АСТРОФИЗИКА

ТОМ 29 АВГУСТ, 1988 ВЫПУСК 1

УДК: 524.338.6

Посвящается 80-летию академика В. А. Амбарцумяна

ПРОГНОЗИРОВАНИЕ ВСПЫШЕЧНОЙ ДЕЯТЕЛЬНОСТИ ЗВЕЗДНЫХ АГРЕГАТОВ. I. ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ

М. А. МНАЦАКАНЯН, А. Л. МИРЗОЯН

Поступила 30 марта 1988
Принята к печати 28 апреля 1988

Ставится задача о прогнозировании во времени количества $n_k(t)$ вспыхивающих звезд, показывающих к моменту времени t ровно k вспышек, по данным об этих величинах, известных за полное время наблюдений T за агрегатом. Задача, поставленная В. А. Амбарцумяном [3], об определении функции $f(\nu)$ распределения истинных частот звездных вспышек по известной хронологии этих данных эквивалентна предельной форме нашей постановки — прогнозированию в будущее на бесконечно большое время. Приводится точное аналитическое решение этой задачи без какого-либо предположения относительно функции $f(\nu)$. Оно позволяет прогнозировать стационарную вспышечную деятельность агрегата как в будущее, так и в (известное) прошлое. Из этого решения следует, что прогнозирование в будущее в принципе невозможно на времена, превышающие удвоенное время 2Т имеющихся наблюдений (что означает неразрешимость задачи определения функции $f(\nu)$). Более того, из-за неизбежных флуктуаций в наблюдательных данных $n_k(T)$, такое прогнозирование ограничивается еще меньшими временами — тем меньшими, чем больше значение k. Прогнозирование в прошлое и в будущее по данным $n_k(T)$ на сегодняшний день и его возможные ошибки, обусловленные небольшими флуктуациями в этих данных, иллюстрируются на примерах агрегатов Плеяды и Орион.

1. *Введение.* Разносторонние исследования вспыхивающих звезд в звездных агрегатах (Плеяды, Орион и др.) позволили уже сделать ряд важных выводов относительно их роли в процессе эволюции звезд и содержащих их звездных систем (см. [1]).

Главный вывод заключается в том, что почти все звезды в молодых звездных агрегатах слабее некоторой граничной звездной величины (меняющейся от агрегата к агрегату) являются вспыхивающими. С этим тесно связан вопрос статистической оценки полного числа вспыхивающих звезд в агрегатах, в том числе еще не обнаруженных [2]. Такие оценки для отдельных агрегатов с накоплением наблюдательных данных систематически возрастали, что было естественно считать следствием ошибочности лежащего в их основе идеализированного представления о примерно одинаковой частоте вспышек. Поэтому со временем были привлечены представления о двух возможных частотах, затем трех, четырех, вблизи которых группируются вспыхивающие звезды по своим «истинным» частотам вспышек.

Неудовлетворительное описание наблюдательных данных с помощью нескольких дискретных частот диктовало, а накопление большого статистического материала позволило В. А. Амбарцумяну уже в 1978 г. [3] обратиться к постановке более общей и сложной задачи — определению функции распределения «истинных» частот вспыхивающих звезд — на этот раз на основе не только данных, относящихся к концу эпохи наблюдений, но и «хронологии» этих данных — их поведении во времени. Решением этой задачи было приближенное представление функции распределения вспыхивающих звезд по частотам в виде ненормируемого гамма-распределения для Плеяд [3] и Ориона [4].

Анализ этой обратной задачи, проведенный нами, показывает, что *ее математическая некорректность чрезвычайно высока*, и потому на данном этапе наблюдений определение функции $f(\nu)$ распределения частот звездных вспышек представляется крайне затруднительным. Взамен этого, нам кажется, следует ограничиться более скромной (но в то же время и более общей!) постановкой задачи — о *прогнозировании во времени вспышечной деятельности агрегата, обойдя при этом вопрос определения* $f(\nu)$. *Наша постановка задачи* будет состоять в том, чтобы по известным наблюдательным данным $n_k(t)$ — количеству звезд агрегата, показавших к моменту t времени наблюдений ровно k вспышек, определить эти же величины для будущих времен (т. е. предсказать их поведение на будущие времена наблюдений).

В новой постановке, хотя она и становится менее некорректной, но продолжает все же оставаться таковой, в строгом анализе нуждается ряд особенностей, присущих также первичной постановке. Главным образом это касается вопроса *правильного теоретического описания хронологии* наблюдательных данных. В настоящей работе мы приведем теоретические формулы (см. также [5]), описывающие аналитическое поведение величин $n_r(t)$ в прошлом и в будущем, на основе данных $n_k(T)$ на сегодняшний день, и на примерах агрегатов Плеяды и Орион проиллюстрируем возможные ошибки прогнозирования, обусловленные флуктуациями наблюдательных данных. В дальнейшем мы сравним их с хронологией наблюдательных данных и попытаемся учесть селективные факторы, искажающие поведение этих величин в процессе наблюдений.

2. *Постановка задачи прогнозирования.* Пусть N — полное число вспыхивающих звезд в данном агрегате, а $f(\nu)$ — распределение этих

вспыхивающих звезд по «инстинным» частотам вспышек, так что

$$N = \int_0^\infty f(\nu)\, d\nu.$$

Малостть статистики наблюдательных данных обуславливает то обстоятельство, что наблюдаемые частоты вспышек, то есть набор чисел $n_k(T)$, показывающих количество звезд, вспыхнувших за всю эпоху наблюдений ровно k раз, не определяет непосредственным образом функцию $f(\nu)$ и может своим поведением (зависимостью от k) очень сильно отличаться от последней. Будь у нас очень большая статистика во времени, то есть, наблюдай мы за агрегатом в течение столь большого времени T, такого, чтобы все вопыхивающие звезды показали достаточно большое количество вспышек, то величины $n_k(T)$ при больших T приблизились бы к числу звезд $f(\nu)\, d\nu$, имеющих истинные частоты вспышек, лежащие в интервале $\Delta\nu \to \left(\frac{k}{T}, \frac{k+1}{T}\right)$, и в пределе мы имели бы точное соответствие

$$n_k(T) \underset{T\to\infty}{\to} f\left(\frac{k}{T}\right)\cdot\frac{1}{T}. \qquad (1)$$

Но если время наблюдений T не так велико, то величины в правой и левой частях формулы (1) будут сильно отличаться друг от друга. Именно поэтому, кстати, и возникает постановка обратной задачи нахождения распределения «истинных» частот вспышек.

По ряду соображений, отмеченных в работе [3], вспышки у разных вспыхивающих звезд можно считать происходящими независимо друг от друга, а обстоятельство прерывистого характера наблюдений обеспечивает в достаточной степени *условие независимости друг от друга последовательно регистрируемых вспышек* у одной и той же звезды.

Второе предположение касается *условия стационарности ансамбля вспыхивающих звезд агрегата в целом* в течение всей эпохи наблюдений (составляющей всего несколько десятков лет), выражающегося в независимости искомого распределения $f(\nu)$ от времени.

В рамках таких предположений можно, следуя В. А. Амбарцумяну, считать, что мы имеем дело со стационарным пуассоновским процессом, и для количества звезд, показавших к моменту времени наблюдений t ровно r вспышек, написать:

$$n_r(t) = \int_0^\infty f(\nu)\, \frac{(\nu t)^r}{r!}\, e^{-\nu t} d\nu, \quad r = 0, 1, \ldots \qquad (2)$$

Как это уже принято, в качестве текущего времени t мы примем сумму экспозиций наблюдений. При условии стационарности вспышечной деятельности агрегата, можно условно заменить время текущим номером вспышки в общем хронологическом каталоге всех наблюденных вспышек агрегата, то есть отсчитывать время количеством регистрируемых вспышек. Это предположение весьма естественное (за одинаковые времена наблюдательного времени в агрегате регистрируется одинаковое количество вспышек) и снимает технические трудности учета реального времени наблюдений за агрегатом.

Обратимся теперь к постановке В. А. Амбарцумяна — задаче определения функции распределения частот $f(\nu)$. Допустим, что мы ее смогли решить и нам стала известна эта функция. Тогда, по формуле (1), мы нашли бы числа $n_r(t)$ для всех моментов времени t, причем, не только относящихся к прошлой эпохе наблюдений, но и для всех времен будущих наблюдений. То есть мы знали бы поведение $n_r(t)$ и в будущем, до бесконечно больших времен $t \to \infty$, по данным наблюдений, имеющимся в эпоху наблюдений T. Вот постановка задачи — *прогнозирование всех* $n_r(t)$ *до бесконечности* — полностью эквивалентная задаче нахождения функции (ν).

И обратно, умение прогнозировать в бесконечное будущее величины $n_r(t)$ эквивалентно знанию функции $f(\nu)$, как это следует из пояснений к формуле (1).

Ввиду исключительной сложности такой постановки мы ниже ограничимся более скромной постановкой задачи, а именно, прогнозированием в будущее $n_r(t)$ не на бесконечно большой промежуток времени, а *настолько, насколько это окажется возможным* в пределах допустимых ошибок. В то же время такая постановка является *более общей:* если окажется возможным прогнозировать $n_r(t)$ до бесконечности, то тем самым будет разрешена и задача определения $f(\nu)$; если же это окажется невозможным, то невозможным будет и определение функции $f(\nu)$. Ниже мы установим, что такое прогнозирование в принципе возможно не более, чем до времен $t < 2T$, не превышающих удвоенного времени уже имеющихся наблюдений.

Понятно, что задача прогнозирования может быть решена лишь аналитически, а для этого прежде всего мы должны суметь достаточно хорошо, притом аналитически, описывать поведение $n_r(t)$ в прошлом, $t \leqslant T$, и тогда уже продолжить такое описание на будущие времена $t > T$.

4. *Описание прошлого*. Пусть нам известны числа $n_k(T)$ — в настоящий момент времени T, обозначающие количество вспыхивающих звезд, показавших за всю эпоху наблюдений T ровно k вспышек. Поставим за-

дачу определения этих величин $n_r(t)$ для момента времени $t < T$, т. е. количества вспыхивающих звезд, показавших к текущему моменту времени наблюдений t ровно r вспышек. Эта задача решается довольно просто при сделанных выше предположениях о стационарности агрегата и независимости друг от друга отдельных вспышек.

Как известно, уже реализованный пуассоновский процесс приводит к равномерному распределению событий. Поэтому, если у одной звезды за время T наблюдалось ровно k вспышек, то эти k вспышек должны быть распределены равномерно (конечно, случайно) на интервале $(0, T)$.

Сначала мы выведем формулу, описывающую поведение величины $n_0(t)$ — количества звезд агрегата, не показавших к текущему моменту времени t ни одной вспышки. Для этого рассмотрим отдельную звезду, показавшую за время T заданное число k вспышек.

Чтобы эта звезда на интервале $(0, t)$ не вспыхнула ни разу, все ее k вспышек должны произойти на интервале времени (t, T). Вероятность отдельной вспышке оказаться в этом интервале равна $1 - t/T$, а для всех k вспышек она составит $(1 - t/T)^k$.

Поэтому математическое ожидание количества звезд, не показавших к моменту времени t ни одной вспышки, из числа $n_k(T)$ звезд, вспыхнувших к настоящему времени T ровно k раз, равно $n_k(T)\,(1 - t/T)^k$, для каждого значения $k = 0, 1, 2, \ldots$ (для $k = 0$ это утверждение тривиально).

Поскольку нас интересует число звезд $n_0(t)$ вне зависимости от кратности вспышек вопыхивающих звезд, то есть среди всех вспыхивающих звезд, известных или неизвестных на сегодняшний день (T), мы должны просуммировать полученное выражение по всем значениям k:

$$n_0(t) = \sum_{k=0}^{\infty} n_k(T)\left(1 - \frac{t}{T}\right)^k. \tag{3}$$

Аналогичные рассуждения приводят нас к формуле, описывающей поведение во времени количества $n_r(t)$ звезд, вспыхнувших к моменту времени наблюдений t ровно r раз. Звезда, вспыхнувшая за время T ровно k раз, покажет на интервале $(0, t)$ ровно r вспышек $(r \leqslant k)$ с вероятностью, определяемой биномиальным распределением

$$C_k^r\left(\frac{t}{T}\right)^r\left(1 - \frac{t}{T}\right)^{k-r}.$$

Математическое ожидание соответствующего числа звезд определится выражением:

$$n_r(t) = \sum_{k=r}^{\infty} n_k(T)\, C_k^r \left(\frac{t}{T}\right)^r \left(1 - \frac{t}{T}\right)^{k-r}, \quad r = 0, 1, 2, \ldots \tag{4}$$

При $r = 0$ эта формула переходит в предыдущую.

Выражение (4) может быть выведено непосредственно и из формулы (3) путем r-кратного дифференцирования с учетом известного соотношения

$$n_r(t) = (-1)^r \frac{t^r}{r!} \frac{d^r}{dt^r} n_0(t), \tag{5}$$

выражающего $n_r(t)$ через $n_0(t)$. Соотношение же (5), в свою очередь, может быть непосредственно проверено последовательным дифференцированием формулы (1).

Формула (3) не может применяться на практике, поскольку в правой ее части под знаком суммы фигурирует ненаблюдаемая величина $n_0(T)$— количество необнаруженных за все время наблюдений вспыхивающих звезд агрегата. Мы ее преобразуем к другому виду, позволяющему определить поведение во времени полного количества вспыхивающих звезд, обнаруженных к текущему моменту времени t, которое мы обозначим через $n(t)$. В силу очевидных соотношений

$$N = n_0(t) + n(t) = n_0(T) + n(T) = n(\infty)$$

из (3) следует

$$n(t) = n(T) - \sum_{k=1}^{\infty} n_k(T) \left(1 - \frac{t}{T}\right)^k.$$

Поскольку $n(T) = \sum\limits_{k=1}^{\infty} n_k(T)$, то для хронологии $n(t)$ окончательно имеем

$$n(t) = \sum_{k=1}^{\infty} n_k(T) \left[1 - \left(1 - \frac{t}{T}\right)^k\right], \tag{6}$$

Формула (6) получается также суммированием выражения (4) по всем значениям $r = 1, 2, \ldots$. Формулы (4) и (6) при $t = T$ переходят в тождества: $n_r(T) = n_r(T)$, поскольку $\lim\limits_{t \to T} \left(1 - \frac{t}{T}\right)^{k-r} = \delta_{kr}$.

Формулы (4) и (6) являются искомыми. Они описывают теоретическое поведение во времени (хронологию) всех величин $n_r(t)$ в прошлом при $t \leqslant T$, по заданным значениям $n_k(T)$ этих величин на сегодняшний день. *Аналитическое поведение во времени*, задаваемое формулами (4) и (6), *является совершенно точным*. Поэтому *вопрос полностью сводится к уточнению значений численных коэффициентов* $n_k(T)$, известных из наблюдений, с учетом флуктуаций и возможных селективных факторов.

Сделаем одно замечание относительно предельной формы нашей формулы (4), описывающей хронологию $n_r(t)$. Как мы уже отметили в разделе 2, при больших временах наблюдений T набор величин $n_k(T)$ приближается к непрерывному распределению $f(\nu)$ при значениях ν из интервала $\left(\frac{k}{T}, \frac{k+1}{T}\right)$. С ростом T величины $n_k(T)$ должны стремиться к нулю, если N — конечно, кроме величин с большими значениями k, такими, что $k \gtrsim \nu \cdot T$. Совершая в формуле (4) предельный переход $T \to \infty$ и $k \to \infty$, но так, чтобы их отношение k/T сохраняло определенное значение ν, мы приходим к формуле (2). При этом используются известные соотношения для пределов:

$$\left(1 - \frac{t}{T}\right)^k = \left(1 - \frac{t}{T}\right)^{\nu T} \underset{T \to \infty}{\to} e^{-\nu t}, \quad C_k^r = \frac{k!}{r!\,(k-r)!} \underset{k \to \infty}{\to} \frac{k^r}{r!}.$$

Таким образом, чисто формально, формула (2) является *предельной формой* нашей формулы (4) при $T \to \infty$, то есть при бесконечно больших временах наблюдений, что, собственно говоря, и заложено в формуле (2), ибо практически задание функции $f(\nu)$, согласно соотношению (1), связано с бесконечно большим временем наблюдений за агрегатом. В этой связи может создаться впечатление, что формула (2) является приближенной, но это не так. Обе формулы *точные* и служат *разными представлениями*: (2) — через неизвестную функцию $f(\nu)$, а (4) — через известные $n_k(T)$.

5. *Формулы прогнозирования*. Формула (4) (формулы (3) и (6) — ее следствия) описывает поведение величин $n_r(t)$ в прошлом по данным $n_k(T)$ в настоящий момент времени. Мы ставим вопрос: а можно ли по данным $n_k(T)$ на сегодняшний день определить поведение $n_r(t)$ для будущих моментов времени $t > T$?

Ответ на этот вопрос утвердительный. Причем, оказывается, и это самое интересное, что соответствующая формула прогнозирования в точности совпадает с формулой (4), описывающей прошлое, с той лишь разницей, что в ней нужно считать $t > T$. Другими словами, *формула* (4) *описывает поведение* $n_r(t)$ *и в прошлом и в будущем*.

Доказательство этого утверждения можно провести по-разному. Можно, например, использовать байесовский подход для оценки вероятностей гипотез. Можно исходить из формул (4), рассматривая их как систему линейных уравнений относительно $n_k(T)$ при заданных $n_r(t)$ с фиксированным значением $t < T$, считая t настоящим моментом времени, а T — произвольным моментом времени в будущем. Решение этой системы дается выражением, подобным (4):

$$n_r(T) = \sum_{k=r}^{\infty} n_k(t) C_k^r \left(\frac{T}{t}\right)^r \left(1 - \frac{T}{t}\right)^{k-r}, \quad r = 0, 1, 2, \ldots$$

в чем легко убедиться и непосредственной подстановкой этого решения в (4).

Наиболее же простой вывод заключается в следующем. Количество r раз вспыхнувших за время $t = (T + t_1)$ звезд определяется формулой (2). Рассмотрим сначала случай $r = 0$:

$$n_0(t) = n_0(T + t_1) = \int_0^{\infty} f(\nu)\, e^{-\nu(T+t_1)} d\nu.$$

Используя разложение в ряд величины $e^{-\nu t_1}$, перепишем $n_0(T + t_1)$ в виде

$$n_0(T + t_1) = \sum_{j=0}^{\infty} (-1)^j \frac{t_1^j}{j!} \int_0^{\infty} e^{-\nu T} f(\nu)\, \nu^j d\nu =$$

$$= \sum_{j=0}^{\infty} (-1)^j \left(\frac{t_1}{T}\right)^j \int_0^{\infty} f(\nu)\, e^{-\nu T} \frac{(\nu T)^j}{j!} d\nu = \sum_{j=0}^{\infty} n_j(T) (-1)^j \left(\frac{t_1}{T}\right)^j.$$

Но $t_1 = t - T$, $t > T$, поэтому окончательно имеем

$$n_0(t) = \sum_{k=0}^{\infty} n_k(T) \left(1 - \frac{t}{T}\right)^k, \text{ или } n(t) = \sum_{k=1}^{\infty} n_k(T) \left[1 - \left(1 - \frac{t}{T}\right)^k\right]. \quad (7)$$

Эта формула, выведенная при $t > T$, в точности совпадает с формулой (3), справедливой при $t \leqslant T$, то есть она верна для всех $t \geqslant 0$. Поэтому справедлива для всех $t \geqslant 0$ и вытекающая из нее путем дифференцирования, согласно (5), формула для $n_r(t)$:

$$n_r(t) = \sum_{k=r}^{\infty} n_k(T) C_k^r \left(\frac{t}{T}\right)^r \left(1 - \frac{t}{T}\right)^{k-r}, \quad r = 0, 1, \ldots \quad (8)$$

Кстати, и последнюю формулу можно вывести из (2) аналогичным путем разложения в ряд величины $e^{-\nu t_1}$ (равно как и формулы (3), (4)).

Формулы прогнозирования — они прогнозируют и будущее и прошлое только по данным на сегодняшний день — обладают рядом интересных и важных свойств:

а) На практике мы имеем дело с обрывающимся рядом $n_k(T)$, поэтому при $t > 2T$ все выражения $n_r(t)$ становятся по абсолютной величине очень большими (такое поведение $n_r(t)$ обусловлено последним, отличным от нуля членом ряда, который при $t \to \infty$ становится главным). Это математическое замечание означает, что *в принципе прогнозирование поведения $n_r(t)$ невозможно на времена, в два раза превышающие имеющееся время наблюдений.*

б) Если подставить вместо $n_k(T)$ распределение Пуассона $n_k(T) = N\frac{(\nu T)^k}{k!}e^{-\nu T}$, $k = 0, 1, \ldots$, то для величин $n_r(t)$ получим опять пуассоновское распределение $n_r(t) = N\frac{(\nu t)^r}{r!}e^{-\nu t}$ для любого момента времени t. Если $n_k(T)$ есть суперпозиция пуассоновских распределений, то и $n_r(t)$ *есть такая же суперпозиция пуассоновских распределений.* В пределе, если $n_k(T) = \int\limits_0^\infty f(\nu)\frac{(\nu T)^k}{k!}e^{-\nu T}d\nu$, то $n_r(t) =$

$$= \int\limits_0^\infty f(\nu)\frac{(\nu t)^r}{r!}e^{-\nu t}d\nu.$$

в) Имеет место *групповое свойство* (являющееся следствием более общего группового свойства [6] нелинейных формул прогнозирования), состоящее в следующем. Можно по данным $\{n_r\}$ на момент времени t_1 определить значения $\{n_r\}$ в момент t_2, а по этим данным в момент времени t_2, в свою очередь, определить n_r в момент времени t_3. Это равносильно определению $\{n_r\}$ на момент времени t_3 непосредственно по данным $\{n_r\}$ в момент t_1. Другими словами, пошаговое продвижение по времени в задаче прогнозирования в результате равносильно скачкообразному прогнозированию. Размельчение шагов ни к какому улучшению не приводит (разве что может привести к накоплению ошибок счета).

г) Еще одно отличительное свойство приведенных выше формул прогнозирования — их *линейность* относительно величин $n_k(T)$. Данные на сегодняшний день (как и на любой момент времени) содержат естественные флуктуации, а в целях лучшего прогнозирования желательно их устранить. В силу указанной линейности можно, используя данные об $n_r(t)$ на протяжении всего прошлого интервала $(0, T)$ методами линейной регрессии *определить наилучшие оценки для* $n_k(T)$, а затем только по ним осуществить прогнозирование на будущие времена.

д) Такая регрессия должна в принципе позволить также прогнозировать ряд $n_k(T)$, т. е. *продолжить его на бóльшие значения* k, еще неизвестные из наблюдений, так как прогнозирование по времени, понятно, сопряжено с уточнением членов ряда (4).

6. *Заключение.* Основной вывод, который можно сделать уже сейчас, состоит в том, что прогнозирование вспышечной деятельности агрегата невозможно на времена, превышающие 2T. Это, в свою очередь, означает, что обратная *задача определения функции распределения частот, в принципе, неразрешима без дополнительных предположений относительно вида этой функции* (в противном случае прогнозирование было бы возможно в бесконечное будущее). Это утверждение верно, правда, при условии, что время наблюдений T не настолько велико, чтобы считать, что все вспыхивающие звезды агрегата показали достаточное количество вспышек и к ним может быть применена непосредственно формула (1).

На рис. 1 приведены кривые $n(t)$, $n_r(t)$, вычисленные по формулам прогнозирования (7)—(8) для времен t, описывающих как прошлое $(t < T)$, так и будущее $(t > T)$ поведение этих величин, *только по наблюдательным данным* $n(T)$, $n_k(T)$, *известным на сегодняшний день* $(t = T)$, для агрегатов Плеяды и Орион—они отмечены жирными кружочками и приведены в соответствующих верхних строчках табл. 1. Эти кривые на рисунке помечены стрелками.

Таблица 1

k	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	$n(T)$
Плеяды	290	93	46	29	22	22	9	10	7	5	5	4	1	1	1	545
	290	93	46	29	22	18	13	10	7	5	5	4	1	1	1	545
Орион	379	76	23	7	1	1	2									489
	379	76	23	7	1	1	1	1								489

Чтобы получить примерное представление о возможных ошибках прогнозирования, обусловленных неизбежными флуктуациями в наблюдательных данных $n_k(T)$, мы слегка изменили эти данные (измененные данные набраны жирным шрифтом в соответствующих нижних строчках табл. 1). Отвечающие им кривые прогноза начинают сильно расходиться от вычисленных по истинным наблюдательным данным при временах, еще меньших, чем $2T$, причем тем быстрее, чем больше значение k (это и понятно, ибо ряд (8) содержит «хвост» данных $n_k(T)$ с $k > r$). Заштрихованные области на рисунке обозначают коридор возможных ошибок. Расхождение в кривых прогноза для Ориона обусловлено всего лишь одной, наиболее вероятной (!), дополнительной вспышкой: если одна из двух звезд, показавших по 7 вспышек, вдруг покажет еще одну вспышку.

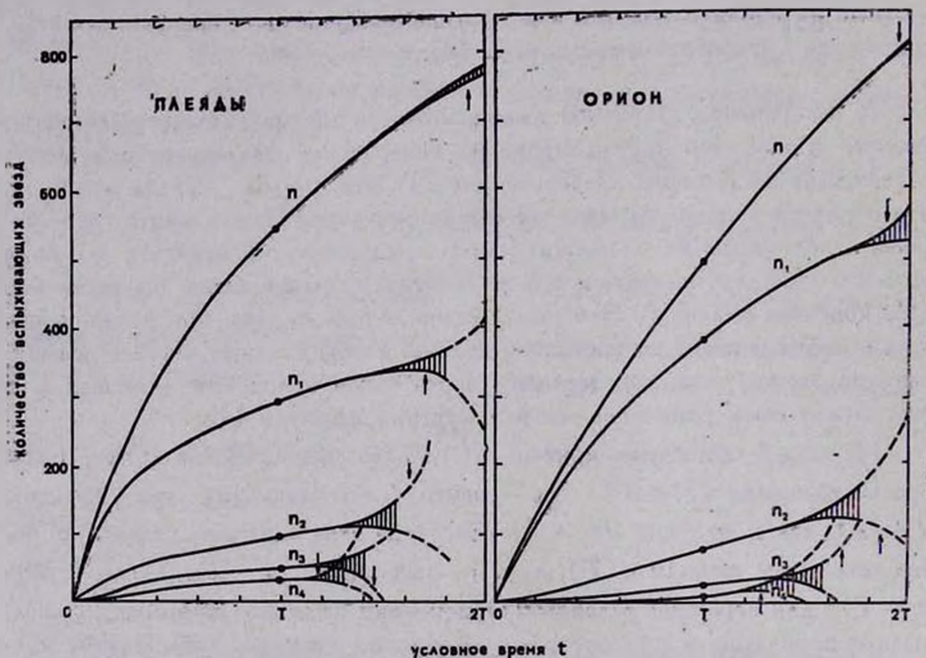

Рис. 1. Рассчитанное по формулам (8) теоретическое поведение во времени величин $n_r(t)$ — количества вспыхивающих звезд, показывающих к моменту условного времени t ровно r вспышек. $n(t)$ — полное число вспыхивающих звезд, обнаруженных за время t. Точками, отвечающими значеню $t = T$, представлены наблюдательные данные на сегодняшний день.

Наиболее достоверный прогноз — почти до $2T$ — осуществляется для количества вспыхивающих звезд $n(t)$, как статистически наиболее богатой величины и поэтому наименее подверженной флуктуациям. Ее поведение асимптотически должно приближаться к оценке полного числа вспыхивающих звезд в агрегате.

В следующей работе мы проведем сравнение теоретических кривых с наблюдательными данными $n_r(t)$, относящимися к эпохе наблюдений $(0, T)$, с целью возможного уточнения численных значений $n_k(T)$ методами линейной регрессии. Здесь же еще раз подчеркнем, что относительно вида функции распределения $f(\nu)$ вспыхивающих звезд по истинным частотам *никаких предположений выше сделано не было*, кроме условия ее независимости от времени.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

THE PROGNOSIS OF FLARE ACTIVITY OF STELLAR AGGREGATES.I. THEORETICAL PART

M. A. MNATZAKANIAN, A. L. MIRZOYAN

A problem is put forward on the prognosis in time of the quantity $n_k(t)$ of flare stars, showing exactly k flares by the moment t, known for the full time of observations T of the aggregate. The problem put forward by V. A. Ambartsumian [3] on the derivation of the distribution function $f(\nu)$ of variable frequences of stellar flares according to the known chronology of these data is equivalent to the extremely complex form of our statement — the prognosis in the future for infinitely large time. An exact analytical solution of this problem is given (without any supposition on the function $f(\nu)$ of variable frequences), making possible the prognosis of stationary flare activity of the aggregate both in the future and the past.

It follows from this solution that the prognosis in the future is in fact impossible for times, exceeding the double time $2T$ of available observations (which means the unsolvability of the problem of determination of the function $f(\nu)$). Moreover, due to the fluctuations which are unavoidable in observational data $n_k(T)$, such prognosis is limited by a smaller time; the larger the k the smaller the time. Prognosis in the future and the past according to $n_k(t)$ and its possible errors, due to the small fluctuations in these data today is illustrated on the examples of the Pleiades and Orion aggregates.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Л. В. Мирзоян*, Нестационарность и эволюция звезд, Изд. АН АрмССР, Ереван, 1981.
2. *В. А. Амбарцумян*, сб. «Звезды, туманности, галактики», Ереван, 1969, стр. 283.
3. *В. А. Амбарцумян*, Астрофизика, 14, 367, 1978.
4. *Э. С. Парсамян*, Астрофизика, 16, 677, 1980.
5. *М. А. Мнацаканян*, Астрофизика, 24, 621, 1986.
6. *М. А. Мнацаканян*, сб. «Совещание «Ренормгруппа-86», Д2-87-123, Дубна, 1987, стр. 376.