена для выборки из 195 маломассивных молодых звездных объектов облака L1688, входящего в состав комплекса темных облаков ρ Ori. Было показано, что она имеет экспоненциальный вид. В данной работе определена аналогичная функция для маломассивных звезд туманности Ориона.

Ассоциация Ориона известна как одна из наиболее хорошо изученных систем вспыхивающих и эмиссионных звезд. Подавляющее большинство этих звезд обнаружено в результате систематических наблюдений ассоциации Ориона широкоугольными телескопами (напр., [2-4]). Однако обнаружение вспыхивающих звезд в самой туманности Ориона (ONC) по оптическим наблюдениям затруднено из-за сильного поглощения света. Рентгеновские

наблюдения, благодаря большой проникаемости рентгеновских лучей, восполнили этот пробел.

2. Использованные данные. В работе используются данные, полученные рентгеновской обсерваторией Chandra в январе 2003г. (в течение 13 дней) в рамках проекта COUP (Chandra Orion Ultradeep Project) [5], во время 6-ти глубоких последовательных экспозиций с общей продолжительностью 838 кс или 9.7 дня. В туманности Ориона (17' x 17') было обнаружено 1616 рентгеновских источников (в диапазоне 0.5-9.0 keV), из которых 1408 принадлежат области Ориона [6]. За исключением 10 ОВ-звезд, остальные 1398 являются холодными молодыми объектами [7]. У многих из них обнаружены рентгеновские вспышки. Несомненно, что эти звезды являются также оптически вспыхивающими звездами, однако из-за большого поглощения в туманности они не были обнаружены при систематических наблюдениях вспыхивающих звезд ассоциации Ориона. Можно с большой уверенностью сказать, что обнаруженная группа из 1398 холодных молодых объектов является ядром системы вспыхивающих звезд ассоциации Ориона.

Для обнаружения и исследования рентгеновских вспышек этих звезд составляются разные однородные подвыборки (см. напр., [8-10]), одна из которых [8] использована в данной работе. Согласно [8], подвыборка представляет собой однородную выборку маломассивных ($0.1-0.3 M_{\odot}$), полностью конвективных звезд спектральных классов M0.5-M6.5. Из 250 маломассивных объектов COUP в подвыборку были включены 165, а именно те, у которых зарегистрированы более 100 событий (рентгеновских квантов), при эффективной экспозиции > 700 кс. У этих звезд обнаружена 151 вспышка. Количественные и качественные критерии выделения вспышек можно найти в [8]. Основной из них - резкий подъем блеска на статистически значимый уровень. Распределение числа обнаруженных вспышек приводится во втором столбце табл.1.

Таблица 1

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЧИСЛА ВСПЫШЕК

k , число вспышек	n_k , набл. число звезд	\bar{n}_k , вычисл. число звезд	
		Метод 1	Метод 2
0	71	72	72
1	58	57	56
2	20	25	25
3	11	8	9
4	5	2	3

3. Методы определения функции распределения частот. Частота вспышек является одной из важнейших характеристик вспыхивающих звезд. Прямое определение частоты вспышек отдельных звезд из-за низкой

частоты вспышек требует огромного количества наблюдательного времени. Например, в данном случае это составляет несколько месяцев чистого наблюдательного времени. Поэтому прямое определение частот практически становится невозможным. Однако существуют методы определения функции распределения частот вспышек выборки звезд в целом, разработанные для статистических исследований оптических вспышек [11-13]. Начало этим методам было положено в работе Амбарцумяна [11].

В работе [1] предложено использовать эти методы для определения функции распределения частоты рентгеновских вспышек и приведено их краткое описание. В этих методах базовым является предположение о случайном и независимом характере вспышек. Для оптических вспышек вспыхивающих звезд окрестности Солнца это предположение неоднократно было подтверждено в работах разных авторов. Учитывая характер связи оптических и рентгеновских вспышек, оно позволяет рассматривать последовательность рентгеновских вспышек также, как пуассоновский процесс. В этом случае, вероятность обнаружения у отдельной звезды k вспышек за время наблюдений t определяется выражением:

$$p_k(t) = \frac{(vt)^k e^{-vt}}{k!}. \quad (1)$$

Как и в работе [1], имеющиеся данные позволяют применить два независимых метода определения искомой функции.

Метод 1. Согласно [12], искомая функция плотности распределения средней частоты вспышек равна обратному преобразованию Лапласа функции выживания:

$$\varphi(v) = L^{-1}[F_1(T)], \quad (2)$$

где $F_1(T)$ - функция надежности, или функция выживания. Оценкой максимального правдоподобия функции выживания $F_1(T)$ является оценка Каплана-Мейера:

$$F_1(T) = \prod \left(1 - \frac{k_i}{n_i} \right), \quad (3)$$

где n_i - число объектов, для которых $T' \geq t_i$, k_i - число объектов, у которых в момент условного времени t_i зарегистрированы первые вспышки (t_i - моменты времени, в которых зарегистрированы вспышки, T' - момент первой вспышки данного объекта, если она имела место, если же вспышка не имела место, то T' - общее время наблюдений за этим объектом).

Нетрудно показать, что в случае, если искомая функция плотности распределения частоты вспышек имеет нижнюю границу, отличную от нуля ($v_0 > 0$), то решение имеет вид:

$$\varphi(v - v_0) = L^{-1}[e^{v_0 T} F_1(T)]. \quad (4)$$

Обратное преобразование Лапласа можно выполнить как численным, так и аналитическим способом, предварительно аппроксимируя подоператорное выражение функцией с известным обратным преобразованием Лапласа. В случае $\nu_0 > 0$, удобно аппроксимировать в виде $F_1(T) = e^{-\nu_0 T} f(T)$, где $f(T)$ - функция с известным обратным преобразованием Лапласа.

Метод 2. В этом методе [13] функция распределения частот определяется через собственные статистические моменты распределения, которые сами определяются через соответствующие моменты числа вспышек. Для выборки вспыхивающих объектов с плотностью распределения частоты $\varphi(\nu)$, моменты распределения числа вспышек соответственно равны:

$$\mu k_1 = \int \sum_{k=0}^{\infty} k p_k \varphi(\nu) d\nu, \quad \mu k_j = \int \sum_{k=0}^{\infty} (k - \mu k_1)^j p_k \varphi(\nu) d\nu, \quad j = 2, 3, 4. \quad (5)$$

Соответственно, для статистических моментов функции распределения частот имеем:

$$\begin{aligned} \mu \nu_1 &= \frac{\mu k_1}{1}, \quad \mu \nu_2 = \frac{(\mu k_2 - \mu k_1)}{1^2}, \quad \mu \nu_3 = \frac{(\mu k_3 - 3\mu k_2 + 2\mu k_1)}{1^3}, \\ \mu \nu_4 &= \frac{(\mu k_4 - 6\mu k_3 - 6\mu k_2 \mu k_1 + 11\mu k_2 - 6\mu k_1 + 3\mu k_1^2)}{1^4}, \end{aligned} \quad (6)$$

где

$$\mu \nu_1 = \int \nu \varphi(\nu) d\nu, \quad \mu \nu_j = \int (\nu - \mu \nu_1)^j \varphi(\nu) d\nu, \quad j = 2, 3, 4. \quad (7)$$

При решении задачи, вместо теоретических моментов распределения числа вспышек используются соответствующие эмпирические. Таким образом, задача сводится к определению функции распределения с помощью известных моментов распределения. Для этого можно использовать метод подгонки кривых семейства распределений Пирсона методом моментов. Плотности распределения семейства Пирсона подчиняются уравнению:

$$\frac{df}{dx} = \frac{(x-a)f}{b_0 + b_1 x + b_2 x^2}. \quad (8)$$

Коэффициенты a и b_i могут быть выражены через первые четыре момента распределения. В зависимости от значений величин D и λ :

$$D = b_0 b_2 - b_1^2, \quad \lambda = \frac{b_1^2}{b_0 b_2}, \quad (9)$$

можно различить 12 типов распределений, среди которых такие известные, как гамма-распределение, бета-распределение, нормальное и т.д. Более детальное описание методов можно найти в работах [12,13].

4. *Определение искомой функции по методу 1.* Метод требует определения моментов первых рентгеновских вспышек у отдельно взятых звезд. Для этого были использованы рентгеновские кривые блеска, приведенные в электронном издании работы [5]. В качестве момента

вспышки был выбран момент пикового значения вспышки, который определяется более уверенно и менее подвержен селективным эффектам.

При определении из общего периода наблюдений были исключены промежутки между последовательными экспозициями, во время которых наблюдения не проводились. Таким образом, в расчет принималось только чисто наблюдательное время, состоящее из склеенных между собой отдельных непрерывных экспозиций ("условное время"). Понятие "условного времени" было введено в рассмотрение и использовано в работе Амбарцумяна [11].

После определения моментов первых вспышек была построена функция, соответствующая функции выживания (верхняя панель рис.1.), которую удалось аппроксимировать функцией:

$$F(T) = \frac{1}{aT+1} e^{-v_0 T}. \quad (10)$$

Значения параметров a , v_0 , а также статистик χ^2 , R^2 (коэффициент детерминации - доля дисперсии, объясняемая рассматриваемой моделью зависимости) приводятся в табл.2. Данные таблицы, а также график остатков (нижняя панель рис.1.) указывают на достаточно хорошую степень аппроксимации.

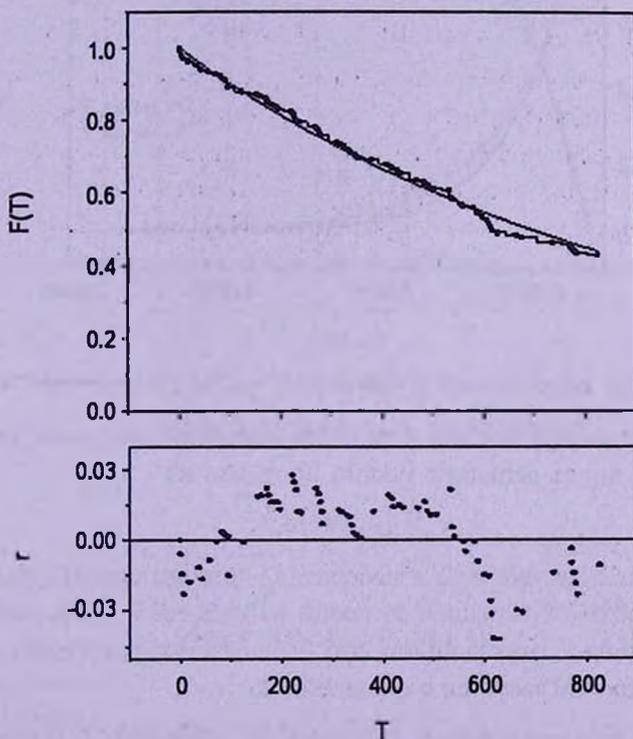


Рис.1. Функция выживания (верхняя панель), график остатков r - разностей между кривой и точками на верхней панели (нижняя панель).

РЕЗУЛЬТАТЫ АППРОКСИМАЦИИ ПО МЕТОДУ 1

Параметры и статистические величины	a	N_0	χ^2	R^2
	$4.00E-4 \pm 1.56E-4$	$6.46E-4 \pm 1.30E-4$	$2.85E-4$	0.98974

Соответственно, с помощью выражений (4,10) для искомой функции распределения получим:

$$\Phi(v) = \int_{v_0}^v \varphi(v) dv = 1 - e^{-(v-v_0)/a}. \quad (11)$$

На рис.2 (заполненные квадраты и линия) приведены функция распределения - $\Phi(v)$ и функция надежности - $[1 - \Phi(v)]$ частот рентгеновских вспышек.

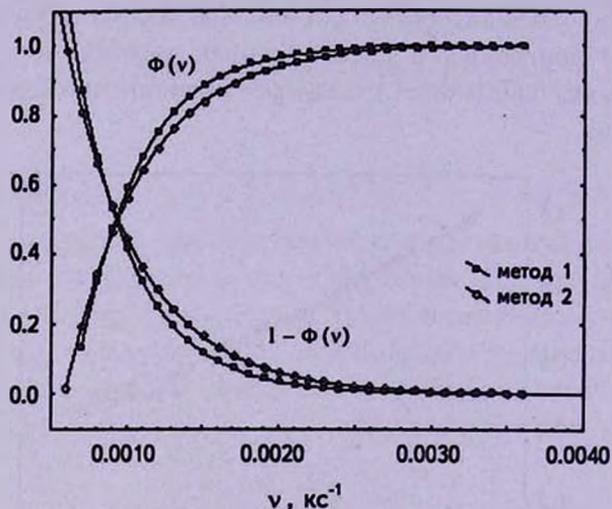


Рис.2. Функции распределения и надежности частот рентгеновских вспышек.

При данном распределении частот рентгеновских вспышек, ожидаемое распределение числа вспышек можно получить из

$$\bar{n}_k = N \int p_k \varphi(v) dv, \quad (12)$$

где N - общее количество звезд в выборке, p_k - вероятность (1) обнаружения у отдельной звезды k вспышек за время наблюдений t . Оно приводится в 3-м столбце табл.1, откуда видно, что наблюдаемое распределение числа вспышек хорошо согласуется с ожидаемым.

5. Определение искомой функции по методу 2. В этом методе тип распределения определяется через величины D , λ (9). Согласно исполь-

зованным данным, обе величины оказались близкими к нулю, что указывает на экспоненциальный тип распределения. Соответственно, плотность функции распределения частот рентгеновских вспышек имеет вид:

$$\varphi(\nu) = \frac{1}{a} e^{-(\nu-\nu_0)/a},$$

со следующими значениями параметров распределения $a = 0.000499 \text{ кс}^{-1}$, $\nu_0 = 0.000593 \text{ кс}^{-1}$. Естественно, соответствующая кумулятивная функция распределения имеет вид (11), с несколько различающимися параметрами. На рис.2 кружками и линией приведены функции распределения и надежности частот рентгеновских вспышек, полученные вторым методом. Как видно, полученные разными методами функции не сильно отличаются, однако в данном случае второй метод дает несколько лучшее соответствие наблюдаемого распределения числа вспышек с ожидаемым распределением (рис.3).

Очевидно, что за T часов наблюдений можно получить более значимую информацию о рентгеновских вспышках тех звезд, для которых средний промежуток между вспышками меньше T . В табл.3 приводятся ожидаемые

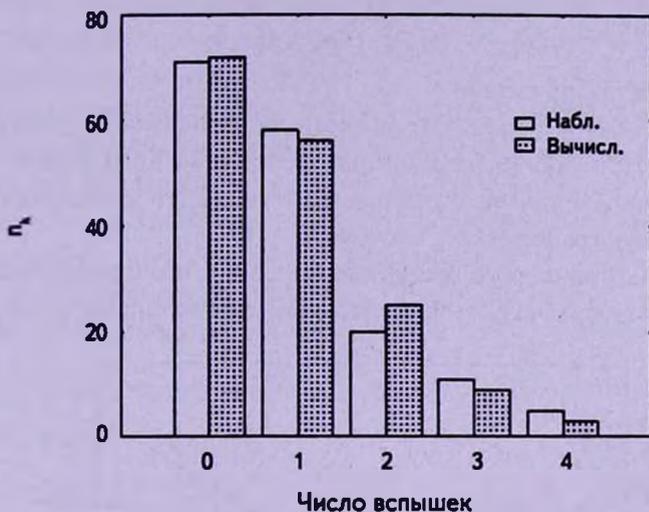


Рис.3. Распределения числа вспышек.

Таблица 3

ОЖИДАЕМОЕ КОЛИЧЕСТВО ЗВЕЗД

Частота ν , кс^{-1}	Средний промежуток между вспышками, час	Число звезд с частотой $\nu' \geq \nu$
0.003	93	1
0.0025	111	4
0.002	139	10
0.0015	185	27

количества звезд с частотой больше $1/T$.

Зависимость рентгеновская светимость-частота вспышек. Знание функции распределения частоты вспышек дает возможность установить зависимость вспышечной активности звезды (частота вспышек) от ее других характеристик. Прямое построение таких зависимостей невозможно из-за незнания частоты вспышек у отдельных звезд.

В этих случаях, обычно выделяются группы звезд с примерно одинаковыми значениями данной характеристики и для данных групп вычисляются средние значения частоты вспышек. Очевидно, что из-за случайного характера процесса, а также наличия возможных селективных эффектов и корреляций, этот способ имеет определенные недостатки и серьезно затрудняет правильную интерпретацию полученных зависимостей. Наличие альтернативного способа может значительно улучшить ситуацию.

Хорошо известно (напр., [14]), что если между величинами x , y существует взаимно однозначная и возрастающая зависимость $y=y(x)$, то для функций распределений этих величин имеют место:

$$\begin{aligned} \Psi_x(x) &= \Psi_y[y(x)], & x_p &= x(y_p), \\ \Psi_y(y) &= \Psi_x[x(y)], & y_p &= y(x_p), \end{aligned} \quad (13)$$

где p - квантиль распределения.

Соотношения (13) позволяют установить зависимость $y=y(x)$, если известны соответствующие функции распределения. Если аналитические виды функций или одной из функций неизвестны, то зависимость легко можно установить графическим способом.

В настоящее время широко принята точка зрения, что характеристический уровень рентгеновского излучения у холодных маломассивных звезд форми-

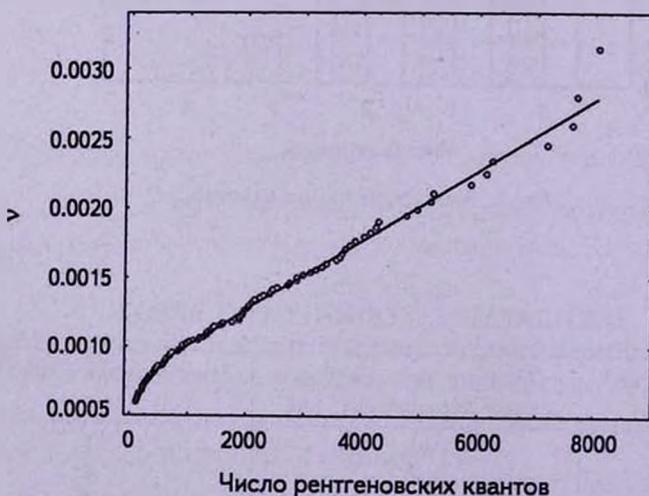


Рис.4. Зависимость частоты вспышек от рентгеновского потока.

руется в результате множества мелких, отдельно не выделяющихся вспышек. Естественно предполагать, что чем больше рентгеновская светимость, тем больше частота вспышек. Это подтверждается также модельными расчетами и наблюдательными данными [8].

Используя данные о потоках рентгеновского излучения приведенные в электронном издании работы [5], можно построить функцию распределения рентгеновских светимостей исследованных звезд, и используя соотношения (13), получить зависимость частоты вспышек от рентгеновской светимости (рис.4). На самом деле на оси абсцисс на рис.4 приведены числа зарегистрированных рентгеновских квантов за все время наблюдений. Полученная зависимость находится в хорошем согласии с аналогичной зависимостью, приведенной в работе [8].

Зависимость частоты рентгеновских вспышек от частоты оптических вспышек. Соотношения (13) дают возможность построить зависимость частоты рентгеновских вспышек от частоты оптических вспышек. При этом необходимо предположить, что оптически вспыхивающие звезды ассоциации Ориона и рентгеновски вспыхивающие звезды туманности Ориона представляют собой две одинаковые в статистическом смысле подвыборки генеральной выборки вспыхивающих звезд. Сделаем также естественное предположение о том, что между этими частотами существует взаимно однозначная и возрастающая зависимость.

Функция распределения частоты оптических вспышек вспыхивающих звезд ассоциации Ориона была определена в работах [13,15]. В работе [15] был применен метод Амбарцумяна [11], а в работе [13] - второй метод данной статьи. Используя функцию, полученную в [13], с помощью соотношений (13) была построена зависимость частоты рентгеновских вспышек

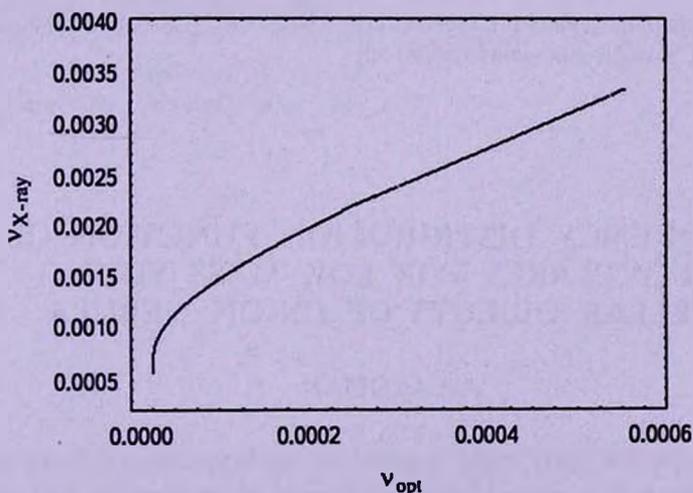


Рис.5. Зависимость частоты рентгеновских вспышек от частоты оптических вспышек.

от частоты оптических вспышек (рис.5). Из рис.5 следует, что на одну вспышку, которую можно обнаружить фотографическим способом, с помощью широкоугольных телескопов в диапазонах U , B , V приходится на порядок больше рентгеновских вспышек, которые можно обнаружить телескопом *Chandra*, описанным в [8] методом. При этом, с увеличением частоты вспышек наблюдается некоторое уменьшение этой величины.

6. *Заключение.* В данной статье определена функция распределения частоты рентгеновских вспышек молодых, наиболее маломассивных звездных объектов туманности Ориона. Для этого применены методы, которые ранее были разработаны и применены при определении соответствующей функции для оптических вспышек вспыхивающих звезд. Для рентгеновских вспышек функция распределения частоты ранее была определена только для выборки из 195 маломассивных молодых звездных объектов облака L1688, входящего в состав комплекса темных облаков ρ Ori. В работе используются высококачественные данные, полученные рентгеновской обсерваторией *Chandra* в рамках проекта COUP, во время 6-ти глубоких последовательных экспозиций с общей продолжительностью 9.7 дня. Исследована выборка маломассивных ($0.1-0.3 M_{\odot}$), полностью конвективных звезд спектральных классов M0.5-M6.5, состоящая из 165 сравнительно ярких в рентгеновском диапазоне объектов. Показано, что для данной выборки функцию распределения частоты рентгеновских вспышек можно представить в виде

$$\Phi(\nu) = 1 - e^{-(\nu-\nu_0)/a}$$

с параметрами $a = 0.0004 + 0.000499 \text{ кс}^{-1}$, $\nu_0 = 0.000645 + 0.000593 \text{ кс}^{-1}$.

Бюраканская астрофизическая обсерватория им. В.А.Амбарцумяна,
Армения, e-mail: aakopian@bao.sci.am

FREQUENCY DISTRIBUTION FUNCTION OF X-RAY FLARES FOR LOW-MASS YOUNG STELLAR OBJECTS OF ORION NEBULA

А.А.АКОПЯН

In this article the distribution function of the frequency of X-ray flares of young low-mass stellar objects of Orion Nebula is determined. For this, the methods that have been developed and applied in determining the appropriate

function for the optical flares of flare stars are used. It is shown that distribution function of the frequency of X-ray flares can be represented as an exponential function.

Key words: *X-ray flares: distribution function of frequency*

ЛИТЕРАТУРА

1. А.А.Акопян, *Астрофизика*, 55, 95, 2012.
2. G.Haro, E.Chavira, *Bol. Obs. Tonantzintla Tacubaya*, 5, 59, 1969.
3. E.S.Parsamian, E.Chavira, *Bol. Inst. Tonantzintla*, 3, 69, 1982.
4. S.D.Wiramihardja, T.Kogure, S.Yoshida et al., *Publ. Astron. Soc. Japan*, 41, 155, 1989.
5. K.V.Getman, E.Flaccomio, P.S.Broos et al., *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 160, 319, 2005.
6. K.V.Getman, E.D.Feigelson, N.Grosso et al., *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 160, 353, 2005.
7. E.D.Feigelson, K.V.Getman, L.Townsley et al., *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 160, 379, 2005.
8. M.Caramazza, E.Flaccomio, G.Micela et al., *Astron. Astrophys.*, 471, 645, 2007.
9. K.V.Getman, E.D.Feigelson, P.S.Broos et al., *Astrophys. J.*, 688, 418, 2008.
10. S.J.Wolk, F.R.Harnden, E.Flaccomio et al., *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 160, 423, 2005.
11. В.А.Амбарцумян, *Астрофизика*, 14, 367, 1978.
12. А.А.Акопян, *Астрофизика*, 39, 561, 1996.
13. А.А.Акопян, *Астрофизика*, 46, 75, 2003.
14. R.J.Trumpler, H.F.Weaver, "Statistical Astronomy", Univ. of California Press, Berkeley, Los Angeles, 1953, p.644.
15. Э.С.Парсамян, *Астрофизика*, 16, 677, 1980.