

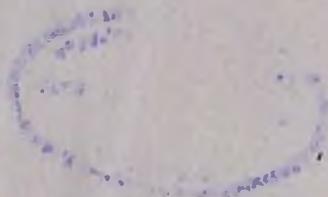
ՀԱՅԿԱԿԱՆ ՍՍՀ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԳԵՄԻԱ
АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

ԲՅՈՒՐԱԿԱՆԻ ԱՍՏՂԱԳԻՏԱՐԱՆԻ ՀԱՂՈՐԴՈՒՄՆԵՐ
СООБЩЕНИЯ БЮРАКАНСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ

Պ Ր Ա Կ L V В Ы П У С К

Редакционная коллегия:

В. В. ИВАНОВ, А. Г. МАСЕВИЧ, Л. В. МИРЗОЯН (ответ. редактор).
Г. М. ТОВМАСЯН.



С $\frac{1705040000}{703(02)-84}$ 47-85

© Издательство АН Армянской ССР. 1984

ПРЕДИСЛОВИЕ

14—16 октября 1983 г. в Бюракане состоялся совместный коллоквиум Кафедры астрофизики Ленинградского государственного университета, Астрономического совета Академии наук СССР и Бюраканской астрофизической обсерватории.

Это был первый совместный коллоквиум Кафедры астрофизики ЛГУ и Бюраканской астрофизической обсерватории, однако с Астрономическим советом АН СССР совместные коллоквиумы были проведены и раньше (1975, Бюракан и 1978, Крым, Кацивели).

Опыт начатых еще раньше совместных коллоквиумов с Абастуманской астрофизической обсерваторией АН Грузинской ССР, проводившихся почти ежегодно (1974, Бюракан; 1976, Абастумани; 1977, Бюракан; 1978, Абастумани; 1979, Бюракан; 1982, Тбилиси; 1983, Бюракан) показал их эффективность. Эти коллоквиумы были плодотворными, позволили ближе познакомиться с работами обеих обсерваторий, послужили делу укрепления и расширения научного сотрудничества между двумя астрофизическими учреждениями, а в отдельных случаях привели к совместным исследованиям по актуальным проблемам астрофизики.

В работе настоящего коллоквиума приняли участие представители астрофизики ЛГУ и Астрономического совета АН СССР и все сотрудники Бюраканской астрофизической обсерватории.

Предлагаемый выпуск «Сообщений Бюраканской обсерватории» содержит труды Коллоквиума, который был приурочен к 75-летию академика Виктора Амазасповича Амбарцумяна, сыгравшего выдающуюся роль в развитии современной астрофизики, в развертывании астрофизических исследований в СССР и создавшего научные школы в Ленинграде и Бюракане.

Тематика докладов весьма разнообразна, так как они посвящены плановым работам названных учреждений. Результаты большинства из них напечатаны или печатаются в периодических журналах. Для этих докладов приводятся лишь резюме на русском и английском языках. Однако некоторые из прочитанных на коллоквиуме докладов печатаются полностью.

Все доклады на коллоквиуме печатаются по текстам, представленным их авторами, почти без изменений.

РЕДКОЛЛЕГИЯ

ТОЧЕЧНЫЙ ИСТОЧНИК СВЕТА В ПЛОСКОМ СЛОЕ И В ШАРЕ POINT RADIATION SOURCE IN A PLANE LAYER AND IN A SPHERE

В. В. СОБОЛЕВ

Кафедра астрофизики ЛГУ

Резюме. В докладе рассматриваются две задачи, связанные с переносом излучения при анизотропном рассеянии. Одна из этих задач состоит в определении энергии, выходящей из плоского слоя в произвольном направлении при расположении точечного источника внутри слоя или вне его. Такая задача сводится к линейным интегральным уравнениям, определяющим непосредственно искомые энергии. В случае слоя большой оптической толщины получены асимптотические формулы для этих энергий. Другая задача заключается в определении интенсивности излучения, выходящего из однородного шара при нахождении точечного источника в его центре. В случае шара большого оптического радиуса получена асимптотическая формула для этой интенсивности. Решения обеих этих задач легко обобщаются на поляризованное излучение. В качестве возможных применений теории можно указать рентгеновские источники, ядра активных галактик, газовые туманности и др.

Результаты опубликованы в «Докладах АН СССР», 270, № 4, 837, 1983 и 273, № 3, 573, 1983.

Abstract. The discussion of two problems of radiation transfer in anisotropically scattering media is given. The first one is to find energy escaping in an arbitrary direction from a plane layer with a point energy source located either within the layer or out of it. The problem is reduced to linear integral equations which directly determine the desired energies. In the case of a layer of large optical thickness the asymptotic expressions are found for these energies. The second problem is the determination of the intensity of radiation emerging from a homogeneous sphere with a point source at its centre. Asymptotic expression for this intensity is found for the case of a sphere of large optical thickness. The solutions of both problems are easily generalized to include polarization. Possible applications of the theory include X-ray sources, nuclei of active galaxies, gaseous nebulae etc.

The results were published in „CR Ac. Sci. USSR“, 270, No. 4, 837, 1983 and 273, No 3, 573, 1983.

ПРИНЦИП ИНВАРИАНТНОСТИ В ЗАДАЧАХ СЛОЖЕНИЯ
СЛОЕВ ПРОИЗВОЛЬНЫХ СВОЙСТВ
PRINCIPLE OF INVARIANCE IN THE PROBLEMS
OF THE ADDING OF LAYERS WITH ARBITRARY PROPERTIES

О. В. ПИКИЧЯН

Бюраканская астрофизическая обсерватория

Резюме. Доклад посвящен применению «метода сложения слоев» к задачам многократного рассеяния. Выявлено принципиальное различие между методами сложения Стокса и Амбарцумяна,—если первый является методом «последовательных отражений», то второй—методом «функциональных зависимостей» основывающимся на принципе инвариантности. Методом Амбарцумяна, при помощи введения понятия сшивающей функции, строится общая процедура сложения. Последняя позволяет рассчитать внутреннее и внешнее поле в «составном» слое при произвольном выборе характеристик (толщина, первичные источники, элементарный акт рассеяния) составляющих слоев. При этом: а) информацию о внутренних полях исходных слоев можно использовать максимально, б) количество уравнений подлежащих к решению является минимальным, одновременно с требованием их наибольшей простоты, в) уравнения не зависят от первичных источников. Подход с равным успехом применим и к задачам с произвольно сложной геометрией. Все упрощения плоских задач тождественно достижимы и в этом сложном случае. Проиллюстрирована возможность дополнительного, существенного упрощения процедуры сложения путем использования «локальных» свойств задач—представлена разновидность метода удвоения позволяющая рассчитать внутреннее поле в однородном слое при произвольных источниках. Задача сводится к решению уравнений для функций зависящих лишь от одной угловой переменной и вовсе не зависящих от первичных источников. Показана эффективная численная реализуемость предложенной процедуры.

Abstract. In the present paper the „layers adding method“ in the radiative transfer problems is studied. The principle difference between the Stokes' and Ambartsumian's adding methods is pointed out. The first is a method of „successive reflections“ and the second—of „functional dependences“ which is based on the principle of invariance. The general adding procedure is constructed for the calculation of the internal and external radiation fields in the „compound“ slab, when the characteristics (optical depth, single scattering properties, primary energy sources) of the „composite“ layers are arbitrary chosen, by using Ambartsumian's method and the idea of sew function. As a result a) the information about the internal fields of the initial layers can be used maximally, b) the number of the solving equations is the minimal with the requirement of its most simplicity, c) equations are independent of the primary energy sources. It is shown that this approach is identically applicable also for the transfer problems of the media with the arbitrary complicated curved geometries. All the plane problems' simplifications remained valid also in this case. The new version of doubling method is represented. It reduces the internal field transfer problem of the homogeneous layer with the arbitrary redistribution of primary sources to the equation solving procedure for the functions having only one angular argument and quite independent the energy sources. The efficient numerical realization of the procedure is also shown.

Введение. Задачи переноса (з. п.) излучения первоначально были сформулированы Шварцшильдом и Шустером и исследовались исключительно на основе интегро-дифференциального уравнения переноса. Поскольку оно является частным случаем кинетического уравнения, то этот подход часто называют *подходом Больцмана*.

В 1942 г. для исследования з. п. Амбарцумяном был предложен и использован новый, принципиально иной подход получивший название *принципа инвариантности* (п. и.). Методы теории переноса, основанные на применении п. и. можно условно разделить на две группы: в первой п. и. применяется в дифференциальной форме, т. е. включает результаты, полученные на основе малого варьирования различных характеристик (параметров) среды, таких как толщина слоя, оптическая глубина местоположения источника излучения или точки наблюдения, альbedo однократного рассеяния... и вытекающие из них следствия, а во второй—в интегральной форме, т. е. в виде «метода сложения слоев» (как конечных, так и бесконечных). Применениям п. и. именно в виде «метода сложения слоев» и будет посвящен наш доклад.

Метод сложения слоев по Стоксу и Амбарцумяну. В 1821 году Френелем [1] была рассмотрена задача об учете многократных отражений между находящимися в вакууме бесконечно тонкими плоскостями. Эквивалентные выражения для системы плоскостей были независимо получены также Нейманом в 1835г., Клаузиусом в 1848 г., Провостейом и Дисейнсом в 1850 г. (см., например, [2]).

Стоксом же в 1862 г. была рассмотрена (независимо от предшественников) более общая задача, когда между плоскостями вместо вакуума имеется среда с неким поглощением [3]. Сначала решалась задача одной пластины, ограниченной двумя одинаковыми плоскостями. Затем находились коэффициенты отражения r_{n+m} и пропускания q_{n+m} для стопки $n+m$ таких пластин, состоящей из двух «пачек», содержащих n и m штук пластин, соответственно. При этом величины r_n , r_m и q_n , q_m , для « n » и « m » пачек считались известными. И, наконец, задача была доведена до конца с помощью оригинального квази-геометрического метода— r_n и q_n пачки n одинаковых пластин были выражены через r и q одной пластины.

Сущность метода Стокса проиллюстрируем на символическом примере—пусть имеются два слоя, отражающие и пропускающие свойства которых есть соответственно r_1 , q_1 и r_2 , q_2 . Требуется найти соответствующих величин r_{1+2} , q_{1+2} суммарного слоя. Отраженное от суммарного слоя излучение складывается из лучей, которые: отразились только от верхнего слоя; прошли верхний слой, а затем или однажды, или дважды, или трижды, и т. д. отражаясь от нижнего и верхнего слоев, и наконец пройдя через верхний слой, вышли из среды. Суммируя подобным образом все слагаемые, соответствующие последовательным отражениям лучей между слоями, получим как r_{1+2} , так и q_{1+2} :

$$r_{1+2} = r_1 + q_1 r_2 q_1 + q_1 r_2 (r_1 r_2) q_1 + \dots = r_1 + q_1 r_2 \left[\sum_{i=0}^{\infty} (r_1 r_2)^i \right] q_1, \quad (1)$$

$$q_{1+2} = q_2 q_1 + q_2 (r_1 r_2) q_1 + \dots = q_2 \left[\sum_{i=0}^{\infty} (r_1 r_2)^i \right] q_1.$$

В рассматриваемом примере ряд суммируется как обычная геометрическая прогрессия

$$\sum_{l=0}^{\infty} (r_1 r_2)^l = (1 - r_1 r_2)^{-1}. \quad (2)$$

Формула (1) показывает, что данный метод сложения сводится к построению последовательности отдельных отражений между составляющими слоями, т. е. к последовательному учету каждого отдельного отражения от нижнего и верхнего слоев. Следовательно сущность метода сложения Стокса заключается в *разложении характеристик системы в ряд по кратности взаимодействия* между ее частями.

Начиная с 1938 года, при чтении курса теоретической астрофизики в Ленинградском университете, Амбарцумяном систематически использовалась (независимо от указанных выше авторов) другая разновидность «метода сложения слоев». Им рассматривались задачи о переносе излучения в мутных средах.

Приведем ход решения рассмотренного выше примера методом Амбарцумяна. Падающее на суммарный слой излучение (единичной мощности), вообще говоря, после многократных рассеяний, порождает на *границе раздела слоев* (сшивающая граница) некое *результатирующее поле*, описываемое вверх и вниз идущими интенсивностями I_{1+2}^+ и I_{1+2}^- соответственно. Искомые величины r_{1+2}, q_{1+2} могут быть явным образом выражены через эти, введенные Амбарцумяном, характеристики результирующего поля

$$r_{1+2} = r_1 + q_1 I_{1+2}^+, \quad q_{1+2} = q_2 I_{1+2}^-. \quad (3)$$

Сами же вспомогательные величины I_{1+2}^{\pm} могут быть найдены из системы уравнений

$$\begin{aligned} I_{1+2}^+ &= r_2 I_{1+2}^-, \\ I_{1+2}^- &= q_1 + r_1 I_{1+2}^+. \end{aligned} \quad (4)$$

Первая из формул (3) гласит — «отраженное от суммарного слоя излучение формируется из доли r_1 падающего на среду потока, которая отразилась только от верхнего слоя, и из пройденной через верхний слой доли q_1 вверх идущего результирующего потока I_{1+2}^+ », а вторая — «пропущенное излучение q_{1+2} формируется из пройденной через нижний слой доли q_2 , нисходящего на границе раздела слоев результирующего потока I_{1+2}^- ». Повторение тех же рассуждений для I_{1+2}^+ и I_{1+2}^- приводит к системе (4), из которой, очевидно, имеем

$$I_{1+2}^+ = q_1 r_2 / (1 - r_1 r_2), \quad I_{1+2}^- = q_1 / (1 - r_1 r_2). \quad (5)$$

Подстановка (5) в (3) и (2) в (1), естественно, приводит к одному и тому же результату

$$\begin{aligned} r_{1+2} &= r_1 + q_1^2 r_2 / (1 - r_1 r_2), \\ q_{1+2} &= q_2 q_1 / (1 - r_1 r_2). \end{aligned} \quad (6)$$

Таким образом, несмотря на то, что подходы как Стокса, так и Амбарцумяна являются «методами сложения слоев», их сущности различаются принципиальным образом, ибо первый (как и его предшественники) основывается на идее представления искомым величин через известные посредством *разложения* их в *бесконечный ряд* по кратностям последовательных отражений, а второй — на идее установления непо-

средственных функциональных связей между искомыми и заданными величинами посредством использования характеристик *результатирующего поля*—т. е. второй исходит из принципа инвариантности. Между тем до сих пор встречаются работы, авторы которых исходя лишь из факта, что в основе обоих методов лежит процедура сложения слоев, не входя в их сущность, эти два принципиально разных подхода ошибочно отождествляют.

Рассмотрев формулу (6) как систему функциональных уравнений Амбарцумян [5] далее использовал их для перехода от «слоистого» случая к «непрерывной» задаче одномерного однородного слоя (укажем также [4]).

Описанный метод (формулы (3)—(4)) был опубликован лишь в 1944 году [5] (см. также [6]) уже после выхода (в 1942—43 гг.) основополагающих работ по принципу инвариантности, в которых были рассмотрены более общие случаи—трехмерные задачи отражения и отражения-пропускания полубесконечного и конечного слоев при плоскопараллельной симметрии [7, 8]. Однако важность работы [5] заключается в том, что здесь впервые принцип инвариантности представлен в более общей—интегральной форме, как «метод сложения конечных слоев».

Позднее (в 1947 году) соотношения (3)—(4) были анализированы Чандрасекаром [9] в случае трехмерной плоскопараллельной среды и стали широко известны как «четыре принципа инвариантности Чандрасекара». При этом формулы (4) называют «первым и вторым», а (3)—«третьим и четвертым принципами», соответственно.

Общие особенности практических алгоритмов сложения. Дальнейшее развитие метода сложения целиком было связано исследованием соотношений типа (3)—(4). Большой вклад в эту область был внесен работами Редхеффера [10] (им в 1944—62 гг. была разработана «алгебра» для операторов отражения-пропускания), Беллмана [11], Ван де Хюлста [12], Прайзендорфера [13], их многочисленных учеников и последователей. Для анализа основных характеристик черт всех имеющихся практических, «точных» (а не приближенных) алгоритмов сложения достаточно ограничиться рассмотрением лишь трех из них.

А. Процедура Гранта и Ханга [14] позволяет рассчитать поле излучения в плоских средах при произвольном выборе первичных источников и свойств элементарного акта рассеяния. Этим методом внутреннее поле в суммарном слое рассчитывается лишь на границах между исходными слоями, поэтому детальность поля в суммарном слое ограничена выбором толщин исходных слоев. В последних не задаются и не используются характеристики внутренних полей, а только операторы отражения-пропускания (при наличии источников также собственные излучательные способности).

Формулы сложения с учетом внутренней структуры полей излучения суммирующихся слоев на основе метода сложения слоев Амбарцумяна были получены в работах [15] (формулы (13)—(14)) для поверхностной функции Грина при сложении двух слоев, [16] (пп. 3, для объемной функции Грина), [17] (формула (1), для поверхностной функции Грина при погружении одного слоя в другой).

Б. В работе [17] была построена процедура, которая позволяет, при освещении однородного слоя параллельными лучами, оставаясь в рамках метода удвоения Ван де Хюлста, рассчитать (наряду с функ-

циями отражения-пропускания) также интенсивность *внутреннего* поля излучения. Деятельность поля на каждом этапе удвоения здесь определяется, вообще говоря, уже не толщиной «суммирующихся слоев» (точнее удваивающегося слоя), как это имело место в процедуре Гранта и Ханта, а «заданной» детальностью поля «суммирующихся слоев» (точнее удваивающегося слоя). Метод справедлив лишь для слоя *не содержащего* внутренних источников энергии.

В. Более общей является процедура предложенная в статье [18], позволяющая использовать как заданные внутренние поля исходных слоев, так и учитывать неоднородность этих слоев и наличие произвольных внутренних источников энергии. Однако в этом *универсальном методе* уравнения типа (4) *надо решать дважды*—на каждом этапе сложения очередного слоя (в рамках известной процедуры сложения слоев Ван де Хюлста) и при определении интенсивности на границах между составляющими слоями внутри окончательно сконструированного слоя. Причем так как все эти *уравнения зависят от первичных источников*, то при каждом их новом выборе уравнения должны быть решены заново.

Все известные алгоритмы сложения сталкиваются с необходимостью решения систем типа (4). Для этого сначала система дискретизируется по угловым (и энергетическим) переменным. Затем, в одних случаях (например, в [14], [19]) исходят из формального представления решения в виде

$$I_{i+2}^+ = \hat{A}^{-1} r_2 q_1, \quad \hat{A} = [1 - r_1 r_2], \quad (7)$$

после чего построение обратной матрицы \hat{A}^{-1} производится или точно, с помощью обычного аппарата линейной алгебры, или же приближенно— посредством использования разложения типа (2) в виде

$$\hat{A}^{-1} = \sum_{i=1}^N a_i, \quad a_i = a_0 a_{i-1}, \quad a_0 = r_1 r_2; \quad (8)$$

В иных же случаях (например, [18]) уравнения (4) решают «в лоб», или непосредственно как систему линейных алгебраических уравнений, или же—путем итераций.

Естественно, что точное построение обратной матрицы \hat{A}^{-1} целесообразно лишь для матриц небольшого порядка. Построение же \hat{A}^{-1} путем (2) и (8) физически означает возвращение от метода функциональных зависимостей (метод Амбарцумяна) к методу последовательных отражений (метод Стокса). Решение же системы (4) «в лоб» неудобно тем, что процедура решения уравнений зависит от первичных источников и при каждом их новом выборе должна быть произведена заново.

Таким образом, разбор имеющихся методов показывает целесообразность построения процедуры сложения, которая была бы в состоянии рассчитывать интенсивность внутреннего (и внешнего) поля излучения в суммарном слое при произвольных предположениях относительно: оптических толщин, свойств элементарного акта рассеяния и первичных источников исходных слоев, при этом позволяя:

- 1) максимально использовать *всю информацию* о структуре внутренних полей излучения исходных слоев;
- 2) обходиться решением *минимального* количества по возможности более простых уравнений;
- 3) ограничиваться лишь уравнениями, *не зависящими* от выбора первичных источников энергии.

Сшивающая функция. В рассмотренном символическом примере п. и. был применен уже дважды—при получении формул (3) и (4). Однако, применение п. и. дает возможность, наряду с системой (4), непосредственно получить также явные выражения для I_{1+2}^{\pm} .

Введем новую вспомогательную величину—сшивающую функцию, представляющую собой диагональную функцию Грина з. п. суммарного слоя на сшивающей границе двух составляющих слоев. В нашем примере она представляется идущими вверх и вниз интенсивностями S_{1+2} и T_{1+2} результирующего поля, на сшивающей границе, порожденного освещением этой же границы (а не внешней) пучком параллельных лучей сверху. Тогда вместо (4) будем иметь

$$\begin{aligned} I_{1+2}^+ &= S_{1+2} q_1, \\ I_{1+2}^- &= q_1 + T_{1+2} q_1. \end{aligned} \quad (9)$$

Для определения же S_{1+2} , T_{1+2} опять повторяя рассуждения Амбарцумяна, непосредственно получим

$$\begin{aligned} S_{1+2} &= r_1 + r_2 T_{1+2}, \\ T_{1+2} &= r_2 S_{1+2}. \end{aligned} \quad (10)$$

Определение из уравнений вместо I_{1+2}^{\pm} величин S_{1+2} , T_{1+2} оправдано тем, что последние являются универсальными характеристиками суммарного слоя и вовсе не зависят от источников энергии, в то время как I_{1+2}^{\pm} меняются при каждом их новом выборе (в нашем примере источником являются параллельные лучи, освещающие суммарный слой извне).

Таким образом, введение сшивающей функции позволяет удовлетворить требованию 3) предыдущего раздела. Сшивающая функция впервые была введена в [16] (формулы (26) и (27)) для выражения объемной функции Грина через частные значения—поверхностную функцию Грина и диагональную функцию Грина, а в работах [20—23] с ее помощью были исследованы некоторые прямые и обратные з. п. в среде как с плоской, так и с произвольной геометрией.

Внутреннее поле. Усложним рассмотренный символический пример. Отыскивается интенсивность $I_{1+2}(\tau, M)$ на некоторой глубине τ суммарного слоя „1+2“ (толщины $\tau_1 + \tau_2$) в точке $M\{\vec{\Omega}, E, t\}$ фазового пространства направлений, энергий и времен, когда заданы все соответствующие характеристики суммирующихся слоев „1“ и „2“ (толщины τ_1 и τ_2 соответственно). При этом, как источники $Q_1(\tau, M)$, $Q_2(\tau, M)$, так и свойства элементарного акта рассеяния $\lambda_1(\tau)$, $x_1(\tau, M' \rightarrow M)$ и $\lambda_2(\tau)$, $x_2(\tau, M' \rightarrow M)$ в слоях „1“ и „2“ соответственно, являются произвольными („штрихами“ здесь и ниже обозначены характеристики начального состояния).

Рассуждая аналогично Амбарцумяну в этом случае получим (в операторных обозначениях)

$$\begin{aligned} I_{1+2}(\tau) &= I_1(\tau) + \tilde{G}_1(\tau \leftarrow \tau_1) I_{1+2}^+(\tau_1), \quad \tau \in [0, \tau_1], \\ I_{1+2}(\tau_1 + \tau) &= I_2(\tau) + G_2(\tau \leftarrow 0) I_{1+2}^-(\tau_1), \quad \tau \in (0, \tau_2]. \end{aligned} \quad (11)$$

Индексы показывают принадлежность данной величины к соответствующему слою; функция Грина $G(\tau \leftarrow \tau') \equiv I$ при $Q = \delta(M - M') \delta(\tau - \tau')$, а знак „~“ означает, что в данной операторной величине исходное

излучение имеет восходящее (положительное) направление, например $\vec{G}_1 \equiv \vec{r}_1$ при $\tau = \tau_1$, $n' \vec{\Omega}' > 0$, $n \vec{\Omega} < 0$, где \vec{r}_1 — оператор диффузного отражения при освещении слоя „1“ снизу; n — нормаль в сторону убывания τ .

Интенсивности на сшивающей границе находятся из выражения

$$I_{1+2}^{\pm}(\tau_1) = \left\{ \begin{matrix} I_2^+(0) \\ I_1^-(\tau_1) \end{matrix} \right\} + \left\{ \begin{matrix} S \\ T \end{matrix} \right\} I_1^-(\tau_1) + \left\{ \begin{matrix} \bar{S} \\ \bar{T} \end{matrix} \right\} I_2^+(0), \quad (12)$$

где сшивающие коэффициенты яркости S , T и \bar{S} , \bar{T} введены посредством $G \equiv S$ и $G \equiv T - \delta(M - M') / |n \vec{\Omega}|$ при $n' \vec{\Omega}' < 0$, а $n \vec{\Omega} > 0$ и $n \vec{\Omega} < 0$ соответственно, при этом $\tau' \equiv \tau \equiv \tau_1$. Аналогично обозначены также $\bar{G} \rightarrow \bar{S}$, \bar{T} , при $n' \vec{\Omega}' > 0$, $n \vec{\Omega} < 0$ и $n \vec{\Omega} > 0$ соответственно.

Сшивающая функция находится, например, с помощью уравнения

$$T = K + TK, \quad K \equiv \vec{r}_1 \vec{r}_2. \quad (13)$$

и явных выражений

$$S = r_2 + r_2 T, \quad \bar{S} = \tilde{r}_1 + T \tilde{r}_1, \quad \bar{T} = S \tilde{r}_1 \quad (14)$$

Поверхностные функции Грина $\bar{G}_{1+2}(\tau \leftarrow \tau_1)$ и $G_{1+2}(\tau \leftarrow 0)$ определяются из тех же соотношений (11) при $Q \equiv \delta(\tau_1 + \tau_2 - \tau) \delta(M - M')$ и $Q \equiv \delta(\tau) \delta(M - M')$ соответственно.

Приведенная процедура сложения, очевидно, уже удовлетворяет всем трем требованиям 1), 2), 3), сформулированным выше.

Обобщенная задача Стокса. По примеру задачи о сложении «пачек пластин» можно сформулировать следующую «обобщенную задачу Стокса».

Имеются две «пачки» с толщинами $\tau_N = \sum_{k=1}^N \tau_k$ и $\tau_M = \sum_{k=N+1}^{N+M} \tau_k$ содержащие N и M плоских, вообще говоря неодинаковых слоев соответственно. Каждая из этих $N+M$ слоев имеет произвольные характеристики — оптическую толщину $T_k = \tau_k - \tau_{k-1}$, первичные источники $Q_k(\tau, M)$, характеристики элементарного акта $\lambda_k(\tau)$, $x_k(\tau, M' \rightarrow M)$. Задана интенсивность (внутренняя и выходящая) поля излучения в пачках „ N “ $\rightarrow I_{\tau_N}$ и „ M “ $\rightarrow I_{\tau_M}$, требуется нахождение интенсивности $I_{\tau_N + \tau_M}$ поля в суммарной пачке „ $N+M$ “ (толщины $\tau_N + \tau_M \equiv \sum_{k=1}^{N+M} T_k$).

Решение этой задачи дается формулами, рассмотренного выше символического примера при постановке $\tau_1 = \tau_N$ и $\tau_2 = \tau_M$.

Приведенная в рассмотренном примере процедура сложения и сформулированная на ее основе задача позволяют вычислить поле излучения в произвольном слое толщины T , путем мысленного представления его в виде «пачки» из N слоев $T = \sum_{k=1}^N T_k$. При этом исходные слои $\{T_k\}$ могут быть взяты конечными и бесконечными, как толстыми для которых справедливы асимптотики, так и тонкими, в которых действуют приближения небольшого числа рассеяний. В случае слоистых сред, каждый отдельный однородный слой можно рассчитать по схеме удвоения (см. ниже), являющейся частным случаем данной схемы, или же любым другим способом, после чего их можно «сшивать» по вышеприведенным формулам.

Однако сам алгоритм вычислений на основе приведенных формул

допускает множество вариантов (попарное сложение всех исходных слоев и повторение процедуры с полученными; рекуррентное наращивание путем одиночного сложения каждого следующего слоя и т. д.). Здесь мы не будем заниматься анализом их оптимального выбора. Он большей частью обусловлен требованиями конкретной ситуации имеющимися резервами памяти и времени на ЭВМ. Укажем лишь, что иной раз бывает выгодным после определения интенсивностей на кон тактных границах τ_k окончательно сконструированного слоя, интен сивность внутри каждого из слоев T_k считать, вместо простых формул «двуслойного сложения» (11), из чуть более сложной формулы «погружения»

$$I_T(\tau_k + \tau) = I_{T_k}(\tau) + \bar{G}_{T_k}(\tau \leftarrow \tau_k) I_T^+(\tau_k) + G_{T_k}(\tau \leftarrow 0) I_T^-(\tau_{k-1}), \quad (15)$$

где $\tau \leftarrow (\tau_k - \tau_{k-1} \equiv T_k)$, $T \equiv \sum_{k=1}^N T_k$.

Задачи с произвольной геометрией. З. п. в средах с произвольной геометрией из-за их большой математической сложности являются во обще малозученными. Замечателен факт, что п.п. с равным успехом применим также к этому кругу задач. Более того, все достижения мето дов сложения, о которых шла речь выше, тождественно остаются спра ведливыми и здесь [20, 21]. И в этом общем случае вышеупомянутые требования 1), 2), 3) удовлетворяются полностью.

Использование локальных свойств з.п. Универсальность процеду ры сложения относительно выбора свойств элементарного акта рассея ния, первичных источников и геометрии задачи обусловлена тем, что п.п., примененный в интегральной форме, оперирует макропроцессом, используя при этом лишь «глобальные» свойства процесса переноса. Это те свойства, которые обусловлены только многократностью рас сеяния и не зависят от таких «локальных» факторов, какими являются характеристики среды и единичный акт взаимодействия переносимого агента со средой. Но после упрощения з.п.с. помощью глобальных свойств процесса можно упростить их еще дальше, исходя уже из воз можностей конкретной ситуации, которые представляются «локальны ми» свойствами—геометрией задачи, свойствами первичных источников и элементарного акта рассеяния, играющими роль «частных или упро щающих предположений».

Например, если в «обобщенной задаче Стокса» предположить однородность среды (локальное свойство), то принимая толщины сум мирующихся слоев одинаковыми, придем к методу удвоения, который, как хорошо известно, позволяет на каждом следующем шаге сложения удваивать толщину слоя рассчитанного на предыдущем шаге. В итоге, подходящим выбором толщины исходного слоя, очень быстро и эконо мично достигается произвольная, наперед заданная толщина оконча тельного слоя.

Формулы (11) при $\tau_1 = \tau_2 \equiv \tau_0$ принимают вид

$$\begin{aligned} I_{2\tau_0}^Q(\tau) &= I_{\tau_0}^Q(\tau) + \bar{G}_{\tau_0}(\tau \leftarrow \tau_0) I_{\tau_0}^{Q,+}(\tau_0), \\ I_{2\tau_0}^Q(\tau_0 + \tau) &= I_{\tau_0}^Q(\tau) + G_{\tau_0}(\tau \leftarrow 0) I_{\tau_0}^{Q,-}(\tau_0). \end{aligned} \quad (16)$$

Величины $I_{2\tau_0}^{Q,\pm}$ находятсРиспятыя из (12) при замене $I_2^{\pm} \equiv I_{\tau_0}^{Q,\pm}$, $I_1^{\pm} \equiv I_{\tau_0}^{Q,\pm}$ и учете локального свойства $S = \bar{S}$, $T = \bar{T}$; а функции S и T — из (13) и (14) с учетом также $\tilde{r}_1 = r_1$. Подчеркнем, что здесь $I_H^{A,\pm}$ оз-

начает интенсивность в слое толщины „B“ при источниках „A“, слои $(0, \tau_0)$ и $(\tau_0, 2\tau_0)$ заполнены источниками Q_1 и Q_2 соответственно, а $Q = h_{(0, \tau_0)} Q_1(\tau, M) + h_{(\tau_0, 2\tau_0)} Q_2(\tau, M)$, где $h_{(a, b)} = 0$ при $\tau \notin (a, b)$ и $h_{(a, b)} = 1$ при $\tau \in (a, b)$.

Учет же другого локального свойства — точного разделения угловых переменных приводит к дополнительному еще большему упрощению решения, позволяя из уравнений рассчитать функции меньшего количества переменных. Действительно, с помощью алгебраического выражения объемной функции Грина [16] (формула (31)) и определения сшивающей функции, сшивающие коэффициенты яркости зависящие от двух угловых переменных (например, при изотропном рассеянии) могут быть вместо (13) — (14) выражены через функции одной угловой переменной

$$\left. \begin{aligned} S(\mu, \mu') \\ T(\mu, \mu') \end{aligned} \right\} = \frac{\lambda}{4} \frac{S_{2\tau_0}(\mu') \pm S_{2\tau_0}(\mu)}{\mu' \pm \mu} \pm \frac{\lambda}{4} \frac{U_{2\tau_0}(+\mu') U_{2\tau_0}(\pm\mu) - U_{2\tau_0}(\mp\mu) U_{2\tau_0}(-\mu')}{\mu' \pm \mu} \quad (17)$$

Вспомогательные функции $S_{2\tau_0}(\mu)$, $U_{2\tau_0}(\pm\mu)$ сшивающих коэффициентов яркости определяются из уравнений

$$S_{2\tau_0}(\mu) = 1 + 2\mu \int_0^1 \rho_{\tau_0}(\mu, \mu') S_{2\tau_0}(\mu') d\mu', \quad (18)$$

$$\left\{ \begin{aligned} U_{2\tau_0}(+\mu) &= \psi(\mu)/\mu + 2\mu \int_0^1 \rho_{\tau_0}(\mu, \mu') U_{2\tau_0}(-\mu') d\mu', \\ U_{2\tau_0}(-\mu) &= 2\mu \int_0^1 \rho_{\tau_0}(\mu, \mu') U_{2\tau_0}(+\mu') d\mu'. \end{aligned} \right. \quad (19)$$

Здесь вспомогательные функции Амбарцумяна φ и ψ определяются из явных выражений

$$\varphi_{2\tau_0}(\mu) = \varphi_{\tau_0}(\mu) + \mu U_{2\tau_0}(-\mu) e^{-\tau_0/\mu} + 2\mu \int_0^1 \sigma_{\tau_0}(\mu, \mu') U_{2\tau_0}(-\mu') \mu' d\mu',$$

$$\psi_{2\tau_0}(\mu) = \mu U_{2\tau_0}(+\mu) e^{-\tau_0/\mu} + 2\mu \int_0^1 \sigma_{\tau_0}(\mu, \mu') U_{2\tau_0}(+\mu') \mu' d\mu', \quad (20)$$

а $\rho_{\tau_0}(\mu, \mu')$, $\sigma_{\tau_0}(\mu, \mu')$ обычные коэффициенты яркости „половинного“ слоя.

Переходя в выражении (13), в частности, к изотропно излучающему плоскому источнику, нетрудно найти аналогичные соотношениям (20) явные выражения для функций $G_{2\tau_0}(\tau \leftarrow \tau', \mu) = \int_{-1}^{+1} G_{2\tau_0}(\tau, \mu \leftarrow \tau', \mu') d\mu'$, $U_{2\tau_0}(\tau, \mu) = \int_0^1 G_{2\tau_0}(0, \mu' \leftarrow \tau, \mu) d\mu'$ знание которых уже достаточно для оп-

ределения функции Грина $G_{2,0}(\tau, \mu \leftarrow \tau', \mu')$ из алгебраического выражения (см. [16, 20, 23]).

Приведенная разновидность метода удвоения выгодно отличается от известных тем, что позволяет рассчитать интенсивности *внутреннего* и *внешнего* поля излучения при *произвольных* источниках энергии при этом уравнения решаются для величин зависящих лишь от *одной* *угловой* *переменной* и *вовсе не зависящих* от *первичных* *источников*.

На рис. 1 и 2 представлены полярные диаграммы углового распределения интенсивности в середине слоя (полярный угол отсчитывается от верхней части вертикальной оси по часовой стрелке ($0^\circ, 360^\circ$) при наличии плоского изотропного источника на границе (рис. 1) и в середине (рис. 2.) слоя, и его эволюцию в зависимости от толщины слоя.

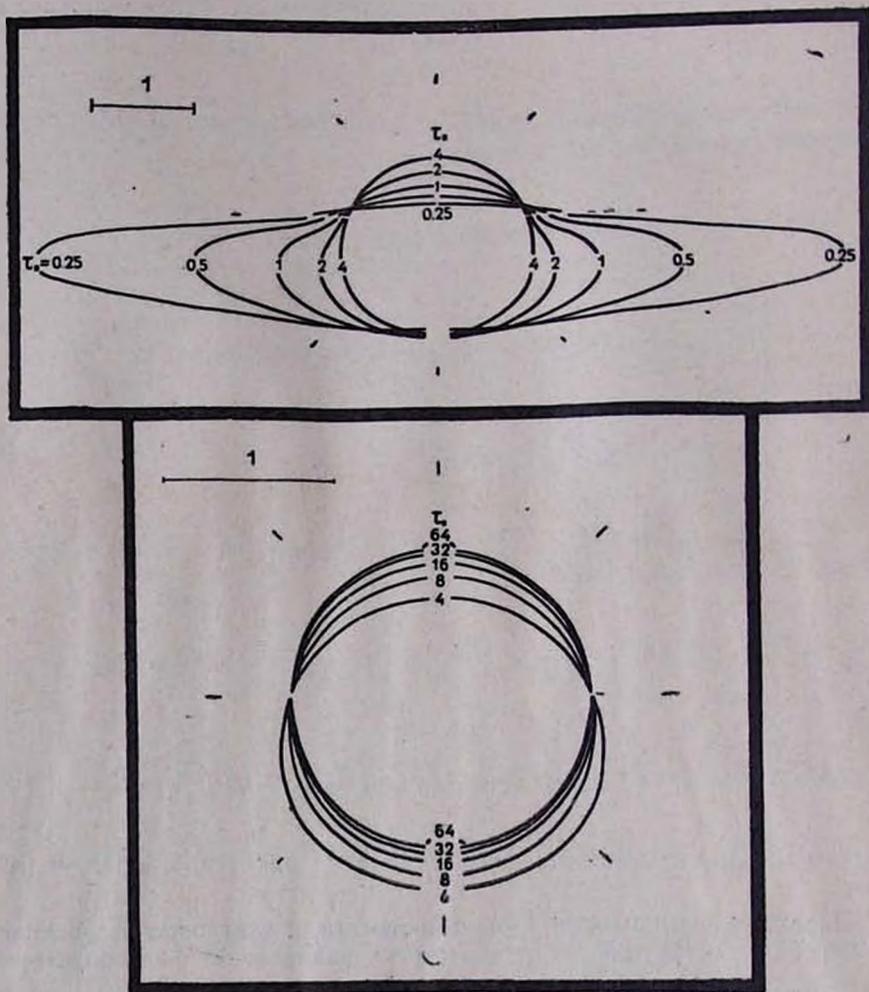


Рис. 1

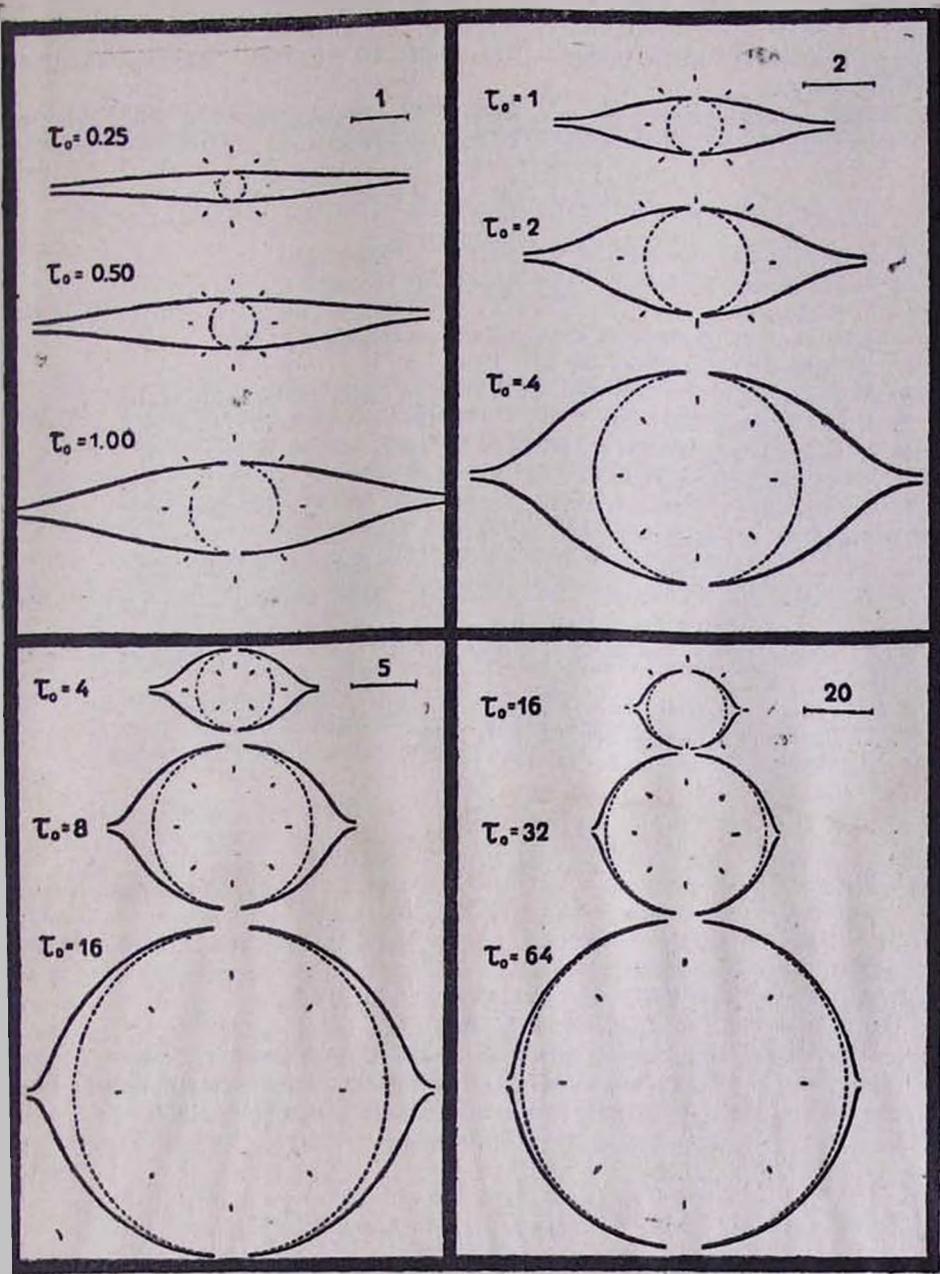


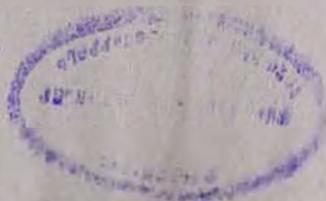
Рис. 2

На каждом квадрате рис. 2 масштаб меняется (задан на правом верхнем углу). При этом в каждом следующем квадрате для наглядности повторена последняя диаграмма предыдущего квадрата в новом (уменьшенном) масштабе. Вычисление функций $S_{2^k}(\mu)$, $U_{2^k}(\pm\mu)$, $\varphi_{2^k}(\mu)$, $\psi_{2^k}(\mu)$ на ЭВМ ЕС-1010 для слоев с толщинами от $\tau_0 = 2^{-25}$ до $2^{\tau_0} = 64$ с точностью пяти цифр после запятой длится менее полторы (< 1.5) минут.

Автор признателен М. О. Закарян за составление программы и совместное проведение вычислений по приведенному выше алгоритму.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. A. J. Fresnel, Oeuvres Complètes, v. 10, Paris, 1866, p. 640.
2. L. B. Tuckerman, J. Optical Soc. America, 37, 818, 1947.
3. G. G. Stokes, Proc. Roy. Soc., 11, 545, 1862=Mathem. and Phys. Papers of Sir G. Stokes, vol. 4, Cambridge, Univ. Press, London, 1904, p. 145.
4. H. W. Schmidt, Ann. Phys., 23, 671, 1907.
5. В. А. Амбарцумян, Изв. АН Арм. ССР, естеств. науки, № 1—2, 31, 1944.
6. В. А. Амбарцумян, ДАН Арм. ССР, 7, 199, 1947.
7. В. А. Амбарцумян, Астрон. ж., 10, № 5, 30, 1942.
8. В. А. Амбарцумян, ДАН СССР, 38, 257, 1943.
9. С. Чандрасекар, Перенос лучистой энергии, Изд. ин. лит., Москва, 1953.
10. R. Redheffer, J. Math. and Phys. 41, № 1, 1, 1962.
11. R. Bellman, R. Kalaba, G. M. Wing, J. Math. Phys (N.Y.), 1, 280, 1960.
12. H. C. Van de Hulst, Multiple Light Scattering: Tables, Formulas, and Applications, vol. 1, 2, Academic Press, New York, 1980.
13. R. W. Preissendorfer, Radiative Transfer on Discrete Spaces, Pergamon Press, Oxford, 1965.
14. I. P. Grant, G. E. Hunt, Proc. Roy. Soc. London A., 313, 183, 1969.
15. Э. Х. Даниелян, Астрофизика, 12, 579, 1976.
16. О. В. Пикичян, Астрофизика, 14, 169, 1978.
17. Э. Г. Яновицкий, Астрон. ж., 56, 833, 1979.
18. T. Vilk, Astrophys. Sp. Sci., 86, 169, 1982.
19. J. E. Hansen, L. D. Travis, Sp. Sci. Rev., 16 527, 1974.
20. О. В. Пикичян, Принцип инвариантности и задачи переноса с физическими и геометрическими характеристиками произвольной сложности (доклад на симпозиуме «Принцип инвариантности и его приложения», Бюракан, 26—30 октября, 1981), Ереван, 1985, в печати.
21. О. В. Пикичян, ДАН СССР, 262, 860, 1982; 263, 601, 1982.
22. О. В. Пикичян, ДАН СССР, 273, 861, 1983.
23. О. В. Пикичян, Исследование некоторых общих свойств полей излучения в плоскопараллельных средах на основе применения принципа инвариантности, Бюраканская астрофизическая обсерватория, Ереван, диссертация, 1983.



ПЕРЕНОС ИЗЛУЧЕНИЯ В СРЕДЕ СО СФЕРИЧЕСКОЙ СИММЕТРИЕЙ

RADIATIVE TRANSFER IN A MEDIUM WITH SPHERICAL SYMMETRY

А. К. КОЛЕСОВ

Кафедра астрофизики ЛГУ

Резюме. Излагаются результаты исследований светового режима в однородных средах со сферической симметрией. Получено точное аналитическое решение задачи о многократном рассеянии света в поглощающей и анизотропно рассеивающей бесконечной среде, освещенной изотропным точечным источником. Построена полная система ортогональных собственных функций однородного уравнения переноса излучения в сферически симметричной среде при произвольной индикатрисе рассеяния. Выведены асимптотические формулы для интенсивностей излучения во внешних слоях шара большого оптического радиуса и оптически толстой сферической оболочки при различных распределениях источников.

Результаты изложены в следующих работах автора:

1. Точечный источник в поглощающей и анизотропно рассеивающей бесконечной однородной среде, Доклады АН СССР, 272, 53, 1983.
2. Функция Грина для уравнения переноса излучения в бесконечной однородной среде со сферически симметричным распределением источников, Астрофизика, 20, 131, 1984.
3. Об асимптотическом световом режиме во внешних слоях однородного шара большого оптического радиуса, Астрофизика, в печати.
4. Об асимптотических формулах теории переноса излучения в шаре и сферической оболочке, Астрофизика, в печати.

Abstract. The results of theoretical study of the light regime in homogeneous media with spherical symmetry are reported. The exact analytic solution of the problem of multiple light scattering in an absorbing and anisotropically scattering infinite medium with the isotropic point source has been obtained. The complete set of orthogonal eigenfunctions of the homogeneous radiative transfer equation in media with spherical symmetry has been found for an arbitrary phase function. Asymptotic expressions for radiation intensities in the outer layers of a sphere of large optical radius and an optically thick spherical envelope with arbitrary source distribution have been derived.

The results are presented in the following papers of the author:

1. Point Source in an absorbing and anisotropically scattering infinite homogeneous medium, CR Ac. Sci. USSR, 272, 53, 1983.
2. Green function of the radiative transfer equation for an infinite homogeneous medium with spherically symmetric primary sources, Astrofizika, 20, 131, 1984.
3. On the asymptotic behavior of the radiation field in the outer layers of an optically thick homogeneous sphere, Astrofizika, in press.
4. On asymptotic expressions of the theory of radiative transfer in a sphere and a spherical envelope, Astrofizika, in press.



ПРИБЛИЖЕННЫЕ РЕШЕНИЯ ПРОБЛЕМЫ ПЕРЕНОСА
ИЗЛУЧЕНИЯ В ЧАСТОТАХ ЛИНИЙ
THE APPROXIMATE SOLUTIONS OF THE LINE TRANSFER
PROBLEM

В. М. СЕРЫН

Кафедра астрофизики ЛГУ

Резюме. В ряде астрофизических объектов, таких как квазары, молекулярные облака межзвездного газа и атмосферы звезд перенос излучения в частотах линий играет определяющую роль. Точный учет эффектов, обусловленных переносом излучения в линиях, часто невозможен, приходится применять приближенные методы. Простейшей тестовой задачей для оценок точности и областей применимости различных приближений служит задача об определении поля излучения в плоской неподвижной и однородной атмосфере, состоящей из двухуровневых атомов, при полном перераспределении по частотам.

В данной работе выяснены точность и области применимости основных приближенных способов расчета функции источников в линии. Показано, что функции источников, найденные в приближении В. В. Иванова (Астрономический журнал, 49, 115, 1972) отличаются от точных не более чем вдвое для всех астрофизически интересных значений параметров, входящих в задачу, при произвольном распределении с глубиной мощности первичных источников излучения. Приближение обобщено на случай учета поглощения в континууме, его точность при этом сохраняется. Использование же недавно введенного приближения Пуэттера и др. (Astrophysical Journal, 258, 46, 1982) может приводить к ошибочным по порядку величины значениям функции источников в линии. Эти заключения основаны на сравнении приближенных решений с численно точными и асимптотическими решениями. Результаты исследования опубликованы в «Письмах в Астрономический журнал», 10, 493, 1984.

Abstract. Transfer of radiation in spectral lines has much significance in many astrophysical objects such as quasars, molecular clouds of interstellar gas, and stellar atmospheres. The effects of transfer of radiation in lines often can not be taken into account exactly, the approximate methods should be applied. The problem of the calculation of the radiation field in plane-parallel static and homogeneous atmosphere consisting of two-level atoms, with the complete frequency redistribution is the test problem for the estimation of the accuracy of the approximations.

In this work the accuracy of some widely used approximate ways of calculating the line source function is estimated. It is found, that the line source functions calculated in Ivanov's approximation (Astronomicheskij Zhurnal, 49, 115, 1972) differ from the exact ones by no more than a factor of two for any astrophysically interesting values of the parameters of the problem and any distribution of the primary sources of radiation. The approximation is generalised for the problem with the continuous absorption, the accuracy of the approximation is conserved. Using recently proposed approximation of Puetter et al (Astrophysical Journal, 258, 46, 1982) may cause order of magnitude errors in the line source functions. The conclusions base at the comparison of the approximate solutions with the numerically exact and asymptotic results. The results of the investigation are published in „Pisma v Astronomicheskij Zhurnal“, 10, 493, 1984.

ВЕРОЯТНОСТНЫЙ СМЫСЛ ЗАКОНОВ КВАДРАТНОГО КОРНЯ В ТЕОРИИ ПЕРЕНОСА ИЗЛУЧЕНИЯ

THE PROBABILISTIC SIGNIFICANCE OF THE SQUARE-ROOT LAWS IN RADIATION TRANSPORT THEORY

В. В. ИВАНОВ

Кафедра астрофизики ЛГУ

Резюме. В теории переноса излучения в частотах линии давно известно приближенное выражение для функции источников, содержащее квадратные корни из вероятности прямого выхода фотона. Так, функция источников в однородной полубесконечной изотермической атмосфере, выраженная в долях функции Планка, превосходно аппроксимируется выражением вида $S(\tau) = (1-\lambda)^{1/2}[1-\lambda+\lambda K_2(\tau)]^{-1/2}$, где $1-\lambda$ — вероятность гибели фотона при акте рассеяния, $K_2(\tau)$ — вероятность прямого выхода фотона с глубины τ через границу $\tau=0$. Физический смысл этого приближения, получившего в последнее время широкое применение и обобщенного в ряде направлений, до сих пор оставался, по словам Хаммера и Райбки, «совершенно таинственным». Как показано в работе докладчика, печатающейся в «Астрономическом журнале», это приближение имеет простой вероятностный (и физический) смысл. Оно представляет собой перенесение на случай полупространства известного приближения наибольшего пролета (longest flight approximation) Райбки и Хаммера (Monthly Notices R.A.S., 144, 313, 1969). Это приближение имеет широкую область применимости и служит в известном смысле «пятым» диффузионного приближения.

Abstract. In the theory of transfer of line radiation there is a well known approximation of the line source function in terms of the square root of the probability of direct escape of a photon. Thus, in the homogeneous semiinfinite isothermal atmosphere the source function divided by the Planck function is perfectly approximated by the expression of the form

$$S(\tau) = (1-\lambda)^{1/2} [1-\lambda + \lambda K_2(\tau)]^{-1/2},$$

where $(1-\lambda)$ is the probability of photon destruction per scattering and $(1/2) K_2(\tau)$ is the probability of direct escape of a photon from depth τ across the boundary $\tau=0$. Physical significance of this approximation, which has been recently widely used and generalized in several directions, is still „completely mysterious“, in the words of Hummer and Rybicki. In the author's paper now in press in *Astronomicheskii Zhurnal* this approximation is shown to have a simple probabilistic (and physical) significance. It is essentially a halfspace version of the well known longest-flight approximation of Rybicki and Hummer (Monthly Notices Roy. Astron. Soc., 144, 313, 1969). This approximation has a wide range of applicability. In a sense, it is the opposite of the usual diffusion approximation.

НАЧАЛО РАСЧЕТОВ СТРОЕНИЯ ЗВЕЗД В АСТРОНОМИЧЕСКОЙ
ОБСЕРВАТОРИИ ЛЕНИНГРАДСКОГО УНИВЕРСИТЕТА
THE FIRST STEPS IN THE CALCULATIONS OF STELLAR
STRUCTURE AT THE ASTRONOMICAL OBSERVATORY OF THE
LENINGRAD UNIVERSITY

К. Н. АРТЕМЬЕВ, П. А. ДЕНИСЕНКОВ, В. В. ИВАНОВ, В. Б. ИЛЬИН*

Астрономическая обсерватория ЛГУ

Резюме. В Астрономической обсерватории Ленинградского университета выполнены обширные расчеты простейших моделей звезд (политропных, гомологических, стандартных моделей белых карликов и звезд начальной главной последовательности), рассмотрена и сопоставлена структура различных моделей (распределение вдоль радиуса основных физических величин: массы, плотности, температуры и т. п.), изучены зависимости глобальных параметров: радиуса, светимости, плотности, давления и температуры в центре, момента инерции, гравитационной энергии и т. д. от массы модели и найдены простые аппроксимации этих зависимостей.

Результаты исследования публикуются в «Трудах Астрономической обсерватории Ленинградского университета», т. 40.

Abstract. At the Astronomical Observatory of the Leningrad University extensive calculations of the simplest stellar models have been carried out. The models considered in the study include classical polytropes, homologous models, models of Chandrasekhar and Hamada-Salpeter white dwarfs, chemically homogeneous ZAMS stars. The structure of the models is considered in detail. The intercomparisons of the models are also given. The dependence of the global parameters of ZAMS stars and white dwarfs, namely, radius, luminosity, gravitational binding energy, moment of inertia etc. on the mass of the model is discussed. Simple approximations of the corresponding relations are found.

The results are being published in "Trudi Astron. Obs. Leningrad Univ.", vol. 40.

* Доклад представлен В. Б. Ильиным.

СПЕКТР МАСС ДВОЙНОГО СКОПЛЕНИЯ η И γ ПЕРСЕЯ MASS SPECTRUM OF STARS IN THE η AND γ PER DOUBLE CLUSTER

С. В. ВЕРЕЩАГИН, О. Б. ДЛУЖНЕВСКАЯ, В. И. МЯКУТИН, А. Э. ПИСКУНОВ*

Астрономический совет АН СССР

Резюме. На основе собственных движений звезд из каталога Муминова построено и исследовано распределение звезд по массе в короне и ядрах богатого рассеянного скопления η и γ Персея (около 1000 А и В звезд). Полученные спектры масс сравниваются с начальной функцией масс звезд поля.

Abstract. Distributions of stars with mass in cores and in the coronae of the rich open cluster η and γ Persei have been constructed and investigated in detail on the base of the proper motions survey from the catalogue of Muminov on magnetic tape (about 1000 of A-type and earlier stars). The mass spectra obtained are compared with the initial mass function of field stars.

Постановка задачи. Важным инструментом исследования процесса звездообразования служит распределение по массе рождающихся звезд, т. е. начальная функция масс (НФМ). Один из основных ее параметров—наклон, несмотря на тридцатилетнюю историю изучения НФМ известен еще недостаточно хорошо, о чем свидетельствует противоречивость результатов современных исследований [1—3]. Не ясно также, в какой степени НФМ, наблюдаемая в окрестностях Солнца является универсальной, т. е. как зависит она от координат, или насколько отличается НФМ звезд поля и спектр масс (СМ) звездных скоплений.

Рассеянные скопления до настоящего времени являются одним из основных источников информации о НФМ. Они обладают рядом преимуществ (общность происхождения и эволюции, однородность данных и др.) по сравнению со звездами поля—другим важным источником НФМ. Существенным недостатком рассеянных скоплений является малочисленность их звездного состава. Так например, среднее скопление содержит не более 100 В- и А-звезд. Привлечение богатых молодых скоплений может существенно улучшить ситуацию. До последнего времени, однако, не существовало достаточно надежных наблюдательных данных о физических членах таких группировок. Каталог Муминова [4], включающий данные о более чем 1000 В- и А-звездах, членах скопления η и γ Персея, позволяет в какой-то степени заполнить этот пробел. Как известно, скопление η и γ Персея состоит из двух ядер погруженных в общую оболочку—корону. Это уникальное скопление дает прекрасную возможность проверить степень универсальности СМ скоплений, т. е. исследовать значимо ли отличаются СМ в двух его ядрах.

* Доклад представлен С. В. Верещагиным.

Данные и методика. Каталог Мумниова содержит фотографическую UVV-фотометрию, прямоугольные координаты X , Y и собственные движения более 1000 членов скопления h и χ Персея, отобранных по помощи фотометрических и кинематических критериев. Каталог состоит из двух частей—звезды ярче $B=15^m.5$ в широких окрестностях ($R<50''$) и более слабые звезды ($17^m.1 > B > 15^m.5$) в ядрах скопления. Расстояние (модуль расстояния) и поглощение ($A_v=1^m.68$) приняты согласно Беккеру и Фенкарту [5]: h Персея—2150 пс ($13^m.35$), Персея—2480 пс ($13^m.65$). В дальнейшем мы называем h Персея областью—1, χ Персея областью—2, а корону областью—3.

Расстояние между ядрами по лучу зрения около 330 пс, при размерах ядер и короны в картинной плоскости 15 и 60 пс, соответственно. Это позволяет рассматривать ядра как два независимых скопления, образовавшихся в общем комплексе—следы которого очерчивают корону.

Массы звезд определялись по их положению на диаграмме ГР относительно эволюционных треков Ибена [6] ($X=0.708$, $Z=0.02$). Наблюдательные параметры звезд: M_v , $(B-V)_0$ (или $(U-B)_0$) преобразовывались в теоретические координаты $\lg L/L_\odot$, $\lg T_{\text{eff}}$ с помощью шкалы

перевода Эйнасто [7]. Сравнение масс двойных звезд, определяемое по трекам, и их наблюдаемых масс показало, что точность применяемой методики не хуже 20 процентов.

Результаты. На рис. 1 показаны СМ различных областей скопления. Кривая, обозначенная (1+2) соответствует ядрам скопления построена по звездам ярче $17^m.5$ В-величины. Остальные кривые построены только по ярким звездам ($B<15^m.5$). Аппроксимация этих данных прямой $\lg N = a \lg M/M_\odot$ методом наименьших квадратов, дает следующие значения наклона СМ разных областях скопления:

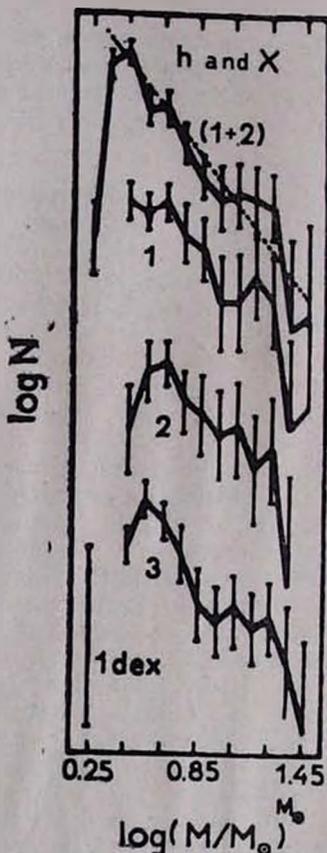


Рис. 1. Спектры масс звезд из различных областей скопления h и χ Персея

	Все звезды	$\lg M/M_\odot > 0.65$
a_{1+2}	-1.27 ± 0.13	-1.34 ± 0.22
a_1	-1.13 ± 0.18	-1.37 ± 0.25
a_2	-0.86 ± 0.26	-1.29 ± 0.30
a_3	-1.02 ± 0.15	-1.12 ± 0.19

Как видно из левого столбца, недоучет вклада слабых звезд приводит к заметной селекции и завышению наклона α . Рассмотрение пространственного распределения слабых звезд подтверждает наличие сильной селекции среди звезд с $M \lesssim 4M_{\odot}$. Поэтому, сравнение функций масс ядер скоплений и его короны возможно только для ярких звезд (т. е. $\lg M/M_{\odot} > 0.65$). Как следует из правого столбца таблицы, очистка выборки от звезд подверженных селекции, приводит к сходному уравнению наклонов CM во всех трех областях. Это согласуется с гипотезой универсальности НФМ.

Выводы. В данной работе построен CM центральной области и короны двойного скопления η и χ Персея. Массы звезд определены с помощью эволюционных треков по UBV -фотометрии для более чем 1000 членов скопления:

Анализ CM показал, что:

- Распределение звезд по массе описывается степенной функцией и имеет наклон, близкий к солпитеровскому;
- Наклон CM для $0.65 < \lg M/M_{\odot} < 1.45$, построенных для ядер и короны скопления, а также для окрестностей Солнца (см. [3]) не различаются, что говорит в пользу единого механизма звездообразования в галактическом диске.

ЛИТЕРАТУРА

1. G. E. Miller, J. M. Scalo, *Astrophys. J. Suppl.*, 41, 513, 1979.
2. J. Lequeux, *Astron. Astrophys.*, 80, 35, 1979.
3. С. В. Верецагин, *Письма в Аж*, 8, 546, 1982.
4. M. Muminov, *CDS Inf. Bull.*, 24, 95, 1983.
5. W. Becker, R. Fenkart, *Astron. Astrophys. Suppl.*, 4, 241, 1971.
6. J. Iben, *Astrophys. J.*, 141, 993; 1965; 142, 1447, 1965; 143, 483, 1966; 143, 505, 1967; 143, 516, 1967; 147, 624, 1967; 147, 650, 1967.
7. Я. Э. Эйнасто, 1974, частное сообщение.

НЕКОТОРЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ДВОИНЫХ ЗВЕЗД SOME PARAMETERS OF BINARY STARS

З. Т. КРАЙЧЕВА, Е. И. ПОПОВА, А. В. ТУТУКОВ, Л. Р. ЮНГЕЛЬСОН*

Астрономический совет АН СССР

Резюме. Проанализировано распределение спектрально- и затменно-двойных звезд по ряду генетически обусловленных параметров. Найдено, что вероятно не образуются звезды с расстояниями между компонентами $a/R_{\odot} \leq 6(M_1/M_{\odot})^{1/3}$. Распределение более широких пар по a , с учетом визуально-двойных звезд до $a=10^6 R_{\odot}$, описывается законом $dN \approx 0,2 d \log a$. Оценка степени двойственности звезд с учётом эффектов селекции, препятствующих обнаружению части двойных систем, близка к 1.

Подробно результаты исследования опубликованы в:

E.I. Popova et al., *Astrophys. Space Sci.*, 88, 55, 1982.

Abstract. The distribution of spectroscopic- and eclipsing binaries over some parameters, which are called forth genetically are analysed. It has been found that systems with separation of components $a/R_{\odot} < 6(M_1/M_{\odot})^{1/3}$ probably do not form. The distribution of wider systems over a (including visual binaries up to $10^6 R_{\odot}$) may be described as $dN \approx 0,2 d \log a$. If one takes into account the effects of observational selection, the true rate of stellar duplicity appears to be close to 1.

A detailed account is published in: *Popova et al.*, *Astrophys. Space Sci.*, 88, 55, 1982.

* Доклад представлен Л. Р. Юнгельсоном.

РОЛЬ МАГНИТНОГО ЗВЕЗДНОГО ВЕТРА В ЭВОЛЮЦИИ
ТЕСНЫХ ДВОЙНЫХ ЗВЕЗД МАЛЫХ МАСС
THE MAGNETIC STELLAR WIND IN THE LOW MASS CLOSE
BINARY EVOLUTION

А. В. ТУТУКОВ

Астрономический совет АН СССР

Резюме. Магнитный звездный ветер играет решающую роль в образовании и эволюции тесных двойных звезд с расстоянием между компонентами меньшими 10—12 солнечных радиусов, если, по крайней мере, одна из компонент имеет конвективную оболочку. Магнитный звездный ветер объясняет происхождение и, возможно, эволюцию звезд W UMa, а также происхождение части «голубых беглецов». Для объяснения отсутствия катаклизмических двойных с орбитальными периодами в интервале 2—3 часа необходимо принять, что стандартный магнитный звездный ветер существует только для звезд с массами 0.3—1.5 M_{\odot} , а для звезд с массами заполняющих полость Роша компонент менее $\sim 0.3 M_{\odot}$ движущей силой эволюции является излучение гравитационных волн. Часть ярких ($L_x = 10^2 - 10^4 L_{\odot}$) рентгеновских источников может быть членом тесных двойных, эволюция которых определяется также этим ветром.

Результаты исследования публикуются в: *Астрофизика*, 1984, в печати.

Abstract. Magnetic stellar wind (MSW) can play the decisive role in the origin and evolution of low mass binaries with semimajoraxis smaller than $\sim 10-12 R_{\odot}$, if at least one of the components has the convective envelope. The MSW can also explain the origin and, possibly, evolution of W UMa stars and the origin of a part of „blue stragglers“. To explain the 2—3 hours' gap in the distribution of cataclysmic binaries one needs to suppose the MSW can exist only for main-sequence stars with masses 0.3—1.5 M_{\odot} . Some of the bright ($L_x \approx 10^2 - 10^4 L_{\odot}$) X-ray sources may be members of binaries whose evolution is driven by this MSW.

The results are published in: *Astrofizika*, 1984, in press.

ЧИСЛЕННЫЕ МОДЕЛИ ЭВОЛЮЦИИ ПЛАНЕТАРНЫХ ТУМАННОСТЕЙ

NUMERICAL MODELS OF PLANETARY NEBULAE EVOLUTION

В. А. ОКороков, Б. М. Шустов, А. В. Тутуков, Х. В. Порк*

Астрономический совет АН СССР

Резюме. В предположении сферической симметрии построены численные модели эволюции планетарных туманностей, начиная с момента отделения и кончая диссипацией оболочки. В расчетах учтено динамическое действие давления излучения на пыль, фронты ионизации и быстрого звездного ветра. Рассчитаны спектры выходящего излучения в инфракрасном и радио диапазонах. Описываются общие черты эволюции планетарных туманностей. Результаты расчетов сравниваются с наблюдениями.

Подробно результаты расчетов будут опубликованы в журнале *Astron. Astrophys* s

Abstract. The evolutionary sequences of planetary nebulae numerical models were constructed beginning from the moment of planetary nebulae envelope detachment to its dissipation. Spherical symmetry was suggested. Dynamical influences of radiation pressure on dust, ionisation front and fast stellar wind were included. Spectra of outgoing radiation were calculated for infrared and radio frequency ranges. The general outline of planetary nebulae evolution is presented and comparisons with some observations are made.

The detailed version of this paper was submitted to *Astron. Astrophys.*

* Доклад представлен Б. М. Шустовым.

ФОТОГРАФИЧЕСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ ЗВЕЗДНЫХ ВСПЫШЕК PHOTOGRAPHIC OBSERVATIONS OF STELLAR FLARES

Л. В. МИРЗОЯН, О. С. ЧАВУШЯН*

Бюраканская астрофизическая обсерватория

Резюме. Обсуждаются некоторые результаты по физике и эволюции вспыхивающих звезд, полученные исключительно благодаря *фотографическим наблюдениям* звездных вспышек в звездных ассоциациях и скоплениях. 1. Стадия вспыхивающей звезды является эволюционной стадией в жизни карликовых звезд, через которую проходят все звезды-карлики. 2. Функция средней частоты вспышек для различных звездных систем различна. 3. Средняя светимость вспыхивающих звезд в системе уменьшается при переходе к более старым системам. 4. На диаграмме Герцшпрунга-Рессела вспыхивающих звезд в системах существуют звезды, попадающие в область ниже главной последовательности. 5. Встречаются звездные вспышки («медленные») время возгорания которых существенно больше, чем у подавляющего большинства вспышек («быстрых»). 6. По цветовым характеристикам звездные вспышки в ассоциациях и скоплениях практически не отличаются от вспышек звезд типа UY Кита окрестности Солнца. 7. Показатели цвета U—B и B—V вспышечного излучения в максимуме вспышки значительно отличаются для разных вспышек и, обычно, неправильно изменяются в период данной вспышки.

Abstract. Some results on Physics and Evolution of flare stars, obtained exclusively owing to *photographic observations* of stellar flares in star clusters and associations are discussed. 1. The stage of flare stars is an evolutionary stage in life of dwarf stars through which all dwarf stars pass. 2. The function of mean flare frequency is different for different systems. 3. The mean luminosity of flare stars in a system is decreasing to older systems. 4. On the Hertzsprung—Russell diagram for flare stars in systems there are stars being below the main sequence. 5. There are flares („slow“) increasing time of which is essentially larger than that of majority of flares („fast“). 6. According to their colours the stellar flares in clusters and associations don't differ practically from the flares of UV Cet type stars. 7. The colour indices U—B and B—V of flare emission in flare maximum differ considerably for different flares and usually vary irregularly during given flare.

Около 30 лет назад Аро и коллеги [1] *фотографическим методом* открыли первые вспыхивающие звезды в ассоциации Ориона. Чуть позже Джонсон и Митчелл [2] *фотоэлектрическим методом*, случайно, открыли первую вспыхивающую звезду в более старой системе—в скоплении Плеяды.

Первое из этих открытий подтвердило родственную связь вспыхивающих звезд со звездами типа Т Тельца, подозреваемую Амбарцумяном [3], исходя из общности характеристик их переменного излучения. Второе же открытие показало, что жизнь вспыхивающей звезды должна быть более продолжительной, чем звезды типа Т Тельца. Этот факт в свете первого открытия дал основание Аро [1,4] высказать идею

* Доклад представлен Л. В. Мирзояном

о том, что стадия вспыхивающей звезды является эволюционной, последующей за стадией типа Т Тельца.

Вскоре начались довольно интенсивные фотографические наблюдения областей звездных агрегатов-ассоциаций и молодых звездных скоплений с помощью широкоугольных телескопов для открытия вспыхивающих звезд. Наблюдениями, выполненными, в основном, Аро и сотрудниками в обсерватории Тонанцинтла и Розино и сотрудниками в обсерватории Азяго (см. статью Аро [5]) в ближайших агрегатах были открыты более 100 вспыхивающих звезд.

Для дальнейшего развертывания фотографических наблюдений звездных агрегатов, с целью поиска и исследования вспыхивающих звезд в них, важное значение имела первая статистическая оценка полного числа вспыхивающих звезд в скоплении Плеяды, полученная Амбарцумяном [6] в 1968 г. Она свидетельствовала о необычно большом обилии вспыхивающих звезд в этой сравнительно молодой системе и стимулировала обширные фотографические наблюдения областей звездных агрегатов.

В этих наблюдениях кроме указанных двух обсерваторий принимали активное участие Бюраканская, в последующем и Абастуманская астрофизические обсерватории, а также Обсерватории им. Конколи (Венгрия) и Болгарская национальная.

Несмотря на невысокую точность фотографического метода он открыл возможность одновременного наблюдения широкоугольными телескопами большого числа вспыхивающих звезд в звездных агрегатах, что оказалось принципиальным.

Именно, благодаря фотографическим наблюдениям областей звездных агрегатов были получены новые результаты по физике и эволюции вспыхивающих звезд, которые были неизвестны из фотоэлектрических наблюдений вспыхивающих звезд типа UV Кита окрестности Солнца. Ниже мы рассмотрим некоторые из них (см., подробнее, в [7]).

Эволюционный статус вспыхивающих звезд. Оценка Амбарцумяна [6] полного числа вспыхивающих звезд в агрегате Плеяды была основана на формуле*.

$$n_0 = \frac{n_1^2}{2n_2},$$

где n_0 —число неизвестных в системе вспыхивающих звезд, а n_1 и n_2 —числа звезд вспыхнувших по одной и по два раза в период наблюдений. Она показала, что наряду с известными в то время (1968 г.) 60 вспыхивающими звездами в Плеядах должны быть около 300 неизвестных вспыхивающих звезд. Это послужило основанием для вывода о том, что в этой сравнительно молодой системе (возраст 7×10^7 лет [9]) все или почти все звезды низкой светимости должны быть вспыхивающими.

Этот вывод полностью подтверждается современными данными, которые свидетельствуют о большом обилии вспыхивающих звезд во всех агрегатах.

В табл. 1 представлены соответствующие данные, заимствованные из работы [10]. В этой таблице n —число известных в агрегате вспыхивающих звезд, а N —оценка полного числа вспыхивающих звезд, основанная на формуле Амбарцумяна [6].

* В последующем было показано [8], что эта формула дает нижний предел числа неизвестных в системе вспыхивающих звезд.

Число известных вспыхивающих звезд
и оценка их полного числа в звездных агрегатах

Агрегат	n	n_1	n_2	n_0	N
Плеяды	524	302	79	577	1101
Орион	466	337	87	653	1119
Лебедь (NGC 7000)	67	58	5	336	413
Ясли	54	44	6	161	215
Единогорг (NGC 2264)	42	40	2	400	442

Из табл. 1 следует принципиально важный вывод о том, что стадия вспыхивающей звезды является эволюционной стадией в жизни карликовых звезд, через которую проходят все звезды-карлики.

Она наступает за стадией типа Т Тельца [4], представляющей наиболее раннюю стадию эволюции карликовой звезды. Причем, существование в ассоциациях Ориона и Единорога (NGC 2264) звезд типа Т Тельца, обладающих одновременно вспышечной активностью свидетельствует о том, что эти две стадии эволюции взаимно перекрываются. По расчетам Амбарцумяна [11] время этого перекрывания для звезд типа Т Тельца ассоциации Ориона равно четверти продолжительности стадии типа Т Тельца.

Отметим, наконец, что согласно [12] вспышечная активность звезд носит, по-видимому, циклический характер.

Функция средней частоты вспышек. Из фотоэлектрических наблюдений вспышек звезд типа UV Кита было известно, что средняя частота вспышек у разных звезд разная. Фотографические наблюдения показали, что такое же положение наблюдается и в случае вспыхивающих звезд в агрегатах.

При этом, имеются основания допустить, что функции средней частоты для разных агрегатов значительно отличаются. Поэтому для описания совокупности вспыхивающих звезд в каждом звездном агрегате необходимо знать не только полное число вспыхивающих звезд в нем, но и функцию распределения их средних частот— $f(\nu)$.

Прямое определение этой функции в настоящее время невозможно из-за недостатка наблюдений (даже для наиболее изученных агрегатов значительная часть вспыхивающих звезд неизвестна, а звезды, у которых наблюдалось более двух вспышек, составляют небольшую долю их полного числа).

В связи с этим решение задачи определения функции $f(\nu)$ в звездном агрегате было получено Амбарцумяном [13] статистически. Именно, была решена обратная задача с использованием статистических данных о хронологии открытий вспышек и хронологии их подтверждений.

Исследование функции средней частоты $f(\nu)$ для агрегата Плеяды, определенной этим методом, показало [13], что для вспыхивающих звезд в этой системе значения средней частоты ν распределены в широком интервале (крайние значения отличаются почти на три порядка величины).

Для иллюстрации удовлетворительного представления полученной функцией ($f(\nu)$) наблюдений в табл. 2, заимствованной из работы [14],

приводятся данные о распределении чисел вспыхивающих звезд n_k , показавших по k вспышек в скоплении Плеяды к 1 июня 1980 г. и вычисленные значения n_k с помощью этой функции (эти значения нормированы так, чтобы наблюдаемое и вычисленное значения n_k совпали для $k=1$).

Таблица 2

Представление чисел вспыхивающих звезд n_k , показавших по k вспышек к 1 июня 1980 г. в скоплении Плеяды с помощью функции средней частоты вспышек [14].

k	n_k	
	Набл.	Вычисл.
1	302	(302)
2	79	89
3	45	44
4	37	26
5	13	17
6	15	12
>7	33	29
Всего	524	519

Функция $f(v)$ для вспыхивающих звезд ассоциации Орiona была определена этим же методом Парсамян [15]. Сравнение функций средней частоты вспышек для ассоциации Орiona и скопления Плеяды свидетельствует [15], что Плеяды богаче Орiona часто вспыхивающими звездами ($v^{-1} < 1800$ часов) и, наоборот, беднее ее звездами реже вспыхивающими ($v^{-1} > 1800$ часов).

Имея в виду, что в каждом звездном агрегате существует значительная дисперсия светимостей вспыхивающих звезд можно допустить, что функция $f(v)$ зависит от светимостей вспыхивающих звезд, распределение средней частоты вспышек которых она представляет. Этим, по-видимому, и обусловлено указанное различие.

Это допущение было использовано Амбарцумяном [16] для объяснения весьма широкого диапазона средних частот вспышек в агрегате Плеяды, как следствия большой дисперсии светимостей соответствующих вспыхивающих звезд.

Корреляции между параметрами вспыхивающих звезд и возрастом соответствующего агрегата. Аро и Чавира [17] обратили внимание на тот факт, что спектральный класс наиболее яркой вспыхивающей звезды в данном агрегате коррелирует с возрастом агрегата: чем моложе агрегат, тем более ранний спектральный класс этой звезды. Это означает, что со старением звезд (агрегата) наиболее высокой светимости звезды кончают свою вспышечную активность. Вследствие этого средняя светимость вспыхивающих звезд в агрегате убывает с возрастом системы. Этот факт можно иллюстрировать табл. 3, заимствованной из работы [18].

Наблюдаемую корреляцию между средней светимостью вспыхивающих звезд и возрастом соответствующего агрегата можно рассматривать как свидетельство представления о том, что темпы эволюции звезд замедляются при переходе к звездам более низких светимостей [19].

Вследствие этого относительная вспышечная активность падает

Средние светимости вспыхивающих звезд ($\bar{M}_{\text{pг}}$)
в звездных агрегатах разного возраста (Т)

Агрегат	$\bar{M}_{\text{pг}}$	Т (лет)
Орион 1	7.3	3×10^5
Лебедь (NGC7000)	8.1	2×10^6
Плеяды	9.1	7×10^7
Ясли	10.2	4×10^8

к вспыхивающим звездам более высоких светимостей. Этот вопрос был рассмотрен Амбарцумяном и автором [20] и подробнее автором и Брутяном [18] на примере вспыхивающих звезд скопления Плеяды. Оказалось, в частности, что средняя амплитуда вспышек звезды возрастает в сторону вспыхивающих звезд более низких светимостей.

В результате существует обратная корреляция между светимостью вспыхивающей звезды и возможной для нее максимальной амплитудой вспышек: эта максимальная амплитуда тем больше, чем ниже светимость вспыхивающей звезды. Обнаружившая эту корреляцию Парсамян [21] использовала ее для оценки возрастов звездных агрегатов, содержащих вспыхивающие звезды, а также отдельных вспыхивающих звезд по наблюдениям звездных вспышек.

Следует добавить, что вследствие возрастания вспышечной активности при переходе к вспыхивающим звездам более низких светимостей возрастание количества энергии, выделяемой во время вспышек со светимостью происходит значительно медленнее, чем возрастание самой светимости звезды (см., например, [21, 22]).

Диаграмма Герцшпрунга-Рессела вспыхивающих звезд. Как показали Аро и Чавира [17], на диаграмме Герцшпрунга Рессела вспыхивающие звезды занимают область, окружающую с обеих сторон главную последовательность.

Основное различие между диаграммами, построенными для вспыхивающих звезд агрегатов различного возраста заключается в том, что величина отклонения звезд от главной последовательности убывает при переходе к более старым агрегатам, а наиболее яркие вспыхивающие звезды имеют более низкие светимости (более поздние спектральные классы).

Этот вывод был подтвержден последующими наблюдениями Эндриуса (ассоциация Ориона) [23], Чавушяна и Гарибджаняна (скопление Плеяды) [24] и других*).

Поскольку в теории начальной эволюции звезд, основанной на гипотезе о конденсации диффузной материи в звезды нет места для недавно возникших звезд, имеющих светимости ниже светимостей соответствующих главной последовательности, что существование в звездных агрегатах вспыхивающих звезд с такими параметрами является принципиальным затруднением для этой теории. Предложенные до сих пор объяснения этого затруднения оказались неудачными (см. [7]).

* О существовании вспыхивающих звезд, а также звезд типа Т Тельца, расположенных на диаграмме Герцшпрунга-Рессела ниже главной последовательности см. в [7].

«Быстрые» и «медленные» вспышки. Для выяснения физической природы звездных вспышек важным представляется разделение Аро [25] всех фотографических вспышек на две группы: «быстрые» и «медленные», по продолжительности времени их возгорания.

Подавляющее большинство вспышек являются «быстрыми». Причем, почти у всех звезд, показавших «медленные» вспышки, наблюдались и «быстрые» вспышки. Это дает основание допустить, что «быстрый» или «медленный» характер вспышки определяется не физическими параметрами звезды, в целом, а локальными условиями той активной зоны звезды, где происходит вспышка.

Фотографические наблюдения звездных вспышек показывают повидимому, что «медленные» вспышки более красные, чем «быстрые». Наглядное свидетельство в пользу этого вывода содержится, например, в работе Аро [25].

Основные наблюдательные различия между «быстрыми» и «медленными» вспышками (время возгорания, частота, цвет) можно удовлетворительно объяснить с помощью нетрадиционной интерпретации Амбарцумяна [3]. Она основана на допущении об освобождении энергии неравновесного излучения молодых звезд, в частности вспыхивающих звезд, в поверхностных слоях звезды, на различной глубине.

Некоторые данные в пользу этой интерпретации, полученные из наблюдений «медленных» вспышек в агрегатах Ориона и Плеяды были обсуждены недавно Парсамян [26].

Следует отметить, что необычное явление фуора удается объяснить в рамках этой интерпретации как чрезвычайно медленную «вспышку» [27].

Фотографическая колориметрия звездных вспышек. Изучение спектров звездных вспышек в агрегатах даже с умеренным разрешением в настоящее время практически невозможно. Единственную возможность для исследования спектральных характеристик вспышечного излучения представляют колориметрические наблюдения вспышек с применением нескольких телескопов, одновременно, каждый из которых фотографически регистрирует излучение звезды в одной области спектра.

Такие наблюдения, обладающие небольшим разрешением во времени, уже много лет проводятся в Бюраканской астрофизической обсерватории с применением метрового и 21" — камер Шмидта. В последние годы были осуществлены и трехцветные UVV — наблюдения вспышек, применяя вместе с ними 28" камеру Максудова Абастуманской астрофизической обсерватории.

Анализ этих наблюдений позволил сделать следующие выводы (см., например, [28]*).

1. По своим цветовым характеристикам звездные вспышки в агрегатах практически не отличаются от вспышек звезд типа UV Кита окрестности Солнца.

2. Показатели цвета U—B и B—V вспышечного излучения значительно отличаются даже в период максимума вспышки.

3. Цвета вспышечного излучения обычно неправильно изменяются в период вспышки.

4. Очень редко наблюдаются необычно синие и красные вспышки.

*-Фотоэлектрические наблюдения вспышек звезд типа UV Кита окрестности Солнца не противоречат этим выводам.

ЛИТЕРАТУРА

1. *G. Haro*, Non-Stable Stars, IAU Symposium No. 3, ed. G. H. Herbig, Cambridge University Press, Cambridge, 1957, p. 26.
2. *H. L. Johnson, R. I. Mitchell*, Astrophys. J. 128, 31, 1958.
3. *В. А. Амбарцумян*, Сообщ. Бюраканской обс., 13, 1954.
4. *G. Haro*, Symposium on Stellar Evolution, ed. J. Sahade, Astron. Obs. Nat. Univ. of La Plata, La Plata, 1962, p. 37.
5. *G. Haro*, Stars and Stellar Systems, Vol. 7, eds. B. M. Middlehurst, L. H. Aller, University of Chicago, Chicago, 1968, p. 141.
6. *В. А. Амбарцумян*, Звезды, туманности, галактики, АН АрмССР, Ереван, 1969, стр. 283.
7. *Л. В. Мирзоян*, Нестационарность и эволюция звезд, АН АрмССР, Ереван, 1981.
8. *В. А. Амбарцумян, Л. В. Мирзоян, Э. С. Парсаян, О. С. Чавушян, Л. К. Ерастова*; Астрофизика, 6, 3, 1970.
9. *К. У. Аллен*, Астрофизические величины, Мир, Москва, 1977.
10. *L. V. Mirzoyan*, Vistas in Astronomy, 27, 77, 1984.
11. *В. А. Амбарцумян*, Астрофизика, 6, 31, 1970.
12. *Л. В. Мирзоян, Г. Б. Оганян*, Астрофизика, 13, 561, 1977.
13. *В. А. Амбарцумян*, Астрофизика, 14, 367, 1978.
14. *Л. В. Мирзоян, О. С. Чавушян, Г. Б. Оганян, В. В. Амбарян, А. Т. Гарибджанян, Н. Д. Меликян*, Астрофизика, 17, 71, 1981.
15. *Э. С. Парсаян*, Астрофизика, 16, 677, 1980.
16. *В. А. Амбарцумян*, Вспыхивающие звезды, фуоры и объекты Херbiga-Apo, ред. Л. В. Мирзоян, АН АрмССР, Ереван, 1980, стр. 85.
17. *G. Haro, E. Chavira*, Vistas in Astronomy, Vol. 8, eds. A. Beer, K. Aa Strand, Pergamon Press, London, 1966, p. 89.
18. *Л. В. Мирзоян, Г. А. Брутян*, Астрофизика, 16, 97, 1980.
19. *Л. В. Мирзоян*, Publ. Astrophys. Obs. Potsdam, Nr. 110, Band. 32, Heft 3, 71, 1982.
20. *В. А. Амбарцумян, Л. В. Мирзоян*, Вспыхивающие звезды, ред. Л. В. Мирзоян, АН АрмССР, Ереван, 1977, стр. 63.
21. *Э. С. Парсаян*, Астрофизика, 12, 235, 1976.
22. *V. A. Ambartsumian, L. V. Mirzoyan*, Variable Stars and Stellar Evolution, IAU Symposium No. 67, eds. V. Sherwood, L. Plaut, Reidel, Dordrecht, 1975, p. 3.
23. *A. D. Andrews*, Bol. Obs. Tonantzintla, 5, 34, 195, 1970.
24. *О. С. Чавушян, А. Т. Гарибджанян*, Астрофизика, 11, 565, 1975.
25. *G. Haro*, The Galaxy and The Magellanic Clouds, IAU—URSI Symposium № 20, eds. F. J. Kerr, A. W. Rodgess, Australian Acad. Sci., Canberra, 1964, p. 30.
26. *Э. С. Парсаян*, Астрофизика, 16, 231, 1980.
27. *В. А. Амбарцумян*, Астрофизика, 7, 557, 1971.
28. *Л. В. Мирзоян, О. С. Чавушян, Н. Д. Меликян, Р. Ш. Нацвлишвили, В. В. Амбарян, Г. А. Брутян*, Астрофизика, 19, 725, 1983.

АНАЛИЗ КРИВЫХ БЛЕСКА ФУОРА V1057 ЛЕБЕДЯ AN ANALYSIS OF LIGHT CURVES OF FUOR V1057 CYG

Е. Н. КОПАЦКАЯ, О. С. ШУЛОВ

Астрономическая обсерватория ЛГУ

Резюме. Сводные четырехцветные кривые блеска фуора V1057 Лебедя, редуцированные в систему UBVR, были построены и проанализированы вместе с данными о спектральном классе, поляризации и ИК излучении с целью выяснить, как звезда изменяла свои основные параметры—температуру, радиус, светимость—в течение вспышки и после нее вплоть до 1982 года.

В ходе вспышки звезда увеличила радиус от $3,5 R_{\odot}$ до $17 R_{\odot}$ эффективную температуру от 4600K до 9000K и извергла пылевую оболочку. После вспышки визуальное поглощение в оболочке оставалось неизменным, тогда как сама звезда краснела и слабела по блеску преимущественно из-за уменьшения температуры до 5000K в 1982 году, без существенных изменений радиуса. Наблюденный трек на диаграмме $(B-V)_0$ указывает на тенденцию у V1057 Лебедя смещаться к области желтых гигантов. Подробная статья опубликована в журнале «Астрофизика», 20, 263, 1984.

Abstract. The combined four-colour light curves reduced into the UBVR system were constructed for the fuor V1057 Cyg and analysed in combination with the data on spectral type, polarization and IR radiation with the purpose to clarify how the basic parameters of the star (temperature, radius and luminosity) were changed, during the outburst and after this event up to 1982.

During the outburst the star its radius increased from $3.5 R_{\odot}$ to $17 R_{\odot}$, its effective temperature from 4600K to 9000K and a dust shell was ejected. After the outburst the visual absorption in the shell remained invariable while the star reddened and weakened in brightness owing mainly to the decrease of its temperature ($T_e=5000$ K in 1982) without significant variations of the radius. The observed track of the star on $(B-V)_0-M_V$ diagram shows the tendency of V1057 Cyg to move to the yellow giant region.

The detailed paper will be published in „Astrofizika“ 20, 1984 (in press).

НАБЛЮДЕНИЯ ПЕРЕМЕННОСТИ МАЗЕРНЫХ ИСТОЧНИКОВ H_2O OBSERVATIONS OF VARIABILITY OF H_2O MASER LINE SOURCES

Р. А. КАНДАЛЯН, В. А. САНАМЯН*

Бюраканская астрофизическая обсерватория

Резюме. Приводятся некоторые результаты наблюдений 25 мазерных источников H_2O , выполненных с помощью радиотелескопа RATAN—600 в период с мая 1981 г. по сентябрь 1983 г.

Abstract. Some results of observations of 25 H_2O radio line sources obtained in May 1981—September 1983 on the RATAN—600 radio telescope are presented.

Примечательной особенностью многих мазерных источников H_2O является переменность потока излучения и лучевых скоростей профиля. Вследствие этого, систематические исследования явления переменности таких источников могут дать определенную информацию об их физической природе. С этой целью, с мая 1981 г. на радиотелескопе RATAN-600 были начаты систематические наблюдения мазерных источников H_2O . Наблюдения проводились на южном (с перископическим отражателем) и северном секторах радиотелескопа. При этом использовались: супергетеродинальный приемник, на входе которого применялся двухкаскадный волноводный отражательный мазер и 40-канальный фильтровой анализатор спектра. Их основные характеристики и методы наблюдений приведены в работах [1—3].

С мая 1981 г. по сентябрь 1983 г. наблюдалось 25 источников. В программу наблюдений были включены хорошо известные источники линии H_2O , а также некоторые объекты Хербига-Аро из списков Хербига [4], Гюльбудагыяна-Магакяна (ГМ) [5] и Гюльбудагыяна [6].

На рис. 1 для примера приведены профили линий источника W3 (OH), полученных в указанном выше интервале времени.

Отметим, что данные первых наших наблюдений объектов Орион-А и W49 в линии 1,35 см, опубликованы в работах [1, 2]. Здесь мы ограничимся лишь приведением некоторых общих замечаний о переменности ряда источников излучения линии H_2O .

На рис. 2 представлена кривая блеска для вспышки в линии H_2O в Орионе-А, которая позволяет определить некоторые параметры вспышки.

Примечательной особенностью вспышки H_2O в Орионе-А, наблюдаемой нами 1 июня 1981 г. ($V=7,3\text{км/с}$) является то, что она проявляется независимо от других пространственно близко расположенных деталей. Это дает некоторое основание считать, что если причиной вспышки является резкое увеличение мощности источника накачки космического мазера, то этот источник накачивает только вспыхнувшую деталь.

В случае вспышки в линии H_2O в W49 построение кривой блеска не удается, так как ни для одной вспыхнувшей детали линии невозможно

* Доклад представлен В. А. Санамяном.

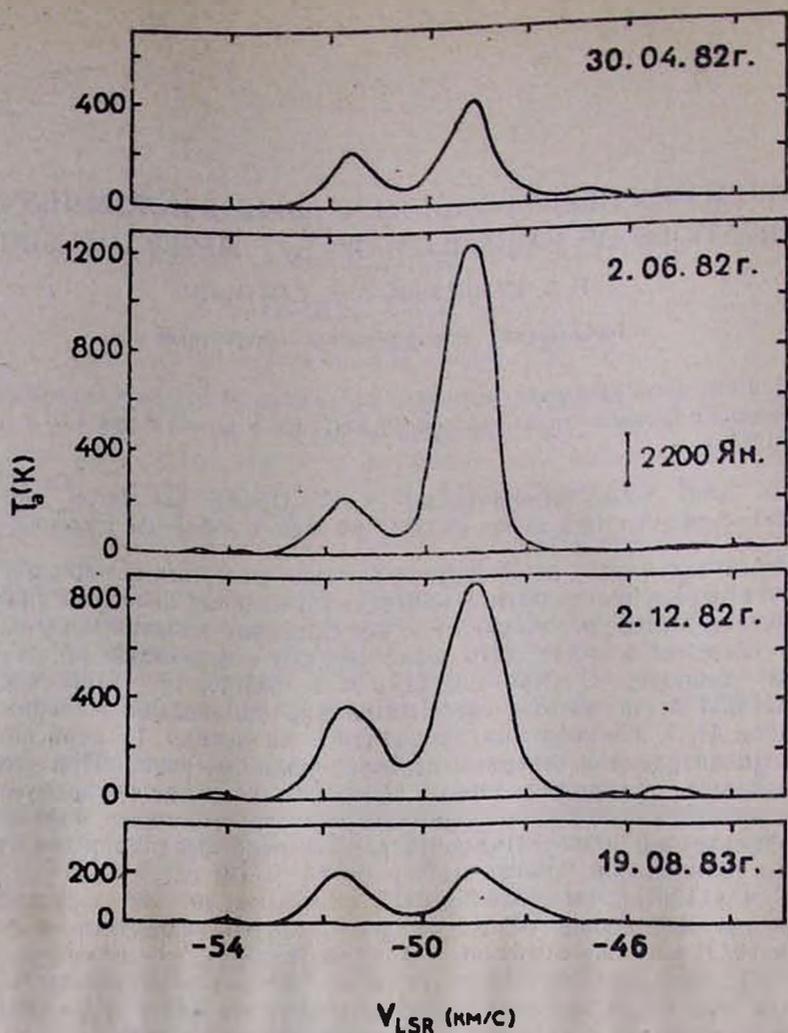


Рис. 1. Профили радиолнии мазерных источников H_2O

но проследить за эволюцией вспышки хотя бы в течение нескольких месяцев. В этом смысле, вспышка в W49 носит более сложный характер. Это обстоятельство еще больше усложняет изучение явлений вспышек у подобных мазерных источников.

Вспышка любой детали в W49 является более мощной, чем вспышка в Орионе-А. Так например, сравнительно небольшая вспышка в W49 на лучевой скорости +18,6 км/с (апрель 1983 г.) и самая сильная на +14,9 км/с (декабрь 1981 г.) по мощности излучения примерно в 4 и 10 раз, соответственно, превосходят зарегистрированное максимальное значение вспышки в Орионе-А (апрель 1980 г.) [7] (расстояния источников Ориона-А и W49 приняты равными 0,5 и 15 кпс, соответственно).

Отметим также, что в W49 почти одновременно вспыхивали несколько деталей.

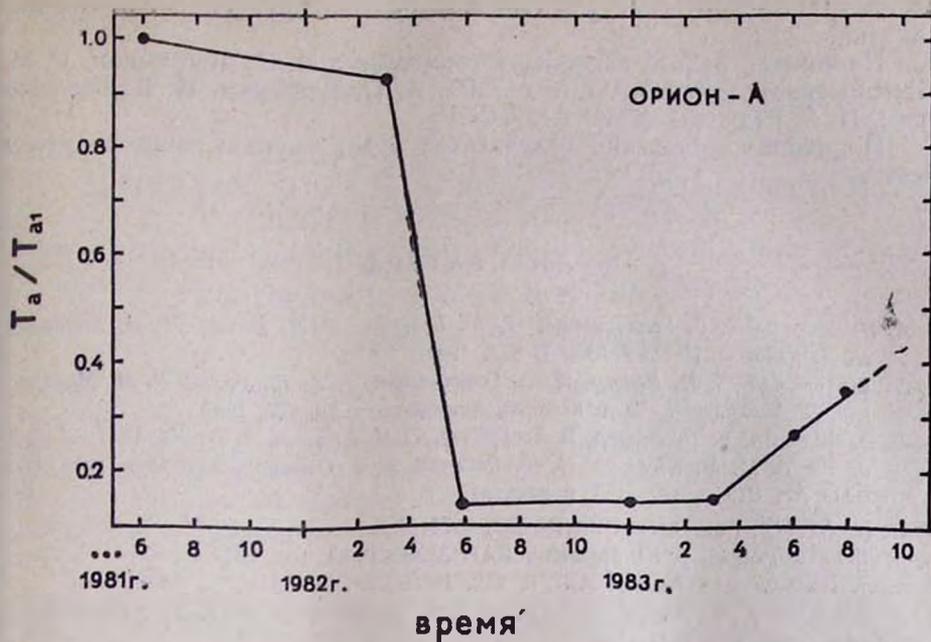


Рис. 2. Кривая блеска вспышки радиолинии H₂O для V_{LSR}=7.3 км/с в Орионе—А.

Профили линии H₂O в источнике W3(OH) в изученном нами диапазоне лучевых скоростей имеют три основные детали. На всех профилях доминирует деталь—49,2 км/с, интенсивность которой в промежутке времени апрель—июнь 1982 г. увеличилась примерно в 3 раза. Переменность этой детали ранее наблюдали авторы работ [8, 9], причем, ими было обнаружено, что кроме изменения интенсивности, наблюдаются также вариации ширины линии и лучевой скорости.

У объекта SGR B2 в период апрель—июнь 1982 г. наблюдалось достаточно интенсивное излучение линии H₂O (~300 Ян), причем за это время профиль линии практически не менялся. В дальнейшем уровень сигнала от этого источника не превышал 40 Ян (3σ). Подобный характер имеют и данные наблюдений объекта Хербига-Аро ГМ25. В апреле 1982 г. у этого объекта не было обнаружено радиоизлучение линии H₂O, превышающее 70 Ян, а в августе 1982 г. наблюдались достаточно интенсивные (400 Ян и более) многочисленные спектрально-неразрешенные детали в узкой полосе лучевых скоростей шириной ~ 8 км/с вблизи детали—81 км/с.

Переменными источниками в линии H₂O являются также компоненты M и S гигантского молекулярного облака W51, звезда—красный сверхгигант VU CMa и другие.

Даже это неполное перечисление наблюдательных фактов показывает, что вспышечная активность, вероятно, является довольно распространенным феноменом в жизни мазерных источников линии H₂O. Причем, переменными параметрами являются интенсивность излучения, лучевая скорость и полуширина линии.

В заключение следует отметить, что до сих пор нет удовлетворительных объяснений физических причин переменности и вспышек излучения линии H₂O. Предполагается, что они могут быть обусловлены

АНАЛИЗ КРИВЫХ БЛЕСКА ФУОРА V1057 ЛЕБЕДЯ AN ANALYSIS OF LIGHT CURVES OF FUOR V1057 CYG

Е. Н. КОПАЦКАЯ, О. С. ШУЛОВ

Астрономическая обсерватория ЛГУ

Резюме. Сводные четырехцветные кривые блеска фуора V1057 Лебедя, редуцированные в систему UBVR, были построены и проанализированы вместе с данными о спектральном классе, поляризации и ИК излучении с целью выяснить, как звезда изменяла свои основные параметры—температуру, радиус, светимость—в течение вспышки и после нее вплоть до 1982 года.

В ходе вспышки звезда увеличила радиус от $3.5 R_{\odot}$ до $17 R_{\odot}$, эффективную температуру от 4600K до 9000K и извергла пылевую оболочку. После вспышки визуальное поглощение в оболочке оставалось неизменным, тогда как сама звезда краснела и слабела по блеску преимущественно из-за уменьшения температуры до 5000K в 1982 году, без существенных изменений радиуса. Наблюденный трек на диаграмме $(B-V)_0$ указывает на тенденцию у V1057 Лебедя смещаться к области желтых гигантов. Подробная статья опубликована в журнале «Астрофизика», 20, 263, 1984.

Abstract. The combined four-colour light curves reduced into the UBVR system were constructed for the fuor V1057 Cyg and analysed in combination with the data on spectral type, polarization and IR radiation with the purpose to clarify how the basic parameters of the star (temperature, radius and luminosity) were changed, during the outburst and after this event up to 1982.

During the outburst the star its radius increased from $3.5 R_{\odot}$ to $17 R_{\odot}$, its effective temperature from 4600K to 9000K and a dust shell was ejected. After the outburst the visual absorption in the shell remained invariable while the star reddened and weakened in brightness owing mainly to the decrease of its temperature ($T_e=5000$ K in 1982) without significant variations of the radius. The observed track of the star on $(B-V)_0-M_V$ diagram shows the tendency of V1057 Cyg to move to the yellow giant region.

The detailed paper will be published in „Astrofizika” 20, 1984 (in press).

ИНФРАКРАСНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ ГАЛАКТИЧЕСКИХ РЕНТГЕНОВСКИХ ИСТОЧНИКОВ

THE INFRARED OBSERVATIONS OF GALACTIC X-RAY SOURCES

Ю. Н. ГНЕДИН, Г. В. ХОЗОВ, В. М. ЛАРИОНОВ*

Астрономическая обсерватория ЛГУ

Резюме. При выполнении программы поиска избыточного инфракрасного (ИК) излучения галактических рентгеновских источников в 1981 году нами были выделены два объекта, имеющих оптические компоненты, отождествляемые с Ве-звездами. Наблюдения на 2,6-м телескопе Бюраканской астрофизической обсерватории АН Армянской ССР показали, что источники 4U0115+634 и A0535+262 имеют значительные ИК избытки в спектральной полосе К ($\Delta E_{V-K} \geq 4^m$ и $\Delta E_{V-K} \geq 1^m3$, соответственно).

При рассмотрении различных причин возникновения ИК избытков как наиболее вероятный был принят механизм образования ИК излучения при аккреции потока вещества на нейтронную звезду, образующую двойную систему вместе с оптической компонентой (Ве-звездой).

Убедительным аргументом в пользу предполагаемого механизма могла бы быть переменность ИК излучения объекта и, особенно, корреляция изменений ИК и рентгеновского излучения.

По нашим наблюдениям 1981—1983 гг. для A0535+262 была установлена такая переменность ИК излучения в разных временных шкалах от нескольких минут до десятков дней. Опубликованные рентгеновские наблюдения также свидетельствуют о наличии подобных изменений.

Специально проведенное нами патрулирование объекта позволило заподозрить пульсации ИК излучения с периодом 104 сек, равным периоду вращения нейтронной звезды в данной двойной системе.

Результаты выполненных наблюдений по программам поиска и исследования переменности опубликованы в следующих статьях авторов:

1. Инфракрасные наблюдения галактических рентгеновских источников, Письма в АЖ, 7, 466 1981.

2. Переменность инфракрасного излучения рентгеновского источника A0535+262, Письма в АЖ, 8, 689, 1982.

3: Variable Infrared Radiation from X-ray Sources 4U0115+634 and A0535+262, *Astrophys. Sp. Sci.* 93, 207 1983.

Abstract. During our search program for infrared excess objects among galactic X-ray sources we have singled out two of them, having Be-stars as optical counterparts. The observations of 4U 0115+634 and A0535+262 performed on the 2,6-m telescope of Byurakan astrophysical observatory have revealed significant excesses in the K spectral band ($\Delta E_{V-K} \geq 4^m$ and $\Delta E_{V-K} \geq 1^m3$, correspondingly).

The most plausible mechanism of generating of IR excess radiation is the accretion of matter on the surface of neutron star which forms a pair with the optical Be-component.

The variability of the infrared radiation of the objects under consideration and especially correlated changes of IR and X-ray fluxes could provide evidence for the correctness of the mechanism proposed.

* Доклад представлен Г. В. Хозовым.

Our observations of A 0545+262 during 1981—1983 have shown such a variability on the timescales from minutes to ~ 10 days. Published X-ray data give additional evidence of similar flux variations.

The special photometric patrol carried out by us made it possible to suspect IR flux pulsations with 104 s period corresponding to the neutron star axial rotation period.

The observational results of the search program and variability study are published in the following papers of the authors:

1. Infrared Observations of Galactic X-ray Sources, Pis'ma Astron. Zhur., 7, 446 1981.
2. Infrared Light Variations of Galactic X-ray Source A 0535+262, Pis'ma Astron. Zhur., 8, 689 1982.
3. Variable Infrared Radiation from X-Ray Sources 4U 0115+634 and A 0535+262, Astrophys. Sp. Sci. 93, 207, 1983.

ЗВЕЗДНЫЕ АССОЦИАЦИИ, МЕЖЗВЕЗДНОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ И
ПОЛЯРИЗАЦИЯ СВЕТА ЗВЕЗД
STELLAR ASSOCIATIONS, INTERSTELLAR ABSORPTION
AND STAR LIGHT POLARIZATION

Р. А. ВАРДАНИЯ

Бюраканская астрофизическая обсерватория

Резюме. В работе показано, что в областях звездных ассоциаций, богатых звездами I класса светимости, наблюдается избыточное поглощение и поляризация света звезд.

Abstract. It is shown, that in the regions of stellar associations, which are rich in luminosity class I stars, an excess of absorption and polarization of stellar light is observed.

С тех пор, как В. А. Амбарцумяном [1], были открыты звездные ассоциации, имеются две концепции по вопросам формирования и происхождения звезд и туманностей:

- а) Звезды образуются конденсацией газопылевых туманностей.
- б) Звезды и газопылевые туманности образуются совместно из сверхплотного дозвездного вещества.

Концепция Амбарцумяна (б) сыграла большую роль для развития современной астрофизики и космогонии. Она дала импульс для появления огромного количества работ, посвященных формированию и эволюции звезд, туманностей и галактик.

Настоящая работа, посвящена вопросу о влиянии звездных ассоциаций на величину межзвездного поглощения и степень поляризации света звезд вдоль галактической долготы. Наши исследования основаны на анализе данных двух каталогов: Поляризационного каталога Матюсона, Форда и Крауттера [2]), запись которой на магнитной ленте получена из Астрономического совета АН СССР и каталог (список) Хемфри [3], где приведен ряд параметров звездных ассоциаций.

Для исследования связи между распределением звездных ассоциаций, величины межзвездного поглощения и степени поляризации света звезд вдоль галактической плоскости в интервале галактической широты $|b| \leq 5^\circ$ звезды из каталога [2] были разбиты на группы по интервалам галактической долготы $\Delta l = 0^\circ - 30^\circ, 10^\circ - 40^\circ, \dots, 330^\circ - 360^\circ, 340^\circ - 10^\circ, 350^\circ - 20^\circ$. В каждом интервале Δl было подсчитано среднее значение межзвездного поглощения (\bar{A}_V), степени поляризации (\bar{P}) и их отношения (\bar{P}/\bar{A}_V), для звезд с $P \geq 0.3\%$ и $A_V \geq 0.3$.

В тех же интервалах Δl было подсчитано количество звездных ассоциаций N (зв. ассоц.), а также отношение чисел звезд V и I классов светимости, как для звезд, принадлежащих к звездным ассоциациям из каталога [3], так и для звезд, приведенных в каталоге [2].

Затем были построены зависимости полученных величин от галактической долготы, с использованием сглаживания по методу цифровой фильтрации по медианам. Результаты приведены на рис. 1, 2 и 3.

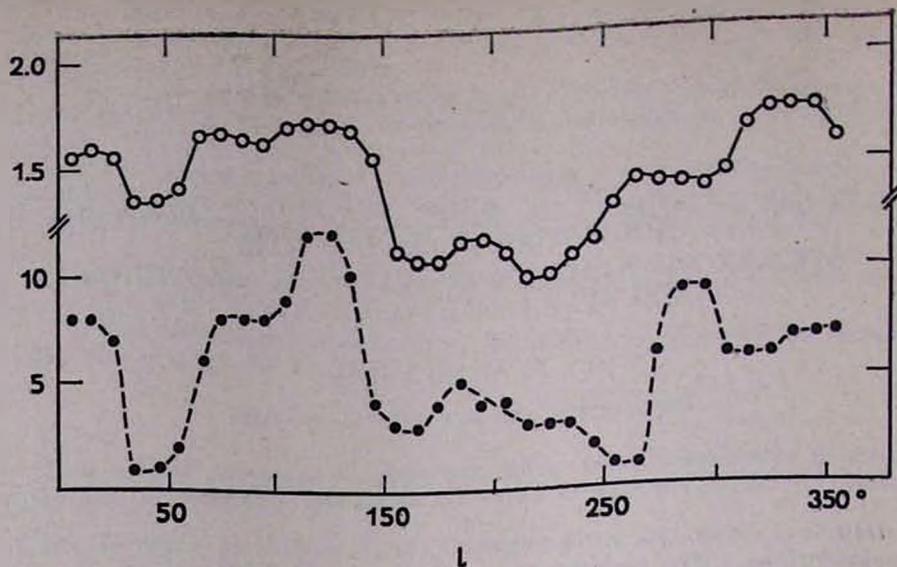


Рис. 1. Зависимость межзвездного поглощения (кружки) и количество звездных ассоциаций (точки) от галактической долготы (l)

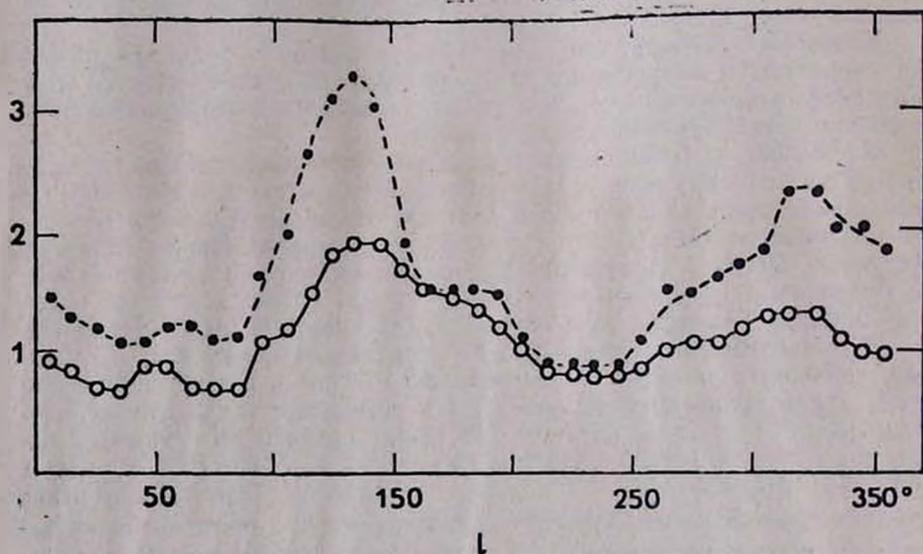


Рис. 2. Зависимость среднего значения степени поляризации (P) $_{\star}$ света звезд (точки) и ее отношения к межзвездному поглощению $(P/A_v)_{\star}$ (кружки) от галактической долготы (l)

Рис. 1 показывает, что среднее значение межзвездного поглощения $(\bar{A}_V)_\varphi$ (кружки) по галактической долготе хорошо коррелируют с количеством звездных ассоциаций N_φ (точки).

На рис. 2 приведена зависимость среднего значения степени поляризации $(\bar{P})_\varphi$ (точки) и ее отношения к межзвездному поглощению $(\bar{P}/\bar{A}_V)_\varphi$ (кружки) от галактической долготы. Как следует из рис. 2 величина $(\bar{P})_\varphi$ хорошо коррелирует с величиной $(\bar{P}/\bar{A}_V)_\varphi$.

Весьма важно то обстоятельство, вытекающее из сопоставления рис. 1 и 2, что значения \bar{P} и \bar{P}/\bar{A}_V коррелируют с величиной межзвездного поглощения и количеством звездных ассоциаций.

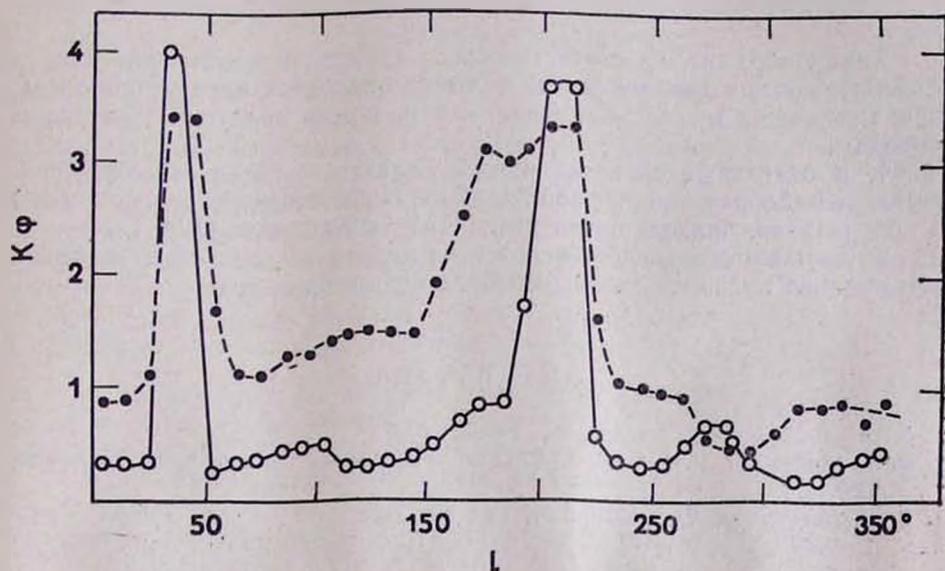


Рис. 3. Зависимость отношения чисел звезд V и I классов светимости (K_φ) от галактической долготы (l).

Обычно с увеличением величины межзвездного поглощения отношение P/A_V уменьшается из-за эффекта деполяризации, а полученный результат указывает на наличие избыточной поляризации, приходящейся на единичное поглощение P/A_V , для тех галактических долгот, где количество звездных ассоциаций и величина межзвездного поглощения велики.

Следовательно, можно заключить, что в направлении отдельных областей нашей Галактики, где происходят процессы звездообразования, наблюдаются избыточное поглощение (A_V), а также и поляризация, приходящаяся на единицу поглощений P/A_V .

Отметим, что в некоторых областях по галактической долготе корреляция между P/A_V и N_φ искажена из-за хаотичности локального магнитного поля Галактики, которая приводит к деполяризации света звёзд.

Имея в виду, что у звезд ранних типов наблюдаем явление интенсивного выбрасывания вещества в окружающее пространство [4] рассмотрим теперь, какой светимости звезды ранних типов в звездных ассоциациях являются поставщиками вещества для межзвездных поглощающих облаков.

На рис. 3 в зависимости от галактической долготы l приводятся отношения количеств звезд V класса светимости к I классу светимости, вычисленные для звезд из каталога [2] (точки) и звезд, принадлежащих к звездным ассоциациям [3] (кружки). Как следует из рис. 3, эти отношения коррелируют между собой. Вместе с тем, как следует из сопоставления рис. 1 и 3, эти отношения находятся в отрицательной корреляции с средней величиной межзвездного поглощения и количеством звездных ассоциаций. Примечательно, что в двух областях, $l = 10^\circ - 60^\circ$ и $l = 150^\circ - 240^\circ$, где встречаются максимальные количества звезд V класса светимости, наблюдаются минимальные величины межзвездного поглощения.

Из вышеприведенных данных можно заключить, что поставщиками вещества для поглощающих облаков являются звезды высокой светимости.

Таким образом, из статистического анализа поляриметрических и фотометрических данных звезд, а также некоторых параметров звезд, принадлежащих к звездным ассоциациям, можно прийти к следующим выводам.

1. В отдельных областях нашей Галактики, где происходят процессы звездообразования, наблюдается избыточное поглощение (A_V) и поляризация, приходящаяся на единицу поглощения (P/A_V).

2. Поставщиком вещества для избыточного поглощения в звездных ассоциациях являются звезды высокой светимости.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. А. Амбарцумян, Астрон. ж., 28, 3, 1949.
2. D. S. Mathewson, V. I. Ford, J. Krautter Polarization Catalog, CDC Bull., 14, 115, 1978.
3. R. M. Humphreys, Ap. J. Suppl. Ser., 38, 309, 1978.
4. В. А. Амбарцумян, Доклад на VIII съезде МАС, Рим, 1952, Изд. АН СССР, М., 1952.

К ЗАДАЧЕ ВОССТАНОВЛЕНИЯ ПРОСТРАНСТВЕННЫХ
РАСПРЕДЕЛЕНИЙ
ON THE PROBLEM OF RECONSTRUCTION OF SPACE
DISTRIBUTIONS

М. А. МНАЦАКАНЯН

Бюраканская астрофизическая обсерватория

Резюме. Рассматривается задача о нахождении пространственного (или двумерного) распределения объектов по его всевозможным проекциям, имеющая различные применения в астрофизике, физике, медицине и т. д. (задача томографии). Указывается простой способ ее решения в общем случае произвольного распределения.

Анализируются численные методы решения этой задачи, которые сопряжены с тремя типами некорректностей. Показывается, что два из них можно устранить, что приводит к существенному повышению точности численного решения задачи.

Подробное изложение будет опубликовано в будущем.

Abstract. The problem of the definition of the space distribution of objects by its projections (tomography) is considered. The simple way to solve the problem in general case of an arbitrary distribution is noted.

The numerical methods of the solution are analysed, which connected with three types of uncorrectnesses. Two of them is shown to be removed. On account of that the accuracy of the numerical solution is increasing essentially.

The detailed statement will be published in the future.

РАЗВИТИЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЙ О РЕЛАКСАЦИОННЫХ
ПРОЦЕССАХ В ГАЛАКТИКЕ В РАБОТАХ В. А. АМБАРЦУМЯНА
A DEVELOPMENT OF IDEAS ON THE RELAXATION PROCESSES
IN GALAXY BY AMBARTSUMIAN

А. М. ФРИДМАН

Астрономический совет АН СССР

Резюме: Конспективно высказаны аргументы в пользу того, что современные наблюдательные данные и современные представления о релаксационных процессах в звездных системах полностью подтверждают выводы В. А. Амбарцумяна, сделанные им около 50 лет назад об отсутствии в Галактике равновесия в распределении скоростей звезд, в распределении двойных звезд и в процессах обмена звездами между звездными скоплениями и окружающих их звездным полем [1—4].

Abstract. Modern observational data and modern notions about the relaxation processes in stellar systems are confirming Ambartsumian's conclusions made him about 50 years ago on the absence in Galaxy of stable equilibrium in the distribution of the stellar velocities, in the distribution of double stars and in the star exchange processes between star clusters and surrounding star field [1—4].

Очевидно, что говорить о развитии представлений сидящего в зале автора, чревато возможными осложнениями, например, тем, что после доклада автор встанет и скажет, что докладчик настолько извратил его представления, что он, вообще, не понял, о чем идет речь. И что выводы, которые сделал докладчик, совершенно не соответствуют его собственным выводам, и что... Все это могло бы случиться, если бы вчера я случайно не встретил Виктора Амазасповича и кратко не обсудил с ним то, что я собираюсь сегодня Вам рассказать. Как видите, мне повезло.

Я начну с того, что несмотря на традиционный выбор моделей Галактики—я буду говорить здесь только о нашей Галактике—в виде равновесных*) звездных систем (например, все без исключения схемы происхождения спиральной структуры исходят из равновесной функции распределения), у меня имеются сомнения не только в том, что распределение звезд в солнечной окрестности равновесно, но и в том, что равновесными являются функции распределения звезд в шаровых скоплениях**, где время релаксации несомненно меньше, чем в окрестности Солнца.

Прежде всего хотелось бы договориться о том, чем равновесные системы отличаются от стационарных систем. Последними будем называть системы, характеризующиеся отсутствием силы сопутствующей

* Равновесные системы здесь и ниже понимаются в смысле статистического равновесия (см. [5]).

** Конечно же не за счет «испарения» звезд из шарового скопления: этот эффект, связанный с работой «хвоста» функции распределения, мал по сравнению с темп, о которых будет ниже идти речь.

системе координат. Космонавт на стационарной орбите не чувствует никаких сил: в его системе координат они отсутствуют.

Примером простейшей стационарной системы служит холодный вращающийся диск. Каждая точка такого диска находится в равновесии определяемым уравнением

$$\frac{V_{0\varphi}(r)}{r} = \frac{\partial \Psi_0}{\partial r}, \quad (1)$$

где $V_{0\varphi}$ — азимутальная скорость частицы по орбите, Ψ_0 — гравитационный потенциал. Невозмущенные величины будем отмечать индексом «нуль».

Функция распределения такой системы есть

$$f_0(r, V_r, V_\varphi, V_z) = A \delta(V_r) \delta(V_z) \delta(V_\varphi) - \sqrt{\frac{\partial \Psi_0}{\partial r}}. \quad (2)$$

Мы видим, что эта функция распределения, является стационарной, однако она не может быть равновесной: всякая δ — функция, описывающая первоначальное состояние должна со временем «расплываться», т. е. система обязана релаксировать. Как это происходит в данном случае? Нам стоит слегка возмутить систему, перейдя от стационарной функции к нестационарной

$$f(t, \dots) = f_0 + \delta f(t, \dots). \quad (3)$$

Если при этом во все моменты времени t выполнялось бы условие

$$\delta f(t, \dots) \ll f_0 \quad (4)$$

мы назвали бы систему равновесной.

Однако, условие (4) по истечению определенного промежутка времени релаксации t_0 нарушается. В рассматриваемой системе начинают расти волны плотности сложной геометрии: кольца, спирали, система «греется». В этом случае говорят, что функция распределения релаксирует к равновесной функции. Следовательно, до процесса релаксации эта стационарная функция распределения (2) равновесной не являлась.

Характер процесса релаксации может быть различным. Например, система может быть настолько далека от равновесной, что релаксация протекает даже в координатном пространстве. В этом случае говорят о «бурной» релаксации, ее характерное время, как правило, совпадает с наименьшим характерным временем системы, которым является динамическое время. Процесс релаксации в скоростном пространстве обычно протекает за большие времена; для отличия от первого процесса его называют «медленным»*.

Равновесна ли функция распределения в окрестности Солнца?

Вчера мы слушали доклад Юнгельсона, в котором он привел, в частности, результаты своей работы в соавторстве с Крайчевой, Поповой и Тутуковым** о том, что функция распределения числа двойных звезд по большим полуосям a их орбит

* Не всегда такая грубая терминология оправдывается: порой два процесса протекают за одинаковое время (при сильной начальной неравновесности в скоростном пространстве).

** См. стр. 24 — ред.

$$dN(a) \sim \frac{da}{a}, \quad N(a) \sim \ln a, \quad R_{\odot} < a < 10^3 R_{\odot} \quad (6)$$

для 350 звезд (это наиболее полные данные на сегодняшний день). Нетрудно убедиться в том, что распределение (6) неравновесно. Действительно, как известно из теоретической механики, большая полуось орбиты двойной звезды с массами компонентов m_1 и m_2 обратно пропорциональна энергии системы звезд— E , т. е.

$$a = \frac{Gm_1 m_2}{2|E|}, \quad (7)$$

где G —гравитационная постоянная.

Подставив (7) в (6), мы не получим равновесную функцию распределения, ибо при статистическом равновесии мы должны иметь (см., например, [3]):

$$dN = C \exp[-E(x, y, z, p_x, p_y, p_z)/\theta] dx dy dz dp_x dp_y dp_z, \quad (8)$$

где

$$E = \frac{1}{2m} (p_x^2 + p_y^2 + p_z^2) - \frac{Gm_1 m_2}{\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}}.$$

Распределение (6) относится к однопараметрическому семейству функций распределения $f = f(E)$. Амбарцумян в 1937 г. в статье «К статистике двойных звезд» [3] обратил внимание на то, что этот простейший класс функций распределения обладает удивительным свойством. Если $f = f(E)$, то число всех орбит для которых эксцентриситет $\varepsilon < \varepsilon_0$, равно

$$N(\varepsilon_0) \sim \varepsilon_0^2; \quad \varepsilon < \varepsilon_0, \quad f = f(E). \quad (9)$$

Очевидно, что больцмановское распределение не является исключением и в смысле (9) оно ничем не отличается от любого другого распределения $f(E)$.

Поэтому из того факта, что соотношение (9) соответствует наблюдательным данным, совсем не следует вывод о больцмановском виде функции распределения, который в свое время сделал Джинс [6]. Амбарцумян в цитируемой работе [3] справедливо критикует Джинса за это ошибочное утверждение.

Отмеченный результат: любая однопараметрическая функция (вообще говоря, неравновесная) удовлетворяет соотношению (9)—выглядит нетривиальным и сейчас, спустя 46 лет после его опубликования.

Впервые в кинетике, говоря современным языком, было показано, что наблюдаемое распределение «вырождено», т. е. ему может соответствовать более одной функции распределения. В данном случае было показано, что вырождение «бесконечномерно», ибо соотношению (9) удовлетворяет любая функция от первого интеграла движения. Хотелось бы заметить, что если в 1937 г. к «вырождению» в квантовой механике только-только стали привыкать, то для классической системы этот пример был совершенно неожиданным.

Спустя 30 лет появилась работа Линден-Белла [7], основной результат которой казалось бы противоречил работе Амбарцумяна [3, 4]. Суть статьи заключалась в том, что релаксация сильно неравновесной функции распределения состоит из двух этапов. После первого «бурного» периода происходящего очень быстро, функция распределения

медленно релаксирует к всегда единственному распределению Ферми f_F . Второй период происходит медленно потому, что в результате первого периода функция распределения f подошла к равновесной (Фермиевской f_F) достаточно близко, поэтому дальнейшее стремление $f \rightarrow f_F$ происходит, строго говоря, асимптотически.

Таким образом, согласно Линден-Беллу [7], можно считать, что квазиравновесная функция f_F устанавливается очень быстро—за динамическое время много меньшее космологического.

Это противоречит выводу Амбарцумяна [3] о том, что распределение звезд в солнечной окрестности далеко не равновесное, хотя последнее, как мы видели, соответствует современным наблюдательным данным.

Поскольку результаты и методы работы Линден-Белла [7] широко используются в зарубежной и отечественной литературе, нелишне показать, в чем состоит ее некорректность.

Линден-Белл [7] предлагает в качестве исходной функции распределения звезд по скоростям принять функцию распределения звезд только по радиальным скоростям, т. е.

$$f \sim \delta(V_{\perp}),$$

где V_{\perp} —трансверсальная скорость. Последнее означает, что в начальный момент времени $t=0$, $f=f(E)$, причем

$$E = \frac{m\sigma_r^2}{2} - u(r),$$

где $u(r)$ —потенциальная энергия.

Таким образом, задавалась *однопараметрическая* функция распределения.

Качественно поясним (что не сделано в работе Линден-Белла [7]) почему его схема релаксации приводит к $f \rightarrow f_F$.

С течением времени происходит «перемешивание» в фазовом пространстве $\Gamma(r, V_r)$, в результате чего в любой ячейке $d\Gamma = dr dv$, имеются как точки, принадлежащие системе, образующие «занятые» области, так и точки, не принадлежащие системе, образующие «пустые» области. Если первое состояние системы обозначить через 1, а второе через 0, то в любой сколь угодно малой области фазового пространства $d\Gamma$ система может находиться только в двух состояниях: 0 и 1. Такая статистика соответствует статистике Ферми-Дирака: равновесная функция распределения в такой статистике есть функция Ферми.

Ошибка Линден-Белла [7] состоит в предположении, что в течение всего «бурного» периода релаксации функция распределения остается однопараметрической. Как показано в работе Зельдовича, Поляченко, Фридмана и Шухмана [8], система с чисто радиальными траекториями является неустойчивой. Очень быстро (за динамическое время) в результате развития азимутальных возмущений скорости (джинсовская неустойчивость) возникают трансверсальные скорости. Последнее приводит к появлению распределения звезд по моментам вращения L . Таким образом, релаксация идет не по пути $f(E) \rightarrow f_F(E)$, а по пути $f(E) \rightarrow \varphi(E, L)$: функцию распределения в течение «бурной» релаксации нельзя считать зависящей только от энергии.

На то, что было упущено в работе Линден-Белла [7] в 1967 году, указывалось Амбарцумяном [3] 30-ю годами раньше. В цитированной выше работе 1937 года [3] по поводу выбора Джинсом [5] однопара-

метрической функции распределения читаем: «Совершенно очевидно, что основное допущение, сделанное выше, неверно, и фазовая плотность зависит не только от большой полуоси. Значит, не только нельзя говорить, что фазовая плотность пропорциональна $e^{-E/a}$, но вообще нельзя считать, что она зависит только от энергии».

В 1950 году в работе Гуревича и Левина [9] было введено понятие о «прочных» и «непрочных» парах в зависимости от отношения гравитационной энергии u , приходящейся на одну звездную пару и удвоенной кинетической энергии K , приходящейся на одну степень свободы:

$$|u| > \frac{K}{2} \text{ — прочные пары,}$$

$$|u| < \frac{K}{2} \text{ — непрочные пары,}$$

где

$$u = \frac{Gm_1 m_2}{2a}, \quad K = \frac{m \bar{V}^2}{3}.$$

Было показано, что непрочные пары разрушаются при прохождении одиночной звезды, а прочные пары упрочняются, т. е. большие полуоси их орбит уменьшаются. Авторы сделали вывод о том, что статистически равновесной Галактику можно назвать только тогда, когда пары звезд в ней будут только прочными, чего сейчас не наблюдается—следовательно, система далека от состояния статистического равновесия.

В последние годы результаты Гуревича и Левина [9] существенно развиты в ряде работ зарубежных и советских авторов. Из последних следует упомянуть серию работ Докучаева и Озерного (см., например, статью [10] и литературу в ней).

Работы Гуревича и Левина (см., например, [9]) полностью основаны на результатах двух статей Амбарцумяна: «К статистике двойных звезд» [3] и «К вопросу о динамике открытых звездных скоплений» [4]*), в которых, кстати, был впервые введен аналог прочных и непрочных пар. Назвав их «далекими» и «близкими», Амбарцумян [3] сделал следующий вывод: «Таким образом, число далеких пар в действительности в миллионы раз больше, чем это должно быть при диссоциативном равновесии (т. е. при равновесии, обусловленном равенством скоростей разрушений и образований пар**). Это обстоятельство является, пожалуй, наиболее ярким фактом, указывающим на то, что наша галактическая система далека от состояния статистического равновесия».

К такому же выводу приводят результаты современной теории релаксации, развитой автором данного сообщения совместно с Трубниковым [11] по аналогии с теорией релаксации высокотемпературной плазмы (см. [12]).

Не может ли традиционная модель стационарной Галактики являться одной из причин противоречивых результатов при обработке

* Наиболее эффективный механизм разрушения звездных скоплений, в результате близких прохождений звезд, приводящий к «испарению» звезд, был рассмотрен Амбарцумяном впервые, в 1936 г., в примечаниях к русскому переводу книги С. Расселанда «Астрофизика на основе теории атома» (ОНТИ, Москва—Ленинград, 1936).

** Примечание в скобках мое, А.М.Ф.

наблюдательных данных, касающихся например, спиральной структуры Галактики?

ЛИТЕРАТУРА

1. V. A. *Ambartsumian*, *Observatory*, 58 № 732, 152, 1935.
2. V. A. *Ambartsumian*, *Nature*, 137, 537, 1936.
3. В. А. *Амбарцумян*, *Астрон. ж.*, 14, 207, 1937.
4. В. А. *Амбарцумян*, *Ученые записки ЛГУ*, № 22, серия матем. наук (астрономия), вып. 4, 19, 1938.
5. Л. Д. *Ландау*, Е. М. *Лифшиц*, *Статистическая физика*, Наука, Москва, 1976.
6. J. *Jvans*, *Nature*, 136, 432, 1935.
7. D. *Lynden—Bell*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 196, 101, 1967.
8. Я. Б. *Зельдович*, В. Л. *Поляченко*, А. М. *Фридман*, Н. Г. *Шухман*, *Препринт СибИЗМИР СО АН СССР*, № 7—72, Иркутск, 1972.
9. Л. Э. *Гуревич*, Б. Ю. *Левин*, *Астрон. ж.*, 27, № 5, 273, 1950.
10. В. Н. *Докучаев*, Л. М. *Озерной*, *Письма АЖ*, 7, 285, 1981.
11. Б. А. *Трубников*, А. М. *Фридман*, *ЖЭТФ*, 1985, в печати.
12. Б. А. *Трубников*, в сб. «Вопросы теории плазмы», вып. 1, Атомиздат, Москва, 1963. ..

МАГНИТНЫЕ ПОЛЯ РАДИОГАЛАКТИК MAGNETIC FIELDS OF RADIOGALAXIES

Р. Р. АНДРЕАСЯН

Бюраканская астрофизическая обсерватория

Резюме. Рассмотрен механизм образования радиогалактик в рамках космогонической концепции Амбарцумяна. Предполагается, что радиогалактики образуются из облаков заряженных релятивистских частиц, выброшенных из ядра родительской оптической галактики, и движущихся в его дипольном магнитном поле. В зависимости от отношения плотности кинетической энергии плазмы к плотности энергии магнитного поля будут образовываться радиогалактики разных (I и II) морфологических типов. Окажется, что при сделанном предположении направления радиоосей радиогалактик I типа должны примерно совпадать с направлениями малых осей отождествленных с ними оптических галактик. Для радиогалактик же II типа эти направления должны быть примерно перпендикулярны друг другу. Эти выводы подтверждаются с помощью наблюдательных данных для 158 радиисточников, отождествленных с эллиптическими галактиками.

Abstract. The mechanism of the formation of radiogalaxies in frames of Ambartsumian's cosmogonical conception is discussed. The formation of the radiogalaxies due to the ejection of relativistic particles cloud from the nucleus of the parent galaxy and moving in the dipole magnetic field of the galaxy is proposed. The formation of radiogalaxies of the different morphological types (I and II) will take place due to the ratio of kinetic energy of the plasma and magnetic energy densities. It appears that by this assumption radioaxes the radiogalaxies of the I type and optical minor axes of their optical counterparts must correlate. These axes must be approximately perpendicular to each other for the II-type radiogalaxies. These conclusions are testified by the observational data on 158 radiosources identified with the elliptical galaxies.

Большинство космических объектов имеют магнитные поля. Некоторые из этих полей в первом приближении можно считать дипольными. Анализ наблюдательных данных о мерах вращений пульсаров и внегалактических радиисточников показал, что магнитное поле нашей Галактики, вероятно, тоже является определенным образом деформированным полем диполя [1]. В работах [2, 3] рассматривается гипотеза о том, что наблюдаемые в настоящее время магнитные поля космических объектов являются остатками дипольного поля суперядра. В частности, в [2] для магнитного момента галактик получена формула.

$$\mu = 10^{-11} \left(\frac{m}{m_p} \right)^{3/2} \text{ Гс} \cdot \text{см}^3, \quad (1)$$

где m — масса галактики, а m_p — масса протона.

В настоящей работе обсуждается механизм образования радиогалактик в рамках космогонической концепции Амбарцумяна [4] и на наблюдательном материале проверяются вытекающие из него некото-

рые выводы. Предполагается, что радиогалактики обладают дипольными магнитными моментами, которые определяются формулой (1), а радиокомпоненты образуются из облаков заряженных релятивистских частиц, выброшенных из родительской оптической галактики, и движущихся в дипольном магнитном поле.

Надо отметить, что для образования радиогалактик с линейными размерами примерно 100 кпс. необходимо, чтобы магнитный момент галактики был порядка 10^{84} Гс. см³, что по формуле (1) соответствует массе галактики $\sim 10^{13} M_{\odot}$. Такими массами обладают гигантские эллиптические галактики, с которыми и обычно отождествляются протяженные радиогалактики. Отметим, что в дальнейшем речь пойдет только о протяженных радиогалактиках, размеры которых находятся в пределах от нескольких десятков до нескольких сот килопарсеков.

В предложенном выше механизме образования радиогалактик в зависимости от отношения плотности кинетической энергии плазмы к плотности энергии магнитного поля, будут образовываться радиогалактики разных морфологических типов.

Когда это отношение больше единицы, облака заряженных частиц расширяясь удаляются от оптической галактики на большие расстояния увлекая с собой силовые линии магнитного поля галактики. Эти объекты условимся классифицировать как радиогалактики I типа. Поскольку предполагается, что магнитная ось примерно совпадает с осью вращения (малой осью) галактики, а выброс облака совершается в направлении магнитной оси, то можно ожидать, что направления больших осей радиоизображений должны быть близки к направлениям малых осей оптических изображений галактик. Другими словами, для радиогалактик I типа относительный угол между большими осями радио и оптических изображений должен быть близок к 90° .

Для тех радиогалактик, у которых отношение плотностей энергий меньше единицы (их будем относить ко II типу) заряженные частицы, двигаясь по силовым линиям дипольного магнитного поля галактики окажутся в магнитной ловушке. Эти частицы будут совершать колебания между некоторыми точками (точками отражения магнитного зеркала) и дрейфовать по направлению, перпендикулярному силовым линиям. В результате этого облако заряженных частиц совершает колебания у плоскости диполя (как это бывает в радиационных поясах Земли) и непрерывным образом заполняет некоторый объем, получающийся вращением силовой линии магнитного поля вокруг оси диполя. Следовательно для радиогалактик II типа следует ожидать, что относительный угол между большими осями радио и оптических изображений должен быть близок к 0° .

Таким образом оказывается, что распределение углов между осями радио и оптических изображений для радиогалактик I и II типов должно быть совершенно разным. Для проверки этого вывода были использованы данные для 158 радиоисточников, отождествленных с эллиптическими галактиками ярче 17^m . Из них для 106 галактик оптические позиционные углы найдены другими авторами [5, 6], а для остальных 52 объектов эти углы определялись нами на картах Паломарского атласа. Для определения позиционных углов радиоосей и типа радиогалактик использовались опубликованные в литературе карты радиоизотопов (см. литературные ссылки работы [8]). Тип радиогалактики определяется следующим образом. Так как радиокомпоненты радиогалактик I типа бесконечно удаляются от родительской галактики, то отношение большой оси к малой у радиогалактик I типа в среднем должно быть больше, чем у радиогалактик II типа, для которых ра-

диползлучающие облака релятивистских частиц находятся внутри области, получаемой вращением силовой линии магнитного поля вокруг оси диполя. Из сказанного следует, что для радиогалактик II типа максимальное отношение большой оси радиозлучающей области к малой оси можно получить из уравнения силовой линии дипольного магнитного поля. Это отношение близко к 2,5. Исходя из этого можно считать, что если отношение большой оси радиогалактик к малой оси больше 2,5, радиогалактика относится к I типу, если же это отношение меньше 2,5, радиогалактику можно отнести ко II типу.

На рис. 1 приведены графики распределения углов между большими осями радио и оптических изображений для радиогалактик I и II типов соответственно.

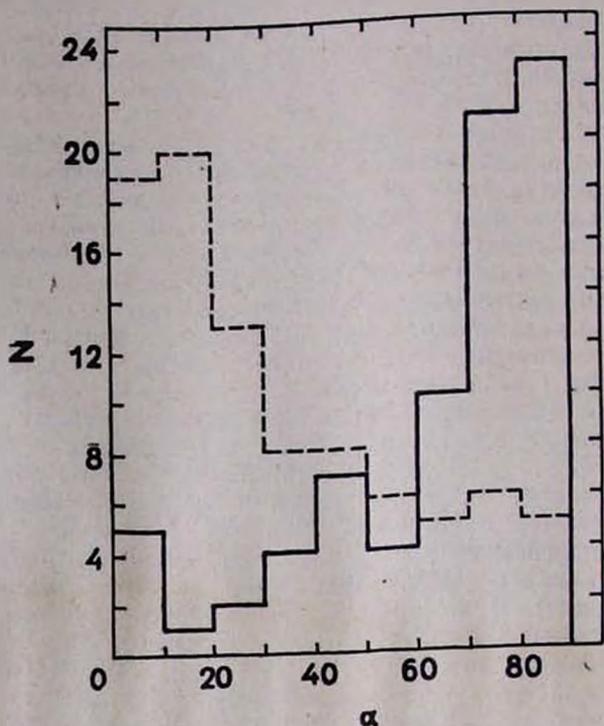


Рис. 1. Распределения углов между большими осями радио и оптических изображений для радиогалактик I (сплошная кривая) и II (пунктир) типов.

Из рис. 1 видно, как и ожидалось, что для радиогалактик I типа большие оси радиоизображений хорошо коррелируют с малыми осями оптических изображений, а для радиогалактик II типа хорошо коррелируют большие оси радио и оптических изображений.

Следует отметить, что при использовании численного критерия отличающегося от 2,5 для разделения радиогалактик на I и II типы оба графика сильно искажаются, и на каждом графике уже появляются 2 максимума.

Отметим, наконец, что попытки найти относительные ориентации больших осей радио и оптических изображений эллиптических галактик были сделаны во многих работах [5—7]. В частности, в работе

[7], путем сравнения позиционных углов радио и оптических осей 78 радиогалактик получено, что их радиооси направлены преимущественно по малым осям эллиптических галактик. Однако есть много исключений. Кроме того оказывается, что совпадение направлений радиоосей с малыми осями галактик лучше проявляется для тех радиогалактик, которые имеют размеры $d \geq 250$ кпс. Этот результат аналогичен полученному нами результату, поскольку среди радиогалактик с размерами больших осей $d \geq 250$ кпс много радиогалактик I типа. Однако, так как в работах [5—7] не проводилось разделение радиогалактик на I и II типы, полученные в них результаты плохо согласуются друг с другом.

Таким образом, становится ясно, что разделение радиогалактик на I и II типы по введенному выше нами критерию имеет физический смысл, и поскольку в основе этого критерия лежит предположение о дипольном характере магнитного поля радиогалактик, то полученные нами результаты можно рассматривать как косвенное свидетельство в пользу этого предположения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Р. Р. Андреасян, *Астрофизика*, 18, 255, 1982.
2. Р. М. Мурадян, *Астрофизика*, 14, 439, 1978.
3. И. Н. Минин, *Астрофизика*, 15, 121, 1979.
4. В. А. Амбарцумян, *Научные труды, Изд. АН АрмССР, Ереван*, т. 2, 1960.
5. B. N. G. Guthrie, *Astrophys. Space Sci.*, 70, 211, 1980.
6. M. J. Valtonen, *Astrophys. Space Sci.*, 90, 207, 1983.
7. J. J. Palmaka, A. H. Bridle, E. B. Fomalont, G. W. Bradle, *Astrophys. J.*, 231, L7, 1979.
8. Р. Р. Андреасян, *Астрофизика*, 20, 1984, в печати.

ДВУХЦВЕТНАЯ ФОТОМЕТРИЯ СКОПЛЕНИЙ ГАЛАКТИК TWO-COLOUR PHOTOMETRY OF CLUSTERS OF GALAXIES

А. Т. КАЛЛОГЛЯН

Бюраканская астрофизическая обсерватория

Резюме. На снимках, полученных в первичном фокусе 2.6-м телескопа Бюраканской астрофизической обсерватории, проведена фотометрия галактик в скоплениях A1185 и A1213 в цветовой системе, близкой к системе В, V. Пластины были сканированы на микроденситометре PDS Неапольской обсерватории Каподимонте с последующей обработкой данных измерений на вычислительной машине PDP 11/70 Римской астрономической обсерватории по разработанной там программе. Машинное отождествление галактик уточнялось визуальным просмотром пластинок для устранения ошибок измерений и тесно-двойных звезд, которые могли быть отождествлены как галактики. В результате были составлены окончательные списки 225 галактик в скоплении A1185 и 424 галактик—в A1213. В обоих случаях измеренная область имеет размеры 35×35 кв. минуты дуги.

Для скоплений построены функции светимости в цветах В и V. Установлено существование четко выраженного излома в логарифмической кумулятивной функции светимости с характеристическими абсолютными величинами: $M_B = -18.9$, $M_V = -19.9$ для A1185 и $M_B = -18.9$, $M_V = -20.3$ для A1213, без поправки за галактическое поглощение.

В обоих скоплениях, принадлежащих первому классу богатства по Эйбеллу, наблюдается довольно сильная концентрация галактик к их центрам, которая сильнее проявляется у более ярких и более красных галактик, указывая тем самым на наличие сегрегации галактик как по светимости, так и по цвету. Концентрация ярких галактик к центру свидетельствует о том, что скопления более или менее релаксированы.

В случае A1213 исследовано изменение поверхностной плотности светимости при удалении от центра скопления. Плотность светимости круто падает до радиуса $R=0.5$ Мпс, после чего ее убывание продолжается значительно более медленно. Делается вывод, что скопление A1213 обладает ядром, содержащим, в основном, яркие красные галактики, окруженным короной более слабых и менее красных галактик.

Работа выполнена совместно с А. Г. Егиян (БАО), Д. Нанни, Д. Тревезе и А. Винято (Римская астрономическая обсерватория). Более подробно см. *Астрофизика*, 19, 183, 1983 и 21, 1984, в печати.

Abstract. A B,V—photometry of galaxies in the clusters A1185 and A1213 has been carried out on the plates obtained in the prime focus of 2.6-m telescope of the Byurakan Astrophysical Observatory. The plates were scanned with the PDS microdensitometer of the Naples Observatory Capodimonte. The reduction of data has been made by using the program elaborated in the Rome Astronomical Observatory on the computer PDP 11/70. The machine identifications of galaxies have been justified by eye inspection of the plates to eliminate the mistakes and double stars which could be identified by machine as galaxies. Final lists of 225 galaxies in A1185 and 424 galaxies in A1213 have been compiled. In both cases the measured region has a size of 35×35 arcmin².

The logarithmic cumulative luminosity functions for both clusters show a well defined change of slope at the bright ends as in B as well as in V. The characteris-

tic absolute magnitudes are: $M_B = -18.9$, $M_V = -19.9$ in the case of A1185 and $M_B = -18.9$, $M_V = -20.3$ for A1213 without any correction for galactic absorption.

There is a strong concentration of galaxies to the centers of clusters (both of richness class 1) the brighter and redder galaxies being more concentrated. This means that the clusters are more or less relaxed.

In the case of A1213 the change of surface luminosity density with the cluster radius has been investigated. The luminosity density decreases steeply till to the radius $R=0.5$ Mpc. Outside of this radius the luminosity density decreases much slowly. A conclusion is made that in A1213 a core exists consisting of mainly bright and red galaxies surrounded by a corona of more faint and less red galaxies.

This is an abstract of an extensive work made in common with A. G. Egikjan (Byurakan Observatory) and D. Nanni, D. Trevese and A. Vignato (Observatorio astronomico di Roma). The results are published in: *Astrofizika*, 19, 183, 1983 and 21, 1984, in press.

РАДИОИЗЛУЧАТЕЛЬНЫЕ СВОЙСТВА ГАЛАКТИК
МАРКАРЯНА РАЗЛИЧНЫХ СПИСКОВ
RADIO EMITTING PROPERTIES OF MARKARIAN GALAXIES
OF DIFFERENT LISTS

Г. М. ТОВМАСЯН

Бюраканская астрофизическая обсерватория

Резюме. Сравнение результатов наблюдений радиоизлучения галактик Маркаряна различных списков указало, что число галактик с измеримым радиоизлучением из последних списков (7—11) заметно меньше, чем в случае галактик первых списков (1—5). Предполагается, что это может быть обусловлено различиями в условиях наблюдений по поиску галактик с УФ-избытком. Исходя из малости числа радиоизлучающих галактик среди рассмотренных галактик, сделано заключение о том, что наблюдаемые у них ультрафиолетовые избытки обусловлены, по всей вероятности, звездным населением.

Abstract. The comparison of the results of radio observations of Markarian galaxies from the lists 1—5 [1, 2] and 7—11 [3, 4] shows that their radio emitting properties differ appreciably. From the results of the first radio survey of Markarian galaxies [5] and taking into account the differences of the frequency and sensitivity of the second radio survey [6] it was expected that radio emission of ~40 galaxies of the last list should be detected. But radio emission was detected from only 15 galaxies. It is shown that this difference could not be due to differences in distances since the mean values of apparent stellar magnitudes of galaxies of both groups are almost the same: 15^m6 and 15^m5 , respectively. Practically there are no differences in the mean values of stellar magnitudes of galaxies with radio emission of both groups 14^m8 and 14^m9 , correspondingly.

There are no essential differences in the types of images of galaxies of both groups (see Table 1) as well.

The difference is noticed when the strength of the UV excess denoted by indexes 1, 2 and 3 in order of its weakening, is considered (see Table 2).

As it is seen from Table 2, the number of galaxies with the strongest UV-excess is by about four times less in the last lists. At the same time a definite dependence of radio emission detection rate from the UV-excess degree is noticed (see Table 3).

Thus the smaller number of radio emitting galaxies in lists 7—11 is due to smaller relative number of galaxies with strong UV-excess in comparison with galaxies of lists 1—5. It is remarkable that none of the galaxies having strong UV-excess in the last lists were detected at 11 cm.

It is concluded that the noted differences in radio emitting properties of the studied galaxies may be due to differences in conditions of observations for searching of galaxies with UV-excess.

Сравнение результатов радионаблюдений галактик Маркаряна списков 1—5 [1, 2] и 7—11 [3, 4] указывает на существенные различия их радиоизлучательных свойств. Исходя из результатов первого обзора радиоизлучения галактик Маркаряна [5] и принимая во вни-

манье различие в частоте и чувствительности второго радиообзора [6] ожидалось обнаружение радиоизлучения от ~40 галактик последних списков. Однако радиоизлучение было обнаружено всего от 15 галактик. Такое различие не может быть обусловлено различиями в расстояниях обеих групп галактик, поскольку средние значения видимых звездных величин обеих групп практически одинаковы: $15^m 6$ и $15^m 5$ соответственно. Практически нет различий и в средних значениях звездных величин галактик с обнаруженным радиоизлучением в обеих группах— $14^m 8$ и $14^m 9$, соответственно.

Нет существенных различий между галактиками обеих групп и по типу изображений их спектров (см. табл. 1)

Таблица 1

Относительные количества галактик с различными типами изображений их спектров.

Списки	Тип спектра			
	s	sd	ds	d
1—5	0.25	0.23	0.16	0.36
7—11	0.22	0.24	0.28	0.26

Различие между галактиками обеих групп обнаруживается при рассмотрении степени ультрафиолетового избытка, обозначаемого по мере уменьшения индексами 1, 2 и 3 (см. табл. 2).

Таблица 2

Относительные количества галактик с различной степенью УФ-избытка

Списки	Степень УФ-избытка		
	1	2	3
1—5	0.24	0.43	0.33
7—11	0.07	0.40	0.53

Как видно из табл. 2 в последних списках около четырех раз меньше число галактик с наиболее сильным УФ-избытком. В то же время наблюдается определенная зависимость обнаружения радиоизлучения от степени УФ-избытка (см. табл. 3).

Таблица 3

Относительные количества галактик с обнаруженным радиоизлучением

Списки	Степень УФ-избытка		
	1	2	3
1—5	0.08	0.04	0.02
7—11	0.00	0.05	0.02

Таким образом, меньшее число радиоизлучающих галактик в списках 7—11 обусловлено меньшим по сравнению с галактиками списков 1—5, относительным количеством среди них галактик с сильным УФ-избытком. Примечательно, что радиоизлучение не обнаружено ни

от одной галактики с сильным УФ-избытком среди галактик последних списков.

Поскольку первые списки составлялись одним Б. Е. Маркаряном, а последующие списки в соавторстве с В. А. Липовецким, или с В. А. Липовецким и Дж. А. Степаняном, то некоторые различия в составах списков могли бы частично быть обусловлены различиями в субъективной оценке величины УФ-избытка галактик. Не исключено и воздействие использования различных пластинок при выполнении различных обзоров. Систематические эффекты могли бы быть введены из-за различий в высотах над горизонтом и различий в галактических широтах наблюдаемых объектов. Действительно, в последних списках много галактик с небольшими склонениями и малыми галактическими широтами. Из-за этого наблюдаемый УФ-избыток должен был бы уменьшиться и соответственно галактики относились бы к галактикам с меньшим УФ-избытком. Это предположение подтверждается данными табл. 3.—относительное число радиоизлучающих галактик в первых пяти списках определенным образом уменьшается с уменьшением УФ-избытка. В случае же галактик списков 7—11 это не столь очевидно.

Тот же факт, что измеримое радиоизлучение имеется лишь у небольшого количества галактик с ультрафиолетовым излучением, говорит, по всей вероятности, о том, что наблюдаемые ультрафиолетовые избытки у большинства этих галактик обусловлены, главным образом, относительно большим числом в них звезд ранних спектральных типов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Б. Е. Маркарян, *Астрофизика*, 3, 55, 1967; 5, 443, 581, 1969.
2. Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий, *Астрофизика*, 8, 155, 1972; 9, 487, 1973.
3. Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий, *Астрофизика*, 10, 307, 1974; 12, 381, 657, 1976.
4. Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий, Дж. А. Степанян, *Астрофизика*, 13, 225, 397, 1977.
5. R. A. Sramek, H. M. Tovmassian, *Ap. T.*, 196, 339, 1975.
6. H. M. Tovmassian, W. A. Sherwood, V. E. Sherwood, G. V. Schultz, C. T. Salter, H. E. Matthews, *Astron. Astrophys.*, 1984, in press.

ФОТОМЕТРИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПЕКУЛЯРНЫХ
ГАЛАКТИК
PHOTOMETRIC STUDIES OF PECULIAR GALAXIES

В. А. ЯКОВЛЕВА

Астрономическая обсерватория ЛГУ

Резюме. С 1977 г. в Астрономической обсерватории Ленинградского университета начаты работы по фотометрическому изучению пекулярных галактик. Для обработки результатов измерения негативов, получаемых в прямом фокусе 2,6-м телескопа Бюраканской астрофизической обсерватории, разработан комплекс соответствующих программ. Обработка включает в себя: калибровку негативов, учет фона неба, сложение негативов, стандартизацию по маркам в объекте и одновременным фотоэлектрическим оценкам яркости фона неба, построение карт распределения яркости, фотометрических разрезов и т. д. С помощью данного комплекса проведена обработка UVB-снимков нескольких галактик, в том числе известной пекулярной галактики NGC 2685. Результаты представлены в следующих статьях:

1. В. А. Яковлева, А. Б. Шнейвас, В. Б. Ильин, Н. В. Яблокова, Цифровая обработка фотографических изображений протяженных объектов, Вестник ЛГУ, 1984, в печати.

2. В. А. Гаген-Торн, И. И. Попов, В. А. Яковлева, Фотометрическое изучение пекулярной галактики NGC 2685, Астрофизика, 19, 599, 1983.

Abstract. Photometric investigations of peculiar galaxies were started at the Astronomical Observatory of the Leningrad University in 1977. A software for processing the results of measurements of plates obtained at the prime focus of 2.6-m reflector of the Byurakan Astrophysical Observatory has been developed. Data processing include construction of calibration curve, subtraction of sky background, standardization by use of photoelectric observations of some areas in the galaxy and/or simultaneous photoelectric observations of sky background, construction of isophote maps, photometric profiles etc. This software has been used in processing of the UVB-plates of several galaxies, including the remarkable peculiar galaxy NGC 2685.

The results are presented in the following papers:

1. V. A. Yakovleva, A. B. Schneewels, V. B. Il'in, N. V. Yablokova, Digital processing of two-dimensional photographic images, Vestnik LGU, 1984, in press.

2. V. A. Hagen-Thorn, I. I. Popov, V. A. Yakovleva, Photometric investigation of the peculiar galaxy NGC 2685, Astrofizika, 19, 599, 1983.

ИССЛЕДОВАНИЕ СВЕРХАССОЦИАЦИИ В СПИРАЛЬНЫХ
ГАЛАКТИКАХ С УЛЬТРАФИОЛЕТОВЫМ ИЗБЫТКОМ
INVESTIGATION OF SUPERASSOCIATIONS IN SPIRAL
GALAXIES WITH ULTRAVIOLET EXCESS

А. Р. ПЕТРОСЯН, К. А. СААҚЯН, Э. Е. ХАЧИҚЯН*
Бюраканская астрофизическая обсерватория

Резюме. На основании прямых наблюдений части галактик Маркаряна на 2.6-м и 0.5-м телескопах Бюраканской астрофизической обсерватории и на 6-м телескопе САО АН СССР выявлена их морфологическая структура. Из исследованных объектов у 56 спиральных галактик обнаружены ненамного уступающие по своей светимости и размерам ядру сгущения—сверхассоциации (СА). Общее число обнаруженных СА составляет 151. На основе размеров, цветов, абсолютных величин ядер и СА, расстояний СА от ядра, измеренных нами, а также заимствованных из литературных источников данных относительно галактик проведено статистическое исследование.

Получены следующие результаты:

Средние реальные линейные размеры СА равны 1 кпс и их светимости -15^m .

СА встречаются как в карликовых, так и в гигантских и сверхгигантских спиральных галактиках, причем в большинстве случаев у галактик с перемычкой. В основном СА встречаются в ветвях; чаще на одной ветви и на концах перемычки.

Средняя разность между абсолютной яркостью УФ-галактик и СА порядка $-4^m.5$, а между ядром и СА порядка -2^m .

В распределении СА в галактиках замечается два максимума: первый на расстоянии 0,4 радиуса галактики, второй—более слабый максимум на расстоянии 0,8 радиуса.

Среднее число СА в Sc галактиках больше и они расположены ближе к ядру, чем в Sa галактиках.

С увеличением числа СА, их средняя абсолютная светимость и размеры уменьшаются, а их цвет становится более голубым.

Между светимостью галактики и числом СА корреляция не наблюдается. У галактик с более сильным УФ-континуумом наблюдаются более яркие СА.

Чем ярче ядро, тем голубее СА.

Чем больше радиосветимость галактики, тем голубее в ней СА.

Расстояние СА от ядра увеличивается: а) с уменьшением яркости галактики, б) с уменьшением яркости её ядра и г) с посинением галактики.

СА в галактиках с многоядерной структурой как по светимости, так и по размерам уступают СА в одноядерных галактиках. СА в многоядерных галактиках по яркости мало уступают ядрам этих галактик. Возможно, что СА и ядра в этих галактиках имеют общую природу.

Результаты приводятся в следующих статьях авторов: *Астрофизика*, 19, 619, 1983; 20, 51, 1984 и 21, 1984, в печати.

Abstract. The morphological structure of a part of Markarian galaxies on the basis of primary observations obtained on 2.6-m and 0.5-m telescopes of Byurakan Astrophysical Observatory and on 6-m telescope of SAO Ac. Sci. USSR is revealed. Out of investigated objects in 56 spiral galaxies bright condensations-superassociations (SA) are discovered yielding not very much to the nuclei in their luminosities and di-

* Доклад представлен А. Р. Петросяном.

mensons. The total number of discovered SA makes 151. On the base of dimensions, colors, absolute magnitudes of both nuclei and SA, distances of SA from the nuclei measured by us, as well as on the base some known data a statistical investigation carried out. The following results are obtained:

The mean real linear dimensions of SA is equal to 1 kpc and their luminosity— -15^m .

SA are found in dwarf, as well as in giant and supergiant galaxies, and in most cases in barred galaxies. On the whole they come across in arms: more often in one of the arms and on the ends of the bar.

Mean difference between the absolute brightness of UV galaxies and SA is of the order $-4^m.5$, and between the nuclei and SA of the order -2^m .

Two maximums are noticeable in the distribution of SA in galaxies, the first one falls on 0.4 radius of the galaxies; the second—fainter one on 0.8 radius.

The mean number of SA in Sc galaxies is more than in Sa, being situated nearer to the nucleus.

With the increasing of the SA number their absolute luminosities and dimensions are decreasing, the colour getting bluer.

Between the luminosity of galaxies and the number of SA no correlation is revealed.

The stronger UV continuum of the galaxies the brighter SA. The brighter the nucleus—the bluer SA.

The higher radioluminosity of the galaxy—the bluer SA in it.

The distance of SA from the nucleus of galaxy increases: with a) decreasing of brightness of galaxy, b) decreasing of brightness of its nucleus and c) getting bluer the galaxy.

SA in galaxies with multinuclear structure both by luminosity and by dimensions yield to SA in one nucleus galaxies. SA in multinuclei galaxies by brightness yield little to the nuclei of these galaxies.

It is concluded that in such galaxies SA and the nuclei have a similar nature.

The results are given in the following papers of the authors: *Astrofizika*, 19, 619, 1983; 20, 51, 1984 and 21, 1984. In press.

ДВА ПРИМЕРА ВЫБРОСОВ В НАШЕЙ ГАЛАКТИКЕ TWO EXAMPLES OF EJECTIONS IN OUR GALAXY

А. Л. ГЮЛЬБУДАГЯН

Бюраканская астрофизическая обсерватория

Резюме. Приводятся два примера выбросов.

1. *Биполярный выброс в Мон OB 2.* Сгущение A4 ($M \sim 20 M_{\odot}$) и система темных глобул ($M \sim 100 M_{\odot}$), расположенная в северо-западной части туманности Розетка, лежат на одинаковых расстояниях от центра этой туманности (20 пс). Наблюдения американских радиоастрономов показали, что сгущение A4 имеет радиальную скорость $+20$ км/с, а система темных глобул — -20 км/с (это скорости относительно окружающих звезд и темной материи). Эти факты позволяют предположить, что имеет место биполярный выброс из центра туманности Розетка.

2. *Расширение групп объектов Херbig-Аро.* Из факта различия тангенциальных скоростей объектов Херbig-Аро, составляющих общие группы, сделан вывод о расширении этих групп. Показано, что группы H I, H II 2 и H II 39 имеют вид расширяющихся систем в системе центра инерции.

Результаты публикуются в статьях автора: *Астрофизика*, 20, 215, 1984 и 20, 1984, в печати.

Abstract. Two examples of ejections are given.

1. *The bipolar ejection in Mon OB2.* The clump A4 ($M \sim 20 M_{\odot}$), and the dark globules' system ($M \sim 100 M_{\odot}$), situated in the N—W part of Rosette Nebula, have the same distances (~ 20 pc) from the centre of this Nebula. The results of American radioastronomers show, that the radial velocity of A4 is $+20$ km/s, and of the system of dark globules -20 km/s (these velocities are relative to the surrounding stars and dark nebular matter). These facts give us an opportunity to suppose that a bipolar ejection took place from the centre of Rosette Nebula.

2. *Expansion of the groups of Herbig—Haro objects.* Conclusion about the expansion of groups of H—H objects is done due to different values of tangential velocities of the H—H objects, composing the same group. The groups of objects H—H1, H—H 2 and H—H 39 have an appearance of expanding groups in the centre of mass system.

The results are published in the papers: *Astrofizika*, 20, 215, 1984 and 20, 1984, in press.

КОЭФФИЦИЕНТЫ ВЕРОЯТНОСТЕЙ ПЕРЕХОДОВ ДЛЯ ПРОЦЕССОВ ЭЛЕКТРОН-ФОТОННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

PROBABILITY TRANSITION COEFFICIENTS FOR THE ELECTRON-PHOTON INTERACTION PROCESSES

Г. Т. ТЕР-КАЗАРЯН

Бюраканская астрофизическая обсерватория

Резюме. С помощью представления комптоновского рассеяния в виде двух составляющих процессов введены коэффициенты вероятностей для свободно-виртуальных, виртуально-свободных и свободно-свободных переходов фотон-электронного рассеяния при малой интенсивности поля излучения, и получены соотношения между ними. Эти соотношения выявляют внутренний механизм лежащий в основе элементарного акта рассеяния.

Введенный формализм распространен как на случай произвольной интенсивности поля излучения, так и для процессов аннигиляции и образования электронно-позитронных пар.

Abstract. For free-free, free-virtual, virtual-free transitions of electron-photon scattering at the small intensity of radiation the theory is developed by the splitting Compton scattering for two constituent processes. Respectively, the probability transition coefficients are introduced and the relations between them are obtained. The inner mechanism of elementary act of scattering is revealed by this relations.

The introduced formalism spreads on the case of intense radiation, as well as on the processes of annihilation and production of electron-positron pairs.

1. Введение понятия вероятностей квантовых переходов и соответствующих эйнштейновских коэффициентов [1] для этих переходов является одним из выдающихся событий в истории физики. Среди многочисленных областей применений эйнштейновских коэффициентов особое место занимает астрофизика [2]. Блестящим примером с этой точки зрения является, например, теория интенсивностей линий водорода и других элементов в газовых туманностях, построенная после открытия квантовых переходов, или же установление факта значительного превосходства содержания гелия по сравнению с водородом в атмосферах звезд типа Вольф-Райе на основе использования наблюдаемого отношения интенсивности линии H_{β} водорода к линии $\lambda 4686 \text{ \AA}$ ионизованного гелия и известного отношения соответствующих вероятностей спонтанных переходов [3]. Неслучайно, что потребность весьма важного обобщения соотношений Эйнштейна на связанно-свободные процессы (фотоионизация) была продиктована интересами именно астрофизических задач и выполнена Милном [4].

В последнее время, по мере сильного возрастания интереса к нестационарным нетепловым явлениям, протекающим в недавно открытых весьма интересных астрофизических объектах, все чаще и интенсивнее ведутся исследования с использованием механизмов электрон-фотонного взаимодействия в космической плазме. Встречаются про-

пессы комптоновского взаимодействия как в слабых, умеренных, так и в весьма интенсивных полях излучения с участием как тепловых, так и релятивистских электронов. При этом, если электронная среда в одних случаях является оптически почти прозрачной, то в других—весьма плотной.

Очевидно, что существующие физические методы изучения явлений электрон-фотонного взаимодействия, получили бы ощутимый стимулирующий толчок, если бы для этих процессов оказалось возможным введение и практическое использование аналогов эйнштейновских коэффициентов вероятностей переходов.

Действительно, с помощью формального введения указанных коэффициентов, в важной работе [5] было учтено квантово-теоретическое выражение тех свойств излучения, которые в волновой теории проявляются в виде интерференционных флуктуаций.

Следующий важный шаг в изучении указанных свойств был сделан в работе [6], путем четкого разделения процессов поглощения и излучения при комптоновском рассеянии квантов на молекулах (последние находятся одновременно в полях, как поглощенных, так и излученных квантов), которая, для более глубокого понимания законов взаимодействия между излучением и электронами, в свою очередь нуждается в дальнейшем детальном анализе.

Настоящая работа преследует именно эти цели.

2. Пусть имеется система, состоящая из электронного и фотонного газов, находящихся в термодинамическом равновесии. Тогда распределение электронов будет максвелловским, а излучения—планковским [5]. Как известно, амплитуда рассеяния фотона на электроне представляется суммой двух амплитуд $M_{if} = M_1 + M_2$.

Амплитуда M_1 —соответствует процессу рассеяния фотона с четырехимпульсом K_1^{μ} ($\mu=1, 2, 3, 4$) на электроне с четырехимпульсом P_1^{μ} . После акта они приобретают импульсы K_2^{μ} и P_2^{μ} соответственно. Этот акт можно представить в виде суммы двух составляющих процессов: 1) перехода ($i \rightarrow v$) электрона из свободного состояния (i) в виртуальное (v) путем поглощения начального кванта и 2) перехода ($v \rightarrow f$) электрона из виртуального состояния (v) в свободное состояние (f) путем излучения конечного кванта.

Аналогичным образом можно представить крос-процесс, соответствующий амплитуде M_2 .

Для дальнейшего сделаем замечание встречающееся также в [5] и [6]: несущественно, что электрон может иметь дискретные состояния или значения энергии. Если плотность состояний—непрерывная функция в фазовом пространстве, то мы вправе заменить эти состояния равновероятными, бесконечно малыми областями состояний, между которыми возможен радиационный переход. Заметим также, что при рассмотрении, в работах [1] и [6], радиационных переходов молекул «внутреннее состояние» самой молекулы не играло никакой роли.

Хотя виртуальный электрон является «необычным» (он находится вне массовой поверхности), тем не менее, не обращаясь к вопросу о его «внутреннем состоянии» в основу данного исследования мы вправе положить две квантово-теоретические гипотезы: 1) электроны могут совершать свободно-виртуальные и виртуально-свободные переходы, как под действием излучения (индуцированные— B_{iv} , B_{fv} , B_{vi} , B_{vf}), так и спонтанные (A_{vi} , A_{vf} и A_{iv} , A_{fo}); 2) при термодинамическом равновесии можно применить принцип детального равновесия также к процессам, где одно из состояний является виртуальным т. е. в одном

и том же интервале частот и направлений любой процесс компенсируется обратным процессом.

Дополнительных гипотез о статистических характеристиках виртуального состояния нам не понадобится, поскольку они не влияют на окончательные результаты. Простота гипотез, общность и непринужденность дальнейшего рассмотрения, а также естественный переход к хорошо известному результату [5]: гипотетический статистический закон Паули позволяют судить об их правильности.

Закон сохранения чисел переходов для состояний l и f можно записать соответственно в виде:

$$N_{l_1} B_{l_1 v_1} \rho_l = N_{v_1} (B_{v_1 l_1} \rho_l + A_{v_1 l_1}); \quad N_{l_2} (B_{l_2 v_2} \rho_f + A_{l_2 v_2}) = N_{v_2} B_{v_2 l_2} \rho_f \quad (1)$$

$$N_{f_1} B_{f_1 v_1} \rho_f = N_{v_1} (B_{v_1 f_1} \rho_f + A_{v_1 f_1}); \quad N_{f_2} (B_{f_2 v_2} \rho_l + A_{f_2 v_2}) = N_{v_2} B_{v_2 f_2} \rho_l \quad (2)$$

Здесь ρ — плотность равновесного изотропного поля излучения, $N_{l,f,v}$ — населенности состояний l, f, v соответственно, а индексы (1) и (2) соответствуют амплитудам M_1 и M_2 . Исключая населенности виртуальных состояний, получим условия детального равновесия для переходов $l_1 \rightleftharpoons f_1, l_2 \rightleftharpoons f_2, l \rightleftharpoons f$.

При рассмотрении предельного случая $T \rightarrow \infty$ легко получить соотношения между коэффициентами индуцированных переходов. Далее, исходя из факта, что «поглощенную» при переходе $l \rightarrow f$ энергию (в единичном объеме фазового пространства за время Δt) можно представить, как с помощью введенных коэффициентов, так и посредством обычной квантомеханической вероятности рассеяния W , а также получить остальные соотношения между коэффициентами вероятностей переходов. Таким образом, получим:

$$A_{lf} = B_{l v_1} A_{v_1 f_1} + A_{l v_2} B_{v_2 f_2}, \quad A_{fl} = B_{f_1 v_1} A_{v_1 l_1} + A_{f_2 v_2} B_{v_2 l_2},$$

$$B_{lf} = B_{l_1 v_1} B_{v_1 f_1} + B_{l_2 v_2} B_{v_2 f_2}, \quad B_{fl} = B_{f_1 v_1} B_{v_1 l_1} + B_{f_2 v_2} B_{v_2 l_2},$$

$$B_{lf} = B_{fl}, \quad B_{l m v_m} / B_{v_m l m} = B_{f m v_m} / B_{v_m f m}, \quad (m = 1, 2),$$

$$A_{lf} / B_{lf} = 2h\nu^3 / c^3, \quad A_{fl} = 4\pi d\omega / d\omega_f, \quad A_{fl} / B_{fl} = 2h\nu^3 / c^3, \quad \nu^3 A_{lf} = \nu^3 A_{fl}, \quad (3)$$

$$\nu^3 B_{l_1 v_1} A_{v_1 f_1} = \nu^3 B_{f_1 v_1} A_{v_1 l_1}, \quad \frac{A_{v_1 f_1}}{B_{v_1 f_1}} = \frac{A_{l_1 v_2}}{B_{l_1 v_2}} = \frac{2h\nu^3}{c^3},$$

$$\nu^3 A_{l_2 v_2} B_{v_2 f_2} = \nu^3 A_{f_2 v_2} B_{v_2 l_2}, \quad \frac{A_{v_2 l_1}}{B_{v_2 l_1}} = \frac{A_{f_2 v_2}}{B_{f_2 v_2}} = \frac{2h\nu^3}{c^3}.$$

Следует заметить, что в отличие от коэффициентов вероятностей атомных переходов, здесь значения введенных коэффициентов вполне определены, поскольку вероятность рассеяния W хорошо известна [7].

После введения и определения коэффициентов с помощью рассмотрения состояния термодинамического равновесия нетрудно теперь перейти к уравнению переноса излучения для исследования неравновесных процессов. Например, для свободно-свободных переходов соответствующее уравнение имеет вид

$$\left(\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial l} \right) I_l = \int d\tau_l \int \frac{d\omega_f}{4\pi} \delta \left\{ -N_l I_l (B_{lf} I_f + A_{lf}) + N_f I_f (B_{fl} I_l + A_{fl}) \right\}, \quad (4)$$

где $d\tau_l$ — элемент фазового объема начальных электронов.

3. Как известно комптоновское рассеяние является s — каналом фотон-электронного взаимодействия (ф.—э.в.). Введенный выше фор-

мализм коэффициентов вероятностей переходов нетрудно распространить, также на t канал ф.—э. в., т. е. на процессы аннигиляции и образования электронно-позитронных пар. Поскольку для этих процессов диаграмма Фейнмана в топологическом отношении идентична с соответствующей диаграммой s канала ф.—э. в., то коэффициенты вероятностей t —канала ф. э. в. получаются непосредственно из вышеназванных (в пункте 2), посредством выполнения простых замен. Например, для процесса аннигиляции имеем:

$$\begin{aligned} i \rightarrow -, \quad E_i \rightarrow E_-, \quad v_i \rightarrow -v_1, \quad I_i \rightarrow I_1, \\ f \rightarrow +, \quad E_f \rightarrow -E_+, \quad v_f \rightarrow v_2, \quad I_f \rightarrow I_2, \end{aligned} \quad (5)$$

где $-$ и $+$ указывают на электронную и позитронную состояния. При этом за вероятность процесса W , в зависимости от конкретной задачи, следует брать вероятность процесса аннигиляции или—образования пар.

4. До сих пор негласно была принята малость параметра интенсивности поля излучения. Теперь же обратимся к более общей задаче взаимодействия электронов с интенсивным полем излучения посредством s —фотонных комптоновских рассеяний. Здесь необходимо выделить два типа взаимодействия: а) «диагональное», когда электрон поглощает эти s —квантов из одной волны, б) «недиагональное», когда поглощенный набор s —квантов включает всевозможные комбинации квантов из различных волн.

При «диагональном» взаимодействии, соответствующая задача сводится к уже рассмотренному случаю однофотонного рассеяния [8]. В данном случае следует считать, что в одном и том же интервале частот, при каждом фиксированном значении величин s , ψ_i , ψ_f (где $\psi_{i,f}$ угол между векторами $k_{i,f}$ и P_i) выполняется условие детального равновесия, а параметры «электронной среды» (т. е. коэффициенты A и B) будут зависеть уже от интенсивности начального поля.

5. Теперь перейдем к случаю «недиагонального» взаимодействия. Пусть N_i электронов осуществляют процесс перекачки между волнами m_s ($m_s \in \{1, \dots, j_s$ и $\sum_{m_s} = \sum_{j_1, \dots, j_s}$). Тогда нетрудно получить ре-

зультаты для данного случая из окончательных выражений задачи «диагонального» взаимодействия посредством выполнения соответствующих замен $W_s(I_i) \rightarrow W_{m_s}(I_{m_s})$ и т. п.

Но для вероятности процесса уже не имеем явного выражения $W_{m_s}(I_{1, \dots, I_{j_s}})$, поскольку вычисление этой величины связано с огромными трудностями.

Анализируя условия протекания процесса, заключаем: для того, чтобы электрон мог поглотить s —квантов из различных волн, необходимо его попадание в соответствующий физический конус формирования процессов перекачки квантов различными волнами. Например, в случае двух встречных плоских электромагнитных волн физический конус формирования процесса перекачки имеет вид

$$1 - \frac{v \cos \theta}{c} \frac{v_1 + v_2}{v_1 - v_2} = 0,$$

где \vec{v} —скорость электрона, θ —угол между векторами \vec{v} и $\vec{e}_1 = -\vec{e}_2$, $v_1 \vec{e}_1$ и $v_2 \vec{e}_2$ —частоты и единичные направляющие векторы этих волн соответственно. Отсюда видно, что даже в этом наиболее простом слу-

чае указанный конус является дельтаобразным и несравненно более жесткими будут требования для попадания в конус формирования $s > 2$ — фотонного «недиагонального» взаимодействия, поэтому лишь ничтожная доля электронов может попасть в них.

Более того, вследствие этого взаимодействия будут рождаться как низкочастотные фотоны, которые лишь усиливают первоначальное низкочастотное поле и могут быть опять вовлечены в s — фотонные процессы перекачки низкочастотных фотонов в высокочастотные (например, уже путем «диагонального» взаимодействия), так и фотоны высоких частот, которые будут усиливать результирующее высокочастотное поле. Это означает, что в результате пренебрежения «недиагональными» взаимодействиями наши оценки будут иметь по крайней мере, значение нижнего предела. Реальный эффект перекачки будет сильнее.

В качестве возможного применения, полученных в пункте «5», результатов можно вывести кинетическое уравнение для функции распределения фотонов в неограниченной среде [9], (при учете только процессов: $e + s\gamma \rightarrow e + \gamma$, которое является обобщением кинетического уравнения Компанейца [10]).¹

Автор выражает свою искреннюю признательность В. А. Амбарцумяну за постановку задачи.

ЛИТЕРАТУРА

1. A. Einstein, Verhandl. Deutsch. Phys. Ges. 18, 318, 1916.
2. В. А. Амбарцумян, в сборнике «Проблемы физики: классика и современность», Мир, Москва, 1982.
3. В. А. Амбарцумян, Научные труды, Ереван, I, 1960.
4. E. Milne, Phil. Mag., 47, 209, 1924.
5. W. Pauli, Zs. Phys., 18, 272, 1923.
6. A. Einstein, P. Ehrenfest, Zs. Phys., 19, 301, 1923.
7. В. Б. Берестецкий, Е. М. Лифшиц, Л. П. Питаевский, Квантовая электродинамика, Наука, I, 1980.
8. Г. Т. Тер-Казарян, ДАН СССР, в печати.
9. Г. Т. Тер-Казарян, Астрофизика, в печати.
10. А. С. Компанейц, ЖЭТФ, 31, 876, 1956.

ОБРАЗОВАНИЕ ГРАФИТОВОЙ ПЫЛИ В АТМОСФЕРАХ ЗВЕЗД
ТИПА R СЕВЕРНОЙ КОРОНЫ
GRAPHITE GRAIN FORMATION IN THE ATMOSPHERES OF
R CORONAE BOREALIS STARS

Ю. А. ФАДЕЕВ

Астрономический совет АН СССР

Резюме. Приведены результаты расчётов кинетики конденсации графитовых частиц в атмосферах звёзд типа R Северной Короны. Параметры рассмотренных моделей следующие: масса $M=1M_{\odot}$, светимость $L=20300L_{\odot}$, эффективная температура $5300\text{ K} \leq T_e < 8300\text{ K}$. Химический состав: $X=0$, $Y=0.9$, $Z_c=0.1$. Показано существование критической скорости потери массы при превышении которой вокруг звезды образуется оптически толстая пылевая оболочка. Для рассмотренных моделей значение критической скорости потери массы изменяется в пределах от $\sim 10^{-6}M_{\odot}/\text{год}$ до $10^{-5}M_{\odot}/\text{год}$, в зависимости от эффективной температуры звезды. Время конденсации и разлёта пылевой оболочки составляет ~ 100 суток. Конечный радиус пылевых частиц изменяется в пределах от 0.01 мкм до 0.6 мкм , в зависимости от концентрации молекул пара в окрестности точки конденсации. Сделан вывод, что наиболее вероятным механизмом обуславливающим образование оптически толстых пылевых оболочек вокруг звезд типа R Северной Короны является конденсация графитовых частиц за фронтом ударной волны возникающей в результате нелинейных пульсаций этих звёзд.

Полный текст доклада приводится в: *Astrophys. Sp. Sci.*, 95, 357, 1983.

Abstract. The results of calculations of graphite grain formation in the atmospheres of R CrB stars are given. The parameters for the models were $M=1M_{\odot}$, $M_{\text{bol}}=-6\text{ mag}$. The effective temperature was in the range from 5300 K to 8300 K . The chemical composition corresponded to the hydrogen-deficient carbon-rich mixture $X=0$, $Y=0.9$, $Z_c=0.1$. The results obtained showed existence of the critical mass loss rate which is ranged from $M_{\text{c}} \sim 10^{-6} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ for $T_e=5300\text{ K}$ to $M_{\text{c}} \sim 10^{-5} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ for $T_e=8300\text{ K}$. As soon as the rate of mass loss exceeds M_{c} by 3–5 times the condensation degree of carbon changes from 0 to 0.7. The finite radii of grains are about from $0.01\text{ }\mu\text{m}$ to $0.6\text{ }\mu\text{m}$ depending on the density near the condensation point, the velocity of matter outflow, and the stellar effective temperature. Duration of grain growth is about some dozen days. It is supposed that most probable explanation of dust shell formation around R CrB stars is graphite condensation behind a shock wave arising from nonlinear stellar pulsation.

The text of the report is given in: *Astrophys. Sp. Sci.*, 95, 357, 1983.

ОБ ИЗОТОПНОМ СОСТАВЕ ЦИРКОНИЯ В S-ЗВЕЗДАХ ISOTOPIC COMPOSITION OF Zr IN S-STARS

Ю. К. МЕЛИК-АЛАВЕРДЯН

Бюраканская астрофизическая обсерватория

Резюме. Показано, что профили полос поглощения окиси циркония в HR 1105—звезде класса S—могут быть интерпретированы в рамках допущения о наличии в атмосфере этой звезды заметного количества циркония, образовавшегося путём деления тяжёлых элементов. Наилучшее объяснение указанных абсорбционных полос получено в предположении, что цирконий, входящий в состав рассматриваемых молекул на 60% имеет обычный изотопный состав, соответствующий s—процессу, а на 40%—изотопный состав спектра деления.

Abstract. It is shown that ZrO bands profiles in the S-star HR 1105, can be interpreted in the view at the presence of some Zr in the atmosphere which appears to be the product of heavy-elements decay. The best explanation of absorption bands profiles was obtained assuming, that 60 % of Zr have isotopic composition corresponding to the s-process and 40 % of the isotopic composition of heavy-elements of decay spectra.

Изучение химического состава звезд и межзвездной среды дает ценные сведения относительно происхождения и эволюции звезд. В частности, содержание тяжелых элементов в звездах является основанием для их классификации по возрасту. К звездам подсистемы I относят в основном те звезды, относительно содержание тяжелых элементов у которых сравнительно велико. Эти звезды являются, как правило, более молодыми, чем звезды подсистемы II, характеризующейся пониженным содержанием тяжелых элементов. Химический состав звезд и межзвездной среды указывает на характер ядерных процессов, ответственных за происхождение химических элементов. Наблюдаемые в ряде звезд аномалии химсостава играют весьма существенную роль в проверке правильности наших представлений о происхождении и эволюции звезд. К таким аномальным звездам относятся, в частности, Ар-звезды, углеродные звезды, S-звезды.

Наиболее многочисленную группу аномальных звезд составляют углеродные звезды, то есть звезды с повышенным содержанием углерода. S-звезды менее многочисленны и характеризуются повышенным содержанием элементов 5—6 периодов таблицы Менделеева, таких элементов, в частности, как Zr, Ba, La [1—3]. Согласно, распространенной точке зрения, как S-, так и Ar-звезды являются, гигантами, далеко продвинувшимися в своей эволюции и в которых внешние слои обогащены вырабатываемыми в их недрах продуктами термоядерного синтеза. С этой точки зрения S-звезды, в частности, считаются звездами, в недрах которых путем s-процесса образуются тяжелые элементы, выносящиеся на поверхность конвекцией.

Такая точка зрения на природу химических аномалий встречается с определенными трудностями, отмеченными впервые в [4]. В частнос-

ти, наличие в атмосферах многих звезд с аномальным химическим составом лития—элемента, быстро выгорающего при внутризвездных температурах—ставит серьезные проблемы перед теорией конвективного перемешивания рассматриваемых звезд [5—7]. Наличие в S-звездах нестабильного элемента технеция, а также наблюдаемая в FG Sge скорость обогащения элементами 5—6 периодов вряд ли могут быть объяснены конвективным выносом этих элементов на поверхность [8].

Такого рода факты заставляют нас обратиться к другой, неоднократно высказываемой, хотя и менее разработанной точке зрения на природу данных химических аномалий. А именно, допустим, что причиной появления на поверхности звезд избыточного количества тяжелых элементов являются процессы, происходящие во внешних слоях этих звезд. В качестве такого процесса можно представить, например, так называемый «холодный» синтез. Другая возможность указана в [4]: это распад гипотетического сверхплотного дозвездного вещества, сопровождаемый вспышками молодых звезд. Предположение о том, что на поверхности S-звезд может происходить распад сверхплотного дозвездного вещества представляется вполне допустимым.

Действительно, по своим пространственно кинематическим характеристикам S-звезды могут быть отнесены к молодым звездам [9]. Кроме того, как показано в [10], химический состав избыточного вещества в S-звездах определенно напоминает спектр масс осколков деления тяжелых элементов, таких, например, как уран. Учитывая все это, мы примем в качестве рабочей гипотезы, (подлежащей проверке), что на поверхности S-звезд происходит распад сверхплотного дозвездного вещества, частично непосредственно в стабильные изотопы, частично в нестабильные, которые путем последовательных распадов и делений в конце концов превращаются в стабильные. Кроме того, примем, что спектр масс осколков деления сверхплотного дозвездного вещества подобен спектру масс осколков деления какого либо из самых тяжелых известных элементов, например, урана. Принимая во внимание достаточно хорошее сходство спектров масс осколков деления целого ряда тяжелых элементов, мы считаем такое допущение вполне приемлемым. Это допущение дает нам возможность рассчитать изотопный состав образующихся путем деления элементов и сравнить его с наблюдаемым.

Расчет изотопного состава. За основу расчетов возьмем спектр масс осколков деления ядра U^{235} нейтронами, возникающими в результате деления [11]. Результаты расчетов приведены в табл. 1, где в первом столбце приводится обозначение изотопа, во втором его вычисленное относительное содержание, а в третьем для сравнения указаны средние космические распространенности соответствующих изотопов [12].

Расчет спектра поглощения молекулы ZrO . Для оценки наблюдаемого изотопного состава циркония можно использовать абсорбционные спектры молекулы ZrO . Рассмотрим γ -систему полос, соответствующих переходу $A^3\Phi - X^3\Delta$. Энергетические уровни можно рассчитать по формуле [13]:

$$\nu = \nu_0 + B'_0 J(J+1) - D'_0 \left(J + \frac{1}{2} \right)^4 - B''_0 J''(J''+1) + D''_0 \left(J'' + \frac{1}{2} \right)^4, \quad (1)$$

где J, J'' вращательные верхнее и нижнее квантовые числа, а B'_0, B''_0, D'_0 и D''_0 постоянные.

Для молекул ZrO иного изотопного состава эти постоянные должны быть пересчитаны по формулам [13]:

Изотопный состав элементов, образующихся при делении U^{235}

Изотоп	Относительное содержание		Изотоп	Относительное содержание		Изотоп	Относительное содержание	
	вычисл.	набл.		вычисл.	набл.		вычисл.	набл.
^{84}Sr	0	0.01	^{96}Ru	0	0.06	^{141}Pr	1.00	1.00
^{86}Sr	0	0.10	^{98}Ru	0.21	0.02			
^{87}Sr	0	0.06	^{99}Ru	0.20	0.13	^{142}Nd	0	0.27
^{88}Sr	1.00	0.83	^{100}Ru	0.20	0.13	^{143}Nd	0.29	0.12
			^{101}Ru	0.18	0.17	^{144}Nd	0.25	0.24
^{89}J	1.00	1.00	^{102}Ru	0.15	0.32	^{145}Nd	0.19	0.08
			^{104}Ru	0.03	0.19	^{146}Nd	0.15	0.17
^{90}Zr	0.24	0.52				^{148}Nd	0.08	0.06
^{91}Zr	0.27	0.11	^{130}Ba	0	0.00	^{150}Nd	0.04	0.06
^{92}Zr	0.23	0.17	^{132}Ba	0	0.00			
^{94}Zr	0.25	0.17	^{134}Ba	0	0.02	^{144}Sm	0	0.03
^{96}Zr	0.00	0.03	^{135}Ba	0.33	0.07	^{147}Sm	0.62	0.16
			^{136}Ba	0	0.08	^{148}Sm	0	0.11
^{93}Nb	1.00	1.00	^{137}Ba	0.34	0.11	^{149}Sm	0.21	0.14
			^{138}Ba	0.33	0.72	^{150}Sm	0.16	0.07
^{92}Mo	0	0.16				^{152}Sm	0	0.27
^{94}Mo	0	0.09	^{136}Ce	0	0.00	^{154}Sm	0.02	0.23
^{95}Mo	0.26	0.16	^{138}Ce	0	0.00			
^{96}Mo	0	0.15	^{140}Ce	0.53	0.89	^{151}Eu	0.71	0.48
^{97}Mo	0.25	0.09	^{142}Ce	0.47	0.11	^{153}Eu	0.29	0.52
^{98}Mo	0.24	0.24						
^{100}Mo	0.25	0.10	^{138}La	0	0.00			
			^{139}La	1.00	1.00			

$$v_0^* = v_0 + \frac{1}{2} (\rho - 1) (\omega_e' - \omega_e''). \quad (2)$$

$$B_0^* = \rho^2 B_0, \quad (3)$$

$$D_0^* = \rho^4 D_0, \quad (4)$$

где

$$\rho^2 = \frac{m(^{90}\text{Zr})m(^{16}\text{O}) [m(^{94}\text{Zr}) + m(^{96}\text{Zr})]}{m(^{92}\text{Zr})m(^{16}\text{O}) [m(^{90}\text{Zr}) + m(^{98}\text{Zr})]}. \quad (5)$$

Принимая $m(^{16}\text{O}) = 15,99491$ можно по формуле (5) вычислить ρ^2 .

Приведенные выше данные дают возможность вычислить оптическую толщину τ_λ в полосе поглощения молекулы ZrO некоторого однородного слоя, содержащего N молекул на луче зрения:

$$\tau_\lambda = \text{const} \cdot N \cdot \sum_I \sum_B \sum_J F(l) S(J, B) \exp\left(-\frac{E(J)}{kT}\right) \exp\left\{-\left[\frac{\lambda - \lambda(J, B, l)}{\Delta\lambda}\right]^2\right\}, \quad (6)$$

где $F(l)$ — относительное количество молекул ZrO , содержащих изотоп Zr , $S(J, B)$ — фактор Хэля-Лондона рассматриваемого перехода, множитель $\exp\left(-\frac{E(J)}{kT}\right)$ выражает больцмановское распределение молекул по вращательным уровням, последний множитель учитывает гауссовский профиль линии поглощения, а параметр $\Delta\lambda$ обусловлен тепловым движением и турбулентностью.

Индекс B в (6) указывает на наличие трех ветвей полосы поглощения P , Q и R . Соответствующие значения факторов $S(J, B)$ будут [15]:

$$S(J, P) = \frac{(J-3)(J-2)}{J}, \quad (7)$$

$$S(J, Q) = \frac{(J-2)(J+3)(2J+1)}{J(J+1)}, \quad (8)$$

$$S(J, R) = \frac{(J+3)(J+4)}{J+1}, \quad (9)$$

где J —вращательное квантовое число нижнего уровня.

Приведенные формулы дают возможность вычислить оптическую толщину τ_λ для любого изотопного состава циркония. Зная τ_λ мы можем найти глубину поглощения R_λ по формуле:

$$\frac{1}{R_\lambda} = \frac{1}{R_c} + \frac{1}{\tau_\lambda}, \quad (10)$$

где R_c —остаточная интенсивность при бесконечно большой оптической толщине τ_λ .

Анализ наблюдательных данных. Учитывая данные табл. 1, а также принимая во внимание относительную распространенность перечисленных в ней элементов и изученность их спектров (как в теоретическом, так и в наблюдательном плане), мы выбрали для дальнейшего анализа приведенные в [14] наблюдаемые профили полос поглощения молекул. Эти данные получены для одной из звезд типа S—HR1105. Из приведенных в [14] абсорбционных полос окиси циркония наиболее свободными от блендирования являются две. Первая из них расположена у λ 6368А и состоит из линий P36, Q62 и R 105, а вторая—у λ 6377А и содержит линии P48, Q 75 и R 116. Указанные длины волн относятся к воздуху.

Сравнивая приведенные в [14] наблюдаемые положения линий поглощения с рассчитанными по формулам предыдущего раздела, находим поправку $\lambda_{\text{вак}} - \lambda_{\text{возд}} = 1,761 \text{ \AA}$. С учетом этой поправки профили интересующих нас абсорбционных деталей из [14] могут быть представлены следующим образом (табл. 2).

Таблица 2

Наблюдаемые глубины поглощения полос молекулы ZrO

λ R_λ	6370.163 0.08	6370.257 0.20	6370.351 0.32	6370.445 0.39	6370.539 0.14	6370.633 0.06
λ R_λ	6378.453 0.02	6378.547 0.12	6378.641 0.16	6378.735 0.26	6378.829 0.20	

Приведенные в табл. 2 спектральные профили можно сравнить с рассчитанными по формуле (10). Для расчетов возьмем ряд моделей изотопного состава циркония. В первой из этих моделей принято относительное содержание изотопов циркония, соответствующее s —процессу (после распада ^{93}Zr). Во второй модели принят изотопный состав циркония, являющегося на 90% продуктом s —процесса, а на 10%—ре-

зультатом деления. В следующей модели относительная доля циркония, образовавшегося в результате деления увеличена на десять процентов и так далее. В последней, одиннадцатой модели изотопный состав циркония соответствует делению (табл. 3).

Таблица 3

Модели изотопного состава циркония

№ модели	^{90}Zr	^{91}Zr	^{92}Zr	^{94}Zr	^{96}Zr	$N_{\text{дел}} : N_{\text{захв}}$
1	0.50	0.09	0.16	0.25	0.00	0:10
2	0.474	0.108	0.167	0.250	0.000	1:9
3	0.449	0.126	0.175	0.250	0.000	2:8
4	0.423	0.144	0.182	0.250	0.000	3:7
5	0.398	0.162	0.190	0.250	0.000	4:6
6	0.372	0.180	0.197	0.250	0.000	5:5
7	0.346	0.200	0.204	0.251	0.000	6:4
8	0.321	0.217	0.212	0.251	0.000	7:3
9	0.295	0.235	0.219	0.251	0.000	8:2
10	0.270	0.253	0.227	0.251	0.000	9:1
11	0.244	0.271	0.234	0.251	0.000	10:0

Для всех приведенных в табл. 3 моделей изотопного состава по формулам (6) были вычислены τ_{λ} (T и $\Delta\lambda$ взяты те же, что в [14]). Полученные значения τ_{λ} содержат постоянный множитель, который определяется из условия нормировки:

$$\sum_{\lambda} [\tau_{\lambda}(\text{набл}) - \tau_{\lambda}(\text{расч})] = 0, \quad (11)$$

где $\tau_{\lambda}(\text{набл})$ — вычисляется по формуле (10), при $R_c = 1$. Для сравнения расчетных значений τ_{λ} с наблюдаемыми вычислялось среднеквадратичное отклонение σ :

$$\sigma = \left\{ \sum_{\lambda} [\tau_{\lambda}(\text{набл}) - \tau_{\lambda}(\text{расч})]^2 \right\}^{1/2}. \quad (12)$$

Сравнивая между собой полученные значения σ мы нашли, что изотопный состав циркония, соответствующий s — процессу, лучше согласуется с наблюдательными данными, чем соответствующий делению. Однако добавление к цирконию s — процесса некоторого количества циркония спектра деления не приводит к противоречию с наблюдательными данными. Более того, наилучшее согласие расчетных и наблюдательных данных относительно полос поглощения окиси циркония получается в том случае, если допустить, что из общего количества циркония 60% образовалось в результате s — процесса, а 40% — в результате деления.

Обсуждение. Таким образом, сравнение наблюдаемых профилей полос поглощения окиси циркония с их расчетными значениями показывает, что наблюдательные данные не противоречат предположению о наличии на поверхности звезд заметного количества продуктов деления тяжелых ядер. Более того, наилучшее объяснение наблюдаемых профилей полос поглощения получается в том случае, если допустить, что примерно половина наблюдаемого количества циркония соответствует s — процессу, а вторая половина — спектру осколков деления тяжелых ядер.

Этот результат свидетельствует о том, что за наблюдаемые аномалии химического состава S-звезд могут быть ответственны, по край-

ней мере отчасти, процессы деления. Вместе с тем, проведенный выше анализ показывает, что наблюдаемое в S-звездах «избыточное» вещество не могло образоваться путем только деления. Определенную роль в образовании элементов 5—6 периодов играют по-видимому, и процессы нейтронного захвата. Вполне вероятно, что в ходе деления, сопровождающегося выделением значительной энергии, в том числе и в виде потока нейтронов, могут происходить и процессы нейтронного захвата. Поэтому точный изотопный состав образовавшегося при делении вещества может быть получен только с учетом динамики всего процесса.

В заключение заметим, что хотя для расчетов использовались данные относительно спектра масс осколков деления урана, однако деление других тяжелых элементов также приводит к сходному изотопному составу продуктов деления. Уран или подобные урану по спектру деления тяжелые элементы из-за своей малой распространенности не могут, очевидно, быть первичным материалом для образования элементов 5—6 периодов. Если эти элементы действительно образуются путем деления, то исходным материалом для такого процесса могло бы быть сверхплотное дозвездное вещество [4], распадающееся непосредственно на те же элементы, что и известные подверженные делению ядра, либо распадающиеся через промежуточную стадию деления—тяжелые элементы вроде урана.

В настоящей работе рассмотрена одна сторона вопроса, а именно, относительное распределение изотопов циркония. Вторая сторона вопроса—о химическом составе избыточного вещества,—рассматривалась нами ранее [10], где отмечалось, что этот химсостав определенно напоминает спектр масс осколков деления тяжелых элементов. Однако точный сравнительный анализ в этом случае затруднен различием потенциалов ионизации и возбуждения рассматриваемых элементов, различием постоянных диссоциации образуемых ими молекул и рядом других причин. В случае же изотопов одного и того же элемента можно предпочесть более или менее количественный анализ содержания, что и было сделано в настоящей работе.

В заключение приношу благодарность академику В. А. Амбарцумяну за обсуждение работы.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. P. C. Keenan, Ap. J., 120, 484, 1957.
2. T. V. Ake, Ap. J., 234, 538, 1979.
3. P. C. Keenan, P. C. Boeshaar, Ap. J. Suppl., 43, 379, 1980.
4. В. А. Амбарцумян, Сообщ. Бюраканской обс., 13, 1, 1954.
5. J. G. Cohen, P. A. S. P., 86, 31, 1974.
6. H. R. Johnson, W. L. Kelch, Bull. A. A. S., 4, 323, 1972.
7. A. M. Boesgaard, Ap. J., 161, 1003, 1970.
8. G. E. Langer, R. P. Kraft, K. S. Anderson, Ap. J., 189, 509, 1974.
9. V. M. Blanco, Galactic Structure, eds. A. Blaauw, M. Schmidt, Univ. of Chicago Press, Chicago, 1965, p. 241.
10. Ю. К. Мелик-Алавердян, Астрофизика, 15, 129, 1979.
11. В. М. Горбачев, Ю. С. Замятин, А. А. Лбов, Взаимодействие излучений с ядрами тяжелых элементов и деление ядер. Атомизд. Москва, 1976.
12. К. Ленг, Астрофизические величины. Мир, Москва, 1978.
13. Г. Герцберг, Спектры и строение двухатомных молекул, ИЛ, Москва, 1949.
14. A. Schadee, D. N. Davies, Ap. J., 152, 169, 1968.
15. J. D. Tatum, M. N. 141, 459, 1968.

СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ УГЛЕРОДНЫХ ЗВЕЗД SPECTROPHOTOMETRIC OBSERVATIONS OF CARBON STARS

Р. Х. ОГАНЕСЯН, С. Е. НЕРСИСЯН, М. Ш. КАРАПЕТЯН*

Бюраканская астрофизическая обсерватория

Резюме. Приводятся результаты спектрофотометрических наблюдений 55 углеродных звезд. Наблюдения проводились в период 1981—1983 гг. на 2.6-м телескопе Бюраканской астрофизической обсерватории в фокусе Нэсмита с помощью спектрографа UAGS (дисперсия дифракционной решетки 136 А/мм). Обработка спектрограмм проводилась с помощью микроденситометра PDS—1500 и ЭВМ СМ—4.

Получены наблюдаемые распределения энергии в спектрах всех звезд в диапазоне длин волн от 4000 до 6700А.

Определены индексы по количественной оценке интенсивностей молекулярных полос CH, CN, C₂, CaCl, SiC₂ линии NaI. Индексы определялись как отношения логарифма интенсивностей, соответственно, у головы полос и континуума в сторону длинных волн. Были рассмотрены различные зависимости между индексами различных полос. В частности, получена обратная зависимость между интенсивностью линии дублета NaI и полосы Меррилла-Санфорда. Выявлена слабая корреляция между интенсивностью полос SiC₂ и содержанием углерода. Интенсивности полос CaCl хорошо коррелируются со спектральным подклассом С—звезд.

Более подробно полученные результаты и их обсуждение будут опубликованы позже.

Abstract. The results of spectrophotometric observations of carbon stars are given. The observations were made in 1981—1983 with the UAGS spectrograph (dispersion 136 Å/mm) attached to the 2.6-m telescope of the Byurakan Astrophysical Observatory. All spectrograms were measured with the microdensitometer PDS—1500 and computer SM—4.

The observed energy distribution of all stars in spectral region from 4000 to 6700 Å are presented.

As a quantitative measure of molecular band strengths we introduce CH, CN, C₂, CaCl, SiC₂ and sodium line indices. Indices were defined as ratios of logarithms of intensities at the band heads to the redward apparent continuum. Different relations between these indices were considered. In particular, the inverse correlation is found between the Merrill—Sanford band strength and the equivalent width of sodium line. A weak correlation between SiC₂ band strength and carbon content was discovered. There is a good correlation between the strength of the CaCl molecular bands and the spectral class of carbon stars.

Detailed results and discussion should be published elsewhere.

* Доклад представлен С. Е. Нерсисяном.

ОБ ИЗГОТОВЛЕНИИ ТЕЛЕСКОПОВ 1.6-м В
АСТРОНОМИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ ЛЕНИНГРАДСКОГО
УНИВЕРСИТЕТА

CONSTRUCTION OF 1.6-m TELESCOPES AT THE ASTRONOMICAL
OBSERVATORY OF THE LENINGRAD UNIVERSITY

М. К. БАБАДЖАНЫЦ

Астрономическая обсерватория ЛГУ

Резюме. Изначальным побудительным мотивом к развертыванию в АО ЛГУ работ по созданию астрофизических телескопов было желание проводить исследования нестационарных явлений во внегалактических объектах. Потребность в массивных и длительных наблюдениях этих объектов, требующих много телескопного времени, неизбежно привела к необходимости понижения барьера доступности телескопов. Это было возможно лишь на пути создания собственного производства телескопов. Успешное решение такой задачи основывается на отказе от широкой универсализации телескопов и разработке конструкций, малокритичных к органическим технологическим возможностям непромышленного производства.

В мае 1983 года была закончена сборка и начата отладка первого из трех телескопов.

Телескоп имеет один несменный фокус кассегрена, выполненный по оптической схеме Ричи-Кретьена. Входной световой диаметр—1.6 м; относительное отверстие—1:12 для создания эквивалентного фокуса с масштабом 10"/мм. Этот масштаб выбран для фотографирования с помощью электронных систем регистрации изображений с учетом возможного реального качества оптики, астроклимата в месте установки и разрешения приемников. Гидрирование телескопа офсетное. При использовании электронных приемников изображения реально рассчитывать лишь на использование поля около 40 мм (~7'), которое и выбрано в качестве рабочего поля телескопа. Оно не требует корректирующих линзовых элементов. Двухлинзовый корректор, установленный после диагонального зеркала, обеспечивает офсетное поле гидрирования 40' с максимальными расчетными аберрациями не более 0.1 по полю.

Монтировка телескопа—классическая, английская. Расчетные жесткостные характеристики трубы таковы, что взаимное смещение зеркал приводит к появлению постоянной по полю комы со смещением фотометрического центра тяжести изображения звезды также не более 0.1.

Система управления телескопом (наведение, гидрирование, синхронизация вращения купола и др.)—автоматическая, т. к. должна обеспечить проведение большого числа рутинных работ по основной планируемой тематике телескопа, работающего как самостоятельно, так и, в будущем, совместно с аналогичными телескопами. При выполнении работы выросла группа высококвалифицированных специалистов, последующая задача которых—создание телескопов больших размеров. В числе авторов работы—руководители групп и ведущие разработчики: Вахтов В. Н., Зайцев В. В., Иванов В. П., Ковалева Р. К., Ковалевский М. А., Кузнецов В. В., Приходько А. Г., Степанов Е. П., Судаков С. В., Юдов В. И.

Abstract. The original reason for the beginning of telescope-making activities at the Astronomical Observatory of the Leningrad University was the desire to investigate non-stable phenomena in extragalactic objects. The need in mass and long-term

observations of the objects requires a lot of observing time. Hence arises the necessity of easier access to the telescopes. It was found that it can be achieved only by manufacturing the telescopes at the observatory. A successful solution of such a problem is based on our decision to make a highly specialized telescope and on developing elements of a telescope less critical to restricted possibilities of nonindustrial technologies.

In May 1983 a telescope, the first in a series of three telescopes under construction, has been assembled and its testing has begun.

The telescope is a Ritchey-Cretien with unchangeable Cassegrain focus. The aperture is 1.6 m, focal ratio is $f/12$, which provide 10 arc sec/mm scale in the focal plane. This scale is chosen for photography with electro-optic devices taking into account really available quality of optics, seeing at the observing site and resolution of the detectors. The offset guiding system is used. With the electro-optic detectors one can really use only ~ 40 mm field (7 arcmin) which was therefore chosen as the working field of the telescope. This field does not require any correction optics. A two-lens corrector located after a diagonal flat provides 40 arcmin field for offset guiding with the expected aberrations of ≤ 0.1 arcsec.

The telescope has classical English mounting. The tube is so designed that relative displacement of mirror gives a coma ≤ 0.1 arcsec, the coma is constant across the field.

The control system (setting, guiding, dome synchronization etc.) is automatic to facilitate a number of routine procedures of the basic research program.

In the course of the construction of the telescope a group of qualified specialists has grown. The key persons are V. N. Vakhtov, V. V. Zaitsev, V. P. Ivanov, R. K. Kovalleva, M. A. Kovallevskij, V. V. Kuznetsov, A. G. Prikhod'ko, E. P. Stepanov, S. V. Sudakov, V. I. Judov. In future the group plans to construct telescopes of larger sizes.

СИСТЕМА ОБРАБОТКИ АСТРОНОМИЧЕСКИХ ИЗОБРАЖЕНИЙ
БЮРАКАНСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
THE ASTRONOMICAL IMAGE PROCESSING SYSTEM OF
BYURAKAN OBSERVATORY

С. В. ЗАРАЦЯН, Т. Ю. МАГАКЯН*

Бюраканская астрофизическая обсерватория

Резюме. Система обработки астрономических изображений создается на основе автоматического микрофотометра PDS Бюраканской астрофизической обсерватории и комплекса ИВК-2. Управляющая ЭВМ микрофотометра PDP-8 соединена в линию с ЭВМ СМ-4, входящей в состав ИВК-2, с помощью интерфейса КАМАК. Канал связи между двумя ЭВМ позволяет передавать в СМ-4 массивы фотометрических данных для последующей обработки, а также передавать в обратном направлении управляющую информацию для расширения возможностей программируемого сканирования фотопластинок.

Комплекс ИВК-2 работает под управлением операционной системы RSX-11/m, что позволяет сочетать обмен данными с PDP-8 с решением других задач. В ближайшем будущем намечено подключение дополнительных терминалов.

В настоящее время продолжается работа по созданию программного обеспечения автоматизированной обработки астрономических данных. Система программ имеет модульную структуру и может неограниченно наращиваться. Могут обрабатываться как спектрограммы (для их наборы), так и двумерные изображения. Максимальный размер их определяется емкостью накопителей на магнитных дисках и составляет 1024×1024 элемента. Данные для обработки могут поступать от PDS, а также и от других источников (через магнитную ленту).

Дальнейшее развитие системы намечается в оснащении комплекса устройствами машинной графики, наращивании памяти и введении предварительной обработки информации в процессе сканирования (компрессия, выделение объектов и др.),

Подробное описание комплекса предполагается опубликовать в «Сообщениях Бюраканской обсерватории».

Abstract. The astronomical image processing system is based on Byurakan observatory PDS automatic microphotometer and IVK-2 complex. PDP-8—the control computer of the microphotometer and SM-4 computer are on-line connected via CAMAC interface. This channel between two computers is capable to transfer in SM-4 arrays of photometric data for subsequent processing and to transfer in opposite direction control codes to extend possibilities of programmed scanning.

IVK-2 complex works under control of RSX-11/m real-time operational system, which offers the possibility of combining the data exchange between PDP-8 and SM-4 and other tasks. In near future additional terminals will be connected.

Presently the development of astronomical data processing software is continuing. The software system has modular structure and can be unlimitedly expanded. The single

* Доклад представлен Т. Ю. Магакяном.

spectrograms or their sets and two-dimensional pictures can be processed. Their maximal size is restricted by magnetic disks capacity and is equal to 1024×1024 pixels. The data for processing can be taken from PDS and from other sources (via magnetic tape).

In further development of the system it's hardware will be complemented with computer graphics, extended memory, and in the software the on-line preliminary processing of data during scanning (the data compression, objects recognition et al.) will be included.

The detailed description of complex will be published in „Byurakan Observatory Communications“.

СОДЕРЖАНИЕ

Предисловие	3
<i>В. В. Соболев</i> —Точечный источник света в плоском слое и в шаре	4
<i>О. В. Пикичян</i> —Принцип инвариантности в задачах сложения слоев произвольных свойств	5
<i>А. К. Колесов</i> —Перенос излучения в среде со сферической симметрией	17
<i>В. М. Сербин</i> —Приближенные решения проблемы переноса излучения в частотах линий	18
<i>В. В. Иванов</i> —Вероятностный смысл законов квадратного корня в теории переноса излучения	19
<i>К. Н. Артемьев, П. А. Денисенков, В. В. Иванов, В. Б. Ильин</i> —Начало расчетов строения звезд в Астрономической обсерватории Ленинградского университета	20
<i>С. В. Верещагин, О. Б. Длузневская, В. П. Мяскутин, А. Э. Пискунов</i> —Спектр масс двойного скопления η и χ Персея	21
<i>Э. Т. Крайчева, Е. И. Попова, А. В. Тутуков, Л. Р. Юнгельсон</i> —Некоторые характеристики двойных звезд	24
<i>А. В. Тутуков</i> —Роль магнитного звездного ветра в эволюции тесных двойных звезд малых масс	25
<i>В. А. Окороков, Б. М. Шустов, А. В. Тутуков, Х. В. Йорк</i> —Численные модели эволюции планетарных туманностей	26
<i>Л. В. Мирзоян, О. С. Чавушян</i> —Фотографические наблюдения звездных пеняшек	27
<i>Е. Н. Копацкая, О. С. Шулов</i> —Анализ кривых блеска V1057 Лебедя	34
<i>Р. А. Кандалян, В. А. Санаян</i> —Наблюдения переменности мазерных источников H_2O	35
<i>Ю. Н. Гнедин, Г. В. Хозов, В. М. Ларионов</i> —Инфракрасные наблюдения галактических рентгеновских источников	39
<i>Р. А. Варданян</i> —Звездные ассоциации, межзвездное поглощение и поляризация света звезд	41
<i>М. А. Мнацаканян</i> —К задаче восстановления пространственных распределений	45
<i>А. М. Фридман</i> —Развитие представлений о релаксационных процессах в Галактике в работах В. А. Амбарцумяна	48
<i>Р. Р. Андреасян</i> —Магнитные поля радиогалактик	52
<i>А. Т. Каллоглян</i> —Двухцветная фотометрия скопления галактик	56
<i>Г. М. Товмасын</i> —Радиовлучательные свойства галактик Маркаряна различных списков	58
<i>В. А. Яковлева</i> —Фотометрическое исследование некуляриных галактик	61
<i>А. Р. Петросян, К. А. Саакян, Э. Е. Хачикян</i> —Исследование сверхассоциаций в спиральных галактиках с ультрафиолетовым избытком	62
<i>А. Л. Гюльбудагян</i> —Два примера выбросов в нашей Галактике	64
<i>Г. Т. Тер-Казарян</i> —Коэффициенты вероятностей переходов для процессов электрон-фотонного взаимодействия	65
<i>Ю. А. Фадеев</i> —Образование графитовой пыли в атмосферах звезд типа R Северной Короны	70
<i>Ю. К. Мелик-Алавердян</i> —Об изотопном составе циркония в S-звездах	71
<i>Р. Х. Оганесян, С. Е. Нерсисян, М. Ш. Карапетян</i> —Спектрофотометрические наблюдения углеродных звезд	77
<i>М. К. Габаджанянц</i> —Об изготовлении телескопов 1,6-м в Астрономической обсерватории Ленинградского университета	78
<i>С. В. Зирацян, Т. Ю. Магакян</i> —Система обработки астрономических изображений Бюраканской обсерватории	80

