

УДК: 524.338.6

К ЗАДАЧЕ ВОССТАНОВЛЕНИЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ
ПРОСТРАНСТВЕННОЙ ПЛОТНОСТИ
ВСПЫХИВАЮЩИХ ЗВЕЗД В ПЛЕЯДАХ

О.С.ЧАВУШЯН, О.В.ПИКИЧЯН, А.В.ОСКАНЯН, Г.А.БРУТЯН

Поступила 6 ноября 2003

Принята к печати 19 мая 2004

Работа посвящается определению пространственного распределения вспыхивающих звезд в агрегате Плеяды. Для этой цели по наблюдаемому плоскому распределению звезд сначала строится одномерное распределение. Показывается, что для надежного построения последнего необходимо решить уравнение Абеля. На его основе определена зависимость истинной пространственной плотности распределения вспыхивающих звезд от расстояния от центра скопления. При этом выявлен сферический слой дефицита вспыхивающих звезд шириной 0.5 пк ($2.8 \text{ пк} \leq R \leq 3.5 \text{ пк}$). Построен профиль плотности пространственного распределения вспыхивающих звезд в области дефицита. Приводятся характеристики этой области.

1. *Введение.* Как известно, вспышечная активность - одно из ярких проявлений ранней стадии эволюции карликовых звезд, поэтому их исследование имеет важное значение для звездной космогонии.

Исследование статистических характеристик вспыхивающих звезд в звездном агрегате Плеяды было предпринято В.А.Амбарцумяном и сотрудниками в известной серии работ [1-3]. В них, в частности, было установлено, что почти все звезды слабее $V=13^m.3$ ($m_{\text{PK}} = 14^m.3$) являются вспыхивающими. Оценивалось полное число вспыхивающих звезд, которое систематически уточнялось по мере накопления наблюдательного материала. Предпринимались также попытки восстановления функции распределения частот звездных вспышек [4-7]. Далее, в работах [8-13] исследовалось распределение пространственной плотности вспыхивающих звезд, в частности, в центре скопления Плеяды была выявлена "полость". Однако выяснилось, что причиной ее появления является наблюдательная селекция, обусловленная недостаточностью наблюдательного материала относительно звезд, имеющих малую частоту вспышек. Действительно, по мере накопления данных указанная "полость" в центре Плеяд постепенно заполнилась.

В работе [14] исследовалась поверхностная плотность вспыхивающих звезд в Плеядах и был обнаружен дефицит количества вспыхивающих звезд (ДВЗ), но уже в "средней" области агрегата.

Целью настоящей работы является дальнейший анализ обнаруженного в [14] ДВЗ, на основе построения одномерной проекции поверхностной

плотности распределения вспыхивающих звезд на небесной сфере в рамках сферическо-симметричной модели Плеяд. Восстанавливается пространственное распределение вспыхивающих звезд, исследуется уровень достоверности ДВЗ. Даются оценки для "степени дефицита" и характерного размера области ДВЗ.

Вопросы, связанные с исследованием физических причин появления ДВЗ и с интерпретацией его характеристик, остаются вне рамок данной работы и являются предметом отдельного рассмотрения.

2. *Использованная выборка вспыхивающих звезд.* Наблюдательной основой данного исследования является сводный каталог вспыхивающих звезд в Плеядах, опубликованный Г.Аро [15]. Каталог содержит данные о 519-и вспыхивающих звездах, опубликованные до 1981 года. В каталоге представлены все те вспыхивающие звезды агрегата Плеяды, у которых обнаружена вспышечная активность, приведены данные о всех известных вспышках для каждой звезды - амплитуды и даты вспышек.

Вспышечная активность звезд указанного каталога обнаружена методом звездных цепочек. Поэтому, исходя из соображения однородности списка, нами не рассмотрены более поздние данные о вспышках и самих вспыхивающих звездах, полученные методом звездных треков [16-18].

Хотя все данные для нашего статистического исследования взяты из сводного каталога, тем не менее неоднородность ансамбля не исключена. Дело в том, что некоторые из вспыхивающих звезд проектируются на скопление Плеяд, но при этом физически с ним не связаны [15], а некоторые звезды могли быть ошибочно приняты за вспыхивающие [19].

Для обеспечения большей однородности исходного статистического материала из списка [15] были исключены звезды:

а) у которых зарегистрирована лишь одна вспышка с амплитудой $\Delta m \leq 0^m.6$. Оказалось, что их местонахождение на диаграмме Герцшпрунга-Ресселя сильно отличается [19] от положения остальных вспыхивающих звезд;

б) под номерами HCG 91, 275 и 377 - это вероятные члены скопления Гиады, которые резко выделяются от остальных звезд списка своей чрезмерной активностью (за весь период патрулирования скопления каждая из них показала более 18-и вспышек).

Вспышечная активность, по-видимому, является более сильным признаком принадлежности данной звезды к скоплению Плеяды, чем соответствующая вероятностная оценка, сделанная на основе анализа ее собственного движения [19-22]. Действительно, вспыхивающие звезды Плеяд концентрируются вокруг центра скопления независимо от значения этой вероятностной оценки. Такая картина имеет место даже для тех

51 звезды, у которых вероятность быть членом скопления Плеяд по признаку собственных движений равна нулю. Исходя из этого, при включении звезд в выборку нам пришлось, в отличие от [14], отказаться от использования оценок принадлежности к скоплению, сделанных на основе собственных движений.

Таким образом, была отсеяна всего 31 звезда, а в выборку вошли 488 звезд. Для них, с точностью до угловой секунды, уточнены экваториальные координаты (эпоха 1900г.), при этом использовались карты отождествления звезд, приведенные в [15], цифровые карты Паломарского атласа, хранящиеся в банке данных *Skyview advanced* центра NASA.

Ошибки определения координат звезд, вообще говоря, могут повлиять на определение их расстояний, отсчитываемых от центра скопления, поэтому оценивались также величины среднеквадратичных ошибок, путем сравнения с координатами звезд, приведенными в [20] и [23]. Параметры распределений Гаусса, построенных для разностей координат, указывают на систематические смещения, не превышающие 0.24 часовых секунд по прямому восхождению и 3.89 угловых секунд по склонению. Среднеквадратичные отклонения распределений соответственно равны 0.13 часовых секунд и 1.41 угловых секунд. Таким образом, среднеквадратичная ошибка определения координат имеет порядок одной угловой секунды дуги. На расстоянии 125 пк ей соответствует несущественная ошибка линейного расстояния, имеющая порядок 125 а.е. ($6.06 \cdot 10^4$ пк).

3. *Особенности двумерного распределения вспыхивающих звезд.* Поверхностное распределение вспыхивающих звезд в Плеядах - $s(R)$ было построено в работе [18]. Здесь мы оценим некоторые характеристики этой зависимости.

Изменение плотности двумерного распределения вспыхивающих звезд в проекции на небесную сферу в зависимости от расстояния от центра скопления показано на рис.1 (тонкая линия).

Значения функции $s(R)$ построены путем подсчета числа звезд в концентрических кольцевых зонах вокруг центра скопления между радиусами R_1 и R_2 , шириной кольца $R_2 - R_1 = 0.3$ пк, после чего внутренние и внешние границы колец смещались с шагом 0.01 пк (начиная с $R_1 = 0$ пк до $R_2 = 7.0$ пк). За расстояние каждого кольца от центра скопления принималось то значение R , которое разделяло его на две равные по площади части. Вероятные ошибки определены применением формулы $s(R)/\sqrt{n}$ [10] и показаны на рис.1 (вертикальные отрезки).

Хорошо видна область ДВЗ в слое $2.8 \text{ пк} \leq R \leq 3.5 \text{ пк}$. Назовем "мощностью" ДВЗ величину

$$Q_{SD} = \left(1 - \frac{2 \int_{R_1}^{R_2} s(R) dR}{[s(R_2) + s(R_1)](R_2 - R_1)} \right) 100 \% = 33 \% , \quad (1)$$

где Q_{SD} (нижний индекс SD означает *surface deficite*) - доля дефицита звезд в процентах.

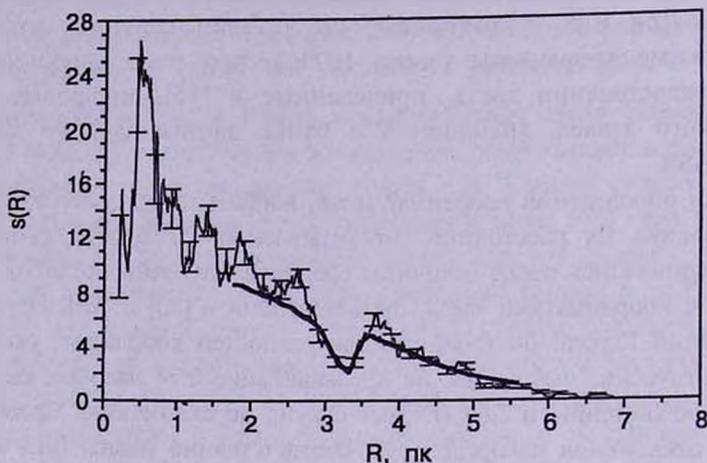


Рис.1. Зависимость плотности двумерного распределения $s(R)$ вспышкающих звезд от расстояния, отсчитываемого от центра скопления - тонкая линия, и интегрированный профиль поверхностной плотности - жирная линия. Вероятные ошибки представлены вертикальными отрезками.

Для оценки характерной ширины области дефицита, соответствующей данной ее мощности, аналогично спектральным линиям поглощения, введем понятие "эквивалентной ширины", посредством выражения

$$W_{SD} = (R_2 - R_1) - \frac{2 \int_{R_1}^{R_2} s(R) dR}{s(R_2) + s(R_1)} = 0.26 \text{ пк.} \quad (2)$$

Из рис.1 (тонкая линия) видно, что построенная на основе наблюдательного материала $s(R)$ подвержена значительным флуктуациям. Чтобы избежать применения каких-либо методов усреднения этой кривой, вместо обычной "поверхностной" плотности $s(R)$, используем некую "сглаженную" характеристику, введя ее посредством выражений:

$$s_{int} \left(+ \frac{R}{2} \right) = 2 \frac{\int_R^{R+R} s(x) x dx}{(R+R)^2 - R^2}, \quad s_{int} \left(- \frac{R}{2} \right) = 2 \frac{\int_{R-R}^R s(x) x dx}{R^2 - (R-R)^2}. \quad (3)$$

Эти величины (нижний индекс *int* означает *integral*) отсчитываются от значения радиуса $R = R_*$, соответствующего минимальному значению поверхностной плотности распределения звезд $s(R_*) \equiv \min s(R)$ в области ДВЗ, и описывают ход средней плотности в кольцах "конечной" ширины

по обе стороны от центра области ДВЗ ($R = R_*$) - до центра скопления ($R = 0$) и до края скопления ($R = R_0$), соответственно. Они менее подвержены статистическим флуктуациям и определяются более надежно, чем исходная функция $s(R)$ (см. рис.1, жирная линия).

Вычисляя аналогично (1) и (2) характеристики области ДВЗ, для величины S_{int} получаем значения

$$Q_{S_{int}D} = 27\%, \quad W_{S_{int}D} = 0.22 \text{ пк.} \quad (4)$$

Сравнивая величины (4) с соответствующими величинами (1) и (2), видим, что их значения чуть уменьшились вследствие учета "интегральных свойств" непосредственной окрестности области ДВЗ.

4. *Одномерная проекция распределения звезд.* Задача определения сферически-симметричной пространственной плотности звезд в шаровых и рассеянных скоплениях на основе распределения, наблюдаемого в проекции на небесную сферу, анализирована достаточно хорошо (см., например, [24], глава 8). Вначале Цейпелем [25] было получено решение соответствующего интегрального уравнения Абеля, позднее Цейпель и Линдгрэн [26] нашли более простой путь его решения. Введение же Пламмером [27] в рассмотрение функции распределения звезд в одномерной проекции на произвольно взятую координатную ось, проходящую через центр скопления, позволило, вместо решения уравнения Абеля, свести задачу определения пространственной плотности звезд лишь к непосредственному дифференцированию этой нововведенной функции.

В.А.Амбарцумяном [28] было показано, что посредством введения такого типа одномерной проекции пространственного распределения звезд можно сразу определить гравитационную энергию сферически-симметричного звездного скопления, минуя задачу определения самой пространственной плотности звезд. Это позволило, наряду с "богатыми" скоплениями, одинаково эффективно исследовать также "бедные" скопления, что было недостижимо для методов, требующих предварительного знания истинной пространственной плотности звезд. Процедура определения одномерной проекции распределения звезд была улучшена М.А.Мнацаканяном [29]. Он использовал факт произвольности азимута выбранной оси проектирования для аналитического усреднения одномерной плотности по всевозможным направлениям, что еще более повысило эффективность определения статистических характеристик "бедных" скоплений.

Для определения пространственной плотности звезд в скоплениях, наряду с аналитическими, были развиты также более простые численные методы, которые позволяли обходиться лишь прямыми подсчетами звезд, сводя решение задачи к рекуррентным вычислениям (см., например, [24]). Численные методы, в отличие от аналитических, при разбиении

исследуемого статистического ансамбля на дискретные пространственные участки, хотя остаются точными, но позволяют определить лишь усредненные характеристики по данному участку. Поэтому их применение для анализа бедных скоплений затруднено. Таким образом, для решения задачи определения пространственной плотности вспыхвающих звезд в Плеядах, целесообразно использовать метод одномерной проекции распределения звезд из-за его простоты и пригодности для анализа сравнительно небогатых выборок. Применяя формулы [29]

$$\varphi(R) = \frac{1}{2} F'(R), \quad F(R) = \frac{1}{2} - \frac{1}{\pi} \sum_{R_i > R} \arccos \frac{R}{R_i}, \quad (5)$$

где $\varphi(R)$ - усредненная по всем азимутам одномерная проекция распределения поверхностной плотности звезд на небесной сфере на ось, проходящую через центр скопления, R_i - расстояние i -ой звезды,

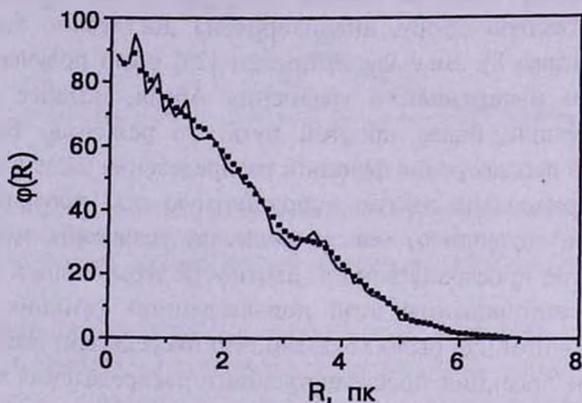


Рис.2. Зависимость одномерной плотности распределения $\varphi(R)$ от расстояния, отсчитываемого от центра скопления, полученная по формуле (5), - тонкая линия, и восстановленная через решение обратной задачи (13) с использованием усредненной кривой $N(R)$ - квадраты.

отсчитываемое от центра скопления в двумерной проекции на небесную сферу, получаем кривую, приведенную на рис.2 (сплошная линия). Учитывая, что

$$\varphi(R) = 2\pi \int_R^{R_0} n(x) x dx, \quad (6)$$

где $n(x)$ - пространственная плотность на расстоянии x от центра скопления, для пространственной плотности имеем

$$n(R) = -\frac{\varphi'(R)}{2\pi R}. \quad (7)$$

Из выражения (7) видно, что одномерная проекция распределения плотности звезд не может быть возрастающей функцией ни в одном участке скопления. На рис.2 видно обратное, что в области ДВЗ

$2.8 \text{ пк} \leq R \leq 3.5 \text{ пк}$ ход этой функции существенно искажен, по всей кривой имеют место также резкие флуктуации. Причиной могут быть как недостаточность статистического материала, так и отклонение распределения звезд от сферической симметрии и т.д.. Прямое применение различных процедур фильтрации или усреднения зависимости, приведенной на рис.2, затруднено из-за неопределенности выбора сколь-нибудь объективных критериев, вытекающих из реальной физической картины. Поэтому ниже мы рассмотрим иной путь - более надежного определения $\varphi(R)$. Хорошо известно, что при переходе к интегральной функции распределения - $N(R)$ (выражающей число звезд в окружности радиусом R в проекции на небесную сферу) относительная статистическая ошибка значительно уменьшается, следовательно, она более устойчива к усредняющим процедурам. Целесообразно попытаться построить одномерную проекцию распределения плотности звезд, используя при этом лишь интегральную функцию распределения $N(R)$. Математически это сводится к решению обратной задачи численного построения одномерной проекции поверхностного распределения звезд на небесной сфере по усредненной величине его интегральной функции распределения.

Займемся выводом уравнения, связывающим одномерную проекцию - $\varphi(R)$ с интегральной функцией распределения $N(R)$. Последняя, как известно, выражается через поверхностную плотность $s(x)$

$$N(R) = 2\pi \int_0^R s(x) x dx. \quad (8)$$

Функция $s(x)$, в свою очередь, выражается через пространственную плотность $n(R)$

$$s(x) = 2 \int_x^{R_0} n(R) \frac{R}{\sqrt{R^2 - x^2}} dR, \quad (9)$$

или с учетом формулы (7)

$$s(x) = -\frac{1}{\pi} \int_x^{R_0} \frac{d\varphi(R)}{\sqrt{R^2 - x^2}}. \quad (10)$$

Комбинируя формулы (10) и (8), имеем

$$N(R) = -2 \int_0^R x dx \int_x^{R_0} \frac{d\varphi(R')}{\sqrt{R'^2 - x^2}}, \quad (11)$$

или, меняя порядок интегрирования,

$$\frac{N(R)}{2} = \int_0^{R_0} \varphi(x) dx - \int_R^{R_0} \frac{\varphi(x)}{\sqrt{x^2 - R^2}} x dx. \quad (12)$$

При получении (12) учтено также условие для границы скопления $\varphi(R_0) \equiv 0$.

Путем замены переменной уравнению (12) можно придать вид

$$\int_0^{\tau} \frac{u(z)}{\sqrt{\tau-z}} dz = M(\tau), \quad (13)$$

где приняты следующие обозначения:

$$\tau = R_0^2 - R^2, \quad M(\tau) = N(R_0) - N(\sqrt{R_0^2 - \tau}), \quad z = R_0^2 - x^2, \quad u(z) = \varphi(\sqrt{R_0^2 - z}). \quad (14)$$

Решение уравнения Абеля (13) дает возможность восстановить искомое одномерное распределение. Функция $N(R)$ легко строится с помощью прямых подсчетов (рис.3 - пунктир), после чего усредняется (рис.3 - сплошная линия).

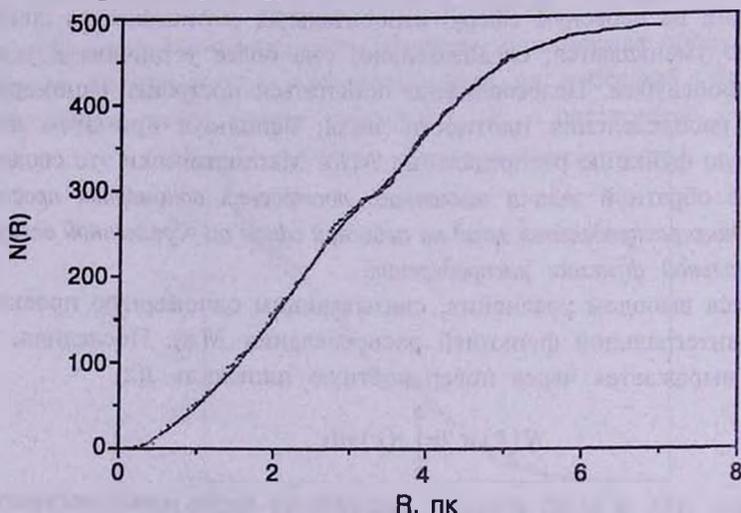


Рис.3. Интегральная функция поверхностной плотности $N(R)$, определенная прямыми подсчетами - пунктир, и ее усреднение - сплошная линия.

С учетом (14) легко строится функция $M(\tau)$, а затем решается уравнение (13) путем дискретизации

$$\sum_{k=1}^m \int_{(k-1)\Delta\tau}^{k\Delta\tau} u(z) \frac{dz}{\sqrt{\tau-z}} = \sum_{k=1}^m u(\xi_k) \int_{(k-1)\Delta\tau}^{k\Delta\tau} \frac{dz}{\sqrt{\tau-z}}. \quad (15)$$

В результате задача сводится к решению системы алгебраических уравнений с треугольной матрицей

$$M_j = \sum_{k=1}^j A_{jk} u_k, \quad (16)$$

где $A_{jk} = 2\sqrt{\Delta\tau} (\sqrt{j-k+1} - \sqrt{j-k})$, $u_k \equiv u(\xi_k)$, $M_j \equiv M(\tau_j)$.

Вычисленная функция $\varphi(R)$ изображена на рис.2 (квадраты). Отчетливо видно плато на участке [2.8; 3.6] ПК, где раньше наблюдались флуктуации (рис.2 - сплошная линия). Для проверки устойчивости и однозначности полученного численного решения, вообще говоря, некорректной задачи (13),

были проведены также дополнительные вычисления. Бралась два "крайние" и упрощенные приближения $u_0(z)$ к функции $u(z)$, первое соответствовало - $\varphi_0(x)$, вовсе не имеющей плато (рис.4 - прямая линия), второе - имеющей горизонтальное плато и две наклонные прямые (рис.4 - ломаная линия), исходящие от него. Вычислялись поправки Δu к исходным приближениям $u_0(z)$ посредством уравнения

$$\int_0^{\tau} \frac{\Delta u(z)}{\sqrt{\tau-z}} dz = \Delta M(\tau) \tag{17}$$

и восстанавливалось решение исходного уравнения с помощью этой поправки: $u(\tau) = u_0(\tau) + \Delta u(\tau)$.

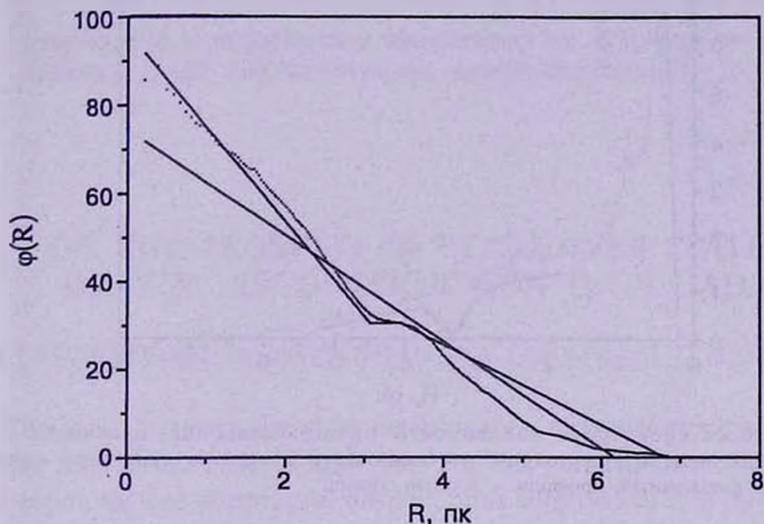


Рис.4. Исходные линейные приближения для вычисления функции $\varphi(R)$, заданные в виде прямой и ломаной - сплошные линии, сама функция - пунктир.

При этом $\Delta M(\tau) = M(\tau) - M_0(\tau)$, где $M_0(\tau)$ правая часть уравнения (13), соответствующая значению исходного приближения $u_0(\tau)$. В обоих крайних случаях получилась $\varphi(x)$, приведенная на рис.4 (пунктир), с точностью до одной тысячной.

5. *Восстановление характеристик пространственного распределения.* После более или менее надежного определения одномерной проекции нетрудно перейти к исследованию истинной - пространственной плотности $n(R)$ вспышкающих звезд в Плеядах. Через функцию $\varphi(R)$ она находится по формуле (7) и имеет форму, изображенную на рис.5 (тонкая линия). Однако, как известно, процедура численного дифференцирования эмпирической кривой, вообще говоря, некорректна. Поэтому так же, как и в разделе 3 (ср. формулы (3)), целесообразно ввести также сглаженные характеристики

$$n_{int}\left(+\frac{R}{2}\right) = 3 \frac{\int_{R_0}^{R_0+R} n(x)x^2 dx}{(R_0+R)^3 - R_0^3}, \quad n_{int}\left(-\frac{R}{2}\right) = 3 \frac{\int_{R_0-R}^{R_0} n(x)x^2 dx}{R_0^3 - (R_0-R)^3}. \quad (18)$$

Распределение, соответствующее формулам (18), показано на рис.5 (жирная линия).

Для кривых рис.5 оценивались характеристики Q_D , W_D и Q_{Dint} , W_{Dint} . Соответственно были получены значения: $Q_D = 47\%$, $W_D = 0.56$ пк, $Q_{Dint} = 36\%$, $W_{Dint} = 0.37$ пк.

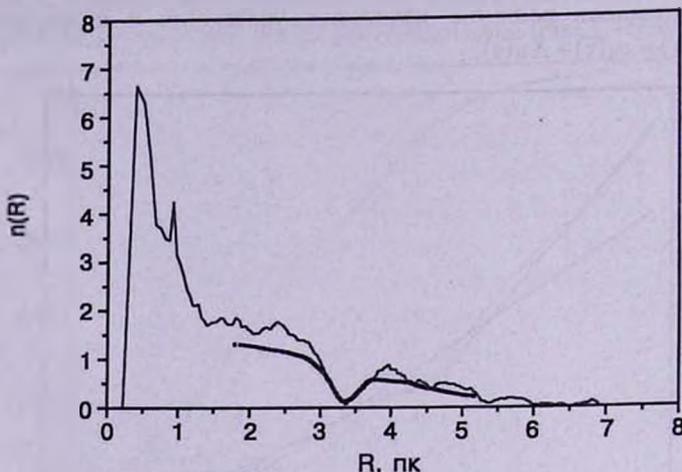


Рис.5. Восстановленная зависимость пространственной плотности $n(R)$ вспыхивающих звезд от расстояния, отсчитываемого от центра скопления — тонкая линия, и ее сглаженный профиль — жирная линия.

Сравнение оценок восстановленных пространственных параметров с наблюдаемыми в проекции на небесную сферу, как и ожидается, указывает на увеличение доли ДВЗ, при этом: $Q_D/Q_{SD} = 1.4$, $W_D/W_{SD} = 2.2$, $Q_{Dint}/Q_{SDint} = 1.3$, $W_{Dint}/W_{SDint} = 1.7$ соответственно. Рассмотрение оценок, отмеченных индексами *int*, в возможных моделях интерпретации наблюдений удобнее тем, что они менее подвержены влиянию различных искажающих факторов, чем сами $n(R)$ и соответствующие величины без отметки *int*.

6. Заключение. Таким образом, мы показали, что для более надежного определения одномерного распределения вспыхивающих звезд по известной из наблюдений функции $N(R)$ необходимо решить уравнение Абеля. После определения построен ход пространственного распределения вспыхивающих звезд, отсчитываемый от центра скопления. В этом пространственном распределении выявлен сферический слой ДВЗ шириной 0.5 пк (между радиусами $2.8 \text{ пк} \leq R \leq 3.5 \text{ пк}$) и оценены характерные параметры области этого дефицита: "мощность" — $Q_D = 47\%$ ($Q_{Dint} = 36\%$) и соот-

ветствующая ей "эквивалентная ширина" - $W_D = 0.56$ пк ($W_{D_{int}} = 0.37$ пк).

Вопросы возможных физических причин возникновения выявленной эмпирической зависимости (рис.5), а также анализ возможного влияния некоторых факторов селекции и теоретическая интерпретация оцененных характеристик ДВЗ требуют специального рассмотрения.

Авторы выражают искреннюю признательность профессору Н.Б.Ентибаряну за многочисленные ценные обсуждения в ходе выполнения работы, а также за консультацию по интегральным уравнениям. Мы весьма благодарны также рецензенту статьи, замечания которого существенно улучшили представленную работу.

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

ON THE PROBLEM OF FLARE STAR SPATIAL DENSITY RECONSTRUCTION IN PLEIADES

H.S.CHAVUSHIAN, H.V.PIKICHIAN, A.V.OSKANIAN, G.H.BROUTIAN

The paper is concerned to the determination of spatial density distribution of flare stars in the Pleiades aggregate. For this purpose from observed plane distribution the one dimensional distribution is constructed. It is shown that for reliable construction of the last one it is necessary to solve the Abel's equation. On its basis the dependence of real space density distribution of flare stars on the distance from cluster's center is determined. A spherical layer of deficit of flare stars with 0.5 pc width is revealed ($2.8 \text{ pc} \leq R \leq 3.5 \text{ pc}$). Characteristic profile of spatial density of flare stars in the area of deficit is reconstructed. Characteristics of that area are presented.

Key words: *stars:flare - stars:spatial density*

ЛИТЕРАТУРА

1. В.А.Амбарцумян, в сб.: "Звезды, туманности, галактики", под ред. Л.В.Мирзояна, Изд-во АН АрмССР, Ереван, 1969, с.283.
2. В.А.Амбарцумян, Л.В.Мирзоян, Э.С.Парсамян, О.С.Чавушян, Л.К.Ерастова, Астрофизика, 6, 7, 1970.

3. *В.А.Амбарцумян, Л.В.Мирзоян, Э.С.Парсамян, О.С.Чавушян, Л.К.Ерастова*, *Астрофизика*, **7**, 319, 1971.
4. *В.А.Амбарцумян*, *Астрофизика*, **14**, 367, 1978.
5. *Г.А.Арутюнян*, *Астрофизика*, **21**, 163, 1984.
6. *М.А.Мнацаканян*, *Астрофизика*, **24**, 621, 1986.
7. *А.А.Акопян*, *Астрофизика*, **46**, 75, 2003.
8. *Л.В.Мирзоян, М.А.Мнatsakanian*, *IBVS*, **528**, 1, 1971.
9. *Л.В.Мирзоян, М.А.Мнatsakanian*, *IBVS*, **604**, 1, 1971.
10. *Р.Н.Кхолопов*, *IBVS*, **566**, 1, 1971.
11. *П.Н.Холопов*, *Астрон. ж.*, **48**, 529, 1971.
12. *П.Н.Холопов*, *Астрон. ж.*, **51**, 116, 1979.
13. *Л.В.Мирзоян, М.А.Мнацаканян, Г.Б.Оганян*, в сб.: "Вспыхивающие звезды, фуоры и объекты Хербига-Аро", под ред. Л.В.Мирзояна, Изд-во АН АрмССР, Ереван, 1980, с.113.
14. *О.С.Чавушян, А.В.Осканян, Г.А.Брутян*, *Астрофизика*, **42**, 537, 1999.
15. *Г.Наро, Е.Chavira, G.Gonzalez*, *Boll. Inst. Tonantzintla*, **3**, 3, 1982.
16. *О.С.Чавушян*, в сб.: "Вспыхивающие звезды и родственные объекты", под ред. Л.В.Мирзояна, Изд-во АН АрмССР, Ереван, 1986, с.125.
17. *Н.С.Чавушян, Г.Н.Брутян*, *IAU Symposium №137, Flare Stars in Star Clusters, Associations and the Solar Vicinity*, eds. L.V.Mirzoyan, B.R.Pettersen, M.K.Tsvetkov, Kluwer Acad. Publ., Dordrecht, 1990, p.63.
18. *О.С.Чавушян, Г.А.Брутян, А.В.Осканян*, *Астрофизика*, **42**, 351, 1999.
19. *О.С.Чавушян*, *Исследование вспыхивающих звезд в области агрегата Плеяды*, канд. дисс., Ереван, 1979.
20. *Е.Hertzprung, С.Sanders, С.J.Kooreman*, *Ann. Van De Sterrewacht te Leiden, Deel XIX, Eerste Stuk, A*, 5, 1947.
21. *В.Ф.Джонс*, *Astron. J.*, **86**, 290, 1981.
22. *А.Л.Мирзоян*, *Астрофизика*, **19**, 588, 1983.
23. *Ј.Стаuffer, А.Клемола, С.Проссер, R.Probst*, *Astron. J.*, **101**, 980, 1991.
24. *П.Н.Холопов*, "Звездные скопления", Наука, М., 1981.
25. *Н. von Zeipel*, *Ann. Paris Observ. Mem.*, **25**, p. F1-F101, 1908.
26. *Н. von Zeipel, J.Lindgren*, *Kungl. Svenska Vetenskapsakademiens Handlingar*, **61**, №15, 1921.
27. *Н.С.Плуттер*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **71**, 460, 1911.
28. *В.А.Амбарцумян*, *Докл. АН СССР*, **24**, 875, 1939.
29. *М.А.Мнацаканян*, *ДАН Арм ССР*, **49**, 33, 1969.