АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 14 АВГУСТ, 1978 ВЫПУСК 3

УДК 523.802

ВЫВОД РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЧАСТОТ ЗВЕЗДНЫХ ВСПЫШЕК В ЗВЕЗДНОМ АГРЕГАТЕ

В. А. АМБАРЦУМЯН

Поступила 16 мая 1978

Семидесятилетию Ханнеса Альвена
посвящает эту работу автор

Данные о вспыхивающих звездах в Плеядах прямо свидетельствуют в пользу того, что средняя частота вспышек у различных вспыхивающих звезд сильно различается. Решается задача об определении функции распределения средних частот вспыхивающих звезд на основе статистических данных о всех вспышках, наблюденных в данном агрегате, поскольку определение средней частоты вспышек для индивидуальных звезд практически невозможно. Задача решена на основе использования хронологии открытий («первых вспышек») и хронологии подтверждений, т. е. распределения по времени («вторых вспышек»). Дано конкретное решение для совокупности вспыхивающих звезд в Плеядах.

Как это видно из текста, полученные результаты далеко не являются окончательными. Однако возможность использования хронологии открытий вспыхивающих звезд и хронологии подтверждений для получения серьезной информации, характеризующей скопление, представляется автору настолько удивительной, что он решился посвятить данную статью юбилею такого выдающегося астрофизика и физика, как профессор Х. Альвен.

1. В астрономии часто приходится иметь дело с такими случаями, когда по измерениям некоторых непосредственно наблюдаемых величин ищутся значения других, связанных с ними величин или функций, которые непосредственно не могут быть измерены, но описывают сущность явления или строение какого-либо объекта. Часто такие случаи приводятся к решению математических задач, называемых обычно «обратными задачами математической физики». Иногда же проблема приводится к решению математической задачи, не требующей особо сложного аппарата.

В качестве примера из классической астрономии можно привести решенную Гауссом задачу об определении элементов планетной орбиты по трем наблюдениям, которая является обратной по отношению к «прямой задаче» вычисления эфемериды планеты по заданным элементам ее орбиты.

Простым примером из области звездной астрономии может служить задача об определении пространственной звездной плотности в шарообразном звездном скоплении как функции расстояния до центра скопления, исходя из найденного путем наблюдений распределения звездной плотности в проекции на небесную сферу. Как известно, эта задача сводится к решению интегрального уравнения Абеля. Конечно, и при решении этой задачи делаются некоторые предположения. В частности принимается, что можно пренебречь отклонениями от сферического распределения.

В задаче о шарообразном скоплении довольно хорошо проявляется ее статистический характер и связанные с этим трудности. Дело в том, что поверхностная звездная плотность не может быть найдена из наблюдений со сколь угодно большой точностью. Последняя лимитируется случайными флуктуациями. Возникающая таким образом неопределенность (неточность) заданной функции вызывает еще бо́льшую неопределенность в искомой функции (пространственной плотности).

Третьим примером, в котором, однако, трудности, связанные со статистической природой, получаемой из наблюдений функции, еще более очевидны, является задача о нахождении функции распределения пространственных скоростей звезд $\varphi(\xi, \eta, \zeta)$ по наблюденной функции $\psi(\nu, \alpha, \delta)$ распределения лучевых скоростей звезд в различных частях небесной сферы. Эта задача была поставлена в свое время Эддингтоном и решена автором около 40 лет тому назад [1].

В качестве четвертого примера можно привести задачу об определении полного количества вспыхивающих звезд в скоплении (или в звездной ассоциации), когда известны числа звезд, которые претерпели за определенный промежуток времени τ по одной, по две, по три и т. д. вспышки, но еще остается неизвестное, но большое число неоткрытых вспыхивающих. Эта обратная задача допускает простую математическую формулировку в том случае, когда вспышки каждой из вспыхивающих звезд представляют собой однородную (постоянной средней частоты) пуассонову последовательность. В том случае, когда средняя частота вспышек для всех вспыхивающих звезд одна и та же, то достаточно знать лишь числа звезд m_1 и m_2, вспыхнувших по одному и соответственно по два раза. Тогда число звезд m_0, еще не испытавших вспышки, т. е. не наблюденных во вспышках, определяется с помощью простой формулы [2]

$$m_0 = \frac{m_1^2}{2m_2}. \tag{1}$$

На самом деле соотношение (1) имеет место лишь между математическими ожиданиями величин m_0, m_1, и m_2. Однако, за неимением лучшего, для вычисления математического ожидания m_0 мы обычно подставляем в (1) вместо математических ожиданий m_1 и m_2 их наблюденные значения за время τ.

2. Изучение вопроса, однако, показывает, что по крайней мере в некоторых звездных агрегатах имеются звезды с сильно *отличающимися друг от друга средними частотами вспышек* [3]. Примером такого агрегата могут служить Плеяды. Вследствие этого применение формулы (1) дает грубый результат, пригодный лишь для первой ориентировки, и можно утверждать, что для описания совокупности вспыхивающих звезд необходимо знать как полное число вспыхивающих N, так и функцию их распределения $f(\nu)$ по частотам ν. Еще более полной была бы информация об этих количествах для каждого интервала видимой величины (в минимуме блеска). Для точного решения этой задачи следовало бы применить прямой метод, заключающийся в столь длительном слежении за скоплениями, чтобы каждая из вспыхивающих звезд успела претерпеть столь значительное число вспышек, что представилось бы возможным оценить значение средней частоты для каждой индивидуальной звезды. Для находящихся в настоящее время под наблюдением астрономов звездных агрегатов, содержащих вспыхивающие звезды (например, Плеяды, Орион), это невозможно, ибо материал, собранный за несколько лет наблюдений, оставляет еще неоткрытой значительную часть вспыхивающих звезд, а звезды, у которых зарегистрированы более чем две вспышки, составляют лишь незначительную часть всех вспыхивающих. Поэтому поставим задачу статистического определения *общего числа* вспыхивающих звезд и их распределения по частотам вспышек без предварительного определения средних частот для каждой звезды. Предположим пока, что это распределение не зависит от звездной величины в минимуме блеска. Метод решения в принципе будет применим и к нахождению тех же данных для отдельных интервалов звездных величин.

Пусть в момент $t = 0$ мы начинаем слежение (регистрацию вспышек) за нашим агрегатом и пусть $P(t)$ будет вероятность того, что в промежутке $(0, t)$ произойдет хотя бы одна вспышка случайно выбранной в агрегате вспыхивающей звезды. Пока мы допустим, что наблюдения ведутся непрерывно. Это допущение делается лишь ради простоты рассуждений. Как увидим в дальнейшем, от этого условия можно отказаться, причем результаты останутся в силе, если только соответственно изменить способ отсчета времени от начала $t = 0$.

Тогда $P(t)$ выразится через функцию $f(\nu)$ распределения пуассоновского параметра ν (средней частоты вспышек звезды) следующим образом:

$$P(t) = 1 - \int_0^\infty e^{-\nu t} f(\nu)\, d\nu. \tag{2}$$

Очевидно, что величина $NP(t)$ будет математическим ожиданием числа происшедших к моменту t «первых» вспышек, т. е. математическим ожиданием числа открытых к моменту t вспыхивающих звезд (предполагается, что до момента $t=0$ не было известно ни одной вспыхивающей звезды).

Очевидно, что производная

$$n_1(t) = N\frac{dP(t)}{dt} \tag{3}$$

будет означать математическое ожидание числа звезд, испытывающих свои «первые» вспышки (открываемых) в единицу времени в момент t. Из (2) и (3) следует

$$n_1(t) = N\int\limits_0^\infty e^{-\nu t}\nu f(\nu)\,d\nu, \tag{4}$$

откуда имеем

$$\frac{n_1(t)}{n_1(0)} = \frac{\int\limits_0^\infty e^{-\nu t}\nu f(\nu)\,d\nu}{\int\limits_0^\infty \nu f(\nu)\,d\nu}.$$

Вводя среднее значение $\bar{\nu}$ средней частоты вспышек, которое равно

$$\bar{\nu} = \int\limits_0^\infty \nu f(\nu)\,d\nu, \tag{5}$$

получаем уравнение

$$\frac{n_1(t)}{n_1(0)} = \frac{1}{\bar{\nu}}\int\limits_0^\infty e^{-\nu t}\nu f(\nu)\,d\nu. \tag{6}$$

Левая часть этого уравнения может быть найдена из наблюдений. Поскольку значение $\bar{\nu}$ в этом уравнении нам неизвестно, то мы, выполнив обращение интегрального преобразования Лапласа, можем найти $f(\nu)$ лишь с точностью до постоянного множителя. Поскольку, однако, $f(\nu)$ есть плотность вероятности, то условие нормировки

$$\int\limits_0^\infty f(\nu)\,d\nu = 1 \tag{7}$$

позволит всегда определить этот постоянный множитель.

Поскольку каждый пуассоновский процесс состоит из независимых друг от друга событий, то в результате вырезывания конечных отрезков оси времени и сшивания оставшихся отрезков опять мы будем иметь пуассонову последовательность вспышек для каждой звезды, если только это вырезывание производится совершенно независимо от имеющейся конкретной реализации процесса. В силу этого, нарушения (пропуски) непрерывности слежения, вызванные условиями работы наблюдателей (смена дня и ночи, смена погоды и т. д.), не играют роли. Нужно только, приняв в момент начала наблюдений $t = 0$, считать за входящее в формулу время t суммарное время регистраций (сумму экспозиций), выполненных, начиная с $t = 0$.

Обратим теперь внимание на физический смысл левой части уравнения (6). Поскольку при t, близких к нулю, все наблюдаемые вспышки являются первыми вспышками соответствующих звезд за период наблюдений, то число $n_1(0)$ одновременно означает и количество всех происходящих в агрегате вспышек, и количество всех «первых» вспышек в единицу времени. Но, с другой стороны, поток *всех вспышек* стационарен по предположению, ибо он составляет сумму пуассоновских процессов. Поэтому $n_1(0)$ является и числом *всех вспышек* в единицу времени для любого момента. Поэтому левая часть (6) означает *относительную долю «первых» вспышек $n_1(t)$ среди всех вспышек, происходящих в единицу времени.* Если $t = 0$ есть момент начала слежения за агрегатом вообще, то $n_1(t)$ есть число вспыхивающих звезд, открываемых вновь в единицу времени. Следовательно, уравнение (6) имеет и следующий смысл: относительная доля новооткрываемых вспыхивающих звезд среди всех звезд, вспыхивающих в единицу времени, с точностью до постоянного множителя равна лапласовскому преобразованию функции $\nu f(\nu)$.

3. Пусть для решения уравнения (6) мы определяем из наблюдательных данных отношение $n_1(t)/n_1(0)$ путем подсчета первых вспышек для шести интервалов времени, т. е. разбиваем весь промежуток времени наблюдений на шесть равных частей. Поскольку соответствующие числа $n_1(t)$ для Плеяд к настоящему моменту будут при этом в среднем порядка 80, то случайные отклонения наблюдаемых значений $n_1(t)$ от их математических ожиданий должны быть порядка 10% от значения самой величины. При этих условиях, когда заданная функция задана всего в шести точках и притом со столь малой точностью, выполнение операции, обратной преобразованию Лапласа, приведет к *очень большим* относительным ошибкам в определении искомой функции распределения $f(\nu)$.

Можно, однако, надеяться существенно улучшить положение дел, если мы используем еще возможность косвенного определения функции $n_1(t)$ из других наблюдательных данных.

Для этого напишем формулу для ожидаемого числа звезд N_2, у которых за время t наблюдалась как первая, так и вторая вспышка, т. е. за это время имели место две вспышки или больше:

$$N_2 = N \int_0^\infty f(\nu)(1 - e^{-\nu t} - e^{-\nu t}\nu t)\, d\nu \tag{8}$$

или

$$N_2 = N_1 - N\int_0^\infty f(\nu)\, e^{-\nu t}\, \nu t d\nu, \tag{9}$$

где

$$N_1 = NP(t) = N \int_0^\infty f(\nu)(1 - e^{-\nu t})\, d\nu. \tag{10}$$

Легко видеть из (9), что

$$N_2 = N_1 + Nt \frac{d}{dt} \int_0^\infty e^{-\nu t} f(\nu)\, d\nu. \tag{11}$$

И так как на основании (10) и (7)

$$N \int_0^\infty f(\nu)\, e^{-\nu t} d\nu = N - N_1(t),$$

получаем

$$N_2 = N_1 + t \frac{d}{dt} (N - N_1). \tag{12}$$

Поскольку $dN/dt = 0$, то

$$N_2 = N_1 - t \frac{dN_1}{dt}. \tag{13}$$

Рассматривая (13) как дифференциальное уравнение для N_1, мы получаем его решение как функцию времени $N_1(t)$:

$$N_1(t) = Ct - t \int_0^t \frac{N_2(u)du}{u^2}. \tag{14}$$

Для определения значения постоянной C продифференцируем это уравнение по t и учтем, что производная левой части равна

$$n_1(t) = C - \int_0^t \frac{N_2(u)\,du}{u^2} - \frac{N_2(t)}{t}.$$

При $t = 0$ получаем

$$n_1(0) = C,$$

поскольку при малых t величина $N_2(t)$ должна быть порядка t^2. Итак, имеем

$$N_1(t) = n_1(0)\,t - t\int_0^t \frac{N_2(u)\,du}{u^2}. \qquad (15)$$

Дифференцируя по t и затем интегрируя по частям, имеем

$$n_1(t) = n_1(0) - \int_0^t \frac{dN_2(u)}{u}.$$

Очевидно, что поскольку $dN_2(t) = n_2(t)\,dt$, где $n_2(t)$ есть число вторых вспышек, регистрируемых в единицу времени, мы можем переписать это равенство в виде

$$n_1(t) = n_1(0) - \int_0^t \frac{n_2(u)\,du}{u}. \qquad (16)$$

Таким образом, мы получаем значения функции $n_1(t)$, выраженные через статистику моментов вторых вспышек, данные о которой, очевидно, в какой-то степени независимы от распределения первых вспышек. Кроме того, искомые значения $n_1(t)$ определяются посредством (16) путем интегрирования наблюдаемой функции $n_2(t)$, что приводит к меньшим относительным флуктуациям в получаемых значениях $n_1(t)$. Можно поэтому ожидать, что этот второй метод эмпирического определения $n_1(t)$ поможет более точному вычислению левой части уравнения (6). Это, в свою очередь, крайне важно для более уверенного получения решения этого уравнения.

4. На основании сказанного можно составить следующую программу вывода функции распределения средних частот вспышек $f(\nu)$.

а) Все вспышки располагаются в хронологическом порядке, после чего, выделяя «первые вспышки», мы можем посредством прямых подсчетов составить функцию $n_1(t)/n_1(0)$, представляющую долю первых вспышек среди всех вспышек, как функцию времени. При этом речь идет не о календарном времени, а о времени, отсчитанном от начала наблюдений по воображаемым часам, которые идут только во время наблюдений данного агрегата. Для этого вся продолжительность полного времени наблюдений разбивается на интервалы, столь малые, что в них математическое ожидание изменения $n_1(t)$ должно быть небольшим по сравнению с самим $n_1(t)$. Например, продолжительность каждого интервала может быть порядка 30 или 50 *часов*. В этих интервалах производятся подсчеты $n_1(t)$.

б) Таким же образом составляется функция $n_2(t)$ и на основании формулы (16) получается $n_1(t)$ посредством численного интегрирования.

Вследствие своеобразной неустойчивости задачи обращения уравнения (6), что математики называют «некорректностью» таких обратных задач, желательно использовать оба способа определения $n_1(t)/n_1(0)$, как для проверки, так и для усреднения.

в) Посредством обращения преобразования Лапласа на основе формулы (6) из $n_1(t)/n_1(0)$ находят $f(\nu)$. При этом вообще должна быть использована нормировка (7).

г) Правильность найденного решения $f(\nu)$ может быть затем проверена на основании других наблюдательных данных, полученных независимо от $n_1(t)$ и $n_2(t)$. Например, на основе выражения для математического ожидания m_k чисел звезд, вспыхнувших за все время τ наблюдений k раз,

$$m_k = N \int_0^\infty e^{-\nu\tau} f(\nu) \frac{(\nu\tau)^k}{k!} d\nu, \tag{17}$$

мы можем, зная $f(\nu)$, определить отношения

$$\frac{m_k}{m_1}$$

и затем сравнить с наблюденной реализацией чисел m_k.

5. Разработанный таким образом способ был применен к совокупности вспыхивающих звезд, наблюдаемых в Плеядах. При этом мы решили пренебречь всеми вспышками, для которых наблюденная фотографическим способом амплитуда меньше одной величины. Таким образом, ищется функция распределения частот таких «больших» вспышек. Это вызвано

желанием совершенно исключить кажущиеся вспышки, вызванные случайными локальными отклонениями чуствительности на фотопластинках.

Согласно данным, представленным мне Э. С. Парсамян и основанным на каталоге всех вспышек, взятых из литературы, полное число таких «больших» вспышек равно 822. Весь суммарный период наблюдений составляет при этом 2625 *часов*. К сожалению, не во всех случаях мы знаем, как располагаются во времени эти часы наблюдений, поскольку авторы обычно *не публикуют моменты всех снимков*, а ограничиваются лишь публикацией *моментов наблюденных вспышек* и суммы длительностей всех экспозиций за отчетный период. Поэтому возникла трудность в определении моментов вспышек в нашем условном времени t. Однако обоснованно считая, что вспышечная деятельность шла равномерно в течение всего времени наблюдений τ и поскольку опубликованные моменты позволяют расположить их в хронологической последовательности, вполне достаточно принять, что момент вспышки в условном времени пропорционален номеру вспышки z, т. е.

$$t = z \frac{\tau}{z(\tau)}. \tag{18}$$

На рис. 1 пунктирная линия изображает данные о $n_1(t)/n_1(0)$, полученные из непосредственных отсчетов, а плавная кривая есть интерполяция, основанная на тех же данных, но исходящая из представления, что математическое ожидание доли первых вспышек среди всех вспышек должно монотонно убывать со временем.

Наличие значительных колебаний пунктирной кривой по отношению к монотонно убывающей линии хорошо иллюстрирует высказанное выше утверждение о трудности определения значений математического ожидания величин $n_1(t)/n_1(0)$ на основе одних лишь прямых подсчетов.

Далее, на основе непосредственных подсчетов, была определена функция $n_2(t)$. Несмотря на то, что получаемая из наблюдений функция $n_2(t)$ также содержит большие флуктуации, интегрирование по формуле (16) их сильно сглаживает. Мы были поражены тем, насколько значения $n_1(t)/n_1(0)$, полученные таким способом и нанесенные на рисунок в виде точек, хорошо согласуются с проведенной до этого интерполяционной кривой.

Оказывается, что все эти данные удовлетворительно описываются простой интерполяционной формулой:

$$\frac{n_1(t)}{n_1(0)} = \frac{1}{(1+0.00260\,t)^{2/3}}. \tag{19}$$

Легко увидеть, что решение уравнения (6) при таком аналитическом виде левой части должно иметь вид

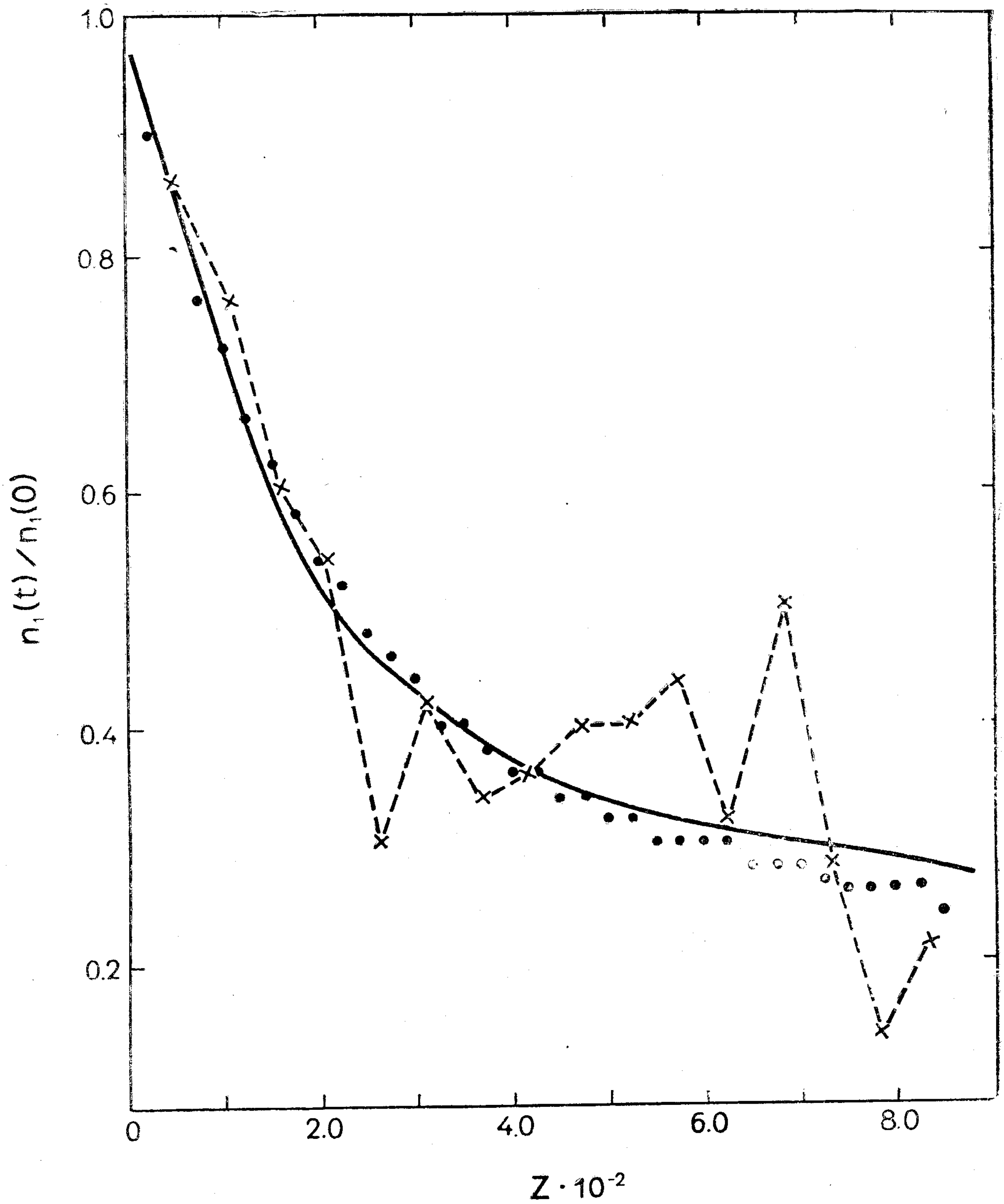

Рис. 1. Зависимость $n_1(t)/n_1(0)$ от z. Крестиками отмечены значения $n_1(t)/n_1(0)$ полученные непосредственно из наблюдений. Плавная кривая представляет собой проведенную от руки интерполяцию, основанную на тех же значениях (см. текст). Точками отмечены значения, вычисленные по формуле (16) на основе подсчетов «вторых» вспышек.

$$f(\nu) = Ce^{-\nu s} \nu^{-4/3}, \tag{20}$$

где параметр s, имеющий размерность времени, равен

$$s = 385 \text{ часов}. \tag{21}$$

О полученной функции распределения $f(\nu)$ следует сделать два замечания: а) значительная часть вспыхивающих звезд имеет средние частоты меньшие, чем 0.001 *час*$^{-1}$; б) имеется сингулярность в точке $\nu = 0$, вследствие чего интеграл по всему промежутку частот расходится. Конечно, при малых значениях ν истинная функция должна вести себя иначе. Но дело в том, что наблюдения, длившиеся всего 2625 *часов*, очевидно, не могут дать нам никакой весомой информации о статистике вспышек тех звезд, для которых средний промежуток между вспышками больше, чем, скажем, 2500 *часов*. Для таких частот выражение (20) является чисто формальным результатом. Поэтому предположения о том, что таких звезд с малой частотой вспышек очень мало или очень много, будут одинаково необоснованы. В этом проявляется «некорректность» математической задачи, дающая себя чувствовать при недостатке соответствующих наблюдательных данных.

Конкретизируя, можно сказать, что истинная функция должна иметь вид

$$f(\nu) = Ce^{-\nu s} \nu^{-4/3} g(\nu), \tag{22}$$

где $g(\nu)$ может быть принято равным единице для больших ν (скажем, для $\nu > 0.001$ *час*$^{-1}$) и стремится быстро к нулю при $\nu \to 0$. Однако мы пока не можем описать количественно поведение $g(\nu)$ при малых ν.

Последнее обстоятельство не дает возможности определить значение C на основании нормировки (7). Тем не менее, произведение NC, входящее в выражение

$$NCe^{-\nu s} \nu^{-4/3} g(\nu)\, d\nu, \tag{23}$$

для математического ожидания числа звезд в интервале частот может быть оценено следующим образом.

Из (4) при $t = 0$ мы находим

$$n_1(0) = N \int_0^\infty f(\nu)\, \nu d\nu = NC \int_0^\infty e^{-\nu s} \nu^{-1/3} g(\nu) d\nu. \tag{24}$$

Поскольку интеграл в правой части (24) сходится и при $g(\nu) \equiv 1$, то принятием $g(\nu) = 1$ и в той его части, которая относится к малым ν, мы не внесем уже крупной ошибки. Выполнив интегрирование, при этом допущении получаем

$$NC = n_1(0)\,\frac{s^{2/3}}{\Gamma(2/3)}.$$

Подставляя сюда $s = 385$ *часов*, $n_1 = 0.313$ *час*$^{-1}$, $\Gamma(2/3) = 1.354$, имеем

$$NC = 12.2.$$

Поэтому (23) для больших частот имеет вид

$$dN = 12.2\, e^{-\nu s}\, \nu^{-4/3}\, d\nu,$$

где ν должно быть выражено в единицах *час*$^{-1}$.

Таково выражение для абсолютного числа вспыхивающих звезд в Плеядах для разных интервалов частот.

Для полного числа звезд, обладающих частотой, большей некоторого ν_0, получаем

$$N(\nu_0) = 12.2 \int\limits_{\nu_0}^{\infty} e^{-\nu s}\, \nu^{-4/3}\, d\nu$$

или, вводя вместо ν переменную $x = \nu s$,

$$N(\nu_0) = 12.2 s^{1/3} \int\limits_{\nu_0 s}^{\infty} e^{-x} x^{-4/3} dx,$$

учитывая значение s, согласно (21) получаем

$$N(\nu_0) = 88.7 \int\limits_{385\nu_0}^{\infty} e^{-x} x^{-4/3}\, dx. \tag{25}$$

Входящий в правую часть интеграл может быть найден численно для различных значений параметра $\nu_0 s$. Отсюда получается таблица 1 значений $N(\nu_0)$, где Π обозначает средний промежуток между вспышками при частоте ν_0, выраженный в часах.

Конечно, последняя строчка этой таблицы представляет собой грубую экстраполяцию. Тем не менее следует обратить внимание на следующие два неожиданных обстоятельства.

а) Большая часть вспыхивающих звезд имеет средний интервал между вспышками, превосходящий 5000 *часов*.

б) Хотя численное значение $N(\nu_0)$ в последней строчке таблицы крайне ненадежно, по-видимому, следует считать, что по крайней мере некоторые звезды имеют средние интервалы, превосходящие 20 000 *часов.*

Оба эти заключения относятся к интервалам между вспышками, амплитуда которых превосходит одну величину.

Таблица 1

ВЫЧИСЛЕННЫЕ ЧИСЛА ЗВЕЗД $N(\nu_0)$ ПЛЕЯД СО СРЕДНИМИ ЧАСТОТАМИ ВСПЫШЕК, БОЛЬШИМИ ν_0

$s\nu_0$	П	$N(\nu_0)$
5.0	77	0.04
4.0	96	0.18
3.0	128	0.7
2.0	192	3.1
1.0	385	17
0.30	1280	94
0.10	3850	245
0.05	7700	385
0.02	19250	634
0.01	38500	886

6. Полученная функция распределения (20) должна дать, как указывалось выше, возможность сосчитать на основании формулы (17) вытекающие из нее значения отношений математических ожиданий

$$\frac{m_2}{m_1}, \quad \frac{m_3}{m_1}, \ldots$$

и сравнить их с наблюдениями. Результаты сравнения приводятся в табл. 2. Поскольку значение постоянной C в формуле (20) остается неизвестным из-за неопределенности искомой функции в области малых частот, то приведенные в третьем стоблце табл. 2 (вычисленные) числа m_k получены путем умножения выведенных на основе формул (17) и (20) отношений m_k/m_1 на наблюденное значение m_1 ($k = 2, 3, \ldots$). Именно поэтому значение m_1 в третьем столбце совпадает со значением той же величины во втором столбце и взято в скобки.

7. В исследованиях по вспыхивающим звездам, выполненных бюраканской группой, всегда ставился вопрос об определении полного числа всех вспыхивающих звезд, а это требует знания числа вспыхивающих n_0,

не испытавших за время наблюдений ни одной вспышки. В том приближении, в котором считается, что все вспыхивающие имеют одну и ту же среднюю частоту, значение n_0 получалось из формулы (1). Однако оказывается, что значения ν распределены в довольно широком интервале, а беско-

Таблица 2

k	$(n_k)_{\text{набл.}}$	m_k
1	213	(213)
2	62	62
3	46	30
4	20	17
5	9	11
6	29	30

нечное возрастание $f(\nu)$ по формуле (20) при малых ν, о котором говорилось выше, приводит к расходимости интеграла (17) при $k = 0$. По-видимому, должна быть изменена сама постановка задачи: следует искать не количество всех вспыхивающих звезд, а лишь количество тех вспыхивающих, у которых частоты превосходят некоторое ν_0.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

THE DERIVATION OF THE FREQUENCY-FUNCTION OF STELLAR FLARES IN A STELLAR AGGREGATE

V. A. AMBARTSUMIAN

The existing data on flare stars in Pleiades strongly suggest that the average frequency of flares differs considerably from star to star. The solution of the problem of determination of the distribution function of frequencies of flares in a stellar aggregate is given based on statistical data concerning all flares since the determination of average frequency for the majority of individual stars is practicaly impossible. For the solution of the problem the chronology of discoveries of the flare stars ("first flares") and chronology of confirmations (observations of "second flares") are used. A concrete solution is found for the case of Pleiades.

As seen from the text the results are far from being final. However, the possibility of utilisation of the chronology of discoveries and of the chronology of confirmations for obtaining serious information describing the state of the cluster seems fascinating and this is the reason why the writer takes the liberty to dedicate this paper to the 70-th birthday of such an outstanding astrophysicist and physicist as Professor H. Alfven.

ЛИТЕРАТУРА

1. *V, A. Ambartsumian*, M. N., **96**, 172, 1935.
2. *В. А. Амбарцумян*, сб. «Звезды, туманности, галактики», Ереван, 1969, стр. 283.
3. *В. А. Амбарцумян, Л. В. Мирзоян, Э. С. Парсамян, О. С. Чавушян, Л. К. Ерастова, Э. С. Казарян, Г. Б. Оганян, И. И. Янкович*, Астрофизика, **9**, 461, 1973.