

Выходит с 1965 г. 6 раз
в год на русском
и английском языках

Խմբագրական կոլեգիա՝ Գ. Ս. Բիսնովատի-Վոզան, Վ. Գ. Գորբազևի (գլխ. խմբագրի տեղակալ), Վ. Պ. Գրիգին, Վ. Վ. Իվանով, Լ. Ս. Լուրդ, Ն. Ս. Վարդաշև, Վ. Զ. Համբարձումյան, Ա. Գ. Մասնիչ, Լ. Վ. Միրզոյան (գլխ. խմբագիր), Գ. Ս. Սահակյան, Վ. Յու. Տերերիծ, Ա. Տ. Քալոյան (պատ. քարտուղար)։

Խմբագրական խորհուրդ՝ Ա. Ա. Բոյարչուկ, Ե. Կ. Խարաձե, Ի. Մ. Վոպիլով, Վ. Զ. Համբարձումյան, Լ. Վ. Միրզոյան, Վ. Վ. Սորոլև (նախագահ)։

Редакционная коллегия: В. А. Амбарцумян, Г. С. Бисноватый-Коган, В. Г. Горбацкий (зам. главного редактора), В. П. Гринян, В. В. Иванов, А. Т. Каллоглян (ответ. секретарь), Н. С. Кардашев, Л. С. Лууд, А. Г. Масевич, Л. В. Мирзоян (главный редактор), Г. С. Саакян, В. Ю. Теребиж.

Редакционный совет: В. А. Амбарцумян, А. А. Боярчук, И. М. Копылов, Л. В. Мирзоян, В. В. Соболев (председатель), Е. К. Харадзе.

«АСТРОФИЗИКА» — научный журнал, издаваемый Академией наук Армянской ССР. Журнал печатает оригинальные статьи по физике звезд, физике туманностей и межзвездной среды, по звездной и внегалактической астрономии, а также статьи по областям науки, сопредельным с астрофизикой. Журнал предназначен для научных работников, аспирантов и студентов старших курсов.

Журнал выходит 6 раз в год, подписная плата за год 10 р. 80 к. Подписку можно прожавести во всех отделениях Союзпечати, а за границей через агентство «Международная книга», Москва, 290.

«ԱՍՏՂԱՆԻՋՈՒԿԱ»-ն գիտական հանդես է, որը հրատարակում է Հայկական ՍՍՀ Գիտությունների ակադեմիան: Հանդեսը ազգագրում է ինքնատիպ հոդվածներ աստղերի ֆիզիկայի, միգամածությունների ու միջաստղային միջավայրի ֆիզիկայի, աստղաբաշխության և աստղաֆիզիկական աստղագիտության, ինչպես նաև աստղաֆիզիկային սանձանակից բնագավառների գծով: Հանդեսը նախատեսված է գիտական աշխատակիցների, ազդիւսանների և բարձր կուրսերի ուսանողների համար:

Հանդեսը լույս է տեսնում տարեկան 6 անգամ, բաժանարդազինը 10 ռ. 80 կ. մեկ տարվա համար: Բաժանարդագրվել կարելի է «Սոյուզպեչատ»-ի բարձր բաժանմունիքներում, իսկ արտասահմանում՝ «Մեզմուկուրդեմայ կնիգա» գործակալության միջոցով, Մոսկվա, 200.

Основателю журнала „Астрофизика“
академику В. А. АМБАРЦУМЯНУ

Глубокоуважаемый
Виктор Амазаспович!

Редколлегия и редакционный совет журнала «Астрофизика» сердечно поздравляют Вас, одного из крупнейших астрофизиков современности, в день Вашего 80-летия.

В Вашем лице мы приветствуем выдающегося ученого и организатора науки. Нам особенно приятно отметить, что, выполняя многочисленные и важные обязанности, Вы долгие годы руководили работой нашего журнала, основанного благодаря Вашим стараниям.

Ваши заслуги высоко оценены как в нашей стране, так и за ее пределами. Достаточно отметить, что Вам дважды было присуждено звание Героя Социалистического Труда. Вы были избраны почетным или иностранным членом академий наук более 25 стран, являетесь почетным доктором многих известных университетов. Научная общественность мира достойно отметила Вашу деятельность, избрав Вас вице-президентом, затем президентом Международного астрономического союза, президентом Международного совета научных союзов.

Желаем Вам, дорогой Виктор Амазаспович, крепкого здоровья, полного благополучия и новых успехов в Вашей многогранной деятельности на благо нашего народа.

РЕДКОЛЛЕГИЯ И РЕДАКЦИОННЫЙ СОВЕТ
ЖУРНАЛА «АСТРОФИЗИКА»

18 сентября 1988

TO VICTOR AMBARTSUMIAN ON HIS 80TH BIRTHDAY

S. CHANDRASEKHAR

It is a privilege to join Academician Victor Ambartsumian's many friends and colleagues all over the world in congratulating him on his eightieth birthday and to express gratitude for a lifetime of efforts towards scientific ends. The only other astronomer of this century who compares with Academician Ambartsumian in his constancy and devotion to Astronomy is Professor Jan Oort; but they would appear to be dissimilar in every other way. It will be a worthy theme for a historian of science of the twenty-first century to compare and contrast these two great men of science.

Academician Ambartsumian's realm does not divide astronomy and astrophysics into its conventional parts: theoretical and observational. He is an astronomer *par excellence*.

As one whose main interests during the past thirty and more years have been outside the mainstream of astronomy, the task of writing an essay encompassing all of Ambartsumian's wide range of accomplishments is outside the circumference of my comprehension. And since many others more conversant than I will be writing about him for this issue, perhaps I may recall some of Ambartsumian's discoveries which reveal the elegance and clarity of his ideas.

1. One of Ambartsumian's earliest papers was concerned with Zanstra's method of determining the temperature of the central star illuminating a planetary nebula. Here is Ambartsumian's formulation which led to a first treatment of the radiative equilibrium of a planetary nebula:

There is a probability, p , that an ultraviolet light quantum (that is a quantum beyond the head of the Lyman series) will be transformed into a Lyman-alpha quantum by the process of ionization and recombination followed by cascades: a simple statement that succinctly epitomizes Zanstra's basic idea.

2. The "blanketing" effect of absorption lines, in warming a stellar atmosphere, can be formulated in a first approximation by postu-

lating that *in a given frequency interval there is a probability, p , that an absorption line will occur.* With such a formulation, the equations of radiative transfer governing thermodynamic equilibrium can be readily written down; and one obtains a satisfactory theory for the underlying phenomenon.

3. The formulation of the principles of invariance in the theory of radiative transfer: a theoretical innovation that is of the greatest significance. Many papers were contributed to [a symposium on this topic at Byurakan in the fall of 1982; and in my contribution to that symposium I narrated the influence of Academician Ambartsumian's ideas on my own related work.

4. Ambartsumian's marvelously elegant formulation of the fluctuations in brightness in the Milky Way: *in the limit of infinite optical depth, the probability distribution of the fluctuations in the brightness of the Milky Way is invariant to the location of the observer.* In the related series of investigations, in part in association with Academician Markarian, Ambartsumian introduced for the first time the now commonly accepted notion that interstellar matter occurs in the form of clouds.

5. Ambartsumian's discovery of the role of the escape of stars from galactic clusters resulting from the relatively short times of relaxation is as simple as it is profound.

6. Ambartsumian's recognition of stellar association as a dynamical entity with far-reaching implications for subsequent theories relating to star formation. I recall the scepticism with which his ideas were received when I first gave an account of Ambartsumian's ideas at a colloquium at the Yerkes Observatory late in 1946.

It was about this time that my own interests began to diverge from astronomy. But I am aware of Ambartsumian's founding of the Byurakan Observatory in Armenia, of the extremely important work that continues to be carried out at that Observatory, including of course Markarian's brilliant work on the discovery and cataloguing of galaxies known by his name; and of the discovery and of the prevalence of flare stars.

There can be no more than two or three astronomers in this century who can look back on a life so worthily devoted to the progress of astronomy. It is a privilege to have known him and to wish him the very best on his reaching his eightieth birthday.

University of Chicago
The Enrico Fermi Institute
USA

VICTOR AMBARTSUMIAN AND THE I.A.U.

JEAN-CLAUDE PECKER

Few astronomers have had such a deep influence as Victor Ambartsumian has had on the life of the international bodies devoted to the promotion and defense of Astronomy and Science in general. I remember that, years ago someone asked me whether I was spending more time in astrophysical research or in teaching. I told him that the divisions of astronomical activity were not the ones he implied: there is astrometry on one side and astrophysics on the other side, but astropolitics is possibly, for some of us, the most important part of all. Prof. Ambartsumian has been exemplary, in the sense that, a very active and productive astrophysicist himself, he entered into astropolitics without doing any harm to his scientific output.

President of the International Astronomical Union from 1961 to 1964, past-president and councilor of the Executive Committee from 1964 to 1967, then he became President-elect of the ICSU, and president of ICSU from 1970 to 1974: a record difficult to achieve and possibly unpaired amongst astronomers!

I had met Professor Ambartsumian much earlier indeed. He was amongst the few Soviet astronomers who visited France immediately after the Second World War and he came to our country on several occasions since. But of course, the IAU was an ideal place to meet. First it took place in Rome, in 1952, at the General Assembly of the IAU. At that time, I witnessed the brilliant intuitions of Ambartsumian. It was the far-reaching discovery of O and T associations, the recognition of the importance in stellar births of explosive events, the studies of active galaxies... and in a quite different field, the celebrated invariance methods applied to solve difficult transfer problems. And, in 1958, in Moscow, as a guest to the X General Assembly, Professor Ambartsumian expressed his ideas in the most enthusiastic way, as such:

„En faisant la part qui leur est due aux perfectionnements des moyens d'observations, je voudrais toutefois souligner l'importance décisive des recherches théoriques. Pendant les années qui se sont écoulées après l'Assemblée de Dublin, la théorie a compté de grands succès à son actif. Cependant, nous vivons à une époque où l'on peut imposer à la théorie de plus hautes exigences.

Je suis profondément convaincu que nous touchons à une étape du développement de l'astrophysique qui nous ouvre de nouvelles propriétés de la matière, qui ne pouvaient être mises à jour dans les conditions qui existent dans les laboratoires terrestres. En d'autres termes, je voudrais dire que de nombreux phénomènes et lois de la physique stellaire que nous avons établies par voie empirique, à l'aide d'observations astronomiques, ne pourront être expliqués que par suite d'un approfondissement des conceptions de la physique théorique moderne.

Parmi les phénomènes qui exigent des efforts particulièrement grands des théoriciens et qui sont des problèmes de base de l'astronomie moderne, il faut citer, par exemple: 1) Le problème des étoiles non-stables. 2) Le problème des explosions des supernovae. 3) Le problème de l'origine des jeunes groupes stellaires. 4) Le problème de la formation des bras spiraux des galaxies. 5) La question de la nature des radiogalaxies. 6) Le phénomène d'éloignement réciproque des galaxies lointaines. 7) La question de la nature de la matière intergalactique. 8) La question de l'origine des rayons cosmiques. 9) Le problème de l'origine des éléments.

Le fait que malgré l'accumulation d'une énorme quantité de données d'observations et l'établissement de toute une série de lois empiriques, qui décrivent ces phénomènes, nous sommes encore très éloignés de leur explication théorique, indique que les théoriciens dans leur travail commun avec les observateurs, doivent multiplier leurs efforts“.

When, in 1961, we were both elected to the Executive Committee of the IAU, we thus knew each other already quite well. I was Assistant General Secretary, he was President. The General Secretary was Donald H. Sadler, a remarkably efficient man, with a perfect knowledge of the IAU, with a precise and subtle mind, — an excellent General Secretary indeed, and an excellent friend. From him, I got clear instructions on what I had to do about the organization of symposiums,

and other tasks for...beginners. It was a perfect training for the years which were to come. From Sadler's behaviour, Professor Ambartsumian got the feeling that everything was going smoothly in the IAU. Hence he decided not to play an exaggerate role and to leave more or less a free hand to Sadler; and this was indeed quite wise. Only the letters of political importance were sent to him, whenever his advice was really needed, he responded with simplicity, kindness, and very much to the point. His comments were invaluable and fortunately rare: which meant that the health of the IAU was very satisfactory.

Occasions occurred when the personal qualities of Prof. Ambartsumian could be more readily appreciated. Every year, the Executive Committee met, as it is still the case. In 1962, we were fortunate enough to meet in Yerevan. This was my first trip to Soviet Armenia, and I keep the best memories of it. We had then the opportunity to meet the young Armenian astronomers, a group of first class scientists, gathered around the strong personality of Prof. Ambartsumian amongst a set of good instruments, in a beautiful spot of the Armenian hills, in front of the two summits of Ararat, above the valley of the river Kasakh, in Byurakan. I remember meeting then Markarian, Mirzoyan, Khachikian, and many others. But it was also an occasion to renew acquaintance with some of my old friends, Hagihara, Sternberk, Stoy, or Fricke, Goldberg, Haro, Oort, and also Dorothy Bell, then our Miss IAU, and of course Sadler, and Ambartsumian himself. The meetings of the Executive Committee, I am not sure whether I remember them in detail. The tandem Sadler-Ambartsumian was, I know, very efficient in expediting the affairs of the Union. So our work was soon finished and we could then visit the country. What a country! Under the very hot sun, we went everywhere... Byurakan of course, telescopes, radio-telescopes, the red stones in the garden's shadows, and the flowers. But also for example, a memorable trip to the lake Sevan. We went up there in the morning, with the idea of coming back to Yerevan for lunch, and visiting some exhibit. But the sun was really very hot; and the lake, so quiet in its blue shades, and the dry horizons under the blue sky, and the silence, and the peace of a landscape that could well have been just the same many centuries ago... Well, we did not come back. Oort, the first, was daring enough to dive into the lake; soon after him, a theory of dignified astronomers had chosen the freedom of swimming and enjoyed leisurely their sunny day. Ambartsumian was of course worried: what about the schedule?—.. Soon it was obvious that we could not do it. So Ambartsumian, with his realistic mind and his creative imagination, took the initiative. We dried ourselves, and when ready to eat (the bath made us quite hungry!), we found, in a

little field above the lake, a basket full of country bread, and another one full of these tasty grapes with small dark grains, and finally, beautiful trout just fished out from the lake, these huge salmon trouts, with a dotty skin, and a pink flesh, in the way of being grilled on an improvised wooden fire. Of course, no forks, no knives. But who needed forks and knives, centuries ago, on the shores of Lake Sevan? We managed well... and we came back quite late to Yerevan, much after all exhibits were closed.

The following year, 1963, it was Liège. The strawberries in Pol Swings' garden, and the friends, and the warmth, and the wise decisions of our master tandem. One cannot evoke the days of Executive Committee meeting without a very rare feeling of having been a member of a fine group of distinguished people, but also of having shared the international efforts towards mutual understanding, towards common achievements, towards some of the necessary ingredients of necessary peace. The IAU, in this respect, is exemplary; one can see in the Executive Committee, and very friendly indeed, scientists from U. S. S. R. and South Africa, from U. S. A. and Australia, from France and Japan,... And they represent a still broader family, as IAU has individual members, in contradistinction to the other scientific Unions. Not only do they meet every third year within a General Assembly, but they do daily work together. More than any other science, astronomy needs coordination, continuity in observing solar phenomena or active stars, completion in surveying, with comparable methods and instruments, the skies from the South and those from the North.

Sadler, Ambartsumian, and myself had then, in addition, a somewhat broader contact with the scientific community, through ICSU. At Wien, for example, in 1961, -- where long discussions concerned the adherence of some new Unions, where the problems of free circulation of scientists appeared as an important one, where also many interunion activities were decided. As representative of U. S. S. R., Ambartsumian had later a renewed contact with ICSU, and became its President; unfortunately I was not then anymore the IAU representative; hence I missed the pleasure of working again with Professor Ambartsumian. But there again, as in the IAU E. C., I know that his firm authority and his sense for the human as well as his humour, did wonders.

Our friendly relations could not of course cease at that point. I was fortunate enough to spend three months in Byurakan, in 1973, and I remember the exciting discussions in front of a black board, concerning the basic sequence of classical galaxies to the most extreme.



**D. H. Sadler, V. A. Ambartsumian and J.-C. Pecker during
the ICSU meeting in Vienne (1963).**

To the article J.-C. Pecker

quasars, concerning also the more classical problems of the structure of ionized hydrogen and helium circumstellar regions.

I celebrated then my fiftieth birthday, in May 1973, at the Observatory in Byurakan: I was presented with a fine copper image of the lady of the Lake Sevan, Achtamar and it was the usual unforgettable banquet.

Later I met Ambartsumian at several occasions. The last one, a few years ago, left me with a very strange feeling. Professor Ambartsumian was a member of a delegation of seven, representatives of the Supreme Soviet. They were visiting France at the invitation of the Foreign Affair Commission of our National Assembly. Quite naturally, Ambartsumian had asked to be received by some scientists of an equivalent rank. It was difficult indeed, as no one in France is both member of the Academy of Sciences and of the National Assembly. Professor Jean Bernard, one of the most distinguished hematologists in the world, was then President of the National Academy of Sciences, of which Ambartsumian had been elected some years before as a Foreign Member. Jean Bernard, who happened to have a very heavy schedule, asked me to receive Professor Ambartsumian in the name of the Academy, and gave me clear instructions. As I did not want politics to intervene with my relations with Ambartsumian, I decided that we would first have a nice dinner (fish of course, in memory of the Lake Sevan), just between the two of us, and speaking only of astronomy and Armenia. And the day after, we met officially, at the Academy, around a cup of tea (of which I believe he was not more fond of than I was myself), together with interpreters, and officials. Whenever we generally didn't speak English together, Professor Ambartsumian spoke Russian, and I spoke French. In essence, we agreed. He first delivered a message on behalf of the Soviet Academy of Sciences: more cooperation in science between our two countries is needed and wanted. I could not but fully agree with him. Did not I prepared, some years before, the space bilateral agreements, in Moscow. However, I had now to stress the fact that this cooperation was not at present unanimously wanted; and that it could be effective only at the expense of more freedom to the circulation of scientists, between the two countries, in the spirit of ICSU recommendations.

I can only express here the hope that the conditions might soon become such as allowing indeed a better cooperation between the scientists of the two countries, — and in particular a cooperation involving our colleagues of the Armenian Soviet Republic.

I have elsewhere ("Problems of Physics and Evolution of the Universe") expressed my admiration for the scientific imagination and rigor

of Professor Ambartsumian. Let this paper be witness to the admiration I have for him when dealing with many problems of astropolitics. We are of course not always sharing the same points of view, and I just gave an example of these disagreements. But can we expect from all protagonists in a debate to agree with each other in every respect? It would not be anymore a debate; and it would look very artificial indeed. At least, the debate may soon transform opponents into friends. They do not necessary agree with each other; but they respect each other.

The old days of our common work within IAU have built up a very solid friendship indeed, and a mutual respect. The wise, quite humorous attitude of Professor Ambartsumian cannot be forgotten; he had a very strong influence on world astropolitics. All the astronomers of my generation remember this period with a sort of nostalgia and also with pleasure-including Lake Sevan. Some of the most happy days of my life as an astronomer are certainly associated with my work under Victor Hamzaspi Ambartsumian as President of the IAU.

Collège de France
Paris, France

ENCOUNTERS WITH VICTOR AMBARTSUMIAN ONE AFTERNOON AT THE SAN LAZZARO DEGLI ARMENIAN ISLAND AT VENICE

LEONIDA ROSINO

I do not recall when I had the occasion to meet Prof. Ambartsumian for the first time. His name was already known to me as one of the greatest astrophysicists as early as in 1939 at the beginning of my career as an astronomer. I believe however that I was introduced to Prof. Ambartsumian a few years after the end of the war, at one of the General Assemblies of the IAU, either at Zurich in 1948 or at Rome in 1952. Later the occasions for our encounters increased, both in Padua and in Yerevan, Armenia.

I remember in 1966 at a meeting on "Active Galaxies" organized by the Byurakan Observatory, I had the opportunity during an excursion to Lake Sevan to discuss with him our common research programs. I was occupied then with the variable stars of the Orion Nebula and, in particular, the "flare stars" that are found in great numbers there. I was extending the search of such stars to the Pleiades, Hyades and other open clusters. This work followed the research initiated at Tonantzintla by Guillermo Haro and at Byurakan under the leadership of Prof. Ambartsumian. We had the occasion to speak of these enigmatic stars with a view towards future collaboration in this area.

Other occasions for mutual encounters were not lacking in the following years. I want to dwell for a moment on the visit that Prof. Ambartsumian made to Padova in 1969, where we had invited him to give a Seminar in the course of one of his visits to Italy. He had expressed the wish to visit Venezia, the Island of S. Lazzaro degli Armeni, a charming place in Lagoon, where the convent of the Padri Armeni Mechitaristi is located. It was founded two and a half centuries ago by the Armenian Pietro de Mansig (called Mechitar) with the purpose of assisting the Armenians, numerous at that time in Venice, who had fallen in distress from poverty or illness. After some time the con-

vent became quite prosperous and today it is conducted by the Armenian priests called "Mechitarists". It is one of the most important Centers of Armenian art, culture and education; a real pearl of the Orient in Lagoon.

It was Saturday and on the next day, after a telephone call to the Island to announce the visit, we went from Padova to Venezia and from there, in the afternoon, to Lido. A gondola was waiting there to take us to the Island. As we were approaching San Lazzaro Island we were surprised to see a crowd of people on the walls surrounding the island. They appeared to be cheering towards us. The crowd was composed of Armenian Friars, Seminarists and students, living in the convent. The fame of Prof. Ambartsumian and his work on behalf of his countrymen, as the President of the Armenian Academy of Sciences, was well known to the Mechitarist Fathers. The announcement of his visit was therefore received with the greatest pleasure and Prof. Ambartsumian was welcomed as a most distinguished guest by the Rector and the entire Armenian Community. There was a solemn reception in the Central Hall with an exchange of complimentary speeches (in the Armenian language). A parchment was offered to Prof. Ambartsumian in memory of his visit. Under the guidance of the Fathers we were then conducted on a tour of the treasures of the Island: the wonderful gardens and the ancient Convent. Especially impressive was the Library, so rich in Armenian books, of incunabula and of more than two thousand Armenian manuscripts decorated with beautiful miniatures, real masterpieces of the IX—XI centuries. We also saw many other documents concerning the History of Ancient Armenia.

I well remember that Prof. Ambartsumian was much moved by the demonstration of esteem and affection offered by his countrymen, living in this remote outpost of Armenian Culture. The people were far from their own country, mostly in consequence of the dreadful Turkish persecutions of 1915 and the „Diaspora“ which followed. The Armenians are always and everywhere united by the common love for their ancient country, far above any political or religious differences. The visit of Prof. Ambartsumian was absolutely unexpected and yet all appeared as if it were awaited for a long time.

The hours were passing rapidly and finally in the late afternoon we were taken with a motorboat from S. Lazzaro to Venezia to visit the Armenian College of the Mechitarist Fathers in Palazzo Zenobio ai Carmini. The College is frequented by young Armenian students coming from every part of the world to complete their classical studies and learn the language and the history of Armenia. There was again great excitement concerning the visit of Prof. Ambartsumian and a reception

by the Director of the College was held in his honour. And there was also another surprise: in one of the beautiful rooms of the Palazzo we saw a portrait of Prof. Ambartsumian hanging on one of the walls close to that of the great Armenian composer Aram Khachaturian.

It was an unforgettable day and we returned to Padova late in the evening.

Since that time occasions for meeting Prof. Ambartsumian were relatively frequent. In 1967 he was elected Foreign Member of the Academy of Lincei, the most prestigious Academy of Sciences and Letters in Italy. I met him in Samos on the occasion of the celebration of the XXIII century since the birth of Aristarchus. He invited me to visit the Byurakan Observatory and so I had the opportunity of seeing some of the most picturesque localities in Armenia and, at the same time, getting better acquainted with research carried out at the Byurakan Observatory. This was an occasion to create, under the auspices of the Academy of Sciences of the Soviet Union and the Academy of Lincei, a convention for a common programme of research and exchange of Astronomers between the Observatory of Asiago and that of Byurakan. This coordination has been very fruitful.

What else shall I say. I will recall here the important studies made by Prof. Ambartsumian and his collaborators, under his strong impulse, on "flare stars" in nebulae, associations and open clusters, those on the "suors", the enigmatic variables of the FU Orionis-type and on the nebular variables. He has not only proposed original interpretations of the phenomena occurring in these young stars, but has solved with an ingenious statistical treatment the problem of revealing, with yet uncomplete data of observation, the total number of flare stars probably present in a given cluster. This is really a marginal aspect of the researches of Prof. Ambartsumian. Other Colleagues will certainly relate in this issue his fundamental contributions in all of fields of physical and mathematical astronomy, from binary stars to planetary nebulae, from stellar statistics to celestial mechanics, from theoretical astrophysics to cosmology.

In conclusion, I am happy to convey, in the name of my Italian colleagues, their best wishes to Professor Ambartsumian on the occasion of his 80-th birthday for a long, happy and active life. Besides his high scientific merits I shall always remember his human qualities, his amiability, kindness and goodness towards all his colleagues and disciples.

University of Padova, Italy



УДК: 524.3—54

AN OBSERVATIONAL APPROACH TO STELLAR EVOLUTION:

GUILLERMO HARO

As a natural consequence of the XVII century Newton's physical ideas, some fundamental assumptions emerge regarding the formation of stars out of interstellar dense clouds. Helmholtz and Kelvin postulated more than a century ago the formation of stellar objects through a gravitational contraction mechanism. Of course and as far as I know, the Angloamerican astrophysicist H. N. Russell was the first to describe qualitatively the early stages of star formation. He wrote in 1913: "Such [a contracting star], when it began to shine, would be red of low surface brightness, but of very low density and great surface, so that its total line emission would be large. As it contracted it would grow smaller, hotter, whiter and increased in surface brightness so that its light-emission would not change much". Then he described the initial stage of a star as a sphere of very rarefied gas and larger diameter, with central temperature of a few thousand degrees contracting very rapidly, drawing upon its gravitational energy. A star of great initial mass, according to Russell, would evolve crossing the [M_{bol} . vs. spectral class] diagram near its top and joining the main sequence at class O, B or A. The ones with smaller masses might arrive at F, G, K or M types.

The present theoretical investigations of the contracted process follows, at a more or less sophisticated way, Russel's main ideas. I do not intend to follow the modern arguments of the supposed contraction formation process; but I just want to indicate that, to my knowledge, there are not convincing observational tests for this kind of a theoretical approach to star formation. Probably it will be of interest to quote again a paragraph written by Sir Arthur Stanley Eddington (in Background to Modern Science p. p. 128 and 142, Cambridge University Press, 1938): "... *To return to historical order... the next big sensation in stellar astronomy was the Giant and Dwarf Theory put forward by Hertzsprung and Russell, which came into prominence about 1913. In 1900 we were supposed to understand thoroughly the course-*

of stellar evolution... But whereas in most branches our knowledge has greatly advanced, our knowledge of stellar evolution seems to have diminished, until now it is represented approximately by the symbol 0...".

For many years and in relation to the photometric studies of very young clusters, great emphasis was given to the stars lying above the normal (V vs. $B-V$) main sequence. This was and perhaps still is considered as a very strong observational support of the gravitational contraction theory for the formation of stars. The colour-magnitude diagrams of Walker and Johnson² published for the NGC 2264 and Orion aggregates clearly show that starting at given point in the diagrams of these two stellar aggregates [the star members — mainly T-Tauri and T-Tauri like objects — lie high above the main sequence up to the visual magnitude approximately 15.

However, there is no doubt that the Johnson and Walker results were seriously affected by observational selection in the sense that the faint cluster members were not included.

From the very beginning of my search in Orion and NGC 2264 I noticed the existence of T-Tauri stars with abnormally strong blue and ultraviolet colours, and that introduced my first doubts about the Walker and Johnson results. Of course, before my findings there were indications that at least in some T-Tauri stars the strength of the continuous emission increases towards shorter wave lengths when the normal energy distribution of the underlying stellar spectrum is used as reference. Later on, during my stay at the Mt. Palomar Observatory as a visiting research fellow, I had the opportunity of obtaining several 48" Schmidt camera plates in which I made two or three different exposures in two or three different colours either in the V and U bands or in the three UBV bands, reaching stars of the 19.5 visual magnitude. On these particular plates I confirmed my preliminary results, finding a large number of T-Tauri like stars, many of them with H_{α} emission in the Tonantzintla spectral plates. In general, it seems that the occurrence of an ultraviolet excess in the H_{α} emission stars is better correlated with the presence of strong emission lines in the photographic region and with the strength of the bright H and K lines of CaII. Up to the faintest limit of the Palomar multiple exposure plates there is an increasing number of ultraviolet T-Tauri stars. A very striking example of these faint ultraviolet stars in the Orion Nebula, among others, is the Brun star No. 276 from which Walker derives visual magnitude = 18.04 and $U - B = -0.99$. We classify this particular object as of early spectral K type and even after correction for interstellar absorption it lies about 2.5 magnitudes below the normal main sequence.

It seems very plausible that there exists among the T-Tauri objects a "natural" sequence in which we can order the stars according to the relative strength of their ultraviolet excesses: from the very strong and more or less steady ultraviolet cases passing through the ones in which the ultraviolet emission undergoes frequent or perhaps continual changes up to the stars such as the great majority of the flare objects in which the ultraviolet emission appears only during the occasional outburst.

Within the risk of being repetitive, I want to state that observationally it seems quite well established that the T-Tauri stars as well as some other stellar or semi-stellar objects considered as very young are always found associated with dark and bright nebulae and this fact, among other arguments, has apparently led to two fundamental contradictory suppositions.

First, the "nebular" star must represent an early stage of nebular contraction process by which the stars in general are supposed to have been formed.

For several reasons I avoided this conclusion. I dare to say that among my reasons for this there is an epistemological one, which I will try to support, at least partially, on the basis of some observations and considerations.

Second, the T-Tauri stars and many of the stellar objects embedded in nebular material must be extremely young and the observations of their peculiarities point to the reasonable fact that they do not exist in stellar groups or aggregates older than few times 10^6 years and consequently we do not find them in clusters or associations older than very few times 10^7 years. A very beautiful example of the latter can be represented by the Pleiades group. In this second hypothesis the stars are not formed by gravitational contraction but by a process of fragmentation or explosion of very dense stellar or pre-stellar nuclei. The main leader of this second heterodoxal supposition is Academician Victor Ambartsumian.

As I said before, there are no sound observational tests for the gravitational contraction star formation process, although the great majority of astronomers postulate it. Paradoxically enough most of the astrophysicists who maintain this gravitational contraction theory support and believe in the highly mythological supposition that the whole Universe started through the Big Bang Bomb of a primitive super dense "atom" suggested by the Belgium priest and scientist George Lemaitre.

Apparently at the very beginning the Lemaitre primitive atom has a quasi-symmetrical structure and composition. Being the matter slightly greater than the anti-matter, a few microseconds after the supposed

explosion the temperature went lower and the antimatter was annihilated, so in this way the expanding Universe and our present metagalaxy are composed only of common matter. This particular conception is analysed by Professor Hannes Alfvén and wittily criticized.

How can we explain, Alfvén said, the tremendous cosmic explosion in the nuclei of galaxies which merely due to Ambartsumian's studies are supposed to be by large greater than the most spectacular explosion of a supernovae. With the discovery of the quasi-stellar objects (QSO) Alfvén says a still more gigantic release of energy was found. Does this represent the upper limit? Obviously not, Alfvén states. In this latter case a release of nuclear energy is not sufficient as it is possibly behind the case of supernovae. According to Alfvén and others the only reasonable energy source for this supergiant explosion in galaxies seems to be matter-antimatter annihilation, although this point of view implies a rather drastic revision of present physical theories.

Going back to the problem of the formation of stars, although the present orthodoxal physics cannot explain the dense pre-stellar matter postulated by Ambartsumian as the original starting point of star evolution, what we in fact observe everywhere is explosions, ejection of matter, steady mass loss as in the extraordinary case of SS 433 star system (V1 343 Aql.) with twin Doppler shift with a range of 80 000 km/s which has been observed. Perhaps we can add cold outflows and enigmatic jets around young stellar objects.

According to Charles Lada it is now generally accepted that during the earliest stages of evolution most, if not all stars, undergo a phase of very energetic mass ejection frequently characterized by the occurrence of massive bipolar outflows of cold molecular gas. A notable manifestation included the rapid moving of the so-called Herbig-Haro objects, high velocity maser sources, shock-excited molecular hydrogen emission regions and optical visible jets with fantastic quasi-relative velocities. However, Lada said, despite the vast body of intriguing and valuable observational data that has been accumulated in an intense effort during the last few years, our understanding of the outflow phenomena is still in its infancy.

It would be very long just to enumerate all the very striking known observational cases of well established nebular matter ejection or explosions, starting let us say with the Nova, cometary and planetary Nebulae cases, passing through the supernova remnants up to the colossal explosions in the QSO. In our galactic vicinity we observe practically always explosions and expansions and not one single case of apparent and not doubtful contraction. From the very massive OB associations, the P-Cygni type stars up to the T-Tauri objects, the flare stars and the amazing FU

Orionis type stars (called FUORS by Ambartsumian) we are confronting expansions and explosions. The very massive Trapezium systems, which in a way can reflect the process of formation of stars itself are, according to the classical works of Parenago and Ambartsumian, in expansion. The expansion age of the Trapezium in Orion determined by Parenago has a value of 10 000 years. Later, Strand comparing the Wilhelm Struve observations with modern photographic observation of the Trapezium in Orion, derived the expansion age of 14 000 years with a mean error of 3000 years. The Orion Nebula itself, according to Kahn and Menon (1961) and then to Vandervoort (1964) based on gas-dynamical considerations indicates an expansion age of 10 000 to 20 000 years. It is proper to point out the very important work by Ambartsumian, in which he maintains that the OB and T associations have positive energies. In other words, they are in expansion.

Based on the existing hypothesis and speculations about star formation and considering the new observational data, which includes of course radio and the astronomical satellite information, it seems more and more apparent that it is quite difficult to maintain the gravitational contraction theory of star formation.

Just to put an end to this rather compact and incomplete talk, I would like to recall an informal conversation with one of our students in Mexico after he obtained, about 20 years ago, his Doctoral Degree in one of the most prominent universities of the United States of Anglo America:

I asked him why he maintained and believed in the gravitational contraction process for the formation of stars. He quickly answered me: because I have been educated under such direction. I just told him about an anecdote regarding Galileo when he discovered the moving Jupiter satellites and in a hurry went to visit a prominent mathematician who was at the same time his protector and a distinguished Roman Cardinal. Galileo said: excellency I can now prove that Aristotele is wrong. Please come and see through my small telescope. The old (83 years) Cardinal answered: Galileo, I am quite old and all my beliefs and intellectual life are erected under Aristotelian basis. Please let me die in peace.

I really hope that the majority of us do not want to die, intellectually, in peace.

УДК: 524.35—44

THE OB RUN-AWAY STARS FROM SCO-CEN AND
ORION REVIEWED*

A. BLAAUW

We study the past paths of the run-away star Zeta Oph from the OB association Sco-Cen, and of the run-away stars AE Aur, Mu Col and 53 Ari from the OB association Ori OB1, in connection with the question of the origin of these high velocities. Should the binary-hypothesis be adhered to (supernova explosion of one of the components) or, perhaps, dynamical evolution in young, dense clusters offer a clue to this phenomenon? It is shown that the latter hypothesis is very unlikely to apply to Zeta Oph. For the run-away stars from Orion conclusive evidence may well be obtained in the course of the next decade, from improved accuracy of the proper motions.

Introduction. In recent years, the question of the origin of the OB run-away stars has received renewed attention. In my first paper on the subject [1], I proposed that these stars originate from close, massive binaries of which the most massive component undergoes rapid and complete (or nearly complete) mass loss, resulting in the release of the secondary component with a velocity approximately equal to its original orbital velocity. In subsequent years, this simple model was found to require reconsideration in view of the important role of mass transfer in close massive binaries. As a consequence of this mass transfer, at the time of the explosion of the primary (i. e. of the originally most massive component) so much mass may have been transferred to the secondary component that explosion of the former does not lead to loss of more than half of the total mass of the binary system. In that case the system remains bound and its systemic velocity with respect to the original centre of gravity may well become considerably less than the velocity of the "single" run-away in the original scenario. The problem of the run-away OB stars in the light of the mass transfer in massive binaries has recently been reviewed by Van den Heuvel [2]. For a recent discussion of the binary-hypothesis and of the kinematics of the run-away stars see Stone [3], and for a rediscussion of

* An article dedicated to Victor Ambartsumian at the occasion of his 80-th birthday.

observational data (particularly of newly determined radial velocities) and arguments in favour of broadening the range of possible mechanisms for the origin of this class of stars, see Gies and Bolton [4]. The latter authors suggest that especially an alternative model based on ejection of stars as a consequence of dynamical evolution of young, dense clusters merits further study.

Thus, it appears useful to have a close look at the question, how well the volume of space within an OB association in which the run-away stars have been ejected can be identified, and whether this supports, or perhaps eliminates, the possibility of such a cluster-dynamical origin. In the present paper we do this for a few objects for which the observational data are the most favourable. They are: the run-away star Zeta Ophiuchi with respect to the Sco-Cen association, and the run-away stars AE Aur, Mu Col and 53 Ari with respect to the Ori OB1 association. A number of relevant data are collected in Table 1.

Table 1

ADOPTED OBSERVATIONAL DATA

Parent association	Subgroup Upper Sco of Sco-Cen association	Orion OB1, subgroups c and d		
Range for distance	150 pc—200 pc	400 pc — 500 pc		
Mean proper motion in R. A. and in Decl.	$-0.0105, -0.0220$	$-0.0060, +0.0020$		
Mean radial velocity	-4 km/s	+29 km/s		
Run-away star	Zeta Ophiuchi	AE Aur	Mu Col	53 Ari
HD number	149757	34078	38666	19374
Spectral type	O9.5 V	O9.5V	O9.5 V	B2V
Range for distance (pc)	150, 200	500, 600	700, 800	400, 500
Proper motion in R. A., p. e.	$+0.0120, 9$	$-0.0072, 20$	$+0.0006, 20$	$-0.0210, 20$
in Decl., p. e.	$+0.0232, 10$	$+0.0451, 30$	$-0.0274, 30$	$+0.0050, 30$
Radial velocity, p. e. (km/s)	-19, 8	+57, 2	+110, 4	+24, 3
"Reconstructed" total proper motion	0.0480	0.0513	0.0325	0.0258
Position angle (equatorial)	26°	357°	172°	289°

Our approach will be the following. Ideally, we should draw a three-dimensional picture of the spatial configuration of the parent association and its run-away star, and trace back the path of the latter by means of the relative space velocities; this should lead to the identification of the cylindrical volume within the association in which the run-away must have started its journey. Such a presentation is not suitable, however, because it mixes in a somewhat confusing way the possible

sources of error affecting our conclusion. These sources are: the errors in the distances to be adopted for the parent association and for its run-away; the errors in the proper motions; and the errors in the radial velocities. It turns out that the first and the last mentioned of these are the least important. The errors in the proper motions dominate the conclusions notwithstanding the fact that in recent years important new astrometric data have become available. At the same time, it is in just this field, that there is a promise of continued ameliorations in view of the rapid increase in the accuracy of meridian circle observations and of related types of transit instruments, whereas moreover the astrometric satellite Hipparcos will provide a wealth of data in the coming decade. For these reasons, we proceed in such a way, that the evidence derived from the proper motions remains clearly visible. In order to judge the influence of errors in the distances of the run-away stars and of the parent associations we work out solutions for different assumed values which reasonably cover the range imposed by their various sources of error, the principal ones of which are those in the adopted luminosities and in the correction for interstellar absorption.

The principal preparatory step, updating the proper motions, took into account recently published meridian circle observations contained in the following catalogues:

Catalogue P70 with mean epoch of observation about 1970 [5]; Catalogue W5—50; with mean epoch of observation about 1969 [6]; and Catalogue W4—50, with mean epoch of observation about 1959 [7]. The Catalogue FK4, which represents the best available fundamental system of proper motions and positions, contains only the run-away star Zeta Oph; we checked and slightly improved its FK4 proper motion by means of the three modern catalogues just mentioned, which led to the extremely accurate proper motion of this star mentioned in Table 1. Of the three run-aways from Ori OB1, AE Aur and Mu Col are in both P70 and W5—50; 53 Ari only in W5—50. These modern positions were combined with the position at mean epoch of observation (around the year 1900) in B. Boss' General Catalogue, taking into account the reduction to the system of FK4 as prescribed in the tables of Brosche, Nowacki and Strobel [8]. These newly derived proper motions were combined with those given in the catalogue of Rhynsburger and Gauss [9] for 53 Ari and AE Aur, and with the one in the N30 Catalogue [10] for Mu Col, also reduced to the system of FK4. The final proper motions, given in Table 1, include the adjustment of the precessional corrections as recommended by Fricke [11].

With these proper motions and with the radial velocities given in Table 1 we compute space velocities for the sets of distances given in

Table 1; the true distances probably lie between these extremes. These space velocities are with respect to the sun and are used to compute the space velocities of the run-away stars with respect to the parent association. We then convert these relative space velocities again to proper motion components as seen from the position of the Sun. The procedure is, of course, equivalent to removing from the observed proper motion of the run-away star the part due to the motion of the Sun with respect to the parent association. For each pair (run-away, parent), the four combinations of association distance and stellar distance produce four different directions of this "reconstructed" proper motion. For the presentation of the results we select those with the two extreme position angles as a measure of the uncertainty due to possible errors in the adopted distances.

Zeta Oph and the association Sco-Cen. Figures 1 and 2 present the results for Zeta Oph with respect to the potential candidate-parents which are three subgroups of the association Scorpio-Centaurus. The nearest and most likely candidate is the subgroup Upper Sco. In Figure 1, which pertains to this subgroup, the width of the filled-in cone corresponds to the extreme position angles of the "reconstructed" proper motion of Zeta Oph as defined above for different distances in a reference frame at rest with respect to this subgroup. The dashed lines mark the width of the cone corresponding to the probable errors of the "reconstructed" proper motion. A time scale may be obtained by assuming Zeta Oph to have originated from the centre of Upper Sco and using mean distances of 175 pc for both star and subgroup. This leads to a kinematic age of 1.0 million years for Zeta Oph and an ejection velocity of 42 km/s. For our present purpose it is important to note that one can almost certainly eliminate the hypothesis of a cluster-dynamical origin of this run-away star in this subgroup, in view of the following considerations. In my paper at the occasion of Ambarsumians 70-th birthday (see Mirzoyan [12]), discussing internal motions in this subgroup, I provided evidence that the subgroup was formed about 4 million years ago from a volume smaller than the present one. Thus, the subgroup was more compact at the time of ejection of Zeta Oph than it is now, but the difference is not large enough that the subgroup would have had the high density required for dynamical ejection of one of its members. One other possibility to consider would be, a possible origin in the dense, star-forming domain of the Ophiuchus molecular clouds associated with the subgroup Upper Sco. The obvious candidate in that case would be the infrared cluster inbedded in this cloud; its position is marked in Figure 1. It appears to be lo-

cated so far outside the possible volume of formation of Zeta Oph that we must exclude its progenitor nature.

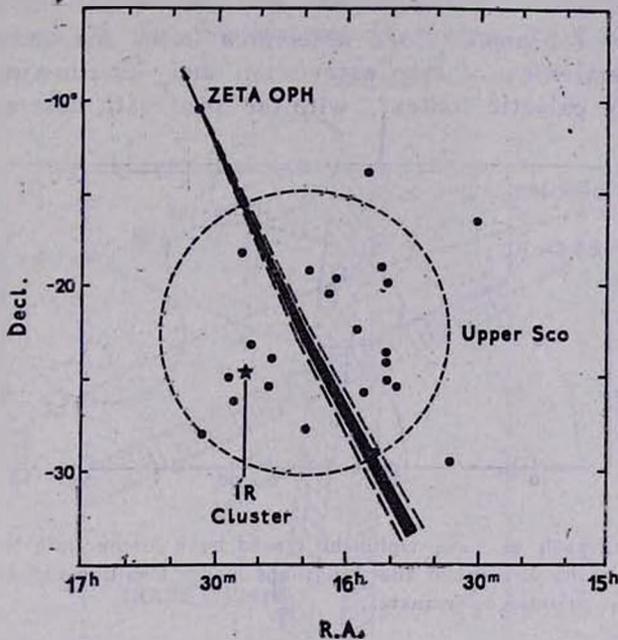


Fig. 1. The path of the run-away star Zeta Oph through the subgroup Upper Sco of the association Sco-Cen, projected on the sky, as derived from updated proper motion data. The filled-in cone represents the uncertainty in the distances of star and subgroup; the dashed lines mark deviations corresponding to the probable error of the proper motion. Also marked is the position of the compact infrared cluster embedded in the Ophiuchus molecular clouds which are associated with the subgroup. Co-ordinates are for 1950.

In view of the short time scale of one million years implied in a possible origin of Zeta Oph in Upper Sco, we further extend in the past the path of this star; see Figure 2 which is a presentation in galactic context. Three-dimensional reconstruction does not exclude that this path may also have traversed, and thus the star may have originated in, the subgroups Upper Cen-Lup or Lower Cen-Cru. The corresponding time scales are then about 2.5 and 4.5 million years, respectively. These kinematic ages would not be incompatible with the main-sequence spectral type, O9.5V of Zeta Oph. On the other hand, these subgroups have estimated nuclear ages around 12 and 10 million years, respectively [13] which makes such an origin rather unlikely. We note, moreover, that no dense young clusters are known to occur within the domains of these subgroups.

We therefore conclude, that it is most unlikely that the run-away star Zeta Oph has originated from dynamical evolution in a dense young cluster.

The three run-away stars associated with the association Ori OB1. The overall-view of this association and its run-aways is shown in Figure 3, in galactic context, with the past path determined by the

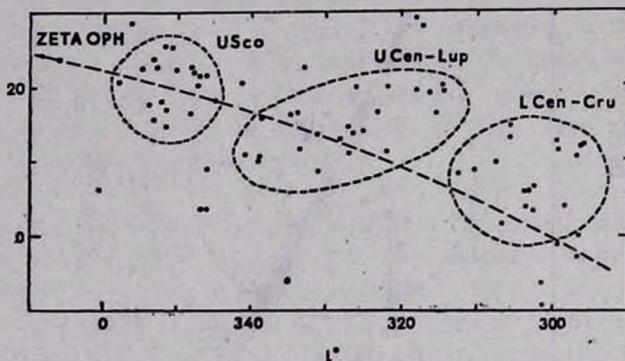


Fig. 2. The path of Zeta Ophiuchi traced back further into the past than in Figure 1, through the domains of the subgroups Upper Cen-Lup and Lower Cen-Cru; representation in galactic co-ordinates.

“reconstructed” proper motions which were computed with respect to the youngest part of the association, that is the subgroups c and d. An enlargement of the region of the association itself is shown in Figure 4,

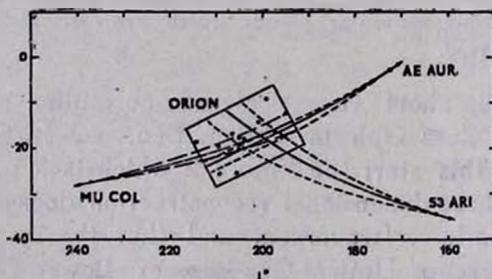


Fig. 3. The paths of the run-away stars Mu Col, AE Aur and 53 Ari through the region of the association Ori OB1, projected on the sky, as derived from updated proper motions. Dashed lines mark the deviations of the paths corresponding to the probable errors of the proper motions; see also Figure 4.

in which the hatched sections represent the uncertainty in the past paths due to the uncertainty in the adopted distances; their widths correspond to the extreme position angles of the proper motions. More

important, however, for our considerations are the possible errors in the proper motions. Their accuracy is somewhat lower than that of Zeta Oph, as indicated in Table 1. Figure 3 shows by means of the dashed lines the ranges of the possible paths corresponding to the probable errors of the "reconstructed" proper motions. In order to

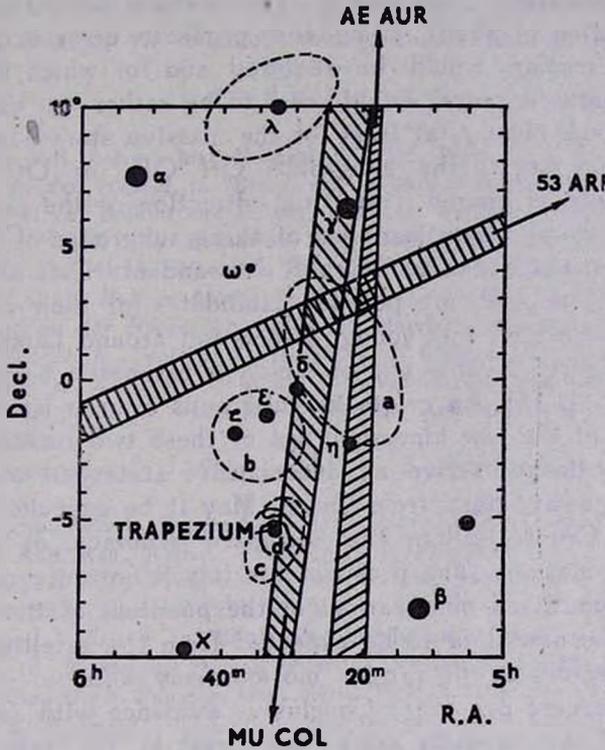


Fig. 4. Enlargement of the region of the Orion association marked in Figure 3, but this time in equatorial co-ordinates (for 1950), with indication of the outlines of the subgroups Ori OB1a, 1b, 1c and 1d, the latter being the Trapezium cluster. Also marked is the Lambda Ori association. Hatched areas represent the uncertainty in the projection of the past paths due to the uncertainty in the adopted distances of the run-away stars and the Orion association.

avoid confusion these are not repeated in Figure 4. From these presentations we see that for the estimate of the kinematic ages of the run-away stars it is of little importance to know in which of the subgroups located in the domain of Figure 4 a star originated. Rough estimates are:

- about 2.6 million years for AE Aur,
- " 2.8 " " " Mu Col,
- " 6.0 " " " 53 Ari.

These ages for Mu Col and 53 Ari are somewhat higher than those given in my earlier paper [1], due mainly to somewhat larger adopted distances. From these ages, and the configurations shown in Figure 4, we now conclude as follows.

For none of the three stars it can be excluded that they have originated in the Trapezium cluster. This is least likely for 53 Ari, for which a deviation of about twice the probable error in the direction of the proper motion would be required and for which the kinematic age, about 6 million years, would seem to be rather in excess of that of the Trapezium cluster, at least of the massive stars contained in it. An origin of 53 Ari in the subgroups Ori OBa or Ori OBb would seem more likely as judged from the direction of the proper motion, and also in view of the nuclear ages of these subgroups of about 11 and 8 million years, respectively. For AE Aur and Mu Col, all four of the subgroups a through d, are possible candidates for their origin, and to these should be added the young association around Lambda Ori, also marked in Figure 4, the age of which is estimated between 2 and 6 million years [14, 15]. An origin in subgroups a or b is, however, less likely in view of the low kinematic age of these two run-away stars.

Thus, we do not arrive at a conclusive statement with regard to the three run-away stars from Orion. May it be expected from future observations? Crucial will be the increased accuracy of the direction of the proper motions. The prospect for this is not unfavourable. With continued groundbased observations of the positions of these stars and, in addition, the new data to be expected from the satellite Hipparcos, the probable errors in the proper motions may well be reduced to below one milli-arcsec per year. Conclusive evidence with regard to possible origin of the run-away stars from Orion in the Trapezium cluster, or elimination of such an origin, may then well be obtained for these objects or at least for some of them.

Kapteyn Laboratory,
Groningen, Netherlands

ЕЩЕ РАЗ О ОВ-БЫСТРОЛЕТЯЩИХ ЗВЕЗДАХ ИЗ СКОРПИОН—ЦЕНТАВРА И ОРИОНА

А. БЛААУ

Исследованы прошлые траектории быстролетающей звезды ζ Ori из ОВ-ассоциации Sco-Cen и быстролетающих звезд AE Aur, μ Col и 53 Ari из ОВ-ассоциации Ori OB 1, в связи с вопросом о происхождении этих

высоких скоростей. Следует ли привлечь к этому вопросу гипотезу двойственности (взрыв одного из компонентов как сверхновой) или, может быть, динамическая эволюция молодых плотных скоплений представляет ключ этого явления? Показано, что последняя гипотеза весьма невероятна в применении к ζ Ori. Для быстролетающих звезд из Ориона решающее свидетельство вполне возможно будет получено в течение следующего десятилетия благодаря улучшенной точности собственных движений.

REFERENCES

1. A. Blaauw, Bull. Astron. Inst. Netherl., 15, 265, 1961.
2. E. J. P. Van den Heuvel, in "Birth and Evolution of Massive Stars and Stellar Groups", ed. W. Boland and H. van Woerden, Reidel, Dordrecht, 1985, p. 107.
3. R. Stone, in "Birth and Evolution of Massive Stars and Stellar Groups", ed. W. Boland and H. van Woerden, Reidel, Dordrecht, 1985, p. 201.
4. D. R. Gies, C. T. Bolton, Astrophys. J. Suppl. ser., 61, 419, 1986.
5. E. Hög, J. Von der Helde, Abhandlungen Hamburger Sternwarte, 9, 1976.
6. J. A. Hughes, D. K. Scott, Publ. U. S. Naval Observ. (II), 23, part 3, 1982.
7. A. N. Adams, D. K. Scott, Publ. U. S. Naval Observ. (II), 19, Part 2, 1968.
8. P. Brosche, H. Nowacki, W. Strobel, Veröff. Astron. Rechen Inst. Heidelberg, No. 15, 1964.
9. R. W. Rhynsburger, F. S. Gauss, Publ. U. S. Naval Observ., (II), 23, Part 1, 1975.
10. H. R. Morgan, Astron. Papers Publ. U. S. Naval Observ., 13, Part, 3, 1952.
11. W. Fricke, Ann. Rev., Astron. Astrophys., 10, 101, 1972.
12. L. V. Mirzoyan, (Ed.). Problems of Physics and Evolution of the Universe, Ac. Sci. Arm. SSR, Yerevan, 1978, p. 101.
13. T. de Zeeuw, J. Brand in "Birth and Evolution of Massive Stars and Stellar Groups", ed. W. Boland H. van Woerden, Reidel Dordrecht, 1985, p. 95.
14. P. G. Murdin, M. V. Penston, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 181, 657, 1977.
15. R. Duerr, C. L. Imhoff, C. L. Lada, Astrophys. J., 261, 135, 1982.

УДК: 524.338.6

Посвящается 80-летию академика В. А. Амбарцумяна

ПРОГНОЗИРОВАНИЕ ВСПЫШЕЧНОЙ ДЕЯТЕЛЬНОСТИ
ЗВЕЗДНЫХ АГРЕГАТОВ. I. ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ

М. А. МНАЦАКАНЯН, А. Л. МИРЗОЯН

Поступила 30 марта 1988

Принята к печати 28 апреля 1988

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

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

Главный вывод заключается в том, что почти все звезды в молодых звездных агрегатах слабее некоторой граничной звездной величины (меняющейся от агрегата к агрегату) являются вспыхивающими. С этим тесно связан вопрос статистической оценки полного числа вспыхивающих звезд в агрегатах, в том числе еще не обнаруженных [2]. Такие оценки для отдельных агрегатов с накоплением наблюдательных данных систематически возрастали, что было естественно считать следствием ошибочно-

сти лежащего в их основе идеализированного представления о примерно одинаковой частоте вспышек. Поэтому со временем были привлечены представления о двух возможных частотах, затем трех, четырех, вблизи которых группируются вспыхивающие звезды по своим «истинным» частотам вспышек.

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

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

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

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

вспыхивающих звезд по «истинным» частотам вспышек, так что

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

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

$$n_k(T) \xrightarrow{T \rightarrow \infty} f\left(\frac{k}{T}\right) \cdot \frac{1}{T}. \quad (1)$$

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

Математическое ожидание соответствующего числа звезд определится выражением:

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

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

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

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

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

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

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

из (3) следует

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

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

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

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

Формулы (4) и (6) являются искомыми. Они описывают теоретическое поведение во времени (хронологию) всех величин $n_r(t)$ в прошлом при $t \leq T$, по заданным значениям $n_k(T)$ этих величин на сегодняшний

день. Аналитическое поведение во времени, задаваемое формулами (4) и (6), является совершенно точным. Поэтому вопрос полностью сводится к уточнению значений численных коэффициентов $n_k(T)$, известных из наблюдений, с учетом флуктуаций и возможных селективных факторов.

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

$$\left(1 - \frac{t}{T}\right)^k = \left(1 - \frac{t}{T}\right)^{vT} \rightarrow e^{-vt}, \quad C_k^r = \frac{k!}{r!(k-r)!} \rightarrow \frac{k^r}{r!}$$

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

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

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

Доказательство этого утверждения можно провести по-разному. Можно, например, использовать байесовский подход для оценки вероятностей

гипотез. Можно исходить из формул (4), рассматривая их как систему линейных уравнений относительно $n_k(T)$ при заданных $n_r(t)$ с фиксированным значением $t < T$, считая t настоящим моментом времени, а T — произвольным моментом времени в будущем. Решение этой системы дается выражением, подобным (4):

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

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

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

$$n_0(t) = n_0(T + t_1) = \int_0^{\infty} f(v) e^{-v(T+t_1)} dv.$$

Используя разложение в ряд величины e^{-vt_1} , перепишем $n_0(T + t_1)$ в виде

$$\begin{aligned} n_0(T + t_1) &= \sum_{j=0}^{\infty} (-1)^j \frac{t_1^j}{j!} \int_0^{\infty} e^{-vT} f(v) v^j dv = \\ &= \sum_{j=0}^{\infty} (-1)^j \left(\frac{t_1}{T}\right)^j \int_0^{\infty} f(v) e^{-vT} \frac{(vT)^j}{j!} dv = \sum_{j=0}^{\infty} n_j(T) (-1)^j \left(\frac{t_1}{T}\right)^j. \end{aligned}$$

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

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

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

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

Кстати, и последнюю формулу можно вывести из (2) аналогичным путем разложения в ряд величины e^{-vt_1} (равно как и формулы (3), (4)).

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

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

б) Если подставить вместо $n_k(T)$ распределение Пуассона $n_k(T) = N \frac{(vT)^k}{k!} e^{-vT}$, $k = 0, 1, \dots$, то для величин $n_r(t)$ получим опять пуассоновское распределение $n_r(t) = N \frac{(vt)^r}{r!} e^{-vt}$ для любого момента времени t . Если $n_k(T)$ есть суперпозиция пуассоновских распределений, то и $n_r(t)$ есть такая же суперпозиция пуассоновских распределений. В пределе, если $n_k(T) = \int_0^{\infty} f(v) \frac{(vT)^k}{k!} e^{-vT} dv$, то $n_r(t) = \int_0^{\infty} f(v) \frac{(vt)^r}{r!} e^{-vt} dv$.

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

г) Еще одно отличительное свойство приведенных выше формул прогнозирования — их линейность относительно величин $n_k(T)$. Данные на сегодняшний день (как и на любой момент времени) содержат естественные флуктуации, а в целях лучшего прогнозирования желательно их устраи-

нить. В силу указанной линейности можно, используя данные об $n_k(t)$ на протяжении всего прошлого интервала $(0, T)$ методами линейной регрессии определить наилучшие оценки для $n_k(T)$, а затем только по ним осуществить прогнозирование на будущие времена.

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

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

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

Таблица 1

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

Чтобы получить примерное представление о возможных ошибках прогнозирования, обусловленных неизбежными флуктуациями в наблюдательных данных $n_k(T)$, мы слегка изменили эти данные (измененные данные набраны жирным шрифтом в соответствующих нижних строчках табл. 1). Отвечающие им кривые прогноза начинают сильно расходиться от вычисленных по истинным наблюдательным данным при временах, еще меньших,

чем $2T$, причем тем быстрее, чем больше значение k (это и понятно, ибо ряд (8) содержит «хвост» данных $n_k(T)$ с $k > r$). Заштрихованные области на рисунке обозначают коридор возможных ошибок. Расхождение в кривых прогноза для Ориона обусловлено всего лишь одной, наиболее вероятной (1), дополнительной вспышкой: если одна из двух звезд, показавших по 7 вспышек, вдруг покажет еще одну вспышку.

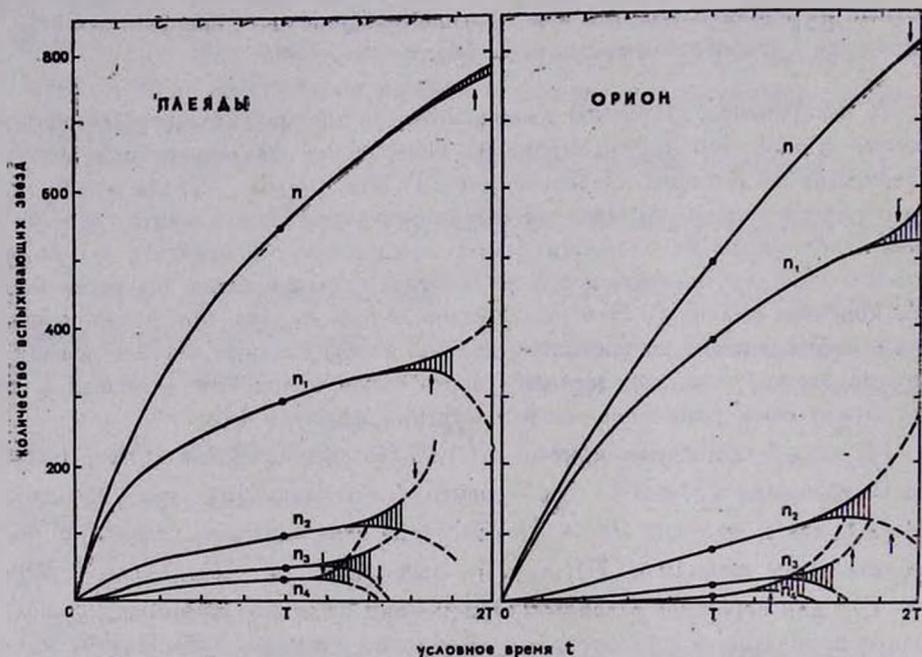


Рис. 1. Рассчитанное по формулам (8) теоретическое поведение во времени величин $n_r(t)$ — количества вспыхивающих звезд, показывающих к моменту условного времени t ровно r вспышек. $n(t)$ — полное число вспыхивающих звезд, обнаруженных за время t . Точками, отвечающими значению $t = T$, представлены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

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

В следующей работе мы проведем сравнение теоретических кривых с наблюдательными данными $n_r(t)$, относящимися к эпохе наблюдений $(0, T)$, с целью возможного уточнения численных значений $n_k(T)$ методами линейной регрессии. Здесь же еще раз подчеркнем, что относитель-

но вида функции распределения $f(\nu)$ вспыхивающих звезд по истинным частотам никаких предположений выше сделано не было, кроме условия ее независимости от времени.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

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

M. A. MNATZAKANIAN, A. L. MIRZOYAN

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

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

ЛИТЕРАТУРА

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

УДК: 524.338.6

СТАТИСТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВСПЫХИВАЮЩИХ ЗВЕЗД. II. О ПРОИСХОЖДЕНИИ ЗВЕЗД ТИПА UV КИТА

А. В. МИРЗОЯН, В. В. АМБАРЯН, А. Т. ГАРИБДЖАНЯН,
А. Л. МИРЗОЯН

Поступила 23 декабря 1987

Получены новые оценки числа вспышек, ожидаемых от звезд типа UV Кита при фотографических наблюдениях вспышек. Показано, что эти оценки основанные на предположении равномерном распределении звезд типа UV Кита в Галактике, не противоречат результатам фотографических наблюдений, выполненных в Бюраканской астрофизической обсерватории. Сделан вывод о том, что звезды типа UV Кита являются населением общего галактического звездного поля и возникли в системах уже распавшихся.

1. *Введение.* В предыдущей статье этой серии [1] было показано, что вся совокупность современных наблюдательных данных полностью подтверждает существование физической общности между звездами типа UV Кита окрестностей Солнца и вспыхивающими звездами в скоплениях и ассоциациях. Они вместе составляют единый класс нестационарных звезд, обладающих вспышечной активностью, а наблюдаемые различия между ними, большей частью количественные, обусловлены различием возрастов.

С другой стороны известно, что вспыхивающие звезды встречаются пространственными группировками, совпадающими со звездными скоплениями и ассоциациями и представляют собой одну из ранних стадий эволюции карликовых звезд [2—4].

Исходя из этих наблюдательных фактов, для объяснения существования звезд типа UV Кита в окрестностях Солнца были предложены две гипотезы.

Согласно одной из них, предложенной Амбарцумяном [5] первой, звезды типа UV Кита окрестностей Солнца образуют физическую систему.

Другая гипотеза, выдвинутая Хербигом [6], предполагает, что звезды типа UV Кита окрестностей Солнца возникли вдали от современного их местонахождения и после выхода из материнских систем оказались рядом с Солнцем вследствие их пространственных движений.

Если первая из упомянутых гипотез получила в дальнейшем некоторую поддержку в работах Осканияна [7], Аро и Чавира [2], Аракеяна [8] и Гарибджаняна [9], то вторая гипотеза пока серьезно не обсуждалась. Однако, в свете существующих в настоящее время наблюдательных данных о вспыхвающих звездах, эта гипотеза представляется более приемлемой.

В настоящей статье рассматривается вопрос о происхождении звезд типа UV Кита и приводятся свидетельства в пользу этой второй гипотезы.

2. *О пространственном распределении звезд типа UV Кита.* Гипотеза о том, что звезды типа UV Кита окрестностей Солнца образуют физическую систему, встречает серьезные затруднения.

Наблюдения показывают, что каждая звездная система, содержащая вспыхвающие звезды, имеет в своем составе и значительное число сравнительно более ярких невспыхивающих звезд, которые уже вышли из стадии вспышечной активности. Их число возрастает со старением звездной системы (см., например, [4]). Поэтому, предполагая существование звездной системы вокруг Солнца, следует допустить, что пространственная звездная плотность в ней должна быть существенно больше, чем в общем галактическом звездном поле. Этот вывод и вообще идея о нахождении Солнца внутри системы не поддерживаются наблюдениями.

Вывод об образовании звездами типа UV Кита окрестностей Солнца физической системы трудно согласовать и с большим разнообразием кинематических характеристик и возрастов этих звезд (см., например, [10, 11]).

Наконец, этот вывод встречает другие затруднения наблюдательного характера [2—4].

В связи с этим возникает сомнение относительно корректности результата, полученного в работах Аракеяна [8] и Гарибджаняна [9], о падении пространственной плотности звезд типа UV Кита с удалением от Солнца, поддерживающего упомянутый вывод.

Этот результат основывался на сравнении чисел вспышек, ожидаемых от звезд типа UV Кита окрестностей Солнца при фотографических наблюдениях (с широкоугольными телескопами), с числами вспышек, реально открытых при наблюдениях разных областей неба. При этом для оценки чисел вспышек, фотографически ожидаемых от звезд типа UV Кита, предполагалось, что они распределены в Галактике равномерно. Сильное превышение чисел ожидаемых вспышек, полученных этими авторами [8, 9], над числами фотографически наблюдаемых вспышек для разных областей неба рассматривалось ими как следствие падения пространственной плотности звезд типа UV Кита с удалением от Солнца.

Сомнение в правильности этого результата побудило нас заново рассмотреть вопрос о распределении звезд типа UV Кита вокруг Солнца, на основе современных наблюдательных данных, следуя работам [8, 9].

3. Оценка математического ожидания числа вспышек, доступных наблюдению. Звезды абсолютной величины M доступны наблюдению телескопом до расстояния

$$R(M) = 10^{0.2(m_p + 5 - M)},$$

где m_p — предельная звездная величина для телескопа.

Когда звезда вспыскивает с амплитудой Δm , то вспышка может быть обнаружена, если она находится не дальше расстояния

$$R(M, \Delta m) = 10^{0.2(m_p + 5 - M + \Delta m)}.$$

Количество ожидаемых вспышек от звезд абсолютной величины M , вспыхнувших с амплитудой Δm на площади неба ω (в радианах), определится выражением

$$n(M, \Delta m) = \frac{1}{3} \omega R^3(M, \Delta m) D(M) \nu(M, \Delta m),$$

где $D(M)$ — пространственная плотность вспыхивающих звезд абсолютной величины M , а $\nu(M, \Delta m)$ — средняя частота вспышек, с амплитудой Δm этих звезд.

Очевидно, что математическое ожидание наблюдаемого количества вспышек от вспыхивающих звезд всех светимостей на этой площади за время t будет

$$N = \sum_M n = \frac{1}{3} R t \sum_M D(M) \sum_{\Delta m} R^3(M, \Delta m) \nu(M, \Delta m), \quad (1)$$

где суммирование выполнено для всех возможных значений величины M и Δm .

Учет межзвездного поглощения может только уменьшать эту оценку.

В приведенных рассуждениях предполагалось, что наблюдения производятся мгновенно. На самом деле, фотографические наблюдения звездных вспышек имеют небольшое временное разрешение. Например, во время фотографических наблюдений звездных вспышек в скоплениях и ассоциациях, методом цепочек, обычно применялись экспозиции 5—15 минут [4].

Так как фотографических наблюдений вспышек звезд типа UV Кита не имеется, то функцию $\nu(M, \Delta m)$ в формуле (1) мы определим из фотоэлектрических наблюдений вспышек этих звезд, после их преобразования в фотографические.

4. *Преобразование фотоэлектрических наблюдений вспышек звезд в фотографические.* Вследствие ограниченного временного разрешения фотографических наблюдений, кратковременные изменения блеска звезд на пластинке обычно теряются, из-за чего многие из них остаются необнаруженными.

Вспышка на пластинке, полученной методом звездных цепочек, считается реальной, если в цепочке изображений звезды имеются, по крайней мере, два изображения ярче минимального на 0.5 звездной величины. Причем, экспозиция каждого изображения звезды в цепочке определяется энергией, накопленной в течение экспозиции: чем больше эта экспозиция, тем мощнее должна быть вспышка, чтобы быть обнаруженной.

Вопрос о том, какие вспышки, зарегистрированные фотоэлектрически, могли быть обнаружены при фотографических наблюдениях, нами был рассмотрен с помощью однородных фотоэлектрических наблюдений звезд типа UV Кита окрестностей Солнца, выполненных Моффетом [12] в МакДональдской обсерватории.

Необходимые для нашего анализа кривые блеска вспышек, зарегистрированных Моффетом [12], не опубликованы. Однако в составленном им каталоге вспышек приводятся данные о начале и конце патрулирования в каждую ночь, начальные моменты, времена возгорания — t_1 , и спада — t_2 вспышек, максимум интенсивности — I_{\max} , достигнутый во время вспышки и ее эквивалентная продолжительность — ED (время, в течение которого спокойно излучающая звезда испускает энергию, равную энергии вспышки).

Не делая большой ошибки, мы приняли, что кривые блеска вспышек имеют форму треугольника, с основанием t_1+t_2 и высотой, при которой площадь треугольника, в единицах энергии, равна величине ED . Очевидно, что в этом случае высота треугольника окажется меньше I_{\max} . Такой выбор треугольника, как показали расчеты, несколько увеличивает определяемые вероятности наблюдения фотографических вспышек.

Получающиеся «кривые», характеризующие фотоэлектрические наблюдения Моффетта [12], преобразовывались в фотографические следующим образом.

На эти «кривые» накладывались интервалы (отрезки), соответствующие экспозиции одного изображения в цепочке, отстоящие друг от друга на промежутки, равные времени смещения телескопа (~ 1 мин) для получения цепочек изображений звезд и времени смены фотографической пластинки (~ 10 мин).

Имея в виду, что начало фотографических наблюдений обычно не совпадает с началом вспышки, такое наложение мы осуществляли многократно, каждый раз сдвигая начало наложения на одну минуту.

На преобразованной кривой вспышка считалась фотографически ожидаемой, если в цепочке изображений звезды имелись два и более изображения, ярче минимального на 0^m.5.

Вероятность наблюдения фотографическим методом каждой из фотоэлектрически зарегистрированных Моффеттом [12] вспышек вычислялась как среднее арифметическое вероятностей, полученных для разных вариантов наложения. А число ожидаемых фотографических вспышек было принято равным сумме вероятностей всех фотографически ожидаемых вспышек. Этим обусловлен тот факт, что в табл. 1 они не целые числа.

Результаты этих вычислений вместе с результатами фотоэлектрических наблюдений вспышек Моффетта [12] представлены в табл. 1.

Таблица 1

РЕЗУЛЬТАТЫ ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ НАБЛЮДЕНИЙ ВСПЫШЕК ЗВЕЗД ТИПА UV КИТА И ВЫЧИСЛЕНИЙ ВЕРОЯТНОСТЕЙ НАБЛЮДЕНИЯ ЭТИХ ВСПЫШЕК ФОТОГРАФИЧЕСКИ, МЕТОДОМ ЦЕПОЧЕК

Звезда	U						B					
	M	T	Число вспышек				M	T	Число вспышек			
			1 ^s	5 ^m	10 ^m	15 ^m			1 ^s	5 ^m	10 ^m	
YY Gem	10.89	96.28	18	2.73	2.08	1.69	9.85	91.96	7	0	0	
AD Leo	13.60	16.44	9	0	0	0	12.52	19.43	5	0	0	
EV Lac	13.62	51.34	21	2.53	1.13	0.38	12.87	60.61	20	0	0	
EQ Peg	13.94	55.99	42	2.91	1.79	1.14	12.89	66.73	54	0	0	
YZ CMI	14.90	46.28	51	2.31	1.63	1.10	13.79	55.65	64	0	0	
Wolf 424 AB	17.37	2.62	11	0	0	0	16.13	2.62	11	0	0	
UV Cet	18.02	24.48	42	4.84	3.28	2.10	16.63	66.58	108	0.11	0	
CN Leo	20.10	28.99	103	5.73	2.33	1.59	18.56	23.43	73	0	0	
Всего	—	322.42	297	21.05	12.24	8.00	—	387.01	342	0.11	0	

В табл. 1 в первом столбце дается название звезды, а затем, отдельно для полос U и B, приводятся абсолютная звездная величина M, эффективное время наблюдений T, числа вспышек, зарегистрированных во время фотоэлектрических наблюдений (время интегрирования 1^s) и ожидаемые числа вспышек, которые наблюдались бы при соответствующей экспозиции во время фотографических наблюдений.

Оказалось, что из 297 вспышек, зарегистрированных Моффеттом [12], в полосе U, во время фотографических наблюдений могли быть обнаружены только 21—при 5-минутных экспозициях, 12—при 10-минутных, и 8—при 15-минутных. Положение гораздо более неблагоприятное в случае фотометрической полосы B: из фотоэлектрически обнаруженных

342 вспышек при фотографических наблюдениях в этой полосе не могла быть обнаружена ни одна вспышка, даже при 5-минутных экспозициях.

5. Оценка средней частоты фотографически ожидаемых вспышек. Средняя частота вспышек зависит от амплитуды (которая, в свою очередь, различна в разных фотометрических полосах), а для данной амплитуды — от светимости звезды, производящей вспышки (см., например, [4]). Средняя частота вспышек при фотографических наблюдениях отличается и для вспышек, обнаруженных с разными экспозициями отдельных изображений в цепочке.

По данным табл. 1 методом наименьших квадратов нами была получена двухпараметрическая функция средних частот для фотографических наблюдений (5-минутные экспозиции, полоса U), которая нами приводится в цифровой форме (табл. 2).

Таблица 2

ДВУХПАРАМЕТРИЧЕСКАЯ ФУНКЦИЯ СРЕДНЕЙ ЧАСТОТЫ $\nu_0(M_U, \Delta U) \times 10^6$
ДЛЯ ФОТОГРАФИЧЕСКИХ НАБЛЮДЕНИЙ (ЭКСПОЗИЦИИ 5 МИН,
ПОЛОСА U)

M_U	ΔU						
	0.5—1.0	1.0—1.5	1.5—2.0	2.0—2.5	2.5—3.0	3.0—3.5	3.5—4.0
10.5—11.5	221	45	16	7	4	2	1
11.5—12.5	939	188	65	29	16	9	6
12.5—13.5	1666	329	113	51	27	16	10
13.5—14.5	2404	469	160	72	38	22	14
14.5—15.5	3152	608	206	91	48	28	18
15.5—16.5	3910	745	250	110	58	33	21
16.5—17.5	4679	880	293	129	67	39	24
17.5—18.5	5459	1014	334	146	75	43	27
18.5—19.5	6250	1146	375	163	84	48	30
19.5—20.5	7052	1277	414	179	91	52	32

Вычисление соответствующих частот вспышек в полосе B непосредственно из наблюдений (табл. 1) практически невозможно. Поэтому мы использовали данные, относящиеся к полосе U , имея в виду, что в действительности проявления вспышки в обоих полосах взаимосвязаны и могут отличаться лишь амплитудой. Иначе говоря, искомые частоты для фотографических наблюдений в полосе B будут равны частотам в полосе U , соответствующим значительно большим амплитудам и более высоким светимостям M_B (можно допустить, что $M_B = M_U - 1$).

В каталоге Моффетта [12] содержатся синхронные наблюдения 213 вспышек звезд типа UV Кита, выполненные в полосах U и B . С достаточ-

ной точностью можно допустить, что амплитуды этих вспышек ΔU и ΔB связаны друг с другом выражением

$$\Delta U - \Delta B = 2.5 \lg \frac{ED_U}{ED_B}.$$

Из этой зависимости были определены разности $\Delta U - \Delta B$ по наблюдаемым отношениям ED_U/ED_B для всех 213 вспышек. Они находятся в пределах 2.5—3.5 звездных величин.

Затем, по полученным амплитудам и абсолютным величинам M_B соответствующих вспыхивающих звезд были определены частоты $\nu_5(M_B, \Delta B)$, представляющие фактически продолжение частот $\nu_5(M_U, \Delta U)$ (табл. 2) в сторону больших амплитуд ΔU .

Для переходов же

$$\nu_5 \rightarrow \nu_{10} \rightarrow \nu_{15}$$

нами были использованы коэффициенты типа

$$k(5 \rightarrow 10) = \frac{\sum \sum \nu_{10}(M_U, \Delta U)}{\sum \sum \nu_5(M_U, \Delta U)}.$$

рассчитанные по данным табл. 1. Оказалось, например, что $k(5 \rightarrow 10) = 0.58$; $k(5 \rightarrow 15) = 0.38$.

6. *Функция светимости вспыхивающих звезд окрестностей Солнца.* Наиболее полный список известных звезд типа UV Кита, каталог Шаховской [11], содержит данные всего о 91 звезде. Поэтому построение функции светимости этих звезд на этом, статистически довольно скудном, материале не может быть достоверным.

Для преодоления этого затруднения, следуя примеру работ [8, 9], мы воспользовались функцией светимости, построенной для эмиссионных карликовых звезд окрестностей Солнца, которых значительно больше.

Этот подход исходит из допущения о сходстве звезд типа UV Кита с эмиссионными карликовыми звездами окрестностей Солнца. Свидетельства в пользу этого сходства были рассмотрены Швесткой [13] и Аракеляном [14].

Здесь мы добавим некоторые новые данные, подтверждающие эту точку зрения.

Табл. 3, составленная по каталогу Глизе [15] ближайших звезд и его дополнению [16], показывает, что среди относительно ярких ($M_V < 10.0$) красных карликовых звезд окрестностей Солнца эмиссионные звезды* (N_e) встречаются гораздо чаще, чем звезды типа UV Кита (N_{UV}). Между тем, среди звезд сравнительно низких светимостей число эмиссионных

* Исключены эмиссионные звезды ярче $M_V = 7.5$.

звезд не сильно отличается от числа звезд типа UV Кита, то есть большинство эмиссионных звезд является известными звездами типа UV Кита.

Данные табл. 3 дают некоторое основание думать, что не все эмиссионные карликовые звезды низких светимостей открыты как вспыхивающие, из-за недостаточно долгого патрулирования этих звезд. Дело в том, что эмиссионные линии в спектре звезды можно обнаружить, когда имеется хотя бы одна щелевая спектрограмма, в то время как для обнаружения ее вспышечной активности требуются более или менее продолжительные наблюдения. Причем, как следует из табл. 3, этот фактор является особенно эффективным в случае звезд сравнительно высокой светимости, из-за их низкой относительной вспышечной активности.

Таблица 3

ЧИСЛА ЭМИССИОННЫХ ЗВЕЗД ТИПА UV КИТА
В ОКРЕСТНОСТЯХ СОЛНЦА

M_V	N_e	N_{UV}	N_e/N_{UV}
<10.0	100	12	8.3
>10.0	70	49	1.4

Каталог Глизе с дополнением [15, 16] в настоящее время наиболее полно охватывает звездное население окрестностей Солнца. В нем имеется всего 237 эмиссионных звезд, из которых 63 звезды входит в каталог звезд типа UV Кита [11]. В табл. 4 приведены распределения карликовых эмиссионных звезд и звезд типа UV Кита окрестностей Солнца, обладающих эмиссионными линиями в спектрах, по абсолютной яркости в полосе V. В последней строке дается отношение чисел этих звезд. Очевидно, что некоторое отклонение этого отношения от общей тенденции для последних столбцов (табл. 4) является результатом скудости наблюдательных данных.

Таблица 4

ДОЛИ ЗВЕЗД ТИПА UV КИТА СРЕДИ ЭМИССИОННЫХ ЗВЕЗД
ОКРЕСТНОСТЕЙ СОЛНЦА

M_V	7.5—8.5	8.5—9.5	9.5—10.5	10.5— 11.5	11.5— 12.5	12.5— 13.5	13.5— 14.5	14.5— 15.5	15.5— 16.5	>16.5
N_e	34	48	31	20	10	12	4	6	3	2
N_{UV}^{UV}	2	7	8	14	6	11	4	5	2	2
N_e^{UV}/N_e	0.06	0.15	0.26	0.70	0.60	0.92	1.00	0.83	0.67	1.00

Поэтому вполне логично допустить, что, начиная с $M_V = 13.5$, все эмиссионные карликовые звезды являются вспыхивающими (типа UV Кита).

Функция светимости эмиссионных звезд окрестностей Солнца была ранее определена Аракеляном [14]. Она представлена в табл. 5 первой. В третьем и четвертом столбцах этой таблицы приводится эта функция по нашему определению на основе новых данных каталога Глизе [15] и его дополнения [16] для двух случаев: с границами сфер, внутри которых имеет место полнота использованных звезд данной светимости по Аракелян [14] и по Вилену и др. [17], соответственно (в сглаженном виде).

Переход от функции светимости эмиссионных звезд (табл. 5) к функции светимости вспыхающих звезд типа UV Кита был осуществлен с помощью отношений N_e^{UV}/N_e (табл. 4).

На рис. 1 представлены полученные таким образом три варианта функции светимости звезд типа UV Кита: I, II и III, соответствующие трем различным случаям функции светимости эмиссионных карликовых звезд (табл. 5). Все они были использованы нами при оценке среднего времени фотографических наблюдений, методом цепочек, требуемого для регистрации одной вспышки от звезд типа UV Кита.

Таблица 5

ФУНКЦИЯ СВЕТИМОСТИ ЭМИССИОННЫХ КАРЛИКОВЫХ
ЗВЕЗД ОКРЕСТНОСТЕЙ СОЛНЦА

M_V	$D_e (M_V)$		
	I Аракелян [14]	Настоящая работа	
		II границы по [14]	III границы по [17]
8.5—9.5	0.00031	0.00155	0.00217
9.5—10.5	0.00120	0.00425	0.00381
10.5—11.5	0.00220	0.00645	0.00502
11.5—12.5	0.00220	0.00815	0.00580
12.5—13.5	0.01100	0.00936	0.00615
13.5—14.5	0.00440	0.01006	0.00606
14.5—15.5	0.0278	0.01027	0.00546
15.5—16.5	0.0035	0.00999	0.00460
16.5—17.5	0.0016	0.00920	0.00322

7. Оценка математического ожидания фотографической вспышки от звезды типа UV Кита. Если учесть, что функцию светимости эмиссионных звезд окрестностей Солнца мы определяли в сферах, внутри которых предполагалась полнота звезд соответствующей светимости, то полученные нами данные о функции $D(M)$ можно принимать за пространственные плотности вспыхающих звезд в колесе V .

Используя средние цвета вспыхивающих звезд, по полученным нами данным, затем были вычислены пространственные плотности вспыхивающих звезд для разных светимостей в полосах U и V .

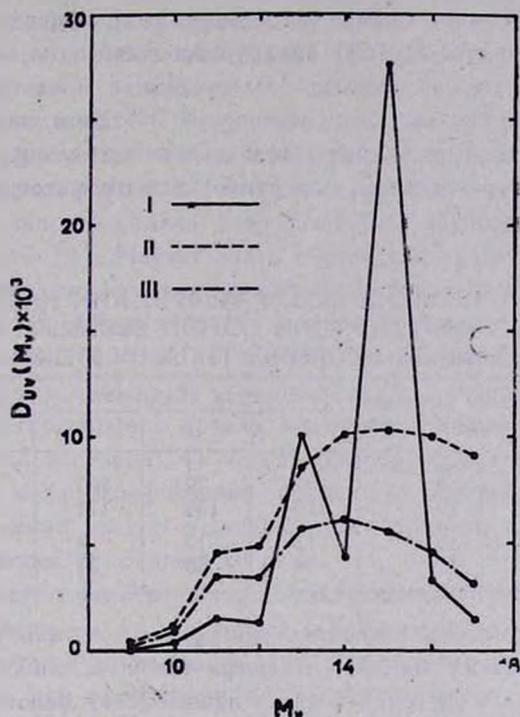


Рис. 1. Функция светимости вспыхивающих звезд типа UV Кита для трех вариантов: I, II и III, соответствующих трем случаям функции светимости эмиссионных красных карликовых звезд (табл. 5).

Наконец, используя формулу (1), на основе полученных значений функций $D(M)$, $R(M, \Delta t)$ и $\nu(M, \Delta t)$ были оценены математические ожидания среднего времени наблюдений, требуемого для обнаружения одной фотографической вспышки от всех звезд типа UV Кита, в полосах U и V . Очевидно, что это время определяется из формулы (1), при условии, что N равно единице.

В табл. 6 приводятся эти оценки для фотографических наблюдений 40" телескопом системы Шмидта Бюраканской астрофизической обсерватории (поле $4^\circ \times 4^\circ$, предельная звездная величина 17.5). Оценки сделаны при указанных экспозициях отдельного изображения в цепочке с промежутками между экспозициями в 1 минуту. Для функции светимости приняты три рассмотренных варианта (табл. 5).

Для сравнения с фотографическими наблюдениями отметим, что в Бюраканской астрофизической обсерватории были выполнены поиски вспышек в направлениях областей неба, где нет звездных скоплений и ассоциаций. В результате, за 39 часов фотографических наблюдений, с 5-минутными и 151 час, 10-минутными экспозициями, общего галактического звездного поля в полосе *B*, была обнаружена всего одна вспышка [4, 18].

Эти наблюдательные данные согласуются с представлением о том, что вспыхивающие звезды в галактическом звездном поле распределены равномерно с плотностью, характерной для вспыхивающих звезд окрестностей Солнца, до расстояний, доступных для их фотографической регистрации, методом цепочек.

Таблица 6

ОЖИДАЕМЫЕ ВРЕМЕНА ФОТОГРАФИЧЕСКИХ НАБЛЮДЕНИЙ
(В ЧАСАХ) ДЛЯ РЕГИСТРАЦИИ ОДНОЙ ВСПЫШКИ МЕТОДОМ
ЦЕПОЧЕК ОТ ЗВЕЗД ТИПА UV КИТА

Полоса	Время интегрирования (мин)	Функция светимости			Среднее время (час)
		I	II	III	
<i>B</i>	5	102	79	100	94
	10	175	136	172	161
<i>U</i>	5	13	10	9	11
	15	34	26	24	27

В табл. 6 приведены несколько завышенные оценки времени, требуемого для обнаружения одной фотографической вспышки вспыхивающих звезд, не входящих в системы, так как наши оценки основываются на данных Моффетта [12], относящихся к вспышечной активности 8, видимо, наиболее активных звезд типа UV Кита. Об этом свидетельствует тот факт, что за 26.93 часов наблюдений 5-и других звезд типа UV Кита он не наблюдал ни одной вспышки, в то время как за 469.15 часов наблюдений этих 8-и звезд зарегистрированы 409 вспышек (около одной вспышки в час). Правда, указанные 5 звезд имеют сравнительно высокие светимости. Однако и в этом случае, при «нормальной» вспышечной активности можно было бы ожидать несколько вспышек. Например, если использовать зависимость средней частоты от светимости [4], построенной по данным фотоэлектрических наблюдений Моффетта [12], то у этих звезд за время наблюдений следовало бы ожидать 7 вспышек.

8. Переоценка чисел фотографически ожидаемых вспышек от звезд типа UV Кита в работах [8, 9]. Оценки чисел вспышек, ожидаемых при фотографических наблюдениях, полученные нами, согласуются с представлением о том, что звезды типа UV Кита почти равномерно распределяются в пространстве, по крайней мере, в границах их досягаемости.

Этот наш результат противоречит упомянутому в начале этой статьи основному результату работ [8, 9] о падении пространственной плотности звезд типа UV Кита с удалением от Солнца.

Это связано с переоценкой в указанных работах числа ожидаемых фотографических вспышек от звезд типа UV Кита.

Действительно, в работе Аракеяна [8] не учтена зависимость относительной вспышечной активности от светимости вспыхивающей звезды. В ней всем звездам типа UV Кита, независимо от их светимости, приписана относительная вспышечная активность, наблюдаемая у звезд 16—18 абсолютной звездной величины. Это явная ошибка, так как относительная вспышечная активность сильно возрастает при переходе к звездам более низкой светимости [4]. Неучет этого обстоятельства и привел к сильной переоценке чисел ожидаемых фотографических вспышек.

В работе же Гарибджаяна [9] причин переоценки этих чисел несколько: 1) принятие каждой двух изображений звезды в период вспышки как отдельную вспышку; 2) игнорирование случайного начала первой экспозиции по отношению к началу вспышки; 3) неудачный выбор формы кривой блеска вспышки; 4) неучет при преобразовании фотоэлектрических вспышек в фотографические, временных перерывов между отдельными изображениями звезды в цепочке. Это привело к завышению средней частоты вспышек примерно в 20 раз.

Оценки времени фотографических наблюдений, требуемого для обнаружения одной вспышки от звезд типа UV Кита окрестностей Солнца, полученные в работах Аракеяна [8, 14], Гарибджаяна [9] и настоящей, методом цепочек, при экспозиции одного изображения 5 минут, в полосе B , 40" телескопом системы Шмидта Бюраканской астрофизической обсерватории, равны соответственно: $\sim 3, 5$ и 94 часов и подтверждают правильность сделанного выше вывода.

9. Заключение. В настоящей статье на основе пространственного распределения звезд типа UV Кита окрестностей Солнца рассмотрен вопрос об их происхождении. Получены новые оценки числа вспышек, ожидаемых от звезд типа UV Кита, при фотографических наблюдениях, методом цепочек.

Показано (табл. 6), что одна фотографическая вспышка в фотометрической полосе B может наблюдаться за почти 100 часов, при 5-минутных и не менее, чем за 160 часов при 10-минутных экспозициях отдельных изображений звезд в цепочке. Это время уменьшается почти на порядок величины при фотографических наблюдениях в полосе U .

Эти результаты согласуются с результатами фотографических наблюдений областей общего звездного поля, выполненных в Бюраканской астрофизической обсерватории.

Так как эти оценки получены при допущении о равномерном распределении звезд типа UV Кита в Галактике до границ их досягаемости при вспышках, то согласие между числами ожидаемых и наблюдаемых фотографических вспышек можно рассматривать как свидетельство в пользу этого допущения.

Это дает основание считать, что звезды типа UV Кита окрестностей Солнца являются населением общего галактического звездного поля. Имея в виду, что вспыхивающие звезды рождаются в скоплениях и ассоциациях (см., например, [4]), следует допустить, что большинство вспыхивающих звезд галактического поля сформировалось в системах, уже успевших распасться. Причем, способность показывать вспышки эти старые звезды так долго сохранили благодаря низкой светимости (малой массе)*.

Вопросы, связанные с существованием большого числа вспыхивающих звезд в галактическом поле, будут рассмотрены нами отдельно.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

STATISTICAL STUDY OF FLARE STARS. II. ON THE ORIGIN OF THE UV CETI TYPE STARS

L. V. MIRZOYAN, V. V. HAMBARIAN, A. T. GARIBJANIAN, A. L. MIRZOYAN

New estimations of the number of flares expected due to the UV Cet stars during photographic observations with wide-angle telescopes were obtained. It has been shown that these estimations based on the assumption of their uniform distribution in Galaxy do not contradict the results of photographic observations made at the Byurakan Astrophysical Observatory. It is concluded that the UV Cet stars are the population of the general galactic star field and were originated in systems already disintegrated.

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. В. Мирзоян, В. В. Амбарян, *Астрофизика*, 28, 375, 1988.
2. G. Haro, E. Chavira, *Vistas Astron.*, 8, 89, 1966.
3. V. A. Ambartsumian, L. V. Mirzoyan, *New Directions and New Frontiers in Variable Star Research*, IAU Colloq. No. 15, Veröff. Bamberg, 9, Nr. 100, 98, 1971.
4. Л. В. Мирзоян, *Нестационарность и эволюция звезд*, Изд. АН Арм.ССР, Ереван, 1981, стр. 106.

* Согласно исследованию Кужеля [19], например, продолжительность стадии вспышечной активности для звезд с $M_V = 15$ достигает возраста Галактики.

5. В. А. Амбарцумян, Нестационарные звезды, ред. М. А. Аракелян, Изд. АН Арм.ССР, Ереван, 1957, стр. 9.
6. G. H. Herbig, Symposium on Stellar Evolution, ed. J. Sahade, Astron. Observ. Nat. Univ. of La Plata, 1962, p. 45.
7. V. S. Oskanian, Publ. Astron. Observ. Beograd, No. 10, 1964.
8. M. A. Arakellian, Non-Periodic Phenomena in Variable Stars, IAU Colloq. No. 4, ed. L. Detre, Acad. Press, Budapest, 1969, p. 161.
9. А. Т. Гарибджанян, Сообщ. Бюракан. обсерв., 49, 63, 1976.
10. L. V. Mirzoyan, Vistas Astron., 27, 77, 1984.
11. P. E. Гершберг, Вспыхивающие звезды малых масс, Наука, М., 1978.
12. T. J. Moffett, Astrophys. J. Suppl. Ser., 29, 1, 1974.
13. Z. Svestka, Bull. Astron. Inst. Czech., 5, 4, 1954.
14. М. А. Аракелян, Сообщ. Бюракан. обсерв., 41, 56, 1970.
15. W. Gliese, Veröff. Astron. Rechen Inst. Heidelberg, No. 22, 1969.
16. W. Gliese, H. Jahress, Astron. and Astrophys. Suppl. Ser., 38, 423, 1979.
17. R. Weilen, H. Jahress, R. Krüger. The Nearby Stars and the Stellar Luminosities Function, IAU Colloq. No. 76, eds. A. D. G. Philip, A. R. Uggren, Davis Press, New York, 1983, p. 163.
18. О. С. Чавушян, Исследование вспыхивающих звезд в области агрегата Плеяды, кандидатская диссертация, Ереван, 1979.
19. W. Kunkel, Variable Stars and Stellar Evolution, IAU Symposium No. 67, eds. V. Sherwood, L. Plaut, Reidel, Dordrecht, 1975, p. 15.

УДК: 524.335.54

Ае-ЗВЕЗДА ХЕРБИГА Lk H₂ 233 И СВЯЗАННАЯ С НЕЙ КОМПАКТНАЯ ОБЛАСТЬ ЗВЕЗДООБРАЗОВАНИЯ

А. В. ЧЕРНЫШЕВ, В. С. ШЕВЧЕНКО

Поступила 2 марта 1988

Принята к печати 22 апреля 1988

На основе 270 фотоэлектрических *UBVR*-наблюдений 1983—1986 гг. получена кривая блеска Ае-звезды Хербига Lk H₂ 233. На кривой блеска видны крупномасштабные изменения ($0^m.5-0^m.7$ за 1—3 недели) и мелкомасштабная ($\sim 0^m.1$) переменность. Получены также *UBVR*-величины Lk H₂ 230, 231, 232 и еще 17 звезд в области Lk H₂ 233. Расстояние до компактной области звездообразования, связанной с Lk H₂ 233—660 пк. Lk H₂ 233 имеет светимость, соответствующую нормальному карлику A2V.

1. *Введение.* Lk H₂ 233 была одной из первых 26 звезд, выделенных Хербигом [1] в подкласс эмиссионных звезд ранних спектральных классов, ассоциированных с туманностями и названных впоследствии Ае/Ве звездами Хербига. Хербиг обратил внимание также на компактную группу эмиссионных звезд Lk H₂ 230, 231, 232, расположенных в том же облаке, что и Lk H₂ 233. Это небольшое темное облако содержит также в окрестностях несколько ярких неэмиссионных звезд ранних спектральных классов, которые, возможно, являются членами О-ассоциации Lacerta 1. Ближайшей к облаку является звезда HD 213976 (Sp B1. 5 V = 7^m0).

Светлая отражательная туманность биконической формы, связанная с Lk H₂ 233, имеет четко выраженные очертания, напоминающие букву «Х». Туманность обозначена в каталоге кометарных туманностей Парсамьян и Петросян [2] как PP 103 и подробно описана Хербигом [1]. На Паломарском атласе вплотную к изображению PP 103 примыкают еще 2 туманности сходного размера.

Хербиг отметил на целевой спектрограмме яркую эмиссионную линию O II λ 3727, принадлежащую туманности, сильную эмиссию в H_α, слабую абсорбционную линию K Ca II и отнес звезду к спектральному классу A7. Позднее в обзоре Хербига и Рао [3] на основе данных Дибая и Зайцевой [4] была заподозрена переменность блеска Lk H₂ 233, и звез-

да занесена в Новый каталог заподозренных переменных под номером NSV 14227 с амплитудой 0^m5V и типом переменности Is. Однако систематических исследований переменности блеска этой звезды, по-видимому, не проводилось, хотя в литературе опубликовано несколько фотоэлектрических оценок блеска Lk H₂ 233 в системе *UBV*. Очень важна сценка светимости Lk H₂ 233, для чего нужна определенность в расстоянии. В настоящей работе поставлена задача исследования переменности блеска Lk H₂ 233 = NSV 14227 и *UBVR*-фотометрия группировки звезд, связанной с Lk H₂ 233, с целью определения расстояния и светимости.

2. *Наблюдения велись* на горе Майданак с 1983 г. на 600-мм рефлекторе Цейсса с фотометром на счете импульсов в Высокогорной Майданакской экспедиции АИ АН УзССР, аппаратура описана в работе Шевченко [5] и Киячкава и Шевченко [6]. Всего за наблюдательный период 1983—1986 гг. получено 270 измерений. Измерения проводились 1 раз в ночь. В качестве стандартов использовались фотоэлектрические величины звезд в площадках Ландольта [7]. Наш цвет *V—R* может иметь систематическую ошибку до 0^m03 , цвет (*U—B*) определен с большей погрешностью, но ошибка в (*U—B*) не превосходит $\pm 0^m15$.

3. *Результаты фотоэлектрических наблюдений Lk H₂ 233.* На рис. 1а, б приведены участки кривых блеска Lk H₂ 233. В конце июня—начале июля 1983 г. в течение 15 суток наблюдался спад на кривой блеска с максимальной амплитудой $12^m93—13^m75V$. В табл. 1 приведены величины *V* и показатели цвета *U—B*, *B—V* и *V—R* для двух участков кривой блеска, где наблюдались максимальные изменения блеска и цвета. До 11 июня 1983 г. измерения не велись и, по-видимому, мы наблюдали только конечный этап более крупномасштабного изменения блеска Lk H₂ 233. В сентябре-октябре 1984 г. наблюдался продолжительный подъем блеска меньшей амплитуды ($\Delta V \approx 0^m25$). В последующие годы (1985, 1986) крупномасштабных изменений не наблюдалось, хотя в целом уровень блеска *V* в 1986 г. у Lk H₂ 233 был на 0^m05+0^m1 выше, чем в 1985 г.

Мелкомасштабные изменения звезд носят сложный характер. В отдельные периоды продолжительностью около 1—2 месяцев блеск звезды успокаивается и достигает минимальной амплитуды (как правило, не более 0^m1). В эти эпохи можно заподозрить квазициклические изменения с периодами в 3÷5 суток. Поиск периода методом анализа фурье-спектра [8], проведенный на ЭВМ ЕС-1033, указал на период 5 суток с небольшой вероятностью ($\sim 70\%$). В другие сезоны амплитуда переменности

увеличивается до 0^m3 и 5-суточная периодичность становится совсем незаметной. В эти сезоны наблюдаются также локальные подъемы и спады на кривой блеска. Существуют также участки кривой блеска, где переменность становится незаметной, т. е. звезда постоянна. Такие участки могут продолжаться до 1 месяца (см. рис. 1).

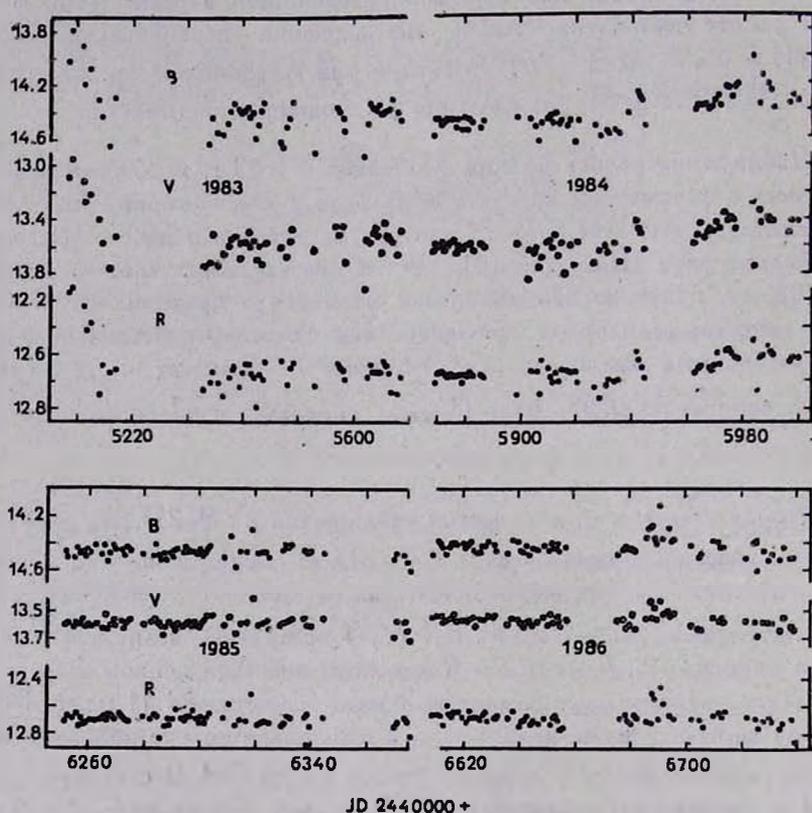


Рис. 1. Кривая блеска звезды Lk H α 233 в лучах BVR.

По результатам Дибая и Зайцевой [4] 12/13 сентября 1967 г. Lk H α 233 имела блеск $V = 13^m58$, $B - V = 0^m88$, $U - B = 0^m86$ и 12/13 октября 1967 г. $V = 14^m06$, $B - V = 0^m88$, $U - B = 0^m58$. Дибай [9], видимо, усреднил эти результаты.

Таким образом, у звезды существует как крупномасштабная, так и мелкомасштабная переменность, и с учетом определения Дибая и Зайцевой [4] полную амплитуду переменности Lk H α 233 можно определить как $12^m93 - 14^m06 V$.

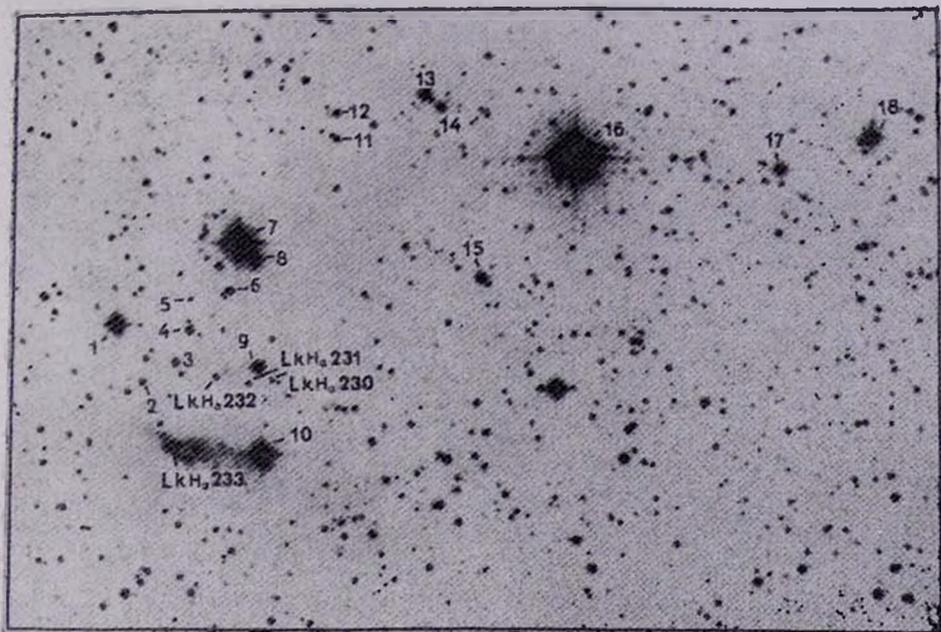


Рис. 2. Карта окрестностей звезды LkH 233 (репродукция с красной карты POSS). Размер кадра $20' \times 29'$.

К ст. А. В. Чернышева, В. С. Шевченко

4. Спектр Lk H₂ 233 исследовалась в нескольких работах. Помимо сильных линий H₂ и O II λ 3727, найденных Хербигом [1], Коэн и Кухи [10] из сканерных наблюдений обнаружили эмиссию O I в λ 6300 А, оп-

Таблица 1

UBVR-ЭЛЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ ВЕЛИЧИНЫ ЗВЕЗДЫ Lk H₂ 233

JD 2440000+	V	U-B	B-V	V-R	JD 2440000+	V	U-B	B-V	V-R
5497.406	13.08	—	0.94	0.94	5568.336	13.57	1.13	0.76	0.92
5498.426	12.94	0.01	0.84	0.83	5574.259	13.61	1.54	1.01	0.96
5502.422	13.11	—	0.79	0.87	5575.275	14.02	—	0.64	0.87
5503.430	13.26	—	0.93	0.84	5576.304	13.66	0.59	0.85	0.84
5505.426	13.20	—	0.87	0.84	5577.262	13.56	0.49	0.89	0.86
5508.422	13.39	—	0.91	0.49	5578.288	13.47	0.92	0.86	0.81
5509.398	13.57	0.17	0.86	0.89	5586.328	13.63	-0.06	1.08	0.80
5512.418	13.75	—	0.90	1.02	5588.270	14.24	1.61	0.93	0.84
5514.414	13.52	1.25	0.77	0.81	5594.263	13.44	0.16	0.93	0.78
5546.394	13.74	0.53	0.35	0.87	5595.236	13.51	0.43	0.89	0.81
5548.325	13.72	0.98	0.92	0.91	5596.202	13.45	0.85	1.00	0.74
5549.225	13.52	0.38	0.92	0.79	5597.302	13.72	0.21	0.82	0.94
5551.268	13.74	0.45	0.81	0.93	5604.202	13.91	-0.02	0.82	0.03
5553.242	13.65	—	0.91	0.74	5605.187	13.56	0.73	0.93	0.79
5555.345	13.60	0.60	0.88	0.83	5606.220	13.57	—	0.77	0.89
5556.234	13.54	0.57	0.85	0.83	5607.152	13.50	-0.05	0.87	0.77
5557.230	13.52	0.01	0.82	0.83	5608.227	13.47	0.12	0.92	0.74
5559.235	13.69	0.67	0.69	0.85	5609.363	13.52	0.64	0.84	0.79
5560.279	13.57	0.68	0.83	0.84	5610.221	13.65	0.44	0.77	0.92
5561.322	13.57	0.42	0.82	0.90	5611.190	13.43	0.38	0.98	0.78
5562.372	13.49	0.28	0.88	0.82	5612.272	13.53	-0.18	0.87	0.85
5563.402	13.60	0.86	0.83	0.86	5613.275	13.54	—	0.85	0.80
5564.389	13.55	0.68	0.85	0.78	5614.287	13.57	-0.38	0.74	0.69
5565.327	13.70	—	0.89	0.71	5616.221	13.66	0.58	0.75	0.77
5566.413	13.59	0.82	0.90	0.84	5617.236	13.49	0.06	0.98	0.72
5567.349	13.73	0.76	0.66	0.95	5701.133	13.68	0.50	0.87	0.99

ределали эквивалентную ширину H₂ ($E W_{\lambda} H_2 = 18 \text{ \AA}$) и подтвердили спектральный класс A7. Такое же значение спектра приведено в работе Кальви и Коэна [11]. В работах [10, 11] приведено значение $A_V = 2^m 56 \pm 0.19$ ($\lg L = 2.08$). Дибай [9] нашел $E_{B-V} = 0^m 69$ и, приняв $R = 3.3$, получил $A_V = 2^m 28$. Мы получили близкое значение $A_V =$

$= 2^m 66$. Полученное Q -методом значение $(B - V)_0 = 0^m 09$ соответствует спектральному классу А3.

Интересно отметить, что из-за относительно высокой галактической широты ($b = -15^{\circ} 16'$ Lk H₂ 233 в обзоре Маркаряна и др. [12] была причислена к галактикам (номер 914).

Это побудило Танигучи и Тамуру [13] провести дополнительное исследование спектра Lk H₂ 233 = Magk 914. Танигучи и Тамура приводят репродукцию спектра Lk H₂ 233 в областях 0.36—0.50 мкм и 0.50—0.70 мкм, отмечают наличие эмиссионных линий H₂ средней интенсивности, а также возможность наличия эмиссии в линии 5183 (Ca I или Mg II по мнению авторов). Вместе с тем, линия K Ca II на спектрограммах Танигучи и Тамуры по интенсивности составляет менее 0.5 бленды H₂ + Ca II H, что дает основание отнести Lk H₂ 233 по этой спектрограмме к спектральному классу А2 (если, конечно, линия K Ca II не содержит слабой эмиссии). Не исключено также, что существует переменность спектрального класса, как и у других Ae/Be звезд Хербига.

5. Распределение энергии в спектре (РЭС) Lk H₂ 233 можно проанализировать на основе наших *UBVRI'*-наблюдений (несколько измерений в системе *i*, редуцированной в *I'*, проведено в 1983 г., (о системе *i* см: [11]), а также измерений в инфракрасной области спектра Коэна [15] и Лоренцетти и др. [16]. Ниже приводятся значения РЭС в фотометрических полосах системы Джонсона и Коэна [15], по нашим данным и по данным [15, 16] для Lk H₂ 233 и звезды А3 V, покрасневшей по нормальному закону. Из табл. 2 видно, что у Lk H₂ 233 наблюдается систематический ИК-избыток в излучении, достигающий уже в области 2.2 мкм 2^m9. а в

Таблица 2

БЛЕСК Lk H₂ 233 ПО СРАВНЕНИЮ С КАРЛИКОМ А3V,
ПОКРАСНЕВШИМ ПО НОРМАЛЬНОМУ ЗАКОНУ ($A_V = 2^m 66$)

Фильтр	Lk H ₂ 233	A3V + A _V	Фильтр	Lk H ₂ 233	A3V + A _V
<i>U</i>	15.24	15.20	<i>K</i>	8.3	11.18
<i>B</i>	14.54	14.54	<i>L</i>	6.1	10.98
<i>V</i>	13.66	13.66	<i>M</i>	5.5	10.89
<i>R</i>	12.62	12.92	[8, 6 мкм]	3.2	—
<i>I</i>	11.80	12.23	<i>N</i>	3.0	—
<i>J</i>	11.2	11.66	[18 мкм]	0.1	—
<i>H</i>	10.0	11.43			

области 18 мкм $\sim 7^m.5$. Очевидно, избыточное излучение в ИК-области спектра принадлежит оболочке.

6. *Определение расстояния и светимостей группировки эмиссионных звезд.* С этой целью мы провели фотометрию 21-ой звезды, проектирующейся на темное облако. В результате получен модуль расстояния $9^m.1$, соответствующий расстоянию 660 пк. Оценка поглощения велась по двухцветным диаграммам $(U-B)/(B-V)$ и $(U-B)/(V-R)$. Принимался нормальный закон поглощения. На рис. 2 приведена карта области и нумерация звезд.

Спектры некоторых звезд были взяты из работы Кальви и Коэн [11], а также из каталога HD. По оценке Крауфорда и Варени [17] расстояние до OB-ассоциации Лас 1—480 пк. Коэн и Кухи [10] принимают расстояние до облака, связанного с Lk H₂ 233—880 пк. Свою оценку они основывают на модуле ярчайшей звезды, проектирующейся на облако—HD 213976, спектр которой определен ими как B1.5V.

Коэн и Кухи [10] определяли спектры эмиссионных звезд Lk H₂ 231 и Lk H₂ 232 как K4 и K3V, с $A_V = 2^m.35$ и $2^m.44$ соответственно, а для Lk H₂ 230 привели спектр (K3) и $A_V \approx 2^m.6$, указав, что в спектре нет абсорбционных линий (индекс C).

Светимость объектов Lk H₂ 230—232 слегка повышенная, как у большинства звезд Т Тельца.

На рис. 3. приведены двухцветные диаграммы для группировки звезд в районе малого темного облака, а на рис. 4—ГР-диаграмма для очень компактной группировки звезд, связанной с областью звездообразования Lk H₂ 233. Данные фотометрии звезд приведены в табл. 3.

Таким образом, светимость Lk H₂ 233 $M_V \simeq +2^m$ близка к светимости нормального карлика A2 V, находящегося вблизи главной последовательности. Мощный инфракрасный избыток свидетельствует о протяженной оболочке. Вероятно, дисковая газово-пылевая оболочка имеет температуру в среднем ~ 150 К (в соответствии с РЭС) и размер более 200 а. е. Кроме того, вблизи звезды присутствует горячая (> 1000 К) пыль, разреженная газовая оболочка, генерирующая эмиссионные линии, а струи, образующие на периферии гигантскую биконическую туманность, свидетельствуют, вероятно, о выбросе вещества. Характер переменности блеска не позволяет составить определенного представления о механизме нестационарности. Необходимы дальнейшие спектральные, фотометрические, поляриметрические наблюдения.

Компактная группа объектов Lk H₂ 230—233 и несколько звезд ранних классов вместе с компактным молекулярным облаком, к которому

ЗВЕЗДЫ ОКРЕСТНОСТИ Lk H_α 233

№	HD, HDE, Lk H _α	Sp	SpQ	V	U-B	B-V	V-R	E _{B-V}	V ₀	(B-V) ₀	V ₀ -M
Звезды скопления											
1	214022	A0*	B5	8.53	-0.43	0.04	0.02	0.21	7.82	-0.17	8.9
3		F0	A9	13.18	0.42	0.84	0.68	0.56	11.27	0.28	8.6
5			F3	13.57	0.24	0.71	0.74	0.35	12.39	0.36	9.3
6			F4	13.37	0.24	0.74	0.72	0.34	12.22	0.4	8.9
7	213976	B1.5*	B0	7.09	-0.81	0.04	0.02	0.34	5.97	-0.30	9.6
8		B8-9	B9	9.72	-0.05	0.10	0.05	0.17	9.16	-0.07	9.1
18		B7-8	B8	9.07	-0.19	0.12	0.04	0.23	8.31	-0.11	8.6
	Lk H _α 233	A-F	A6*	13.58	0.64	0.87	0.92	0.78	10.92	0.09	8.8
	Lk H _α 230	—	—	16.75	—	1.5	1.53	—	—	—	—
	Lk H _α 231	K4 ₀ V*	—	15.68	—	1.34	1.33	—	—	—	—
	Lk H _α 232	K3 ₀ V*	—	15.45	—	1.85	1.26	—	—	—	—

Звезды дальнего фона

2			F1	14.95	0.58	0.98	1.08	0.72	12.49	0.26	9.9
11			B6	14.09	0.33	0.90	0.97	1.03	10.68	-0.13	11.3
12			B4	13.25	0.35	1.23	1.14	1.42	8.54	-0.19	9.9

Звезды ближнего фона

4		F6	F6	13.08	0.18	0.80	0.68	0.32	12.00	0.48	8.1
9		G0	F7	11.07	0.16	0.74	0.66	0.22	10.33	0.52	6.2
10		K0	K2	8.55	0.82	1.07	0.84	0	—	—	1.1
13		K2		11.18	0.76	1.20	1.10				
14		G8	K0	12.02	0.52	0.91	0.67	0.09	11.70	0.82	5.8
15		F5	F7	11.08	0.15	0.69	0.64	0.23	10.31	0.46	6.6
16	213835	K0*	K0III	6.65	1.19	1.24	0.91	0.12	6.21	1.12	5.9

Примечания.

1. За исключением особо оговоренных случаев спектральная классификация проведена по снимкам, полученным на 1-м телескопе Шмидта Бюраканской обсерватории с предобъективной призмой Н. Д. Меликяном.

7. Спектр по данным [11].

Lk H_α 233 — принята спектральная классификация Хербига [1].

Lk H_α 231, Lk H_α 232 — спектры по данным [11].

16. Спектр взят по HD-каталогу.

она концентрируется, представляют собой остаток более обширного облака, которое, вероятно, некогда являлось ядром [18] O-ассоциации.

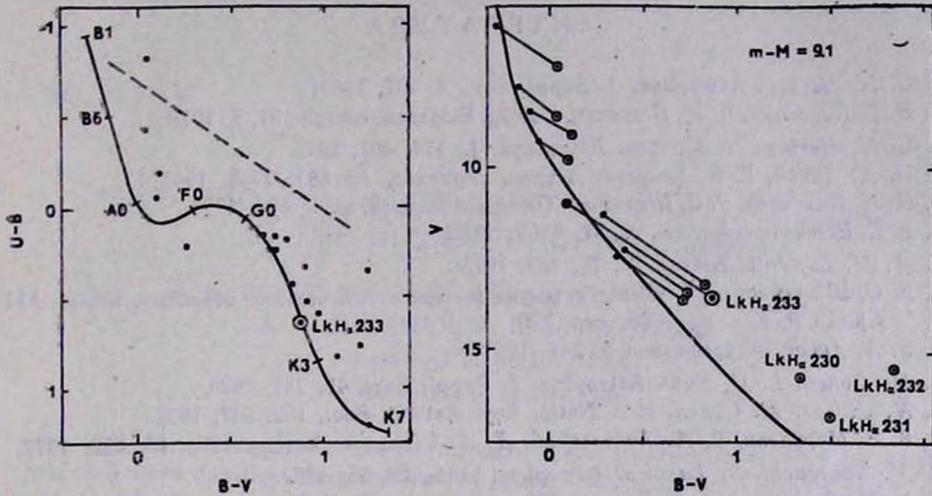


Рис. 3. Двухцветная диаграмма для звезд в окрестностях Lk H_α 233. Сплошная линия — главная последовательность, штриховая — линия нарастающего покраснения.

Рис. 4. Диаграмма Герцшпрунга—Рессела. Сплошная линия — главная последовательность. Кружок с точкой — наблюдаемые цвета (B-V), закрытый кружок — исправленный за поглощение цвет (B-V)₀.

Авторы признательны Л. Н. Бердникову, М. А. Ибрагимову, С. Ю. Мельникову и С. Д. Якубову, принимавшим участие в наблюдениях переменной, а также И. А. Бедулевой и Э. И. Дмитриевой, оказавшим помощь при подготовке рукописи. Авторы благодарны также Л. В. Мирзояну за ценные замечания.

Астрономический институт
АН Узб.ССР

THE HERBIG Ae-STAR Lk H_α 233 AND A RELATED COMPACT REGION OF STAR FORMATION

A. V. CHERNYSHEV, V. S. SHEVCHENKO

Using 270 photoelectric *UBVR* observations made in 1983–1986 the light curve Herbig Ae-star Lk H_α 233 is obtained. The trends (0^m5–0^m7 at 1–3 weeks) and less-amplitude variability are found. The *UBVR*-magnitudes of Lk H_α 230, 231, 232 and 17 star of region Lk H_α 233

are adduced. The distance to the compact region of star formation: related to Lk H_α 233 is 660 pc. Lk H_α 233 has a luminosity corresponding to the normal dwarf A2V.

ЛИТЕРАТУРА

1. G. H. Herbig, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 4, 337, 1960.
2. Э. С. Парсмян, В. М. Петросян, *Сообщ. Бюракан. обсерв.*, 51, 3, 1979.
3. G. H. Herbig, N. K. Rao, *Astrophys. J.*, 174, 401, 1972.
4. Э. А. Дибай, Г. В. Зайцева, *Астрон. циркуляр*, № 481, 7—8, 1968.
5. Н. Н. Килячков, В. С. Шевченко, *Письма в Астрон. ж.*, 2, 494, 1976.
6. В. С. Шевченко, *Астрон. ж.*, 57, 1162, 1980.
7. A. U. Landolt, *Astron. J.*, 78, 959, 1973.
8. В. С. Шевченко, в сб. «Вспыхивающие звезды и родственные объекты», изд-во АН Арм.ССР, Ереван, 1986, стр. 230.
9. Э. А. Дибай, *Астрофизика*, 5, 249, 1969.
10. M. Cohen, L. V. Kuhi, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 41, 743, 1979.
11. N. Calvet, M. Cohen, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 182, 687, 1978.
12. Б. Е. Маркрян, В. А. Липовецкий, Д. А. Степанян, *Астрофизика*, 13; 225, 1977.
13. V. Taniguchi, S. Tamara, *Astrophys. Lett.*, 23, 25, 1982.
14. Н. Н. Килячков, В. В. Брусевич, В. В. Когышев, В. С. Шевченко, *Перемен. звезды*, 21, 3, 1978.
15. M. Cohen, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 169, 257, 1974.
16. D. Lorenzetti, P. Saraceno, F. Strafella, *Astrophys. J.*, 264, 554, 1983.
17. D. L. Crawford, W. H. Warren, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, 88, 930, 1976.
18. В. С. Шевченко, *Астрон. ж.*, 56, 297, 1979.

УДК 524.338.6

V1589 CYG—B19—A FOREGROUND dMe FLARE STAR
IN THE DIRECTION OF NGC 7000B. R. PETERSEN, M. K. TSVETKOV, S. L. HAWLEY,
L. A. COLEMAN, A. S. AMIRKHANIAN

Received 20 January 1988

Accepted 30 March 1988

Abstract. Photographic and photoelectric flare observations of V1589 Cyg=B19 show that flare durations from minutes to hours, with amplitudes up to 2 magnitudes in the U-filter, occur on this star. Only major events are recorded with photographic techniques due to low time resolution and inability to detect small flare amplitudes. The colours, spectral type and presence of emission lines suggest that V1589 Cyg is a dM4.5e flare star. Photometric and spectroscopic parallaxes suggest a distance of 23–32 parsecs, thus excluding the possibility of it being a member of the stellar aggregate in the North America Nebula.

1. *The flare history of V1589 Cyg.* During the 1970's a major observing program was carried out with Schmidt telescopes at the Byurakan Astrophysical Observatory with the purpose of studying flare activity in stars of the North America-Pelican Nebulae, also identified as NGC 7000 and IC 5068—70. Multiple exposures on the same plate allowed detection of flares and sometimes time resolved recordings of flare light curves. In Table 1 (see also Fig. 1) we have compiled a list of flares recorded on the star Byurakan 19 (B 19) from thesis works of M. K. Tsvetkov [1] and L. K. Erastova [2], and from a contribution by N. D. Melikian [3]. Two events are similar to slow flares in Haro's classification. The flare activity of B19 was discovered by Tsvetkov in 1973, and was reported in IBVS No. 1002 in 1975. The star was subsequently named V1589 Cyg [4]. Finding charts can be found in [5]. Altogether six flares have been detected in the course of 848.4 hours of photographic multi-exposure monitoring, predominantly through an ultraviolet filter. Five flares were seen during 1973—74 as a result of 488.1 hours of monitoring. The remaining 360.3 hours of observations made in 1972 and during 1975—80 produced only one flare. This may indicate that the frequency of large flares on V1589 Cyg varies with time.

Table 1

PHOTOGRAPHIC FLARES ON V1589 Cyg=B19

Date	Amplitude (mag)	Telescope (BAO)	References
19 August 1973	2.9 <i>U</i>	40"	[1]
4 September 1973	1.7 <i>U</i>	40	[2]
18 June 1974	0.9 <i>U</i>	40	[2]
28 " "	1.3 <i>U</i>	40	[1]
	0.4 <i>pg</i>	21	[2]
19 August 1974	1.6 <i>U</i>	40	[1]
29 October 1980	1.2 <i>U</i>	40	[3]

Notes — Total monitoring time = 848.4 hours
Time resolution \approx 10 min

For the purpose of photoelectrically confirming the flare activity, and to investigate if shorter duration events occur on this star, we observed V1589 Cyg with a computer controlled high-speed photometer on 0.76 m and 2.1 m telescopes at McDonald Observatory. 4.3 hours of U-filter monitoring (see Table 2) revealed only one flare, the light curve of which is shown in Fig. 2. At an amplitude of 0.74, this spike flare represents an emitted U-filter energy of $4 \cdot 10^{30}$ ergs. It is evident from existing observations that many small flares have escaped detection during the photographic observations, both because of low time resolution (10 minutes usually) and inability to reliably detect flare-ups with small amplitudes. The photographic observations do show, however, that very large flares occur on V1589 Cyg from time to time. Amplitudes of up to 2 magnitudes and flare durations up to one hour (see; Fig. 1) suggest that equivalent flare energies of 10^4 sec are not unique. This corresponds to 10^{33} ergs for flares on V1589 Cyg.

2. Spectroscopy. The first spectral information about V1589 Cyg came from objective prism (4°) observations with the 1 m Schmidt telescope at the Byurakan Astrophysical Observatory. H-alpha was seen in emission both in 1973 and 1977, apparently of varying strength. Inspection of the plate revealed a weaker line in 1973 than on several occasions in 1977. We note that the photographic flare frequency was much higher in 1973 than in 1975-80.

Cassegrain spectra at 200 A/mm of V1589 Cyg were obtained on 11 and 12 August 1978 with a vidicon detector (PAR OMA 1) on the 2.6 m telescope at the Byurakan Astrophysical Observatory. Details are given in Table 3. The spectra were wavelength calibrated and showed

Table 2

PHOTOELECTRIC U-FILTER FLARE MONITORING OF V1589 Cyg=B19

Date	Start (UT)	End (UT)	Δt (sec)	α/I_0	Telescope (McD)
1 September 1983	06 ^h 01 ^m 40 ^s	06 ^h 55 ^m 40 ^s	3240	0.15	30"
2 " "	03 43 30	05 23 30	2400	0.14	30
26 October 1986	03 38 40	04 38 40	3600	0.07	82
27 " "	03 29 05	04 42 05	4380	0.06	82
28 " "	03 19 51	03 50 51	1860	0.06	82

Notes — Total monitoring time = 15480 sec = 4.3 hours
Time resolution = 5 sec.

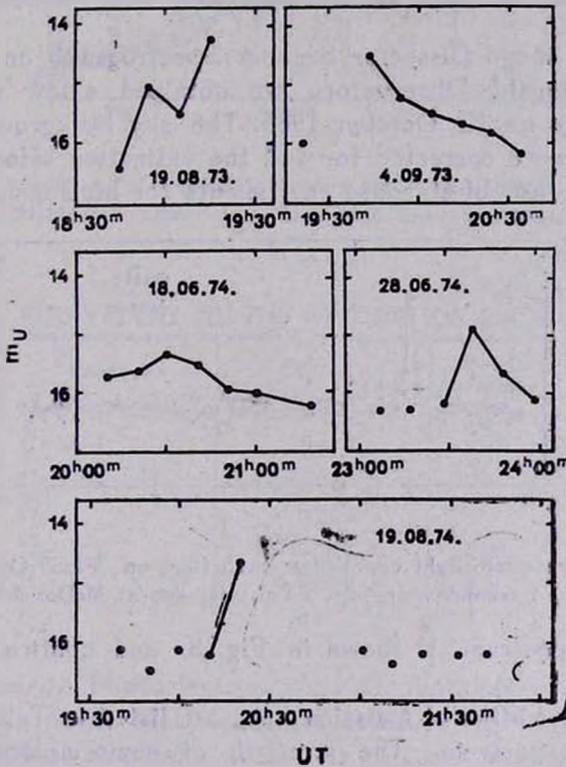


Fig. 1. A display of photographically detected flares on V1589 Gyg, observed with a time resolution of about 10 minutes using the 1m Schmidt telescope at Byurakan Astrophysical Observatory.

the Ca II H and K lines and the hydrogen Balmer lines in emission. Photospheric features like Ca I 4226 Å and several TiO bandheads sug-

gested an M dwarf nature. However, since detector response, background signals and extinction effects were not corrected for in these observations, further quantitative information could not be extracted from the spectra.

Table 3

SPECTROSCOPY OF V1589 Cyg = B19					
Date	Start (UT)	Exp (min)	Dispersion/Resolution	Spectral range	Instrument
11 August 1978	01 ^h 55 ^m	15	200 Å/mm	5500—7750 Å	BAO 2.6 m + OMA
12 " "	19 00	15	200 Å/mm	3600—5850 Å	" " "
12 October 1985	02 37	15	11 Å	3600—6600 Å	McD 2.7 m + IDS

Note — BAO = Byurakan Astrophysical Observatory; McD = McDonald Observatory

Using the Image Dissector Scanner Spectrograph on the 2.7 m telescope at McDonald Observatory we obtained a low resolution Cassegrain spectrum on 12 October 1985. The sky background and instrument response were corrected for and the extinction effects were handled through the use of standard coefficients for McDonald Observatory.

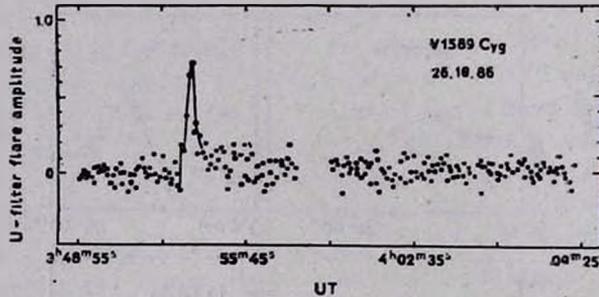


Fig. 2. Photoelectric light curve of a small flare on V1589 Cyg, observed with a time resolution of 5 seconds using the 2.1 m telescope at McDonald Observatory.

The resulting spectrum is shown in Fig. 3, and confirms the previous observations.

Equivalent widths of emission lines are listed in Table 4, as measured from this spectrum. The strength of some molecular bandheads correlates with spectral type for M dwarfs. Empirical relations established from observations of a number of M dwarfs [6] suggest that the spectral type of V1589 Cyg is dM4.5e. A list of identified molecular bandheads is given in Table 5.

Likewise, the strength of some molecular bandheads correlates with absolute visual magnitude. MgH and CaH are not very useful due to

moisy non-linear relationships. Measurements of bandheads of the TiO α and γ systems at 4761 Å, 4954 Å and 6162 Å, and CaOH features at 5455 Å and 6170 Å yield $M_V = 11.5 \pm 0.3$. At $V = 13.65$ this implies a spectroscopic parallax of $\pi_{\text{spec}} = 0.038 \pm 0.005$ arcsec.

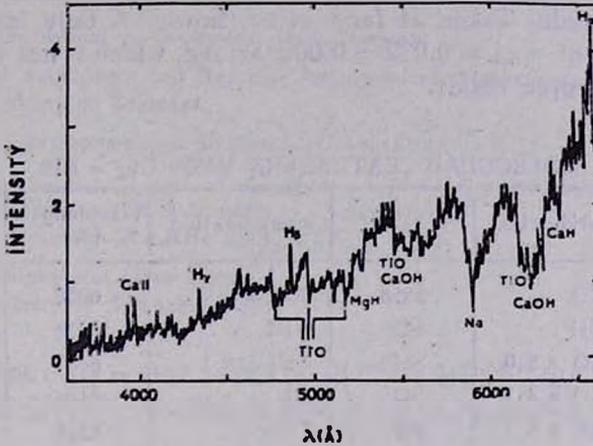


Fig. 3. The spectrum of V1589 Gyg from 3600 Å to 6600 Å, obtained with the 2.7 m telescope at McDonald Observatory. Emission lines and molecular features are identified.

Table 4
EQUIVALENT WIDTHS OF EMISSION LINES

Feature	EW (Å)	Balmer decrement
Ca II K	20 ± 4	—
Ca II H + H _α	19 ± 3.5	—
H _β	8 ± 2	0.6
H _γ	10.5 ± 1.5	0.85
H _β	6.0 ± 0.5	1.0
H _α	2.5:	1.7:

3. *Photometry.* Photoelectric *UBVR* photometry was done with the 91 cm telescope at McDonald Observatory on 13 October 1985. The transformation equations from the instrumental to the standard system are well behaved, but extinction coefficients were determined from a rather narrow airmass range. The results are

$$\begin{aligned}
 V &= 13.65 \pm 0.01, \\
 U - B &= 1.08 \pm 0.13, \\
 B - V &= 1.56 \pm 0.05, \\
 V - R &= 1.68 \pm 0.02.
 \end{aligned}$$

The V -magnitude agrees well with the photographic result of $V = 13.70 \pm 0.07$ [1], and the colours are typical for a dM4.5e star. They suggest absolute visual magnitudes of 11.1 (from $B - V$) and 11.3 (from $V - R$). The scatter of colour-magnitude diagrams for M-dwarfs is considerable, so these estimates may be uncertain by more than 0.5 magnitude. Taken at face value, however, they imply a photometric parallax of $\pi_{\text{phot}} = 0.032 \pm 0.009$ arcsec, which is not contradictory to the spectroscopic result.

Table 5

MOLECULAR FEATURES IN V1589 Cyg = B19

Wavelength (Å)	Identification	Wavelength (Å)	Identification	Wavelength (Å)	Identification
4352	TiO	5358	TiO α 4.4	6058	TiO γ 4.3
4546	AlH	5430	AlH	6083	MgH + VO
4584	TiO α 3.0	5448	TiO α 0.1	6162	TiO γ 0.0
4626	TiO α 4.1	5473	CN	6186	TiO γ 0.0
4668	TiO α 5.2	5497	TiO	6214	TiO γ 0.0
4761	TiO α 2.0	5530	CaOH	6230	CaOH
4788	MgH	5600	TiO β 0.0+CN	6240	TiO γ 1.1
4806	TiO α 3.1	5759	TiO α 0.2	6268	TiO γ 3.6
4936	CN	5810	TiO α 1.3	6276	TiO γ 1.1
4954	TiO α 1.0	5847	TiO γ 1.0	6322	TiO γ 2.0
4999	TiO α 2.1	5924	TiO γ 2.1	6358	TiO γ 3.1
5167	TiO α 0.0	5951	TiO γ 2.1	6385	CaH
5184	MgH	6003	TiO γ 3.2	6415	CaOH
5211	MgH	6038	CaOH	6448	TiO γ 4.2
				6520	TiO

4. *Conclusions.* The photometric and spectroscopic results suggest that V1589 Cyg belongs to the solar neighbourhood at a distance of 23–32 parsecs. This excludes the possibility of it being a member of the stellar aggregate in the North American Nebula. The colours, spectral type and presence of emission lines compare well with other flare stars in the solar vicinity. The flare data demonstrate that V1589 Cyg has produced flares of U -filter energy from $4 \cdot 10^{30}$ ergs to $1 \cdot 10^{33}$ ergs. There is indication that the flare frequency of large flares varies with time.

5. *Acknowledgements.* It is a pleasure to thank Professor L. V. Mirzoyan for his kind attention, assistance in the investigations carried out, and allocating observing time at the Byurakan Astrophysical Ob-

servatory, and to Dr. Harlan J. Smith for making facilities available at McDonald Observatory. At Byurakan, U. Hanni and P. Traat assisted with the observations, and Dr. A. Kaazik helped setting up the Optical Miltichannel Analyzer (OMA), made available from the Institute of Astrophysics and Atmospheric Physics of the Estonian Academy of Sciences.

Institute of Theoretical Astrophysics, Oslo, Norway

Department of Astronomy and National Astronomical Observatory,
Bulgarian Academy of Sciences.

Department of Astronomy and McDonald Observatory,
Austin, USA

Department of Physics and Astronomy,
University of Arkansas at Little Rock, USA

Byurakan Astrophysical Observatory
Armenian Academy of Sciences, USSR

V1589 CYG = B19 — ВСПЫХИВАЮЩАЯ ЗВЕЗДА ПЕРЕДНЕГО ФОНА В НАПРАВЛЕНИИ NGC 7000

Б. Р. ПЕТЕРСЕН, М. К. ЦВЕТКОВ, С. Л. ХОУЛИ, Л. А. КОЛЕМАН,
А. С. АМИРХАНИЯ

Фотографические и фотоэлектрические патрульные наблюдения вспыхивающей звезды V 1589 Лебедя = B19 показывают, что у этой звезды происходят вспышки продолжительностью от нескольких минут до нескольких часов с амплитудами до двух звездных величин в U -цвете. Фотографическим методом регистрируются только большие вспышки из-за недостаточного временного разрешения и невозможности регистрировать вспышки с малой амплитудой. Цвета, спектральный тип и присутствие эмиссионных линий показывают, что V 1589 Лебедя — вспыхивающая звезда dM4, 5e. Фотометрические и спектроскопические параллаксы дают расстояние 23—32 парсек, исключая таким образом возможность того, что данная звезда является членом звездного агрегата в туманности «Северная Америка».

REFERENCES

1. M. K. Tsvetkov, Thesis, Yerevan, 1976.
2. L. K. Erastova, Thesis, Yerevan, 1981.
3. N. D. Melikian, Inf. Bull. Var. Stars, No. 2352, 1983.
4. P. N. Kholopov et al., General Catalogue of Variable Stars (4th edition), Vol. 2, 1985.
5. M. K. Tsvetkov, B. R. Pettersen, S. L. Hawley, Proceedings from „Activity in Cool Star Envelopes“, Tromsø, in press, 1987.
6. B. R. Pettersen, S. L. Hawley, Institute of Theoretical Astrophysics, Oslo, Publication No. 2, 1987.

УДК: 524.352.7

L α -ИЗЛУЧЕНИЕ И ИОНИЗАЦИЯ Ca II В ОБОЛОЧКАХ
СВЕРХНОВЫХ ТИПА II НА ПОЗДНЕЙ СТАДИИ

Н. Н. ЧУГАЙ

Поступила 27 августа 1987

Принята к печати 20 ноября 1987

Рассмотрена ионизация Ca II диффузным L α -излучением в оболочках сверхновых типа II на поздней стадии. Спектр L α -излучения в сопутствующей системе координат найден с учетом непрерывного поглощения, а также селективного поглощения в линиях Fe II. Показано, что в оболочке SN 1970 g на 270-е сутки ионизация Ca II излучением L α довольно эффективна и приводит к относительной концентрации Ca II/Ca III ≤ 0.1 . По этой причине теоретическая интенсивность эмиссионных линий Ca II, в частности [Ca II] λ 7300 в случае SN 1970 g на 270-е сутки оказывается по крайней мере на порядок ниже наблюдаемой. Обсуждаются возможные пути устранения обнаруженного противоречия.

1. Введение. Эмиссионные линии [Ca II] λ 7300 и Ca II λ 8600 являются наряду с H β и [O I] λ 6300 сильнейшими линиями в спектрах сверхновых типа II (СН II) на поздней стадии, т. е. при $t > 100$ сут [1, 2]. Учитывая роль линий Ca II в тепловом балансе, в диагностике условий в оболочке и в оценке содержания Ca, крайне важно знать относительную концентрацию Ca II/Ca в рассматриваемых условиях. До сих пор считалось, что Ca в оболочках СН II на поздней стадии, в частности в SN 1970 g и SN 1969 I ионизован лишь однократно [1, 2]. Между тем, в оболочках СН II на поздней стадии Ca II в принципе может эффективно ионизоваться диффузным L α -излучением. Известно, например, что этот процесс существен в квазарах и сейфертовских галактиках [3]. На возможную роль данного процесса в СН II, в частности в SN 1970 g, указано в [4], без количественной оценки этого эффекта.

В предлагаемой работе рассчитывается ионизационное равновесие Ca II в шеле диффузного L α -излучения в оболочке СН II на поздней стадии. С этой целью вначале определяется плотность ионизирующего L α -излучения с учетом поглощения в непрерывном спектре и в линиях Fe II. Задача о спектре L α -излучения с учетом селективного поглощения решена в Приложении к данной работе. Оценки, проведенные для SN 1970 g на

270-е сутки, показывают высокую эффективность ионизации Ca II с уровня 3d квантами L α . Более того, этот процесс столь эффективен, что возникает трудность в объяснении высокой интенсивности линий излучения Ca II в спектрах SN II на поздней стадии.

2. *Модель оболочки и постановка задачи.* Из известных SN II на поздней стадии наиболее хорошо изучена SN 1970 g в фазе $t \approx 270$ сут. Ее спектры опубликованы в работах [1, 5], а кривая блеска в [6]. Мы будем использовать ниже однородную модель оболочки этой сверхновой на указанной фазе (см. табл. 1). Параметры модели взяты из работы [7]. Для населенности 2-го уровня водорода в табл. 1 указан нижний предел, который получается из условия отсутствия рекомбинационного бальмеровского континуума в спектре SN 1970 g на 270-е сутки, т. е. $\tau_2 = \alpha_2 n_2 v_0 t > 1$. В [7] получена модельная оценка $n_2 \approx 30 \text{ см}^{-3}$, которая согласуется с указанным в табл. 1 нижним пределом.

Таблица 1
ПАРАМЕТРЫ ОБОЛОЧКИ SN 1970g НА
270-е СУТКИ

Масса M, M_{\odot}	4
Масса водорода M_H, M_{\odot}	2.5
Скорость на границе $v_0, \text{км/с}$	4000
Объем $V, \text{см}^{-3}$	$3.4 \cdot 10^{18}$
Концентрация водорода $n, \text{см}^{-3}$	$0.9 \cdot 10^9$
Концентрация электронов $n_e, \text{см}^{-3}$	$3.5 \cdot 10^7$
Электронная температура $T_e, \text{К}$	7000
Населенность 2-го уровня водорода $n_2, \text{см}^{-3}$	>7

Задача, которую мы будем решать, состоит в нахождении стационарной концентрации Ca II с учетом фотоионизации Ca II с уровня 3d квантами L α . Для этого, очевидно, нужно найти плотность L α -квантов с частотой выше пороговой, $x_{3d} = (v_{3d} - v_0)/\Delta v_D = -65$, где Δv_D — тепловая доплеровская полуширина. Введем безразмерную интенсивность L α -излучения $f(x) = I_x/I_0$. Интенсивность в центре линии I_0 в оптически толстом случае можно выразить через степень возбуждения 2-го уровня. Окончательно плотность L α -квантов, способных ионизовать Ca II с уровня 3d, можно представить в следующем виде:

$$n_{L\alpha}(> x_{3d}) = \frac{8\pi}{\lambda^3} \frac{g_1}{g_2} \frac{n_2}{n_1} \frac{v_{th}}{c} \int_{x_{3d}}^{\infty} f(x) dx. \quad (1)$$

Интеграл от $f(x)$, который будет обозначаться через F , фактически имеет смысл ширины спектра L_α -излучения с частотами $x > x_{zd}$. Как будет показано ниже, в нашем случае он имеет порядок $F \sim 10^2$. Определению функции $f(x)$ и будет посвящен следующий раздел.

3. Локальная интенсивность L_α -излучения. Рассеяние L_α -квантов в оболочке СН II на поздней стадии происходит в условиях очень большой оптической толщи $\alpha\tau \gg 1$, где $\alpha = 5.6 \cdot 10^{-4}$ — фойгтовский параметр, а τ — локальная оптическая толщина, определяемая в случае кинематики $v = r/t$ соотношением

$$\tau = \frac{\pi e^2}{mc} f n \lambda t = k \lambda t, \quad (2)$$

где f — сила осциллятора, n — концентрация нейтрального водорода, λ — длина волны в см, t — время расширения. Для условий SN 1970 g на 270-е сутки (см. табл. 1) находим $\tau = 2.5 \cdot 10^9$. Характерная ширина спектра L_α -излучения, определяемая расширением и частичным перераспределением в лоренцевских крыльях, равна (см. [8])

$$x_d = (3\alpha\tau/2\pi)^{1/3} \approx 84. \quad (3)$$

Здесь предполагается, что вероятность гибели при рассеянии $\epsilon \ll 1$. Заметим, что величина $x_{zd} = -65$, и, следовательно, нас будет интересовать спектр L_α -квантов в интервале $x > -x_d$. Этот спектр формируется в результате рассеяния в локальной окрестности звукового радиуса $\Delta r = v_{th} t$ в том случае, если выполняется условие

$$\delta = (1 - \eta + \eta\epsilon) x_d^2 \ll 1, \quad (4)$$

см. [9]). Здесь ϵ — вероятность гибели кванта при рассеянии, равная $\epsilon = q_{2p, 2s} n_e / A_{2p, 1s} \approx 10^{-5}$, а η — вероятность когерентного рассеяния в системе координат атома, равная $\eta \approx 1 - 10^{-6}$ (см. [9]). В рассматриваемом случае $\delta \approx 0.07$, следовательно спектр в области $x > -x_{zd}$ формируется в локальной окрестности звукового радиуса.

Если поглощение квантов в полете пренебрежимо мало, то спектр будет описываться выражением (см. [10])

$$f(x) = \theta(x) \exp[-(x/x_d)^3] + \theta(-x), \quad (5)$$

где $\theta(x)$ — единичная функция, равная единице при $x > 0$ и нулю при $x < 0$. Спектр, описываемый формулой (5), имеет вид ступеньки с усту-

пом на частоте x_d . Следует иметь в виду, что для среды конечных размеров выражение (5) не применимо на всем интервале частот $0 < x < \infty$. Однако оно заведомо применимо на интервале порядка нескольких величин x_d , что вполне нас устраивает.

Учтем теперь непрерывное поглощение нейтральными атомами металлов Fe, Si и Mg. Оценим верхний предел параметра поглощения $\omega = k_c \Delta v_D / k$, где k_c — коэффициент непрерывного поглощения на частоте L_α , а k — интегральный коэффициент поглощения в L_α (см. формулу (2)). Скорость поглощения L_α -квантов в полете с учетом поглощения в пределах звукового радиуса и за его окрестностью равна $A_{21} n_2 \zeta$, где

$$\zeta = (\tau^{-2} + \zeta_a^2)^{1/2}, \quad \zeta_a = 1.87 a^{1/4} \omega^{3/4}, \quad (6)$$

(см. [10]). Учитывая, что скорость поглощения не может превышать скорости рекомбинации Fe, Si и Mg, приходим к неравенству

$$n_2 A_{21} \zeta < \alpha(M) n. n(M). \quad (7)$$

Принимая суммарную концентрацию металлов $n(M) = 10^{-4} n$, коэффициент рекомбинации $\alpha(M) = 5 \cdot 10^{-13} \text{ см}^3/\text{с}$, $n_2 = 7 \text{ см}^{-3}$, получим из (6) и (7) оценку верхнего предела $\omega < 10^{-12}$. Эта величина заметно ниже критической $\omega_{cr} = (x_d \tau)^{-1} \approx 5 \cdot 10^{-12}$, при которой начинает заметно сказываться поглощение L_α -квантов в интервале частот $x > -x_d$. Таким образом, в рассматриваемых условиях непрерывное поглощение не влияет на интенсивность L_α -излучения в диапазоне частот $x > -x_d$.

Поиск других механизмов поглощения L_α -квантов в полете в условиях СН II на поздней стадии привел нас к возможности заметного селективного поглощения в линиях Fe II. Этот процесс привлекался ранее для интерпретации некоторых ультрафиолетовых линий Fe II в спектрах холодных звезд [11]. Поглощение L_α -излучения происходит в линиях Fe II с длиной волны $\lambda \approx 1216 \pm 3 \text{ \AA}$, нижним термом которых является a^4D с потенциалом возбуждения 1 эВ [11]. В Приложении решена задача о спектре L_α -излучения в расширяющейся оптически толстой в L_α -среде при наличии селективного поглощения. Эффект селективного поглощения определяется частотой линии x_s и параметром поглощения $\omega_s = k_s/k$, где k_s — интегральный коэффициент поглощения в линии примесного иона. Основной вклад в поглощение L_α -квантов в диапазоне частот $x > -x_d$ вносят линии, для которых $x_s < 0$ и параметр

$$\Phi = \tau \omega_s \{1 - \exp[-(|x_s|/x_d)^3]\} \geq 1. \quad (8)$$

Анализ списка линий Fe II из [11] показывает, что наибольший эффект на форму спектра L_{α} -излучения в диапазоне частот оказывает линия Fe II λ 1217.85, параметры которой $x_s = -50$, $\omega_s = 1.9 \cdot 10^{-9}$, $\psi = 0.85$ (предполагается бальмовская населенность терма a^4D).

Спектр L_{α} -излучения в сопутствующей системе координат с учетом поглощения в линии Fe II λ 1217.85 (см. формулу (П.8)), а также без учета селективного поглощения (см. формулу (5)) при $x_d = 84$ показан на рис. 1. Как видно из рис. 1 эффект селективного поглощения хотя и заметно выражен, однако практически не оказывает влияния на величину плотности L_{α} -квантов с частотами $x > x_{3d}$. В самом деле, при $\omega_s = 0$ интеграл от $f(x)$ в интервале $x > x_{3d}$ равен $F = 140$, тогда как с учетом поглощения в линии Fe II λ 1217.85 получаем $F = 130$.

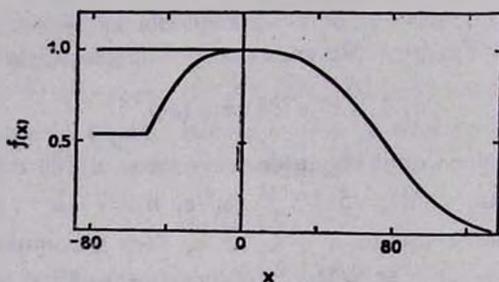


Рис. 1. Спектр L_{α} -излучения $f(x)$ при $x_d = 84$. Кривая 1: $\omega_s = 0$; кривая 2: $\omega_s = 1.9 \cdot 10^{-9}$, $x_s = -50$.

Итак, теперь мы располагаем всем необходимым для оценки нижнего предела плотности L_{α} -квантов $n_{L_{\alpha}} (> x_{3d})$ по формуле (1) в оболочке SN 1970 g на 270-е сутки.

4. *Ионизационное равновесие Ca II.* Найдем относительную концентрацию Ca II/Ca, учитывая лишь два иона, Ca и Ca III, т. е. пренебрегая несущественным вкладом Ca I. Рассматривается только один процесс ионизации Ca II, а именно, фотоионизация с уровня $3d$ L_{α} -излучением. С учетом двух нижних уровней, $4s$ и $3d$, которые обозначим соответственно l и u , имеем систему уравнений ионизационного баланса

$$\begin{aligned} c_{3d} n_{L_{\alpha}} (> x_{3d}) n_n (\text{CaII}) &= a (\text{CaII}) n_e n (\text{Ca III}), \\ (A_{ul} + q_{ul} n_e) n_n (\text{CaII}) &= q_{lu} n_e n (\text{CaII}), \\ n (\text{CaII}) + n (\text{CaIII}) &= n (\text{Ca}). \end{aligned} \quad (9)$$

Эта система решалась совместно с уравнением (1) при следующих

значениях величин: сечение фотоионизации $\sigma_{3d} = 6 \cdot 10^{-18}$ см² [12], коэффициент рекомбинации $\alpha(\text{CaII}) = 2.3 \cdot 10^{-12}$ см³/с [13], коэффициент столкновительной деактивации $q_{nl} = 2.6 \cdot 10^{-7}$ см³/с [12], $A_{ul} = 1.3$ с⁻¹ [14], $n_e = 3.5 \cdot 10^7$ см⁻³, $T_e = 7000$ К, $n_2 = 7$ см⁻³ (см. табл. 1), $F = 130$. Содержание Ca по отношению к водороду предполагалось нормальным, $n(\text{Ca})/n = 2 \cdot 10^{-6}$.

Результаты расчетов для трех значений массы водорода в оболочке приведены в табл. 2. В ней указываются величина относительной концентрации Ca II/Ca III, а также отношение теоретической и наблюдаемой интенсивностей линии [Ca II] λ 7300 в спектре SN 1970 g на 270-е сутки. Теоретическая интенсивность (число квантов, излучаемых оболочкой в секунду) определяется соотношением $Q = A_{ul} n_u V$. Наблюдаемая величина $Q_0 = 5 \cdot 10^{50}$ кв/с получена из спектра, который приведен в [1]. При этом было использовано расстояние до M 101 $D = 6$ Мпк и поглощение $A_V = 0.44$ (см. [2]). Заметим, что теоретическая оценка Q не зависит от принятой величины T_e .

Таблица 2
ОТНОСИТЕЛЬНАЯ КОНЦЕНТРАЦИЯ $n(\text{CaII})/n(\text{Ca})$
И ИНТЕНСИВНОСТЬ ЛИНИИ [CaII] λ 7300 В
SN 1970 g НА 270-Е СУТКИ

$M_H \cdot M_\odot$	CaII/Ca	$Q(7300)/Q_0(7300)$
1.5	0.03	0.02
2.5	0.05	0.06
3.5	0.07	0.12

Из результатов, приведенных в табл. 2, следуют два важных вывода: 1) Ионизация Ca II диффузным L α -излучением в оболочке SN 1970 g на 270-е сутки является весьма эффективным процессом, благодаря чему преобладающим ионом Ca оказывается Ca III с отношением Ca II/Ca III < 0.1 ; 2) Интенсивность линии [Ca II] λ 7300, рассчитанная в модели, по крайней мере на порядок ниже наблюдаемой из-за сильной ионизации Ca II излучением L α . Второй вывод относится в равной степени и к линии Ca II λ 8600. Обнаруженное противоречие модели и наблюдений является фактической констатацией несовершенства стандартных представлений об условиях формирования эмиссионных линий, в частности Ca II в SN II на поздней стадии.

5. *Обсуждение.* Кратко обсудим основные возможности, которые в той или иной мере могли бы объяснить высокую наблюдаемую интенсивность линий Ca II в спектре SN 1970 g на 270-е сутки.

Предположение о высоком избытке (на порядок величины!) Ca в оболочке SN 1970 g снимает проблему высокой интенсивности линий Ca II, однако при этом ставит вопрос о том, как образовался такой избыток Ca. Можно было бы допустить иную возможность. Расчет показывает, что при достаточно большой массе оболочки, $M = 15 M_{\odot}$, проблема высокой интенсивности линий Ca II в SN 1970 g также снимается. Однако это предположение противоречит оценке массы $M \approx 4 M_{\odot}$, полученной на основе сопоставления кривой блеска [6] с теоретическими расчетами [16] (см. [7]).

Следует упомянуть интересную возможность преодоления проблемы высокой ионизации Ca II, связанную с реакцией перезарядки $\text{Ca}^{++} + \text{H} + 1.73 \text{ эВ} \rightleftharpoons \text{Ca}^{+} + \text{H}^{+}$. Если сечение реакции, идущей справа налево, превышает $2 \cdot 10^{-17} \text{ см}^2$, то ионизационное равновесие Ca II в условиях SN 1970 g на 270-е сутки будет полностью контролироваться реакцией перезарядки. При этом Ca II/Ca III ≈ 1.5 , что и требуется для объяснения наблюдаемых интенсивностей линий Ca II в спектре SN 1970 g на 270-е сутки. К сожалению, данные о реакции перезарядки, указанной здесь, отсутствуют в литературе. Из общих же соображений следует, что сечение реакции $\text{Ca}^{+} + \text{H}^{+}$ существенно ниже газокинетического (см., например, [17]).

На наш взгляд, весьма правдоподобно следующее объяснение высокой интенсивности линий Ca II. Предположим, что оболочка SN II является гетерогенной смесью водородного вещества и вещества, полностью лишённого водорода, т. е. гелиевого вещества. Такая неоднородная оболочка могла образоваться при взрыве звезды, состоящей из водородной оболочки и гелиевого ядра (см., например, [18]). Может оказаться, что в гелиевом веществе плотность L_{α} -квантов будет низка (например, L_{α} -кванты могут сильно поглощаться в водородном газе), вследствие чего Ca будет ионизован однократно. При массе гелиевого компонента $\approx 2 M_{\odot}$, электронной температуре $T_e \approx 7000 \text{ К}$ и электронной концентрации $n_e \approx 10^7 \text{ см}^{-3}$ интенсивность линий Ca II, излучаемых гелиевым компонентом, может оказаться вполне приемлемой для объяснения линий в спектре SN 1970 g на 270-е сутки.

Приложение

Спектр L_{α} -излучения с учетом селективного поглощения. Пусть на частоте χ_s имеется линия примесного иона, характеризующаяся параметром поглощения $\omega_s = k_s/k$. В приближении диффузии по частотам в лоренцев-

ских крыльях квазистационарный спектр в бесконечной однородной среде с кинематикой $v = r/t$ описывается уравнением (см., например, [10])

$$\frac{1}{\tau} \frac{\partial I_x}{\partial x} + \frac{a(1-\epsilon)}{2\pi} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{x^2} \frac{\partial I_x}{\partial x} \right) - \omega_s I_x \delta(x - x_s) + (S^0 - \epsilon I_0) \delta(x) = 0, \quad (\text{П.1})$$

где S^0 — первичная функция источника. Граничные условия

$$I_x \rightarrow 0, \quad x \rightarrow \infty; \quad I_x \rightarrow \text{const}, \quad x \rightarrow -\infty \quad (\text{П.2})$$

следует дополнить условиями непрерывности в точке x_s . Решение уравнения (П.1) можно записать в виде

$$I_x = S_x^0 (\epsilon + \zeta)^{-1} f(x), \quad (\text{П.3})$$

где ζ — вероятность потери L_α -кванта в полете, $f(x)$ — нормированная интенсивность. Выражения для ζ и $f(x)$ зависят от знака x_s .

Для $x_s > 0$ имеем решение в виде

$$f(x) = \theta(x) \exp[-(x/x_d)^3] + \theta(-x), \quad (\text{П.4})$$

где

$$x_d = [3a(1-\epsilon)/2\pi]^{1/3}. \quad (\text{П.5})$$

Вероятность потери кванта в полете равна

$$\zeta = \beta + \omega_s \chi, \quad (\text{П.6})$$

где $\beta = \tau^{-1}$ — вероятность выхода кванта из среды вследствие градиента скорости, а

$$\chi = \exp[-(|x_s|/x_d)^3]. \quad (\text{П.7})$$

При $x_s < 0$ функция $f(x)$ имеет более сложный вид,

$$f = \begin{cases} \zeta (\beta + \omega_s)^{-1}, & x < x_s, \\ \zeta \{1 - \omega_s \chi (\beta + \omega_s)^{-1} \exp[-(x/x_d)^3]\}, & x_s < x < 0, \\ \exp[-(x/x_d)^3], & x > 0, \end{cases} \quad (\text{П.8})$$

тогда как

$$\zeta = \beta (\beta + \omega_s) [\beta + \omega_s (1 - \chi)]^{-1}. \quad (\text{П.9})$$

L_α RADIATION AND CaII IONIZATION IN THE ENVELOPES. OF THE TYPE II SUPERNOVAE AT LATE TIME

N. N. CHUGAJ

Ionization of CaII in the envelope of the type II supernovae by the diffuse L_α radiation is considered. The L_α spectrum in the comoving frame is found with the continuous and selective absorption (the latter in the FeII lines) taken into account. It is concluded that the CaII ionization by L_α in SN 1970 g on the 270th day is very effective and provides low relative concentration CaII/Ca ≤ 0.1. As an outcome the predicted intensity of CaII emissions for this case turns out to be at least an order of magnitude lower than that observed. Some additional factors which possibly could remove this contradiction are discussed.

ЛИТЕРАТУРА

1. R. P. Kirshner, J. B. Oke, M. V. Penston, L. Searle, *Astrophys. J.*, 185, 303, 1973.
2. R. P. Kirshner, J. Kwan, *Astrophys. J.*, 197, 415, 1975.
3. S. Collin-Souffrin, S. Dumont, N. Heidmann, M. Joly, *Astron. and Astrophys.*, 83, 190, 1980.
4. Н. Н. Чугай, *Астрон. ж.*, 59, 1134, 1982.
5. В. И. Проник, К. К. Чуваев, Н. Н. Чугай, *Астрон. ж.*, 53, 1182, 1976.
6. R. Barbon, F. Clatti, L. Rosino, *Astron. and Astrophys.*, 29, 57, 1973.
7. Н. Н. Чугай, *Письма в Астрон. ж.*, 13, 671, 1987.
8. Н. Н. Чугай, *Письма в Астрон. ж.*, 6, 166, 1980.
9. Н. Н. Чугай, *Научн. ввф. Астрон. сов. АН СССР*, 85, 1988.
10. Н. Н. Чугай, *Астрофизика*, 26, 89, 1987.
11. S. Johansson, C. Jordan, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 210, 239, 1984.
12. D. Mihalas, *Astrophys. J.*, 179, 209, 1973.
13. M. J. Seaton, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 111, 368, 1951.
14. W. L. Wiese, M. W. Smith, B. M. Miles, *Atomic Transition Probabilities*, v. II, NBS, Washington, 1969.
15. R. P. Kirshner, J. Kwan, *Astrophys. J.*, 193, 27, 1974.
16. И. Ю. Лукинова, Д. К. Надежин, *Письма в Астрон. ж.*, 11, 351, 1985.
17. G. Steigman, *Astrophys. J.*, 199, 642, 1975.
18. S. E. Woosley, T. A. Weaver, *Ann. Rev. Astron. and Astrophys.*, 24, 205, 1986.

УДК: 524.426—726—466

О РОЛИ ПЛАЗМЕННОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ
В АТМОСФЕРАХ АКТИВНЫХ ЗВЕЗД

В. С. АЙРАПЕТЯН, А. Г. НИКОГОСЯН

Поступила 6 июля 1987

Принята к печати 1 декабря 1987

Показано, что некоторые спектральные особенности звезд типа Т Тау, такие, как значения полуширин бальмеровских линий, быстрая переменность водородных линий, значения бальмеровских скачков, сдвиги линий He I, могут быть объяснены в предположении о генерации в их хромосферах квазистационарной плазменной турбулентности. Приводятся оценки для среднеквадратичных напряженностей турбулентных электрических полей.

1. *Введение.* Как известно, энергия, выделяемая при вспышках активных звезд, распространяется в виде газодинамических течений, потоков частиц, коротковолнового излучения. Энергия в этих формах способна вызвать возмущение атмосферы звезды от короны до фотосферных слоев. В работах [1—4] в качестве механизма нагрева атмосферных слоев Солнца во время вспышек рассматривалась кулоновская диссипация энергии электронных пучков. Результаты работы [1] впоследствии были применены для объяснения явления непрерывной ультрафиолетовой эмиссии во вспышках звезд UV Cet [5]. Следует, однако, учесть, что кулоновская диссипация энергии пучков в плазме доминирует лишь при относительно небольших плотностях потоков частиц ($F_0 \sim 10^{12}$ эрг/см²с). Между тем, в случае вспышек звезд типа Т Тау значение потока может оказаться на 3—4 порядка выше, что приведет к возрастанию относительной роли качественно иных потерь энергии, таких, как потери на возбуждение плазменной турбулентности и обратных токов. Впервые в работах [6—9] было высказано предположение о генерации плазменной турбулентности при солнечных вспышках и ее влиянии на спектральные линии водорода. Указанное влияние сводится, в частности, к эффекту уширения линий, последовательная теория которого была разработана Г. В. Шолыным и др. в работах [10—12].

На основе анализа условий генерации и поддержания турбулентных электрических полей в настоящей работе показано, что, в отличие от

Солнца и звезд типа UV Cet, в хромосферах звезд типа Т Тау в областях вспышек может установиться квазистационарная плазменная турбулентность. Действительно, как увидим далее, ряд спектральных особенностей звезд типа Т Тау можно объяснить турбулентным штарк-эффектом, в то время как применение традиционных механизмов уширения линий сталкивается с трудностями. В работе приводятся оценки значений среднеквадратичной напряженности турбулентных электрических полей низкочастотных волн.

2. Условия генерации и поддержания плазменной турбулентности.

Основными параметрами, характеризующими явление вспышки, являются величина первичного энерговыделения и средний промежуток времени между двумя последовательными событиями вспышек. Об энергетике вспышки позволяет судить вспышечная болометрическая светимость L_{bol} . Для солнечных вспышек („белые вспышки“), как известно, $L_{bol} \sim 10^{29}$ эрг/с, а средняя частота вспышек $\nu \sim 10^{-4} - 10^{-5}$ ч⁻¹. Для аналогичных явлений во внешних слоях звезд типа UV Cet и Т Тау имеем, соответственно, $L_{bol} \sim 10^{28} - 10^{31}$ эрг/с, $\nu \sim 1 - 3$ ч⁻¹ [13] и $L_{bol} \sim 10^{31} - 10^{34}$ эрг/с, $\nu \sim 10 - 10^3$ ч⁻¹ [14, 15]. Приведенные значения L_{bol} дают возможность оценить плотность потока энергии пучков, возникающих при вспышке. Если воспользоваться обычно принимаемым значением для площади вспышечной области $s \sim 10^{19} - 10^{20}$ см² (см., например, [5, 16]), то для величины F_0 получаем следующие оценки: $F_0 \sim 10^{10}$ эрг/см² с (для Солнца), 10^{11} эрг/см² с (для звезд типа UV Cet), 10^{14} эрг/см² с (для звезд типа Т Тау). Согласно результатам работ [17, 18], пучки с плотностями потоков порядка 10^{15} эрг/см² с при взаимодействии с хромосферной плазмой способны возбуждать достаточно интенсивную высокочастотную турбулентность. Благодаря стабилизации пучков, обусловленной механизмом нелинейного рассеяния высокочастотных волн на тепловых ионах, а также вследствие эффектов модуляционной неустойчивости и градиента концентрации частиц пучки могут проникать вглубь хромосферы на расстояния порядка длины свободного пробега электронов. Заметим, что из-за процессов распада и эффектов неустойчивости обратного тока во вспышечной плазме может также установиться высокий уровень низкочастотной турбулентности, которая должна существенно сказаться на характере спектров.

Важно подчеркнуть, что при отсутствии подкачки энергии турбулентность должна очень быстро затухать, поэтому время жизни интенсивных турбулентных электрических полей высокочастотных и низкочастотных волн практически равно времени действия пучков. Это означает, что наличие мощных электронных пучков без их поддержания не должно, по-видимому, приводить к установлению квазистационарной плазменной турбу-

лентности в широкой активной области звездных хромосфер. Времена действия пучков $\tau \sim 10-100$ с сравнимы с характерным временем «жесткой фазы» вспышек. Ввиду низкой плотности потоков энергии частиц в активных областях Солнца и звезд типа UV Cet, а также малых значений частот вспышек ($\nu^{-1} \gg \tau$), в хромосферах указанных объектов трудно ожидать наличия протяженной турбулентной области. В случае же звезд типа T Tau частота вспышек гораздо выше (для них $\nu^{-1} \approx \tau$), поэтому действие пучков должно носить квазистационарный характер. Это, в свою очередь, приводит к квазистационарному поддержанию высокочастотной и низкочастотной турбулентности, обуславливая накопление плазмонов в области волновых чисел, нерезонансных с пучком. Тогда плотности энергии высокочастотных и низкочастотных волн могут быть одного порядка и вместе с тем быть сравнимыми с плотностью тепловой энергии плазмы. В силу сказанного, именно в хромосферах звезд типа T Tau следует ожидать заметного проявления турбулентных полей высокочастотных и низкочастотных волн. Приведенные физические рассуждения в пользу генерации турбулентности при вспышках диктуют необходимость рассмотрения влияния интенсивных электрических полей на атомы водорода, сводящегося к механизму турбулентного штарк-эффекта. Это тем более важно, если учесть, что интерпретация некоторых спектральных признаков во вспышках применением традиционных механизмов уширения линий, таких, как доплер- и штарк-эффекты, сталкивается с определенными трудностями. Здесь мы рассмотрим некоторые характерные особенности водородных линий в спектрах звезд типа T Tau.

а) Полуширины бальмеровских линий $\Delta\lambda_{1/2}$ весьма велики ($\Delta\lambda_{1/2} \sim 10 \text{ \AA} - 15 \text{ \AA}$), при этом, как показано ниже, величина $\Delta\lambda_{1/2}/\lambda$ возрастает с номером линии. Крылья линий пологие. Казалось, указанные особенности можно было объяснить штарковским механизмом уширения, однако для этого требуются большие значения ионной концентрации ($n_i \sim 10^{15} - 10^{16} \text{ см}^{-3}$). Теоретические оценки верхней границы хромосферной концентрации, приводимые рядом авторов (см., например, [19, 20]), не превосходят 10^{13} см^{-3} , поэтому полученные из полуширин линий значения n_i следует признать слишком высокими и маловероятными. Другая трудность связана с тем, что указанные значения существенно образом зависят от номера бальмеровской линии и обнаруживают довольно значительный разброс. Что касается доплеровского уширения линий, то оно отличается более крутым спадом интенсивности в крыльях линий и постоянством относительных полуширин, поэтому этот механизм также не приводит к удовлетворительному согласию с наблюдательными данными.

б) Как известно [21], номер последней различимой бальмеровской линии в спектрах звезд типа Т Тау невелик: $n_0 \approx 13-15$. Попытка объяснить столь малые значения n_0 обычным штарк-эффектом вновь, как и выше, приводит к высоким значениям n_1 ($\sim 10^{14}$ см $^{-3}$). Заметим, что при таких концентрациях бальмеровский декремент должен быть весьма пологим [19, 20], что не подтверждается данными наблюдений.

3. Уширение линий водорода турбулентными электрическими полями. Приведенные выше соображения о существовании во вспышечных областях звезд типа Т Тау квазистационарной плазменной турбулентности, а также трудности, возникающие при интерпретации спектральных особенностей вспышек традиционными механизмами, показывают, что естественно попытаться объяснить структуру спектральных линий механизмом турбулентного штарк-эффекта.

Теория штарковского уширения водородных линий исходит из раздельного учета квазистатического воздействия на атом низкочастотных (ионно-звуковых) и неадиабатического воздействия высокочастотных (ленгмюровских) волн. Совместный учет этих волн приводит к уширению центрального компонента линии и появлению на профилях боковых компонентов характерных провалов.

Квазистатическое поле низкочастотных волн приводит к расщеплению состояния с главным квантовым числом n на $2n + 1$ подуровней, равностоящих друг от друга на величину $\omega_F = 3\pi e a_0 E / 2\hbar$ (a_0 — боровский радиус; E — напряженность электрического поля). Неадиабатические эффекты высокочастотных волн возникают при условии $\omega_F \approx \omega_{pe}$ (ω_{pe} — плазменная частота электронного компонента) и характеризуются провалами на определенных расстояниях от центра линии. В работе [8] была сделана попытка определить плотность энергии высокочастотных волн по полуширинам провалов. Такое определение, однако, затруднительно ввиду малости эффекта. Поэтому здесь мы сосредоточим наше внимание на другом, более осязаемом, эффекте, по которому реально можно судить о существовании турбулентных электрических полей и их влиянии на спектр. Речь идет об уширении линий, обусловленном низкочастотными волнами. При таком уширении формы контуров линий задаются, по сути дела, функцией распределения электрического микрополя \vec{E} , являющегося суперпозицией индивидуальной составляющей \vec{E}_i , обусловленной ионами, и коллективной составляющей \vec{E}_c .

В работах [22, 23] с использованием функции распределения коллективной составляющей микрополей были теоретически рассчитаны контуры бальмеровских линий вплоть до $n = 18$. Бальмеровские линии, ушире-

ние которых вызвано турбулентным штарковским механизмом, характеризуются ростом относительных полуширин с увеличением номера линии и сравнительно пологими крыльями. Поведение последних описывается формулой

$$I_{\lambda} \sim \exp [- (\Delta\lambda / \Delta\lambda_{1/2})^{\gamma}], \quad (1)$$

где $1 < \gamma < 2$.

Следует отметить, что для проведения сравнения теоретических и наблюдаемых контуров линий пригодны лишь высокие члены бальмеровской серии. Дело в том, что головные члены указанной серии в большей степени подвержены самопоглощению и вместе с тем накладываются на довольно высокий уровень непрерывной эмиссии. Помимо того, эти линии формируются в довольно протяженных областях, в которых температура и плотность могут меняться в широких пределах.

Таким образом, следует полагать, что высокодисперсионные спектры звезд типа Т Тау, включающие высокие члены бальмеровской серии, в принципе предоставляют возможность выявить роль плазменной турбулентности в активных областях вспышек.

Здесь мы приведем результаты предварительных исследований наблюдаемых контуров бальмеровских линий в спектре звезды S СтА [24—26]. Она представляет собой звезду подкласса УУ Ог1 и является одной из активных звезд типа Т Тау с признаками «анти-Р Суг» контуров линий. Для сравнения с наблюдательными данными брались теоретические контуры линий, рассчитанные в предположении, что $E_c \gg E_i$ и распределение микрополей низкочастотных волн является изотропным. Последнее предположение оправдывается квазистационарностью плазменной турбулентности в областях вспышек. Тогда для функции распределения микрополей низкочастотных волн имеем

$$W(\beta) = 3(6/\pi)^{1/2} \beta^2 \exp(-3\beta^2/2), \quad (2)$$

где $\beta = E/E_0$, E_0 — среднеквадратичная напряженность. Производя суммирование по всем штарковским подуровням, для контура спектральной линии можно написать

$$r(\Delta\lambda/E_0) = \frac{1}{\pi^2 f_{\pm}} \sum_i \frac{f_i}{c_i} W(\Delta\lambda/E_0 c_i), \quad (3)$$

где f_{\pm} , c_i , f_i — штарковские постоянные.

В табл. 1 для иллюстрации приводятся значения полуширин наблюдаемых линий $\Delta\lambda_{1/2}$, величин $c\Delta\lambda_{1/2}/\lambda$ (в км/с), а также определенные посредством формулы (2) (по известным из наблюдений $\Delta\lambda_{1/2}$) значения E_0 в единицах CGS. В скобках отмечена дисперсия спектров.

Следует отметить, что определение $\Delta\lambda_{1/2}$ из спектрограмм, вообще говоря, сопряжено с трудностями, связанными с учетом непрерывного спектра и возможных бленд. Что касается учета непрерывного спектра, то он был произведен самими авторами использованных работ. К тому же рассмотренные бальмеровские линии расположены в сравнительно узком интервале длин волн ($\sim 80 \text{ \AA}$), поэтому возможные ошибки однородны. Учитывались и бленды (из списков абсорбционных и эмиссионных линий, приводимых в тех же работах), которыми могли быть отягощены излучаемые линии. Заметим, что бальмеровские линии с большим n сравнительно мало уширены вследствие многократного рассеяния, поэтому бленды идентифицируются достаточно уверенно. Кроме того, в большинстве случаев блендирующие линии металлов слабы по сравнению с бальмеровскими линиями, поэтому способны исказить лишь далекие крылья линий.

Таблица 1

S CrA (20 А/мм)

H_n	Апр. 1978 г.			9 авг. 1976 г.			10 авг. 1976 г.		
	$\Delta\lambda_{1/2}$	$c\Delta\lambda_{1/2}/\lambda$	E_0	$\Delta\lambda_{1/2}$	$c\Delta\lambda_{1/2}/\lambda$	E_0	$\Delta\lambda_{1/2}$	$c\Delta\lambda_{1/2}/\lambda$	E_0
H_{10}	4.5	355.5	33.1	4.5	355.5	33.1	5.0	395.0	36.8
H_{11}	4.5	358.1	21.0	5.0	397.9	23.0	5.0	397.9	23.0
H_{12}	4.8	380.0	25.0	4.7	373.3	24.6	5.8	466.4	30.7
H_{13}	5.0	401.7	17.0	5.8	468.6	19.7	6.0	482.0	20.2
H_{14}	5.0	403.0	19.5	5.8	470.0	22.7	6.3	507.8	24.5
H_{15}	—	—	—	6.7	539.0	17.1	6.3	509.1	16.2

Из табл. 1 видно, что наблюдаемые значения относительных полуширин линий растут вместе с номером n . Как отмечалось выше, такой рост является характерным и для теоретических контуров линий, уширенных за счет турбулентного штарк-эффекта (при заданном значении E_0). Обращает на себя внимание разброс в значениях E_0 при различных n . Такой разброс можно объяснить, если учесть, что линии с различными n образуются на разных эффективных глубинах с различным уровнем турбулентности. Вместе с тем следует отметить, что даже на одной и той же глубине величина потока падающих пучков, определяющих уровень плазменной турбулентности, подвержена изменениям за время наблюдения. Полученные значения E_0 почти на порядок превышают аналогичные значения для солнечных вспышек. Заметим, что рост полуширин бальмеровских линий с номером n обнаруживается и в случае звезд DR Tau и Co D — $35^\circ 10525$, однако более уверенно об этом можно будет судить после получения спектров с достаточно высокой дисперсией.

Ввиду низкой дисперсии исследованных спектров выявление поведения крыльев линий сталкивается с еще более большими трудностями. Тем не менее, в случае звезды DR Tau поведение крыльев бальмеровских линий, по-видимому, может описываться законом (1) со значением γ , близким к единице. В других же случаях можно с уверенностью говорить лишь об относительной пологости крыльев. По крайней мере, значения $\Delta\lambda_{1,4}$ и $\Delta\lambda_{1,6}$, определяемые из имеющихся спектров, оказываются близкими к результатам теоретических расчетов.

Как уже отмечалось, уширение турбулентными электрическими полями приводит к уменьшению числа наблюдаемых бальмеровских линий. Так, для полей $E_0 \sim 20-30$ ед. CGS, согласно аналогу формулы Инглиса—Теллера $n_0 = 25.12 E_0^{-0.2}$ [23], находим, что $n_0 \sim 13-15$. Это согласуется с данными наблюдений.

4. *Линии He I.* Одним из проявлений влияния плазменных колебаний на линии He I является так называемый эффект Баранже—Мозера [27]. Он заключается в том, что воздействие спектра колебаний на атомы с определенной структурой энергетических термов 1, 2, 3 (таких, что переходы $2 \rightarrow 1$ разрешены, а переходы $3 \rightarrow 1$ запрещены в дипольном приближении, причем $\omega_{23} \ll \omega_{12}, \omega_{13}$) приводит, с одной стороны, к красному штарковскому сдвигу разрешенной линии, а с другой стороны — к образованию «плазменных спутников», равноотстоящих от запрещенного компонента на величину собственной частоты колебаний. Измерение относительных интенсивностей спутников и штарковских сдвигов разрешенных линий создает принципиальную возможность определения напряженности турбулентных электрических полей в плазме. Такая возможность в применении к вспышечным областям Солнца была использована в работах [28, 29]. Однако следует отметить, что идентификация плазменных спутников вследствие влияния на них эффектов многократного рассеяния в линиях представляет собой трудную задачу. Поэтому для их уверенной идентификации требуются подробные данные о контурах линий He I и их эволюции во времени. Если в случае солнечных вспышек такие данные можно получить, то имеющиеся в настоящее время низкодисперсионные спектры звезд типа T Tau ($D = 15-20$ А/мм) мало пригодны для выявления спутников.

Более реальным является измерение красных штарковских сдвигов разрешенных линий He I, чувствительных к штарк-эффекту (назовем их «индикаторами»). В спектрах звезд типа T Tau присутствует достаточно много линий He I, причем как триплетов, так и синглетов. Это относительно интенсивные линии, но часто блендированы линиями металлов. Для обнаружения и измерения штарковского сдвига необходимо из общего

сдвиги линии-индикатора выделить доплеровскую составляющую. С этой целью среди чувствительных и нечувствительных к штарк-эффекту неблендированных линий He I выбирались нами те линии, которые возникают при переходах с уровней с близкими главными квантовыми числами на общий нижний уровень. Эти линии, надо полагать, образуются примерно в одних и тех же слоях хромосферы. Значения доплеровских сдвигов, найденные по линиям, нечувствительным к штарк-эффекту, позволяют в таком случае с помощью линий-индикаторов определить искомые штарковские сдвиги. Знание последних, в свою очередь, дает возможность оценить величину среднеквадратичной напряженности турбулентных электрических полей E_0 ($\Delta\omega_s \sim E_0^2$, см. [27]).

Нами были использованы спектры трех звезд типа T Tau: S CrA, VV CrA и CoD—35°10525, полученные в работах [25, 26]. Спектр первой из этих звезд был выбран в предыдущем разделе для определения E_0 по полуширинам бальмеровских линий. Нахождение E_0 одновременно по влиянию поля на атомы водорода и гелия дает возможность судить о плотности энергии плазменных колебаний в разных слоях хромосферы.

Результаты вычислений, выполненных на основе наблюдательных данных относительно вспышек вышеуказанных звезд, приведены в табл. 2. В ней даются длины волн выбранных линий, переходы, которым они соответствуют, скорости $v = c\Delta\lambda/\lambda$, эквивалентные ширины и остаточные сдвиги линий $\Delta\lambda_s$. В нижних строках приводятся значения величины E_0 ; при этом в скобках указывается длина волны линии-индикатора, по которой они находились. Величины E_0 вычислены в отдельности для триплетов и синглетов.

Приведенные в таблице значения E_0 не сильно отличаются от значений, найденных в [28, 29] для солнечных вспышек. Следует отметить, что для электронных концентраций $n_e \sim 10^{11}$ см⁻³, характерных для гелиоизлучающих областей, значения среднеквадратичной напряженности хольцмарковских полей E_H определяемые по формуле

$$E_H = 4.22 \cdot 10^{-9} n_e^{2/3}, \quad (4)$$

составляют $E_H \sim 10^{-2}$ ед. CGS. Это на два порядка ниже найденных нами значений. E_0 . Обращает на себя внимание и тот факт, что значения E_0 , найденные по линиям гелия, оказываются примерно на порядок меньше значений, получаемых по полуширинам бальмеровских линий. Физически это означает, что линии гелия образуются в среднем в более верхних и разреженных слоях хромосферы, где $n_e = 1-5 \cdot 10^{11}$ см⁻³ и электронная температура $T_e = 4-5 \cdot 10^4$ К. Различные значения E_0 в гелио- и водородоизлучающих областях могут быть обусловлены различным уровнем плазменной турбулентности в них. Если считать, что плазменная турбулент-

ность генерируется электронным пучком, то в высоких слоях хромосферы последний должен быть частично стабилизирован вследствие оттока плазменных волн из области резонанса. При этом длина релаксации пучка увеличивается и при значениях энергии пучка $E = 0.1$ Мэв, отношении $n_b/n_e = 10^{-3}$ и $T_e/T_i = 3$ (n_b — электронная концентрация пучка; T_i — ионная температура плазмы) составляет [30] $l = 10^8$ см. Отсюда следует, что в верхних слоях хромосферы плотность генерируемой энергии должна быть ниже, чем в областях релаксации пучка, где образуются линии водорода.

Таблица 2

S CrA (июль 1983 г.)				
λ (Å)	переходы	W (Å)	v (км/с)	$\Delta\lambda_s$ (Å)
4471.48	$4^3d, f-2^3p$	1.60	+3.30	+0.17
4713.14	4^3s-2^3p	0.29	-6.36	0
7065.19	3^3s-2^2p	1.05	-6.36	0
$E_0(4471.48) = 3.5$ ед. CGS				
S CrA (апрель 1978 г.)				
4471.48	$4^3d, f-2^3p$	1.00	+ 1.34	+0.25
4023.99	5^3f-2^3p	0.34	-14.16	+0.02
4713.37	4^3s-2^3p	0.31	-17.16	-0.03
$E_0(4471.48) = 4.1$ ед. CGS				
VV CrA (июль 1983 г.)				
4471.48	$4^3d, f-2^3p$	0.39	-12.8	+0.14
5875.29	3^3d-2^3p	2.81	-16.8	0
4367.93	$5^1d, f-2^1p$	0.50	- 3.4	+0.34
4437.55	5^1s-2^1p	0.19	-12.7	0
$E_0(4471.48) = 3.4$ ед. CGS; $E_0(4367.93) = 5.6$ ед. CGS				
CoD-35°10525 (апрель 1978 г.)				
4026.36	5^3d-2^3p	0.52	+ 3.0	+0.23
4120.99	5^3s-2^3p	0.25	-13.8	0
4471.48	$4^3d, f-2^3p$	0.70	+ 1.3	+0.21
$E_0(4026.36) = 1.8$ ед. CGS; $E_0(4471.48) = 4.0$ ед. CGS				

5. Быстрая переменность линий водорода. Представляет большой интерес быстрая переменность линий — первых членов бальмеровской серии в спектрах звезд RY Tau и RW Aur [31—33], являющихся активными звездами типа T Tau. В работах [32, 33] выявлена переменность интенсивностей и полуширин линий H_α , H_β , H_γ в течение 10—15 минут. При этом в работе [32] отмечается изменение полуширины линии H_β в спектре

звезды RY Tau более чем в два раза за указанное время. Очевидно, что столь значительные изменения полуширин трудно объяснить обычным штарк-эффектом, поскольку оно связано с допущением об изменении концентрации частиц в несколько раз за довольно короткое время. В то же время объяснение указанных изменений турбулентными электрическими полями не встречает принципиальных затруднений. В самом деле, характерное время возбуждения ленгмюровской турбулентности, рассчитанное по формуле (см. [34])

$$\tau_l = \frac{1}{\omega_{pe}} \left(\frac{E}{m_e c^2} \right)^2 \frac{n_e}{n_b} \quad (5)$$

(ω_{pe} — плазменная частота), составляет $\tau_l \sim 10^{-7} - 10^{-8}$ с. Величиной примерно такого же порядка оказывается время возбуждения ионнозвуковой турбулентности. Вместе с тем времена затухания указанных волн [35]

$$\tau_e' = n_e v_{pe}^3 / \omega_{pe}^4, \quad \tau_i' = m_i / k m_e v_{pe} \quad (6)$$

при условиях, характерных для звездных хромосфер, составляют 10 с. В формулах (6) v_{pe} представляет собой тепловую скорость электронов, m_i — масса иона. Учитывая малые значения характерных времен генерации турбулентности, можно заключить, что при большой частоте вспышек турбулентные электрические поля за короткие промежутки времени могут изменяться по величине в довольно широких пределах даже на одной и той же глубине. Это, очевидно, приведет к резким изменениям полуширин линий.

6. *Бальмеровские скачки.* Скачки у пределов различных серий в спектрах звезд, как известно, служат важным диагностическим средством для выяснения физических условий в излучающей среде. С этой точки зрения представляется важным изучение бальмеровских скачков у звезд типа T Tau. По данным работ [36, 37] величины скачка $d = I_+ / I_-$ у этих звезд малы. Так, например, для звезды DR Tau $d = 1.6$, причем скачок смещен в красную сторону на 50 Å.

Теоретическая интерпретация столь малых значений скачков сталкивается с существенными трудностями. В работе [37] критически рассмотрены различные возможные факторы, приводящие к уменьшению скачка, и предлагается объяснить его малые значения высокой температурой ($T_e = 5.5 - 6.8 \cdot 10^4$ К для $d = 1.6$). Однако следует отметить, что это не ведет к принципиальному решению вопроса, поскольку для объяснения еще меньших значений скачков пришлось бы обратиться к более высоким температурам (например, при $d = 1.2$, $T_e = 10^5$ К). В этом случае возникают трудности при интерпретации интенсивностей линий водорода, гелия и т. д.

Вообще говоря, можно указать еще на одну возможность, приводящую к уменьшению скачков. Она связана с их «размыванием» в плотной среде вследствие «преионизации» атомов водорода хольцмарковскими полями частиц. Такое объяснение оказывается весьма эффективным в случае атмосфер белых карликов [38], характеризующихся высокими значениями ионной концентрации ($n_i = 10^{16} - 10^{17} \text{ см}^{-3}$), которые соответствуют напряженности ионных микрополей $E_i \sim 40$ ед. CGS. Однако такие значения ионной концентрации неправдоподобно велики для звезд типа Т Тау. В то же время поля с напряженностью около 20—30 ед. CGS могут возникнуть в хромосферах этих звезд при генерации плазменной турбулентности. Во втором разделе наблюдаемые полуширины бальмеровских линий удавалось объяснить полями именно такой величины. Естественно полагать, что влияние тех же турбулентных полей на атомы водорода вследствие преионизации должно приводить также и к размыванию скачков.

Важно отметить, что уменьшению скачков может способствовать также процесс рассеяния излучения на плазменной турбулентности. В работе [39] получено явное выражение коэффициента рассеяния излучения на плазменной турбулентности (именно, на ленгмюровских плазменных волнах). Отношение указанного коэффициента рассеяния σ_s к коэффициенту поглощения в непрерывном спектре a_s задается формулой

$$\frac{\sigma_s}{a_s} = 7.81 \cdot 10^{-13} \frac{a^y}{\beta^3 F(T_s)} \sqrt{\frac{T_s}{n_s}}, \quad (7)$$

где $\beta = v_{ph}/c$, a — множитель, характеризующий эффективность генерации волн, и

$$F(T_s) = 1 + \frac{2\chi_1}{kT_s} \sum_{i=1}^{\infty} \frac{1}{i^3} e^{\frac{\chi_i}{kT_s}}.$$

Значения σ_s/a_s до и после бальмеровского скачка равны, соответственно, $3.16 \cdot 10^6 a$ и $2.4 \cdot 10^5 a$. Множитель a в зависимости от плотности потока энергии пучка и плотности среды может принимать значения $a \sim 10^{-3} - 10^{-1}$. Большие значения величины σ_s/a_s приводят к увеличению оптической толщины в частотах непрерывного спектра, а вместе с тем и к увеличению градиента температуры. В то же время рассеяние излучения на плазмонах приводит к уменьшению величины бальмеровского скачка. Ситуация здесь аналогична той, которая имеет место при учете томсоновского рассеяния в атмосферах горячих звезд [40]. Несложные вычисления приводят к значению скачка d , близкому к единице, уже при небольших оптических толщинах.

7. *Заключение.* Исходя из масштабов энерговыделения, а также высокой частоты вспышек у звезд типа Т Тау, можно ожидать проявления коллективных плазменных эффектов в их активных областях. Высокоэнергетичные пучки частиц, образующиеся при вспышках, способны генерировать плазменные колебания различных типов. Их влияние на опектр звезды обусловлено воздействием турбулентных электрических полей на атомы и процессами рассеяния излучения в непрерывном спектре на этих колебаниях.

Как было показано, целый ряд спектральных характеристик звезд типа Т Тау находит объяснение в предположении о генерации плазменной турбулентности в их атмосферах. Следует ожидать, что аналогичные спектральные проявления плазменной турбулентности должны иметь место и в случае вспыхивающих звезд. Например, известно, что бальмеровские скачки в спектрах этих звезд в максимуме блеска также очень малы [16]. Вместе с тем, полуширины бальмеровских линий велики. Однако, к сожалению, из-за отсутствия высокодисперсионных спектров провести соответствующее исследование спектральных особенностей указанных звезд в настоящее время не представляется возможным.

В связи с этим, целесообразно отметить, какого рода наблюдательный материал необходим для окончательного решения вопроса о роли плазменной турбулентности в атмосферах активных звезд:

1. Высокодисперсионные эмиссионные спектры ($D = 5-10$ А/мм), например, звезд RY Тау, S CrA, RW Aur, CoD—35°10525;

2. Спектры указанных объектов с высоким временным разрешением ($\lesssim 1$ мин);

3. Изучение спектров, соответствующих спокойному состоянию звезд.

При получении спектров следует учесть, что для однозначного определения уровня плазменной турбулентности в активных областях, необходимо одновременное наличие в спектре как высших членов бальмеровской серии, так и линий He I, таких, как 3203 А, 4026 А, 4471 А.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

ON THE ROLE OF PLASMA TURBULENCE IN THE ATMOSPHERES OF ACTIVE STARS

V. S. HAYRAPETIAN, A. G. NIKOGHOSSIAN

It has been shown that some spectral peculiarities of T Tau stars, such as the values of halfwidths of Balmer lines, the short term varia-

bility of hydrogen lines, the values of Balmer jumps and shifts of the HeI lines, can be accounted for under assumption of the quasistationary plasma turbulence generation in atmospheres of those stars. The estimates for mean square strengths of turbulent electric fields are given.

ЛИТЕРАТУРА

1. Н. Д. Костюк, С. Б. Пихельнер, *Астрон. ж.*, 51, 1002, 1974.
2. B. V. Somov, S. I. Syrovatski, A. R. Spector, *Sol. Phys.*, 73, 145, 1981.
3. B. V. Somov, *Sol. Phys.*, 42, 235, 1975.
4. Б. В. Сомов, С. Н. Сыроватский, *Исслед. по геомагнетизму, аэроном. и физ. Солнца*, 48, 123, 1979.
5. М. М. Кацова, А. Г. Косовичев, М. А. Лившиц, *Астрофизика*, 17, 285, 1981.
6. А. Э. Долгинов, Д. Г. Яковлев, *Астрон. ж.*, 50, 1001, 1973.
7. В. М. Томозов, *Астрон. циркуляр*, № 749, 1973.
8. P. Vakshi, G. Kalman, *Sol. Phys.*, 47, 307, 1976.
9. Е. А. Окс, *Письма в Астрон. ж.*, 4, 415, 1978.
10. Г. В. Шолин, *Докл. АН СССР*, 195, 589, 1970.
11. Е. А. Окс, Г. В. Шолин, *Препр. ИАЭ—2391*, 1974.
12. Е. А. Окс, Г. В. Шолин, *Ж. эксперим. и теор. физ.*, 68, 974, 1975.
13. В. С. Шевченко, в сб. «Вспыхивающие звезды, фуоры, объекты Хербига—Аро», Изд. АН Арм.ССР, Ереван, 1980, стр. 69.
14. G. A. Gurzadjan, *Bol. Observ. Tonantzintla*, 5, 255, 1969.
15. M. Rodono, *Astron. and Astrophys.*, 32, 337, 1974.
16. Р. Е. Гершберг, *Астрофизика*, 13, 553, 1977.
17. М. А. Лившиц, В. М. Томозов, *Астрон. ж.*, 51, 560, 1974.
18. A. G. Emslie, *Astrophys. J.*, 235, 1055, 1980.
19. В. П. Гринин, *Изв. Крым. астрофиз. обсерв.*, 62, 54, 1980.
20. Н. А. Катышева, *Астрофизика*, 17, 301, 1981.
21. Y. Sun, M. Jaschek, Y. Andrillat, C. Jaschek, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.*, 62, 309, 1985.
22. А. В. Галдецкий, Е. А. Окс, *Изв. Крым. астрофиз. обсерв.*, 65, 58, 1982.
23. Е. А. Окс, в сб. «Год солнечного максимума», т. 1, 1981, стр. 200.
24. B. Wolf, I. Appenzeller, C. Bertout, *Astron. and Astrophys.*, 58, 163, 1977.
25. I. Appenzeller, I. Jankovitch, B. Jeffer, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.*, 64, 65, 1986.
26. C. Bertout, L. Carrasco, R. Mundt, B. Wolf, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.*, 47, 419, 1982.
27. M. Baranger, B. Mozer, *Phys. Rev.*, 123, 25, 1961.
28. W. Davis, *Sol. Phys.*, 54, 139, 1977.
29. Н. М. Фирстова, *Исслед. по геомагнетизму, аэроном. и физ. Солнца*, 65, 194, 1983.
30. Б. Н. Брейман, Д. Д. Рюгов, П. Э. Чеботарев, *Ж. эксперим. и теор. физ.*, 62, 1409, 1972.
31. Э. А. Исмаилов, *Астрон. циркуляр*, № 734, 1972.
32. Э. А. Исмаилов, *Астрон. циркуляр*, № 763, 1973.
33. I. Appenzeller et al., *Astron. and Astrophys.*, 118, 75, 1983.

34. С. А. Каплан, В. Н. Цытович, в сб. «Звезды, туманности, галактики», Тр. симпозиума, Изд. АН Арм.ССР, Ереван, 1969.
35. С. А. Каплан, С. Б. Пикельнер, В. Н. Цытович. Физика плазмы солнечной атмосферы, Наука, М., 1977.
36. L. V. Kuzi, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.*, 15, 77, 1974.
37. R. Ulrich, A. Shafter, G. Hawkins, G. Knapp, *Astrophys. J.*, 267, 199, 1983.
38. А. К. Колесов, *Астрон. ж.*, 41, 240, 1964.
39. В. С. Айрапетян, Г. А. Арутюнян, Тр. Всесоюзн. конф. мол. уч., Одесса, 1987.
40. С. Г. Слюсарев, *Докл. АН СССР*, 95, 741, 1954.

УДК: 524.338.2:524.57

ОКОЛОЗВЕЗДНАЯ ПЫЛЬ В ГОЛУБЫХ ПЕРЕМЕННЫХ
БОЛЬШОЙ СВЕТИМОСТИ

Л. ЛУУД, Т. ТУВИКЕНЕ, М. РУУЗАЛЕПП

Поступила 4 ноября 1987

16 голубых переменных звезд высокой светимости отождествлены с источниками точечных объектов астрономического спутника IRAS. 13 из этих объектов обладают большими инфракрасными избытками. В рамках модели пылевой симметричной оболочки вокруг звезды показано, что диаметр оболочки несколько тысяч звездных радиусов ($5 \cdot 10^{-2} - 10^{-3}$ пк).

1. *Введение.* Развитие астрономических наблюдений в диапазоне инфракрасных волн открыло возможность обнаружения пылевых околозвездных облаков. Сперва такие оболочки были обнаружены вокруг сравнительно холодных звезд и звезд с особенностями. Отметим, например, симбиотические звезды: в них уже более десятка лет наблюдается пылевая составляющая. С перемещением длинноволновой границы инфракрасного детектирования к более длинным волнам открывается возможность обнаружения и исследования все более холодных пылевых образований. Так, уже в 1984 г. Штал и др. [1] обнаружили, что в некоторых околозвездных оболочках голубых переменных большой светимости существует околозвездная пыль. Однако до появления работы Вольфа и Цикграфа [2] не было уверенности, что пыль на самом деле присутствует. Наблюдаемые инфракрасные избытки можно было объяснить и в рамках моделей газовых оболочек. Вольф и Цикграф [2] показали, что вокруг звезды R 71 в Большом Магеллановом Облаке должна существовать пылевая оболочка. Такая краткая предыстория нашего исследования.

На основе каталога точечных источников, наблюдаемых со спутника IRAS, мы будем отождествлять известные голубые переменные высокой светимости с источниками инфракрасного излучения в области 12—100 мкм. Затем рассмотрим возможность излучения этих избытков пылевыми оболочками.

Термин «голубые переменные высокой светимости» (ГПВС) мы используем для общего обозначения звезд типов Р Лебеда, S Dog и перемен-
7—462

ных Хаббла—Сандейджа. В зарубежной литературе эти звезды называются luminous blue variable (LBV). Пока еще не совсем ясно, являются ли эти названия исторически возникшими синонимами или между этими типами существует и некая принципиальная разница эволюционного характера. Однако этот вопрос в данной работе обсуждаться не будет.

2. *Голубые переменные большой светимости как объекты каталога точечных источников, обнаруженных со спутника IRAS.* По каталогу точечных источников IRAS были проведены отождествления голубых переменных большой светимости с источниками, обнаруженными со спутника IRAS. Описание каталога дано Бейхманом и др. [3]. В табл. 1 приведены отождествления, а также инфракрасные потоки и другие данные, характеризующие объекты. В распределениях энергии 13 объектов из 16 обнаружены инфракрасные избытки, которые позволили определить температуру аппроксимирующего распределение энергии чернотельного излучения; в двух случаях избыток имеется, но он, недостаточно четкий для определения температуры в приближении чернотельного излучения. Распределения энергии в спектрах этих звезд представлены на рис. 1—4, ближние инфракрасные потоки даны по Гезари и др. [4]. Поскольку распределения приведены без поправки на межзвездное покраснение, которым для получения качественных оценок в инфракрасной области можно пренебрегать, то приведенные ориентировочные видимые потоки даны в основном по [5] и не очень точны. Особый случай представляет Р Лебеда: согласно Ватерсу и Веселиусу [6], в областях 60 и 100 мкм фон вокруг звезды сильно меняется и поэтому точность определения потоков очень низкая. Поскольку по данным каталога IRAS можно предполагать ничтожный пылевой эксцесс лишь в области 100 мкм, то, учитывая неуверенность измерения потоков, будем считать Р Лебеда звездой без следов пыли.

Имеются две пары звезд, в случае которых трудно определить, которому из компонентов пыль принадлежит. Обе пары требуют специального исследования.

Первая пара — AG Cas и GG Cas. Обе звезды, находящиеся на расстоянии 189", являются ГПВС. Учитывая, что они расположены примерно на одинаковом расстоянии, их разделяет в пространстве только ~ 2.5 пк. В этой области неба имеется лишь один источник IRAS, координаты которого лучше всего совпадают с AG Cas. Обе звезды обладают в ближней инфракрасной области избыточным излучением, GG Cas несколько ярче. Учитывая, что разрешение каталога $\leq 60''$, придется, видимо, принять, что данный источник отождествляется с AG Cas.

Вторая пара — HD 168607 и HD 168625. Эти звезды находятся на расстоянии 72". В нашем распоряжении имелись регистрограммы спектров обеих звезд. HD 168607 является ГПВС, поскольку в ее спектре имеются

ОТОЖДЕСТВЛЕНИЯ И IRAS ПОТОКИ ГПВС

Галактика	Объект	IRAS	$-\lg F_{\lambda}$ (эрг $\text{см}^{-1} \text{с}^{-1} \text{А}^{-1}$)				Температура пыли	
			12 мкм	25 мкм	60 мкм	100 мкм		
Наша Галактика	HR Car	10211—5922	13.64	13.59	14.51	14.27 _v	160 К	
	AG Car	10541—6011	13.59 _v	13.08	13.79	14.42:	100 К	
	BD-27° 11944	17450—2759	13.71	14.15:	13.67 _v	13.50	30 К неуверенно	
	HD 168607	18184—1623	12.84	12.81	14.01:	13.75 _v	175 К	
	HD 169545	18224—1400	14.43	14.66 _v	14.59 _v	14.27	нет пыли	
	HD 190603	20026+3204	14.29	14.38	14.34	14.70:	70 К неуверенно	
	P Cyg.	20159+3752	13.74	14.71	15.14	14.45 _v	нет пыли	
	IV Cyg No. 12	20308+4104	13.89	14.98	14.98:	14.40 _v	60—30 К неуверенно	
	М 31 БМО	AF And	00408+4053	15.14	15.89:	15.65	15.32	320 К и 30 К
		R 66	04571—6954	14.71	15.28	16.27	14.74 _v	400 К неуверенно
R 67		05000—7013	15.23:	15.64	15.16	14.96:	60 К	
R 71		05027—7124	14.67	14.23	15.50	15.22 _v	145 К	
R 76		05057—6756	15.09 _v	15.93 _v	16.00	15.22 _v	75 К	
R 82		05136—6925	13.92	13.71	13.65	13.90 _v	320 К и 75 К	
R 88 (S Dor)	R 88 (S Dor)	05182—6918	14.97:	15.23	14.66	14.62 _v	60 К	
	R 126	05368—6924	14.67	15.02 _v	14.92 _v	15.06 _v	нет пыли	

Примечания

HR Car \equiv MWC 202 \equiv HD 90197: не связан с туманностью.

AG Car \equiv MWC 216 \equiv HD 94910: не находится в туманности.

R 66 \equiv Hen S 73 \equiv HD 268835: согласно Штало и др. [1], обладает массивным холодным и пыльным ветром. Температура пыли 1100 К.

R 67 \equiv S 149 \equiv HD 32763: находится в туманности N 186.

R 71 \equiv S 155 \equiv HD 269006: не находится в туманности, Вольф и др. [2] провели спектроскопическое исследование.

R 76 \equiv S 171 \equiv HD 33579: связан со слабой туманностью, самый яркий член Магеллановых Облаков.

R 82 \equiv S 89 \equiv HD 269217: связан с туманностью N 113.

R 88 \equiv S 96 \equiv S Dor \equiv HD 35343: находится в туманности N 119, затменная двойная.

R 126 \equiv S 127: находится вблизи N 135, но, видимо, не ассоциирует со специальной туманностью.

линии типа Р Лебедя: H_α , H_β , H_γ , FeII λ 6248 и еще неизвестная линия λ 6317 (Mg II ?). HD 168625 — нормальная звезда. По линиям D натрия расстояния почти одинаковые — 1.8 кпк. По координатам с источником IRAS лучше совпадает HD 168625. Мы принимаем, с оговорками, отождествление с HD 168607, которая имеет признаки ГПВС.

Следует сделать еще одно замечание. В большинстве случаев излучение в области 100 мкм сильно искажено инфракрасными циррусами, поэтому измеренные в этой полосе потоки нужно истолковывать с осторожностью.

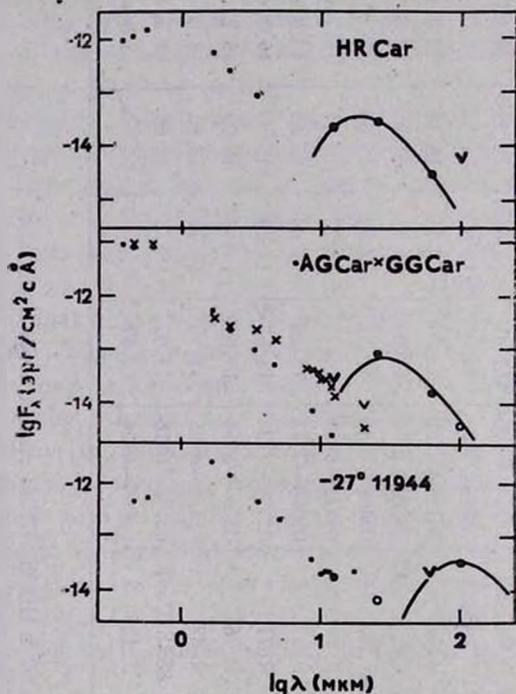


Рис. 1. Распределение энергии в спектрах HR Car, AG Car, GG Car и BD $-27^\circ 11944$: точки — потоки в видимой и ближней инфракрасной областях, большие точки — уверенно измеренные потоки по наблюдениям со спутника IRAS, кружки — неуверенно измеренные IRAS потоки, галочки — верхние пределы потоков по наземным ИК-наблюдениям, жирные галочки — верхние пределы IRAS потоков.

Многие ГПВС не удалось отождествить с источниками каталога IRAS. Их список приводится в приложении.

3. Распределение энергии в инфракрасной области и обнаружение холодной околозвездной пыли. Почти у всех звезд, в излучении которых обнаружены инфракрасные эксцессы (рис. 1—4) распределение энергии

можно приближенно представить чернотельным излучением низкой температуры. Температуры, определенные по максимуму инфракрасного избытка с помощью закона смещения Вина, даны в табл. 1. Естественное объяснение появлению таких эксцессов дает лишь наличие околозвездной пыли.

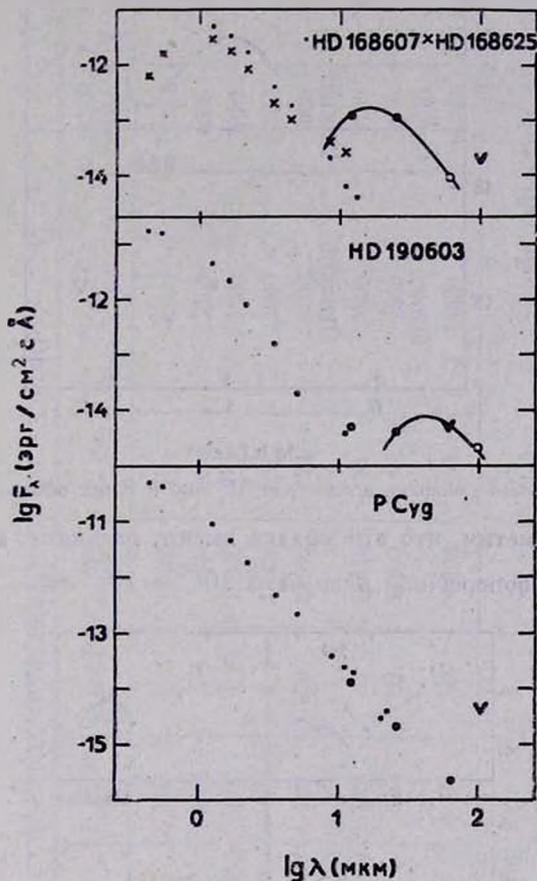


Рис. 2. Распределение энергии в спектрах HD 168607, HD 168625, HD 190603 и R Cyg; обозначения см. на рис. 1.

Попытаемся определить радиусы пылевых облаков двумя способами — с использованием метода Блэквелла—Шаллиса [7] и в предположении лучистого равновесия излучения фотосферы и пыли. Предположим, что излучающее облако сферическое и излучает как черное тело при температуре, приведенной в табл. 1. В таком случае мы имеем

$$d = D \sqrt{F_{\lambda, \text{пыль}} / \pi B_{\lambda}(T_{\text{пыль}})},$$

где $F_{\lambda, \text{пыль}}$ — внеатмосферный, измеренный поток инфракрасного излу-

чения, $\pi B_{\lambda}(T_{\text{пыль}})$ — поток от чернотельного излучателя при температуре пыли, D — расстояние объекта от Земли и d — диаметр излучающего облака. В табл. 2 эти величины приведены в радиусах центральной звезды

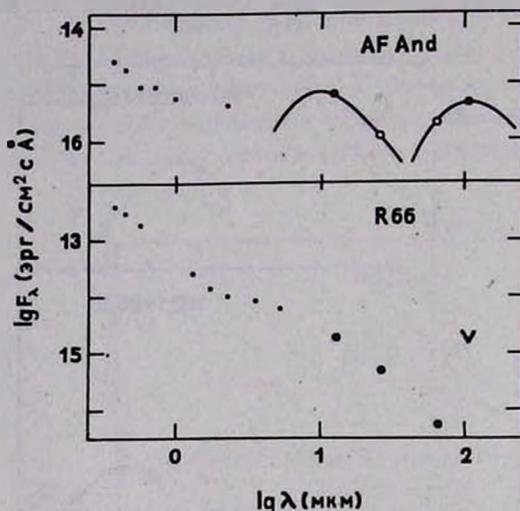


Рис. 3. Распределение энергии в спектрах AF And и R 66; обозначения см. на рис. 1. и в парсеках. Отметим, что эти облака имеют, очевидно, примерно одинаковый линейный поперечник, равный $5 \cdot 10^{-2} - 10^{-3}$ пк.

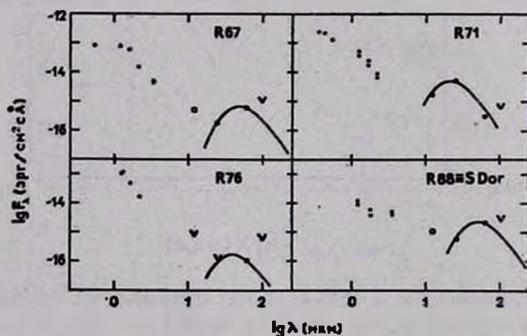


Рис. 4. Распределение энергии в спектрах R 67, R 71, R 76 и R 88 = S Dor; обозначения см. на рис. 1.

Однако расстояние пыли от освещающей звезды можно определить и другим способом, предполагая лучистое равновесие излучения фотосферы и пыли. В таком случае мы имеем

$$d = \frac{1}{2} R_* (T_{\text{эфф}}/T_{\text{пыль}})^2,$$

Таблица 2

ДАННЫЕ О ПЫЛЕВЫХ ОБЛАКАХ ВОКРУГ ГТВС

Галактика	Объект	$T_{\text{пыль}}$ [K]	D [пк]	$T_{\text{эфф}}$ [K]	R_*/R_{\odot}	$d_{\text{пыль}}/R_*$ (Блаквелл-Шаланс)	$d_{\text{пыль}}/R_*$ (MDP)	$d_{\text{пыль}}$ [пк] (Блаквелл - Шаланс)
Наша Галактика	HR Car	160	2.5	8000	100	1900	3200	0.004
	AG Car	100	2.5	9000	120	2200	4000	0.006
	HD 168607	175	1.8	16500	57	1300	4400	0.002
	HD 190603	75:	1.6	18900	58	2000	32000	0.003
M 31	AF And	320	670	25000	72	5000 (1500000)	3000 (350000)	0.008 (2.5)
		30:						
БМО	R 71	145	52	18000	81	7800	7700	0.01
	R 82	320	52	18500	50	2800 (150000)	1700 (30000)	0.003 (0.17)
		75						
	R 88	60	52	8800	300	11800	10800	0.08

где R_* — радиус звезды. Определенные таким образом расстояния от нагревающей фотосферы даны в табл. 2. Там же приведены фундаментальные характеристики исследуемых звезд по работам [8, 9]. Отметим, что во многих случаях эти параметры являются лишь грубыми оценками. Это обусловлено особенностями каждого объекта и невозможностью детально анализировать объекты по низкодисперсионным спектрам. Какую-то роль, несомненно, играет и переменность. Поэтому приведенные в табл. 2 данные нужно рассматривать как порядковые оценки.

4. *Обсуждение результатов.* Обнаруженные пылевые формирования около некоторых голубых переменных большой светимости указывают на сложность процессов в протяженных атмосферах. Мы понимаем присутствие пыли не во всех объектах как возможное периодическое появление пыли. Такое явление наблюдается у холодных звезд типа Вольфа—Райе, которые из-за более высокой температуры пыли доступны наземному систематическому исследованию [10]. Однако в случае ГПВС, из-за больших размеров звезд, наблюдаются другие временные и амплитудные характеристики (в случае звезд типа Вольфа—Райе $P \approx 10$ лет и $\Delta L \approx \approx 1^m \div 2^m 5$).

В табл. 2 приведены диаметры пылевых образований, определенные двумя способами. Они совпадают лишь в одном случае (R 71). Видимо, образование пыли довольно сложное явление, и условия, при которых инфракрасное излучение формируется, заметно отклоняются от идеальных, для которых написаны формулы определения: асимметрия ведет к неточностям при определении диаметров методом Блэквелла—Шаллиса и вряд ли имеет место термодинамическое равновесие с излучением фотосферы, поскольку протяженная оболочка составляет значительную часть суммарного излучения.

Обнаружение пыли около голубых переменных высокой светимости открывает возможность более детального исследования физических процессов в этих пока еще недостаточно изученных объектах. Однако это выходит за рамки данной статьи. Ниже подытожим наши результаты:

1. Около 13 голубых переменных высокой светимости из 16 объектов, отождествленных с точечными источниками наблюдаемыми с помощью астрономического спутника IRAS, обнаружена пыль.

2. В рамках модели симметричной вокруг звезды пылевой оболочки показано, что диаметры оболочки равны нескольким тысячам радиусам звезды или $5 \cdot 10^{-2} - 10^{-3}$ пк.

3. Указано на сложность формирования пыли в этих объектах и на необходимость дальнейших теоретических исследований.

Авторы благодарны Е. А. Ченцову за любезное предоставление спектров HD 168607 и HD 168625, А. Линнас и Х. Тургулайнен за помощь при оформлении статьи.

Институт астрофизики и физики
атмосферы АН Эст.ССР

Приложение

СПИСОК НЕОБНАРУЖЕННЫХ И НЕУВЕРЕННО ОТОЖДЕСТВЛЕННЫХ ЗВЕЗД

- AE And — Нет кандидата в каталоге IRAS.
 R40 — Нет кандидата в каталоге IRAS.
 R50 — Нет кандидата в каталоге IRAS.
 R55 — Вблизи IRAS 04470—6712, имеющий эксцесс на длинах волн 60 и 100 мкм. Отождествление неуверенное, отсутствует *JHKLMNQ*-фотометрия.
 R81 — Вблизи IRAS 05106—6849 с эксцессом на 60 мкм, отождествление очень неуверенное.
 R84 — Вблизи IRAS 05136—6925, который мы по лучшему согласию с R82 отождествляли с последним.
 R85 — Вблизи IRAS 05179—6918 и 05182—6918, однако они далеко и последний отождествляется с R 88.
 R94 — Нет кандидата в каталоге IRAS.
 R99 — Вблизи IRAS 05228—6802, однако отождествление весьма неуверенное.
 R116 — Вблизи два неуверенно отождествляемых источника IRAS — 05319—6836 и 05320—6832.
 R123 — Нет кандидата в каталоге IRAS.
 R127 — Вблизи IRAS 05371—6931, из-за отсутствия *JHKLMNQ*-наблюдений отождествление неуверенное.
 R136 — Из-за сложности 30 Dog комплекса отождествление неуверенное, вблизи IRAS 05389—6908.
 HD 169226 — Нет кандидата в каталоге IRAS.
 α Cyg — Нет кандидата в каталоге IRAS.

CIRCUMSTELLAR DUST IN THE VICINITY OF LUMINOUS BLUE VARIABLES

L. LUUD, T. TUVIKENE, M. RUUSALEPP

16 luminous blue variables (LBV) and related stars are identified as IRAS Point Source Catalogue Objects, 13 of them having far-infra-

red excesses. The excesses are interpreted as cold dust in the vicinity of LBV. In the framework of the symmetric sphere dust model the diameters of the shells are found using the Blackwell-Shallis method. They turned out to be equal to some thousands of photospheric radii ($5 \cdot 10^{-2} - 10^{-3}$ pc).

ЛИТЕРАТУРА

1. D. Stahl, C. Leithner, B. Wolf, F.-J. Zickgraf, *Astron. and Astrophys.*, 131, L5, 1984.
2. B. Wolf, F.-J. Zickgraf, *Astron. and Astrophys.*, 164, 435, 1986.
3. C. A. Betchman, G. Neugebaer, H. J. Habing, P. E. Clegg, T. J. Chester (eds.), *Infrared Astronomical Satellite (IRAS) Catalogs and Atlases Explanatory Supplement*, Jet Propulsion Laboratory Publication D-1855, Pasadena, 1984.
4. D. Y. Gezart, M. Schmitz, J. M. Mead, *Catalog of Infrared Observations*, NASA Reference Publication 1118, 1984.
5. L. R. Wackerling, *Mem. Roy. Astron. Soc.*, 73, 153, 1970.
6. L. B. F. M. Waters, P. R. Wessolins, *Astron. and Astrophys.*, 155, 104, 1986.
7. D. E. Blackwell, M. J. Shallis, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 180, 177, 1977.
8. H. J. G. L. M. Lamers, in "Luminous Stars in Associations and Galaxies", eds. C. de Loore, A. Willis, 1986, p. 157.
9. Л. Лууд, *Изв. АН Эст.ССР, сер. физ.-мат. н.*, 16, 369, 1967.
10. K. A. van der Hucht, P. M. Williams, P. S. The, *Proc. 2-nd Toriuo Workshop "Mass Outflow from Stars and galactic Nuclei"*, Prepr., 1987.

УДК: 524.63—77

СТАТИСТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ГАЛАКТИЧЕСКИХ ОБЛАСТЕЙ Н II, НАБЛЮДЕННЫХ В КОНТИНУУМЕ И В РАДИОЛИНИЯХ Н 10_α И Н 110_α. I

А. В. ОСКАНЯН

Поступила 9 сентября 1987

Принята к печати 30 октября 1987

Проведен корреляционный анализ различных параметров галактических областей Н II. Полученные результаты указывают на то, что корреляции между значениями физических параметров областей Н II и их расстояниями от Солнца, а также от центра Галактики, вызваны наблюдательной селекцией. Рассмотрение ансамблей областей Н II, для которых учтены эффекты наблюдательной селекции, показало, что реально коррелируют масса области Н II и ее радиосветимость, а также параметр возбуждения и радиосветимость. Есть указания на степенную корреляцию между мерой эмиссии и линейным размером с одной стороны, и радиосветимостью с другой. Положительная корреляция между массой и радиосветимостью может быть истолкована как следствие пропорциональности между количеством образованных звезд, способных ионизовать водород, и массой ионизованного газа.

1. *Введение.* Исследование областей Н II представляет большой интерес, поскольку они связаны с процессами образования звезд спектральных классов О и В. Наблюдения областей Н II и обзора галактической плоскости в радио- и инфракрасном диапазонах, начатые в конце 60-х годов, привели к обнаружению объектов неизвестных ранее типов: сверхкомпактных и компактных областей Н II, компактных инфракрасных источников, мазерных источников H₂O и OH первого типа [1—3]. Эти классы объектов интересны тем, что их появление связано с самыми ранними стадиями звездообразования [1—5].

Настоящая работа посвящена статистическому анализу данных радионаблюдений галактических областей Н II на частоте 5 ПГц. После необходимого анализа, отбора и переработки списков имеющихся наблюдательных данных, рассмотрены корреляции между различными физическими характеристиками областей Н II: $(2R_s, D_\odot)$, (N_s, D_\odot) , (E_c, D_\odot) , (u, D_\odot) , (M, D_\odot) , $(2R_s, D_G)$, (N_s, D_G) , (E_c, D_G) , (u, D_G) , (M, D_G) , $(2R_s, I_n)$, (N_s, I_n) , (E_c, I_n) , (u, I_n) и (M, I_n) . Здесь: $2R_s$ — линейный диаметр,

N_e — электронная плотность, E_c — мера эмиссии, u — параметр возбуждения, M — масса, D_\odot — расстояние от Солнца, D_G — расстояние от центра Галактики, ln — радиосветимость области Н II. Сделана попытка оценить и учесть роль селекции, возникающей вследствие ограниченной разрешающей силы радиотелескопов, избирательно влияющей на результаты такого статистического анализа (этот эффект мы будем называть эффектом синтеза радионисточников). Учитывается также селективность в отношении ненаблюдаемости объектов, дающих малые потоки вследствие их абсолютной слабости и нахождения на больших расстояниях от Солнца.

Полученные результаты сопоставлены с соответствующими исследованиями других авторов, а также с выводами простой теоретической модели взаимного слияния (наблюдательного синтеза) двух или более близких друг к другу областей Н II. Показано, что

а) Физически реальные корреляции могут быть непосредственно выявлены только в редуцированных ансамблях данных радионаблюдений. Все корреляции между значениями физических параметров ($2R_s$, N_e , E_c , M , u) и расстояниями D_\odot и D_G , выявленные при анализе обычных (нередуцированных) ансамблей данных, сильно искажены и, по-видимому, полностью обусловлены наблюдательной селекцией.

б) Для редуцированных ансамблей выявлены физически реальные зависимости (M , ln) и (u , ln), а также указания на корреляции (E_c , ln) и ($2R_s$, ln).

в) Корреляция (M , ln) может быть истолкована как следствие пропорциональности между общим числом образованных звезд, способных ионизовать водород, и массой ионизованного газа.

2. *Использованный материал.* В настоящей работе использованы результаты обзоров северного [6] и южного [7] неба в радиолинии Н 109_a (5 ГГц), а также северного неба [8] в радиолинии Н 110_a (4.9 ГГц). Эти обзоры были проведены соответственно на радиотелескопах: 47 м (HPBW = 6.5') НРАО США, 70 м (HPBW = 4.0') НРАО Австралии и 100 м (HPBW = 2.6') в Эффельсберге ФРГ.

Значения величины D_\odot сильно влияют на выводы статистического анализа, поскольку все физические параметры области Н II (за исключением E_c — см. формулы (3), (5) — (8) в [2]) и ее радиосветимость $ln = s_0 D_\odot^2$ (s_0 — поток от радионисточника на частоте 5 ГГц в континууме [9, 10]), а также D_G определяются с ее помощью. В работах [6, 7] для многих областей Н II, находящихся в первом, либо четвертом галактических квадрантах, приведены два значения для кинематического расстоя-

ния—близкое и далекое. Соответственно, для их физических параметров $2R_s$, N_s , M , u , I_p получаются также два значения. Чтобы устранить указанную неоднозначность в расчетах, из списков [6, 7] нами использовались лишь те данные, которые по значениям расстояний от Солнца ближе к уточненным D_{\odot} , приведенным в работе [11]. Благодаря этому удалось включить в статистику 65 [6] и 111 [7] объектов.

Использованы также данные [8] об интегральных потоках— s , угловых размерах— θ , электронных температурах— T_e и расстояниях от Солнца— D_{\odot} . На их основе были вычислены значения физических параметров для 123-х областей Н II. В вычислениях мы исходили из формул работы [2], при этом близкие к единице множители $(1 + N(\text{He}^+) / N(\text{H}^+))$ и $\alpha(\nu, T_e)$ не учитывались.

Для увеличения числа объектов, статистическая обработка того же материала повторена с добавлением областей Н II с двойными расстояниями*. При этом рассматривались три варианта:

1) Области Н II с двойными расстояниями находятся на ближних расстояниях.

2) Области Н II с двойными расстояниями находятся на дальних расстояниях.

3) Выбор путем статистического моделирования. Считалось, что если случайное число, выбранное из интервала (0, 9), меньше пяти, то расстояние до области Н II с двойным расстоянием ближее, если больше чегырех, то расстояние дальнее.

3. Полнота использованных списков. На рис. 1 построены диаграммы зависимости $\lg N(a)$ от a , с целью определения тех значений величины s , до которых полны используемые списки радиисточников, при этом $a = -2.5 \lg s$, а $N(x)$ — число областей Н II, для которых $a \leq x$. На каждой диаграмме отмечена работа, данные которой использованы при ее построении.

Области Н II заполняют в галактической плоскости слой толщиной ~ 100 пк. В первом приближении, его можно считать тонким и плоскопараллельным. Предполагая, что плотность и функция радиосветимости одинаковы по всему слою, для величины $\lg N(a)$ получим формулу

$$\lg N(a) = 0.4 a + c. \quad (1)$$

которая, как известно, справедлива также для любой системы объектов, расположенных равномерно в плоскости Галактики.

* Этим замечанием мы обязаны В. А. Амбарцумяну.

Из сравнения диаграмм (рис. 1) и прямой с коэффициентом наклона 0.4 видно, что во всех случаях зависимость (1) выполняется достаточно хорошо. Замедление роста диаграмм при значениях $s_v \leq 6.0$ Ян (для списков [6, 7]) и $s_v \leq 2.2$ Ян (для списка [8]), по-видимому, вызвано ограниченными возможностями регистрирующей аппаратуры. Сопоставление

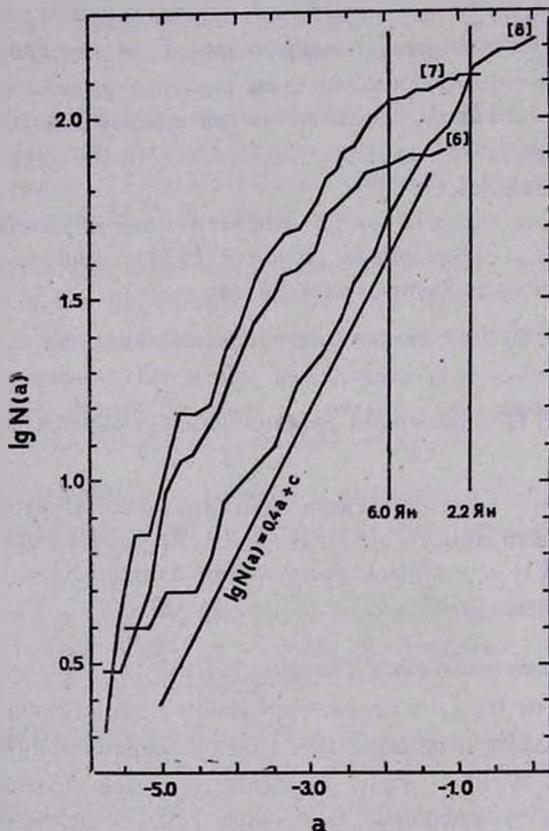


Рис. 1. Диаграммы зависимости $N(a)$ от видимой радиовеличины — a . Вертикальные прямые, отмеченные величинами 6.0 Ян и 2.2 Ян, представляют потоки, до которых полны рассматриваемые списки радиисточников.

указанных списков областей Н II показывает, что около 130 объектов из списка [8] не отождествляются с областями Н II списков [6, 7], т. е. являются не обнаруженными ранее объектами. Необходимо отметить, что из этого числа только 10% имеют $s_v \approx 6.0$ Ян. Это оправдывает принятие полноты данных работ [6, 7] до потока 6.0 Ян.

4. *Корреляционный анализ.* Австралийские астрономы [12], исследуя зависимость ($2R_s, D_{\odot}$), полученную на основе анализа данных радионаблюдений [13, 14] 75 областей Н II с известными D_{\odot} , обнаружили возможность значительного влияния на результаты исследования эффекта наблюдательного синтеза радиоисточников, когда радиоизлучение нескольких объектов из-за селекции воспринимается как поток единого источника. В работе [15] этот эффект исследован, для компактных составляющих радиоисточника W 49, на простой теоретической модели, которая приводит к следующим соотношениям:

$$\begin{aligned} 2R_s &\sim D_{\odot}, & M &\sim D_{\odot}^{5/2}, \\ N_s &\sim D_{\odot}^{-1/2}, & u &\sim D_{\odot}^{2/3}, \\ E_s &= \text{const}, \end{aligned} \quad (2)$$

подтверждающим возможность значительного влияния эффекта наблюдательного синтеза на эмпирические данные. Соотношения (2) получены при предположении

$$n \sim D_{\odot}^2 \theta_0^2,$$

где n —число синтезированных источников, а θ_0 —полуширина антенного лепестка. При истолковании эмпирической зависимости ($N_s, 2R_s$), приведенной в [3], по-видимому, следует также учесть формулу (2)—селекцию синтеза радиоисточников.

Иной эффект селекции обусловлен фактом отсутствия мощных радиоисточников на близких расстояниях $D_{\odot} \leq 2$ кпк и ненаблюдаемости абсолютно слабых источников на больших расстояниях [10].

С целью исключения влияния второго эффекта селекции на эмпирические зависимости, из исходных списков для каждого отдельного объема пространства радиусом D_{\odot} построим две выборки—редуцированную и обычную. Редуцированной выборкой галактических областей Н II, расположенных на расстояниях $D_{\odot} \leq D'_{\odot}$, назовем ансамбль их данных, построенный с помощью исключения из рассмотрения (полной выборки) абсолютно слабых объектов, по признакам $I_n < s_0 D_{\odot}^2$, $I_{\square} < s_0 / \theta_0^2$ (s_0 —поток, до которого полон рассматриваемый список источников, а I_{\square} —поверхностная яркость). Под обычной же выборкой будем понимать исходные полные выборки при $D_{\odot} \leq D'_{\odot}$. Члены редуцированного ансамбля, таким образом, отобраны по следующему признаку: где бы они ни находились в пределах объема радиусом D'_{\odot} , все равно они будут доступны обнаружению регистрирующей аппаратурой. Для получения относительно более однородных выборок в обоих случаях исключались также объекты,

имеющие $E_c > 1.0 \cdot 10^8$ пк см⁻⁸ (поскольку большинство рассматриваемых объектов имеет $E_c \sim 10^4 - 10^5$ пк см⁻⁸), а также области Н II, входящие в состав пространственно сбособленной группы у центра Галактики*. Не учитывались также объекты, угловые размеры которых на расстоянии D_{\odot} оказались бы меньше 0.1', поскольку в исходных списках физические параметры источников с $\theta < 0.1'$, как правило, неопределены.

В случае обоих выборок вычисления коэффициентов корреляций между величинами (x, y) проведены с помощью формулы

$$\rho(x, y) = \frac{\overline{x \cdot y} - \bar{x} \cdot \bar{y}}{\sigma_x \cdot \sigma_y}$$

при значениях $x = D_{\odot}, D_G, I_n$ и $y = 2R_s, N_s, M, E_c, u$, соответственно. При этом для объектов списков [6, 7] вычисления проводились для значений $D_{\odot} = 1$ кпк, 2 кпк, ..., 15 кпк, а для объектов из [8] также при значениях $D_{\odot} = 16$ кпк, ..., 19 кпк (поскольку обозрение [8] пространственно более глубокое по сравнению с [6, 7])**.

Наличие или отсутствие корреляций между величинами (x, y) определялось по критерию

$$\left. \begin{array}{l} N_p < \bar{N}_p - 5\sigma \\ N_p > \bar{N}_p + 5\sigma \end{array} \right\} \text{корреляция существует} \quad (+)$$

$$\left. \begin{array}{l} \bar{N}_p - 5\sigma \leq N_p < \bar{N}_p - 3\sigma \\ \bar{N}_p + 3\sigma < N_p \leq \bar{N}_p + 5\sigma \end{array} \right\} \text{корреляция неопределенная} \quad (?) \quad (3)$$

$$\bar{N}_p - 3\sigma \leq N_p \leq \bar{N}_p + 3\sigma - \text{корреляция не существует} \quad (-)$$

Здесь: p — уровень значимости; N_p — число случаев, для которых $\rho(x, y)$ больше квантилей $r_{1-p/2}$ распределения; $\bar{N}_p = kp$ — среднее значение, $\sigma = [kp(1-p)]^{1/2}$ — дисперсия биномального распределения; k — количество значений D_{\odot} , для которых вычислены $\rho(x, y)$.

Результаты применения критерия (3) к вычисленным значениям $\rho(x, y)$ приведены в табл. 1 и 2 (для значения $p = 0.05$).

Поскольку не всегда корреляции между произвольными величинами (x, y) ограничиваются линейной зависимостью (см., например, (2)), нами

* При рассмотрении корреляций между $(2R_s, N_s, M, E_c, u)$ и (D_{\odot}, I_n) в случаях, учитывающих объекты с двойными расстояниями, с целью увеличения статистического материала, рассматривалась также изолированная группа областей Н II у центра Галактики, поскольку пространственная изолированность этой группы не может исказить указанные корреляции.

** В случаях, когда учитывались объекты с двойными расстояниями, мы ограничились значениями $D_{\odot} < 15$ кпк для всех трех списков.

рассматривалась также возможность существования степенных зависимостей типа

$$y = c \cdot x^d.$$

Таблица 1
НАЛИЧИЕ ЛИНЕЙНОЙ КОРРЕЛЯЦИИ В ОБЫЧНОМ
АНСАМБЛЕ ДАННЫХ

Литература	(E _c , D _⊙)	(2R _g , D _⊙)	(N _g , D _⊙)	(M, D _⊙)	(u, D _⊙)	(E _c , D _G)	(2R _g , D _G)	(N _g , D _G)	(M, D _G)	(u, D _G)	(E _c , I _n)	(2R _g , I _n)	(N _g , I _n)	(M, I _n)	(u, I _n)
[6]	-	+	+	+	+	-	-	+	-	-	-	+	-	+	+
[7]	-	+	+	+	+	-	?	-	-	-	+	+	-	+	+
[8]	-	+	?	+	+	-	+	-	+	+	+	+	-	+	+

Таблица 2
НАЛИЧИЕ ЛИНЕЙНОЙ КОРРЕЛЯЦИИ В РЕДУЦИРОВАННОМ
АНСАМБЛЕ ДАННЫХ

Литература	(E _c , D _⊙)	(2R _g , D _⊙)	(N _g , D _⊙)	(M, D _⊙)	(u, D _⊙)	(E _c , D _G)	(2R _g , D _G)	(N _g , D _G)	(M, D _G)	(u, D _G)	(E _c , I _n)	(2R _g , I _n)	(N _g , I _n)	(M, I _n)	(u, I _n)
[6]	-	-	-	-	-	-	-	?	-	-	-	-	-	+	+
[7]	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	?	?	-	+	+
[8]	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	+	-	-	+	+

С этой целью были вычислены коэффициенты корреляций для логарифмов исследуемых величин. Отбор с помощью критерия (3) отражен в табл. 3 и 4. Аналогичные результаты для указанных трех вариантов с включением областей Н II с двойными расстояниями приведены в табл. 5—8.

Таблица 3
НАЛИЧИЕ СТЕПЕННОЙ КОРРЕЛЯЦИИ В ОБЫЧНОМ
АНСАМБЛЕ ДАННЫХ

Литература	(E _c , D _⊙)	(2R _g , D _⊙)	(N _g , D _⊙)	(M, D _⊙)	(u, D _⊙)	(E _c , D _G)	(2R _g , D _G)	(N _g , D _G)	(M, D _G)	(u, D _G)	(E _c , I _n)	(2R _g , I _n)	(N _g , I _n)	(M, I _n)	(u, I _n)
[6]	+	+	+	+	+	-	+	+	+	?	-	+	+	+	+
[7]	?	+	+	+	+	+	-	?	-	?	-	+	+	+	+
[8]	-	+	+	+	+	-	+	-	+	+	+	+	-	+	+

Табл. 1—8 показывают, что корреляции между физическими параметрами областей Н II и расстояниями D_{\odot} и D_G наблюдаются только в обычных ансамблях. В редуцированных ансамблях все корреляции отсутствуют,

Таблица 4
НАЛИЧИЕ СТЕПЕННОЙ КОРРЕЛЯЦИИ В РЕДУЦИРОВАННОМ АНСАМБЛЕ ДАННЫХ

Литература	(E_c, D_{\odot})	$(2R_s, D_{\odot})$	(N_e, D_{\odot})	(M, D_{\odot})	(u, D_{\odot})	(E_c, D_G)	$(2R_s, D_G)$	(N_e, D_G)	(M, D_G)	(u, D_G)	(E_c, I_n)	$(2R_s, I_n)$	(N_e, I_n)	(M, I_n)	(u, I_n)
	[6]	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	+
[7]	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	+	?	-	+	+
[8]	?	-	-	-	-	-	-	-	-	-	+	-	-	+	+

Таблица 5
НАЛИЧИЕ ЛИНЕЙНОЙ КОРРЕЛЯЦИИ В ОБЫЧНОМ АНСАМБЛЕ ДАННЫХ

Литература	Вариант	(E_c, D)	(R_s, D_{\odot})	(N_e, D_{\odot})	(M, D_{\odot})	(u, D_{\odot})	(E_c, D_G)	$(2R_s, D_G)$	(N_e, D_G)	(M, D_G)	(u, D_G)	(E_c, I_n)	$(2R_s, I_n)$	(N_e, I_n)	(M, I_n)	(u, I_n)
		[6]	1	-	+	+	+	+	-	-	+	-	+	+	+	-
	2	-	+	+	+	+	-	-	+	-	?	-	+	-	+	+
	3	-	+	+	+	+	-	-	+	-	?	?	+	-	+	+
[7]	1	-	+	+	+	+	+	+	+	-	-	+	+	-	+	+
	2	-	+	+	+	+	-	+	+	-	-	+	+	-	+	+
	3	-	+	+	+	+	?	?	+	-	-	+	+	-	+	+
[8]	1	-	+	+	+	+	-	+	-	+	+	+	+	-	+	+
	2	-	+	+	+	+	-	+	-	+	+	+	+	-	+	+
	3	-	+	+	+	+	-	+	-	+	+	+	+	-	+	+

кроме связей (M, I_n) , (u, I_n) и $(2R_s, I_n)$ (последняя связь проявляется для объектов списков [7, 8], при учете областей Н II с двойными расстояниями). Заслуживает внимания также существование степенной корреляции (E_c, I_n) в редуцированных ансамблях списков [7, 8]. Это говорит о том, что обычные ансамбли данных сильно подвержены наблюдательной селекции, которая в значительной степени отсутствует в редуцированных ансамблях. Для того, чтобы оценить, насколько свободны от влияния селекции наблюдательного синтеза корреляции (M, I_n) , (u, I_n) и $(2R_s, I_n)$, выявленные из анализа редуцированных ансамблей данных, достаточно

Таблица 6
НАЛИЧИЕ ЛИНЕЙНОЙ КОРРЕЛЯЦИИ В РЕДУЦИРОВАННОМ АНСАМБЛЕ ДАННЫХ

Литература	Вариант	(E_c, D_{\odot})	$(2R_s, D_{\odot})$	(N_s, D_{\odot})	(M, D_{\odot})	(u, D_{\odot})	(E_c, D_G)	$(2R_s, D_G)$	(N_s, D_G)	(M, D_G)	(u, D_G)	(E_c, I_n)	$(2R_s, I_n)$	(N_s, I_n)	(M, I_n)	(u, I_n)
[6]	1	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	?	-	-	+	+
	2	-	-	-	-	-	-	-	?	-	-	?	-	-	+	+
	3	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	?	-	-	+	+
[7]	1	-	+	-	-	-	-	-	-	-	-	-	+	-	+	+
	2	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	+	-	+	+
	3	-	-	-	?	-	-	-	-	-	-	-	+	-	+	+
[8]	1	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	?	+	-	+	+
	2	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	?	+	-	+	+
	3	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	?	+	-	+	+

Таблица 7
НАЛИЧИЕ СТЕПЕННОЙ КОРРЕЛЯЦИИ В ОБЫЧНОМ АНСАМБЛЕ ДАННЫХ

Литература	Вариант	(E_c, D_{\odot})	$(2R_s, D_{\odot})$	(N_s, D_{\odot})	(M, D_{\odot})	(u, D_{\odot})	(E_c, D_G)	$(2R_s, D_G)$	(N_s, D_G)	(M, D_G)	(u, D_G)	(E_c, I_n)	$(2R_s, I_n)$	(N_s, I_n)	(M, I_n)	(u, I_n)
[6]	1	-	+	+	+	+	-	+	+	+	+	-	+	+	+	+
	2	-	+	+	+	+	-	+	+	+	+	-	+	+	+	+
	3	-	+	+	+	+	-	+	+	+	+	-	+	+	+	+
[7]	1	+	+	+	+	+	+	+	+	+	?	-	+	+	+	+
	2	?	+	+	+	+	?	+	?	+	?	-	+	+	+	+
	3	+	+	+	+	+	+	+	+	+	?	-	+	+	+	+
[8]	1	-	+	+	+	+	-	+	-	+	+	+	+	+	+	+
	2	-	+	+	+	+	-	+	-	+	+	+	+	-	+	+
	3	-	+	+	+	+	-	+	-	+	+	+	+	+	+	+

обратить внимание на отсутствие в редуцированных ансамблях корреляционных связей (M, D_{\odot}) , (u, D_{\odot}) и $(2R_s, D_{\odot})$. Действительно, уже из сопоставления формул простой модели синтеза

$$\begin{aligned}
 2R_s &\sim I_n^{1/2}, & 2R_s &\sim D_{\odot}, \\
 M &\sim I_n^{5/4}, & M &\sim D_{\odot}^{5/2}, \\
 u &\sim I_n^{1/3}, & u &\sim D_{\odot}^{2/3}
 \end{aligned}
 \tag{4}$$

НАЛИЧИЕ СТЕПЕННОЙ КОРРЕЛЯЦИИ В РЕДУЦИРОВАННОМ АНСАМБЛЕ ДАННЫХ

Литература	Вариант	(E_c, D_C)	$(2R_s, D_C)$	(N_s, D_C)	(M, D_C)	(u, D_C)	(E_c, D_G)	$(2R_s, D_G)$	(N_s, D_G)	(M, D_G)	(u, D_G)	(E_c, I_n)	$(2R_s, I_n)$	(N_s, I_n)	(M, I_n)	(u, I_n)
[6]	1	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	+	+
	2	+	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	+	+
	3	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	+	+
[7]	1	-	-	-	-	-	?	-	?	-	-	+	+	-	+	+
	2	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	+	+	-	+	+
	3	-	-	-	-	-	?	-	-	-	-	+	+	-	+	+
[8]	1	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	+	+	-	+	+
	2	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	+	+	-	+	+
	3	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	+	+	-	+	+

видно, что такая селекция должна сильнее влиять на зависимости (M, D_C) , $(2R_s, D_C)$, (u, D_C) , чем на зависимости (M, I_n) , $(2R_s, I_n)$ и (u, I_n) . Между тем, наблюдается обратное. Это говорит о физической реальности выявленных корреляций.

5. *Обсуждение результатов.* Выявленные корреляции (M, I_n) и (u, I_n) можно легко интерпретировать. Вторая из них является очевидным следствием выражения (8) работы [2], которая с учетом $I_n = s_c \cdot D_C^2$ сразу превращается в соотношение

$$u = c \cdot T_e^{0.175} \cdot I_n^{1/3}.$$

Гораздо интереснее с астрофизической точки зрения первая зависимость — (M, I_n) . Простые преобразования приводят к формуле

$$I_n \sim N_s \cdot M,$$

которая означает пропорциональность между массой и радиосветимостью, поскольку корреляционный анализ указывает на отсутствие связи между N_s и I_n . С другой стороны, радиосветимость области Н II зависит от количества переработанных туманностью УФ-квантов, которое пропорционально числу возбуждающих ее звезд спектральных классов O и B*. В таком случае положительная корреляция (M, I_n) может быть истолкована

* Это правильно в том случае, когда область Н II ограничена ионизацией ionization bounded [16]).

как следствие пропорциональности количества образованных звезд, способных ионизовать водород, и массой ионизованного газа.

Несложные преобразования приводят к формулам

$$2R_s \sim N_*^{-2.3} \cdot I_n^{1.3}, \quad E_c \sim N_*^{4/3} \cdot I_n^{1.3},$$

которые, при отсутствии корреляции между N_* и I_n , указывают на существование слабых степенных связей между $2R_s$, E_c и I_n .

В заключение подчеркнем, что статистический анализ, проведенный на основе обычных ансамблей, как показывают результаты этой работы, подвержен сильному воздействию наблюдательной селекции. Для получения физически реальных эмпирических зависимостей следует использовать редуцированные ансамбли данных.

Автор считает своим приятным долгом выразить глубокую благодарность В. А. Амбарцумяну за рассмотрение настоящей работы и за ряд ценных замечаний, а также сотрудникам обсерватории Н. С. Варданыц, М. О. Закарян и М. С. Мирзояну за помощь, оказанную при вычислениях.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

STATISTICAL ANALYSIS OF GALACTIC HII REGIONS OBSERVED IN CONTINUUM AND RECOMBINATION LINES H 109_α AND H 110_α. I.

A. V. OSKANYAN

A correlation analysis of different parameters of galactic HII regions is carried out. The obtained results have shown that the noticed correlations between the physical parameters of HII regions on the one hand and their distances from the Sun— D_{\odot} and the galactic center— D_G on the other are due to observational selections. The analysis of reduced data ensembles has revealed correlations between masses and radioluminositities of HII regions and their excitation parameters and radioluminositities. There are some indications of nonlinear correlations between emission measures and linear dimensions on the one hand and radioluminositities on the other. The positive correlation between masses and radioluminositities of HII regions can be explained as a consequence of proportionality between the quantity of ionizing OB stars and the mass of ionized gas.

ЛИТЕРАТУРА

1. P. G. Mezger, *Interstellar Ionized Hydrogen*, ed. Y. Terzian, New York, Amsterdam, W. A. Benjamin, Inc., 1968, p. 33.
2. J. Schraml, P. G. Mezger, *Astrophys. J.*, 156, 269, 1969.
3. H. J. Habing, F. P. Israel, *Ann. Rev. Astron. and Astrophys.*, 17, 345, 1979.
4. П. Г. Мецгер, И. Е. Вунк, *Инфракрасная и субмиллиметровая астрономия*, ред. Дж. Фадно, Мир, М., 1979, стр. 55.
5. C. G. Wynn-Williams, *Ann. Rev. Astron. and Astrophys.*, 20, 587, 1982.
6. E. C. Reifstein III, T. L. Wilson, B. F. Burke, P. G. Mezger, W. J. Altenhoff, *Astron. and Astrophys.*, 4, 357, 1970.
7. T. L. Wilson, P. G. Mezger, F. F. Gardner, D. K. Milne, *Astron. and Astrophys.*, 6, 364, 1970.
8. D. Downes, T. L. Wilson, J. Bieling, J. Wink, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.*, 40, 379, 1980.
9. P. G. Mezger, in "The Spiral Structure of Our Galaxy", IAU Symp. No. 38, eds. W. Becker, G. Contopoulos, D. Reidel, Publishing Company, Dordrecht-Holland, 1970, p. 107.
10. L. F. Smith, P. Biermann, P. G. Mezger, *Astron. and Astrophys.*, 66, 65, 1978.
11. Y. M. Georgelin, Y. P. Georgelin, *Astron. and Astrophys.*, 49, 57, 1976.
12. P. A. Shaver, W. M. Goss, *Austral. J. Phys. Astrophys. Suppl.*, 14, 133, 1970.
13. W. M. Goss, P. A. Shaver, *Austral. J. Phys. Astrophys. Suppl.*, 14, 1970.
14. P. A. Shaver, W. M. Goss, *Austral. J. Phys. Astrophys. Suppl.*, 14, 77, 1970.
15. P. G. Mezger, J. Schraml, Y. Terzian, *Astrophys. J.*, 150, 807, 1967.
16. M. Fellt, *Stars and Star Systems*, ed. B. E. Westerlund, D. Reidel, Publishing Company, Dordrecht, Holland, 1979, p. 195.

УДК: 52.530.145

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ПОТЕРИ ПРИ РАССЕЯНИИ ФОТОНОВ
СВОБОДНЫМИ ЭЛЕКТРОНАМИ

Г. А. АРУТЮНЯН, В. А. ДЖРБАШЯН, А. Г. НИКОГОСЯН

Поступила 24 августа 1987

Принята к печати 25 сентября 1987

В работе выводятся и исследуются точные формулы для энергетических потерь при рассеянии фотонов свободными электронами. Выявлены условия, при которых имеет место обратный комптон-эффект. Показано, что электрон не может потерять энергию, если его энергия не превосходит энергию рассеивающих фотонов, а также если направления их движений совпадают. В некоторых частных случаях полученные формулы переходят в формулы, приводящиеся другими авторами. Получен ряд простых асимптотических формул. Показано, что формулы для энергетических потерь фотонов простым образом связаны с аналогичными формулами для энергетических потерь электронов. Приводятся результаты численных расчетов.

1. *Введение.* Одним из важных с точки зрения астрофизических приложений механизмов взаимодействия излучения с веществом является рассеяние фотонов на свободных электронах. Хорошо известен эффект «комптонизации» излучения, который в разреженной высокотемпературной плазме становится основным процессом, формирующим спектр излучения. Механизм комптоновского рассеяния привлекается, в частности, при исследовании эволюции спектра реликтового излучения и интерпретации спектров компактных рентгеновских источников. При рассеянии фотонов на релятивистских электронах, когда электроны в среднем передают часть кинетической энергии рассеивающимся фотонам, имеет место обратный комптон-эффект, играющий важную роль в астрофизике высоких энергий. В приложениях указанного механизма обычно возникает необходимость в знании как закона перераспределения по энергиям и направлениям, так и выражения для энергетических потерь, при элементарном акте рассеяния.

Вопрос об определении энергетических потерь электронов при рассеянии на фотонах рассматривался в работе [1] в связи с изучением энергетического спектра космических лучей. Указанный вопрос затрагивался так-

же в работе Амбарцумяна [2], в которой отмечалась роль обратного комптон-эффекта в физических процессах, протекающих в Крабовидной туманности. В дальнейшем, рядом авторов было дано частичное обобщение и уточнение формулы для энергетических потерь (см., например, [3, 4]). Достаточно хороший, хотя уже немного устаревший, обзор теоретических и экспериментальных работ по исследуемой проблеме был сделан в работе [5].

В настоящей работе задача о вычислении энергетических потерь рассматривается при общей своей постановке. Для указанной величины впервые удается вывести точное выражение. В случае рассеяния мононаправленных пучков фотонов и электронов полученная формула имеет достаточно простой вид и позволяет выявить области действия прямого и обратного комптон-эффектов. Для различных частных случаев получены удобные для расчетов асимптотические формулы.

2. Энергетические потери электрона в единицу времени при рассеянии параллельным пучком монохроматических фотонов. Как было показано в работе [6], вероятность рассеяния в единицу времени одного электрона фотонами со средней плотностью n_ϕ связана с дифференциальным сечением рассеяния фотона на электроне по формуле

$$dW_\phi = n_\phi c d\sigma. \quad (1)$$

Для энергетических потерь электрона с начальной энергией E_1 и конечной энергией E_2 , очевидно, можно написать:

$$-\frac{dE_\phi}{dt} = \int (E_1 - E_2) dW_\phi. \quad (2)$$

С учетом соотношения, связывающего между собой начальные и конечные энергии фотона ($h\nu_1$ и $h\nu_2$) и электрона

$$E_1 + h\nu_1 = E_2 + h\nu_2 \quad (3)$$

в силу формул (1) и (2) имеем

$$-\frac{dE_\phi}{dt} = \int_{\nu_{2\min}}^{\nu_{2\max}} (h\nu_2 - h\nu_1) n_\phi c d\sigma(\nu_2). \quad (4)$$

Выражения для $\nu_{2\max}$ и $d\sigma(\nu_2)$ были получены в работах одного из авторов [7, 8]. Они имеют вид

$$\nu_{2\max} = \gamma\nu_1 / (\beta + 1 \mp R), \quad (5)$$

причем

$$\delta = h\nu_1/E_1, \quad R = (\beta^2 + 2\beta\delta \cos \theta_1 + \delta^2)^{1/2}, \quad \beta = v_1/c, \quad y = 1 - \beta \cos \theta_1, \quad (6)$$

θ_1 — угол между направлениями первоначального движения фотона и электрона, и

$$d\sigma(\nu_2) = \frac{\pi r_0^2}{\gamma^2 \nu_1} \left\{ \frac{A + B\nu_2}{R} + \frac{1}{b(\nu_2)} \left[C + \frac{D + F\nu_2}{b^2(\nu_2)} \right] \right\} d\nu_2, \quad (7)$$

где приняты следующие обозначения: $r_0 = e^2/mc^2$ — классический радиус электрона; $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$ — так называемый релятивистский множитель;

$$\begin{aligned} A &= \left(1 + \frac{1}{\gamma^2 y \delta} \right)^2 - \frac{\delta(\delta + \beta \cos \theta_1)}{R^2}; \\ B &= \delta [\gamma^{-2} + (\delta - 1)y] / \nu_1 y R^2; \\ C &= \frac{\nu_1 y}{\delta} \left(1 - \frac{2}{\gamma^2 \delta y} - \frac{2}{\gamma^4 \delta^2 y^2} \right); \\ D &= \nu_1^3 y \beta (\beta + \delta \cos \theta_1) / \delta^3 \gamma^4; \\ F &= \nu_1^2 [\gamma^{-2} + y(\delta - 1)] / \delta^4 \gamma^4, \end{aligned} \quad (8)$$

$$b(\nu_2) = y^{1/2} [y\nu_2^2 \delta^2 + 2\nu_1 \nu_2 \beta \delta (\cos \theta_1 - \beta) + \nu_1^2 \beta^2 y]^{1/2} / \delta.$$

Заметим, что (см. [7, 8])

$$\int_{\nu_{2\min}}^{\nu_{2\max}} d\sigma(\nu_2) = \sigma, \quad (9)$$

где σ — полное сечение рассеяния фотона на электроне. С учетом (7) формула (9) дает

$$\sigma = 2\pi r_0^2 y \left[\frac{2}{\gamma^2} + \frac{1 + \eta}{(1 + 2\eta)^2} + \frac{1}{2\eta} \left(1 - \frac{2}{\eta} - \frac{2}{\eta^2} \right) \ln(1 + 2\eta) \right], \quad (10)$$

где

$$\eta = y\delta\gamma^2. \quad (11)$$

Принимая в расчет формулу (9), вместо соотношения (4) будем иметь

$$-\frac{dE_s}{dt} = h\nu_1 n_\Phi c \left[\frac{1}{\nu_1} \int_{\nu_{2\min}}^{\nu_{2\max}} \nu_2 d\sigma(\nu_2) - \sigma \right]. \quad (12)$$

Таким образом, задача сводится к вычислению интеграла, входящего в (12). Интегрирование с учетом формул (5)—(8) дает

$$\int_{v_{2\min}}^{v_{2\max}} v_2 d\sigma(v_2) = \frac{2\pi r_0^2 v_1}{\gamma^2} \left\{ \frac{\eta - \delta}{(\delta\eta)^2} + \frac{1}{\delta(1+2\eta)} \left[\eta - \frac{4}{\eta} - \frac{2}{\eta^2} + \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{1}{\delta} \left(3 - \eta + \frac{2}{\eta} \right) \right] + \frac{\eta^2 [(1+\eta)(4\delta+3) - \eta]}{3\delta^2(1+2\eta)^3} + \right. \\ \left. + \frac{1}{2\delta^2} \left[1 - \frac{2}{\eta} - \frac{3}{\eta^2} + \frac{\delta}{\eta} \left(-1 + \frac{3}{\eta} + \frac{3}{\eta^2} \right) \right] \ln(1+2\eta) \right\}. \quad (13)$$

Заметим, что выражение в квадратных скобках в формуле (10) зависит лишь от одной (релятивистски инвариантной) величины η .

Представляет также интерес выражение в фигурных скобках в (13). Оно зависит лишь от η и δ , в то время как дифференциальное сечение, определяемой формулой (7), зависит от пяти параметров (θ_1 , β , δ , v_1 и v_2) в отдельности.

Подставляя (10) и (13) в (12), для энергетических потерь электрона окончательно получим

$$-\frac{dE_e}{dt} = cn_0 2\pi r_0^2 \frac{(mc^2)^2}{h\nu_1} \left\{ \frac{(1+\delta)\eta}{1+2\eta} - \frac{3(\delta-\eta) + \eta(2\delta+\eta)}{\eta^2} - \right. \\ \left. - \frac{(1+\eta)[3(\delta-\eta) + 2\delta\eta] + \eta^2}{3(1+2\eta)^3} \eta + \frac{1}{2} \left[1 - \frac{2}{\eta} - \frac{3}{\eta^2} + \right. \right. \\ \left. \left. + \delta \left(-1 + \frac{1}{\eta} + \frac{5}{\eta^2} + \frac{3}{\eta^3} \right) \right] \ln(1+2\eta) \right\}. \quad (14)$$

Из формулы (14) нетрудно заключить, что в зависимости от значения $\eta \in]\delta/2; \infty[$ величина $-dE_e/dt$ может быть как положительной, так и отрицательной. Другими словами, при рассеянии на фотонах электрон, вообще говоря, может не только потерять, но и приобрести энергию. Таким образом, понятие «энергетические потери электрона» является относительным.

Перейдем к разбору двух относительно простых случаев, когда $\theta_1 = 0$ и $\theta_1 = \pi$.

При $\theta_1 = 0$ электрон всегда приобретает энергию ($-dE_e/dt < 0$), что легко понять, исходя из физических соображений. В этом случае фотон, двигаясь быстрее электрона, как бы «подталкивает» его. Математически это следует из (4), если учесть, что при $\theta_1 = 0$ из формулы (5) имеем

$$\frac{1-\beta}{1+\beta+2\delta} v_1 \leq v_2 \leq v_1. \quad (15)$$

В этом случае подынтегральное выражение в (4) становится отрицательным

$$-2 \frac{\beta + \delta}{1 + \beta + 2\delta} h\nu_1 \leq h\nu_2 - h\nu_1 \leq 0. \quad (16)$$

Для релятивистских электронов и не слишком жестких фотонов $\eta = \delta/2 \ll 1$ величина dE_e/dt убывает как γ^{-2}

$$-\frac{dE_e}{dt} \approx -cn_\phi r_0^2 \frac{2\pi h\nu_1}{3\gamma^2}. \quad (17)$$

При жестких фотонах, когда $\eta = \delta/2 \gg 1$, имеем

$$-\frac{dE_e}{dt} \approx -cn_\phi \pi r_0^2 \frac{mc^2}{\gamma} \left(\ln \delta - \frac{5}{6} \right). \quad (18)$$

При $\beta \rightarrow 1$ правые части (17) и (18), оставаясь отрицательными, стремятся к нулю, что указывает на ослабление эффекта «подталкивания».

Обратимся теперь к случаю, когда $\theta_1 = \pi$. В силу (5)

$$\frac{1 + \beta}{1 + \delta + |\beta - \delta|} \nu_1 \leq \nu_2 \leq \frac{1 + \beta}{1 + \delta - |\beta - \delta|} \nu_1. \quad (19)$$

Отсюда при $\beta \geq \delta$ следует, что

$$0 \leq h\nu_2 - h\nu_1 \leq 2 \frac{\beta - \delta}{1 - \beta + 2\delta} h\nu_1. \quad (20)$$

и согласно (4), получаем $-dE_e/dt > 0$, то есть электрон теряет энергию. При $\beta \sim 1$ и $\eta = 2\gamma^2\delta \ll 1$ энергетические потери электрона растут как γ^2 :

$$-\frac{dE_e}{dt} \approx cn_\phi r_0^2 \frac{32\pi}{3} \gamma^2 h\nu_1. \quad (21)$$

Далее, при $\beta \sim 1$, но $\delta \ll 1$ и $\eta = 2\gamma^2\delta \gg 1$ величина $-dE_e/dt$ с увеличением начальной энергии электрона растет по логарифмическому закону:

$$-\frac{dE_e}{dt} \approx cn_\phi \pi r_0^2 \frac{(mc^2)^2}{h\nu_1} \left(\ln 4\delta\gamma^2 - \frac{5}{6} \right). \quad (22)$$

В случае, когда $\beta < \delta$, то

$$-2 \frac{\delta - \beta}{1 - \beta + 2\delta} h\nu_1 \leq h\nu_2 - h\nu_1 \leq 0, \quad (23)$$

и электрон приобретает энергию.

При $\beta \sim 1$, $\delta \gg 1$ и $\eta = 2\gamma^2 \delta \gg 1$ имеем

$$-\frac{dE_0}{dt} \approx -cn_\varphi \pi r_0^2 \frac{mc^3}{\gamma} \left(\ln 4\delta\gamma^2 - \frac{5}{6} \right). \quad (24)$$

Таким образом, при $\theta_1 = \pi$ частица, обладающая большим импульсом, передает импульс и, следовательно, энергию частице с меньшим импульсом (то есть электрон-фотону при $mv_1\gamma > h\nu_1/c$ и фотон-электрону, если имеет место обратное неравенство). При равенстве импульсов, когда $\beta = \delta$ или $mv_1\gamma = h\nu_1/c$, передачи энергии не происходит

$$-\frac{dE_0}{dt} = 0. \quad (25)$$

В справедливости последнего утверждения нетрудно убедиться на основе общей формулы (14), если положить в последней $\theta_1 = \pi$, $\beta = \delta$, а также учесть, что в данном случае $\eta = \delta/(1 - \beta) = \delta/(1 - \delta)$. Зависимость энергетических потерь электрона от θ_1 при $\gamma = 1.0001$ и различных энергиях фотона изображена на рис. 1.

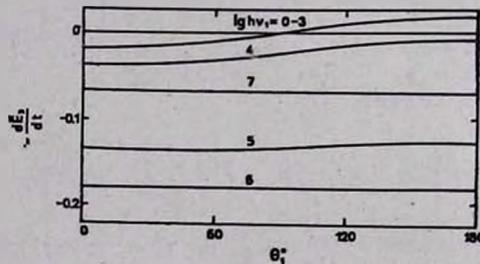


Рис. 1. Зависимость величины энергетических потерь от θ_1 при $\gamma = 1.0001$. Для простоты приведены графики величины $-\frac{dE_0}{dt} = -\frac{dE_0}{dt} \cdot (2\pi r_0^2 c n_\varphi mc^3)^{-1} \left(-\frac{dE_0}{dt} \right)$ имеет такой же вид и для остальных рисунков). На кривых написаны соответствующие значения величины $\lg(h\nu_1)$ (энергия фотона — в электронвольтах).

Рассмотренный частный случай предоставляет возможность найти нуль выражения (14) для энергетических потерь и при произвольном значении θ_1 . Для того, чтобы убедиться в этом, следует обратить внимание на тот факт, что выражение в фигурных скобках в (14) зависит лишь от η и δ . Ввиду этого, величина $\tau_0 = \delta/(1 - \delta)$ является нулем выражения в правой части формулы (14) при произвольных η и δ . Указанное обстоятельство позволяет вывести из выражения в фигурных скобках множитель $\eta - \tau_0$, в результате чего вместо (14) получаем

$$-\frac{dE_e}{dt} = 2\pi r_0^2 c n_\phi \frac{(mc^2)^2}{h\nu_1} [(1-\delta)\eta - \delta] \left\{ \frac{3+15\eta+14\eta^2}{3(1+2\eta)^3} + \frac{3-\eta}{\eta^2} \left[1 - \frac{1+\eta}{2\eta} \ln(1+2\eta) \right] \right\}. \quad (26)$$

Мы видим, что выражение в фигурных скобках в правой части (26) в равной мере, как и выражение в квадратных скобках в формуле для полного сечения (10), зависят лишь от η , то есть ковариантны, и представляются дробно-рациональными и логарифмическими функциями.

3. Исследования формулы (26). Исходя из физических соображений можно заключить, что выражение в фигурных скобках в (26) является положительной величиной. Об этом свидетельствует также изображенная на рис. 2 кривая зависимости этой величины, от η . В силу сказанного нетрудно найти условия, при которых $-dE_e/dt > 0$, то есть будет иметь место обратный комптон-эффект. Действительно, из (26) и (11) следует, что необходимым и достаточным условием для режима обратного комптон-эффекта является неравенство

$$(1-\delta)y\gamma^2 > 1. \quad (27)$$

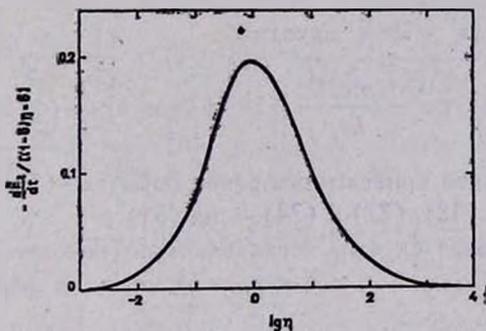


Рис. 2. График инвариантной величины $-\frac{dE_e}{dt} \cdot [(1-\delta)\eta - \delta]^{-1}$.

Из (27) вытекает, что при $\delta \geq 1$ (т. е. $h\nu_1 \geq E_1$) обратный комптон-эффект неосуществим. Другими словами, в этом случае электрон приобретает энергию. Для интервала значений величины δ неравенство (27) дает

$$0 < \delta < \beta(\beta - \cos \theta_1)/y, \quad (28)$$

откуда следует, что для обратного комптон-эффекта необходимо, чтобы одновременно имели место неравенства $\beta > 0$ и $\beta > \cos \theta_1$. Тем самым, мы заключаем, что обратный комптон-эффект не может иметь места для

покоящегося электрона и при малых углах θ_1 («эффект подталкивания»). Для релятивистских электронов из условия $\beta > \cos \theta_1$ находится нижняя граница угла θ_1 : $\theta_1 > mc^2/E_1$. Неравенство (27) может быть также представлено в виде

$$E_1 - h\nu_1 > mc^2/\gamma u, \quad (29)$$

откуда видно, насколько энергия электрона должна превышать энергию фотона, чтобы имел место обратный комптон-эффект.

Формула (26) дает возможность выявить поведение энергетических потерь при различных δ . Так, если $\delta < 1$, то $-dE_s/dt < 0$ при $\eta \in]\delta/2; \delta/(1-\delta)[$ и $-dE_s/dt > 0$ при $\eta \in]\delta/(1-\delta); \infty[$. Если же $\delta \geq 1$, то, как уже отмечалось выше, $-dE_s/dt < 0$ во всей области изменения $\eta \in]\delta/2; \infty[$. Напишем, наконец, в явном виде условие $\eta = \eta_0$, при котором рассеяние является в среднем упругим: $E_1 - h\nu_1 = mc^2/\gamma u$.

При очень больших и малых значениях величины η разложение в ряд выражения в фигурных скобках в (26), позволяет написать простые приближенные формулы. Так, при $\eta \ll 1$ имеем

$$-\frac{dE_s}{dt} \approx \frac{8}{3} \pi r_0^2 c n_\phi \frac{(mc^2)^2}{h\nu_1} \eta [(1-\delta)\eta - \delta] \left[1 - \frac{21}{5} \eta \left(1 - \frac{7}{2} \eta \right) \right]. \quad (30)$$

В то же время для $\eta \gg 1$ находим

$$-\frac{dE_s}{dt} \approx \pi r_0^2 c n_\phi \frac{(mc^2)^2}{h\nu_1} [(1-\delta)\eta - \delta] \frac{1}{\eta} \left(\ln 2\eta - \frac{5}{6} \right). \quad (31)$$

Нетрудно увидеть, что приведенные ранее формулы (17) и (21) вытекают из (30), а формулы (18), (22) и (24) — из (31).

Рассмотрим также случай, когда электрон покоится в рассматриваемой системе. Подставляя $\eta = \delta = x_1 = h\nu_1/mc^2$ в формулу (26) будем иметь

$$-\frac{dE_s}{dt} = -2\pi r_0^2 c n_\phi h\nu_1 \left\{ \frac{3 + 15x_1 + 14x_1^2}{3(1+2x_1)^3} + \frac{3-x_1}{x_1^2} \times \right. \\ \left. \times \left| 1 - \frac{1+x_1}{2x_1} \ln(1+2x_1) \right| \right\}. \quad (32)$$

Правая часть (32) меньше нуля при любом значении x_1 . Физически это означает, что покоящийся электрон приобретает энергию (комpton-эффект). При $x_1 \ll 1$ формула (32) дает

$$-\frac{dE_s}{dt} \approx -\frac{8\pi}{3} r_0^2 c n_\phi mc^2 x_1^2 \left(1 - \frac{21}{5} x_1 \right), \quad (33)$$

в то время, как при $x_1 \gg 1$ имеем

$$-\frac{dE_e}{dt} \approx -\pi r_0^2 c n_\phi m c^2 \left(\ln 2x_1 - \frac{5}{6} \right). \quad (34)$$

4. Энергетические потери электрона в единицу времени при рассеянии на монохроматических фотонах с равновероятными направлениями движения. Формула (26) позволяет вывести формулу для средних энергетических потерь одного электрона при рассеянии на монохроматических фотонах с равновероятным распределением направлений движения. Поскольку в формулу (26) входит лишь один угол — θ_1 , то, очевидно, что искомой формулой будут также задаваться средние потери одного электрона из совокупности электронов с одинаковой энергией и равновероятным распределением направлений движений при рассеянии параллельным пучком монохроматических фотонов.

В рассматриваемом нами случае выражение (1) для вероятности рассеяния электрона принимает вид (см. [6])

$$dW_e = c n_\phi d\sigma \sin \theta_1 d\theta_1/2. \quad (35)$$

Умножая правую часть соотношения (14) на $\sin \theta_1 d\theta_1/2$ и производя интегрирование по θ_1 в интервале $[0; \pi]$; находим нужную формулу

$$\begin{aligned} -\frac{dE_e}{dt} = & 2\pi r_0^2 c n_\phi \frac{h\nu_1}{\gamma^2 \delta^2} \left\{ \frac{11}{12} \gamma^2 (\delta - 1) - \frac{3}{2\delta} - \frac{3 - \delta}{12 [(1 + 2\delta)^2 - \beta^2]} + \right. \\ & + \frac{(1 + \delta)(1 + 2\delta - \beta^2)}{6 [(1 + 2\delta)^2 - \beta^2]^2} + \frac{1}{2\beta\delta} \left[\frac{1}{2} - \frac{31}{12} \delta + \frac{3}{4\delta\gamma^2} + \frac{(1 - \delta)\delta\gamma^2}{2} \right] \times \\ & \times \ln \frac{1 + 2\delta/(1 - \beta)}{1 + 2\delta/(1 + \beta)} + \frac{1}{4\delta} [5 + (1 - \delta)\delta\gamma^2] \ln [1 + 4\delta\gamma^2(1 + \delta)] + \\ & + \frac{\delta - 2}{8\beta\delta} \left[\Lambda(2\eta - 1)(\ln 2\eta)^2 + 2 \sum_{k=1}^{\infty} (-1)^{k - \Lambda(1 - 2\eta)} \times \right. \\ & \left. \times \frac{(2\eta)^{[\Lambda(1 - 2\eta) - \Lambda(2\eta - 1)]k}}{k^2} \right]_{\eta = \delta/(1 + \beta)}^{\eta = \delta/(1 - \beta)} \Big\}, \quad (36) \end{aligned}$$

где $\Lambda(x)$ — функция единичного скачка: $\Lambda(x) = 1$, если $x > 0$ и $\Lambda(x) = 0$, если $x < 0$.

Несмотря на то, что $\Lambda(2\eta - 1)$ претерпевает разрыв в точке $\eta = 1/2$, тем не менее правая часть (36) является непрерывной.

Если допустить, что электрон покоится, то, как и следовало ожидать, (36) переходит в формулу (32). Разложением в ряд из (36) можно получить приближенные формулы. Так, при

$$2(1 + \beta) \delta \gamma^2 \ll 1 \quad (37)$$

имеем

$$-\frac{dE_e}{dt} \approx \frac{32\pi}{9} r_0^2 c n_\phi \gamma^2 h\nu_1 \left[\beta^2 - \frac{63}{10} \beta^2 \delta \gamma^2 - \frac{3}{4} \delta \left(1 - \frac{16}{15} \beta^2 \right) \right]. \quad (38)$$

В этой формуле других ограничений на β и δ , кроме (37), не наложено. Если устремить β к нулю, получим первый член разложения (33). Если ограничиться первым членом в квадратных скобках в (38) и устремить β к единице, то придем к результату, найденному в [1, 3]. При $4\delta\gamma^2 \gg 1$ для ультрарелятивистских электронов можно написать

$$-\frac{dE_e}{dt} \approx \pi r_0^2 c n_\phi \frac{(mc^2)^2}{h\nu_1} \left[(1 - \delta) \left(\ln 4\delta\gamma^2 - \frac{11}{6} \right) - \frac{1}{\gamma^2} \ln 2\gamma \left(\ln 2\gamma\delta - \frac{5}{6} \right) \right]. \quad (39)$$

При $h\nu_1 \ll E_1$ (39) совпадает, по сути дела, с формулой* (2—57) статьи Блюментала и Гоулда [4]. Отличие (если учесть, что члены, пропорциональные γ^{-2} в (39), важны лишь при $h\nu_1 \sim E_1$) состоит только в том, что в (2—57) проводится интегрирование по начальной энергии фотона.

Кривые, изображающие зависимость энергетических потерь электрона, рассчитанных по формуле (36), от энергии фотонов и электрона, приведены на рис. 3 и 4. Обращает на себя внимание наличие максимумов в кривых, изображенных на рис. 3. Заметим, что максимумом обладают также энергетические потери электрона при рассеянии параллельным пучком монохроматических фотонов для значений углов θ_1 , близких к π . Существование подобного рода максимума может быть использовано также и для планирования эксперимента. Нетрудно, например, теоретически определить значения энергий электронов и фотонов таким образом, чтобы при рассеянии энергетические потери электронов были наибольшими.

На рис. 4 мы ограничились рассмотрением случая обратного комптоновского рассеяния и это позволило привести результаты в логарифмической шкале. Как хорошо видно из приведенных графиков, при сравнительно малых значениях энергий фотонов и электронов, когда справедливо неравенство (37), между величинами $\lg(-dE_e/dt)$ и $\lg \gamma$ существует линейная зависимость. С ростом энергий электронов и (или) фотонов эта зависимость нарушается и устанавливается более слабая зависимость, соответствующая формуле (39).

* Формула (17.73), приведенная в [3], отличается от цитируемой формулы (2—57) [4] тем, что вместо слагаемого $-11/6$ в [3] получено $+1/2$.

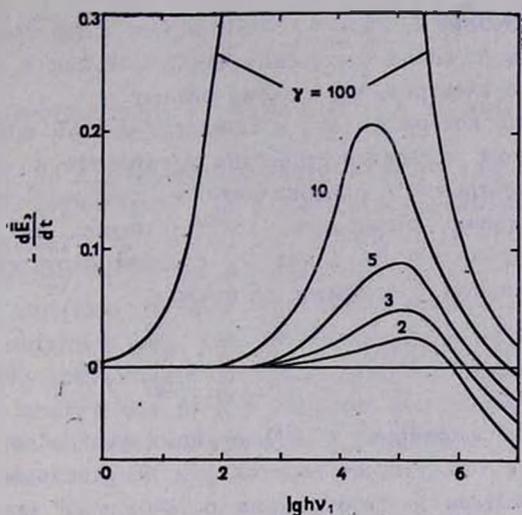


Рис. 3. Усредненная по углам величина $-\frac{d\bar{E}}{dt}$ в зависимости от энергии фотонов и электронов.

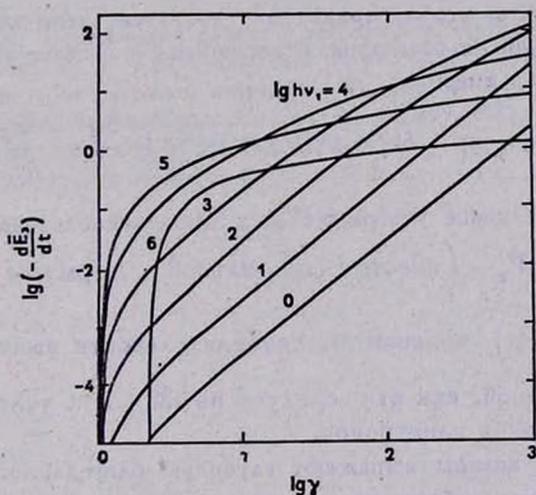


Рис. 4. Зависимость величины $\lg\left(-\frac{d\bar{E}}{dt}\right)$ от энергии фотонов и электронов:

5. *Обсуждение полученных результатов.* В работах [1, 3, 4] рассмотрены фотоны с постоянной в пространстве плотностью. Область применимости полученных в настоящей работе формул не ограничена таким требованием. Плотность фотонов в пространстве может меняться произволь-

ным образом, поскольку в формулах фигурирует лишь средняя плотность n_ϕ , представляющая собой отношение числа фотонов в объеме, где они взаимодействуют с электронами, к этому объему.

Энергетические потери фотона в единицу времени при рассеянии параллельным пучком моноэнергетических электронов и «облаком» моноэнергетических электронов с равновероятным распределением направлений движений можно вычислить, соответственно, из формул (26) и (36), заменив предварительно в них n_ϕ средней плотностью электронов с отрицательным знаком. Тем самым мы имеем

$$-\frac{dE_\phi}{dt} = -\frac{n_e}{n_\phi} \left(-\frac{dE_e}{dt} \right). \quad (40)$$

Множитель n_e/n_ϕ , входящий в (40), в упомянутой обзорной статье [4] не учтен. Вместе с тем, там же имеется ряд неправильных утверждений, на которых мы считаем целесообразным остановиться здесь. Так, утверждение о том, что потери энергии фотона (и, следовательно, электрона) в лабораторной системе и системе покоя электрона равны между собой, является неверным. Величина $-dE_\phi/dt$, как это явствует из вышеприведенных формул (26) и (40), не является инвариантной величиной. Нельзя также утверждать, что инвариантной является величина $dn_\phi/h\nu_1$. Действительно, снабжая величины, относящиеся к системе покоя электрона, штрихами, будем иметь

$$dn'_\phi = dn_\phi/\gamma; \quad h\nu'_1 = \gamma h\nu_1; \quad \frac{dn'_\phi}{h\nu'_1} = \frac{1}{\gamma^2} \frac{dn_\phi}{h\nu_1}. \quad (41)$$

Перечисленные выше утверждения, а также использование формулы $-dE'_\phi/dt' = \int h\nu'_1 dW'_\phi$ (вместо правильной формулы $-dE_\phi/dt = \int (h\nu_2 - h\nu_1) dW_\phi$) привели к неубедительности вывода известной формулы, правильной, как это следует из (38), при условии (37) для ультрарелятивистских электронов.

В заключение авторы выражают глубокую благодарность академику В. А. Амбарцумяну за обсуждение полученных результатов и признательны члену-корреспонденту АН Армянской ССР Р. М. Мурадян за ценное замечание.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория
Ереванский физический
институт

ENERGY-LOSS FOR THE PHOTON SCATTERING
ON FREE ELECTRONS

H. A. HARUTYUNIAN, V. A. DJRBASHIAN, A. G. NIKOGHOSSIAN

Exact formulae describing the energy-loss for the photon scattering on free electrons are derived and investigated. Conditions for which inverse Compton-effect takes place are shown. It is shown that electron can not lose energy, if its energy does not exceed the energy of scattering photons and also if their directions coincide. In some special cases formulae obtained turn into formulae, cited by other authors. A number of simple approximate formulae are obtained. It is shown that the formulae of energy-loss of the photons are connected with analogical formulae for electron energy-loss. The results of numerical calculations are given.

ЛИТЕРАТУРА

1. F. Feenberg, H. Primakoff, Phys. Rev., 73, 449, 1948.
2. В. А. Амбарцумян, в сб. «Нестационарные звезды», Изд. АН Арм.ССР, Ереван, 1957.
3. В. Л. Гинзбург, Теоретическая физика и астрофизика, Наука, М., 1981.
4. G. R. Blumenthal, R. J. Gould, Rev. Mod. Phys., 42, 237, 1970.
5. О. Ф. Куликов, «Синхротронное излучение», Тр. физ. ин-та АН СССР, 80, 3, 1975.
6. Г. А. Арутюнян, В. А. Джрбашян, Астрофизика, 22, 379, 1985.
7. В. А. Джрбашян, Докл. АН СССР, 283, 1170, 1985.
8. В. А. Джрбашян, Успехи мат. наук, 40, 161, 1985.

УДК: 524.38

НЕСТАЦИОНАРНЫЕ ЭФФЕКТЫ РАДИАЦИОННО-
МЕХАНИЧЕСКОГО СИНХРОНИЗМА В ДВОЙНЫХ ЗВЕЗДАХ.
I. ГАЗОДИНАМИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

В. П. ВАСИЛЬЕВ

Поступила 25 апреля 1986

Принята к печати 14 декабря 1987

Обосновывается физическая и математическая модели возбуждения акустических волн движущимся терминатором в атмосфере асинхронно вращающейся звезды в двойной системе. Показано, что в случае резонанса по скорости между источником и порождаемыми колебаниями этот эффект может стать причиной локальной нестационарности даже при слабом внешнем облучении компонентом. Проведено качественное сравнение с данными наблюдений, указывающее на распространенность условий реализации и существование предсказываемых явлений.

1. *Введение.* Среди возможных проявлений взаимодействия звезд в двойных системах (ДС) первостепенная роль традиционно отводится гравитационным эффектам и их следствиям. В числе последних можно выделить аккрецию, привлекаемую для объяснения широкого круга нестационарных явлений (см., например, обзоры в [1, 2]). Принято также считать, что стационарное электромагнитное (в частности, оптическое) взаимооблучение не приводит к существенно нестационарным эффектам, могущим вызвать заметную модуляцию наблюдаемого потока в различных спектральных участках. По сути дела, единственным обсуждаемым аспектом такого облучения является «эффект отражения» (точнее — переизлучения), который, будучи экстремальным в тесных ДС с рентгеновским источником, обуславливает небольшое периодическое изменение спектрального класса затменно двойных [1] и, возможно, смещение фотометрического центра диска у звезд типа WR в свете эмиссионных линий [2]. Тем не менее, радиационное взаимодействие, как будет показано ниже, даже при постоянной и относительно малой мощности в определенных условиях может стать первопричиной различного масштаба нестационарности. Главное из этих условий — несовпадение осевого и орбитального периодов у одного из компонентов, а непосредственным физическим механизмом

возникновения такой нестационарности является генерация волн плотности (акустических колебаний) движущимся радиационно-стимулированным источником возмущений.

Асинхронное (в традиционном смысле) вращение звезд в ДС обычно относится к исключениям. Проведенные, однако, в последнее время спектроскопические измерения [9] пятидесяти девяти ДС типа RS CVn указывают на то, что более 10% из них вращается заведомо, асинхронно, не входя по большей части в число длиннопериодических. Рассмотрение моделей процессов выравнивания периодов показывает, что время синхронизации вращений звезд этого типа может достигать 10^8 лет [10]. Отклонения от синхронности периодов наблюдаются в парах других типов [11, 12]. Естественно поэтому считать, что, по крайней мере на начальных стадиях эволюции ДС, различие угловых скоростей движения входящих в них звезд достаточно распространено, причем дифференциальность вращения звездных атмосфер лишь усиливает подобный тезис. В связи с этим представляет интерес анализ возможных следствий взаимооблучения компонентов при различии их орбитальных и осевых периодов вращения.

Настоящая работа посвящена предварительному обоснованию возможности существования и роли эффектов радиационно-механического синхронизма (РМС) в ДС, рассмотренной ранее для облучаемых Солнцем атмосфер Земли [3] и Марса [4]. Кратко сущность РМС применительно к обсуждаемым объектам состоит в естественной реализации условий и последствий околосвукового движения относительно атмосферной плазмы неоднородностей внешнего радиационного нагрева, при котором возникающие волны сжатия, длительное время оставаясь в пределах своего источника, претерпевают резонансное усиление (спидрезонанс).

2. *Физическая и математическая модели.* В качестве аналога для предлагаемой модели выберем ДС, параметры которой не выходят за рамки наблюдаемых, и условимся называть радиативным компонентом (РК) звезду более раннего спектрального класса. В соответствии со сказанным выше будем считать, что периоды осевого Π_1 и орбитального Π_2 вращения более холодного (облучаемого) компонента (ОК) не совпадают. Для определенности, необходимой при последующих оценках и сравнении с наблюдениями, отнесем нашу систему к типу RS CVn, а ее ОК к классу G-K, что характерно для подавляющего большинства этого типа ДС [9]. В отличие от системы звезда-планета, для ДС более типичной является ситуация $\Pi_1 \sim \Pi_2$, так что удвоенная продолжительность внешнего облучения элемента атмосферы ОК — эффективный период P — будет определяться соотношением $\Pi^{-1} = |\Pi_1^{-1} \pm \Pi_2^{-1}|$. Тогда в простейшем случае оси вращения, перпендикулярной плоскости орбиты, можно показать, что скорость

$v_T(\varphi)$ перемещения звездного T-терминатора (области максимального темпа перепада температуры от облученной к необлученной полусфере [3, 4]) будет близка к локальной звуковой v_s в оптически толстых слоях среднеширотной атмосферы ОК, если Π лежит в пределах нескольких земных суток. Конкретными прототипами для выбранной модели могут служить системы ER Vul, V711 Tau, SZ Psc, LX Per, RT Lac, GK Hya, экваториальные скорости вращения ОК которых, определенные по излучению в линиях FeI 6663 Å, FeI 6678 Å и CaI 6718 Å [9], отличаются от необходимых для синхронизации с орбитальным движением на величины, близкие к v_s в фотосферах звезд соответствующих спектральных классов.

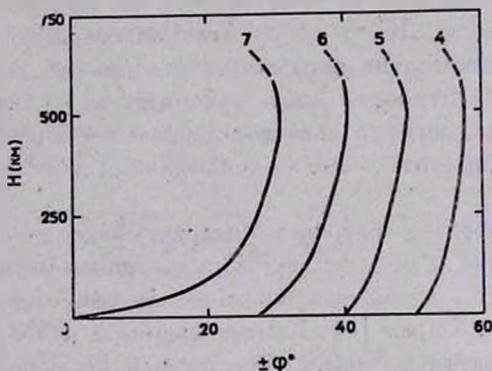


Рис. 1. Широтно-высотное распределение условий резонансной по скорости генерации термоупругих волн в оптически плотных слоях атмосферы типа солнечной при внешнем облучении. Цифры над кривыми — необходимые эффективные периоды асинхронного вращения Π (в земных сутках), определяющие линейную скорость движения терминатора.

На рис. 1 показаны меридиональные сечения образуемого условием $v_T = v_s$ фотосферного участка «синхромеханического пояса» [3] при различных значениях Π , рассчитанные по гарвардско-смитсоновской модели солнечной атмосферы (HSRA).

Для хромосферы и короны ОК обеспечивающие РМС эффективные периоды будут соответственно меньшими, ввиду увеличения локальной скорости звука, хотя на значительных высотах над фотосферой это уменьшение может компенсироваться увеличением линейной скорости коротящих слоев с удалением от оси вращения. Иными словами, в некотором диапазоне астрографических широт φ_s фотосфера и смежные слои ОК подвергаются воздействию движущихся с постоянной скоростью, $v_T(\varphi) \approx v_s$, локальных тепловых источников возмущений. Данные источники в нашей модели всегда существуют на терминаторе вследствие естественных при-

чин — сферичности и вращения звезды в поле излучения РК — и имеют характерные размеры зоны локализации порядка поперечника Т-терминатора.

Отметим в этой связи, что на данном этапе можно отвлечься от сложной стратификации внешнего прогрева атмосферы ОК излучением звезды с реальным спектром. Существование же Т-терминатора как такового непосредственно вытекает из достоверного наблюдательного факта различия фотосферных температур «лицевой» и «тыльной» полусферы звезды в ДС [1]. Добавим, что модельные расчеты [13] показывают реальность дополнительного нагрева $\sim 10\%$ за счет взаимного облучения в затменных ДС даже при одинаковых температурах компонентов. Следовательно, при асинхронном вращении ОК движущиеся тепловые источники возмущений образуются в его быстро остывающей атмосфере с той же степенью достоверности.

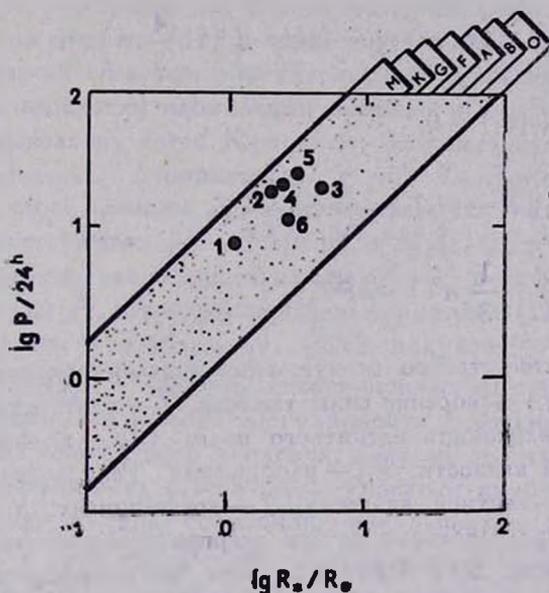


Рис. 2. Диаграмма распространенности РМС в фотосферах компонентов ДС. Полосы сверху ограничивают интервалы астрографических широт $\pm 60^\circ$ и соответствующие указанным спектральным классам диапазоны эффективных температур звезд радиуса R_* . Кружки с цифрами (в порядке упоминания в тексте) — примерные положения ОК некоторых ДС типа RS CVn; величины P оценены по данным [9].

Легко видеть, что когда $\varphi_c \approx 0$ или $\varphi_c \neq 0$, одновременно резонансно генерирующих областей будет соответственно две или четыре — по одной или две на каждой полуокружности терминатора. В остальных широтных зонах, где скорость Т-терминатора намного отличается от звуковой,

как будет видно из дальнейшего, порождаемые термоакустические возмущения атмосферных параметров имеют при умеренном облучении существенно меньшие амплитуды, нежели непосредственно в районе φ_0 .

То обстоятельство, что фотосферные температуры, скорости вращения и радиусы компонентов ДС варьируются в широких, но взаимoadекватных пределах, способствует распространенности условий реализации режима РМС (см. рис. 2). Заметим здесь, что хотя в данной работе речь будет идти в основном о воздействии электромагнитного излучения РК, качественные следствия эффекта при нагреве корпускулярными потоками (аккреционными или эжекционными) аналогичны обсуждаемым выше.

Для одножидкостной сильнотолкновительной плазмы в системе координат, связанной с Т-терминатором, исходные уравнения, в самом общем варианте описывающие данный процесс, представимы в виде (знаки векторов спущены):

$$\left\{ \begin{array}{l} \rho_1 \frac{\partial \mathbf{v}_1}{\partial t} + \rho_1 \mathbf{v}_1 \nabla \mathbf{v}_1 - \rho_1 \mathbf{g} - I \times \mathbf{H} - \left(\xi - \frac{4}{3} \mu \right) \nabla^2 \mathbf{v}_1 - \Psi_{ij} = -\nabla P, \\ \frac{\partial \rho_1}{\partial t} + \nabla (\rho_1 \mathbf{v}_1) = 0, \\ \frac{\partial T}{\partial t} + \mathbf{v}_1 \nabla T - \chi \Delta T - \frac{L}{\rho_0 c} = \frac{\beta E}{\rho_0 c} f, \\ P = P(\rho) + \frac{1}{3} \alpha T^4 + a P T, \end{array} \right. \quad (1)$$

где ρ_1 , \mathbf{v}_1 — соответственно возмущенные значения плотности и скорости частиц среды, \mathbf{g} — ускорение силы тяжести, I — плотность электрического тока, \mathbf{H} — напряженность магнитного поля; ξ , μ — коэффициенты объемной и сдвиговой вязкости, Ψ_{ij} — напряжения Рейнольдса, возникающие вследствие турбулентной вязкости, χ — коэффициент теплопроводности, L — удельные излучательные потери энергии терминаторного возмущения в единицу времени, E , β — интенсивность и коэффициент поглощения внешнего излучения, c — удельная теплоемкость фотосферной плазмы при постоянном давлении, f — функция распределения тепловых источников на T -терминаторе звезды a — постоянная Стефана—Больцмана давления излучения, P — избыточное давление, соответствующее избыточной плотности ρ и перегретой температуре T в области Т-терминатора, α — температурный коэффициент объемного расширения, а нулевой индекс соответствует равновесным значениям параметров. В общем случае величины β , E , f могут зависеть от времени t .

Прежде чем перейти к необходимому упрощению, полному определению и решению системы (1), оценим относительную величину избыточно-

го давления в терминаторной акустической волне при РМС, исходя из простейшего линейного одномерного приближения, использованного в [3, 4]. Для этого необходимо знать эффективный поперечник Т-терминатора A и значения T на его условных границах, то есть в конечном итоге величину скорости изменения температуры $\partial T/\partial t$, непосредственно отражающую динамику нагрева (остывания) элемента атмосферы при движении источника. Подчеркнем, что и при строгом количественном подходе величина $\partial T/\partial t$ наряду с функцией f является основной для расчета амплитуды возмущения, так как она включает в себя всю информацию об энергетике источника с учетом диссипативных факторов. В данном случае, поскольку из наблюдений указанные величины неизвестны, а их корректное теоретическое нахождение представляет собой достаточно сложную и самостоятельную задачу [13], мы будем исходить из следующего. При непрозрачности атмосферы ОК типа солнечной можно грубо положить $A \sim 10^9 \div 10^{10}$ см, то есть на порядок-два больше толщины фотосферы. С другой стороны, исходя из расчетов [13], а также из того, что для уверенного обнаружения изменений спектрального класса при орбитальном движении компонентов ДС необходим избыточный внешний нагрев, не меньший, по крайней мере, нескольких сотен К, примем максимальную перегревную температуру в пределах Т-терминатора $T \sim 10^{-1} T_0$. Тогда с учетом значения $v_s \approx 10^8$ см/с находим „среднефотосферную“ величину $\partial T/\partial t \sim 1$ К/с и соответственно $\beta E \sim 1$ эрг/с см³. [Далее, в предположении первостепенной роли геометрических факторов в ограничении резонансной амплитуды P , воспользовавшись формулами [11] и (12) из работы [3] и положив, к примеру $\varphi_c = 45^\circ$, получаем $P \sim 10 P_0 \omega_0 v_s / A$. Здесь, следуя [3, 4], по причине дисперсионных ограничений, накладываемых условием сохранения регулярности волновой структуры в течение времени резонансного усиления, полагается, что низкочастотная граница РМС-эффекта $\omega_0 \approx 3\omega_a$ (ω_a — частота акустического обрезания). В фотосфере типа солнечной, как известно, $\omega_0^{-1} v_s \geq 0.1 A$, поэтому имеем в среднем $P \sim P_0$, что указывает на необходимость нелинейного описания и анализа процесса даже в том случае, когда условие РМС-генерации выполняется не в экваториальной зоне звезды.

Из качественных соображений следует также, что в акустическом волновом пакете, возникающем на «утреннем» Т-терминаторе ОК, проявлению нелинейных эффектов в конечном итоге будет способствовать температурный перепад в пределах источника. С другой стороны, десинхронизм (отставание или опережение Т-терминатора), по крайней мере частично, компенсируется возникающей вследствие этого же разницей локальных значений v_s (авторегулирование спидрезонансного режима), несмотря на зависимость скорости волны от амплитуды при превращении ее в ударную.

На «вечернем» Т-терминаторе, как и в планетной атмосфере [4], десинхронизм при дрейфе усугубляется, уменьшая максимально достижимую амплитуду волновых уплотнений.

Формально будем искать решение системы (1) для безграничной плоской среды (хотя фактически влияние сферичности звезды и граничных условий учитывается широтной зависимостью $v_T = v_T(\varphi)$ и частотной редукцией спектра колебаний), полагая что РМС-волны с «основным» квазипериодом $\sim 1/\omega_0$ распространяются преимущественно вдоль «фотосферного волновода». Поскольку, ввиду сравнимости толщи поглощающего излучения РК слоя с $\omega_0^{-1} v_s$, резонансному усилению подвергается практически лишь «горизонтальная» составляющая скорости, а «продольные размеры» фронта РМС-волн в сферическом слое (ограниченные, к примеру, по уровню половины максимального значения в широтном распределении) намного превышают длину волны λ_0 [3, 4], формально соответствующую произведению $\omega_0^{-1} v_s$, можно предполагать также, что одномерная модель достаточна для описания процесса в качестве первого приближения. Поэтому, хотя в реальной замагниченной фотосфере ОК роль эффективной возвращающей силы при РМС-колебаниях играет векторная сумма силы упругости, силы тяжести и силы, обусловленной магнитным полем, для «горизонтальных» акустических волн сверхнизкой частоты двумя последними можно пренебречь, существенно упрощая систему (1). Отметим, однако, что в дипольном приближении при совпадении оси вращения с магнитной учет магнитных сил можно осуществить достаточно простым способом, введя в уравнение состояния член $H^2 \rho / 8\pi$ [5].

Условимся также для ясности концептуального рассмотрения явления в нашей газодинамической модели считать малыми потери, связанные с излучением, вязкостью и теплопроводностью. Тогда, поместив начало координат в область Т-терминатора, для которой выполняется условие РМС, фотосферную плазму можно уподобить потоку, движущемуся со скоростью $v_T(\varphi)$ сквозь определяемое функцией f поле тепловых источников [7]. Сделанные упрощения, будучи малопримлемыми для количественного анализа (использующего, в частности, реальный вид функции f с соответствующим ей спектром колебаний давления), выходящего за рамки данной работы, в нашем случае не изменяют принципиальную ситуацию. Действительно, как следует из специальных расчетов [6], даже самые существенные из диссипативных потерь — излучательные — приводят для верхней фотосферы (наиболее интенсивно прогреваемом извне слое при углах падения излучения РК, близких к $\pi/2$) ко временам релаксации тепловых возмущений, большим характерного периода усиливаемых при РМС колебаниях. Что касается сравнительно медленных процессов, в частности теплопроводности, то для нее выполняется и более строгое условие $\lambda_0/v_s \ll A^2 c_p/\gamma \cdot 10^3$.

Тогда с учетом упрощений системы (1) ее решение [7], как и в [4], можно будет записать в виде интегрального уравнения

$$t = \pm t_N \int_{\xi}^{\Phi(\sigma, \xi)} G^{-1/2} d\eta, \quad (2)$$

описывающего зависимость нормированной амплитуды и формы профиля уплотнения от времени, где

$$G = \left(\sigma - \frac{t_N}{t_c} \right)^2 + 2F(\xi) - 2F(\eta)$$

и использованы обозначения из [4].

Прежде чем перейти к возможной интерпретации этого решения применительно к условиям в ДС, еще раз подчеркнем сугубо ориентировочный, иллюстративный характер получаемых здесь числовых значений, что является следствием идеализированности наглядной математической модели, описывающей предлагаемый механизм возникновения спидрезонансных аномалий инфразвука в атмосфере ОК.

3. *Обсуждение, сравнение с наблюдениями, выводы.* Выражение (2) описывает поведение фотосферной акустической волны, долготный профиль которой в момент возникновения в зоне $v_T \approx v_s$ повторяет распределение тепловых источников на Т-терминаторе ОК и в конечном итоге претерпевает нелинейные искажения одновременно с резонансным ростом амплитуды. Хотя безразмерное отношение времени возникновения нелинейности ко времени поддержания резонанса по скорости t_N/t_c фактически является единственным параметром, определяющим динамику профиля терминаторной волны плотности, для физики процесса и наблюдательных следствий в ДС немаловажны также конкретные значения t_N и t_c . К примеру, ситуация $t_N/t_c \ll 1$ может относиться как к интенсивному облучению со стороны РК, быстро приводящему к образованию нелинейного скачка плотности вдоль большей части Т-терминатора (т. е. практически независимо от степени взаимодействия «собственной» и «вынужденной» волн при спидрезонансе), так и к значительной длине резонансной траектории волны, за счет чего подобный эффект достигается при гораздо менее интенсивном облучении, но за большие времена и в локальных зонах. Поэтому достаточно резко выраженные широтные максимумы (собственно РМС-эффект) будут характерны лишь для второго случая, который мы и будем иметь в виду при дальнейшем анализе.

Зададим $f(\xi)$ в виде колоколообразной функции $f(\xi) = (1 + \xi^2)^{-1}$, качественно отражающей условия на звездном Т-терминаторе. Тогда при уже использовавшихся значениях T , v_s , φ_c и A имеем ориенти-

ровочно [4] в среднеширотной фотосфере $t_N \approx 2 \cdot 10^4$ с, $\rho_N \approx 0.1 \rho_0$. Если РМС реализуется в экваториальной зоне звезды ($\varphi_c \lesssim 1^\circ$), то для выбранной мощности источника время фактического поддержания резонанса по скорости, определенное из геометрических условий [3], превосходит t_N уже как минимум на порядок. Подстановка в (2) и численное интегрирование при данных параметрах приводят к РМС-режиму формирования ударной волны, показанному на рис. 3 (профиль 2) для двух последовательных моментов процесса.

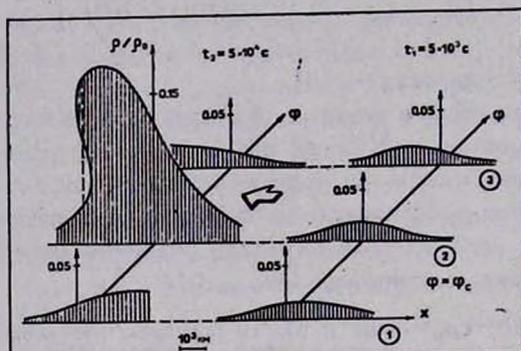


Рис. 3. Динамика терминаторной волны сжатия в фотосфере звезды типа Солнца, рассчитанная без учета диссипации и магнитного поля.

Итак, при умеренных значениях механических и радиационных параметров ДС максимальная избыточная плотность в терминаторных акустических волнах должна наблюдаться в пределах РМС-области на асинхронно вращающемся ОК. Вне этих областей происходит расплывание уплотнений, которое практически не сопровождается ростом амплитуды (профили 1 и 3 на рис. 3). Для идентификации же с наблюдениями важно то, что, поскольку «бегущие» вслед за Т-терминатором РМС-аномалии в нашем случае есть не что иное, как локальные области повышенной плотности энергии механических колебаний, представляется вероятным изменение излучательной способности атмосферы ОК в их пределах.

К настоящему времени известно несколько десятков ДС (в основном типа RS CVn, интерпретация наблюдений которых основывается на существовании «звездных пятен», обладающих, в отличие от солнечных, весьма своеобразными свойствами. Например, в асинхронно вращающихся системах V 711 Тау и HD 185151 наблюдения указывают на присутствие двух центров атмосферной активности (ЦАА), разнесенных по звездной долготе на 160° [14] и 180° [15], что дает основание связать их с проявлениями терминаторных возмущений [8]. Спектроскопическое определение скорости вращения [9] холодного компонента системы HD 185151 (класс

K2 III) приводит к скорости $v_T \approx 14$ км/с, необходимой для РМС в среднеширотной фотосфере и хромосфере. У системы V711 Тау с почти такими же «симметричными» ЦАА по данным [9] скорость вращения ОК класса K1 IV приводит к величине $v_T \approx 6$ км/с, что обеспечивает РМС в ее экваториальной фотосфере. По наблюдениям [14, 16] широтная зона локализации ЦАА лежит около 40° , участвует в дифференциальном вращении фотосферы и дрейфует к экватору с характерным временем порядка нескольких лет. Зачастую наблюдения лучше интерпретируются в рамках моделей с парой «асимметричных» ЦАА с пониженной (на уровне фотосферы) температурой [16, 17], которые занимают 10% и более поверхности звезды, что также не позволяет считать их полными аналогами солнечных. Представляется в этой связи симптоматичным наблюдаемое у V 711 Тау поведение потоков в ультрафиолетовых линиях [18], изменяющихся в противофазе с оптической кривой блеска и интерпретируемых как следствие нетеплового нагрева (возможно, локального) надфотосферных слоев ЦАА на ОК. Такой нагрев в принципе способна обеспечить диссипация выходящих наружу РМС-колебаний: оценки приводят к потоку энергии $\sim 10^8$ эрг/с см² для принятых здесь параметров, что превосходит величину, необходимую для волнового нагрева верхней атмосферы Солнца [6]. В свою очередь это способствует также проявлению горячей короны в рентгене и радиодиапазоне, обнаруженному в ряде ДС. Нельзя исключить также стимулирующее влияние РМС-областей на усиление или генерацию фотосферных магнитных полей, так как эти процессы чувствительны к движениям в плазме [6]. Вследствие же постоянного дрейфового выхода волнового пакета из зоны φ_c , «установившиеся» поперечники «бегущих» аномалий амплитуды инфразвука могут значительно превышать принятые значения A , соответствуя наблюдаемым площадям ЦАА.

Как видно из рис. 4, если РМС-области располагаются на противоположных меридианах ОК (при луче зрения, лежащем в плоскости относительной орбиты), то вне затмения, а также во время главного минимума оба ЦАА (или их неразрешимые по широте пары) не должны отчетливо проявляться на «классической» кривой блеска, поскольку заход за собственный лимб одного из них компенсируется симметричным выходом другого. Напротив, во время вторичного минимума, когда они поочередно перекрываются РК, это может отражаться на кривых блеска в окрестности фазы 0.5: на фазах ≤ 0.5 за счет покрытия области a и на фазах ≥ 0.5 за счет открытия области b . Наблюдательное указание на подобную асимметрию кривой блеска (на фазе 0.44—0.487) имеется для DC RX Her [19]. При наклоненной к лучу зрения плоскости относительной орбиты, когда полного затмения или затмения как такового может не наблюдаться, обе РМС-области будут видимы одновременно также вблизи фазы 0.5, что при соответствующей их площади приведет к появлению одной достаточно ши-

рокой особенностью кривой блеска на фоне обычного «эффекта отражения». Случайность же ориентаций плоскостей орбит и их прецессия в принципе могут обеспечить наблюдаемое разнообразие поведения фотосферно-хромосферных ЦАА, в том числе и вызывающих миграции «волн дисторсии» [20] на кривых блеска. Действительно, ввиду «жесткой» связи видимого положения РМС-областей с ориентацией плоскости относительной орбиты, прецессионные движения должны периодически изменять как геометрию, так и смещение моментов их затмений и выхода на лимб относительно фиксированной фазы. Заметим, что данные предсказания можно рассматривать и в качестве теста для выявления асинхронного и сугубо дифференциального вращения звезд в ДС.

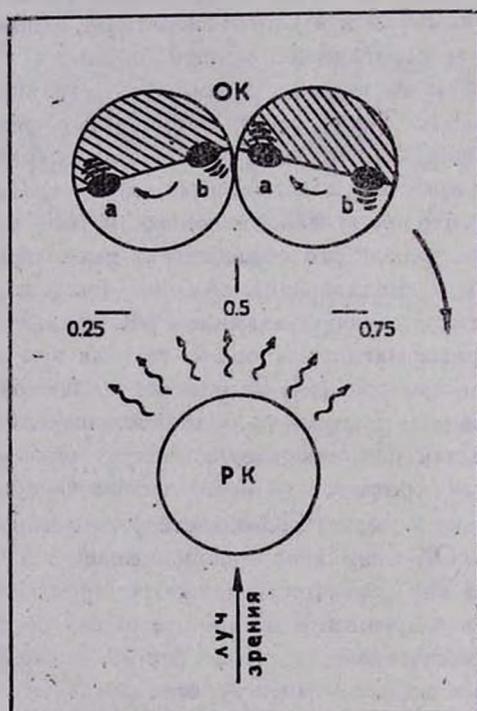


Рис. 4. Схема взаимозатмений компонентов ДС и активных РМС-областей (a, b), образующихся на терминаторе ОК.

Аналогично, предполагая, что РМС-области являются «горячими пятнами» в хромосфере, ответственными за появление дополнительной эмиссии в линиях, можно попытаться объяснить также некоторые особенности кривых лучевых скоростей, которые характерны для «уникальной» системы RZ Sct, имеющей ОК также класса G. Эти особенности, напротив, проявляются вблизи фазы 1.0, то есть когда создаются благоприятные ус-

ловия для селекции спектра более холодного компонента. Конкретно для линии поглощения H_{α} в спектре RZ Sct на фазах 0.991 и 0.016 наблюдается появление эмиссионных составляющих, причем до середины затмения фиолетовая составляющая усиливается по сравнению с красной, а после середины они меняются ролями [1]. Изменив ориентацию луча зрения и направление осевого вращения ОК на рис. 4 на противоположные, мы получим соответствующую графическую ситуацию. Легко видеть, что на предмаксимальных фазах обе околотерминаторные РМС-области находятся вблизи края диска, и их вклад в кривые лучевых скоростей близок к максимальному. Однако до фазы 1.0 эмиссионная область α , движущаяся теперь от наблюдателя, частично закрыта собственным лимбом, в отличие от области b , движущейся к наблюдателю; после фазы 1.0 их положения меняются, что приводит к наблюдаемой симметричной смене поведения эмиссионных составляющих H_{α} . Небезынтересно, что «осевая» скорость, измеренная по этой линии, составляет величину 12.7 км/с [1], также весьма близкую к v_z в фотосфере ОК этой системы.

Проведенное сравнение показывает, что ряд специфических наблюдательных особенностей ДС может получить непротиворечивое и естественное объяснение в рамках РМС-эффекта. При этом существенно используется главное свойство этих объектов — двойственность и связанное с ним постоянно существующее внешнее радиационное воздействие. Разумеется, для однозначности выводов необходимы как дальнейшие расчеты, так и постановка целевых наблюдений. В частности, теоретическое выяснение детальных свойств и динамики РМС-областей в различных слоях атмосферы звезды потребует усложнения математической модели — перехода к решению системы (1) с конкретным видом функции источника в двумерной и трехмерной геометрии, где будут учтены не только энергетические потери за счет излучения, вязкости и теплопроводности при переменной степени ионизации фотосферы в пределах источника, но также и выход волн на смежные уровни стратификации вещества звездной оболочки. Выяснение же степени адекватности описанной альтернативной гипотезы о природе ЦАА в ДС типа RS CVn требует и более подробного анализа уже накопленного к настоящему времени обширного наблюдательного материала по этим звездам.

По всей видимости, с астрофизической точки зрения возможности реализации РМС не исчерпываются рассмотренными в [3, 4] и выше случаями. Резонансное по скорости возбуждение колебаний термоакустической природы возникает, вероятно всякий раз, когда инициируется и длительное время существует быстро движущаяся пространственная неоднородность нагрева среды — «тепловая волна». В частности, это происходит в случаях, когда вращающееся космическое тело шаровой формы находится в непрерывном потоке электромагнитного излучения терминаторный вариант. Анало-

гичные условия могут возникнуть при взаимоэкранировании потока движущимися относительно друг друга объектами — затменный вариант и, наконец, при сканировании ограниченным (в направлении сканирования) потоком излучения протяженного поглощающего образования — лучевой вариант. Анализ соответствующих моделей не входит в задачу настоящей работы. Отметим лишь, что кратные системы являются реальными кандидатами для поиска всех трех вариантов, включая динамический радиационный нагрев оболочки или диска при термализации эжекционных или (и) аккреционных потоков частиц.

Таким образом, изложенное выше дает основание предполагать, как минимум, достаточно широкую распространенность во Вселенной необходимых условий реализации обсуждаемого эффекта. Эти условия не требуют значений определяющих параметров ДС, выходящих за рамки наблюдаемых, а возможные проявления РМС также не противоречат наблюдениям и могут быть положены в основу качественного объяснения атмосферной активности ряда звезд, что является аргументом в пользу реальности рассмотренной модели. Однако в любом случае РМС интересен прежде всего нетривиальной возможностью возникновения в космической среде волн плотности (в том числе и ударных) за счет постоянного во времени внешнего радиационного воздействия, гораздо менее интенсивного по сравнению с «импульсным» (вспышечным) источником, порождающим колебания эквивалентной амплитуды.

Автор благодарит Л. В. Васильеву за проведение расчетов на ЭВМ, а также А. И. Калининченку и И. И. Канаева за полезные дискуссии.

Харьковский государственный
университет

NON-STATIONARY EFFECTS OF RADIATION-MECHANICAL SYNCHRONISM IN DOUBLE STARS I. GAS DYNAMICS MODEL

V. P. VASILYEV

Physical and mathematical model of generation of acoustic waves by moving the terminator in the atmosphere of asynchronous rotating star in the double system is grounded. It is shown that in case of speed resonance between the source and the generated oscillation this effect may cause local instability even when it is weakly irradiated by the component. The qualitative comparison of the model with the observed data proves the conditions for a wide area of realization and the existence of the predicted phenomena.

ЛИТЕРАТУРА

1. Затменные переменные звезды, под ред. В. П. Цесевича, Наука, М., 1971.
2. Явления нестационарности и звездная эволюция, под ред. А. А. Боярчука, Ю. Н. Ефремова, Наука, М. 1974.
3. В. П. Васильев, А. И. Калиниченко, Пробл. ядер. физ. и космич. лучей, Вища школа, Харьков, 19, 61, 1983.
4. В. П. Васильев, Кинем. и физ. неб. тел., 3, 3, 1986.
5. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, Электродинамика сплошных сред, Наука, М., 1982. стр. 331.
6. Э. Гибсон, Спокойное Солнце, Мир, М., 1977.
7. А. А. Карабутов, О. В. Руденко, Акуст. ж., 25, 536, 1979.
8. В. П. Васильев, Астрон. циркуляр, № 1473, 1987.
9. T. Hulsong, L. Xuefu, Astron. and Astrophys., 172, 74, 1987.
10. D. Van Buren, A. Young, Astron. J., 295, L39, 1985.
11. M. Beech, Astrophys. and Space Sci., 125, 69, 1986.
12. W. Van Hamme, R. E. Wilson, Astron. J., 92, 1168, 1986.
13. D. B. Wood, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 164, 53, 1973.
14. C. Bertolini, C. Blanco, S. Catalano, M. Cerrutti-Sola, I. A. Eaton, H. Louth, E. Marilli, A. Piccioni, T. R. Renner, M. Rodono, F. Scaltritti, Astron. and Astrophys. 117, 149, 1983.
15. B. W. Bopp, F. C. Fekel, D. S. Hall, G. W. Henry, P. V. Noah, J. Africano, M. S. Wilkerson, W. I. Beavers, Astron. J., 87, 1035, 1982.
16. M. Busso, F. Scaltritti, C. Blanco, S. Catalano, E. Marilli, V. Pazzani, M. Rodono, Astron. and Astrophys., 135, 255, 1984.
17. J. D. Dorre, E. F. Guinen, G. P. Mc. Cook, Publ. Astron. Soc. Pacif., 96, 250, 1984.
16. P. B. Burne, J. C. Doyle, A. D. Andrews, C. J. Butler, N. Marstad, J. L. Lin-sky, T. Simon, M. Rodono, S. Catalano, C. Blanco, E. Marilli, V. Pazzani, Proc. 4th Europ. IUE Conf., 15—18 May 1984, Rome, Italy, ESA SP-218, July, 1984.
19. K. W. Jeffreys, Astron. and Astrophys. Suppl. Ser., 42, 285, 1980.
20. D. B. Caton, Astron. J., 91, 132, 1986.

УДК: 524.354.4

АСИММЕТРИЧНОЕ ЭНЕРГОВЫДЕЛЕНИЕ В ПУЛЬСАРАХ. ИЗ-ЗА ДВИЖЕНИЯ ВИХРЕЙ

Д. М. СЕДРАКЯН, К. М. ШАХАБАСЯН

Поступила 2 октября 1987

Принята к печати 20 декабря 1987

Рассмотрена модель вращающейся нейтронной звезды с ядром, содержащим неоднородный сверхпроводящий пионный конденсат. Показано, что при уменьшении угловой скорости вращения нейтронные вихри, параллельные оси вращения, движутся радиально к границе между „пре“-фазой и корой звезды. Это приводит к уменьшению длины протонных вихрей в „пре“-фазе, поэтому магнитная энергия, содержащаяся в этих вихрях, выделяется к вышеуказанной границе. Рассмотрена ламинарная магнитная структура, возникающая в ядре звезды при проникновении в него магнитного поля вихрей. Показано, что выстраивание вихрей в ряды, обусловленное ламинарной структурой, приводит к асимметрии энерговыведения по азимутальному углу φ . Полная интенсивность энерговыведения лежит в интервале $5 \cdot 10^{28} - 5 \cdot 10^{31}$ эрг/с, причем она в основном освобождается вблизи экваториальной плоскости.

1. *Введение.* Общепринятая модель пульсара — вращающаяся нейтронная звезда, образованная из ядра, „пре“-фазы и коры [1, 2]. Ядро содержит неоднородный сверхпроводящий пионный конденсат [3, 4] с импульсом $k \neq 0$, нормальную нейтронную и нормальную протонную жидкости, нормальные гипероны и N^* -резонансы. В „пре“-фазе, состоящей из сверхтекучих нейтронов, сверхпроводящих протонов и нормальных электронов, при вращении образуется треугольная решетка нейтронных вихрей с плотностью $n = 2\Omega/\kappa$, где $\kappa = \pi\hbar/m_n$, m_n — масса нейтрона [5–9]. Если расстояние между нейтронными вихрями обозначить через b , то окружающая вокруг каждого нейтронного вихря из-за эффекта увлечения плотная неоднородная сеть протонных вихрей будет занимать площадь с радиусом $r_1 < b$ [8]. Как показано в работе [10], релаксационное время между вихрями и нормальными электронами, обусловленное электромагнитным взаимодействием электронов с магнитным полем вихрей, порядка 10^{-8} с. Это означает, что сверхтекучий компонент „пре“-фазы вращается синхронно с нормальными электронами, т. е. с корой нейтронной звезды. Сверхпроводящий пионный конденсат вращается твердоотельно вместе с

нормальным веществом звезды, создавая внутри ядра однородное поле $\vec{h}_L = -2m_\pi c \vec{\Omega} / e$.

Плотность в центре звезды для устойчивых моделей нейтронных звезд порядка $5 \cdot 10^{15}$ г/см³ и до границы ядра меняется всего на порядок — до значений 10^{15} г/см³. „пре“-фаза существует в интервале плотностей $7.8 \cdot 10^{14}$ г/см³ ÷ $2.4 \cdot 10^{14}$ г/см³. Кора нейтронной звезды состоит из внутренней («Аеп»-фаза) и внешней («Ае»-фаза) частей. Плотность вещества в «Аеп»-фазе меняется от значения $2.4 \cdot 10^{14}$ г/см³ до $4 \cdot 10^{11}$ г/см³, а в «Ае»-фазе от $4 \cdot 10^{11}$ г/см³ до 10^6 г/см³. Звезда заканчивается тонким слоем невырожденного вещества. Радиус ядра 8 км, толщина „пре“-фазы 2 км, толщина коры — всего один километр [11].

В работе [12] было показано, что неоднородный пионный конденсат в ядре нейтронной звезды является сверхпроводником второго рода, в котором реализуется ламинарная (слоистая) структура смешанного состояния. Это означает, что магнитное поле вихрей проникает в ядро в виде структуры, представляющей собой периодически расположенные нормальные плоские (плоскость (k, \vec{h})) слои шириной ξ_π (ξ_π — длина когерентности взаимодействия пионов), между которыми располагаются сверхпроводящие области. Поэтому нейтронные вихри образуют ряды вдоль этих плоскостей, сохраняя, однако, треугольную структуру (рис. 1).

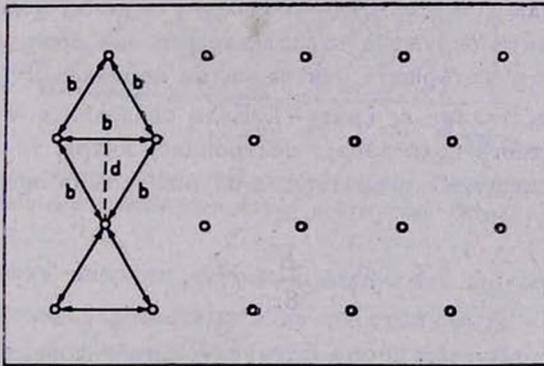


Рис. 1. Структура нейтронных вихревых нитей в „пре“-фазе. Изображено сечение „пре“-фазы плоскостью, перпендикулярной к оси вращения звезды. Кружками обозначены вихри.

Наблюдения за пульсарами показывают, что их угловая скорость Ω уменьшается с характерным временем $t \sim \Omega / \dot{\Omega} \sim 10^{13} - 10^{15}$ с, где $\dot{\Omega} = d\Omega / dt$. При уменьшении угловой скорости вращения нейтронные вихри, параллельные оси вращения, движутся радиально к границе между „пре“-фазой и корой. Длина протонных вихрей в „пре“-фазе уменьшает-

ся, следовательно магнитная энергия этих вихрей выделяется на границе „пре“-фазы. В работе [13] была найдена полная интенсивность энерговыделения, обусловленная замедлением вращения. Было показано, что энергия в основном высвобождается вблизи экваториальной плоскости. Однако в этом исследовании не учитывалось наличие в нейтронной звезде ядра, содержащего сверхпроводящий пионный конденсат.

Целью настоящей работы является определение полной интенсивности энерговыделения на границе „пре“-фазы и коры с учетом существования в звезде сверхплотного ядра, содержащего сверхпроводящий пионный конденсат. Найдена также индикатриса энерговыделения. Показано, что выстраивание вихрей в ряды, обусловленное ламинарной структурой пионного конденсата, приводит к асимметрии энерговыделения по азимутальному углу φ . Показано также, что и в этом случае энергия в основном высвобождается в экваториальной плоскости [13].

2. В работах [9, 13] показано, что при замедлении вращения звезды нейтронные вихри движутся радиально к границе между „пре“-фазой и корой со скоростью

$$v_r = -\frac{\dot{\Omega}}{\Omega} r. \quad (1)$$

Рассмотрим нейтронную вихревую нить, находящуюся на расстоянии r_1 от центра звезды (см. рис. 2), и обозначим ее длину через l_1 . В этой фазе нейтронная нить окружена параллельными оси вращения протонными вихрями, плотность которых у центра вихря порядка 10^{21} см $^{-2}$ и стремится к нулю на расстоянии r_1 (рис. 4). Если обозначить через \bar{B} среднюю индукцию магнитного поля вокруг нейтронного вихря, то энергию магнитного поля, содержащуюся в протонных вихрях, можно оценить следующим образом:

$$E_i = \frac{\bar{B}^2}{8\pi} \pi r_1^2 l_1, \quad (2)$$

где длина l_1 выражается через радиус R „пре“-фазы и расстояние r_1 , так:

$$l_1 = 2\sqrt{R^2 - r_1^2}. \quad (3)$$

При радиальном движении нейтронного вихря к поверхности звезды уменьшается его длина l_1 в „пре“-фазе, следовательно, уменьшаются длины протонных вихрей, окружающих нейтронную вихревую нить. Магнитная энергия этих вихрей выделяется на границе „пре“-фазы нейтронной звезды. Энергию, выделяемую за единицу времени, можно найти, дифференцируя выражение (2) по времени с учетом (3):

$$\frac{dE_i}{dt} = \frac{\bar{B}^2}{4} r_i^2 \left| \frac{\dot{\Omega}}{\Omega} \right| \frac{r_i^2}{\sqrt{R^2 - r_i^2}}. \quad (4)$$

При выводе формулы (4) учитывалось, что радиальная скорость i -го нейтронного вихря определяется согласно (1) следующим образом:

$$v_i = \frac{dr_i}{dt} = -\frac{\dot{\Omega}}{\Omega} r_i. \quad (5)$$

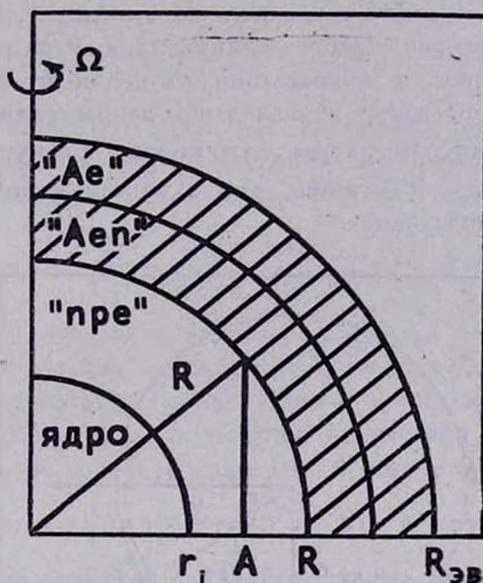


Рис. 2. Поперечное сечение модели нейтронной звезды. Заштрихована кора звезды. В точке А параллельно оси звезды расположен нейтронный вихрь.

Для нахождения энергии dE_i/dt , выделяемой на единицу времени протонными вихрями, находящимися на расстоянии r_i в интервале углов $\varphi + \varphi + d\varphi$, нужно умножить выражение (4) на число нейтронных вихрей dN на окружности радиуса r_i в интервале $\varphi + \varphi + d\varphi$. Для определения dN рассмотрим структуру нейтронной вихревой решетки. Как уже упоминалось выше, нейтронные вихри выстраиваются в ряды вдоль плоскостей ламинарной структуры ядра, сохраняя при этом треугольную структуру вихревой решетки. Расстояние между рядами вихрей $d = b\sqrt{3}/2$, где b — расстояние между вихрями (постоянная решетки). Радиальная скорость v_i определенного вихря в данном ряду может быть разложена на продольную (вдоль ряда) составляющую v_y и перпендикулярную составляющую v_x (см. рис. 3), равные

$$v_y = v_r \sin \varphi = \left| \frac{\dot{\Omega}}{\Omega} \right| \sqrt{r_i^2 - x^2}, \quad (6)$$

$$v_x = v_r \cos \varphi = \left| \frac{\dot{\Omega}}{\Omega} \right| x.$$

Здесь x — расстояние данного ряда вихрей от центра звезды. Как видно из (6), скорость v_x одинакова для всех вихрей данного ряда, а v_y возрастает с удалением от центра звезды. Это означает, что первоначальное расположение вихрей по рядам сохранится во времени. Ряды будут двигаться как целое к периферии в направлении оси x , а вихри расходятся в каждом ряду к периферии в направлении оси y , так что каждый отдельный вихрь движется по-прежнему в радиальном направлении. Расстояние между нейтронными вихрями c на окружности радиуса r_i в интервале $\varphi + \varphi + d\varphi$ равно $c = d/\sin \varphi$ (см. рис. 3), поэтому получаем для числа dN следующее выражение:

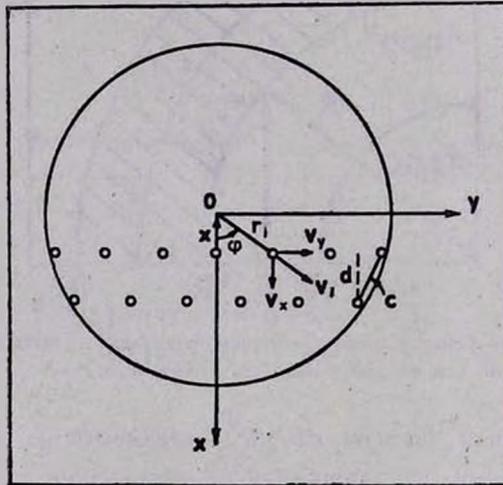


Рис. 3. Разложение скорости вихря v_r на продольную v_y и перпендикулярную v_x составляющие. c — расстояние между вихрями на окружности радиуса R (граница «пре-фазы»).

$$dN = \frac{r_i d\varphi}{c} = \frac{2r_i}{b\sqrt{3}} \sin \varphi d\varphi. \quad (7)$$

dE_i^*/dt определяется следующим образом:

$$\frac{dE_i^*}{dt} = \frac{\bar{B}^2}{2\sqrt{3}} \frac{r_i^2}{b} \left| \frac{\dot{\Omega}}{\Omega} \right| \frac{r_i^3}{\sqrt{R^2 - r_i^2}} \sin \varphi d\varphi. \quad (8)$$

Чтобы найти полную интенсивность энерговыделения на границе «пре»-фазы нейтронной звезды, мы должны суммировать выражение (8) по i так, чтобы r_i менялось от нуля до R . В „пре“-фазе звезды радиусом $R \sim 10^6$ см постоянная решетки $b \sim 10^{-2}$ см, следовательно, нейтронные вихри по радиусу расположены почти непрерывно. Поэтому можно от суммирования по i перейти к интегрированию по радиусу, причем число вихрей в интервале dr равняется dr/b .

Интенсивность энерговыделения, обусловленная этими вихрями, будет:

$$dI = \frac{\overline{B}^2}{2\sqrt{3}} \left(\frac{r_1}{b}\right)^2 \left| \frac{\dot{\Omega}}{\Omega} \right| \frac{r^3}{\sqrt{R^2 - r^2}} \sin \varphi d\varphi dr. \quad (9)$$

Введя угол $\alpha = \arccos(r/R)$ (см. рис. 2), можно более наглядно представить интенсивность энерговыделения на границе „пре“-фазы как функцию углов α и φ . Тогда формула (9) запишется в виде:

$$dI(\alpha, \varphi) = \frac{\overline{B}^2}{2\sqrt{3}} \left(\frac{r_1}{b}\right)^2 \left| \frac{\dot{\Omega}}{\Omega} \right| R^3 \cos^3 \alpha d\alpha \sin \varphi d\varphi. \quad (10)$$

Как видно из (10), энергия в основном выделяется у экваториальной плоскости нейтронной звезды, т. е. при $\alpha \rightarrow 0$. Замечательным фактом является вытянутость по экватору индикатрисы энерговыделения ($\sim \cos^3 \alpha$). Другим замечательным фактом является асимметрия энерговыделения по азимутальному углу φ . Интенсивность dI имеет наибольшее значение при $\varphi = \frac{\pi}{2}$, т. е. в направлении оси y . Это обусловлено тем, что в этом направлении движется наибольшее число вихрей.

3. Рассмотрим теперь подробно структуру, образующуюся при проникновении магнитного поля нейтронных и протонных вихрей в ядро звезды. Поскольку в протонном конденсате реализуется ламинарная структура смешанного состояния, то в нем образуются нормальные плоские слои толщиной ξ_z и шириной a , отделенные друг от друга сверхпроводящими областями. Максимальная ширина такого слоя равна $2r_1$. Все слои, соответствующие данному ряду нейтронных вихрей, располагаются в одной плоскости. Это обусловлено тем, что π -конденсат в звезде описывается стоячей волной, и прямой и отраженный токи компенсируют друг друга в пространстве между слоями, в то время как вокруг каждого слоя в области шириной λ_z циркулирует незатухающий сверхпроводящий ток, экранирующий магнитное поле слоя. Этот вывод следует также из уравнения

$$\vec{j} + \lambda_z^2 \text{rot rot } \vec{j} = 0, \quad (11)$$

описывающего распределение сверхпроводящего пионного тока. Уравнение (11) получается из уравнения Лондонов для π -конденсата [12]

$$\bar{h} + \lambda_{\pi}^2 \operatorname{rot} \operatorname{rot} \bar{h} = 0. \quad (12)$$

Здесь λ_{π} — глубина проникновения магнитного поля в систему неоднородным пионным конденсатом.

Заметим, что протонные вихри, окружающие каждый нейтронный вихрь, проникают в ядро в виде совокупности нормальных параллельных слоев, т. е. протонные вихри также выстраиваются в ряды (см. рис. 4).

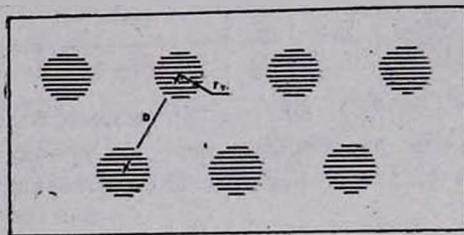


Рис. 4. Ламинарная структура в ядре звезды.

Отметим, что соответствующие слои, обусловленные протонными вихрями данного ряда нейтронных вихрей, находятся в одной плоскости. Слои, принадлежащие различным рядам нейтронных вихрей, параллельны между собой. Это объясняется тем, что импульсы падающей и отраженной пионных волн коллинеарны (антипараллельны). Таким образом, в ядре возникает весьма симметричная магнитная структура.

4. Для нахождения полной интенсивности энерговыделения I проинтегрируем выражение (10) по углу α от 0 до $\pi/2$ и по углу φ от 0 до π и удвоим полученный результат. В итоге получим следующее выражение:

$$I = \frac{4}{3\sqrt{3}} \cdot \bar{B}^2 R^3 \left| \frac{\Omega}{\Omega} \right| \left(\frac{r_1}{b} \right)^2. \quad (13)$$

Средняя индукция магнитного поля определяется следующим образом [8]:

$$\bar{B} = \frac{k\Phi_0}{4\pi\lambda^2}, \quad (14)$$

где λ — глубина проникновения магнитного поля в протонный конденсат, k — коэффициент увлечения протонов нейтронами и Φ_0 — квант магнитного потока, равный $2 \cdot 10^{-7}$ Гс см². Используя выражение (14) и учитывая, что $r_1/b = (\xi/\lambda)^{1/3|k|}$, для интенсивности энерговыделения окончательно получим

$$I = \frac{4}{3\sqrt{3}} \left(\frac{k\Phi_0}{4\pi\lambda} \right)^2 R^3 \left| \frac{\dot{\Omega}}{\Omega} \right| \left(\frac{\xi}{\lambda} \right)^{\frac{2}{3|k|}}, \quad (15)$$

где ξ — длина когерентности сверхпроводящих протонов. В „пре“-фазе нейтронной звезды средняя плотность вещества порядка $5 \cdot 10^{14}$ г/см³, следовательно, средняя плотность сверхтекучих протонов $n_p \sim 10^{27}$ см⁻³. Для таких плотностей $\lambda \sim 10^{-11}$ см, $\xi \sim 10^{-12}$ см, т. е. $\xi/\lambda \sim 0.1$. Подставляя это значение ξ/λ в (15), а также принимая $R = 10^6 R_6$, $\dot{\Omega}/\Omega \sim 10^{-15} (\dot{\Omega}/\Omega)_{15}$ и $k = 0.5$, запишем выражение для полной интенсивности энерговыделения в следующем виде:

$$I = 5 \cdot 10^{29} R_6^3 \left(\frac{\dot{\Omega}}{\Omega} \right)_{15}. \quad (16)$$

Для типичных нейтронных звезд $R_6 \sim 1$, а для пульсаров $(\dot{\Omega}/\Omega)_{15}$ меняется от 0.1 до 100, следовательно, полная энергия, выделяемая на поверхности „пре“-фазы порядка $5 \cdot 10^{29} - 5 \cdot 10^{31}$ эрг/с, причем она в основном освобождается вблизи экваториальной плоскости в двух направлениях, азимутальные углы которых $\varphi = \pi/2$ и $\varphi = 3\pi/2$.

Таким образом, на поверхности „пре“-фазы в экваториальной плоскости образуются две «горячие области». При вращении звезды эти «горячие области» будут вращаться, имитируя пульсирующее излучение. Заметим, что значения интенсивности радиоизлучения пульсаров находятся между 10^{26} эрг/с и 10^{30} эрг/с [14]. Следовательно, мощность выделенной вихрями энергии на границе между «пре»-фазой и корой нейтронной звезды достаточна для обеспечения радиоизлучения пульсаров. Необходимо, однако, показать, что эта энергия выделяется именно в радиодиапазоне и что эти низкочастотные радиоволны смогут распространиться через плотную плазму коры до поверхности звезды.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория
Ереванский государственный
университет

ASYMMETRICAL ENERGY OUTPUT IN PULSARS, CAUSED BY THE MOTION OF VORTICES

D. M. SEDRAKIAN, K. M. SHAHABASSIAN

The model of a rotating neutron star with nucleus containing inhomogeneous superconducting pion condensate is considered. It has been shown that when the angular velocity of pulsars decreases, the neutron

vortices parallel to the axis of rotation move radially to the boundary between „нре“-phase and crust. This will decrease the length of proton vortices in the „нре“-phase, therefore the magnetic energy of these vortices must release on the edge of the „нре“-phase. The laminar magnetic structure appearing in the nucleus of the star when magnetic field of vortices penetrates in it is considered. It is shown that vortex alignment caused by laminar structure leads to the azimuthal asymmetry of energy output. The full energy output is of the order $5 \cdot 10^{28}$ — $5 \cdot 10^{31}$ erg/s, and the energy release takes place mainly near the equatorial plane.

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. С. Саакян, Равновесные конфигурации вырожденных газовых масс, Наука, М., 1972.
2. С. Шапиро, С. Тьюколски, Черные дыры, белые карлики и нейтронные звезды, Мир, М., 1985.
3. D. Campbell, R. Dashen, Y. Manassah, Phys. Rev., D. 12, 979, 1975.
4. B. J. Harrington, H. K. Shepard, Phys. Rev., D. 19, 1713, 1979.
5. В. Л. Гинзбург, Д. А. Киржниц, Ж. эксперим. и теор. физ., 47, 2006, 1964.
6. В. К. Ткаченко, Ж. эксперим. и теор. физ., 49, 1875, 1965.
7. Д. М. Седракян, К. М. Шахабасян, Астрофизика, 18, 727, 1980.
8. Д. М. Седракян, К. М. Шахабасян, А. Г. Мовсисян, Астрофизика, 21, 547, 1984.
9. M. A. Alpar, P. W. Anderson, D. Pines, J. Shaham, Astrophys. J., 276, 325, 1984.
10. Д. М. Седракян, К. М. Шахабасян, А. Г. Мовсисян, Астрофизика, 22, 137, 1985.
11. D. Pines, M. A. Alpar, Nature, 316, 27, 1985.
12. Д. М. Седракян, К. М. Шахабасян, Астрофизика, 28, 636, 1988.
13. Д. М. Седракян, Астрофизика, 25, 323, 1986.
14. Р. Манчестер, Дж. Тейлор, Пульсары, Мир, М., 1980.

УДК: 524.7—327

ВРАЩЕНИЕ ВНУТРЕННИХ ОБЛАСТЕЙ СПИРАЛЬНЫХ ГАЛАКТИК. III

В. Л. АФАНАСЬЕВ, А. Н. БУРЕНКОВ, А. В. ЗАСОВ, О. К. СИЛЬЧЕНКО

Поступила 28 сентября 1987

Принята к печати 1 декабря 1987

Приводятся результаты измерений лучевых скоростей газа в пределах нескольких килопарсек от центра для ряда спиральных галактик: NGC 3810, 4100, 4536, 4814, 6643, 7013, 7331 и UGC 11973 по наблюдениям на БТА с цифровой регистрацией изображения. Приведенные данные, вместе с результатами, полученными ранее, показывают, что в большинстве случаев кривые вращения $V(R)$ обладают характерными особенностями: вблизи ядра наблюдается область высокого градиента $V(R)$, за которой следует локальный максимум или ступенька на кривой вращения. Обсуждается возможная интерпретация этих деталей.

Настоящая работа продолжает описание результатов спектральных измерений на БТА лучевых скоростей газа (по эмиссионным линиям) во внутренних областях спиральных галактик, начатое в работе [1]. Описание системы регистрации сигнала и процедура получения кривых вращения с использованием цифрового панорамного приемника даны в [2]. Журнал наблюдений приведен в [1].

Во второй части мы обсуждаем результаты наблюдений галактик NGC 3810, 4100, 4536, 4814, 6643, 7013, 7331 и UGC 11973. Кривые лучевых скоростей этих галактик с указанием позиционного угла щели и полученные по ним кривые вращения показаны на рис. 1—3 и 4 соответственно.

Ниже даны комментарии к отдельным галактикам.

NGC 3810. Это спиральная галактика типа Sc с тремя-четырьмя очень клочковатыми ветвями. На БТА получены две спектрограммы: при $PA = 17^\circ$ (почти вдоль большой оси) и $PA = 54^\circ$ с дисперсией 100 А/мм. Эмиссионные линии в галактике слабые, и область роста $V(R)$ плохо прослеживается. Кривая вращения построена до $R \approx 80''$ вдоль большой оси в северо-восточном направлении и на примерно вдвое меньшее расстояние с противоположной стороны. Низкая скорость вращения и большая дисперсия то-

чек (± 25 км/с) не позволяют получить детальную форму кривой. Можно, однако, сделать вывод, что $V(R)$ растет до $R \approx 15''$, а в интервале $25'' < R < 80''$ скорость вращения остается постоянной на уровне 120 ± 25 км/с (при $i = 45^\circ$).

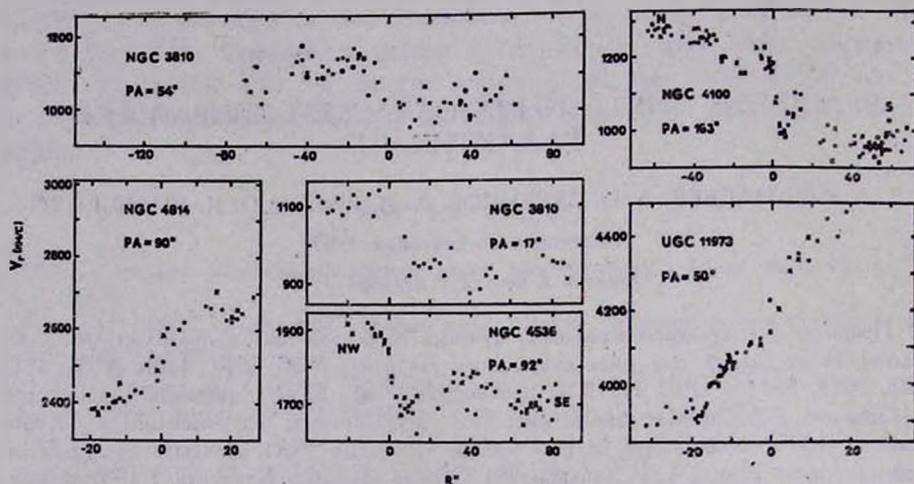


Рис. 1. Распределение лучевых скоростей вдоль щели для галактик программы в разных позиционных углах. Различными значками обозначены измерения эмиссионных линий: точки H_α , крестики — $[N II] \lambda 6584$, кружки — $[S II] \lambda 6717/6731$.

По измерениям Гросбол [3] шкала диска этой галактики составляет 29.5 . Плоский участок кривой не совместим с моделью тонкого диска с такой шкалой. Скорость вращения в области роста $V(R)$, по-видимому, определяется балджем, несмотря на поздний морфологический тип галактики. Масса галактики в пределах $R = 80'' = 4.5$ кпк составляет $1.5 \cdot 10^{10} M_\odot$, а отношение массы к светимости (в предположении, что светимость галактики обусловлена экспоненциальным диском) $M/L = 2.3$.

NGC 4100. Это одиночная галактика типа Sbc с двумя хорошо развитыми, симметрично расположенными спиральными ветвями. Поверхностная фотометрия была проведена Ватанабе [4]. В области $R = 20'' \div 50''$ яркость галактики остается примерно на одном уровне. Излучение балджа, дающее резкий подъем яркости, преобладает в области $R \leq 15''$.

На БТА получена одна спектрограмма вдоль большой оси галактики. Кривая прослеживается на $\pm 65''$ от ядра. Скорость вращения растет почти твердотельно до $R \approx 40''$, достигая 170 км/с на расстоянии $1'$ от ядра. Отличительной особенностью кривой лучевых скоростей является наличие двух узких максимумов, симметрично расположенных относительно ядра, расстояние между которыми $\sim 10''$. Градиент скорости между ними со-

ставляет ~ 300 км/с клк при расстоянии $\Delta = 15$ Мпк. Радиус R_{m1} , на котором располагается максимум, равен ~ 400 пк. В этих пределах заключена масса $1.3 \cdot 10^9 M_{\odot}$. По-видимому, она относится к необычно плотному ядру галактики, или центральной части балджа, распределение плотности которого не удовлетворяет «стандартному» закону Вокулера для распределения яркости.

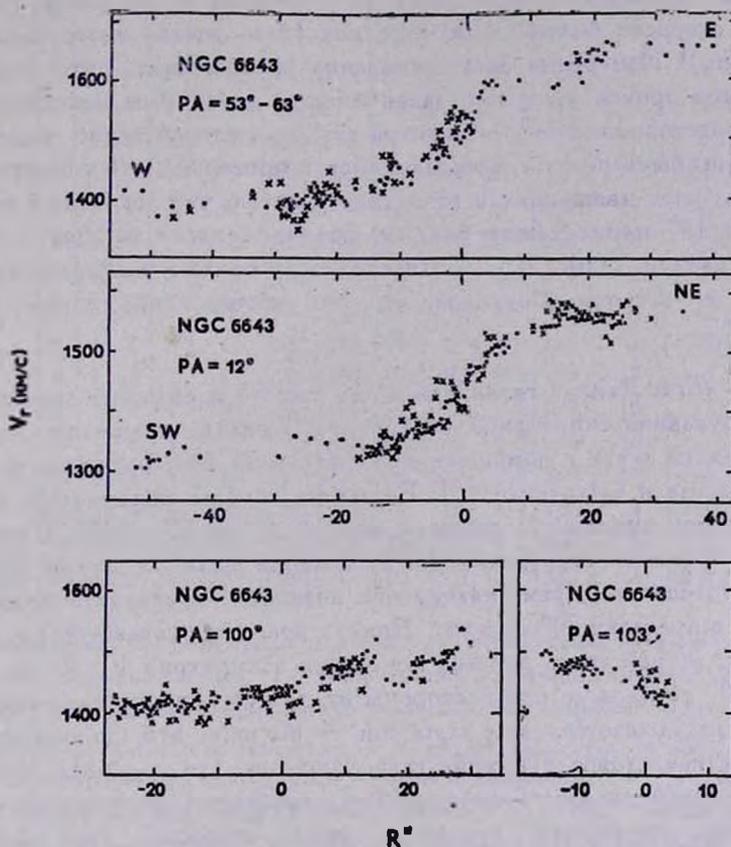


Рис. 2. Распределение лучевых скоростей вдоль щели для галактик программы в разных позиционных углах. Обозначения те же, что и на рис. 1.

NGC 4536. Галактика принадлежит скоплению в Деве. На расстоянии 2.5 радиусов от нее находится *NGC 4533*, образующая с ней пару. На фотографии обращают внимание две длинные тонкие ветви, далеко уходящие от ядра. Во внутренней области наблюдаются короткие, яркие и сильно закрученные спирали. Положение большой оси галактики определяется неуверенно из-за сложной формы сильно раскрытых внешних спиралей.

Здесь мы примем оценку $PA_0 = 130^\circ$, основанную на фотометрии галактики [5].

Спектр внутренней области галактики был получен при положении щели под углом примерно 40° к большой оси. На спектрограмме хорошо прослеживается область твердотельного вращения $\pm 10''$ от центра, где скорость вращения растет от 0 до 270 км/с, чему соответствует градиент ~ 220 км/с кпк (при $\Delta = 13$ Мпк). А в пределах $2''$ от центра галактики градиент скорости больше 1200 км/с кпк (без учета инструментального разрешения)! Измерения дают основание предположить, что твердотельный участок кривой вращения заканчивается локальным максимумом кривой. На расстоянии $\sim 40''$ от центра скорость относительно падает почти до нуля (необычный факт, нуждающийся в проверке), что говорит о сильных некруговых движениях в галактике. Считая, что локальный максимум на $R_{m1} \approx 19''$ принадлежит балджу, получаем массу балджа в пределах $R = 19''$, равную $2 \cdot 10^{10} M_\odot$. Если плотность балджа распределена в соответствии с законом Вокулера, то его интегральная масса составит $\sim 10^{11} M_\odot$.

NGC 4814. Данная галактика имеет тип Sb и обладает хорошо развитой двухрукавной спиральной структурой. Кривая вращения галактики, полученная на БТА с помощью ЭОП по одной спектрограмме, описана в работе Засова и Сильченко [6]. Ее форма хорошо описывается в рамках модели экспоненциального диска со шкалой $\alpha^{-1} = 12'' \div 15''$. В настоящей работе получена спектрограмма при положении щели под углом 20° к большой оси. Небольшое время накопления позволило проследить форму линии H_α лишь в пределах $20''$ от ядра. Кривая вращения согласуется с полученной ранее; на ней четко заметна локальная асимметрия $V_r(R)$ на расстоянии $\sim 20''$ от ядра: с одной стороны от центра на плавное возрастание $V(R)$ «накладывается» яма глубиной ~ 80 км/с, что, по-видимому, указывает на некрутовое движение газа. Заметим, что подобная особенность кривой лучевых скоростей наблюдается у галактик с перемычкой, где в области бара происходит искажение поля скоростей газа (пример — NGC 3359 [7]).

NGC 6643. Это изолированная галактика типа Sc, имеющая многорукавную структуру. Вращение галактики измерялось ранее в работах Хьюи др. [8] и Кязумова [9]. При сходстве оценок максимальной скорости вращения $V_m \approx 200$ км/с, эти авторы дают различную форму кривой: по сравнению со второй работой, положение максимума $V(R)$ по первой работе вдвое ближе к центру. Наблюдения на БТА показывают, что кривая вращения галактики имеет сложную форму, детали которой можно проследить лишь при большом масштабе изображения. Нами были получены

5 спектральных разрезов при четырех значениях позиционных углов щели (см. табл. 1).

Таблица 1

NGC	Тип по RC2	B_T	n	PA_0	i	V_c^0 , км/с	Δ , Мпк	R_0 , кпк	R_L , кпк	V_{max} , км/с	M_L , $10^{10} M_\odot$	R_p , кпк	Примечания
23	1	12.8	3	172	48	4775	64	22	8	265	10	1.4	1, 3
157	4	11.0	2	20—36	48	1760	23.5	14	9	235	11	0.5	3, 5
615	3	12.3	3	66	66	1955	26	13	10	300	20	0.1	1, 3, 5
1024	2	14	2	155	68	3585	48	28	6	285	11	0.6, 1.4	1, 5
1084	5	11.2	2	33.5	57	1410	19	7	5	140	2	0.5, 1.0	1, 3, 5
1134	1?	13.2	1	148	72	3740	50	—	11.5	285	8	1.9	1, 6
1637	5	11.6	3	31	30	594	8	4	2.6	190	2	—	3, 4
1964	3	11.5	1	39	68	915	12	10	2.4	355	7	—	—
3810	5	11.2	2	24	45	870	11.5	7	4.5	130	2	—	3, 4
4100	4	11.6	1	163	70	1160	15.5	10	5.0	165	3	0.4	1, 3, 5
4536	4	11.0	1	130	64	1670	13	12	7.6	270	10	1.2	3, 4, 5
4814	3	12.8	1	109	42	2655	35.5	17	4.3	280	6	—	2
6643	5	11.8	5	39	68	1720	23	12	8.4	200	7	0.4, 1.4	3, 5
7013	0	12.8	2	155	73	1065	14	10	4.2	200	4	0.3	1, 3, 5
7331	4	10.3	2	170	70	1125	15	21	6	260	9	0.2, 3.5	1, 5
UGC 11973	4	13.5	1	50	76	4500	60	28	10	335	24	0.9, 6.2	5

Обозначения. B_T — звездная величина, n — число снятых спектрограмм, PA_0 — позиционный угол большой оси, i — угол наклона плоскости галактики к картинной плоскости, V_c^0 — лучевая скорость центра галактики, исправленная за движение Земли и Солнца, Δ — расстояние до галактики, R_0 — радиус галактики до изофоты $25^m/\square''$, R_L — предельный радиус, достигнутый в наших наблюдениях. V_{max} — максимальная скорость вращения, полученная в наших наблюдениях, M_L — масса галактики в пределах R_L . R_p — расстояния до локальных максимумов скорости вращения. В последней колонке: 1 — наличие локальных максимумов по обе стороны от центра; 2 — кривая лучевых скоростей обладает заметной асимметрией; 3 — кривая лучевых скоростей в пределах R_L выходит на плато; 4 — большая дисперсия точек, измерения скорости вращения ненадежны; 5 — в пределах нескольких секунд от центра выделяется область с большим градиентом лучевой скорости; 6 — на периферии скорость вращения падает.

Детального совпадения кривых вращения, построенных по отдельным разрезам, для центральной части галактики добиться нельзя, что говорит о существовании некруговых движений, охватывающих масштабы в сотни парсек. Оптимальное согласие кривых во внешних областях отвечает сле-

дующим параметрам: $i = 68^\circ$, $PA_0 = 39^\circ$, $V_m = 200$ км/с. Отношение осей галактики соответствует наклону $i = 59^\circ$ согласно [10].

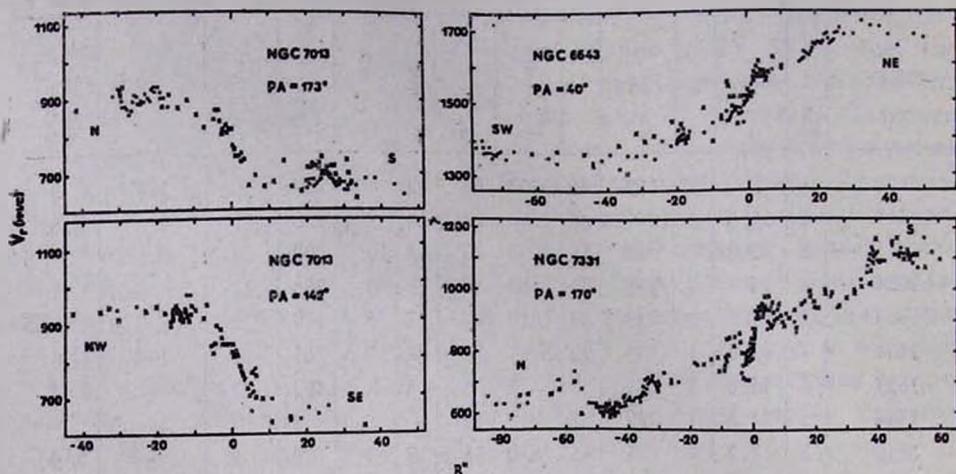


Рис. 3. Распределение лучевых скоростей вдоль щели для галактик программы в разных позиционных углах. Обозначения те же, что и на рис. 1.

Общие особенности формы кривой вращения прослеживаются уверенно. Твёрдотельная часть кривой кончается «ступенькой» на $R = 10''$, после чего скорость опять немного возрастает, и кривая выходит на плато или очень пологий подъем. Разрезы $PA = 40^\circ$ и $PA = 58^\circ$ демонстрируют еще одну — внутреннюю — «ступеньку» на $R = 2''$. На разрезе $PA = 12^\circ$ она, однако, не повторяется и поэтому, вероятнее всего, связана с некруговыми движениями газа; зато на разрезе $PA = 12^\circ$ заметно маленькое плато в центре, возможно, связанное с мини-баром.

Фотометрия галактики дает значение характерного размера экспоненциального диска $a^{-1} = 29''$ [11], при этом максимум «дисковой» составляющей скорости вращения должен приходиться на $R_m \approx 62''$ (что близко к положению максимума R_m по Кязумову). Модель диска не может объяснить наблюдаемые скорости вблизи центра при $R \lesssim 20''$. «Ступенька» на кривой вращения и твердотельная часть с большим градиентом скорости связаны не с диском, а, по-видимому, с балджем. Скорость вращения $V_{\text{rot}} = 160$ км/с соответствует массе балджа внутри 1.3 кпк $\sim 7 \cdot 10^9 M_\odot$. Для сравнения, полная масса галактики в пределах оптического радиуса 1.95 (13 кпк) при $V_m = 200$ км/с составляет $\sim 10^{11} M_\odot$.

NGC 7013. Эта несбычная по форме одиночная галактика относится к типу S0/a. Яркая центральная часть галактики (балдж) окружена слегка асимметричным относительно центра галактики эллипсом диаметром $1'$,

большая ось которого повернута относительно линии узлов на 18° . Размер всей галактики в несколько раз больше диаметра эллипса.

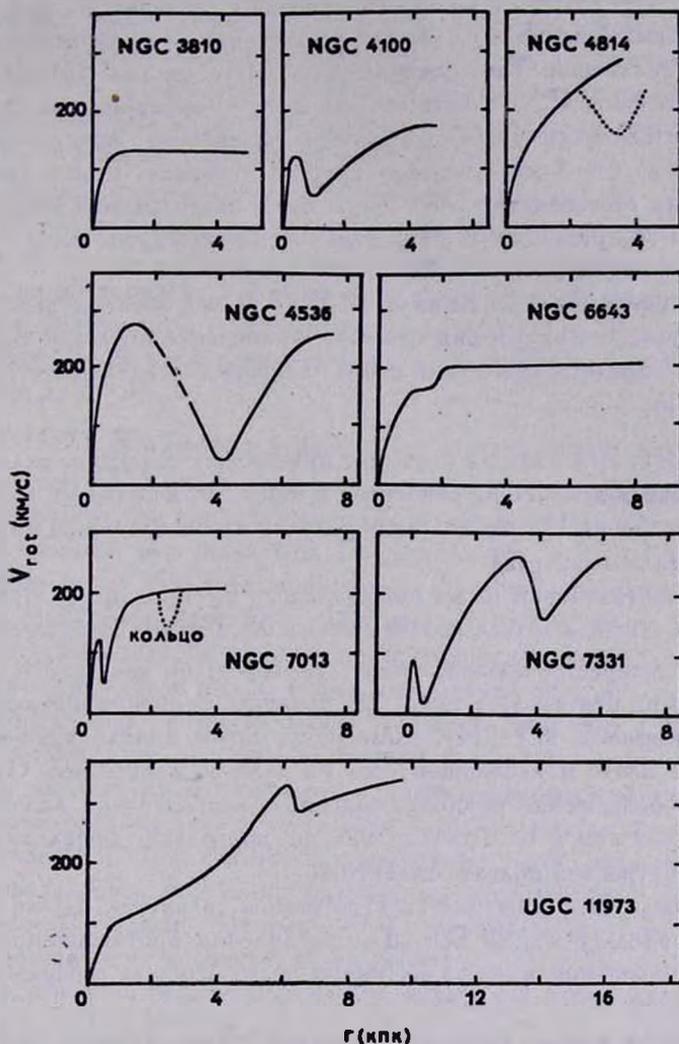


Рис. 4. Кривые вращения, приведенные к плоскости галактик в предположении круговых движений газа. Штрихованная линия обозначает участки, где эмиссионные линии были слабы и измерения неуверенны; точечный пунктир отмечает расхождения между двумя половинами галактики или между разными разрезами.

На БТА было получено две спектрограммы галактики. В ядре видны только эмиссионные линии $[N II]$, в кольце заметна $H\alpha$. Щель проходила через ядро в направлениях $PA = 142^\circ$ и 173° . По оптическим данным, 11-462

$PA_0 = 157^\circ$ [3], наклон $i = 74^\circ$ [10]. Наличие двух кривых $V_r(R)$ позволяет найти значения этих углов независимо. Кривые вращения, построенные по двум разрезам, хорошо согласуются друг с другом при $PA_0 = 155 \pm 1^\circ$, $i = 73^\circ \pm 3^\circ$. Скорость вращения выходит на плато ($V_m = 194 \pm 10$ км/с) немногим ближе к центру, чем область пересечения щелью кольца галактики. Там, где щель пересекает кольцо, наблюдаются локальные минимумы V_{rot} , в которых скорость уменьшается на ~ 50 км/с.

Область быстрого подъема скорости вращения, простирающаяся в $R = 12'' \div 15''$ (~ 1 кпк), контролируется балджем. Масса галактики в этих пределах составляет $\sim 10^{10} M_\odot$. Если плато кривой вращения продолжается и за пределами $1'$ от центра, то интегральная масса в пределах оптического радиуса равна $\sim 10^{11} M_\odot$.

Вблизи центра галактики на $R \approx 5''$ (350 пк) заметны резкие локальные максимумы V_{rot} . Если они отражают изменение круговой скорости, то масса ядра, определяющего эти пики, должна составлять $\sim 1.2 \cdot 10^9 M_\odot$ внутри 350 пк.

NGC 7331. Это одна из наиболее интересных галактик, включенных в программу наблюдений. Она относится к типу Sbc и обладает ярким и протяженным балджем. На его долю приходится около половины интегральной светимости галактики [12].

Вращение галактики ранее исследовалось Рубин и др. [13]. Один разрез вдоль большой оси был получен также Хью и др. [8]. По обоим работам, кривая вращения проходит через максимум на расстоянии ~ 0.9 по обе стороны от центра (3.5 кпк). На больших R оценка скорости получена по наблюдениям H I [14], согласно которым кривая вращения имеет протяженное плато и небольшой рост на далекой периферии. Однако низкое угловое разрешение радионаблюдений, эквивалентное линейному разрешению 6×3 кпк в плоскости диска, не позволяет проследить форму кривой во внутренней области галактики.

Нами были получены две спектрограммы галактики. Щель проходила через ядро вдоль большой оси. Для увеличения протяженности измеренной кривой вращения ядро галактики в обоих случаях смещалось к краю щели.

Полученная кривая вращения позволяет более детально, чем в предыдущих работах, проследить изменение скорости вращения вдоль радиуса галактики. В общих чертах, кривая $V_r(R)$ согласуется с данными других авторов. По сравнению с кривой, построенной Рубин и др. [13] по фотографическим наблюдениям, она выглядит более симметричной относительно центра. Спад скорости в области 3.5—4 кпк выглядит более крутым (по-видимому, некруговые движения). Этот участок получен только по одному разрезу, и форма кривой здесь нуждается в уточнении. Наиболее:

важной отличительной деталью является наличие области большого градиента скорости в пределах $3''$ — $4''$ от ядра (без учета конечного углового разрешения системы, которое составляет сравнимую величину $\sim 2''$) с последующим уменьшением скорости. При принятом расстоянии до галактики радиус этой области составляет 200 — 300 пк, а градиент dv_r/dR более 400 км/с кпк. Если такое поведение $V(R)$ связано с наличием компактного ядра галактики, то его масса в указанных пределах должна составлять $\sim 10^9 M_\odot$, а средняя плотность $\sim 10 M_\odot/\text{пк}^3$.

По данным поверхностной фотометрии, характерный размер диска $\alpha^{-1} \approx 104''$ [12]. Максимум скорости вращения такого диска должен приходиться на $\sim 220''$. Ясно, что наблюдаемое положение максимума на $R \approx 50''$ не объясняется в рамках модели диска, и его естественно связать с балджем галактики. С учетом поправки на «дисковую» составляющую скорости вращения на этом радиусе, масса балджа в пределах $50''$ оказывается не менее $5 \cdot 10^{10} M_\odot$.

UGC 11973. Эта малоизученная изолированная галактика с интегральной величиной $13^m.5$ имеет диск, сильно наклоненный к лучу зрения, в котором различимы три спиральные ветви. Была получена одна спектрограмма вдоль большой оси галактики. По линиям H_α и $[N II]$ уверенно прослеживается почти твердотельный участок кривой вращения, простирающийся на $\pm 20''$ от центра. При расстоянии $\Delta = 60$ Мпк это соответствует радиусу 6 кпк. Такая большая протяженность участка не объясняется в рамках обычной модели балдж+диск, которая требует монотонного уменьшения производной dV/dR . В работе Засова и Кязумова [15] было показано, что отмеченную особенность кривой вращения можно интерпретировать в модели двух вложенных друг в друга компланарных дисков с экспоненциальным распределением плотности и сильно различающимися шкалами. В случае NGC 157, к которой применялась эта модель, параметры дисков определялись исходя из фотометрического профиля яркости галактики, который, согласно Блекману [16], действительно может быть представлен суммой двух экспоненциальных компонентов. Было бы интересно проверить, имеет ли место аналогичная ситуация в рассматриваемой галактике.

4. *Обсуждение результатов.* Результаты измерения скоростей вращения галактик (число спектрограмм, скорость ядра, приведенная к центру иду Местной Группы согласно Воккеру и др. [17], радиус, в пределах которого получена кривая, R_L , максимальная скорость V_{\max} в пределах этого радиуса и особенности полученной кривой вращения) приведены в табл. 1 вместе с важнейшими оптическими характеристиками галактик.

Для большей части галактик скорости вращения были измерены впервые. В большинстве случаев точность измерений достаточна, чтобы судить

об отдельных деталях распределения лучевой скорости $V_r(R)$ вдоль щели. Наличие локальных максимумов наблюдается или подозревается во всех галактиках, кроме NGC 1637, 1964 и 3810 (исключая объекты, где дисперсия точек вдоль кривой слишком велика для обнаружения таких деталей — см. Примечания к табл. 1). Это показывает, что немонотонный характер кривой вращения во внутренней области галактик является скорее правилом, чем исключением.

Во всех рассмотренных случаях, кроме NGC 4814 и, возможно, NGC 1637, внутреннюю область кривой вращения трудно объяснить экспоненциальным диском. Большой градиент скорости указывает на преобладающее влияние балджа на кривую вращения в области роста $V(R)$. Более пологий характер кривой лучевых скоростей вблизи центра, наблюдаемый в NGC 1637, возможно, связан с баром галактики.

У части галактик (у NGC 615, 4100, 7013, 7331 и, возможно, у NGC 157, 1024 и 1134), благодаря высокому линейному разрешению, в пределах нескольких угловых секунд от ядра удалось обнаружить область, выделяющуюся высоким градиентом dV/dR . Наиболее четко эта особенность проявляется в NGC 7331. Среди галактик, изучавшихся другими авторами, сходной особенностью обладает галактика NGC 4594 с очень массивным балджем, где узкий околядерный максимум был найден Рубин и др. [18] на пределе углового разрешения, однако область роста скорости в пределах нескольких секунд от центра галактики в NGC 4594 вообще не прослеживается. Не исключено, что сходную природу имеет особенность поведения скорости вращения в ядре M 31, где на расстоянии от центра $\lesssim 1''$ наблюдается резкое ее увеличение (более чем на 100 км/с [19]). Возможно также, что области крутого градиента $V_r(R)$ вблизи ядра имитируют «разрыв» по обе стороны от ядра в кривой лучевых скоростей на $\Delta V \sim 50$ км/с, отмечавшийся Рубин и Грэхемом [20] в ряде спиральных галактик поздних типов. Из наших данных, однако, не следует вывод о реальном существовании подобных разрывов, хотя в случае NGC 4536 наблюдения допускают такую интерпретацию. В остальных случаях по нашим измерениям области крутого роста $V(R)$ обладают заметной протяженностью и оказываются динамически выделенными: за ними следует «ступенька» или локальный минимум на кривой вращения. Число галактик с аналогичными деталями поля скоростей вблизи центра может быть значительно больше, если учесть трудности измерения скоростей газа по эмиссионным линиям на фоне яркой центральной области галактики при обычных (фотографических) методах.

Возможны две, не исключают друг друга интерпретации наблюдаемых особенностей. Первая — это наличие динамически обособленного плотного ядра внутри балджа с характерным радиусом в несколько сотен парсек и менее и массой $\sim 10^9 M_\odot$. Заметим, что почти все галактики, где об-

наружены рассматриваемые здесь детали, обладают хорошо развитым балджем, и компактное ядро может быть результатом динамической эволюции этого компонента галактики. Вторая возможность — упорядоченные некруговые движения газа вблизи ядра. Рассматриваемые галактики не обладают активными ядрами. Звездообразование, которое присутствует в центральных областях этих галактик, будет увеличивать дисперсию скоростей облаков, что не приведет к наблюдаемой картине, а, наоборот, уменьшит V_{rot} . Остается возможность влияния на движение газа небольшого и трудно обнаружимого «мини-бара», который на определенном расстоянии от центра тормозит вращение проходящего через него газа, вызывая локальное уменьшение V_{rot} . Такая картина может качественно объяснить наблюдаемый профиль $V_r(R)$ только при определенной ориентации бара относительно большой оси галактики. Для проверки указанных возможностей предполагается изучение азимутальной вариации $V_r(R)$ в выбранных галактиках.

В заключение авторы выражают благодарность Комитету по тематике шестиметрового телескопа за предоставленную возможность наблюдений на БТА, а также О. М. Неизвестной, А. И. Шалопаловой, В. П. Михайлову за помощь в наблюдениях и А. М. Фридману за обсуждение.

Специальная астрофизическая
обсерватория АН СССР

Государственный астрономический институт
им. П. К. Штернберга

THE ROTATION OF INNER PARTS OF SPIRAL GALAXIES. III

V. L. AFANASIEV, A. N. BURENKOV, A. V. ZASOV, O. K. SIL'CHENKO

The results of gas radial velocity measurements in the region of several kiloparsecs from the centre are presented for the spiral galaxies NGC 3810, 4100, 4536, 4814, 6643, 7013, 7331 and UGC 11973. Observations were carried out with the 6-meter telescope using a new digital-image detector. The data presented in Papers I and II show some characteristic features of rotation curves: steep gradient of rotation velocity near the nucleus often followed by local maximum or step on the rotation curve. The possible interpretations of such features are given.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Л. Афанасьев, А. Н. Буренков, А. В. Засов, О. К. Сильченко, *Астрофизика*, 28, 243, 1988.

2. М. С. Алякин, В. Л. Афанасьев, А. Б. Берлин, А. Н. Буренков, О. О. Завадская, Сообщ. Спец. астрофиз. обсерв. АН СССР (в печати).
3. P. Grosbol, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.*, 60, 261, 1985.
4. M. Watanabe, *Ann. Tokyo Observ.*, 19, 121, 1983.
5. B. C. Whitmore, R. P. Kirshner, *Astron. J.*, 87, 500, 1982.
6. А. В. Засов, О. К. Сильченко, Письма в Астрон. ж., 13, 455, 1987.
7. M. F. Duval, G. Monnet, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.*, 61, 141, 1985.
8. C. T. Hua, J. Donas, N. H. Doan, *Astron. and Astrophys.*, 90, 8, 1980.
9. Г. А. Кляумов, *Астрон. ж.*, 58, 1167, 1981.
10. L. Bottinelli, L. Gouguenheim, G. Paturel, G. de Vaucouleurs, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.*, 56, 381, 1984.
11. D. M. Elmegreen, B. G. Elmegreen, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 54, 127, 1984.
12. T. Borson, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 46, 177, 1981.
13. V. C. Rubin, E. M. Burbidge, G. R. Burbidge, D. J. Crampton, K. H. Prendergast, *Astrophys. J.*, 141, 759, 1965.
14. А. Воста, *Astron. J.*, 86, 1791, 1981.
15. А. В. Засов, Г. А. Кляумов, Письма в Астрон. ж., 7, 131, 1981.
16. C. P. Blackman, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 186, 701, 1979.
17. G. de Vaucouleurs, A. de Vaucouleurs, H. G. Corwin, *Second Reference Catalogue of Bright Galaxies*, Austin/London, 1976.
18. V. C. Rubin, D. Burstein, W. K. Ford, N. Thonnard, *Astrophys. J.*, 289, 81, 1985.
19. J. Kormendy, *Prepr., Dominion. Astron. Observ.*, 1986.
20. V. C. Rubin, J. A. Graham, *Astrophys. J.*, 316, L67, 1987.

УДК: 524.423—335.7

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ И КОЛИЧЕСТВА ЗВЕЗД
ТИПОВ О И В В ОБРАЗОВАНИЯХ, НАБЛЮДАВШИХСЯ
В ГАЛАКТИКАХ С УФ-ИЗБЫТКОМ

М. А. КАЗАРЯН

Поступила 12 мая 1987

Принята к печати 6 июля 1987

Во многих галактиках с УФ-избытком, вошедших в списки [1—5], наблюдаются отдельные образования. В каждом из этих образований находится совокупность звезд спектральных типов О и В, которые обеспечивают свечение его газовой составляющей. В настоящей работе применен метод Занстра для определения средней температуры ионизирующего излучения и оценено количество звезд типов О и В в каждом из этих образований. Температуры, полученные для совокупностей звезд, находящихся в образовании II галактики № 2 и образованиях I, II и IV галактики № 460, меняются от 57 500 К до 30 000 К. Для количества звезд типа О5, обеспечивающих свечение газа в образовании II галактики № 2 и конденсации I галактики № 460, получились значения, равные $1.5 \cdot 10^4$ и $2.9 \cdot 10^3$ соответственно.

1. *Введение.* Во многих галактиках с УФ-избытком, вошедших в списки [1—5], наблюдаются образования, имеющие разные морфологические структуры. Среди них встречаются звездобразные, компактные, круглые с диффузными краями, вытянутые в виде полосы, иррегулярные и т. д.

В их спектрах часто наблюдаются эмиссионные линии водорода, [S II], [N II], [O II], [O III] и других ионов. Такие спектры имеют, например, образования, наблюдаемые в галактиках № 2, 5, 95, 212, 336 и 460, взятых из списков [1—5] (эти номера являются порядковыми номерами галактик в списках [1—5]). Спектры многих образований очень похожи на спектры газовых туманностей, т. е. состоят из сильных эмиссионных линий и слабого непрерывного спектра. Обычно образования, имеющие такие спектры, называются ассоциациями и сверхассоциациями. Среди образований встречаются и такие, спектры которых состоят из узких эмиссионных линий и непрерывного спектра с умеренными и сильными интенсивностями. Обычно такими спектрами обладают многие галактики с узкими эмиссионными линиями.

Как в галактиках с узкими эмиссионными линиями, так и в эмиссионных образованиях, некоторая часть звездного состава является звездами

типов О и В. Кванты, излучаемые в лаймановском континууме совокупностью этих звезд, т. е. L_c -кванты, обеспечивают свечение газовой составляющей отмеченных объектов. Каждая из этих звезд излучает разное количество L_c -квантов, так как их температуры и размеры, по всей вероятности, отличаются друг от друга. С другой стороны, эти величины для каждой из этих звезд определить невозможно. Трудно также оценить действительное количество звезд О и В в этих объектах. Поэтому совокупностям звезд типов О и В в каждом образовании надо приписать такое количество звезд заданного радиуса и температуры, чтобы суммарное количество L_c -квантов соответствовало количеству L_c -квантов, получившихся из наблюдений.

Д. В. Видман [6], принимая, что свечение газовой составляющей галактик Маркаряна с диффузными спектрами происходит за счет L_c -квантов, испускаемых звездами типа О7, подсчитал их количество в этих галактиках. По его расчетам в 10 галактиках Маркаряна, количество звезд такого класса меняется от $8 \cdot 10^2$ до $1.5 \cdot 10^5$.

2. *Метод определения температуры суммарного излучения звезд типов О и В в галактических образованиях.* В настоящей работе мы намерены определить температуру суммарного излучения звезд типов О и В в образованиях, средний размер каждой из этих звезд, а также их количество. Такая температура имеет смысл эффективной температуры, которая обозначается через T . То же самое можно сказать о количестве звезд и об их размерах, они обозначаются N и R соответственно. Эти величины определим для некоторых образований, наблюдавшихся в галактиках № 2, 95, 212 и 460 из списков [1—5], данные спектрофотометрического исследования которых приведены в работах [7—9]. Для определения температуры излучения совокупностей звезд типов О и В, находящихся в этих образованиях, можно применять методы Занстра и В. А. Амбарцумяна. Хотя эти методы были разработаны для определения температуры ядер планетарных туманностей, их можно распространить также и на исследуемые нами объекты.

Как известно, при определении температуры ядер планетарных туманностей методами Занстра производится сравнение их излучения в видимой части спектра с излучением в области $\lambda < 912 \text{ \AA}$, т. е. с излучением лаймановского континуума. При этом принимается, что ядра планетарных туманностей излучают по закону Планка, т. е. весь спектр каждого ядра описывается одной температурой. Кроме того предполагается, что все L_c -кванты, испускаемые ядром туманности, поглощаются самой туманностью, и их число равняется числу бальмеровских квантов, включая бальмеровский континуум.

В [10] приведены формулы Занстра и В. А. Амбарцумяна, посредством которых определяются температуры ядер планетарных туманностей.

Отмеченные выше объекты имеют особенности ассоциаций и сверхассоциаций. В них кроме звезд типов О и В могут быть звезды более поздних классов, поэтому спектр их общего излучения будет отличаться от спектра одной звезды определенного класса.

UBV-фотометрические исследования образований, выполненные многими авторами, показывают, что излучение этих объектов в U и B областях спектра в основном обусловлено звездами типов О и В. Например, для 14 ассоциаций в БМО по фотоэлектрическим определениям Бокка [11] получаются средние цвета $\overline{B-V} = -0^m.11$, $\overline{U-B} = -0^m.90$. Для многих сверхассоциаций Р. К. Шахбазян [12] получила $\overline{B-V} = -0^m.01$, $\overline{U-B} = -0^m.75$. Исходя из этих данных, в последней работе делается вывод, что светимости и цвета этих объектов обусловлены в основном О и В звездами. Таким образом можно считать, что излучение синей, фиолетовой и ультрафиолетовой частей спектра этих образований в основном обусловлены именно этими звездами. Поэтому целесообразно определить температуры совокупностей звезд типа О или В методом Занстра при помощи отдельных линий бальмеровской серии, попадавших в эти области спектра. Такими линиями являются H_2 , H_7 , H_8 , H_9 и другие более коротковолновые члены бальмеровской серии.

Метод, который позволяет определить температуры ядер планетарных туманностей при помощи любой эмиссионной линии бальмеровской серии, нейтрального или ионизованного гелия, разработал Занстра [13]. Общую формулу для линий бальмеровской серии он получил в следующем виде:

$$\int_{x_0}^{\infty} \frac{x^2 dx}{e^x - 1} = q_i A_i \frac{x_i^3}{e^{x_i} - 1}, \quad (1)$$

где $q_i = \frac{\text{число квантов } Ba + B_{ac}}{\text{число квантов в } H_i}$, $x = \frac{h\nu}{kT}$, $x_i = \frac{h\nu_i}{kT}$, $x_0 = \frac{h\nu_0}{kT}$, T — температура, $A_i = \frac{E_i}{\nu_i E_i^*}$, где E_i — полная энергия, излучаемая туманностью в i -той бальмеровской линии, ν_i — частота данной линии а E_i^* — энергия, излучаемая звездой, ядром туманности в единичном интервале частот вблизи i -той бальмеровской линии.

Уравнение (1) справедливо при предположении, что все L_c -кванты поглощаются туманностью. Числовые величины q_i зависят от электронной температуры и определяются на основе рекомбинационной теории свечения планетарных туманностей и приведены в [13].

Для определения температур звезд при помощи формулы (1) надо знать величины A_i . Они определены с помощью величин их эквивалентных ширин ($W_{\lambda i}$), приведенных в [7—9]. Не трудно показать, что для любой эмиссионной линии $A_i = \frac{W_{\lambda i}}{\lambda_i}$. Значения A_i приведены в табл. 1, там кро-

ме линий бальмеровской серии приведены также A_i для линий He I $\lambda\lambda$ 5876, 4471 и He II λ 4686. При помощи величины A_i этих линий тоже можно определить температуры совокупностей звезд образований. Аналогичное (1) уравнение можно написать и для линии ионизованного гелия He II λ 4686 при предположении, что оптическая толщина туманностей за границей ионизации дважды ионизованного гелия больше единицы. Оно имеет вид:

$$\int_{4x_0}^{\infty} \frac{x^2 dx}{e^x - 1} = q(4686) A(4686) \frac{x_{4686}^3}{e^{x_{4686}} - 1}, \quad (2)$$

причем $q(4686) = 10.5$ при $T_e = 15000$ К.

Таблица 1

ЗНАЧЕНИЯ A_i ДЛЯ РАЗНЫХ ЭМИССИОННЫХ ЛИНИЙ
ОБРАЗОВАНИЙ

A_i	№ галактики и образования						
	2 (II)	95 (I)	212 (I)	460 (I)	460 (II)	460 (III)	460 (IV)
A_{α}	0.0313	0.0130	0.0457	0.0169	0.0130	0.0130	0.0185
A_{β}	0.0102	0.0038	0.0103	0.0075	0.0039	0.0024	0.0061
A_{γ}	0.0035	0.0022		0.0028	0.0028	0.0010	0.0028
A_{δ}	0.0012	0.0015	0.0024	0.0021	0.0017		0.0019
A_{ϵ}	0.0010			0.0016	0.0012		0.0008
A_{ζ}	0.0008			0.0015	0.0009		0.0008
A_{5876}				0.0013	0.0014		0.0011
A_{4471}				0.0004	0.0008		
A_{4686}	0.0012			0.0003			

Наконец, для линий нейтрального гелия Аллер и Занстра [14] дают опять при предположении, что оптическая толщина за границей ионизации гелия больше единицы,

$$\int_{1.81x_0}^{\infty} \frac{x^2 dx}{e^x - 1} = q(\text{HeI}) A(\text{HeI}) \frac{x_{\text{HeI}}^3}{e^{x_{\text{HeI}}} - 1} \quad (3)$$

Значения q (He I) для линий нейтрального гелия 5876, 4471 и 4026 и при электронной температуре $T_e = 13\,500$ К, взятые из [14], приведены в табл. 2.

Таблица 2
ЗНАЧЕНИЯ $1/q$ ДЛЯ ЛИНИИ He I

Линия	$1/q$
He I λ 5876	0.1100
He I λ 4471	0.0197
He I λ 4026	0.0082

Значения температур совокупностей звезд, включенных в образования, определенные при помощи (1), (2) и (3), приведены в табл. 3. Из нее видно, что почти у всех объектов температура увеличивается от T_e до T_i , но они мало отличаются друг от друга. Самая большая разница наблюдается у сверхассоциации II галактики № 460, которая равна 3900 К, что по сравнению со средним значением температуры совокупности звезд этого объекта составляет примерно 18%. Факт, что для совокупности звезд данного образования температура T_i , полученная при помощи линии H_α , самая низкая по сравнению с температурами, полученными при помощи других линий бальмеровской серии, по-видимому, является результатом того, что на излучение образования в области линии H_α , кроме излучения звезд типов O и B, значительно влияют также излучения звезд более поздних спектральных классов.

Для сравнения в табл. 3 приведены также температуры T_Σ , которые были определены при помощи суммарного вклада линий бальмеровской серии. Они определены общей формулой Занстра, приведенной в [10]. Из табл. 3 видно, что T_Σ систематически более низкие по сравнению с другими температурами. Это, по-видимому, является результатом того, что при расчете в сумме правой части формулы [10] не была учтена доля всех членов бальмеровской серии, а также бальмеровского континуума.

Примечательно, что температуры, полученные при помощи линий He I $\lambda\lambda$ 5876 и 4471 для совокупностей звезд сверхассоциаций I, II и IV, более высокие, чем температуры, полученные с помощью водородных линий; причем разницы довольно большие, порядка 10 000 К.

Что касается температур, полученных для совокупностей звезд объекта II галактики № 2 и сверхассоциации I галактики № 460 при помощи линии He I λ 4686, то они самые высокие. Эти результаты, по всей вероятности, можно объяснить тем, что оптические толщины газовой составляющей этих объектов для квантов, находящихся за границей лаймановского

континуума ($\lambda = 912 \text{ \AA}$), за границей ионизованного гелия ($\lambda = 504 \text{ \AA}$) и за границей дважды ионизованного гелия ($\lambda = 228 \text{ \AA}$), разные.

Таблица 3

ТЕМПЕРАТУРЫ СОВОКУПНОСТЕЙ ЗВЕЗД ОБРАЗОВАНИЙ,
ОПРЕДЕЛЕННЫЕ ПРИ ПОМОЩИ РАЗНЫХ ЛИНИЙ

T	№ галактики и образования						
	2 (II)	95 (I)	212 (I)	460 (I)	460 (II)	460 (III)	460 (IV)
T_a	22400 К	19500 К	23700 К	20400 К	19300 К	19300 К	20700 К
T_p	23300	21100	24300	23200	20900	19300	22100
T_γ	22400	21900		22900	22900	19400	22900
T_δ	22100	22600	24800	24000	23200		24000
T_{471}				33100	35500		
T_{576}				30300	30500		30000
T_{486}	57500			48000			
$T(\text{H}_\alpha)$	54000			45000			
$T(\text{H}_\beta)$	57500			45000			
T_Σ	20400	18400	20900	19500	18800	17600	19300

Если предполагать, что оптическая толщина газа для L_c -квантов, излучаемых за границей дважды ионизованного гелия, т. е. для длин волн $\lambda \leq 228 \text{ \AA}$, больше единицы, то можно определить температуру для совокупности звезд объекта II галактики № 2 и сверхассоциации I галактики № 460.

Исходя из такого предположения, в [15] было получено следующее соотношение:

$$\int_{4x_0}^{\infty} \frac{x^2 dx}{e^x - 1} = 0.90 \frac{I_{486}}{I_{\text{H}\beta}} \sum_{B_i} A_i \frac{x_i^3}{e^{x_i} - 1}. \quad (4)$$

При использовании одной бальмеровской линии формула (4) принимает вид:

$$\int_{4x_0}^{\infty} \frac{x^2 dx}{e^x - 1} = 0.90 \frac{I_{486}}{I_{\text{H}\beta}} q_i A_i \frac{x_i^3}{e^{x_i} - 1}. \quad (5)$$

При вычислениях значения $\frac{I_{486}}{I_{\text{H}\beta}}$ были взяты из работ [7, 8], q_i из работ [13, 14], а A_i из табл. 1. Температуры, определенные по формуле (5),

тоже приведены в табл. 3. Они обозначены через $T(\text{H}_2)$ и $T(\text{H}\beta)$. Из них видно, что они очень близки к температуре T_{4886} . Это естественно, так как обе вычислены при одинаковых предположениях. В пользу предположения, что оптическая толщина L_c -квантов за границей дважды ионизованного гелия в планетарных туманностях имеет место, говорит стратификация туманностей. По всей вероятности, такой характер имеют также газовые составляющие изученных объектов. Поэтому температуры, полученные по формулам (2) и (5), близки к истинным температурам совокупностей звезд этих образований.

Таким образом, для совокупностей звезд, обеспечивающих свечение газовых составляющих образований, в качестве истинной температуры (T) для объекта II галактики № 2 и сверхассоциации I галактики № 460 принимается среднее значение температуры T_{4886} и $T(\text{H}\beta)$, а для сверхассоциации II галактики № 460 — среднее T_{4711} и T_{5876} , сверхассоциации IV галактики № 460 — значение T_{5876} . Эти значения температур приведены в табл. 4, им соответствуют спектральные классы O и B. Используя температуры совокупностей звезд объекта II галактики № 2 и сверхассоциаций I, II и IV галактики № 460, можно определить оптические толщины τ_c для их газовой составляющей.

Таблица 4

**ДАННЫЕ ОБРАЗОВАНИЙ И ЗВЕЗД, ОБЕСПЕЧИВАЮЩИХ
СВЕЧЕНИЕ ГАЗОВОЙ СОСТАВЛЯЮЩЕЙ ОБРАЗОВАНИЙ**

Наименование величин	№ галактики и образования			
	2 (II)	460 (I)	460 (II)	460 (IV)
T	57500 К	46500 К	33000 К	30000 К
спектральный тип	O5	O5	O8	B0
M_{pg}°	$-5^m.0$	$-5^m.0$	$-4^m.4$	$-3^m.7$
R (в R_{\odot})	9.6	10.3	9.1	6.9
$N L_c^{\circ} \times 10^{-47}$	645	255	15.6	2.3
τ_c	0.05	0.10	0.57	1.03
$N L_c$ (набл.) $\cdot 10^{-51}$	47.0	7.0	3.0	3.0
$N \times 10^{-3}$	15	2.9	4.4	15
M_{pg} (выч.)	$-15^m.4$	$-13^m.7$	$-13^m.5$	$-14^m.1$
M_{pg} (набл.)	$-18^m.4$	$-15^m.8$	$-15^m.5$	$-15^m.1$

При выводе формулы (1) предполагалось, что все L_c -кванты, испускаемые ядром туманности, поглощаются самой туманностью. Когда некоторая часть L_c -квантов выходит из туманности, т. е. не поглощается ею, то вместо формулы (1) надо использовать ее точное выражение. В [15] она представлена в следующем виде:

$$(1 - e^{-\tau_c}) \int_{x_0}^{\infty} \frac{x^2 dx}{e^x - 1} = q_i A_i \frac{x_i^3}{e^{x_i} - 1} \quad (6)$$

Значения τ_c , вычисленные по формуле (6) для газовой составляющей объекта II галактики № 2 и сверхассоциаций I, II и IV галактики № 460, приведены в табл. 4.

Для газовой составляющей сверхассоциации I галактики № 460 определена также оптическая толщина τ_c в частотах L_c -излучения за границей однажды ионизованного гелия ($\lambda \leq 504 \text{ \AA}$), значение которой равно 0.5. Температуры, приведенные в табл. 4, являются средними температурами звезд, входящих в ассоциации, т. е. каждой звезде данной ассоциации присваивается одно и то же среднее значение температуры.

3. *Количество звезд типов O и B в образованиях.* При помощи температур, приведенных в табл. 4, можно определить количество звезд, входящих в данную совокупность.

В работе Мортон [16] приведена таблица, где установлена связь между температурами и спектральными подклассами ранних звезд. При помощи этой таблицы определены спектральные классы звезд совокупностей. Они меняются от класса O5 до B0 и приведены в табл. 4. Для определения абсолютных фотовизуальных звездных величин звезд совокупностей использовались их спектральные классы и диаграмма Герцшпрунга—Рессела, построенная для звезд ассоциации η и χ Персея [17]. Затем, используя показатели цветов C_{int} , для спектральных классов этих звезд были определены абсолютные величины в фотографических лучах. Они тоже приведены в табл. 4. Используя абсолютные звездные величины и температуры этих звезд, приведенные в табл. 4, можно определить их радиусы. Для этого используется соотношение, приведенное в [18], которое имеет вид:

$$M_{\text{RF}} = \frac{36700}{T} - 5 \lg R - 0.72, \quad (8)$$

где R выражено в радиусах Солнца. Радиусы звезд совокупностей, определенные соотношением (8), тоже приведены в табл. 4 и меняются от 6.9 до 10.3.

В работе Мортон [16] приведены результаты вычислений для моделей атмосфер звезд ранних спектральных классов. Там приведена таблица, которая устанавливает связь между температурой, меняющейся от 21910 до 75000 K и количеством L_c -квантов, испускаемых при данной температуре с одного кв.см поверхности звезды. Используя данные этой таблицы, для каждого значения температур, приведенных в табл. 4, мы

определили количество L_c -квантов, испускаемых с одного кв.см поверхности звезды данной совокупности. Затем определено общее количество L_c -квантов, NL_c^* , которое должно испускаться каждой звездой данной совокупности. Оно тоже приведено в табл. 4. Из этих квантов только часть $(1 - e^{-\tau})$ поглощается газовой составляющей данного образования, остальная часть выходит из образования. В табл. 4 приведено также общее количество L_c -квантов NL_c (набл.), полученных из наблюдений для данного образования. Количество звезд (N) данного спектрального класса, входящих в данную совокупность, приведенное в табл. 4, равно $N = NL_c \text{ (набл.)} / (1 - e^{-\tau}) NL_c^*$. Значения N для этих совокупностей приведены в табл. 4. В последних двух строках этой таблицы приведены абсолютные фотографические звездные величины M_{pg} (выч.) и M_{pg} (набл.). Значения первых из них определяются при помощи N и M_{pg}^* и являются абсолютными звездными величинами звезд совокупностей. Значения вторых определяются из наблюдений и являются абсолютными величинами образований.

4. *Обсуждение результатов.* В работе применяются методы Занстра для определения средних температур совокупностей звезд типов О и В образований. Используя эти температуры, мы определили количества звезд совокупностей, которые необходимы для свечения газовых составляющих образований. С этой целью были использованы спектрофотометрические результаты, полученные для 7 образований, наблюдавшихся в галактиках № 2, 95, 212 и 460.

Самые высокие температуры были получены у совокупностей звезд образований II галактики № 2 и I галактики № 460, которые равны 57 500 К и 46 500 К соответственно. Эти температуры, по всей вероятности, близки к истинным температурам совокупностей звезд этих образований.

Количество совокупностей звезд типа О в образованиях II галактики № 2 и I и II галактики № 460 меняется от $2.9 \cdot 10^3$ до $1.5 \cdot 10^4$. Последнее значение принадлежит совокупности звезд O5 объекта II галактики № 2.

Как было сказано выше, в [6] оценено количество звезд типа O7 в 10 галактиках Маркаряна. Интервал этих величин более широкий, чем интервал значений, полученных нами.

Наконец, приведем результаты подсчетов звезд ранних спектральных классов в нашей Галактике, выполненных Робертсом [19]. Его результаты таковы: в нашей Галактике количество звезд типов О и В равно $6 \cdot 10^3$ и $2 \cdot 10^6$ соответственно. Большинство из них входит в ассоциации

и скопления и связано с газовыми туманностями, свечение которых происходит за счет L_c -квантов, излучаемых этими звездами.

Сравнивая эти результаты с данными, приведенными в табл. 4 можно заключить, что в объекте II галактики № 2 количество звезд класса О больше, чем в нашей Галактике, несмотря на то, что светимость нашей Галактики намного больше светимости изученного нами объекта. Что касается сверхассоциаций I и II галактики № 460, то они по количеству звезд типа О мало уступают нашей Галактике, а по светимости — примерно на два порядка. Количество звезд типа В в сверхассоциации IV галактики № 460 примерно на два порядка ниже, чем количество звезд такого класса в нашей Галактике.

Из табл. 4 видно, что светимости образования II галактики № 2 и сверхассоциаций I, II и IV галактики № 460 примерно в 15.8, 6.9, 6.3 и 2.5 раз больше, чем светимости совокупностей звезд типов О и В, входящих в соответствующие образования. Нам кажется, что этот результат является естественным, так как в эти образования кроме звезд этих типов входят также звезды других спектральных классов и газовая составляющая, которая в фотографических лучах излучает не меньше, чем звезды. С этой точки зрения эти объекты очень похожи на планетарные туманности, поскольку они имеют такую же наблюдательную особенность.

Таким образом, эти объекты и подобные им, наблюдавшиеся в разных галактиках с УФ-избытком, являются молодыми образованиями, где возникает огромное количество звезд типов О и В и газовых составляющих. Их светимости в основном обусловлены именно этими звездами и газом.

Ереванский государственный
университет

THE DETERMINATION OF THE TEMPERATURE AND QUANTITY OF O AND B STARS IN THE CONDENSATIONS OBSERVED IN THE GALAXIES WITH UV EXCESS

M. A. KAZARIAN

In many galaxies with UV excess from lists [1—5] condensations are observed. In each of these condensations there is a group of O and B stars which ensure their luminous gaseous component. In this paper the method for obtaining the quantity of O and B stars, which are found in each of these groups, has been suggested. The temperature obtained for groups of these stars which are found in the condensations of galaxy No. 2 and condensations I, II and IV of galaxy No. 460

changes from 57500 K to 30000 K. The quantities of the stars in groups, the spectral class of which is O5 and which are found in the condensation II galaxy No. 2 and in I galaxy No. 460 are equal to $1.5 \cdot 10^4$ and $2.9 \cdot 10^3$ respectively.

ЛИТЕРАТУРА

1. М. А. Казарян, *Астрофизика*, 15, 5, 1979.
2. М. А. Казарян, *Астрофизика*, 15, 193, 1979.
3. М. А. Казарян, Э. С. Казарян, *Астрофизика*, 16, 17, 1980.
4. М. А. Казарян, Э. С. Казарян, *Астрофизика*, 18, 512, 1982.
5. М. А. Казарян, Э. С. Казарян, *Астрофизика*, 19, 213, 1983.
6. D. W. Weedman, *Astrophys. J.*, 171, 5, 1972.
7. А. А. Егиазарян, М. А. Казарян, Э. Е. Хачикян, *Астрофизика*, 14, 263, 1978.
8. М. А. Казарян, Э. С. Казарян, *Астрофизика*, 28, 39, 1988.
9. М. А. Казарян, В. С. Тамазян, *Письма в Астрон. ж.*, 7, № 11, 648, 1981.
10. В. В. Соболев, *Теоретическая астрофизика*, Наука, М., 1975.
11. В. J. Vok, P. F. Vok, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 124, 435, 1962.
12. Р. К. Шахбазян, *Астрофизика*, 6, 367, 1970.
13. H. Zanstra, *Bull. Astron. Inst. Netherl.*, 15, 237, 1960.
14. L. H. Aller, H. Zanstra, *Bull. Astron. Inst. Netherl.*, 15, 249, 1960.
15. Г. А. Гурзадян, *Планетарные туманности*, Наука, М., 1962.
16. D. C. Morton, *Astrophys. J.*, 158, 629, 1969.
17. А. Влааиш, *Bull. Astron. Inst. Netherl.*, 11, 433, 1952.
18. Д. Я. Мартынов, *Курс практической астрофизики*, Наука, М., 1977.
19. M. S. Roberts, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, 69, 59, 1957.

УДК: 524.7:524.57

РАСШИРЕНИЕ КОЛЬЦЕВЫХ СТРУКТУР В ГАЛАКТИКАХ

В. А. АНТОНОВ, О. А. ЖЕЛЕЗНЯК

Поступила 2 июня 1986

Принята к печати 14 июля 1987

Рассмотрено расширение вращающегося газо-пылевого кольца в гравитационном поле галактики. Получено решение уравнения движения при учете нагребания кольцом межзвездной среды, а также давления излучения ядра галактики на пыль, находящуюся в кольцевом образовании. Показано на примере NGC 4736, что истечение вещества из ядер галактик может приводить к возникновению внутренних кольцевых структур.

1. *Введение.* Проблеме происхождения кольцевых структур в галактиках посвящен ряд теоретических работ, в которых выдвинуты различные механизмы их образования. Кратко остановимся на каждой из предложенных гипотез.

1) Кольцевые образования рассматриваются как результат действия сил вязкости в межзвездной среде, которая состоит из облаков. Кольца, согласно этой гипотезе, будут образовываться в области максимума угловой скорости вращения галактики [1—3].

2) Согласно Линдбладу, кольцевые структуры могут возникать в областях галактики, где орбиты частиц, движущихся в гравитационном поле, устойчивы. Предполагается, что в процессе эволюции вещество должно накапливаться в указанных областях, образуя при этом кольцевые структуры [4]. С современным развитием этой идеи, учитывающим численные эксперименты, можно познакомиться, например, по обзору [5].

3) Кольца связываются с распространением ударных волн в дисках галактик [6]. Источником, возбуждающим ударные волны, предполагаются активные процессы, происходящие в галактических ядрах.

4) Кольцевые структуры-солитоны в самогравитирующих дисках [7]. Для того, чтобы возникли такие солитоны, необходимо предполагать существование в галактике источника, который задает специальные возмущения. Здесь отметим, что образовавшиеся кольцевые структуры в галактиках часто сравниваются с солитонами, которые получаются в опытах с вязкой вращающейся жидкостью [8]. При проведении такого сравнения

считается, что гравитация и магнитное поле в галактических дисках не играют существенной роли.

5) Результаты вычислений, проведенные в [9, 10], показали, что кольцевые образования могут возникать в результате взаимодействия галактик. Наблюдения кольцевой галактики AM 064—741 [11] указывают на то, что в отдельных случаях этот механизм может действовать, хотя столкновения галактик маловероятны [12].

Современные спектральные исследования галактик позволили обнаружить в их центральных областях расширяющиеся кольцевые образования [13, 14]. Похожие структуры также были найдены в ядерной области нашей Галактики [15].

В исследованиях, проведенных нами ниже, предложен механизм формирования расширяющегося кольцевого образования в галактике, состоящего преимущественно из газа и пыли, а также рассматривается его динамика.

Причиной формирования расширяющихся кольцевых структур, по-видимому, являются активные процессы, протекающие в ядрах галактик. Активность ядра, как было впервые отмечено в работе [16], может привести к выбросу части вещества из центральной области галактики. Действительно, в ряде галактик с активными ядрами наблюдается радиальное движение вещества [17], которое, возможно, приводит к образованию описанных структур. На движущееся в галактике газо-пылевое кольцо действуют несколько сил: гравитационная, газового и светового давления, а также сила, которая возникает за счет изменения массы кольцевого образования. Нагревание кольцом межзвездной среды увеличивает со временем его массу, что приводит к торможению расширения. Кольцо также подвержено торможению со стороны гравитационного поля галактики. Напротив, силы газового и светового давления, порожденные активностью ядра, стремятся поддержать расширение.

Очевидно, что на некотором расстоянии от центра галактики силы могут скомпенсировать друг друга, тогда расширение прекратится и кольцо превращается в стационарное образование. Наблюдения показывают [18], что внутри ряда галактик существуют такие стационарные структуры.

В настоящей работе исследуется расширение вращающегося газо-пылевого кольцевого образования в галактике при некоторых упрощающих предположениях: во-первых, считаем, что гравитационный потенциал галактики осесимметричный и определяется звездной составляющей; во-вторых, в области галактики, где рассматривается движение кольца, будем пренебрегать градиентом газового давления. При решении задачи принимаем во внимание только давление излучения на пыль, опуская при этом малое его действие в галактических условиях на электроны и атомы.

2. *Расширение вращающегося газо-пылевого кольца в гравитационном поле галактики.* Известно, что в активных ядрах галактик в оптическом диапазоне наблюдаются очень широкие эмиссионные линии, профиль и эквивалентная ширина которых изменяются со временем таким образом, что их образование, согласно [19], может быть связано с выбросами облаков газа из ядерной области галактики под действием пучков релятивистских электронов. Скорости облаков, приобретаемые при взаимодействии с релятивистскими электронами, составляют примерно $v, \approx 10^8 + \div 10^9$ см/с, при их характерном размере $10^{15} \div 10^{16}$ см.

В процессе радиального движения такие облака расширяются под действием собственного светового давления, что приводит к увеличению скважности облаков с расстоянием от центра галактики. Как следствие этого, облака сливаются друг с другом на расстоянии $r_c \approx 100 \div 150$ пк и образуют сплошную газо-пылевую оболочку. Все это справедливо при допущении, что выброс облаков происходит изотропно.

Несколько иначе обстоит дело, если существует анизотропия выбросов, т. е. имеется выделенное направление, на котором облака выбрасываются чаще со скоростями, превышающими среднюю. Причины, побуждающие возникновение такой анизотропии, могут быть: магнитное поле ядра галактики, вращение ее центральной области или несимметричность гравитационного поля галактики. Тогда в области галактики, где $r > r_c$, из нескольких заторможенных при движении облаков возможно формирование расширяющихся кольцеобразных структур.

Пусть на расстоянии r_0 от центра галактики в ее экваториальной плоскости образовалось кольцо с радиусом поперечного сечения β_0 , причем отношение $\frac{\beta_0}{r_0} < 1$ (см. рис. 1). При движении кольца в галактической среде за счет нагревания β будет увеличиваться. Принимаем, что β — известная функция от r .

Выделим из вещества кольца движущийся со скоростью \vec{v} объем, имеющий массу $\mu(t)$ и, записав для него закон сохранения импульса, получим уравнение движения

$$\frac{d\vec{v}}{dt} = \vec{f} + \frac{\dot{\mu}}{\mu} (\vec{v}' - \vec{v}), \quad (1)$$

где \vec{f} — плотность действующих массовых сил (сила, отнесенная к единице массы), $\dot{\mu}$ — скорость изменения массы материальной частицы, \vec{v}' — скорость движения галактической среды. Учитывая симметрию рассматривае-

мой задачи, удобно перейти к полярной системе координат (r, φ) . Тогда, векторное уравнение (1), можно записать в виде системы двух уравнений:

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{dv_r}{dt} &= \frac{v_p^2}{r} + f - \frac{\dot{\mu}}{\mu} v_r, \\ \frac{dv_\varphi}{dt} &= -\frac{v_r \cdot v_\varphi}{r} + \frac{\dot{\mu}}{\mu} (v'_\varphi - v_\varphi). \end{aligned} \right. \quad (2)$$

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{dv_r}{dt} &= \frac{v_p^2}{r} + f - \frac{\dot{\mu}}{\mu} v_r, \\ \frac{dv_\varphi}{dt} &= -\frac{v_r \cdot v_\varphi}{r} + \frac{\dot{\mu}}{\mu} (v'_\varphi - v_\varphi). \end{aligned} \right. \quad (3)$$

Если $\mu = \frac{m\dot{\theta}}{2\pi}$, то легко видеть, что

$$\frac{\dot{\mu}}{\mu} \approx \frac{4\pi\beta \cdot r \cdot \rho_s \cdot v_r}{m}, \quad (4)$$

где m — масса кольца, $v_r = \frac{dr}{dt}$ — радиальная скорость расширения, ρ_s — плотность среды, в которой движется кольцо, γ — коэффициент нагребания. Соответственно, полное изменение массы кольца:

$$\frac{dm}{dt} \approx 4\pi\beta \cdot \gamma \cdot r \cdot \rho_s \cdot v_r. \quad (5)$$

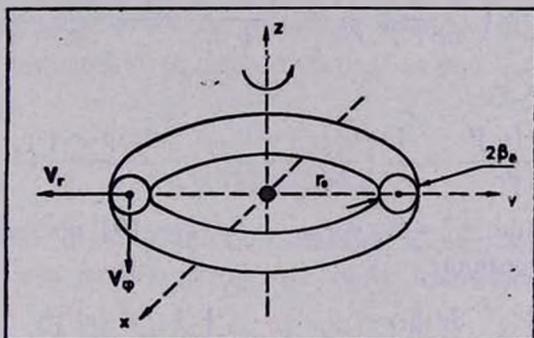


Рис. 1. Расширяющееся кольцевое образование в галактике.

Деля на v_r и интегрируя (5), получим

$$m(r) = m_0 + 4\pi \int_{r_0}^r \gamma \beta \rho_s \xi d\xi, \quad (6)$$

где m_0, r_0 — масса и радиус кольца в начальный момент времени.

Используя (4), можно преобразовать систему уравнений (2) и (3) к следующему виду:

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{dv_r}{dr} &= \frac{v_r^2}{r \cdot v_r} + \frac{f}{v_r} - \frac{4\pi \cdot \beta \cdot r \cdot \gamma \cdot \rho_s \cdot v_r}{m}, \end{aligned} \right. \quad (2')$$

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{dv_\varphi}{dr} &= -\frac{v_\varphi}{r} + \frac{4\pi \cdot \beta \cdot r \cdot \gamma \cdot \rho_s}{m} (v'_\varphi - v_\varphi). \end{aligned} \right. \quad (3')$$

Вначале найдем закон изменения углового момента кольца со временем:

$$\frac{d}{dt} (m \cdot r \cdot v_\varphi) = r v_\varphi \frac{dm}{dt} + m v_\varphi \cdot v_r + m \cdot r \frac{dv_\varphi}{dt} = 4\pi r^2 \beta \cdot \gamma \cdot \rho_s \cdot v_r \cdot v'_\varphi. \quad (7)$$

Разделив (7) на v_r , а затем проинтегрировав, имеем:

$$m \cdot K = m_0 K_0 + 4\pi \int_{r_0}^r \gamma \cdot \beta \cdot \rho_s \cdot v'_\varphi(\xi) \xi^2 d\xi = \Phi(r), \quad (8)$$

где K_0 , K — удельный угловой момент кольца в начальный и произвольный момент времени. Последняя формула показывает, что при наших предположениях изменение углового момента кольца является только функцией от r . Перейдем теперь к уравнению (2). Учитывая (8), его можно записать так:

$$\frac{dv_r}{dr} = \left(\frac{\Phi(r)}{m \cdot r} \right)^2 \frac{1}{r \cdot v_r} + \frac{f}{v_r} - \frac{4\pi \cdot \beta \cdot r \cdot \gamma \cdot \rho_s \cdot v_r}{m}$$

или, умножив на v_r ,

$$\frac{1}{2} \frac{d(v_r)^2}{dr} = \frac{1}{r} \left(\frac{\Phi(r)}{m \cdot r} \right)^2 + f - \frac{4\pi \cdot \beta \cdot r \cdot \gamma \cdot \rho_s \cdot v_r^2}{m}. \quad (9)$$

Введем обозначение $v_r^2 = X$, тогда уравнение (9) примет более удобный вид для интегрирования:

$$\frac{dX}{dr} + \frac{8\pi \cdot \beta \cdot r \cdot \gamma \cdot \rho_s}{m} X = 2 \left[\frac{1}{r} \left(\frac{\Phi(r)}{m \cdot r} \right)^2 + f \right]. \quad (10)$$

Хорошо известно решение такого уравнения:

$$X(r) = \frac{1}{n(r)} \left\{ 2 \int_{r_0}^r \left[\frac{1}{\xi} \left(\frac{\Phi(\xi)}{m \cdot \xi} \right)^2 + f \right] \eta(\xi) d\xi + X(r_0) \right\}, \quad (11)$$

где

$$\eta(r) = \exp \left(8\pi \int_{r_0}^r \frac{\beta \cdot \gamma \cdot \rho_s \cdot \xi}{m} d\xi \right).$$

Для дальнейшего анализа решения уравнения (10) необходимо конкретизировать ряд величин, которыми описывается галактическая среда, активность ядра галактики и сила ее гравитации.

Прежде всего рассмотрим действующие силы. В нашей задаче при нахождении гравитационной силы удобно воспользоваться формулой

$$f_g = \frac{a^2 \cdot r}{r^2 + b^2}, \quad (12)$$

где a и b — постоянные, которые определяются из кривой вращения галактики.

Несколько сложнее найти плотность силы светового давления на пылевые частицы, содержащиеся в веществе кольцевого образования. Трудность здесь заключается в том, что f_c зависит от многих плохо известных параметров: концентрации пыли, от распределения ее частиц по размерам, формы частиц, природы вещества, из которого они состоят, и т. д.

По этой причине вряд ли возможен точный расчет f_c , поэтому в таком случае приходится пользоваться приближенными вычислениями, которые справедливы при определенных допущениях. Пусть пылевая составляющая в кольцевом образовании распределена равномерно и импульс, полученный частицами пыли при взаимодействии с излучением, быстро перераспределяется по газу. Тогда, принимая пылевые частицы сферическими со средним радиусом a и плотностью ρ_d , можно найти их концентрацию n_d в кольце:

$$n_d = \frac{3 \cdot q \cdot m}{8\pi^3 a^3 \rho_d^2 \cdot r \cdot \rho_d},$$

где q — доля пыли в кольцевом образовании. Если q не меняется со временем, то, как легко видеть, плотность силы светового давления будет равна:

$$f_c \approx \frac{3 \cdot q \cdot L}{16\pi \cdot c a \cdot \rho_d \cdot r^2}, \quad (13)$$

где L — светимость ядра галактики в активной фазе, c — скорость света.

Перейдем к рассмотрению газо-пылевой составляющей галактик. Наблюдения показывают, что основная часть газа и пыли в спиральных галактиках сосредоточена вблизи их экваториальной плоскости, образуя тонкий слой в виде диска, толщиной порядка $200 \div 500$ пк. Общее количество газа и пыли, которое содержится в спиральных галактиках, составляет примерно 5—10% от их полной массы [20]. Используя данные радионаблюдений галактик, можно получить распределение плотности нейтрального водорода по диску. Согласно [21], такое распределение хорошо описы-

вается степенной функцией от радиуса, хотя в ряде случаев существуют отклонения от такой зависимости [22]. Можно считать, что распределение плотности межзвездного вещества по диску также подчиняется степенному закону:

$$\rho_s = \rho_s(r_0) \left(\frac{r}{r_0} \right)^{-\lambda_2}, \quad (14)$$

где λ_2 — постоянная величина, $\rho_s(r_0)$ — плотность межзвездной среды на расстоянии r_0 .

Помимо этого, межзвездная среда принимает участие в дифференциальном вращении галактики, поэтому для решения задачи необходимо задать зависимость скорости вращения v_φ от расстояния. Предположив, что существует равновесие между центробежной и гравитационной силами, можно легко определить при помощи формулы (12) эту зависимость.

$$v_\varphi'(r) = \frac{a \cdot r}{\sqrt{r^2 + b^2}}. \quad (15)$$

Удобно для дальнейших расчетов вычислить массу кольца по формуле (6) и функцию $\Phi(r)$ по формуле (8). Положив $\beta = \beta_0 \left(\frac{r}{r_0} \right)^{\lambda_1}$, при учете (14) и (15), получим

$$m(r) = m_0 + \frac{4\pi \cdot \gamma \cdot \beta_0 \cdot \rho_s(r_0)}{\lambda_1 - \lambda_2 + 2} \left(\frac{r^{\lambda_1 - \lambda_2 + 2}}{r_0^{\lambda_1 - \lambda_2}} - r_0^2 \right), \quad (16)$$

$$\Phi(r) = m_0 K_0 + \frac{4\pi \cdot \gamma \beta_0 \rho_s(r_0) \cdot a}{r_0^{\lambda_1 - \lambda_2}} \int_{r_0}^r \frac{\xi^{\lambda_1 - \lambda_2 + 3}}{\sqrt{\xi^2 + b^2}} d\xi. \quad (17)$$

Полуптно найдем зависимость скорости вращения кольца от расстояния

$$v_\varphi(r) = \frac{m_0 v_\varphi(r_0) \cdot r_0}{m \cdot r} + \frac{4\pi \cdot \gamma \beta_0 \rho_s(r_0) \cdot a}{r_0^{\lambda_1 - \lambda_2} m \cdot r} \int_{r_0}^r \frac{\xi^{\lambda_1 - \lambda_2 + 3}}{\sqrt{\xi^2 + b^2}} d\xi. \quad (18)$$

Вернемся к решению (11). Задавая различные значения λ_1 и λ_2 , приемлемые для галактик, можно получить ряд частных случаев. Здесь рассмотрим один из них, когда $\beta = \beta_0 \left(\frac{r}{r_0} \right)^{1/2}$, $\rho_s = \rho_s(r_0) \left(\frac{r}{r_0} \right)^{-1/2}$, и вращение межзвездной среды задается выражением (15). Тогда, согласно формулам (16) и (18), будем иметь:

$$m = m_0 + \varepsilon (r^2 - r_0^2), \quad (16a)$$

$$v_{\varphi} = \frac{m_0 \cdot v_{\varphi}(r_0) \cdot r_0}{m \cdot r} + \frac{2 \cdot a \cdot \varepsilon}{m \cdot r} \left[\frac{1}{3} (r^2 + b^2)^{3/2} - b^2 (r^2 + b^2)^{1/2} + c_1 \right], \quad (18a)$$

где $\varepsilon = 2\pi\gamma\beta_0\rho_s(r_0)$, $c_1 = b^2(r_0^2 + b^2)^{1/2} - \frac{1}{3}(r_0^2 + b^2)^{3/2}$.

Подставив полученные выражения в (11), учитывая вычисленное $\eta(r)$, а также (12) и (13), решение можно привести к такому виду:

$$\begin{aligned} X(r) = \frac{2}{(r^2 + \psi)^2} & \left\{ c_2 \int_{r_0}^r \frac{d\xi}{\xi} + c_3 \int_{r_0}^r \frac{(\xi^2 + b^2)^{3/2}}{\xi^3} d\xi + c_4 \int_{r_0}^r \frac{(\xi^2 + b^2)^{1/2}}{\xi^2} d\xi + \right. \\ & + \frac{4a^2}{9} \int_{r_0}^r \xi^3 d\xi + \frac{3 \cdot q \cdot L}{16\pi \cdot c \cdot a \cdot \rho_d} \int_{r_0}^r \frac{(\xi^2 + \psi)^2}{\xi^2} d\xi - \\ & \left. - a^2 \int_{r_0}^r \frac{(\xi^2 + \psi)^2 \xi}{\xi^2 + b^2} d\xi + \frac{1}{2} (r_0^2 + \psi)^2 X(r_0) \right\}, \quad (19) \end{aligned}$$

где введены обозначения:

$$\psi = \frac{m_0}{\varepsilon} - r_0^2 > 0,$$

$$c_2 = \frac{m_0^2 \cdot v_{\varphi}^2(r_0) \cdot r_0^2}{\varepsilon^2} + 4 \frac{a}{\varepsilon} m_0 v_{\varphi}(r_0) \cdot r_0 \cdot c_1 + 4a^2 \left(\frac{4}{9} b^6 + c_1^2 \right),$$

$$c_3 = \frac{4}{3} a \left(\frac{m_0 v_{\varphi}(r_0) \cdot r_0}{\varepsilon} + 2ac_1 \right),$$

$$c_4 = -4ab^2 \left(\frac{m_0 v_{\varphi}(r_0) \cdot r_0}{\varepsilon} + 2ac_1 \right).$$

После интегрирования окончательно получим:

$$\begin{aligned} X(r) = (r^2 + \psi)^{-2} & \left\{ -c_2 r^{-2} + c_3 \left[3(r^2 + b^2)^{1/2} - \frac{(r^2 + b^2)^{3/2}}{r^2} - \right. \right. \\ & \left. \left. - 3b \ln \left| \frac{b + (r^2 + b^2)^{1/2}}{r} \right| \right] + c_4 \left[-\frac{(r^2 + b^2)^{1/2}}{r^2} - \right. \right. \\ & \left. \left. - \frac{1}{b} \ln \left| \frac{b + (r^2 + b^2)^{1/2}}{r} \right| \right] + \frac{2}{9} a^2 r^4 + \frac{3 \cdot q \cdot L}{8\pi \cdot c \cdot a \cdot \rho_d} \left(\frac{r^3}{3} + 2\psi r - \frac{\psi^2}{r} \right) - \right. \\ & \left. - a^4 \left[\frac{r^4}{2} + (2\psi - b^2) r^2 + (b^2 - \psi)^2 \ln(r^2 + b^2) \right] + P + (r_0^2 + \psi)^2 X(r_0) \right\} \quad (20) \end{aligned}$$

Через P обозначена постоянная, зависящая от параметров задачи:

$$P = c_2 r_0^{-2} + c_3 \left[\frac{(r_0^2 + b^2)^{3/2}}{r_0^2} - 3(r_0^2 + b^2)^{1/2} \right] + \frac{c_4 (r_0^2 + b^2)^{1/2}}{r_0^2} + \\ + \left(3c_5 b + \frac{c_4}{b} \right) \ln \left| \frac{b + (r_0^2 + b^2)^{1/2}}{r_0} \right| - \frac{2}{9} \alpha^2 r_0^4 + \\ + \frac{3 \cdot qL}{8\pi \cdot c \cdot \rho_d} \left(-\frac{r_0^3}{3} - 2\psi r_0 + \frac{\psi^2}{r_0} \right) + \\ + \alpha^2 \left[\frac{r_0^4}{2} + (b^2 - \psi)^2 \ln |r_0^2 + b^2| + (2\psi - b^2) r_0^2 \right].$$

3. *Обсуждение результатов.* Полученное нами решение (20) дает возможность проследить за движением кольцевого образования в галактике. Для этого необходимо знать кривую вращения галактики и распределение плотности межзвездного вещества по ее диску, а также задать соответствующие начальные условия.

Остановимся более подробно на примере NGC 4736. Допустим, что в этой галактике происходят, время от времени, вспышки ядерной активности. Пусть светимость ядра, в момент его активной фазы, составляет примерно $L \approx 10^{45}$ эрг/с, что сравнимо со светимостью ядер сейфертовских галактик [23]. При повышении светимости ядра в центральной области галактики ($r < r_c$) создаются, согласно [24], такие условия, при которых возникающая тангенциальная составляющая светового давления на движущееся вещество может привести к увеличению скорости вращения кольцевого образования. Если принять начальную массу кольца $m_0 \approx 5 \cdot 10^5 M_\odot$, то его скорость v_r на расстоянии $r_0 \approx 200$ пк, благодаря усилению „затравочного“ вращения, согласно формуле $m \cdot v_0^2 \approx A \frac{r}{c} q_n \cdot L$ из [12], может повыситься до $(1 \div 5) \cdot 10^7$ см/с. Тогда, определяя параметры $\alpha = 1.9 \cdot 10^7$ см/с и $b \approx 150$ пк из кривой вращения галактики [25], задавая распределение плотности межзвездной среды $\rho_s = 5 \cdot 10^{-24} \left(\frac{r}{r_0} \right)^{-1/2}$ г/см³ и изменение поперечного сечения кольца $\beta = 35 \left(\frac{r}{r_0} \right)^{1/2}$ пк при условии, что $v_r(r_0) \approx (5 \div 10) \cdot 10^7$ см/с, $q \approx 10^{-2}$, $\gamma \approx 0.75$, $\alpha \approx 5 \cdot 10^{-5}$ см, $\rho_d \approx 2.5$ г/см³, можно получить, (18а) и (20), изменение скоростей вращения и расширения кольца в зависимости от r .

Из рис. 2 видно, что скорость вращения кольца на расстоянии $r > > 400$ пк меньше, чем скорость окружающей среды. Это обстоятельство

приведет к тому, что после слияния кольца с межзвездной средой (на расстоянии, где скорость расширения становится малой — см. рис. 3) после усреднения углового момента на кривой вращения галактики должен воз-

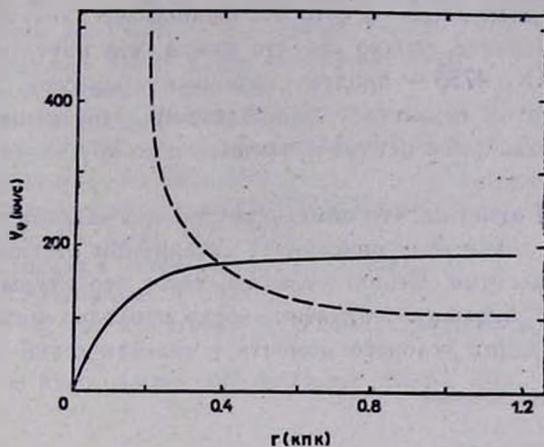


Рис. 2. Пунктирная линия показывает зависимость скорости вращения расширяющегося кольца от r , сплошная — кривая вращения галактики.

никнуть небольшой минимум. Действительно, согласно наблюдениям NGC 4736 [26], в области нахождения внутреннего кольца (1 ± 0.15) кпк имеется уменьшение скорости вращения.

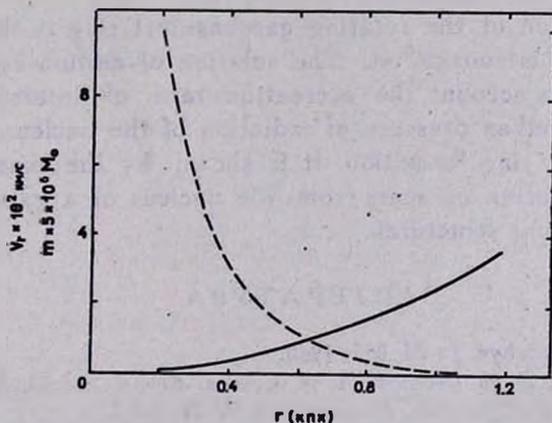


Рис. 3. Пунктирная линия показывает изменение скорости расширения кольца, сплошная — зависимость его массы от r .

Следует подчеркнуть, что в процессе расширения кольцевое образование, благодаря нагребанию окружающей среды, может увеличить свою массу до такой величины, когда будут существенны эффекты самогравита-

ции. Тогда кольцо может стать неустойчивым по отношению к распаду на отдельные сгустки, что в свою очередь будет сопутствовать звездообразованию, которое приведет к появлению в кольце молодых горячих звезд. Ионизуя вокруг себя нейтральный водород, образовавшиеся звезды создадут H II области, расположение которых напоминает клочковатое кольцо.

Учитывая сказанное, можно сделать вывод, что внутреннее кольцевое образование в NGC 4736 — продукт активных процессов, проходящих в ядерной области этой галактики. По-видимому, внутренние кольцевые структуры, наблюдаемые в центральных областях других галактик, имеют подобное происхождение.

В заключение отметим, что объяснение происхождения внешних кольцевых структур в галактиках описанным механизмом сталкивается с энергетическими трудностями. Вероятнее всего, такие структуры образовались на ранних стадиях эволюции галактик, когда проходил интенсивный процесс перераспределения углового момента в галактической среде.

Ленинградский государственный
университет
Шемахинская астрофизическая
обсерватория

THE EXPANSION OF THE RING STRUCTURE IN GALAXIES

V. A. ANTONOV, O. A. GELESNYAK

The expansion of the rotating gaseous-dust ring in the gravitation field of a galaxy is considered. The solution of motion equation is obtained taking into account the accretion rate of interstellar medium by the ring as well as pressure of radiation of the nucleus of galaxy on dust found in the ring formation. It is shown by the example of NGC 4736 that the ejection of mass from the nucleus of a galaxy may give rise to internal ring structures.

ЛИТЕРАТУРА

1. G. Randers, *Astrophys. J.*, 92, 255, 1940.
2. Ю. Н. Мишуров, В. М. Пейтнев, А. А. Сучков, *Астрон. ж.*, 53, 269, 1976.
3. В. Г. Горбачкий, В. М. Сербин, *Астрофизика*, 19, 79, 1983.
4. B. Lindblad, *Stockholms Observ. Ann.*, 19, No. 9, 1957.
5. E. Athanassoula, A. Bosma, *Ann. Rev. Astron. and Astrophys.*, 23, 147, 1985.
6. И. Г. Колесник, С. А. Силич, П. И. Фомин, *Письма в Астрон. ж.*, 5, 567, 1979.
7. А. М. Фридман, *Письма в Астрон. ж.*, 4, 243, 1978.
8. М. В. Невлин, *Успехи физ. наук*, 150, 36, 1986.
9. R. Lynds, A. Toomre, *Astrophys. J.*, 209, 382, 1976.

10. *J. Theys, E. Shpiegel*, *Astrophys. J.*, 212, 616, 1977.
11. *J. Few, B. F. Madore, H. C. Arp*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 199, 633, 1982.
12. *В. А. Досталь, В. Г. Метлов*, *Астрон. ж.*, 56, 3, 1979.
13. *P. C. van der Kruit*, *Astrophys. J.*, 188, 3, 1974.
14. *V. C. Rubin, W. K. Ford, C. J. Peterson*, *Astrophys. J.*, 199, 39, 1975.
15. Центр галактики, ред. Г. Риглер, Р. Бленфорд, Мир, М., 1984.
16. *В. А. Амбарцумян*, *Solvay Conference Report*, 1958.
17. *V. C. Rubin*, *Astrophys. J.*, 238, 808, 1980.
18. *J. Kormendy*, *Astrophys. J.*, 227, 794, 1979.
19. *В. П. Гринин, С. Н. Фабрика*, *Астрон. ж.*, 57, 480, 1980.
20. *А. Воста*, *Astron. J.*, 86, 1825, 1981.
21. *А. В. Засов*, *Итоги науки и техн. ВИНТИ, Астрон.*, 18, М., 1981.
22. *А. В. Засов*, *Астрон. ж.*, 51, 1225, 1974.
23. *Э. А. Дибай*, *Письма в Астрон.*, ж., 3, № 1, 3, 1977.
24. *В. П. Гринин*, *Астрофизика*, 17, 109, 1981.
25. *А. Воста, J. M. van der Hulst, W. T. Sullivan*, *Astron. and Astrophys.*, 57, 373, 1978.
26. *P. C. van der Kruit*, *Astron. and Astrophys.*, 52, 85, 1976.

УДК: 524.7—862

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ГАЗА В ГАЛАКТИКАХ
И ГРАВИТАЦИОННАЯ УСТОЙЧИВОСТЬ
ГАЗОВЫХ ДИСКОВ

А. В. ЗАСОВ, С. Г. СИМАКОВ

Поступила 14 июля 1987

Принята к печати 17 октября 1987

Наблюдаемое распределение поверхностной плотности газа $\sigma_g(r)$ в галактиках поздних типов сопоставляется с критической плотностью $\sigma_c(r)$ для гравитационной устойчивости тонкого дифференциально вращающегося газового диска (локальный критерий Морозова). Во всех рассмотренных галактиках $\sigma_g < \sigma_c$, причем во внешних областях дисков в большинстве случаев $\sigma_g \approx \sigma_c$, т. е. плотность газа определяется скоростью вращения $V(r)$ галактики. По-видимому, современной «спокойной» стадии эволюции газовых дисков предшествовала «бурная» стадия интенсивного звездообразования, при которой для гравитационной устойчивости газового слоя требовалась более высокая дисперсия скоростей газа.

Поверхностная плотность газа $\sigma_g(r)$ в дисках галактик, средняя для данного расстояния r от центра, в общем случае меняется со временем. Она зависит от начального содержания газа в диске и результирующего действия по крайней мере трех процессов: звездообразования, потери газа звездами и динамической эволюции системы газовых облаков. Для галактик во взаимодействующих системах и центральных областях скоплений, помимо перечисленных факторов, важную роль может играть взаимодействие с соседними галактиками и окружающим газом. Учет каждого из этих процессов представляет сложную задачу со многими неизвестными.

Однако, несмотря на заведомо неодинаковое действие различных факторов эволюции газовой среды в различных галактиках, наблюдаемая масса водорода M_{H} оказалась тесно связанной с такими практически не меняющимися параметрами галактик, как фотометрический диаметр диска D [1, 2] или скорость вращения V_m на большом расстоянии от центра. Это дает основание предположить, что содержание газа в большинстве дисковых галактик практически стабилизировалось на некотором уровне, зависящем от динамических характеристик диска.

Куирк [3], по-видимому, первым предпринял попытку связать содержание газа с вращением галактики, предположив, что наблюдаемая плотность газа определяется условием гравитационной устойчивости газового слоя. Используя критерий устойчивости Гольдрейха—Линден-Белла, Куирк получил, что критическое значение поверхностной плотности σ_c пропорционально эпициклической частоте κ ; при этом зависимость $\sigma_c(r)$ качественно согласуется с характером распределения водорода $\sigma_H(r)$ в ближайших галактиках. Однако количественного согласия с критерием устойчивости не было получено, и коэффициент пропорциональности между $\sigma_H(r)$ и κ был выбран в значительной степени произвольно.

Засов и Морозов [4] предложили использовать для оценки $\sigma_c(r)$ локальный критерий устойчивости газового диска [5], учитывающий тот факт, что для стабилизации неосесимметричных возмущений в дифференциально вращающемся неоднородном гравитирующем диске необходима заметно большая дисперсия скоростей объектов диска, чем для стабилизации осесимметричных возмущений (именно к последним применим критерий Гольдрейха—Линден-Белла). На примере далеких от центра областей ряда галактик в предположении постоянства скорости вращения было показано, что в большинстве случаев плотность σ_c близка к наблюдаемой поверхностной плотности газа σ_g , хотя в некоторых галактиках (NGC 224, 5194) $\sigma_c > \sigma_g$.

В настоящей работе распределение σ_c и σ_g рассматривается более подробно.

Тонкий газовый диск, вращающийся с угловой скоростью Ω и эпициклической частотой $\kappa(r) = 2\Omega(1 + r\Omega'/2\Omega)^{1/2}$, локально устойчив, если выполняется условие [5].

$$C_g \geq C_s \approx C_0 |1 - 2s^2 r (\Omega^2)' / \kappa^2|^{1/2}. \quad (1)$$

Здесь C_g — скорость звука в газе (или дисперсия скоростей облаков газа), $C_0(r) = \pi G \sigma_g(r) / \kappa(r)$ — скорость звука, достаточная для подавления осесимметричных возмущений, $s^2 = (m/kr)^2 < 1$ — параметр, характеризующий степень неосесимметричности возмущений (m — волновое число, $k = 2\pi/\lambda$ — волновой вектор). Штрих означает дифференцирование по r . Скорость звука C_s , достаточная для подавления неосесимметричных возмущений, растет с s^2 , однако, строго говоря, к предельно „косым“ возмущениям $s^2 = 1$ критерий формально не применим по условию его вывода. Поэтому примем как предельно допустимое значение $s^2 = 1/2^*$.

* На это обстоятельство обратили внимание авторов А. Г. Морозов и В. Л. Поляченко.

Для реальных галактик это приводит к оценке C_s/C_0 на 25—30% меньшей, чем при формальной подстановке $s^2 = 1$ (уравнение (28) в работе Морозова [5]). Заметим, что ошибка определения $C_0(\sigma_g, x)$ из наблюдений того же порядка,

Для $s^2 = 1/2$ из (1) получаем

$$C_s = \frac{\pi G \sigma_g}{2\Omega} \cdot \frac{1}{[1 + r\Omega'/2\Omega]} \quad (2)$$

Переходя к критической плотности $\sigma_c \equiv \sigma_g(C_s)$ будем иметь:

$$\sigma_c = \frac{C_g}{\pi G} \cdot 2\Omega (1 + r\Omega'/2\Omega) \quad (3)$$

Критерий (1) получен в приближении бесконечно тонкого диска, когда можно пренебречь вкладом звездного компонента в гравитационный потенциал, создаваемый возмущением плотности газового диска. Это приближение справедливо при выполнении неравенств [6]:

$$1 \gg \frac{\rho_{0g}}{\rho_{0*}} \gg \frac{h_g}{\alpha h_*} \quad (4)$$

Здесь h_g , ρ_{0g} , h_* и ρ_{0*} — эквивалентные толщины и плотности газового и звездного диска соответственно, $\alpha = C_r^2/C_s^2$ — фактор температурной анизотропии, определяемый отношением дисперсий скоростей звезд C_s^2/C_r^2 по z и r -координате. Левое неравенство выполняется для большинства наблюдаемых галактик. Для анализа правого неравенства уможим обе его части на h_g/h_* . Тогда для отношения поверхностных плотностей газа и звезд будем иметь:

$$\frac{\sigma_g}{\sigma_*} \gg \left(\frac{h_g}{h_*} \frac{C_s}{C_r} \right)^2 \quad (5)$$

Толщина звездного диска обычно составляет несколько сотен парсек и мало меняется вдоль r [7]. Но газовый диск расширяется к периферии, и на больших r его толщина становится сравнимой с толщиной звездного диска. Для ожидаемых значений $h_g/h_* \approx 0.3 + 1$, $C_s/C_r \approx 0.5$ имеем:

$$\frac{\sigma_g}{\sigma_*} \gg 0.02 + 0.2 \quad (6)$$

Верхняя оценка предела в действительности завышена, поскольку на больших r , где $h_g \approx h_*$ становится важным учет массивного гало: эффективное значение h_* оказывается существенно больше, чем для звездного диска, что эквивалентно уменьшению h_g/h_* .

Таким образом, из неравенства (6) следует, что для галактик, содержащих мало газа, условие применимости критерия (1) может не выполняться. Это относится в первую очередь к галактикам ранних типов $S0 \div \div Sb$, которые мы здесь не будем рассматривать.

Сравним для галактик Sbc и более поздних типов наблюдаемое распределение плотности газа по радиусу $\sigma_g(r)$ с теоретически вычисленной по (3) критической плотностью $\sigma_c(r)$. Скорость вращения и ее производная могут быть определены по кривой вращения галактики. Вторым параметром — C_g , необходимый для оценки σ_c , будем считать для галактик постоянным. Наблюдения HI показывают, что независимо от морфологического типа или светимости локальная дисперсия лучевых скоростей газа в диске на различных r составляет 7—10 км/с [8, 9]*. Заметим, что молекулярный газ имеет лишь немногим меньшую дисперсию скоростей [10]. Исходя из этого и учитывая приближенный характер оценок, примем $C_g \approx 10$ км/с с возможной ошибкой 1—3 км/с. Для оценки σ_c учтем, что $\approx 30\%$ массы газа приходится на элементы, тяжелее, чем H.

Номера NGC галактик, для которых определялась $\sigma_g(r)$, приведены в табл. 1. Она включает галактики поздних типов, для которых известны кривая вращения и распределение газа. Галактики, входящие в состав пар, не рассматривались, чтобы исключить эффекты внешнего воздействия на содержание газа.

Для галактик, богатых молекулярным газом (NGC 6946, 5457, IC 342, наша Галактика) учитывалась плотность σ_{H_2} молекулярного водорода:

$$\sigma_{H_2} \approx 4 \cdot 10^{20} I_{CO} \cos i, \quad (7)$$

где I_{CO} — интенсивность излучения в линии CO, i — угол наклона диска. Ссылки на литературу по распределению газа и кривой вращения для каждой галактики приведены в последнем столбце табл. 1. Для нашей Галактики использовалась кривая вращения по Хауду [13] ($V_{\odot} \approx V_m \approx \approx 200$ км/с). Если принять $V_m = 250$ км/с, то кривая $\sigma_c(r)$ немного опустится (на 14%).

Наблюдаемое распределение $\sigma_g(r)$ и критической плотности, вычисленной при $C_g = 10$ км/с, сравнивается для ряда галактик на рис. 1. Показаны случаи хорошего или удовлетворительного (рис. 1a, b) и плохого (рис. 1c) согласия между σ_g и σ_c . В таблице указано примерное отношение σ_g/σ_c для внешней области галактик в интервале $r = = (0.75 + 1)R_0$, где $R_0 = D_0/2$ — фотометрический радиус галактики по каталогу RC2 Вокулера и др. [14]. В этот интервал попадают в

* О возможных причинах, приводящих к приблизительно постоянству дисперсии скоростей газовых облаков при наличии источников энергии в газе, см. в работах Филльда [11] и Кови [12].

большинстве случаев внешние части спиральных ветвей и периферийная часть диска, не обладающая упорядоченной структурой и, как правило, не содержащая ярких областей Н II.

Таблица 1
СРАВНЕНИЕ НАБЛЮДАЕМОЙ
И КРИТИЧЕСКОЙ ПЛОТНОСТЕЙ ГАЗА
 σ_g/σ_c ВО ВНЕШНЕЙ ОБЛАСТИ ДИСКА
 $r = (0.75 \div 1) R_0$

Галактика	Тип	σ_g/σ_c во внешней области галактики	Литература
598	Sc	0.8 ¹⁾	[24]
925	Sc	0.8	[25]
2366	Sbm	0.6	[25]
2403	Sc	0.6 ²⁾	[26]
2903	Sc	0.3	[25]
3198	Sc	1	[27]
3726	Sc	0.8	[25]
4242	SBd	0.3	[25]
4395	Sd	0.5 ³⁾	[25]
5033	Sbc	0.4 ³⁾	[27]
5055	Sbc	0.2	[27]
5371	Sbd	0.3	[25]
5457	Scd	1 ⁴⁾	[28, 8]
6503	Sc	0.2	[25]
6946	Scd	1 ⁴⁾	[29, 30]
7331	Scd	0.4	[27]
IC 342	SABc	1 ⁴⁾	[29, 30]
Ho II	Irr	0.3	[31]
Галактика	Sbc	1 ⁴⁾	[32]

1) σ_g/σ_c резко падает при $r > R_0$; 2) $\sigma_g \approx \sigma_c$ при $r \gtrsim 1.1R_0$; 3) $\sigma_g \approx \sigma_c$ при $r \gtrsim 1.5R_0$; 4) Учтен вклад H_2 в σ_g .

Внешние области галактик наиболее удобны для сравнения наблюдаемой и критической плотности газа. Во-первых, на примере ближайших галактик мы знаем, что на больших r уменьшается относительное количество молекулярного газа, содержание которого трудно учитываемо. Во-вторых, роль волн плотности, усложняющих общую картину эволюции газа и его распределения, на периферии галактик мала, поскольку спиральные ветви на большом расстоянии от центра либо отсутствуют, либо имеют малую

амплитуду. Наконец, на периферии галактических дисков, где угловая скорость и ее градиент малы, можно пренебречь эффектами вязкости или динамического трения, которые влияют на динамическую эволюцию газа.

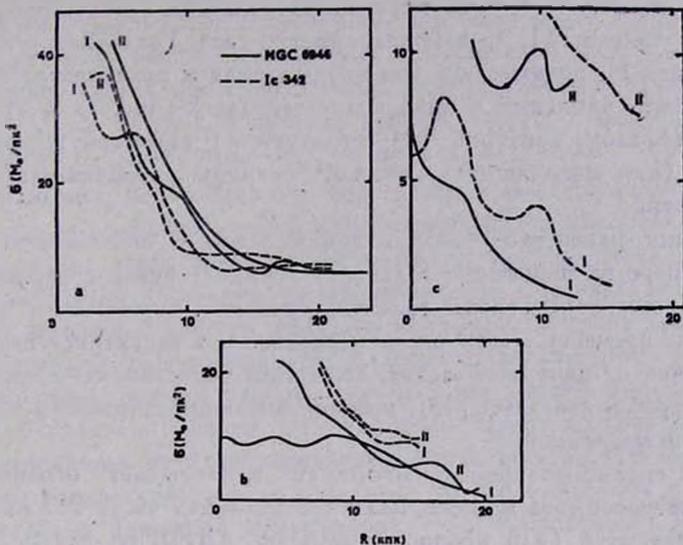


Рис. 1. Сравнение наблюдаемой плотности газа σ_g (кривая 1) с критической плотностью σ_c (кривая II). Иллюстрируются случаи $\sigma_g \approx \sigma_c$ (Ia, b) и $\sigma_g < \sigma_c$ (Ic). а) IC 342 (пунктир) и NGC 6946 (сплошные линии); в обоих случаях учтено содержание H_2 . б) Галактика (пунктир) и NGC 925 (сплошные линии) без учета H_2 . в) NGC 2903 (пунктир) и NGC 6503 (сплошные линии).

Из приведенной таблицы видно, что более чем в половине случаев во внешних областях галактик поздних типов имеет место примерное равенство $\sigma_g \approx \sigma_c$. Тем не менее, в 6 из 19 галактик (NGC 2903, 4242, 5371, 6503, 7331 и Ho II) $\sigma_g < 1/2 \sigma_c$. Галактика NGC 4242 имеет неуверенную оценку V_m (а, следовательно, и σ_c) из-за малого наклона галактики: отношение видимых осей по каталогу RC2 [14] составляет для нее 1.26. Однако в остальных случаях плотность газа на больших r определено меньше

* Точность оценок σ_g меняется от галактики к галактике и обусловлена, в основном, отклонениями распределения газа от осесимметричного. Сравнение распределения σ_g по различным разрезам показывает, что типичная ошибка составляет $\approx 20\%$. Примерно с такой же точностью определяется σ_c по приведенной формуле (3) (т. е. без учета точности самой формулы). Здесь величина ошибки обусловлена точностью определения формы кривой вращения. С учетом этих обстоятельств отличие σ_g и σ_c на величину $\approx 30\%$ следует считать хорошим согласием между наблюдаемым и теоретическим распределениями газа.

критической (по критерию Морозова), то есть газ обладает запасом устойчивости.

Тот же вывод относится и ко внутренним областям галактик, где в большинстве рассмотренных случаев $\sigma_g < \sigma_c$. Однако для окончательного вывода о величине σ_g/σ_c во внутренних областях необходимо знать содержание не только HI, но и молекулярного газа. Галактики с известным распределением H_2 показывают, что наблюдаемая и критическая плотности газа могут быть близкими в большом интервале r (рис. 1а и б).

Таким образом, критерий (1) согласуется с картиной гравитационно устойчивых (или находящихся вблизи границы устойчивости) газовых дисков галактик.

Примерное равенство $\sigma_g \approx \sigma_c$, наблюдаемое в большинстве случаев по крайней мере на периферии галактик, отражает связь содержания газа с динамическими параметрами галактик, которые практически не эволюционируют со временем. Хотя звездообразование в галактиках имеет место даже в далеких от центра областях, его темпы сопоставимы с темпами потери газа старыми звездами [15], поэтому эволюция плотности газа должна быть очень медленной.

Условие гравитационной устойчивости накладывает ограничение на интегральную массу газа в диске. Если значительная часть HI имеет плотность, близкую к σ_c (или пропорциональную $\sigma_c(r)$), то для полной массы HI в пределах оптического диаметра D можно записать:

$$M_H(D) \sim \int_0^{D/2} \sigma_c(r) r dr. \quad (8)$$

Примем скорость вращения диска V_m постоянной, что обычно имеет место на большом интервале r для дисковых галактик. Тогда из (2) следует, что $\sigma_c \sim V_m/r$. Отсюда получаем:

$$M_H(D) \sim V_m D^2. \quad (9)$$

Соотношение (9) хорошо согласуется с наблюдениями галактик поздних типов [16—18].

Зависимость между скоростью вращения V_m (или шириной линии HI) и диаметром D в широком интервале D близка к линейной [19, 20]. В сочетании с (9) это позволяет объяснить приблизительное постоянство средней поверхностной плотности M_H/D^2 спиральных галактик: наблюдения дают $M_H \sim D^n$, где $n = 1.7 + 2$ [1, 2].

* В работе Куурка [3] была получена сходная по своему смыслу зависимость, где роль D играет радиус, на котором $V(r)$ максимальна.

Приведенные соотношения подтверждают вывод о том, что содержание газа в галактике зависит от параметров, описывающих ее вращение и устойчивость газового слоя.

Если в настоящее время в дисках галактик $\sigma_g \lesssim \sigma_c$, то на более ранних этапах эволюции, когда содержание газа было более высоким, это равенство не могло выполняться. Либо газовый слой был в нестационарном состоянии, либо в нем существовали «сверхзвуковые» течения газа со скоростями $C_g > 10$ км/с. Наиболее быстро растущая мода возмущений (азимутальных) имеет при $V_m = \text{const}$ длину волны $\lambda_j \approx 6\pi^2 C_g^2 / \kappa^2$ [5]. По-видимому, неустойчивость порождала и поддерживала в галактиках хаотические крупномасштабные движения газа в областях с размерами λ_j (несколько кпк). Это продолжалось до тех пор, пока критическое значение дисперсии скоростей не понизилось вследствие уменьшения σ_g в процессе звездообразования до $C_g \approx 10$ км/с, после чего темп уменьшения σ_g по крайней мере во внешних областях галактики резко упал.

С этой точки зрения удобно выделить две стадии эволюции дисков галактик: «бурную» и «спокойную». «Бурная» стадия должна характеризоваться интенсивным звездообразованием, связанным не только с большим количеством неизрасходованного газа, но и со столкновением газовых масс из-за некруговых движений в масштабах $\sim \lambda_j$ (аналогичная картина наблюдается в случае взаимодействующих галактик, в которых внешнее воздействие стимулирует выпышки звездообразования [21, 22]). Звездообразование на этой стадии могло иметь и немонотонный характер: появление большого количества массивных звезд, активно влияющих на окружающий газ, в состоянии на время «затормозить» этот процесс [23].

В настоящее время большинство наблюдаемых галактик находится на «спокойной» стадии эволюции диска, при которой $\sigma_g \lesssim \sigma_c$, $C_g \approx 10$ км/с, а темпы «исчерпания» газа при отсутствии факторов, стимулирующих звездообразование, остаются низкими.

Авторы благодарны А. Г. Морозову и В. Л. Поляченко за обсуждение и замечания.

Государственный астрономический институт
им. П. К. Штернберга

GAS DISTRIBUTION IN GALAXIES AND A GRAVITATIONAL STABILITY OF GASEOUS DISKS

A. V. ZASOV, S. G. SIMAKOV

A distribution of surface density of gas $\sigma_g(r)$ of late-type galaxies is compared with critical density distribution $\sigma_c(r)$ for gravitational

stability of differentially rotating thin gas layer (Morozov's criterion). For all the galaxies considered we obtain $\sigma_g \lesssim \sigma_c$; in the outer parts of disk in most cases $\sigma_g \approx \sigma_c$. It has been proposed that the observed „quiet“ stage of disk evolution is preceded by „violent“ phase of intense star formation, where a higher velocity dispersion of gas needed to stabilize gaseous disk.

ЛИТЕРАТУРА

1. J. N. Hewitt, M. P. Haynes, R. Giovanelli, *Astron. J.*, 88, 272, 1983.
2. B. M. Lewis, *Astrophys. J.*, 292, 451, 1985.
3. W. J. Quirk, *Astrophys. J. Lett.*, 176, L9, 1972.
4. А. В. Засов, А. Г. Морозов, *Астрон. Циркуляр*, № 1356, 1, 1985.
5. А. Г. Морозов, *Астрон. ж.*, 62, 209, 1985.
6. В. Л. Поляченко, А. М. Фридман, *Письма в Астрон. ж.*, 7, 136, 1981.
7. P. C. Kruit van Der, L. Searle, *Astron. and Astrophys.*, 110, 61, 1982.
8. P. C. Kruit van Der, G. S. Shostak, in „Internal kinematics and dynamics of galaxies“, Symp. IAU NIOO, eds. E. Athanassoula, Dordrecht—Boston—London, 1983, p. 69.
9. B. M. Lewis, *Astrophys. J.*, 285, 453, 1984.
10. A. A. Stark, *Astrophys. J.*, 281, 624, 1984.
11. G. B. Field, D. W. Goldsmith, H. J. Habing, *Astrophys. J. Lett.*, 155, L149, 1969.
12. L. L. Cowie, *Astrophys. J.*, 236, 868, 1980.
13. U. A. Haud, *Astrophys. and Space Science.*, 104, 337, 1934.
14. G. de Vaucouleurs, A. de Vaucouleurs, *Reference Catalogue of Bright Galaxies*, Univ. of Texas Press, Austin, 1976.
15. А. В. Засов, Г. Р. Джафаров, *Астрон. ж.*, (в печати), 1987.
16. А. В. Засов, *Астрон. ж.*, 51, 1225, 1974.
17. М. Г. Абрамян, Д. М. Седрамян, *Астрофизика*, 23, 35, 1985.
18. А. В. Засов, *Астрон. Циркуляр*, № 1443, 5, 1986.
19. L. Bottinelli, L. Gouguenheim, G. Paturel, G. de Vaucouleurs, *Astron. and Astrophys.*, 118, 4, 1983.
20. А. В. Засов, Т. А. Осипова, *Письма в Астрон. ж.*, 13, 174, 1987.
21. R. B. Larson, B. M. Tinsley, *Astrophys. J.*, 219, 46, 1978.
22. R. D. Joseph, *Observatory*, 104, 62, 1984.
23. А. А. Сучков, Ю. А. Шекинов, *Астрон. ж.*, 56, 1179, 1979.
24. W. Huchtmeier, *Astron. and Astrophys.*, 22, 91, 1973.
25. B. M. H. R. Wevers, *A Study of Spiral Galaxies*, Thesis, Rijks Univers, Groningen, 1984.
26. G. S. Shostak, *Astron. and Astrophys.*, 24, 411, 1973.
27. A. Bosma, *Astron. J.*, 86, 1791, 1981.
28. A. Bosma, V. M. Goss, R. Allen, *Astron. and Astrophys.*, 93, 106, 1981.
29. P. M. Solomon, in „Internal Kinematics and Dynamics of Galaxies“, Symp. IAU NIOO, ed. E. Athanassoula, Dordrecht—Boston—London, 1983, p. 35.
30. J. Young, N. Z. Scoville, *Astrophys. J.*, 258, 467, 1982.
31. G. A. Gottrell, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 177, 463, 1976.
32. D. B. Sanders, P. M. Solomon, N. Z. Scoville, *Astrophys. J.*, 286, 182, 1984.

УДК: 52:53

О ТЕПЛОВОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ НЕРАВНОВЕСНЫХ СИСТЕМ

А. Г. КРИЦУК

Поступила 23 июля 1987

Принята к печати 15 октября 1987

Устойчивость газодинамических систем с объемными источниками энергии исследована прямым методом Ляпунова. Построены семейства функционалов, удовлетворяющие условиям теорем метода. Найдены критерии неустойчивости межзвездного газа в нестационарных условиях. Получены гидродинамический и термодинамический критерии устойчивости гидростатического равновесия слоя межзвездного газа.

1. *Введение.* В космической газодинамике часто встречаются задачи, в которых важное влияние на энергетику течений оказывают объемные источники энергии. Появление в уравнении энергии члена, описывающего источник, эффективность работы которого зависит от локальных условий в газе, во многих случаях приводит к неустойчивости решений. Хорошо известные примеры таких неустойчивостей — тепловая неустойчивость межзвездного газа, обусловленная потерями энергии на излучение [1, 2], неустойчивость гелиевого слоевого источника, вызванная сильной температурной зависимостью выделения энергии в ядерных реакциях [3], и др. В простейших случаях однородных стационарных течений метод малых возмущений позволяет выделить неустойчивые моды. Однако чаще приходится иметь дело с нестационарными неоднородными задачами, в которых линейные уравнения для возмущений газодинамических переменных не имеют простых гармонических решений, и поиск критерия устойчивости затруднен. Для исследования устойчивости произвольных течений может оказаться полезным прямой метод Ляпунова, основанный на использовании однопараметрических семейств знакоопределенных функционалов, построенных на пространстве решений уравнений газодинамики [4]. Прямой метод позволяет получить достаточные условия устойчивости и неустойчивости и, вообще говоря, не требует нахождения решения линейной задачи. Основная проблема, возникающая при его применении, заключается в построении функционалов, удовлетворяющих условиям теорем об устойчивости. Термодинамическая теория устойчивости [5, 6] основана на

применении в качестве функционала типа Ляпунова производства обобщенной избыточной энтропии и позволила получить критерии устойчивости и неустойчивости относительно малых возмущений для сложных неравновесных газодинамических течений.

В настоящей работе подход к проблеме устойчивости, развитый в [5], обобщен на случай термодинамических систем с объемными источниками энергии. В качестве примеров получены условия тепловой неустойчивости для межзвездного газа в нестационарных условиях и критерий конвективно-тепловой неустойчивости для слоя газа в однородном поле тяготения.

2. *Термодинамика и устойчивость неравновесных систем с источниками энергии.* Рассмотрим сплошную среду, заполняющую объем V , ограниченный поверхностью Ω . Первое начало термодинамики

$$dE = -pdV + dQ^{(e)} + dQ^{(s)} \quad (1)$$

связывает изменение внутренней энергии системы dE с работой внешних макроскопических сил $-pdV$, притоком тепла извне через границу системы $dQ^{(e)}$ и притоком тепла $dQ^{(s)}$, обусловленным возможностью выделения или поглощения энергии в элементарном объеме среды в результате процессов обратимой или необратимой природы, затрагивающих внутреннее (по отношению к используемому уровню описания среды) степени свободы вещества. Величина $dQ^{(s)}$ может определяться выделением или поглощением энергии, сопровождающим химические или ядерные реакции, потерями энергии на излучение, свободно покидающее объем системы, нагревом среды в результате взаимодействия с частицами высоких энергий и т. д. Однако для применимости термодинамического описания необходимо, чтобы эти процессы не нарушали локального термодинамического равновесия (ЛТР) в системе. Формально это требование выражается двумя неравенствами (см. [7])

$$k_n \equiv l/d \ll 1, \quad k_n \ll t_s/t_H. \quad (2)$$

Здесь k_n — число Кнудсена, d — характерный линейный размер системы, l — длина свободного пробега частиц среды, t_H — характерное гидродинамическое время, t_s — время работы источника энергии. Первое неравенство (2) является условием существования ЛТР, а второе ограничивает мощность источника энергии.

Введем энтропию S как экстенсивную величину, являющуюся функцией состояния системы,

$$TdS = dQ^{(e)} + dQ^{(s)} + dQ^{(i)}. \quad (3)$$

Последний член в (3) — так называемое некомпенсируемое тепло [8] —

описывает выделение энергии в результате процессов необратимой природы (например, диссипации энергии в результате внутреннего трения), $dQ^{(n)} \geq 0$. Величина $dQ^{(s)}$ обращается в нуль при определенном выборе условий на границе системы (в случае изолированной системы). Знак $dQ^{(s)}$ в общем случае неопределен, а величина не зависит от граничных условий. Для изменения энтропии в системе имеем (ср. [5])

$$dS = d_e S + d_s S + d_i S, \quad (4)$$

где $d_e S$ — поток энтропии через границу системы, $d_s S$ — объемный источник энтропии, связанный с $dQ^{(s)}$, $d_i S \geq 0$ — производство энтропии при необратимых процессах.

Используя предположение об ЛТР, введем удельную энтропию как функцию локальных условий в системе. Для двухпараметрических сред удобно принять $s = s(e, 1/\rho)$, где e — удельная внутренняя энергия, $1/\rho$ — удельный объем среды. Формула Гиббса определяет полный дифференциал энтропии на единицу массы

$$T \delta s = \delta e + p \delta 1/\rho. \quad (5)$$

В (5) температура T и давление p имеют тот же смысл, что и в равновесной термодинамике.

Теория термодинамической устойчивости неравновесных систем [5] основана на использовании второго дифференциала энтропии

$$\delta^2 s = \delta T^{-1} \delta e + \delta (p T^{-1}) \delta \rho^{-1} = -\frac{1}{T} \left[\frac{c_v}{T} (\delta T)^2 + \frac{\rho}{\chi} (\delta \rho^{-1})^2 \right], \quad (6)$$

который в случае положительной теплоемкости при постоянном объеме c_v и изотермической сжимаемости χ (условия устойчивости ЛТР в системе [5], которые в дальнейшем всегда будут предполагаться выполненными) представляет собой отрицательно определенную квадратичную форму приращений независимых переменных. Определение знака производной по времени, вычисленной при постоянных коэффициентах квадратичной формы (6), фиксированных при $t = t_0$,

$$\frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial t} \delta^2 s = \delta T^{-1} \frac{\partial \delta e}{\partial t} + \delta (p T^{-1}) \frac{\partial}{\partial t} \delta 1/\rho \quad (7)$$

дает достаточное локальное условие устойчивости (неустойчивости) системы относительно малых флуктуаций термодинамических переменных [5]

$$\frac{\partial}{\partial t} \delta^2 s \geq 0 \quad (< 0), \quad \text{при } t \geq t_0. \quad (8)$$

Производные по времени в правой части (7) можно исключить, используя уравнения эволюции для возмущений. Чтобы учесть влияние граничных условий, проинтегрируем (6) и (7) по массе системы. Теперь достаточные условия термодинамической устойчивости (неустойчивости) системы как целого имеют вид

$$\delta^2 S \equiv \int_V \rho \delta^2 s dV < 0, \quad \frac{\partial}{\partial t} \delta^2 S > 0 \quad (< 0), \quad \text{при } t \geq t_0. \quad (9)$$

Первое из неравенств (9) автоматически выполняется, если $c_v, \gamma > 0$. В невозмущенном состоянии $\delta^2 S = 0$. Второе неравенство (9) следует из теорем, обобщающих прямой метод Ляпунова на системы, описываемые уравнениями с частными производными ([4] теоремы 88, 90).

Производная по времени от $\delta^2 S$ в соответствии с (4) содержит вклады трех типов: производство избыточной энтропии в системе в единицу времени при необратимых процессах, мощность источника избыточной энтропии и полный поток избыточной энтропии, определяемый граничными условиями для возмущений. Устойчивость изолированных систем, близких к равновесным, полностью определяется свойствами источника избыточной энтропии, поскольку в окрестности равновесного состояния производство избыточной энтропии всегда положительно (по теореме Пригожина).

Чтобы учесть влияние конвективных эффектов ($v \neq 0$, $\delta v \neq 0$) на устойчивость системы, введем, следуя [5], квадратичную форму

$$\delta^2 Z \equiv \delta^2 \left(\tau^2 s - v^2 \frac{1}{2} T_0^{-1} v^2 \right), \quad (10)$$

где $T_0 = T(t = t_0)$, а τ^2, v^2 — положительные весовые функции переменных состояния, имеющие одинаковую размерность, $\delta \tau^2 = \delta v^2 = 0$. Достаточные условия устойчивости (неустойчивости), с учетом конвективных эффектов имеют вид

$$\delta^2 Z \equiv \int_V \rho \delta^2 z dV < 0, \quad \frac{\partial}{\partial t} \delta^2 Z \geq 0 \quad (< 0) \quad \text{при } t \geq t_0. \quad (11)$$

Семейство функционалов $\delta^2 Z$ аналогично обобщенным энергетическим функционалам, применяемым в теории гидродинамической устойчивости [9].

Проиллюстрируем применение условий (9), (11) на примере исследования тепловой неустойчивости межзвездного газа.

3. Устойчивость межзвездного газа в нестационарных условиях. Тепловая неустойчивость межзвездного газа обусловлена его способностью к

радиативному охлаждению и нагреванию при взаимодействии с частицами космических лучей, фотонами высоких энергий и т. д. Подробное физическое описание механизма неустойчивости приведено в [10]. Исследование устойчивости равновесия межзвездного газа, при котором потери энергии компенсируются ее поступлением в среду, проведено в [2] методом малых возмущений, где выделены моды, соответствующие неустойчивым изобарическим (конденсационная мода) и адиабатическим возмущениям (волновые моды). Здесь мы ограничимся рассмотрением неравновесных, но однородных по температуре и плотности состояний системы без учета крупномасштабных движений ($v = 0$)

Для описания межзвездной среды воспользуемся моделью идеального теплопроводящего газа с постоянными теплоемкостями, объемные источники и стоки энергии в котором описываются функцией теплопотери $Z(\rho, T)$:

$$dq^{(s)} = -\frac{1}{\rho} \operatorname{div} \vec{q} dt, \quad dq^{(s)} = -Z dt, \quad dq^{(l)} = 0; \quad (12)$$

$$de = c_v dt, \quad p = R \rho T.$$

Здесь

$$dQ^{(s,*)} | T = \int_V \rho T^{-1} dq^{(s,*)} dV, \quad \vec{q} = -k(T) \nabla T, \quad (13)$$

где k — коэффициент теплопроводности, R — газовая постоянная. Для приращения энтропии, следуя (4), получим

$$d_* S = - \int_{\Omega} T^{-1} q_n d\Omega, \quad d_* S = - \int_V \frac{\rho Z}{T} dV, \quad d_l S = \int_V \vec{q} \cdot \nabla (T^{-1}) dV. \quad (14)$$

При малых изобарических возмущениях ($\delta\rho/\rho = -\delta T/T$) конвективные эффекты не оказывают влияния на устойчивость [11] и можно применить термодинамическое условие устойчивости (9). Для $\delta^2 s$ имеем

$$\delta^2 s = -c_p T^{-2} (\delta T)^2 < 0. \quad (15)$$

Используя уравнение эволюции изобарических возмущений

$$\frac{\partial \delta \rho}{\partial t} = \frac{\gamma - 1}{\gamma} \frac{\rho}{p} \delta (\rho Z + \operatorname{div} \vec{q}), \quad (16)$$

после элементарных преобразований, при отсутствии возмущений температуры на границе системы ($\delta^2 d_* S_s = 0$), получим условие неустойчивости (9) в форме

$$\int_V [\Lambda_p (\delta T)^2 - kT (\nabla \delta T)^2] dV > 0, \quad t \geq t_0, \quad (17)$$

где

$$\Lambda_p = \rho \left[Z + \rho \left(\frac{\partial Z}{\partial \rho} \right)_T - T \left(\frac{\partial Z}{\partial T} \right)_\rho \right]. \quad (18)$$

В случае малых адиабатических возмущений $\left(\delta \rho / \rho = \frac{1}{\gamma - 1} \delta T / T \right)$ удобно перейти в (6) к независимым переменным (s, ρ) . В новых переменных

$$-T \delta^2 \zeta = \delta^2 \epsilon \equiv \tau^2 [\delta T \delta s - \delta(p/\rho^2) \delta \rho] + v^2 (\delta v)^2 > 0 \quad (19)$$

($\delta^2 \epsilon = \delta^2 \epsilon$ при $\tau^2 = 1, v^2 = 0$), Уравнения эволюции для возмущений имеют вид

$$\frac{\partial \delta \rho}{\partial t} = -\rho \operatorname{div} \delta v, \quad \frac{\partial \delta v}{\partial t} = -\nabla \delta p / \rho, \quad \frac{\partial \delta s}{\partial t} = -\delta(Z/T - \operatorname{div} q / \rho T). \quad (20)$$

Полагая $\delta T = 0$ на $\Omega, \tau^2 = 1, v^2 = -(\gamma - 2)/\gamma$, используя (20), (12), (13), после элементарных преобразований получим критерий неустойчивости (11) в форме

$$\int_V [\Lambda_s (\delta T)^2 - kT (\nabla \delta T)^2] dV > 0, \quad t \geq t_0, \quad (21)$$

где

$$\Lambda_s = \rho \left[Z - T \left(\frac{\partial Z}{\partial T} \right)_\rho - \frac{1}{\gamma - 1} \rho \left(\frac{\partial Z}{\partial \rho} \right)_T \right]. \quad (22)$$

Из (17), (21) следуют локальные условия неустойчивости

$$\rho \left(\frac{\partial Z}{\partial \rho} \right)_T - T \left(\frac{\partial Z}{\partial T} \right)_\rho > 0, \quad \frac{1}{\gamma - 1} \rho \left(\frac{\partial Z}{\partial \rho} \right)_T + T \left(\frac{\partial Z}{\partial T} \right)_\rho < 0 \quad (23)$$

для равновесных систем по отношению к изобарическим и адиабатическим возмущениям с длиной волны

$$\lambda \equiv \delta T / |\nabla \delta T| > \lambda_{cr}^{p,s} \equiv (kT \Lambda_{p,s}^{-1})^{1/2}. \quad (24)$$

Этот результат совпадает с результатом Филда [2], полученным методом малых возмущений. Если пренебречь влиянием теплопроводности, (17), (21) дают локальные условия неустойчивости в неравновесных системах $\Lambda_{p,s} > 0$, эквивалентные линейным критериям [12], [13].

При ненулевых граничных условиях для возмущений температуры на устойчивость системы будет оказывать влияние поток энтропии через границу $\delta^2 d_e S$. Положительный поток может стабилизировать неустойчивую систему. Дополнительная стабилизация адиабатических возмущений в случае $\delta T|_e \neq 0$ возможна за счет потока кинетической энергии, пронизывающего систему, $\sim \int \delta v_n \delta p d\Omega > 0$ при $\delta \sigma_n \neq 0$ на границе.

4. Устойчивость слоя межзвездного газа в однородном поле тяготения. При исследовании устойчивости гидростатического равновесия, как и ранее, определим модель среды соотношениями (12), (13). Воспользуемся уравнениями эволюции для возмущений в приближении Буссинеска. Для описания сжимаемого газа это приближение применимо в случае, если [14]: а) толщина слоя h много меньше шкалы высот изменения термодинамических переменных.

$$h \ll \min \left| f_0^{-1} \frac{df_0}{dx} \right|^{-1}, \quad (25)$$

где

$$f(x, y, z; t) = f_m + f_0(z) + \delta f(x, y, z; t); \quad (26)$$

б) флуктуации термодинамических переменных не превосходят по порядку величины их гидростатических изменений

$$|\delta f/f_m| \lesssim \Delta f_0/f_m \ll 1. \quad (27)$$

Пусть в исходном состоянии система находится в тепловом и гидростатическом равновесии

$$Z_m = 0, \quad \frac{\partial q_0}{\partial z} = (\rho Z)_0, \quad \frac{\partial p_0}{\partial z} = -g(\rho_m + \rho_0), \quad (28)$$

g — ускорение свободного падения. Эволюция малых возмущений определяется системой уравнений [14]

$$\begin{aligned} \frac{\partial \delta T}{\partial t} &= \Delta \nabla T \delta w + \delta (\text{div} \vec{q} - \rho Z) / \rho_m c_p, \\ \delta \delta \vec{v} &= -\frac{1}{\rho_m} \nabla \delta p + \alpha_m \vec{g} \delta T, \\ \nabla \cdot \delta \vec{v} &= 0, \\ \delta p / \rho_m &= -\delta T / T_m \equiv -\alpha_m \delta T, \end{aligned} \quad (29)$$

где δw — возмущение вертикального компонента скорости, $\Delta_{\zeta} T \equiv -(g/c_p + dT_0/dz)$ — так называемый сверхадиабатический градиент, d_m — коэффициент теплового расширения. Задавая нулевые $\delta T = \delta w = 0$ условия на верхней и нижней границах слоя, используя (25)–(29), получим критерий неустойчивости (11) в виде

$$\int_V \{ \tau^2 [c_p \rho_m \Delta_{\zeta} T_0 \delta w \delta T - k_m (\nabla \delta T)^2 + \Lambda_p (\delta T)^2] + v^2 \rho_m g \delta T \delta w \} dV > 0. \quad (30)$$

Произвол в выборе весовых функций τ^2 и v^2 позволяет представить (30) в виде совокупности двух неравенств, выражающих термодинамическое и гидродинамическое условия неустойчивости:

$$\int_0^h [c_p \rho_m \Delta_{\zeta} T_0 \langle \delta T \delta w \rangle - k_m \langle (\nabla \delta T)^2 \rangle + \Lambda_p \langle (\delta T)^2 \rangle] dz > 0, \quad (31)$$

$$\int_0^h \langle \delta T \delta w \rangle dz > 0 \quad \text{при } t \geq t_0, \quad (32)$$

здесь скобки $\langle \rangle$ означают усреднение в плоскости слоя ($z = \text{const}$). Из (32) следует, что неустойчивость развивается в форме всплывания более горячих элементов газа и погружения холодных. Неравенство (31) выражает условие уменьшения избыточной энтропии в системе. Здесь помимо членов, уже обсуждавшихся в связи с (17), присутствует член, описывающий поток избыточной энтропии, обусловленный флуктуациями скорости.

В частном случае, когда диссипативные эффекты и источники энергии не играют существенной роли, из (31) и (32) следует интегральная формулировка критерия конвективной неустойчивости Шварцшильда. Эквивалентный локальный по z критерий получен при таких же предположениях в [15] методом малых возмущений.

Развитие тепловой или конвективной неустойчивости приводит к росту соответствующих членов под интегралом в (31). Всегда можно указать момент времени t_1 такой, что при $t \geq t_1$ выполняется неравенство (31), поэтому критерий Шварцшильда и условие $\Lambda_p > 0$ в совокупности с (24) являются достаточными для неустойчивости гидростатического равновесия слоя газа (см. [15]). Необходимое и достаточное условие неустойчивости можно получить, полагая в (30) $\tau^2 = v^2 = 1$ и применяя вариационную технику.

В заключение заметим, что использование приближения Буссинеска привело к потере эффектов, связанных с возможностью волновых движений в слое, которые могут оказывать существенное влияние на его устойчивость (см. [3]).

Ленинградский государственный
университет

ON THERMAL INSTABILITY OF NONEQUILIBRIUM SYSTEM

A. G. KRITSUK

Stability of gasdynamic systems with volume energy sources is investigated by means of Liapunov's direct method. The families of functionals are constructed which satisfy conditions of theorems of the method. Stability criteria for unstationary interstellar gas are derived. Hydrodynamic and thermodynamic stability criteria for gas layer in hydrostatic equilibrium are found.

ЛИТЕРАТУРА

1. E. N. Parker, *Astrophys. J.*, 117, 431, 1953.
2. G. B. Field, *Astrophys. J.*, 142, 531, 1965.
3. M. Schwarzschild, R. Harm, *Astrophys. J.*, 142, 855, 1965.
4. В. И. Зубов, Методы А. М. Ляпунова и их применение, Изд. ПГУ, Л., 1957.
5. П. Гленсдорф, И. Пригожин, Термодинамическая теория структуры, устойчивости и флуктуаций, Мир, М., 1973.
6. И. Пригожин, Успехи физ. наук, 131, 185, 1980.
7. М. В. Конюков, Препр. ФИАН СССР, № 144, 1985.
8. Л. И. Седов, Механика сплошной среды, т. 1, Наука, М., 1976.
9. Д. Джозеф, Устойчивость движений жидкости, Мир, М., 1981.
10. С. А. Каплан, С. Б. Пикельнер, Физика межзвездной среды, Наука, М., 1979.
11. А. Г. Крицук, Астрон. ж., 62, 66, 1985.
12. J. H. Hunter, Jr., *Astrophys. J.*, 161, 451, 1970.
13. J. H. Hunter, Jr., *Astrophys. J.*, 166, 453, 1971.
14. E. A. Spiegel, G. Veronis, *Astrophys. J.*, 131, 422, 1960.
15. R. J. Defouw, *Astrophys. J.*, 160, 659, 1970.

УДК: 524—37—4

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

К ДИНАМИКЕ РАСШИРЯЮЩИХСЯ ОБОЛОЧЕК

Выбрасывание вещества в виде расширяющихся оболочек происходит при вспышках новых и сверхновых звезд, при формировании планетарных туманностей. Возможно также образование расширяющихся оболочек в процессе истечения вещества из звезд (например Вольфа-Райе) в межзвездную среду. Быть может, проявления активности в ядрах галактик и квазарах тоже приводят к появлению движущихся оболочек.

Вопросы динамики расширяющихся оболочек уже исследовались в ряде работ [1—6]. При этом принималось во внимание, что масса оболочки возрастает по мере движения как за счет вещества, захватываемого оболочкой из окружающей среды, так и за счет вещества, выбрасываемого из центрального тела и дотоняющего оболочку. Таким образом, учитывалось как торможение оболочки при захвате вещества из окружающей среды, так и ускорение оболочки выбрасываемым из центра расширившимся веществом.

Первоначально Я. Оорт [1] учитывал только торможение окружающей средой и написал строгое решение этой сравнительно простой задачи. Найденные формулы были использованы для анализа расширения оболочек новых звезд на поздних стадиях. Затем автор [2—4] получил точные аналитические результаты для случая, когда действуют оба вышеуказанных динамических фактора. Численное решение такой же задачи выполнено Э. Р. Мустелем [5]. В работе В. Г. Горбацкого [6] изучалось движение оболочек новых звезд на ранних стадиях под воздействием только выбрасываемого звездой вещества.

Автор использовал полученное общее решение при установлении эффекта ускоренного расширения оболочек планетарных туманностей [2], подтвержденного теперь в работах многих исследователей. Надо отметить, что недавно обнаружено [7] наряду с ускоренным движением оболочек также замедление на больших расстояниях от ядра. Это, естественно, связано с влиянием межзвездной среды на расширение оболочек планетарных туманностей.

В теоретических работах [1—6] газодинамические эффекты не учитывались, однако имеются основания полагать, что полученные решения достаточно хорошо соответствуют действительности. Отметим еще одно допущение, принятое в [1—6] и состоящее в отбрасывании силы притяжения оболочки центральным телом. Теперь мы учтем эту силу, но ограничимся случаем, когда нет вещества, выбрасываемого из центра и попадающего в оболочку.

Будем считать оболочку сферически симметричной и тонкой (толщина значительно меньше радиуса), а среду, в которой движется оболочка, однородной, с плотностью вещества ρ . Пусть в начальный момент времени $t = 0$ радиус оболочки r равен r_0 , скорость расширения v соответствует значению v_0 и масса m равна m_0 . Уравнение движения оболочки при сделанных допущениях имеет вид

$$\frac{d}{dt}(mv) = -\frac{GMm}{r^2}, \quad (1)$$

где G — гравитационная постоянная и M — масса центрального тела, от которого расширяется оболочка. Кроме того, изменение массы оболочки в зависимости от r определяется соотношением

$$m = m_0 + \frac{4}{3} \pi r^3 \rho, \quad (2)$$

написанным при условии

$$\frac{4}{3} \pi r_0^3 \rho \ll m_0, \quad (3)$$

которое будем считать выполняющимся.

Для решения (1) сделаем в нем замену независимой переменной t на r с помощью соотношения $dr/dt = v$. Интегрируя полученную форму уравнения и учитывая начальное условие, имеем

$$v = \frac{F(r)}{1 + a(r)}, \quad (4)$$

где обозначено

$$F^2(r) = v_0^2 - \frac{2GM}{r} \left[\left(\frac{r}{r_0} - 1 \right) + a(r) + \frac{1}{5} a^2(r) \right], \quad (5)$$

а также

$$a(r) = \frac{4\pi r^3 \rho}{3m_0}. \quad (6)$$

Из полученных формул следует важный вывод: скорость расширения обращается в нуль при значении $r = r_*$, которое находится из уравнения

$$v_0^2 = \frac{2GM}{r_*} \left[\left(\frac{r_*}{r_0} - 1 \right) + a(r_*) + \frac{1}{5} a^2(r_*) \right]. \quad (7)$$

Если принять условие, что начальная скорость значительно больше параболической,

$$v_0^2 \gg \frac{2GM}{r_0}, \quad (8)$$

то из (7) следует

$$r_*^5 = \frac{45 m_0^2 v_0^2}{32 \pi^2 GM \rho^2}. \quad (9)$$

Время достижения оболочкой радиуса r получается интегрированием (4). Соответствующая формула имеет вид

$$t = \int_{r_0}^r \frac{1 + a(r')}{F(r')} dr', \quad (10)$$

а t_* — время остановки оболочки — определяется по этой формуле при $r = r_*$. Для условия (8) находим оценку его величины

$$t_* = \frac{4\pi r_*^4}{15m_0 v_0} I, \quad (11)$$

где

$$I = \int_0^1 (1-x)^{-1/2} x^{-1/5} dx = 2.30. \quad (12)$$

Если сопоставить времена t_* и $t_0 = r_*/v_0$, а также обозначить $\tau = t_*/t_0$, то, используя (6) и (11), получим

$$\tau = \frac{4\pi r_*^3}{15m_0} I = \frac{1}{5} a(r_*) I. \quad (13)$$

Величина τ показывает, во сколько раз реальное время торможения оболочки больше времени расширения с начальной скоростью v_0 до расстояния от центра r_* , чему соответствует движение в пустом пространстве ($\rho = 0$). Как видно из (12) и (13), значение τ по порядку величины близ-

ко к $a(r_*)$ и определяется отношением массы вещества, захваченного оболочкой при ее движении, к начальной массе. Остановка расширения обусловлена тем, что нарастание массы оболочки на больших расстояниях от центра происходит так быстро, что ослабление притяжения центральным телом на фоне этого процесса оказывается сравнительно медленным.

Эффект полной остановки в расширении оболочки может иметь важное значение для анализа космогонических вопросов. Действительно, после остановки вещество оболочки начнет двигаться к центру притяжения. Это обстоятельство позволяет истолковывать направление эволюции.

On the Dynamics of Expanding Shells. The problem of expansion of a fine spherical shell in a homogeneous medium which it captures has been solved, taking into account the shell gravitation by the central body.

28 октября 1987

Ленинградский государственный
университет

И. Н. МИНИН

ЛИТЕРАТУРА

1. *J. Oort*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 106, 159, 1946.
2. *И. Н. Минин*, в кн. «Труды четвертого совещания по вопросам космогонии», Изд. АН СССР, М., 1955, стр. 214.
3. *И. Н. Минин*, Астрон. ж., 37, 939, 1960.
4. *В. Г. Горбацкий, И. Н. Минин*, Нестационарные звезды, Физматгиз, М., 1963, стр. 179.
5. *Э. Р. Мустель*, Изв. Крым. астрофиз. обсерв., 19, 153, 1958; 21, 24, 1959.
6. *В. Г. Горбацкий*, Вестн. ЛГУ, сер. мат. мех. астр., № 1, 142, 1960; № 13, 131, 1960.
7. *F. Sabbadin, E. Hamzaoglu*, Astron. and Astrophys., 110, 105, 1982.

CONTENTS

To Victor Ambartsumian on his 80-th birthday	<i>S. Chandrasekhar</i>	7
Victor Ambartsumian and the IAU	<i>Jean-Claude Pecker</i>	9
Encounters with Victor Ambartsumian one afternoon at the San Lazzaro Degli Armenian Island at Venice	<i>L. Rostko</i>	15
An observational approach to stellar evolution	<u><i>G. Haro</i></u>	18
The OB run-away stars from Sco-Cen and Orion reviewed	<i>A. Blaauw</i>	23
The prognosis of flare activity of stellar aggregates I. Theoretical part <i>M. A. Mnatsakanian, A. L. Mirzoyan</i>		32
Statistical study of flare stars. II. On the origin of the UV type stars <i>L. V. Mirzoyan, V. V. Hambartian, A. T. Garibjanyan, A. L. Mirzoyan</i>		44
The Herbig Ae-star Lk H α 233 and a related compact region of star formation <i>A. V. Chernyshev, V. S. Shevchenko</i>		58
V1589 Cyg=B19-A foreground dMe flare star in the direction of NGC 7000 <i>B. R. Pettersen, M. K. Tsvetkov, S. L. Hawley, L. A. Coleman, A. S. Amirkhantan</i>		67
La radiation and CaII ionization in the envelopes of the type II Supernovae at late time	<i>N. N. Chugai</i>	74
On the role of plasma turbulence in the atmospheres of active stars <i>V. S. Hayrapettian, A. G. Nikoghosyan</i>		83
Circumstellar dust in the vicinity of luminous blue variables <i>L. Luud, T. Tuutikene, M. Ruusalepp</i>		97
Statistical analysis of galactic HII regions observed in continuum and recombina- tion lines H 109 α and H 110 α . I.	<i>A. V. Oskanyan</i>	107
Energy-loss for the photon scattering on free electrons <i>H. A. Harutyunyan, V. A. Djrbashian, A. A. Nikoghosyan</i>		119
Non-stationary effects of radiation-mechanical synchronism in double stars. I. Gas dynamics model	<i>V. P. Vasiljev</i>	132
Asymmetrical energy output in pulsars, caused by the motion of vortices <i>D. M. Sedrakyan, K. M. Shahabasyan</i>		146
The rotation of inner parts of spiral galaxies. III <i>V. L. Afanasiev, A. N. Burenkov, A. V. Zasov, O. K. Sil'chenko</i>		155
The determination of the temperature and quantity of O and B stars in the condensations observed in the galaxies with UV excess <i>M. A. Kazartan</i>		167
The expansion of the ring structure in galaxies <i>V. A. Antonov, O. A. Geleznyak</i>		178
Gas distribution in galaxies and a gravitational stability of gaseous disks <i>A. V. Zasov, S. G. Simakov</i>		190
On thermal instability of nonequilibrium system	<i>A. G. Kritsuk</i>	199
Notes		
On the dynamics of expanding shells	<i>I. N. Minin</i>	208

СОДЕРЖАНИЕ (продолжение)

СТАТИСТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ГАЛАКТИЧЕСКИХ ОБЛАСТЕЙ II, НАБЛЮДЕННЫХ В КОНТИНУУМЕ И В РАДИОЛИНИЯХ N 109. И N 110. I	<i>А. В. Оскарян</i>	107
ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ПОТЕРИ ПРИ РАССЕЯНИИ ФОТОНОВ СВОБОДНЫМИ ЭЛЕКТРОНАМИ <i>Г. А. Арутюнян, В. А. Джрбашян, А. Г. Никогосян</i>		119
НЕСТАЦИОНАРНЫЕ ЭФФЕКТЫ РАДИАЦИОННО-МЕХАНИЧЕСКОГО СИНХРОНИЗМА В ДВОЙНЫХ ЗВЕЗДАХ. I. ГАЗОДИНАМИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ	<i>В. П. Васильев</i>	132
АСИММЕТРИЧНОЕ ЭНЕРГОВЫДЕЛЕНИЕ В ПУЛЬСАРАХ ИЗ-ЗА ДВИЖЕНИЯ ВИХРЕЙ	<i>Д. М. Седракян, К. М. Шахабасян</i>	146
ВРАЩЕНИЕ ВНУТРЕННИХ ОБЛАСТЕЙ СПИРАЛЬНЫХ ГАЛАКТИК. III <i>В. Л. Афанасьев, А. Н. Буренков, А. В. Засов, О. К. Сильченко</i>		155
ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ И КОЛИЧЕСТВА ОВ-ЗВЕЗД В ОБРАЗОВАНИЯХ, НАБЛЮДАВШИХСЯ В ГАЛАКТИКАХ С УФ-ИЗБЫТКОМ	<i>М. А. Казарян</i>	167
РАСШИРЕНИЕ КОЛЬЦЕВЫХ СТРУКТУР В ГАЛАКТИКАХ <i>В. А. Антонов, О. А. Железняк</i>		178
РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ГАЗА В ГАЛАКТИКАХ И ГРАВИТАЦИОННАЯ УСТОЙЧИВОСТЬ ГАЗОВЫХ ДИСКОВ <i>А. В. Засов, С. Г. Симаков</i>		190
О ТЕПЛОВОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ НЕРАВНОВЕСНЫХ СИСТЕМ <i>А. Г. Крицук</i>		199
КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ		
К ДИНАМИКЕ РАСШИРЯЮЩИХСЯ ОБОЛОЧЕК	<i>И. Н. Минин</i>	208