

ՀԱՅԿԱԿԱՆ ՍՍՀ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱ
АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

ԲՅՈՒՐԱՎՈՆԻ ԱՍՏՂԱԳԻՏՈՒԹՅԱՆ ՀՈՂՈՐԳՈՒՄՆԵՐ
СООБЩЕНИЯ БЮРАКАНСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ

Պ ր ւ ւ Վ ХLIII ВЫПУСК

Պատասխանատու կոմիտեի ն. ղ. ՋՄԱՐԴՁՈՒՄԵԱՆ
Ответственный редактор В. А. АМБАРЦУМЯН

ЭЛЬМА ПАРСАМЯН, И. ЯНКОВИЧ

НОВЫЕ ВСПЫХИВАЮЩИЕ ЗВЕЗДЫ В ОБЛАСТИ NGC 7023

В течение 1968—1969 гг. продолжались наблюдения области NGC 7023 на 40" телескопе системы Шмидта Бюраканской обсерватории одним из авторов (Э. П.). В результате обработки снимков, охватывающих 35 часов наблюдений, были обнаружены две вспыхивающие звезды, а пять звезд были заподозрены во вспышечной активности. С целью обнаружения кратковременных вспышек все наблюдения в течение 1968 г. (общей продолжительностью в 21 час) были проведены с экспозициями продолжительностью в две или три минуты. Предельная звездная величина при этом была 18^m0 в фотографических лучах. В течение 1969 г. около пяти часов проводились наблюдения с пятиминутными экспозициями в фотографических лучах и девять часов в ультрафиолетовых с десятиминутными экспозициями. В табл. 1. приведены приблизительные координаты, звездные величины в минимуме, амплитуды вспышек, экспозиции и даты наблюдений обнаруженных вспыхивающих звезд (первые две звезды) и подозреваемых. Для вспыхивающей звезды № 2 звездная величина в минимуме блеска была оценена по картам Паломарского атласа.

Таблица 1

№	α_{1950}	δ_{1900}	m_{pg}	Δm_{pg}	Эксп.	Дата
1	$20^h40^m.6$	$66^{\circ}50'$	18^m0	1^m0	2×7	27.7.68
2	44.9	66 59	20.5	3.5	3×7	3.7.68
3	40.3	66 48	18.0	0.8	3×6	27.6.68
4	43.4	66 32	18.0	0.5	2×7	26.7.68
5	53.8	68 04	18.2	0.7	2×7	21.7.68
6	21 03.8	66 16	17.9	0.6	2×7	23.7.68
7	11.9	67 36	17.7	0.5	2×7	26.7.68

Вспышка № 1 продолжалась меньше пяти минут, следовательно, при обычных пятиминутных экспозициях вряд ли ее можно было обнаружить.

Продолжительность вспышки № 2 трудно определить, так как только 14 минут яркость звезды была больше предельной ($18^m.0$). Обе эти вспышкающие звезды, как и сомнительные вспышкающие, находятся вне пределов ассоциации вокруг NGC 7023, радиус которой $\sim 1^\circ$ [1].

Наблюдения NGC 7023 преследовали двоякую цель: с одной стороны, обнаружение вспышкающих звезд в ассоциации, с другой — исследование плотности вспышкающих звезд в окружающем поле. Последнее необходимо при учете количества проектирующихся на то или иное скопление вспышкающих звезд поля. Пластины, полученные на $40''$ телескопе, дают возможность исследовать поле в 16 кв. гра-

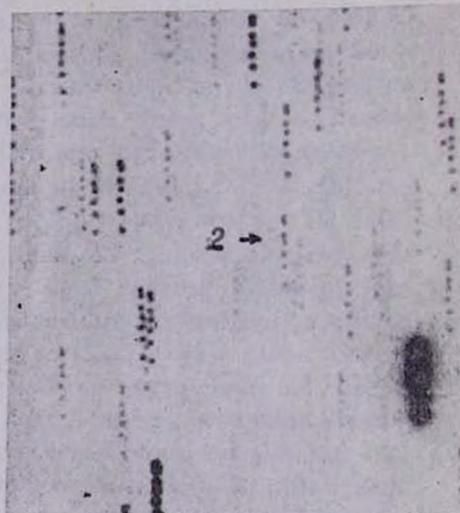
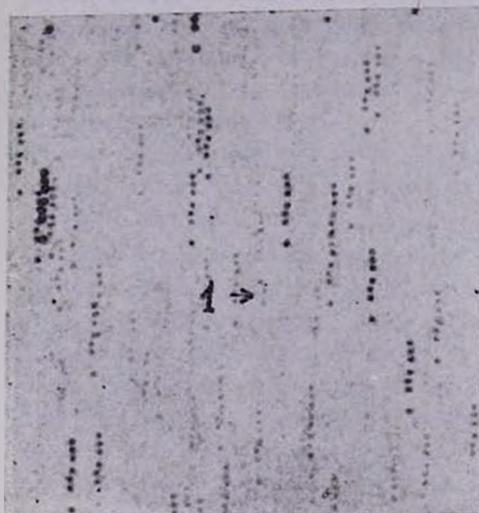


Рис. 1 и 2. Вспышкающие звезды № 1 и 2. Север—наверху, восток—слева.
 Կ՛. 1 և 2: № 1 և № 2 բևեմբող ստղերը: Հյուսիս վերևից և արևելք՝ ձախից:

дусов, следовательно, кроме ассоциации в NGC 7023, охватывается значительная область общего поля. До настоящих наблюдений область NGC 7023 наблюдалась 40 часов [2], и таким образом, в общей сложности она наблюдалась 75 часов. За время этих наблюдений было обнаружено 5 вспышкающих звезд с амплитудой вспышек $\Delta m > 1^m.0$ в фотографических лучах. Для большей уверенности из этих пяти отбросим две, у которых только по одному изображению в цепочке яркость увеличена. Из трех вспышкающих звезд одна, с амплитудой $4^m.2$ [3], наблюдалась в центральной части ассоциации и, очевидно, что это член ассоциации. Что касается остальных двух, то их расстояние от центра ассоциации позволяет думать, что это вспышкающие звезды общего поля.

Интересно провести некоторое сравнение со вспыхивающими звездами в области скопления Плеяд. Такое сравнение возможно, так как, согласно формуле М. Вашакидзе [4], звездные плотности для обеих областей одного порядка. Скопление Плеяд к настоящему времени наблюдается ~ 900 часов. Это означает, что если здесь частота вспышек такая же, как и в области NGC 7023, то среди известных вспыхивающих звезд с амплитудой $> 1^m 0$ ожидаются 24 звезды общего поля, т. е. 19% всех известных вспыхивающих звезд в Плеядах. Это того же порядка, что и процент вспыхивающих звезд — из членов скопления по оценке Г. Аро.

Бюраканская астрофизическая
 обсерватория
 Астрофизическая обсерватория
 Конколи, Будапешт

Август 1970 г.

ԷԼՄԱ Ս. ՊԱՐՍԱՄՅԱՆ, Ի. ՅԱՆԿՈՎԻՉ

ՆՈՐ ԲՈՒՆԿՎՈՂ ԱՍՏՂԵՐ NGC 7023 ՏԻՐՈՒՅԹՈՒՄ

Ա մ փ ո փ ո լ մ

1968—69 թթ. Բյուրականի աստղադիտարանի 40'' դիտակի վրա կատարած դիտումների ընթացքում (35 ժամ) NGC 7023 տիրույթում գտնվել է 2 բռնկվող աստղ և 5 կասկածվող բռնկվող աստղ:

Ցույց է տրված, որ NGC 7023 տիրույթի և Պլեյադների կույտի դաշտի այնպիսի բռնկվող աստղերի տոկոսը, որոնց բռնկման ամպլիտուդը $> 1^m 0$ միևնույն կարգի է:

ELMA S. PARSAMIAN, I. JANKOVICH

NEW FLARE STARS IN THE REGION OF NGC 7023

S u m m a r y

2 new flare stars and 5 suspected flare stars have been found during the observations in 1968—69 (35^h) in the region of NGC 7023 with the 40'' telescope of the Byurakan observatory.

It is shown that the percentage of the field flare stars with $\Delta m_{\text{prg}} > 1^m 0$ in the regions of the NGC 7023 and the Pleiades cluster is of the same order.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. П. П. Холопов, А.Ж., 36, 295, 1959.
2. L. V. Mirzoyan and E. S. Parsamian, Non-periodic Phenomena in variable Stars, Budapest, 1968.
3. А. В. Мирзоян, Э. С. Парсамян, О. С. Чавушян, Сообщ. Бюрак. обз. 39, 3, 1968.
4. П. П. Паренаю, Курс звездной астрономии, М., 1954.

ЭЛЬМА ПАРСАМЯН

НОВЫЕ ЭМИССИОННЫЕ ЗВЕЗДЫ В ОБЛАСТИ NGC 6729

Изучение фотографий области NGC 6729 с объективной призмой в обсерватории Тонантцингла позволило обнаружить 5 звезд с H_{α} в эмиссии. Снимки были получены Г. Аро на пластинках Kodak 103a-E с фильтром F-29 в течение 1953—1954 гг. Ниже, в табл. 1, приводятся координаты новых эмиссионных звезд.

№	α_{1900}	δ_{1900}
1	18 ^h 53. ^m 0	-36°45'
2	54.0	-36 53
3	54.7	-37 08
4	55.5	-37 07
5	56.3	--37 08

На рис. 1 дана карта для отождествления этих звезд.

В области NGC 6729 известно шесть переменных звезд типа Т Тельца [1]. Из них на просмотренных нами пластинках спектры звезд R CrA, T CrA, S CrA, VV CrA, DG CrA постоянно показывали H_{α} в эмиссии. Таким образом, к настоящему времени в области вокруг R CrA диаметром меньше одного градуса стало известно 11 эмиссионных звезд. В этой области недавно была обнаружена вспыхивающая звезда [2]. Скучивание звезд типа Т Тельца и эмиссионных звезд, присутствие там кометарной туманности NGC 6729 и вспыхивающей звезды позволяет подозревать, что мы действительно имеем вокруг R CrA довольно компактную Т-ассоциацию, линейный диаметр которой равен ~ 3 пс при расстоянии в 150 пс [3]. Присутствие упомянутых молодых нестационарных объектов позволяет оценить возраст этой ассоциации, что, по-видимому, должно быть близким к возрасту ассоциации Ориона и NGC 2264.

Кажется весьма вероятным, что подобную же группировку составляют 6 звезд типа Г Тельца вокруг кометарной туманности НК Ориона, включая и саму звезду НК Ориона.

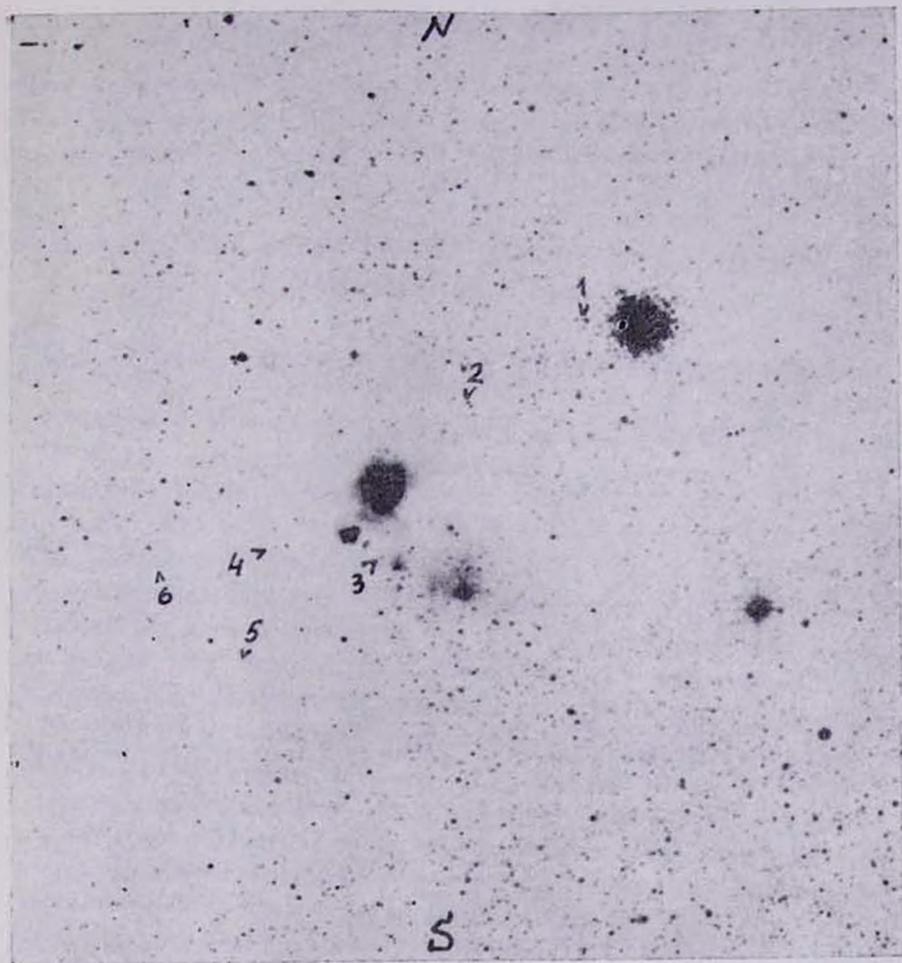


Рис. 1.

Таб. 1.

В заключение считаю своим приятным долгом поблагодарить проф. Г. Аро за предоставленную возможность использовать полученные им пластинки.

Октябрь 1970 г.

ՆՈՐ ԷՄԻՍԻՈՆ ԱՍՏՂԵՐ NGC 6729 ՏԵՐՈՒՅԹՈՒՄ

Ա մ փ ո փ ու մ

Տոնանցինտլայի աստղադիտարանում օբյեկտիվ պրիզմայով ստացված նկարների վրա գտնվել է 5 նոր էմիսիոն աստղ: Ենթադրվում է, որ NGC 6729 շուրջը գտնվող աստղասփյուռի տարիքը Օրիոնի աստղասփյուռի տարիքի կարգի է:

ELMA S. PARSAMIAN

NEW EMISSION STARS IN THE REGION OF NGC 6729

S u m m a r y

On the plates taken with objective prism of the Tonantzintla observatory 5 new emission stars in the region of NGC 6729 were found. It is suggested that the age of the association around NGC 6729 is of the same order as the age of the association in the Orion.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. *Б. В. Кукаркин и др.*, Общий каталог переменных звезд, т. I, М., 1969.
2. *E. Hardy, E. E. Mendoza*, Bull. Soc. Argentina de Astronomia, 1969 (in press).
3. *S. Gaposhtin*, НА, 105, 529, 1937.

Л. К. ЕРАСТОВА

ОЧЕНЬ КРАСНАЯ ВОЗМОЖНАЯ ДОЛГОПЕРИОДИЧЕСКАЯ ПЕРЕМЕННАЯ В ТЕЛЬЦЕ

При просмотре пластинок области МН. 257, полученных на 6" двойном астрографе Бюраканской астрофизической обсерватории, привлекает внимание тот факт, что звезда № 3 ($\alpha_{1900} = 04^{\text{h}}25^{\text{m}}35^{\text{s}}$, $\delta_{1900} = +17^{\circ}26'.2$) из списка Джоя [1], как правило, невидимая и лишь изредка едва получающаяся на синих снимках, довольно ярка на желтых.

П. Н. Холопов [2] при исследовании на переменность звезд с эмиссией в H_{α} заподозрил эту звезду в переменности (СПЗ 1080).

В работе [3] дается несколько разрозненных оценок ее блеска, из коих следует, что звезда чрезвычайно красная и переменная.

На основании вышеперечисленных работ эта звезда занесена в [4] под № 6110 и предварительно причислена к типу Ib? с пределами $15^{\text{m}}0 - 17^{\text{m}}0$ в фотографических лучах.

В таблице, помещенной в конце работы, приведены оценки ее блеска на всех имеющихся в нашем распоряжении пластинках.

Из-за большой величины ее показателя цвета необходимо предъявлять высокие требования к однородности ряда наблюдений, поскольку даже небольшое цветовое уравнение одной серии пластинок относительно другой, мало сказывающееся на звездных величинах звезд сравнения, может привести к большим ошибкам в оценках блеска переменной. Измерялись пластинки, снятые на 6", 20", 40" телескопах, где сочетание пластинок, инструмента и фильтров дают фотометрическую систему, близкую к интернациональной.

На рис. 1 приводится карта окрестностей переменной, а под нею даются фотовизуальные звездные величины использованных нами звезд сравнения, определенные тремя привязками к стандартным звездам Плеяд.

Так как на большинстве синих снимков переменная не видна, фотографические величины звезд сравнения специально не определялись. В тех редких случаях, когда блеск переменной поддавался из-

мерениям, она сравнивалась со звездами сравнения из окрестностей других переменных, находящихся на той же пластинке [5].

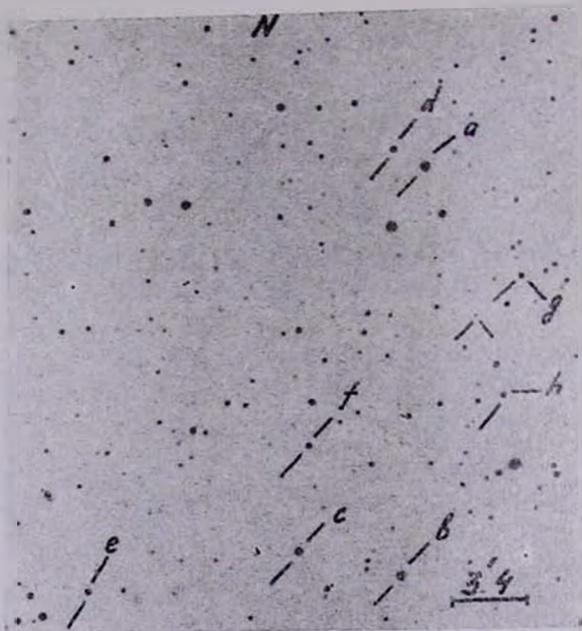


Рис. 1. Карта окрестностей переменной. Фотовизуальные величины звезд сравнения: 1. Փափախականի շրջակայքի բարեհար, Հանճեմառվող աստղերի լուստեսնողական մեծությունները՝
 а) 10.50, б) 10.93, в) 11.40, г) 11.86, е) 12.41, ф) 13.04, г) 13.69, д) 13.^m80.

Хотя имеющиеся данные не позволяют решить окончательно, к какому классу переменных относится рассматриваемая звезда, предположение, что мы имеем дело с долгопериодической переменной с периодом, близким к 400 дням, не противоречит этим данным. Эта оценка периода довольно грубая, поскольку наши наблюдения, проводившиеся для других целей, оказались неполными и фактически наблюдался лишь один максимум переменной. Кривая блеска имеет характерную для этих звезд форму с подъемом блеска более крутым, чем спуск. Пределы изменения блеска $11.^m6 - (13.^{m}6}$ *rv*.

Несколько слов о цвете переменной. Для каждой из желтых пластинок 6" телескопа имеется снятая одновременно с ней синяя пластинка (предельная звездная величина которой $\sim 16.^{m}}$). На большинстве последних нет и следа переменной. Лишь в максимуме она еле заметна. Там, где имеется возможность определить показатель цвета, он оказывается чрезвычайно большим, во всяком случае превышающим $3.^{m}5}$. Если считать, что наши оценки получены преимуще-

Таблица

Ю. Д.	mpg	mpv	Ю. Д.	mpg	mpv
2437194.544	(17. ^m 5		2437961.427		(13. ^m 5
277.229	(16.5		962.448		(13.5
530.527		(12.0	963.441		(13.5
531.520		(12.0	989.344		12.99
536.531		(12.5	991.344		13.12
549.492		(12.0	991.396		(13.0
552.463		(12.0	991.438		(13.0
553.479		(12.0	991.486		(13.0
554.483		13.55	992.524		13.0
558.476	18.0		2438048.271		12.17
559.433		(13.0	115.251	17.8	
561.490	18.0		116.267	17.8	
562.524		(13.0	116.321	17.8	
563.539		(13.0	257.496		(12.5
584.563		12.88	271.521		12.60
586.527		12.88	271.530		12.82
588.507		12.85	272.536	(18.0	
590.532		12.90	273.510		(12.5
591.538		12.79	301.472		(12.5
612.399	16.80		301.510	(18.0	
620.542		11.91	320.420	(18.0	
632.243		11.78	320.469		12.70
636.5	16.41		320.533	(18.0	
637.258		11.63	320.542		12.59
638.294	16.2	11.65	322.438		(12.5
640.254	16.2	11.63	345.453		12.49
698.257		12.06	345.490		12.65
720.257		12.35	348.324	(18.0	
731.208		12.42	351.469		12.10
732.264		(12.3	353.347	(18.0	
915.498		(12.5	353.505		12.37
916.524		(13.4	355.391	(18.2	
916.561		(13.5	377.231	(18.2	
932.458		(13.5	377.300		12.41
932.510		(13.5	617.496	(18.0	
933.458		(13.5	618.469	(18.0	
934.410		(13.5	733.316	18.0	
934.451		(13.5	2439005.484		12.34
934.493		(13.5	385.502	17.8	
934.535		(13.5	385.540	17.8	
940.538		(13.5	387.467	17.8	
940.577	(17.8		387.526		12.42
941.450	(17.8		449.547	(18.2	
943.542		(13.5			

ственно около максимума, то понятно, что звезда выделяется большим показателем цвета даже среди долгопериодических переменных. Две независимые оценки из работы [3] дают спектральный класс Ne. Меррилл [6] считает, что показатели цвета больше 2.5 характерны для звезд такого спектрального класса.

Благодарю Г. С. Бадаляна за предоставление части пластинок и обсуждение.

Июль 1970 г.

Լ. Կ. ԵՐԱՍՏՈՎԱ

ՇԱՏ ԿԱՐՄԻՐ ՀՆԱՐԱՎՈՐ ԵՐԿԱՐՊԱՐԲԵՐԱԿԱՆ ՓՈՓՈԽԱԿԱՆ ԱՍՏՂ ՑՈՒԼԻ ՀԱՄԱՍՏԵՂՈՒԹՅՈՒՆՈՒՄ

Ա մ փ ո փ ո լ մ

Կատարվել են 427 № 6110 փոփոխական աստղի նոր դիտումներ: Աստղի լուսատեսողական մեծությունը փոփոխվում է $11.6 - (13^{m}6$ սահմաններում: Կուլնի ցուցիչն է՝ $3^{m}5$, ենթադրվում է, որ աստղը պատկանում է Միրա Կետի փոփոխականների դասին:

L. K. ERASTOVA

A VERY RED POSSIBLE LONG-PERIOD VARIABLE IN TAURUS

S u m m a r y

New observations of variable star KZP N 6110 have been carried out. The photovisual magnitude of the star varies in the range of $11^{m}6 - (13^{m}6$. Its colour-index is about $3^{m}5$. It is supposed that the star belongs to Mira Ceti type variables.

Λ Ι Τ Ε Ρ Α Τ Մ Ր Ա

1. A. H. Joy, Ap. J., 110, 424, 1949.
2. П. Н. Холопов, П. Э., 8, 83, 1951.
3. W. J. Luyten, P. W. Merrill, PASP, 66, 207, 1954.
4. Б. В. Кукаркин и др., Второй КЭП АН СССР, М., 1965, стр. 42.
5. Г. С. Бадалян, Л. К. Ерастова, Сообщения Бюраканской обсерватории, 36, 55, 1964.
6. P. W. Merrill, Spectra of long-period variable stars, Chicago, 1940, p. 26,

М. А. КАЗАРЯН

КОЛОРИМЕТРИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЯДЕР ПЛАНЕТАРНЫХ ТУМАННОСТЕЙ

В последнее время большое внимание уделяется детальному исследованию ядер планетарных туманностей. Особенно ценные результаты были получены при колориметрических исследованиях [1—4]. Они показали, что ядра планетарных туманностей могут иметь как крайне низкие ($CI^{\circ} \sim -1^m 0$), так и аномально высокие показатели цвета ($CI^{\circ} \sim +0^m 3$), которые указывают на большой интервал возможных температур (от $T > 100\,000$ до $T \sim 7000$). К подобному результату приводят также спектрофотометрические исследования ядер планетарных туманностей ($T_c \sim 10\,000 - 50\,000$) [5, 6].

Эти результаты довольно интересны с точки зрения теории свечения планетарных туманностей. Большие показатели цвета ($CI^{\circ} \sim +0^m 3$) или низкие спектрофотометрические температуры ($T_c \sim 10\,000$) никак не могут объяснить свечения планетарных туманностей, так как ядра с такими температурами не могут генерировать достаточное количество L_c -квантов, необходимых для свечения этих туманностей.

В настоящей заметке приведены результаты колориметрических наблюдений ядер десяти планетарных туманностей, выполненных на 8—12" и 21" телескопах Бюраканской обсерватории. Методика и обработка наблюдений подробно описаны в работе [1].

Данные о фотографических (m_{pg}) и фотовизуальных (m_{pv}) яркостях, число наблюдений в фотографических (n_p) и фотовизуальных (n_v) лучах, наблюдаемые (CI) и исправленные на межзвездное поглощение (CI°) показатели цвета приводятся в табл. 1. Расстояния туманностей В-В 25, Анон 07^h07^m и В-В 68, необходимые при учете межзвездного поглощения, были оценены методом, описанным в [1], и оказались равными 650, 1300 и 550 парсек соответственно. В тех случаях (NGC 6781, 6853 и 3587), когда фон туманности заметно накладывался на ядро, он учитывался. Так как для NGC 6871 фон туманности в фотовизуальных лучах был достаточно большим, то значение m_{pv} для ядра не уверено и взято в скобки.

Таблица 1

Туманность	m_{pg}	n_p	σ_p	m_{pv}	n_v	σ_v	CI	m_{pg}^0	m_{pv}^0	CI ⁰	Телескоп
B-B 26	13. ^m 83	3	$\pm 0.m07$	13. ^m 77	2	$\pm 0.m04$	$+0.m06$	12. ^m 09	12. ^m 42	$-0.m33$	21"
Анон 07 ^h 07 ^m	11.51	6	0.11	11.44	6	0.07	$+0.07$	10.40	10.59	-0.17	8-12"
B-B 60	16.01	2	0.04	—	—	—	—	16.01	—	—	21"
B-B 68	8.45	3	0.14	8.56	4	0.05	-0.11	7.32	7.68	-0.36	8-12"
B-B 91	14.51	2	0.03	—	—	—	—	14.51	—	—	"
NGC 6781	16.65	2	0.09	(16.42)	1	—	($+0.23$)	15.39	(15.44)	(-0.05)	2i"
NGC 6842	16.02	4	0.09	15.88	2	0.12	$+0.14$	13.56	13.97	-0.41	"
NGC 6853	12.83	4	0.05	—	—	—	—	12.43	—	—	8-12"
NGC 3587	15.19	2	0.05	15.65	2	0.06	-0.46	15.19	15.65	-0.46	21"
B-B 579	13.05	5	0.11	13.22	4	0.05	-0.17	10.71	11.40	-0.69	8-12"

Таблица 2

Туманность	$T \times 10^{-4}$	M_{pg}	M_{pv}	В. С.	M_b	R/R_{\odot}
B-B 26	1.63	$+3.m03$	$+3.m36$	$-1.m18$	$+2.m18$	0.41
Анон 07 ^h 07 ^m	1.24	-0.08	$+0.09$	-0.55	-0.46	2.50
B-B 68	1.73	-1.38	-1.02	-1.35	-2.37	3.12
NGC 6781	1.05	$+5.37$	$+5.42$	-0.31	$+5.11$	0.29
NGC 6842	1.94	$+2.26$	$+2.67$	-1.64	$+1.03$	0.50
NGC 3587	2.2	$+6.70$	$+7.16$	-1.98	$+5.18$	0.07
B-B 579	5.80	$+0.41$	$+1.10$	-4.45	-3.35	0.43

В табл. 2 приведены температуры (T), абсолютные величины (M_{pv}), болометрические поправки ($B. C.$), болометрические величины (M_b) и радиусы (R) ядер исследованных туманностей.

Полученные показатели цвета, а также некоторые другие физические параметры исследованных ядер подобны таковым для ядер других планетарных туманностей, приведенным в работе [1]. Как видно из табл. 1, ядра имеют как высокие ($-0^m.05$), так и низкие ($-0^m.69$) показатели цвета.

Следует обратить внимание на ядро $A_{\text{нон}} 07^h 07^m$, имеющее довольно высокое значение CI° . Эта туманность до сих пор не включена в каталоги планетарных туманностей. Она имеет аномальную структуру типа „песочных часов“ [7].

Нерасширенные два спектра этой туманности были получены с помощью 8—12" телескопа с объективной призмой, на пластинках Kodak OaD и Kodak OaE (экспозиции: один и два часа соответственно). В спектре наблюдаются эмиссионные линии H_7 , $N_1 + N_2$, 3869 [$N_c III$] и 3727 [$O II$]. При этом линия 3727 [$O II$] оказалась довольно сильной: грубая оценка дает $\frac{I_{N_1-N_2}}{I_{3727}} \sim 1.7$, что указывает на

низкое возбуждение в туманности. На тех же пластинках получились также спектры ядра этой туманности, на которых хорошо видны линии поглощения бальмеровской серии, начиная с H_8 . В участках спектра, соответствующих линиям H_3 и H_7 , виден только непрерывный спектр, что, вероятно, является результатом слияния эмиссионных линий туманности с линиями поглощения ядра. Надо отметить, что это влияние чувствуется также на других линиях поглощения. Судя по линиям поглощения, ядро туманности $A_{\text{нон}} 07^h 07^m$ принадлежит спектральному классу, близкому к A0. Показатель цвета ($CI^{\circ} = -0^m.17$) также указывает на его принадлежность к классу A0. Ядро $A_{\text{нон}} 07^h 07^m$ по своей физической характеристике очень похоже на ядро NGC 1514. Поскольку ядро NGC 1514 считается двойной звездой [8, 9], то, по-видимому, ядро $A_{\text{нон}} 07^h 07^m$ также двойная звезда, один компонент которой является звездой типа A0, а другой—более раннего типа меньших размеров, причем свечение туманности обусловлено этим вторым компонентом.

Апрель 1970 г.

ՄՈՂՈՐԱԿԱԶԵՎ ՄԻԳԱՄԱԾՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ՄԻՋՈՒԿՆԵՐԻ
ԳՈՒՆԱԶԱՓԱԿԱՆ ՈՒՍՈՒՄՆԱՍԻՐՈՒԹՅՈՒՆ

Ա մ փ ո փ ո լ մ

Բյուրականի աստղադիտարանի 8—12" և 21" դիտակների վրա դիտվել են տասը մոլորակաձև միգամածությունների միջուկները: Որոշվել են նրանց լուսանկարչական և լուսատեսանելի աստղային մեծությունները՝ միջաստղային կլանումից ուղղված, ինչպես նաև գույնի ցուցիչները:

Հնդունելով, որ միջուկները ճառագայթում են բացարձակ սև մարմնի օրենքով, որոշվել են միջուկների ջերմաստիճանները, բոլոմետրիկ մեծությունները, շառավիղները և բացարձակ մեծությունները: Ենթադրվում է, որ անանուն 07^h07^m միգամածության միջուկը կրկնակի աստղ է A0 և A0-ից ավելի վաղ սպեկտրալ տիպի բաղադրիչներով, ընդ որում միգամածության լուսավորվածությունը պայմանավորված է վաղ տիպի բաղադրիչով:

M. A. KAZARIAN

THE COLORIMETRIC INVESTIGATION OF THE NUCLEI OF
PLANETARY NEBULAE

S u m m a r y

The nuclei of the planetary nebulae have been observed with the 8—12" and the 21" Schmidt cameras of the Byurakan Observatory. The photographic and photovisual magnitudes of these objects corrected for interstellar absorption and their color indices were obtained.

Assuming that the nuclei radiate as a black body their temperatures, bolometric magnitudes and the radii were calculated. It is suggested that the nuclei of the *Արև* 07^h07^m is probably a double star with components of the spectral types A0 and earlier than A0, and the luminescence of the nebulae is due to the early type component.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. M. A. Kazarian, Сообщения Бюраканской обсерватории, 58, 25, 1967.
2. G. O. Abell, Ap. J., 144, 259. 1966.
3. E. B. Kostjakova, M. V. Saveleva, O. D. Dokuchaeva, R. J. Noskova, Symposium No. 34 of the IAU on the Planetary Nebulae, 1968, 317.
4. W. Liller, Cheng-Vuan, Shao, Symposium No. 34 of the IAU on the planetary nebulae, 1968, p. 320.

5. М. А. Казарян, Сообщения Бюраканской обсерватории, 39, 35, 1968.
6. Р. И. Носкова, Астрономический журнал, 42, 1038, 1965.
7. Г. А. Гурздян, Планетарные туманности, М., 1962.
8. L. Kohoutek, Bull. Astr. Inst. Czechoslovakia, 18, 103, 1967.
9. М. А. Казарян, диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук, Ереван, 1967.

ПА-14452



Н. Л. ИВАНОВА

НОВАЯ ДЕЛЬФИНА 1967

Открытая 9 июля 1967 г. Новая Дельфина ($\alpha_{1950} = 20^{\text{h}}40^{\text{m}}1^{\text{s}}$, $\delta_{1950} = +18^{\circ}59'$) оказалась весьма интересной звездой.

По старым фотографиям установлено [1], что Новая до вспышки имела спектр класса О или ранний В и переменный блеск в пределах $12^{\text{m}} < m_v < 13^{\text{m}}$. Длительные наблюдения за этой звездой (с 1890 г.) не показали какого-либо заметного предыдущего максимума или особенностей в спектре [1].

После вспышки возрастание блеска Новой от 12^{m} до $5^{\text{m}}.6$ продолжалось 30 дней, и это дало основание предположить, что Новая Дельфина — медленная новая.

Начиная с 14 июля, в течение двух лет Новая Дельфина систематически наблюдалась в Бюраканской обсерватории на $10''$ телескопе с бесцелевым кварцевым спектрографом (обратная линейная дисперсия 175 \AA/мм у H_γ). На пластинках Kodak II OaE, II OaO, Spezial ZU-2, и ZP-3 было получено 200 спектров Новой Дельфина. Наблюдательный материал позволил изучить изменения в спектре Новой, исследовать распределение энергии в непрерывном спектре этой звезды в фотографической и ультрафиолетовой областях, измерить величину бальмеровского скачка и скорость расширения оболочки.

1. НАИБОЛЕЕ ХАРАКТЕРНЫЕ ИЗМЕНЕНИЯ В СПЕКТРЕ НОВОЙ

1967 г. На первых спектрограммах, полученных в середине июля, видны (рис. 1, а, увеличение в 9 раз) сильные эмиссионные линии водорода, сопровождаемые с коротковолновой стороны линиями поглощения, линии Fe II 5018, 4924, 4583, 4549, 4522, 4403. В ультрафиолете, за бальмеровским скачком, присутствует довольно сильный непрерывный спектр и большое число линий поглощения и излучения железа, титана, ванадия и др. На пластинках, снятых 25 июля, рядом с H_γ заметна слабая линия N III 4379 (потенциал возбуждения 39.5 эв).

Начиная с 11 августа, в спектре Новой Дельфина происходят весьма значительные изменения: эмиссия в водородных линиях и в

линиях Ca II становится более узкой и слабой, в ультрафиолете появляются многочисленные линии поглощения. В середине сентября (рис. 1, в) эмиссия в водородных линиях почти исчезает и лишь заметны эмиссионные компоненты в H₂ и H₃. Весьма сильны линии поглощения H и K Ca II. Таким спектр остается и в октябре—это сверхгигант типа F 5.

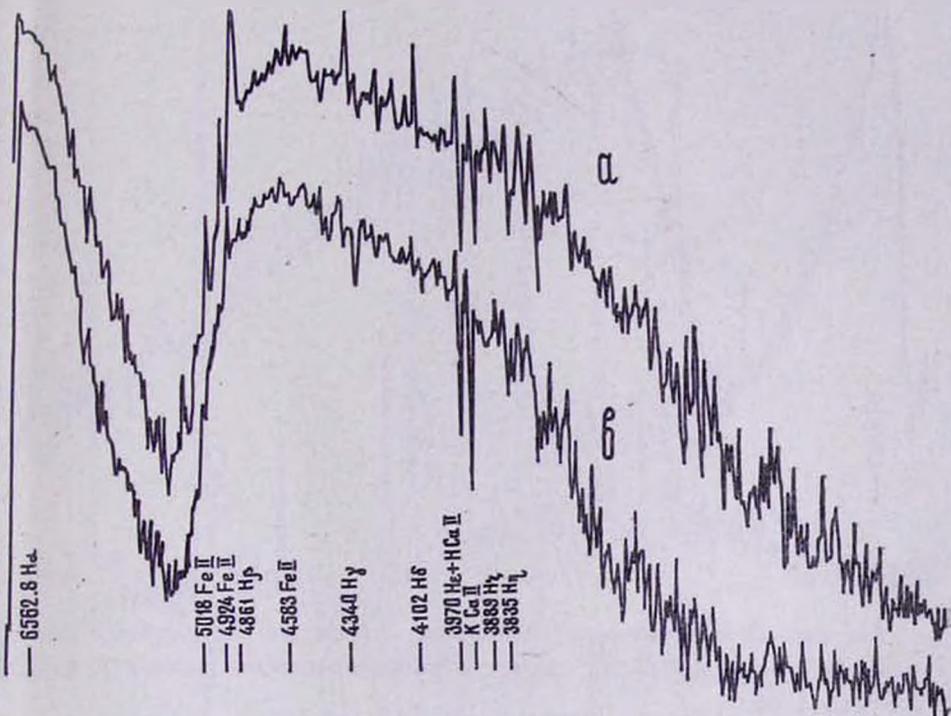


Рис. 1.
24. 1.

В ноябре в линиях водорода, а также H и K Ca II появляется слабая эмиссия, которая усиливается в декабре, и спектр становится подобным спектру Новой после вспышки.

1968 г. Первые наблюдения в 1968 г. были сделаны нами 23 марта. Спектр Новой в этот период (рис. 2) такой же, как и в декабре 1967 г. с той лишь разницей, что водородная эмиссия стала более сильной. В июне весьма сильны запрещенные линии [O I] 6300 и 6364. В середине июня становится заметной линия N III 4640 и растет интенсивность линии Fe II 5018, что указывает на зарождение линии [O III] 5007. В июле усиливается непрерывный спектр в ультрафиолете. 20 июля заметно возрастание интенсивности линии N III 4640, а также появляется линия He II 4686. Исчезли компоненты поглоще-

ния в водородных линиях. появляется линия [O III] 4363, а также отчетливо видна линия [O III] 5007. 27 июля хорошо видны N_1 , N_2 , очень сильна N_{III} 4379, рядом с H_2 появляется [Ne III] 3868, сильным становится ультрафиолет.

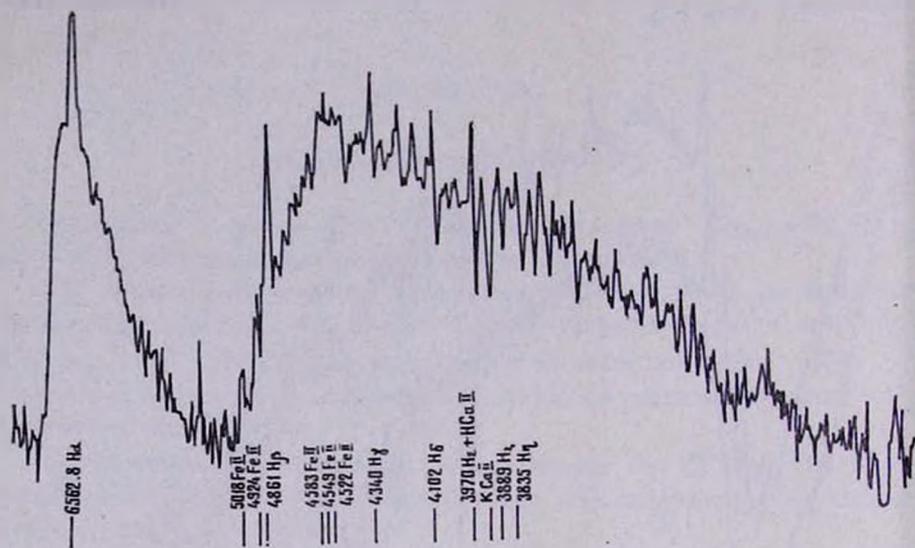


Рис. 2.

Таб. 2.

На рис. 3 представлен полностью развитый небулярный спектр Новой Дельфина (область от H_α до бальмеровского скачка), снятый 6 августа 1968 г.

2. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЭНЕРГИИ В НЕПРЕРЫВНОМ СПЕКТРЕ

Изучение распределения энергии в непрерывном спектре Новой было сделано по методу, примененному ранее при исследовании Новой Геркулеса 1960 [2] и Новой Геркулеса 1963 [3]. звездой сравнения служила 9α Дельфина, абсолютное распределение энергии в непрерывном спектре которой получили французские астрономы [4].

Измерение спектров было выполнено на микрофотометре Цейсса, снабженном записывающим устройством ЭПП-09, с увеличением в 30 и 60 раз.

Полученные абсолютные градиенты $\Phi 1$ (λ 3850—4800 Å) и $\Phi 2$ (λ 3200—3600 Å) приведены на рис. 4. Сравнение кривой абсолютных градиентов и кривой блеска (рис. 5), построенной по данным фотоэлектрических наблюдений, позволяет сделать следующие выводы:

1) Новая Дельфина 1967 имела, кроме основной вспышки 7 июля, еще две: в середине декабря 1967 г. и в начале мая 1968 г.

2) Вспышки сопровождались заметным изменением цветовой температуры: в декабре в течение нескольких дней произошло понижение температуры с 8500° до 7000° в фотографической области и с $13\,000^\circ$ до $10\,000^\circ$ — в ультрафиолетовой. В начале мая произошло понижение температуры на 3000° в фотографической области и на 8000° — в ультрафиолете.

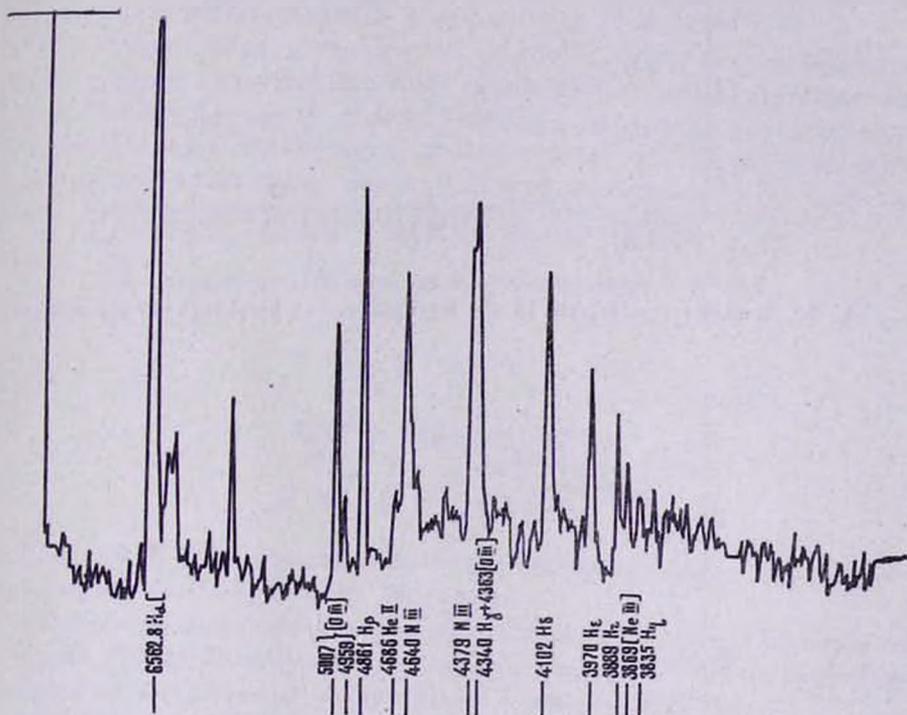


Рис. 3.
Ул. 3.

Следует отметить, что с 29 июля до 20 октября 1968 г. наблюдается некоторое понижение цветовой температуры Новой, а ее блеск в этот период остается почти постоянным.

Бальмеровский скачок в спектре Новой до вспышки равен нулю, что вполне соответствует ее спектральному классу O или B0. После вспышки в ранней стадии развития Новой определение величины бальмеровского скачка сильно затруднено обилием линий в этой области спектра. Измерения величины $D = \lg \frac{I_{3650+*}}{I_{3650-1}}$, сделанные на пластинках от 13 сентября 1967 г., дали необычно малое значение для величины

скачка, а именно 0.00, хотя Новая была в это время звездой типа $\sigma F5$. Весной 1968 г. бальмеровский скачок становится отрицательным и изменяется от -0.07 в марте до -0.30 в августе 1968 г.

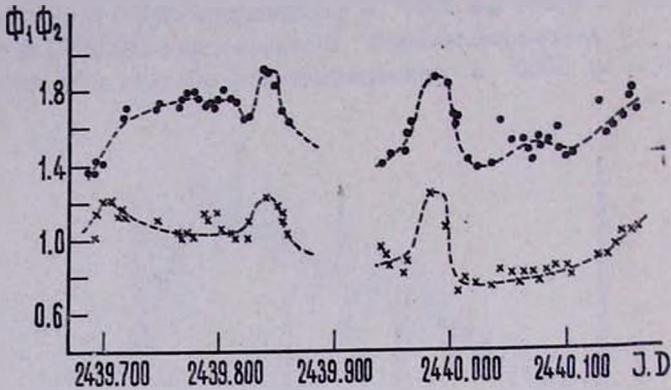


Рис. 4. Точками обозначены значения Φ_1 , крестиками — Φ_2 .

Նկ. 4. Կետերով նշանակված են Φ_1 արժեքները, իսկ խաչերով՝ Φ_2 արժեքները:

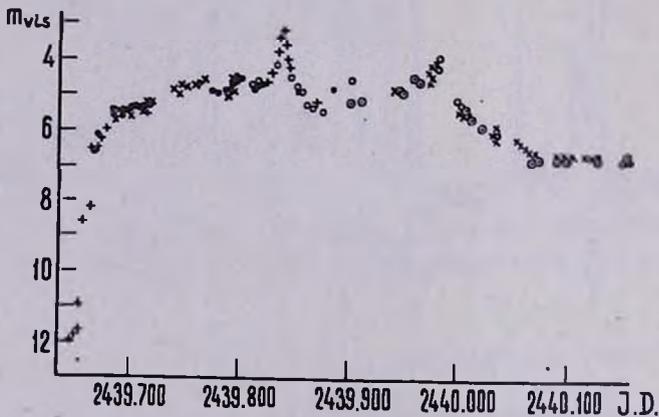


Рис. 5. Кривая блеска Новой Дельфина (фотоэлектрические наблюдения). Значения, обозначенные через + и \cdot взяты из работы [1], \times — из [5], \circ — из [6] и \odot — из [7].

Նկ. 5. Դելֆինի նորի պայծառության կորը (ֆոտոէլեկտրիկ դիտումներ): + և \cdot նշանակված արժեքները վերցված են [1] աշխատանքից, \times -ով նշանակվածները՝ [5]-ից, \circ -ով նշանակվածները՝ [6]-ից և \odot նշանակվածները՝ [7]-ից:

Скорость расширения оболочки Новой Дельфина, определенная по ширине линий испускания бальмеровской серии H_β , H_γ и H_δ , в июле 1967 г. равна 470 км/сек, а в мае 1968 г. — 630 км/сек.

Заключение. Новую Дельфина 1967 следует отнести к группе медленных новых. В настоящее время известно всего 13 таких новых включая и исследуемую в данной работе. Большинство звезд этой группы свойственны, после медленного возрастания яркости, продолжительный плоский максимум, нарушаемый рядом повторных вспышек, и небольшая скорость расширения выброшенной оболочки. У Новой Дельфина, возможно, было три вспышки: видимое на рис. 3 возрастание яркости 13 декабря 1967 г. и 3 мая 1968 г., а также, по всей вероятности, вспышка в начале февраля 1968 г. [8].

Колебания блеска у переменных вообще всегда сопровождаются температурными изменениями. Как видно из рис. 4, возрастанию яркости у Новой Дельфина соответствовало понижение цветовой температуры. По всей вероятности, в этой звезде, кроме выброса главной оболочки, произошло, как и у Новой Живописца 1925, дополнительное выбрасывание значительных облаков газа.

29 апреля 1970 г.

Ն. Լ. ԻՎԱՆՈՎԱ

1967 թ. Դելֆինի նորը

Ա մ փ ն փ ու մ

Բյուրականի աստղադիտարանի 10" կվարցային անճեղք սպեկտրոգրաֆով ստացվել են Դելֆինի նորի 200 նկար:

Հետադոտվել է էներգիայի բաշխումը անընդհատ սպեկտրում, որոշվել են բալմերյան թռիչքի մեծութունները, թաղանթի լայնացման արագութունները, նկարագրված են սպեկտրի ամենաբնորոշ փոփոխութունները:

1967 թ. դեկտեմբերի և 1968 թ. մայիսի բռնկումների ժամանակ դիտվել է գունային ջերմաստիճանի անկում, որն, ըստ երևույթին, արդյունք է աստղից լրացուցիչ նյութի ժայթքման:

N. L. IVANOVA

NOVA DELPHINI 1967

S u m m a r y

The results of spectrophotometric investigation of Nova Delphini 1967 are given. The observations have been made with the 10" telescope of the Byurakan Observatory in 1967—1968. The flares which took place in the middle of December 1967 and in the beginning of

May 1968 have been accompanied by the decrease of colour temperature.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. *Sky and Telescope*, 34, No. 3, 1967.
2. Н. Л. Иванова, М. А. Казарян, Р. Х. Оганесян, Сообщения Бюраканской обсерватории, 29, 25, 1961.
3. Н. Л. Иванова, М. А. Казарян, Р. Х. Оганесян, Сообщения Бюраканской обсерватории, 37, 3, 1966.
4. D. Barbier, D. Chalonge, *Ann d'Ap.*, 4, 31, 1941.
5. О. П. Абуладзе, АЦ. № 471, 1968.
6. С. З. Омаров, М. С. Гаджиев, *Переменные звезды*, 17, № 4, 1970.
7. J. Grygar, L. Kohoutek, *Bull. of astr. Inst. of Cheskosl.* 20, No. 3, 1969.
8. H. Flight, „*Meteor*“, 24, no. 4. 1968.

Н. А. ИВАНОВА

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЭНЕРГИИ В СПЕКТРАХ ЗВЕЗД Ве

В звездах типа Ве в результате наложения оболочки на излучение звезды распределение энергии должно отличаться от распределения в звездах В, лишенных оболочки [1]. Однако в этом отношении результаты наблюдений, относящиеся к исследованию распределения энергии в звездах Ве, весьма противоречивы. Так, одни наблюдатели [2, 3] считают, что звезды типа Ве имеют в среднем более низкую цветовую температуру, чем просто звезды В того же подкласса; другие [4] находят, что звезды Ве и В имеют сходное распределение энергии.

С целью изучения этого вопроса на 10" телескопе АСИ-5 Бюраканской обсерватории был получен 21 спектр ярких звезд типа В3пе и В3 (табл. 1).

Таблица 1

Звезда	Спектральный класс	m_{vls}	Число спектров
28 Лебедя	В3 пе	4.80	3
45 Лебедя	В3	4.89	3
59 Лебедя	В3 пе	4.86	5
60 Лебедя	В3 пе	5.24	3
66 Лебедя	В3 пе	4.42	3
70 Лебедя	В3	5.20	4

Выбор для сравнения звезд 45 и 70 Лебедя, расположенных близко к исследуемым звездам, сделал излишним внесение поправок за атмосферное поглощение, а результаты, благодаря этому, более точными.

Относительное распределение энергии в исследуемых звездах для спектральной области 3400—4700 Å представлено на рисунках 1, 2 и 3, на которых по оси абсцисс отложены величины $1/\lambda$, а по оси ординат $-\Delta \lg I = \lg I_{\text{исслед. зв.}} - \lg I_{\text{зв. сравнения}}$.

На рис. 1 дано относительное распределение энергии в звездах 28 и 60 Лебеда. Для трех дат: 17 июля 1955, 19 июля 1955 и 14 августа 1955 г. распределение энергии в этих звездах ничем, кроме величины бальмеровского скачка, не отличается от распределения в нормальной звезде класса В3—70 Лебеда.

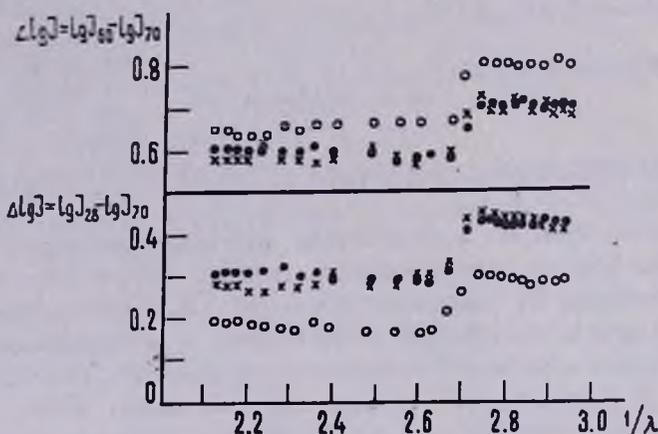


Рис. 1. Относительное распределение энергии в спектрах звезд 28 и 60 Лебеда: 17 июля 1955 г. (●), 19 июля 1955 г. (x) и 14 августа 1955 г. (○).

Նկ. 1. Կարապի 28 և 60 աստղերի սպեկտրներում էներգիայի հարաբերական բաշխումը 1955 թ. հուլիսի 17-ին (●), 1955 թ. հուլիսի 19-ին (x), և 1955 թ. օգոստոսի 14-ին (○):

Звезда 66 Лебеда (рис. 2) в течение трех ночей; 17, 18 и 20 июля 1955 г. имела, по сравнению с 70 Лебеда, более низкую, особенно в ультрафиолете, цветовую температуру.

Наблюдения 59 Лебеда (рис. 3) в течение месяца (20 июля, 13 августа и 26 августа 1955 г.) показали изменения в распределении энергии этой звезды, особенно заметные в ультрафиолете: вначале звезда была холоднее 45 Лебеда (а), затем произошло выравнивание температур (b), и, наконец, 59 Лебеда даже стала несколько горячее звезды сравнения (с).

При величине бальмеровского скачка звезд сравнения $D = 0.17$ (среднее значение для нормальных звезд класса В3 [5]) был определен этот параметр для исследуемых звезд (табл. 2).

Изложенные результаты спектрофотометрического исследования звезд В3п позволяют сделать следующие выводы:

1. Изученные звезды В3п в момент наблюдения, несомненно, имели тонкие оболочки, одним из доказательств присутствия которых являются величины бальмеровских скачков этих звезд, близкие к нулю, а в некоторых случаях имеющие даже отрицательное значение.

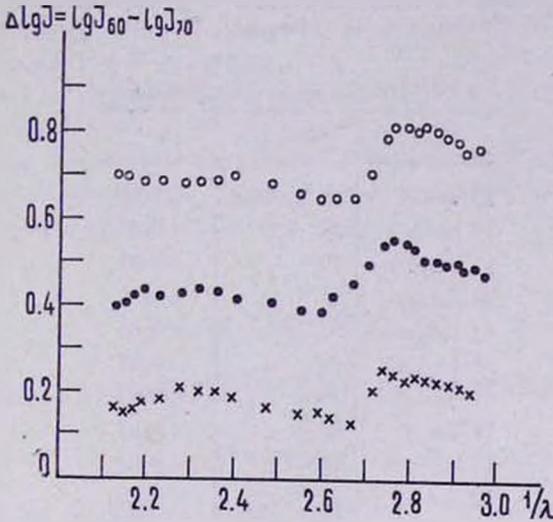


Рис. 2. Относительное распределение энергии в спектре звезды 66 Лебеда: 12 июля 1955 г. (●), 18 июля 1955 г. (x), 20 июля 1955 г. (o).

Նկ. 2. Կարապի 66 և 70 աստղերի սպեկտրներում էներգիայի հարաբերական բաշխումը՝ 1955 թ. հուլիսի 12-ի (●), 1955 թ. հուլիսի 18-ին (x), 1955 թ. հուլիսի 20-ին (o):

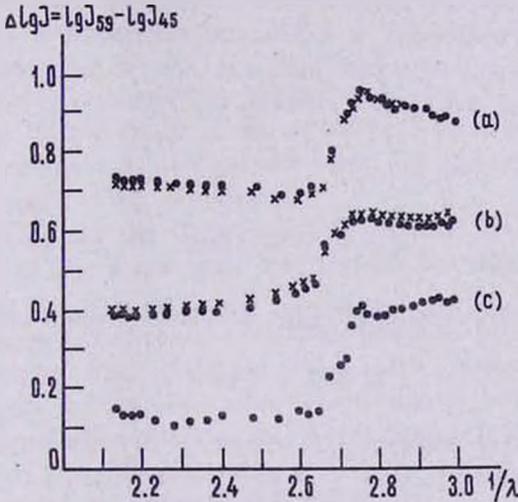


Рис. 3. Относительное распределение энергии в спектре звезды 59 Лебеда: 20 июля 1955 г. (a), 13 августа 1955 г. (b) и 26 августа 1955 г. (c).

Նկ. 3. Կարապի 59 և 45 աստղերի սպեկտրներում էներգիայի հարաբերական բաշխումը՝ 1955 թ. հուլիսի 20-ին (a), 1955 թ. օգոստոսի 13-ին (b), 1955 թ. օգոստոսի 26-ին (c):

2. В зависимости от плотности их оболочки звезды Ве могут иметь как одинаковое со звездами типа В распределение энергии, так и различное.

Таблица 2

Дата (1955)	Звезда	D
17 июля	28 Лебеда	+0.02
19 июля	28 "	+0.02
13 августа	28 "	+0.01
20 июля	59 "	-0.08
13 августа	59 "	-0.05
26 августа	59 "	-0.07
17 июля	60 "	+0.04
19 июля	60 "	+0.03
13 августа	60 "	+0.04
17 июля	66 "	0.00
18 июля	66 "	+0.02
20 июля	66 "	-0.02

3. В распределении энергии звезды типа Ве могут происходить изменения, по временам даже значительные, что зависит от мощности выброса звездой вещества и изменения плотности в ее оболочке. Такие изменения неоднократно наблюдались в интересной, с неустойчивой атмосферой, звезде 59 Лебеда [6, 7].

2 октября 1970 г.

Ե. Լ. ԻՎԱՆՈՎԱ

ԷՆԵՐԳԻԱՅԻ ԲԱՇԽՈՒՄԸ ԵՎ ԱՍՏՂԵՐԻ ՍՊԵԿՏՐԵՆԵՐՈՒՄ

Ա մ փ ո փ ո լ մ

ԵՎ և Ե աստղերի սպեկտրների ուսումնասիրության արդյունքները ներկայումս բավական հակասական են և որոշակիորեն պարզ չէ, արդյոք էներգիայի բաշխումը այդ աստղերում միևնույնն է, թե բաշխման մեջ կան ինչ որ տարբերություններ:

Բյուրականի աստղադիտարանի 10" ԱՍԻ-5 դիտակի միջոցով ստացված են պայծառ В3ne և В3 տիպի աստղերի 21 սպեկտրներ և վերջիններում որոշված է էներգիայի հարաբերական բաշխումը:

Սպեկտրների շափման արդյունքները բերում են հետևյալ եզրակացությունների՝

1) Ուսումնասիրված B3ne աստղերը դիտման պահին ունեցել են բարակ թաղանթներ՝ նրանց բալմերյան թռիչքները նկատելիորեն ավելի փոքր են, քան B3 աստղերի բալմերյան թռիչքները:

2) Կախված թաղանթի խտությունից Be և B տիպի աստղերի սպեկտրները կարող են լինել միանման, կամ տարբեր:

3) Միևնույն Be տիպի աստղերում կարող են տեղի ունենալ էներգիայի բաշխման փոփոխություններ, ինչպես այդ բաղմիցս դիտվել է անկայուն մթնոլորտ ունեցող Կարապի 59 աստղի մոտ:

N. L. IVANOVA

THE ENERGY DISTRIBUTION IN THE SPECTRA OF Be STARS

S u m m a r y

The results of observations concerning the energy distribution in the spectra of Be and B stars are contradictory and at present it is not known definitely whether their energy distribution is similar or not.

Twenty one spectra of bright B3 ne and B3 type stars have been obtained with the 10" telescope of the Byurakan Observatory. The relative energy distributions of these stars are given in Figs 1, 2 and 3.

The following conclusions can be made from our data:

1. As the Balmer jump in the spectra of all observed B3ne stars are smaller than those of normal B3 stars, the presence of a thin shell around the formers is out of doubt.

2. Depending on the thickness of the shells the energy distribution in the spectra of Be stars may be similar or different from those of normal B stars.

3. The energy distribution in the spectra of Be stars could be subject of changes. Such changes have been observed, for instance, for several times in the spectrum of 59 Cygni, which is a star with nonstable atmosphere.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. В. Г. Горбачкий, И. Н. Минин, Нестационарные звезды, М., Изд. Физ.-мат. лит., 1963.
2. D. Barbier, D. Chalonge, E. Vassu, A. Arnulf, Ann. d'Ap., 4, 29, 1941.
3. О. Цой Дэй, Астрон. Ж., 38, 506, 682, 1956.
4. О. Д. Докучева, Trans. IAU, 9, 392, 1955.
5. D. Barbier, D. Chalonge, Ann. d'Ap., 3, No. 2, 1940.
6. Н. Л. Иванова, Сообщения Бюраканской обсерватории, 14, 26, 1954.
7. Н. Л. Иванова, Сообщения Бюраканской обсерватории, 23, 25, 1957.

В. Г. ПАНАДЖЯН

МЕЖПЛАНЕТНЫЕ МЕРЦАНИЯ ЗС 48 НА ЧАСТОТЕ 408 $M\mu$

После ввода в строй антенны на 408 $M\mu$ в Бюраканской астрофизической обсерватории начались наблюдения мерцаний радиосточников [малых угловых размеров на неоднородностях межпланетной плазмы. Наблюдения мерцаний ЗС 48 проводились в апреле 1970 г., когда радиосточник ЗС 48 находился на минимальном расстоянии от Солнца. Использовалась следующая аппаратура: антенна на 408 $M\mu$ с эффективной площадью свыше 1000 m^2 (геометрические размеры 218×18 м), радиометр с коэффициентом шума приблизительно 3. Полоса пропускания радиометра — 2 $M\mu$, постоянная времени выхода — 0.5 сек. Используемая аппаратура позволяла обнаруживать мерцания с мерой мерцаний $f > 10\%$ ($f = \frac{|\Delta I_{\max}|}{I_0}$ — мера мерцаний по максимумам флуктуаций интенсивности). На рис. 1 приведена копия записи ЗС 48 с мерцаниями.



Рис. 1. Пример записи мерцаний квазара ЗС 48 на неоднородностях межпланетной плазмы на частоте 408 $M\mu$ (20.04.70).

Նկ. 1. Միջմոլորակային պլազմայի անհամասեռությունների վրա ЗС 48 րվազարի աղվաթմումների գրանցման մի օրինակ 408 Մհց հաճախությամբ վրա (20.04.70):

Мерцания квазара ЗС 48 наблюдаются в широком диапазоне частот [1—6], что послужило основой для оценки угловых размеров ЗС 48 и некоторых параметров межпланетной плазмы. Полученные результаты

также позволяют по характеристикам мерцаний оценить угловые размеры радиисточника ЗС 48 на 408 МГц , а также среднеквадратичное отклонение электронной концентрации от среднего значения $\sqrt{\Delta N_e^2}$, размеры (радиусы корреляции) электронных неоднородностей и возмущение фазы волны на неоднородностях межпланетной плазмы на частоте 408 МГц на угловых расстояниях от Солнца $\varphi \approx 21 - 22^\circ$ и радиальное расстояние $r_0 \approx 0.38 \text{ а.е.}$.

Сначала оценим угловые размеры. Для этого необходимо сравнить мерцания исследуемого радиисточника с мерцаниями точечного радиисточника, в качестве которого возьмем источник ЗС 119, известный как точечный [3]. Используя данные табл. 1 (среднее значение f и значения T) и значение меры мерцаний источника ЗС 119 на частоте 178 МГц при $\varphi \approx 22^\circ$, равное 63% , аналогично [6] находим, что, в предположении однокомпонентной модели с гауссовским распределением радиояркости по источнику, угловой диаметр квазара ЗС 48 на частоте 408 МГц составляет 0.4 . Это с точностью, какую позволяет данный метод, совпадает с аналогичной оценкой на 60 МГц [6]. Таким образом, угловой диаметр квазара ЗС 48 не зависит от частоты в диапазоне частот $60 - 408 \text{ МГц}$.

Таблица 1

Дата наблюдения	φ°	L_0 (а. е.)	r_0 (а. е.)	f (%)	T сек	ΔL (а. е.)	$\sqrt{\Delta N_e^2}$ эл/см ³	$\sqrt{\Delta S_0^2}$ радианы	ζ_0 км
27.04.1970	27	0.92	0.47	10	—	0.5	1.5	0.05	—
29.04	26	0.92	0.44	20	5.6	0.5	3.0	0.1	330
30.04	22	0.95	0.38	12	4.1	0.5	1.8	0.06	240
27.04	21	0.95	0.38	17	4.5	0.5	2.5	0.085	265
30.04	21	0.95	0.38	17	3.9	0.5	2.5	0.085	230

В табл. 1 приведены вычисленные из наблюдательных данных среднеквадратичные отклонения электронной концентрации $\sqrt{\Delta N_e^2}$ относительно среднего значения \bar{N}_e , среднеквадратичные значения возмущения фазы волны на неоднородностях межпланетной плазмы $\sqrt{\Delta S_0^2}$ и средние значения размеров (радиусов корреляции) неоднородностей ζ_0 по методике, описанной в [7].

Для сравнения ΔN_e и N_e возьмем $N_e = 6 r_0^{-2} \text{ эл/см}^3$ [8], где r_0 — в астрономических единицах. Тогда $\frac{\Delta N_e}{N_e}$ на расстоянии $r_0 = 0.38 \text{ а. е.}$ составит 5% . Заметим, что значение $\frac{\Delta N_e}{N_e}$, определенное по записям

мерцаний квазара 3C 48 на частоте 60 $M\mu$ в интервале расстояний $0.77 \text{ а.е.} < r_0 < 1.2 \text{ а.е.}$ также в среднем равно 5% [7]. Значит $\frac{\Delta N_e}{N_e}$ равно 5% и остается постоянным в интервале расстояний $0.38 \text{ а.е.} < r_0 < 1.2 \text{ а.е.}$

16 сентября 1970 г.

Վ. Գ. ՓԱՆԱԶՅԱՆ

3C 48-ի ՄԻՋՄՈՒՈՐԱԿԱՅԻՆ ԱՌԿԱՅՄՈՒՄՆԵՐԸ
408 ՄՀՑ ՀԱՃԱԿՈՒԹՅԱՆ ՎՐԱ

Ա մ փ ո փ ո լ մ

Բյուրականի աստղադիտարանի 408 ՄՀց-ի վրա աշխատող ռադիոդիտակի օգնությամբ դիտված են 3C 48 քվազարի առկայծումները միջմոլորակային պլազմայի անհամասեռությունների վրա: Ստացված դրանցումներով գնահատվել են 3C 48-ի անկյունային շափերը (0.4) և միջմոլորակային պլազմայի որոշ պարամետրեր Արեգակից $r_0 = (0,38 + 0,47)$ ա. մ. հեռավորությունների վրա:

V. G. PANAJIAN

INTERPLANETARY SCINTILLATION OF 3C 48 at 408 MHz

S u m m a r y

The scintillation of quasar 3C 48 at 408 MHz are observed with the radio telescope of the Byurakan observatory. The angular diameter of 3C 48 is determined (0.4) and some parameters of interplanetary plasma irregularities are estimated at distances $r_0 = 0.38 - 0.47 \text{ a.u.}$ from the Sun.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. A. Hewish, P. F. Scott, D. Wills, Nature, 203, 1214, 1964.
2. A. Hewish, P. A. Dennison, J. O. H. Pilkington, Nature, 209, 1188, 1966.
3. L. T. Little, A. Hewish, M. N., 138, 393, 1968.
4. M. N. Cohen, E. J. Gundermann and D. E. Harris, Ap. J., 150, 767, 1967.
5. В. В. Виткевич, В. И. Власов, Астрон. ж., 46, 851, 1969.
6. В. Г. Панаджян, Астрофизика, 5, 291, 1969.
7. В. Г. Панаджян, Сообщения Бюраканской обсерватории, 42, 11, 1970.
8. M. F. Ingham, M. N., 122, 157, 1961.

М. А. ЕРИЦЯН

ЗВЕЗДНЫЙ ЭЛЕКТРОПОЛЯРИМЕТР С БЫСТРОВРАЩАЮЩИМСЯ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫМ МОДУЛЯТОРОМ

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время для изучения поляризации света звезд применяются различные методы наблюдений с использованием усовершенствованных электрофотометров и высокочувствительных измерительных устройств [1—7]. Как известно, для получения параметров поляризации с помощью обычных методов в принципе достаточно измерить световой поток при трех положениях анализатора. Однако для обеспечения требуемой точности в этих измерениях бывает необходимо увеличить число значений углов анализатора, при которых измеряется поток, в результате чего время одного поляризационного наблюдения заметно увеличивается [1, 4].

Весь процесс наблюдения упрощается, а время одного наблюдения сокращается в 4—5 раз, когда световой поток регистрируется при непрерывном вращении анализатора [5]. Увеличение продолжительности одного оборота анализатора при постоянстве источника могло бы при этом способствовать увеличению точности определения поляризации, но возрастающая при этом вероятность изменения экстинкции земной атмосферы вносит дополнительные ошибки в результаты наблюдений. Наоборот, влияние этих изменений уменьшается при уменьшении времени, необходимом для одного оборота анализатора.

Использование модуляционного метода для измерения поляризации [6, 7], основанного на отделении и усилении переменной составляющей фототока при быстром вращении анализатора, дает возможность полностью исключить ошибки, обусловленные экстинкцией.

С помощью электрофотометров [1—7] успешно проводится фотометрия, колориметрия и поляриметрия различных объектов в нашей Галактике. Однако осуществление поляриметрических наблюдений вспыхающих звезд во время вспышки до настоящего времени не удавалось,

так как существующие звездные электрофотометры не приспособлены для таких целей. Измерение параметров поляризации вспыхающих звезд во время вспышки практически возможно осуществить электрофотометром с быстровращающимся поляризационным модулятором поскольку изменения полного светового потока звезды не влияют на поляризационную компоненту фототока.

Электрофотометры, позволяющие вести поляриметрические наблюдения вспыхающих звезд во время вспышки, должны удовлетворять следующим условиям:

1. Отделять поляризованную компоненту от неполяризованной.
2. Производить одновременную запись этих компонентов на разных записывающих устройствах.
3. Иметь сравнительно малую продолжительность времени одного наблюдения.

Существующие звездные электрофотометры [6, 7], в которых используется модуляционный метод, не удовлетворяют полностью вышеуказанным условиям. Поэтому эти электрофотометры не позволяют уверенно измерять параметры поляризации вспыхающих звезд во время вспышки.

С целью наблюдения параметров поляризации вспыхающих звезд во время вспышки в лаборатории электрофотометрии БАО совместно с Бюраканской оптико-механической лабораторией АН АрмССР был разработан и изготовлен звездный электрополяриметр с быстровращающимся поляризационным модулятором. При изготовлении были учтены вышеуказанные требования.

В настоящей статье приводится подробное описание и результаты испытаний данного электрополяриметра.

§ 1. ПРИНЦИП РАБОТЫ И УСТРОЙСТВА ЭЛЕКТРОПОЛЯРИМЕТРА

Принцип работы. Частично поляризованный свет, как видно из рис. 1, проходя через быстровращающийся анализатор (A), модулируется и падает на фотокатод фотоумножителя, на выходе которого образуются как переменный, так и постоянные составляющие фототока. Постоянный компонент фототока усиливается усилителем постоянного тока ($У-1$) и регистрируется отдельно на самопишущем электронном потенциометре. Переменная компонента, частота которой равна удвоенной частоте вращения анализатора, на выходе усилителя ($У-1$) отделяется с помощью конденсатора C и усиливается избирательным усилителем ($У-2$).

Синфазно с вращением анализатора, с удвоенной скоростью вращается ротор ГОИ (генератор опорного напряжения), который дает синусоидальное напряжение той же частоты, что и переменная компонента фототока. Переменная компонента фототока и опорное напря-

Одновременно поступают на вход смесительного каскада. Однако между обоими периодическими колебаниями вводится дополнительная разность фаз, которая медленно меняется от 0° до 360° вращением статора ГОН при помощи синхронного мотора (M_2) со скоростью вращения 2 об/мин.

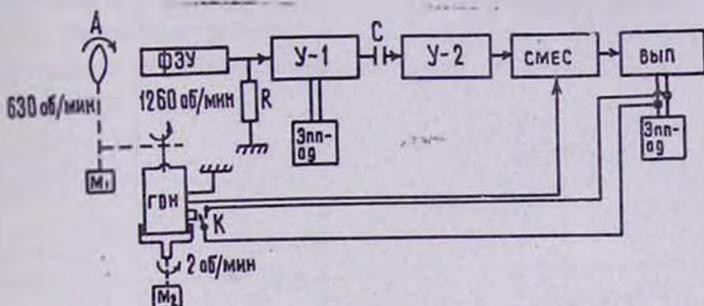


Рис. 1. Блок-схема электрополяриметра.
 Դ՛կ. 1. Էլեկտրոպոլարիմետրի բլոկ-սխեման:

В течение одного оборота статора ГОН, т. е. за время одного полного поляризационного наблюдения (30 сек) напряжения то складываются, то вычитаются, вследствие чего, после детектирования сигнал записывается на самопишущем потенциометре в виде синусоиды, величина амплитуды и фаза которой определяются от величины поляризованной составляющей света звезды и ее направление в инструментальной системе.

С целью определения нуля-пункта вращения анализатора в инструментальной системе в поляриметре на статоре ГОН предусмотрен механический контакт (K), непосредственно связанный с входом самопишущего прибора. За время полного оборота статора (30 сек) механический контакт фиксирует начало и конец одного поляризационного наблюдения. Поскольку анализатор и ротор ГОН вращаются одним синхронным двигателем (M_1), одну из этих отметок можно принять за нуль-пункт анализатора в инструментальной системе.

В качестве питающей оптики для поляриметра был использован 16" рефлектор Бюраканской астрофизической обсерватории.

Устройство электрополяриметра. Электрополяриметр состоит из трех основных частей: оптико-механической, фотоприемника и измерительной. Подробное описание этих частей приводится ниже.

а) В основу оптической системы электрополяриметра положена схема Фабри, которая впервые была применена в звездном электрофотометре В. Б. Никоновым и П. Г. Куликовским [8].

Основная оптическая схема электрополяриметра приведена на рис. 2. В электрополяриметре предусмотрен выдвижной окуляр, со-

стоящий из призм $Пр_1$, $Пр_2$ и линз O_2 , O_3 и позволяющий контролировать положение объекта в центре входных диафрагм (0,5, 1, 2, 3, 5 мм). С целью стандартизации фотометрических наблюдений в поляриметре установлен радиоактивный световой эталон—Э, который при помощи призмы— $Пр_3$ проектируется на фотокатод фотоумножителя. Для стандартизации поляриметрических наблюдений перед световым эталоном с определенным наклоном помещена стеклянная пластинка— $П$, что создает постоянную стандартную поляризацию.

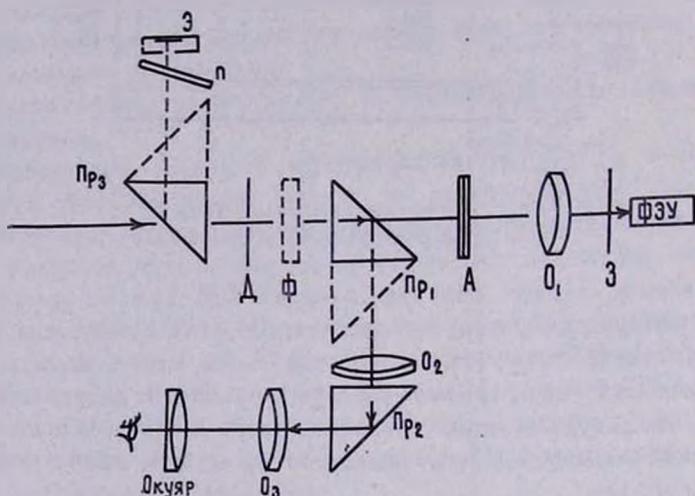


Рис. 2. Оптическая схема электрополяриметра.
Նկ. 2. Էլեկտրաբևաշարի օպտիկական սխեման:

В электрополяриметре предусмотрена также возможность колориметрических наблюдений звезд в пяти фильтрах (Φ). В качестве анализатора A применяется призма Франка-Риттера, которая вращается с помощью синхронного двигателя типа Г-36. С помощью линзы Фабри O_1 световой поток направляется на фотокатод фотоумножителя, установленный так, что плоскость фотокатода совпадает с выходным зрачком оптической системы.

б) В качестве фотоприемника в электрополяриметре используется отечественный фотоэлектронный умножитель типа ФЭУ-64 с сурьмяно-цезиевым фотокатодом и торцовым оптическим входом.

Фотоумножитель питается от высоковольтного стабилизированного выпрямителя. Пульсации напряжения на выходе выпрямителя не более 0.002% от величины выходного напряжения при токе нагрузки в 4 ма. Нестабильность выходного напряжения не превышает 0.01%, если изменение напряжения питающей сети составляет $\pm 10\%$ от ее

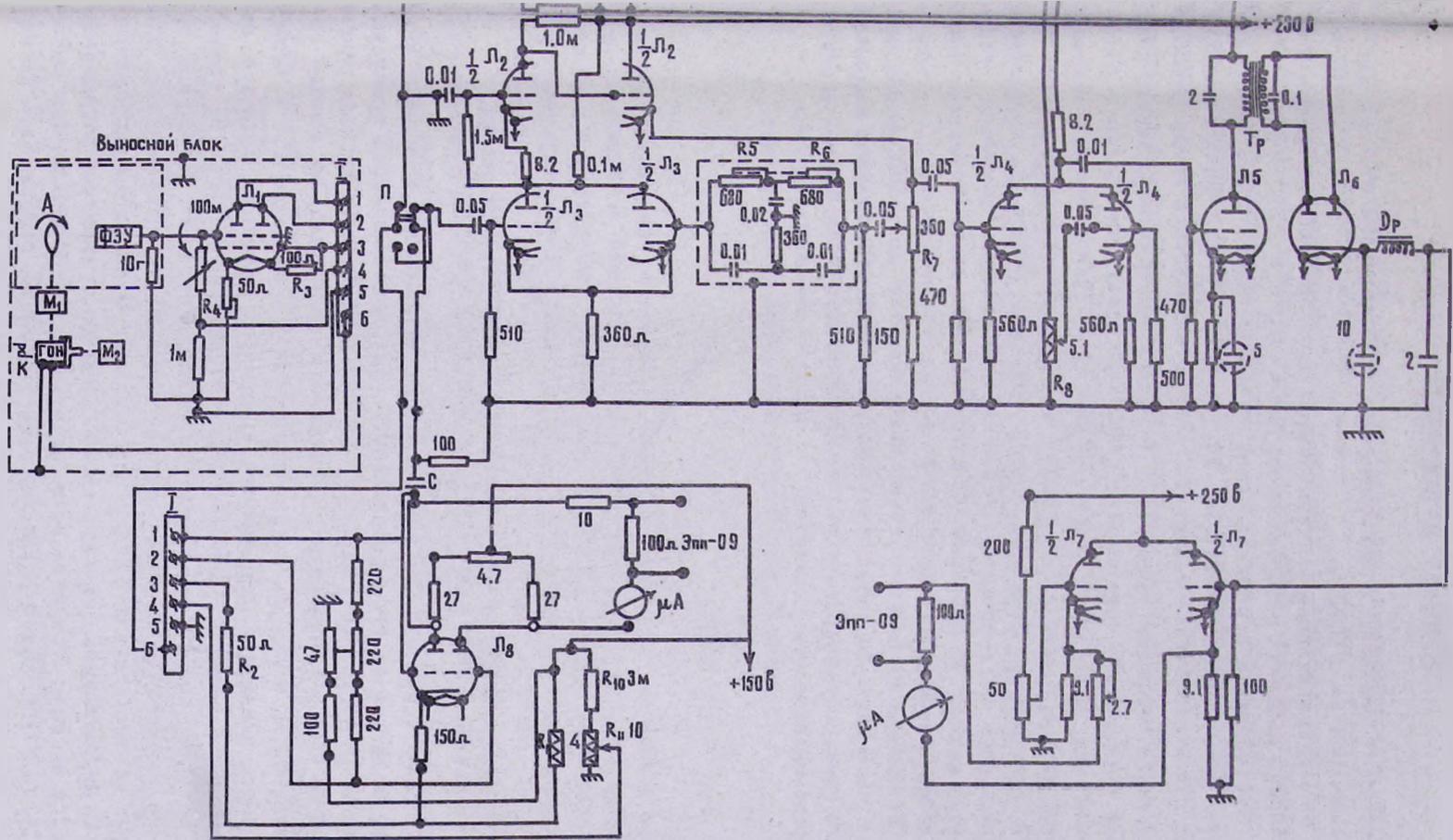


Рис. 3. Принципиальная электрическая схема электрополяриметра.

Նկ. 3. էլեկտրաբևաչափի ընդհանուր էլեկտրական սխեման:

номинального значения, а при изменениях тока нагрузки от 0 до 4 мА — не более, чем на $\pm 0.02\%$.

в) Принципиальная электрическая схема электрополяриметра (без источников питания) изображена на рис. 3.

Постоянная и переменная компоненты фототока после фотоумножителя усиливаются усилителем постоянного тока, в первом каскаде которого используется сдвоенная электрометрическая лампа (2Э2П), обладающая сеточным током 10^{-14} а. Электрометрический каскад усилителя постоянного тока смонтирован непосредственно рядом с фотоумножителем. В качестве второй лампы этого усилителя использован двойной триод L_9 (6Н15П) с общим катодом. Для регистрации постоянной компоненты фототока между анодами лампы L_9 подключен сам опишующий потенциометр ЭПП-09. Компенсации темнового тока фотоумножителя и проверка чувствительности этого усилителя производятся с помощью делителя R_{10} , R_{11} .

Усилитель постоянного тока в интервале от 0 до -400 мВ обеспечивает линейную зависимость между входным и выходным напряжениями (рис. 4). Дрейф усилителя постоянного тока после часового прогрева практически незаметен.

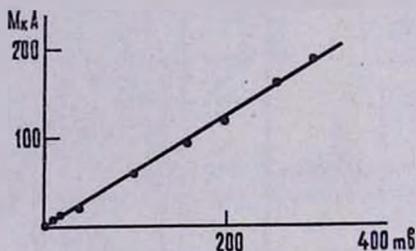


Рис. 4. Линейность усилителя постоянного тока.

Նկ. 4. Համաժամանակ հասնելի ուժեղացուցիչի գծայնությունը:

После усилителя постоянного тока переменный компонент фототока подается на вход резонансного усилителя с полосой пропускания $\Delta\omega = \pm 0.5$ цу. Коэффициент усиления резонансного каскада равен примерно 800, максимальная неискаженная амплитуда на выходе составляет 0.5 в, шумы на закороченном входе — не более 10^{-7} в. С резонансного усилителя переменный компонент фототока подается на первый вход лампы L_4 (6Н1П) смесительного каскада, на второй вход которой подается опорное напряжение от ГОН. Потенциометр R_9 , подключенный к сетке второго триода L_4 , используется для выбора соответствующей величины амплитуды опорного напряжения.

С анода лампы смесительного каскада суммарное напряжение подается на вход усилительного каскада с трансформаторным выходом L_5 (6Н1П). Затем сигнал вместе с опорным напряжением детек-

тируется на лампе Λ_0 и после катодного повторителя Λ_1 регистрируется на приборе ЭПП-09.

Общая регулировка чувствительности системы при измерении звезд различной яркости производится изменением напряжения питания фотоумножителя. При этом и постоянная и переменная составляющие фототока изменяются строго пропорционально. Изменения напряжения от 600 до 1500 в позволяют с помощью данного электрополяриметра измерить степень поляризации звезд до 11^m .

§ 2. МЕТОДИКА НАБЛЮДЕНИЙ

Интенсивность частично поляризованного света в зависимости от угла поворота анализатора представляется формулой

$$I_{\varphi} = I_1/2 + I_2 \cos^2(\varphi - \varphi_0),$$

где I_1, I_2 — неполяризованная и поляризованная составляющие света звезды,

φ — угол поворота анализатора,

φ_0 — угол направления плоскости поляризации света звезды в инструментальной системе.

Степень поляризации определяется выражением

$$P = \frac{I_2}{I_1 + I_2}.$$

Для определения степени поляризации при использовании электрополяриметра с быстровращающимся анализатором, в котором переменный и постоянный компоненты фототока усиливаются различными усилителями, необходимо учитывать отношение коэффициентов их усилений.

Действительно, если допустить, что коэффициенты усиления постоянного и переменного тока используемых усилителей составляют K_-, K_+ , тогда степень поляризации света звезды можно представить как

$$P_* = \frac{K_-}{K_+} \cdot \frac{\Delta n_*}{2n_*},$$

где $\Delta n_*, n_*$ — показания переменной и постоянной компоненты фототока.

Из последнего уравнения следует, что при определении степени поляризации света звезд достаточно знать отношение этих коэффициентов, которое определяется с помощью стандартного светового источника (или звезды) с известными параметрами поляризации $P_{ст}$,

$Q_{ст} \left(K = P_{ст} \cdot \frac{2n_{ст}}{\Delta n_{ст}} \right)$. Проверка изменения отношения этих коэффициентов в течение ночи производится несколько раз.

Для определения направления плоскости поляризации используются стандартные звезды. Поскольку положение анализатора после одного наблюдения отмечается на записи, то с помощью стандартной звезды определяется нуль-пункт позиционного угла, а следовательно, определяются и позиционные углы исследуемых звезд.

Полученные истинные значения параметров поляризации звезды освобождаются от влияния поляризации фона неба путем непосредственного вычитания аналогичных значений, полученных из измерений поляризации фона. Это производится автоматически с помощью векторного измерителя [9].

§ 3. ИСПЫТАНИЕ ЭЛЕКТРОПОЛЯРИМЕТРА

С целью проверки электрополяриметра наблюдались 17 звезд из списков [10, 11] со стандартными параметрами поляризации. Для исследования инструментальной поляризации наблюдались стандартные звезды (μ Cas, θ Boo, β Aql) с нулевыми поляризациями [10].

Результаты поляризационных наблюдений указанных звезд, выполненных при трехминутном интегрировании (число наблюдений $n=6$) приводятся в табл. 1, где даны соответственно номера звезд по HD, названия звезд, звездные величины, спектральные типы, параметры поляризации, определенные различными авторами [11, 12, 13] и наши результаты. На рис. 5 приведен пример записи поляризованного излучения звезды HDE 232947 ($m=9^m32$) с 5, 6% степени поляризации.

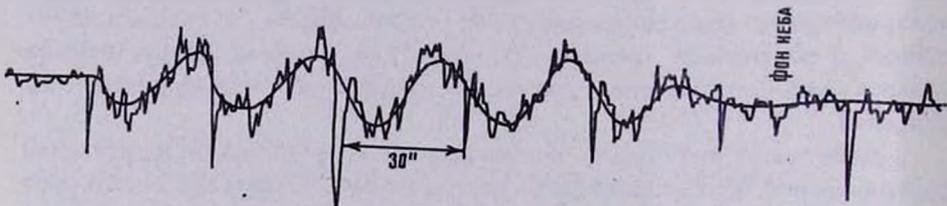


Рис. 5. Оригинальная запись поляризованной составляющей света звезды (HD 232947, $m=9^m32$).

Նկ. 5. Աստղի լույսի բևեռացման բաղադրիչի գրանցումը (HD 232947, $m=9^m32$):

Сопоставление наших результатов с результатами других авторов [11, 12, 13] представлено графически на рис. 6, 7. Из рисунков видно, что результаты наших наблюдений лучше совпадают с результатами Бера [12].

Для оценки точности измерения электрополяриметра определяется средняя квадратичная ошибка одного поляризационного наблюдения при различном времени интегрирования ($t=30, 60, 90$ и т. д. до

Таблица 1

Звезда		V	Sp	Бер [12]		Холл [11]		Хиатнер [13]		Б А О		
HD	Название			P %	Q°	P %	Q°	P %	Q°	P %	φ°	Q°
198478	55 Cyg	4. ^m 8	B 31a	2.82	2.0	3.09	4.0	2.8	5.0	2.8	172	2.0
209481	14 Ser	5.6	09V	1.64	67.0	1.95	72.0	—	—	1.8	59	69
7927	φ Cas	5.0	F 01a	3.14	94.0	3.18	96.0	3.36	93.0	3.15	84.0	94
224014	ρ Cas	4.1	F 81a	1.23	55.0	1.32	50.0	1.4	51.0	1.29	44.0	54.0
21291	2H Cam	4.2	B 91a	3.4	115	3.27	115	3.4	117	3.6	106	116
43384	9 Gem	6.3	B 31a	3.0	172	2.64	169	2.82	170	3.13	161	172
174571	—	8.89	B 1	—	—	2.64	81	—	—	2.8	76	86
25443	—	6.7	B 0,5 III	—	—	5.2	136	—	—	5.1	121	131
164852	96 Her	5.1	B 4	0.99	171	1.0	176	0.82	178	0.9	166	176
183143	—	6.9	B 71a	5.73	178	6.5	179	6.0	179	6.1	166	176
E 232947	—	9.32	B 01a	—	—	6.0	149	—	—	5.6	142	152
154445	—	5.6	B 1V	—	—	3.3	87	—	—	3.4	76	86
225146	—	8.6	B 01	—	—	3.1	72	—	—	2.9	61	71
6582	μ Cas	5.1	G 5V	0.01	24	0.00	—	—	—	0.00	—	—
126660	θ Boo	4.1	F 7V	0.00	—	—	—	—	—	0.00	—	—
41117	λ ₂ Ori	4.6	B 21a	2.2	176	3.0	177	—	—	3.0	165	175
188512	β Aql	3.7	G 81V	0.00	—	—	—	—	—	0.01	100	110

240 сек). С этой целью были использованы примерно 80 наблюдений для двух звезд из табл. 1: HD 25443 ($m = 6^m.7$) и HDE 232947 ($m = 9^m.32$).

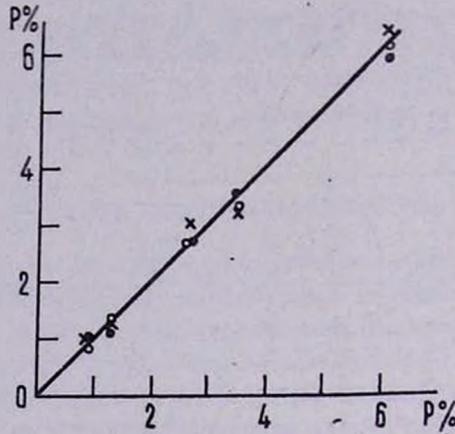


Рис. 6. Сравнение средних величин степеней поляризации, полученных в БАО (абсцисса), с данными Бера (темные кружки), Холла (крестики), Хилтнера (светлые кружки).

Նկ. 6. Բյուրականի աստղադիտարանում ստացված (աբսցիսս) բևեռացման աստիճանի միջին մեծության համեմատումը՝ Բերի (մութ շրջանակներ), Խոլլի (խաչեր), Խիլտների (լուսավոր շրջանակներ) արդյունքների հետ:

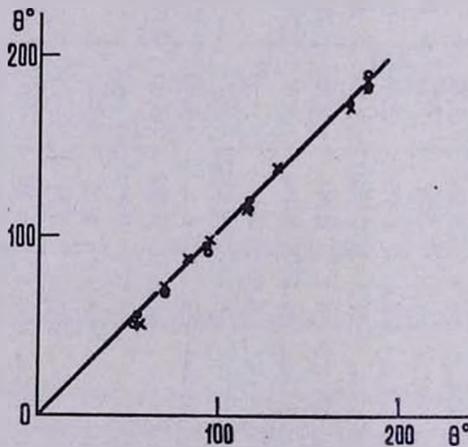


Рис. 7. Сравнение средних величин позиционного угла, полученных в БАО (абсцисса) с данными Бера (темные кружки), Холла (крестики), Хилтнера (светлые кружки).

Նկ. 7. Բյուրականի աստղադիտարանում (աբսցիսս) ստացված բևեռացման հարթության ուղղության անկյան միջին մեծության համեմատումը՝ Բերի (մութ շրջանակներ), Խոլլի (խաչեր), Խիլտների (լուսավոր շրջանակներ) արդյունքների հետ:

Зависимость средней квадратичной ошибки степени поляризации (P) и угла плоскости поляризации (Q) от числа наблюдений, т. е. от продолжительности времени интегрирования, приведена на рис. 8, где по оси абсцисс отложено время интегрирования (t) или число наблюдений (n), а по оси ординат — соответствующие значения ошибок σ_P и σ_Q . Из рисунка хорошо видно, что величины ошибок одного наблюдения указанных звезд ($m = 6^m 7, 9^m 32$ продолжительностью в 30 сек (минимальное время интегрирования поляриметра) не превышают $\pm 0.35, 0.45\%$ для степени поляризации и $\pm 3.5, \pm 5^\circ$ для углов плоскости поляризации соответственно. При трехминутном наблюдении ($n = 6$) соответствующие ошибки не более $\pm 0.1, \pm 0.16\%$ и $\pm 1.5, \pm 2^\circ$.

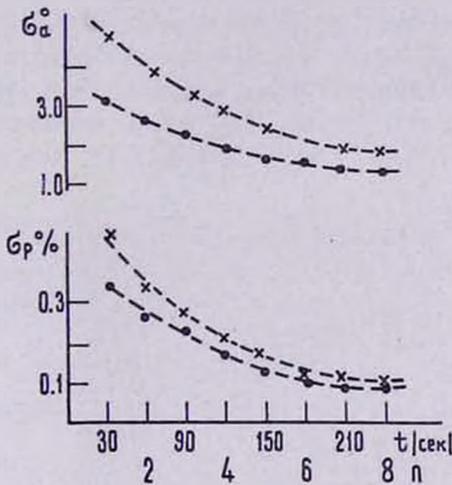


Рис. 8. Зависимость средней квадратичной ошибки P и Q от времени интегрирования (t) или от числа наблюдений (n), для звезд HD 25443 $m = 6^m 7$ (точки) и HD 232947, $m = 9^m 32$ (крестики).

Նկ. 8. P-ի և Q-ի միջին քառակուսային սխալների կախվածությունը ինտեգրման ժամանակից (t), կամ դիտման րվից (n), HD 25443 $m = 6^m 7$ (կետեր) և HD 232947 $m = 9^m 32$ (խաչեր) աստղերի համար:

Следует также отметить, что величина ошибки при дальнейшем возрастании времени интегрирования уменьшается незначительно.

§ 4. О ВОЗМОЖНЫХ ОШИБКАХ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ ПОЛЯРИЗАЦИИ СВЕТА ВСПЫШКИ ЗВЕЗДЫ

При измерениях параметров поляризации света вспыхивающих звезд во время вспышки могут быть две причины, которые дополнительно увеличивают величину ошибок наблюдения.

1. Не исключено, что при проведении поляризметрических наблюдений вспышки степень и направление плоскости поляризации в течение одного поляризационного наблюдения подвергаются быстрым изменениям. Эти изменения на записях наблюдений проявляются в увеличении флюктуаций, что влечет за собой увеличение ошибок наблюдений.

2. При определении степени поляризации вспышки может появиться „ложная поляризация“, благодаря тем компонентам кривых блеска, которые находятся в полосе пропускания частот ($\Delta\omega = \pm 0.5 \text{ ц}$) используемого резонансного усилителя.

Рассмотрим, как велико может быть воздействие второй причины на результаты наблюдений.

Как известно, в зависимости от типа вспышки кривые блеска у разных вспышек бывают разные. Часто делались попытки [14—17] аппроксимировать световую кривую спада яркости после максимума вспышки экспоненциальным законом вида:

$$i_t = i_0 e^{-\frac{t}{T}}, \quad (1)$$

где i_t — интенсивность вспышки в момент t , i_0 — интенсивность вспышки при $t = 0$ (t — отсчитывается от момента максимума). Формула (1) хорошо представляет наблюдаемые значения от максимума до некоторого момента t_1 , когда $i_t \approx 0.3 i_0$ [15].

Для определения средней величины амплитуд компонентов кривых блеска вспышки, находящихся в полосе частот $\Delta\omega = \pm 0.5 \text{ ц}$, используется интеграл Фурье

$$F(\omega) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \int_0^{\infty} i_0 e^{-\frac{t}{T}} \cos \omega t dt. \quad (2)$$

Функция $F(\omega)$ характеризует спектральную плотность кривой блеска в интервале $i_t = i_0 \pm 0.3 i_0$.

После интегрирования (2) получим

$$F(\omega) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} T \cdot i_0 \frac{1}{1 + (\omega T)^2} \quad (3)$$

Средняя мощность сигнала в интервале частот $[\omega_1, \omega_2]$ будет

$$E(\omega_1, \omega_2) = \int_{\omega_1}^{\omega_2} [F(\omega)]^2 d\omega = \frac{i_0^2 T}{\pi} \left[\frac{y_2}{1+y_2^2} - \frac{y_1}{1+y_1^2} + \arctg \frac{y_2 - y_1}{1 + y_1 \cdot y_2} \right],$$

где $y_1 = \omega_1 T$, $y_2 = \omega_2 T$.

Подставляя значения $\omega_1 = 20 \text{ ц}$, $\omega_2 = 21 \text{ ц}$, и беря за время длительности T 30 сек (время одного поляризационного наблюдения), получаем

$$E(20, 21) = 5 \cdot 10^{-5} i_0^2,$$

а для $[0, \infty]$ имеем

$$E(0, \infty) = 7.5 \frac{\pi}{2} i_0^2.$$

Отношение этих величин

$$C = \frac{E(20, 21)}{E(0, \infty)} = 10^{-5}$$

дает относительную величину энергии сигнала в интервале частот 20, 21 ц.

Отсюда видно, что даже при очень больших амплитудах и коротких по времени вспышках величина „ложной поляризации“ в интервале $i_i = i_0 \rightarrow 0.3 i_0$ для нисходящей ветви не может достигать ощутимых значений.

Затухание вспышки, начиная с $i_i < 0.3 i_0$, происходит очень медленно и говорить о возникновении „ложной поляризации“ в этом интервале не имеет смысла. Что касается величины C для восходящей ветви, то она неопределенна, поскольку аналитическое выражение этой ветви неизвестно. По-видимому, величина C здесь также незначительна.

Однако следует отметить, что эта „ложная поляризация“ может достигать измеряемых величин тогда, когда возрастание и затухание блеска звезды во время вспышки происходят весьма быстро (меньше 0.1 сек). Однако такие быстрые изменения яркости звезды, а следовательно и появляющуюся при этом возможную поляризацию мы не можем регистрировать.

Этот вопрос практически полностью стал ясным тогда, когда с помощью данного электрополяриметра были проведены поляриметрические наблюдения вспыхивающей звезды EV Lac во время вспышки. Было зарегистрировано пять вспышек с различными амплитудами ($\Delta m = 0^m22, 0^m35, 0^m8, 1^m0, 2^m3$), а поляризации наблюдались при вспышке с амплитудой в 2^m3 . При остальных вспышках величина степени поляризации находилась в пределах ошибок наблюдений. Результаты поляриметрических измерений этих вспышек приведены в [18].

В заключение хочу выразить искреннюю благодарность К. А. Григоряну за предложенную тему и руководство, руководителю Бюраканской оптико-механической лаборатории Г. С. Минасяну и конструктору Р. Г. Пирузяну за конструирование и изготовление оптико-меха-

нических узлов электрополяриметра и радиотехникам С. Б. Саргсяну и Д. Г. Андреасяну за прекрасно выполненную работу по монтажу электрических схем и установке поляриметра на телескопе.

Апрель 1970 г.

Մ. Հ. ԵՐԻՑՅԱՆ

ԱՍՏՂԱՅԻՆ ԷԼԵԿՏՐՈՒԲԵՎԵՌԱԶԱՓ ԱՐԱԿ ՊՏՏՎՈՂ ԲԵՎԵՌԱՅՈՒՑԻ- ՉԱՅԻՆ ՄՈԴՈՒԼՅԱՏՈՐՈՎ

Ա մ փ ո վ Ե յ Ե մ

Աշխատանքում նկարագրվում է նոր տիպի էլեկտրալուսաչափական սարքավորում՝ բռնկվող աստղերի բռնկման ժամանակ բեկոացման պարամետրերի չափելու համար:

Բեկոացուցիչի պտույտի 10,5 պտ./վրկ. հետ միաժամանակ պտտվում է (2-անգամ արագ) հիմքային լարման գեներատորի ռոտորը, որը ստեղծում է սինուսոիդական լարում (գծ. 1):

Ստեղծված լարումը և ֆոտոհոսանքի փոփոխական բաղադրիչը միաժամանակ մտնում են խառնարանային (смесительный) կասկադի համապատասխանորեն առաջին և երկրորդ մուտքերը: Հիմքային լարման մեծությունը իրեն ֆազի պտույտի շնորհիվ ($0-360^\circ$) խառնարանային կասկադի անոդում փոփոխվում է ֆոտոհոսանքի փոփոխական բաղադրիչի մեծության չափով, որից և որոշվում է չափվող աստղի բեկոացման աստիճանը: Իսկ բեկոացման հարթության ուղղությունը որոշելու համար յուրաքանչյուր 30 վրկ-ից հետո գրանցման վրա նշվում է բեկոացուցիչի պտտման սկիզբը (գծ. 5):

Հաստատուն և փոփոխական բաղադրիչների ուժեղացման գործակիցների հարաբերությունը որոշելու համար օգտագործվում է հաստատուն բեկոացման աստիճան ունեցող լուսային աղբյուր (լյումինաֆոր):

Նկարագրված մեթոդիկան հնարավորություն է տալիս ցտանալ բեկոացման արդյունքներ, որոնք զերծ են աստղի լույսի հոսքի, հրկրի մթնոլորտի թափանցելիության և հաստատուն հոսանքի ուժեղացուցիչի զրոյի փոփոխությունների պատճառով առաջացրած սխալներից: Դիտման ժամանակի մեծացումը նույնպես չի ստեղծում լրացուցիչ սխալներ:

Բեկոաչափը փորձարկվել է Բյուրականի աստղադիտարանի 16" դիտակի վրա: Ստացված արդյունքները ցույց են տվել, որ մեկ դիտման միջին բառակուսային սխալը ± 30 վրկ ինտեգրման դեպքում բեկոացման աստիճանի և հարթության ուղղության համար $\Delta p = \pm 0.45\%$, $\Delta Q = \pm 5$ իսկ $t = 3$ րոպ. — $\Delta p = \pm 0.16\%$, $\Delta Q = \pm 2^\circ$: Այս արդյունքները ստացվել է HDE 232947 ($m = 9^m 32$) աստղի համար (գծ. 8):

Աշխատանքում տեսականորեն քննարկված են այն հնարավոր սխալները, որոնք պայմանավորված են աստղի ինտենսիվության փոփոխությամբ (բունդման դեպքում): Հաշվումներից պարզվեց, որ այդ սխալների մեծությունը չի փերականցում սարքավորման դաշտության սահմաններից:

M. A. ERITSIAN

A STELLAR ELECTROPOLARIMETER WITH A FAST ROTATING POLAROIDAL MODULATOR

S u m m a r y

A new type photoelectric device, allowing the measurement of polarization parameters during a stellar flare is described.

The rotor of generator of basic tension is rotating (2 times faster) simultaneously with the rotation of the polaroid (10.5 rot/sec), producing so a sinusoidal tension (Fig. 1).

The created tension and the variable component of the photocurrent enter simultaneously respectively the first and the second inputs of the mixing cascade. Because of its phase shift ($0^\circ-360^\circ$) the amplitude of the basic tension is changing on the anode of the mixing cascade according to the amplitude of the variable component of the photocurrent, giving thus the degree of polarization of the measured star. In order to determine the plane of polarization the beginning of the rotation of the polaroid is noted each 30 seconds on the recorder chart (Fig. 5).

A light source having a constant degree of polarization is used too to determine the amplification coefficients of the variable and constant components.

The described method allows to obtain the data on polarization, that are free from errors caused by changes of the star brightness and of the atmosphere transparency as well as by the zero drift of the d.c. amplifier. The prolongation of the observation time do not create additional errors.

The electropolarimeter is checked on the 16 inches telescope of the Byurakan Observatory. The obtained results have shown that the m.s.e. of one measurement with an integration time $t=30 \text{ sec}$ are $\sigma_P = \pm 0.45 \%$, $\sigma_Q = \pm 5$ and for $t = 3 \text{ min}$ — $\sigma_P = \pm 0.16 \%$, $\sigma_Q = \pm 2^\circ$. These are the results obtained for the star HD 232947 ($m=9^m 37$).

The possible errors caused by changes of the star light (flares) are theoretically examined in this paper. The calculations have shown that these errors do not surpass the limits of the device sensitivity.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. А. Домбровский, Астр. журнал, 30, 603, 1953.
2. В. Г. Фесенков, Астр. журнал, 12, 39, 1935.
3. Д. А. Рожковский, Астр. циркуляр, № 165, 1956.
4. W. A. Hiltner, Ap. J., 109, 47, 1949.
5. К. А. Григорян, Сообщения Бюраканской обсерватории, 27, 55, 1959.
6. J. S. Hall, A. H. Mikesell, Publ. US Naval Obs., 17, 1960.
7. Н. М. Шаховской, Н. А. Димов, Изв. Крымской обс., 27, 19, 1957.
8. В. Б. Никонов, П. Г. Куликовский, Астр. журнал, 16, 56, 1939.
9. Р. А. Варданян, Сообщения Бюраканской обсерватории, 39, 96, 1968.
10. K. Serkowski, Lowell Obs. Bull., 105, 17, 318, 1960.
11. J. S. Hall, Publ. U. S. Naval Obs., 17, VI, 1958.
12. A. Behr, Nachr. d. Akad. wiss. Gottingen, II Mathem.-Phys., Klasse. 7, 1959.
13. W. A. Hiltner, Ap. J. Suppl. ser., 1, 24, 1956.
14. М. А. Аракелян, ДАН Арм. ССР, 29, 167, 1959.
15. П. Ф. Чурайнов, Изв. Крымской обс., 28, 150, 1962.
16. P. E. Rogues, Ap. J., 133, 914, 1961.
17. O. Abell, PASP, 71, 571, 1959.
18. К. А. Григорян, М. А. Ерицян, Сообщения Бюраканской обсерватории, 41, 1970.

ЭММА А. АРУТЮНЯН

ЗАВИСИМОСТЬ СРЕДНЕГО СПЕКТРАЛЬНОГО ИНДЕКСА РАДИОИСТОЧНИКОВ ОТ ИХ ПОТОКА РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ И КРАСНОГО СМЕЩЕНИЯ

Изучению зависимости среднего спектрального индекса радиоисточников от их потока излучения посвящено немало работ [1—6]. Результаты получались противоречивые. В настоящей работе принята еще одна попытка исследовать эту зависимость на основе имеющихся в настоящее время наблюдательных данных.

Для статистического исследования из каталога 4С взяты радиоисточники с потоками радиоизлучения в пределах от 10 до 100 единиц потока (1 ед. потока = 10^{-26} $вт/м^2ц$) на частоте 178 $Мц$. Для исключения галактических радиоисточников рассмотрены только те объекты, у которых $|b| > 20^\circ$. Спектральные индексы этих радиоисточников взяты из работы Брауде и других [7], в которой спектральные индексы приведены для интервала частот от 10 до 5000 $Мц$ и учтены систематические ошибки разных обзоров [8, 9].

Выбранные объекты разделены на 5 групп по потокам. Каждая группа включает в себя объекты, у которых интервал логарифма потока радиоизлучения составляет 0.2. Вычисленные значения средних потоков излучения и средних спектральных индексов для каждой из групп приводятся в табл. 1.

Таблица 1

lg S	lg S			α			n_Q	n_r	$n_{обш.}$
	QSS	GAL	Q+G+н. ис.	QSS	GAL	Q+G+н. ис.			
1.0—1.2	1.09	1.12	1.09	1.89 ± 0.27	0.88 ± 0.21	0.79 ± 0.22	29	48	110
1.2—1.4	1.21	1.28	1.28	0.72 ± 0.27	0.82 ± 0.16	0.80 ± 0.27	13	25	46
1.4—1.6	1.42	1.48	1.48	1.03	0.86 ± 0.11	0.85 ± 0.09	1	7	9
1.6—1.8	1.68	1.67	1.67	1.10 ± 0.29	1.21 ± 0.27	1.16 ± 0.28	3	5	8
1.8—2.0	1.85	1.87	1.87	0.74 ± 0.16	0.56	1.09 ± 0.52	3	1	4

Через n_Q , n_r , $n_{обш}$ обозначены количества квазаров, радиогалактик и общее количество радиоисточников (квазары, радиогалактики и неотождествленные объекты) соответственно.

По полученным данным построена графическая зависимость средних спектральных индексов от средних радиопотоков. На рис. 1, 2,

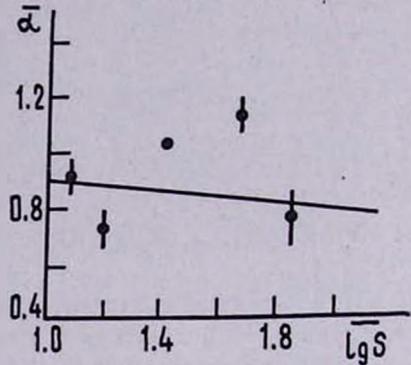


Рис. 1. Зависимость средних спектральных индексов от средних потоков радионизлучения квазаров. Вертикальными отрезками обозначены среднеквадратичные ошибки спектральных индексов, а сплошная линия проведена способом наименьших квадратов (те же обозначения приняты и для других рисунков).

Նկ. 1. Քվազարների միջին սպեկտրալ ցուցչի կախումը ռադիոնահագայրման հոսքից: Ուղղահայաց գծիկներով նշանակված են սպեկտրալ ցուցիչների միջին բառակուսային սխալները, իսկ հոծ գիծը տարված է փոքրագույն բառակուսիների մեթոդով: (Նույն նշանակումները ընդգրկված են նաև մյուս նկարներում):

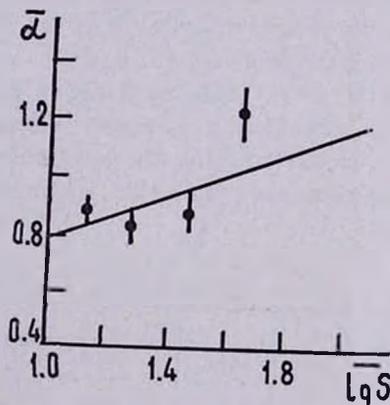


Рис. 2. Зависимость средних спектральных индексов от средних потоков радионизлучения радиогалактик.

Նկ. 2. Միջին սպեկտրալ ցուցիչների կախումը ռադիոգալակտիկաների ռադիոնահագայրման հոսքից:

приведены эти зависимости соответственно для квазаров, для радиогалактик и для всех радионизлучающих объектов.

С целью нахождения коэффициента корреляции, исходя из данных табл. 1 подсчитаны среднеквадратичные отклонения от среднего значения спектрального индекса отдельно для квазаров, для радиогалактик и для всех радиоизлучающих объектов с учетом статистических весов (табл. 2—4).

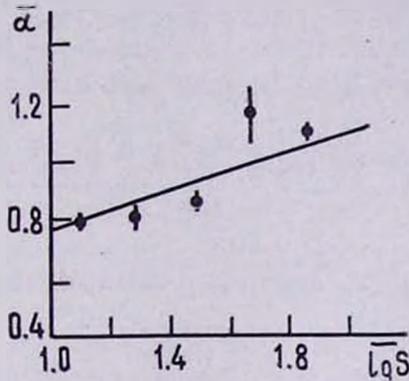


Рис. 3. Зависимость средних спектральных индексов от средних потоков радиоизлучения для всех радиоизлучающих объектов (квазары, радиогалактики, неидентифицированные источники).

Նկ. 3. Բա՛րը ռադիոճառագայթող օբյեկտների (քվազարներ, ռադիոգալակտիկաներ, անույնացված աղբյուրներ) միջին սպեկտրալ ցուցիչների կախումը ռադիոճառագայթման միջոցից:

В столбцах табл. 2—4 приведены соответственно:

- 1 — средний спектральный индекс радиоисточников,
- 2 — логарифм среднего потока радиоизлучения на частоте 178 мц,
- 3 — дисперсия спектрального индекса,
- 4 — среднеквадратичная ошибка среднего значения спектрального индекса,
- 5 — статистический вес,
- 6 — среднеквадратичное отклонение спектрального индекса с учетом статистических весов,
- 7 — количество изученных объектов.

Подсчеты, сделанные для квазаров по данным табл. 2, дают следующие значения коэффициента регрессии h и коэффициента корреляции r с вероятными ошибками:

Таблица 2

α_k	$\lg S_k$	σ_k	$\bar{\sigma}_k$	P_k	$\frac{(\alpha_k - \bar{\alpha})^2 P_k}{\sum P_k}$	n_Q
0.89	1.09	0.27	0.05	20.0	0.0019	29
0.72	1.21	0.27	0.07	13.7	0.0027	13
1.03	1.42	—	—	—	—	1
1.10	1.68	0.29	0.07	5.9	0.0086	3
0.74	1.85	1.16	0.09	11.0	0.0013	3

$$b \pm \Delta b = -0.2 \pm 0.2,$$

$$r \pm \sigma_r = -0.1 \pm 0.5,$$

b вычисляется по формуле

$$b = \frac{\mu_{11}}{\sigma_a^2},$$

где μ_{11} — центральный момент порядка один-один распределения

$$\mu_{11} = \frac{\sum_k (a_k - \bar{a}) (\lg S_k - \overline{\lg S}) \cdot P_k}{\sum_k P_k},$$

а σ_a — среднеквадратичное отклонение спектрального индекса

$$\sigma_a = \sqrt{\frac{\sum_k (a_k - \bar{a})^2 P_k}{\sum_k P_k}}.$$

Здесь P_k — статистический вес

$$P_k = \frac{1}{\sigma_k}$$

и \bar{a}_k — среднеквадратичная ошибка среднего значения

$$\bar{\sigma}_k = \frac{\sigma_k}{\sqrt{n}},$$

r вычисляется по формуле

$$r = \frac{\mu_{11}}{\sigma_a \cdot \sigma_{\lg S}},$$

а σ_r — средняя ошибка выборочного коэффициента корреляции

$$\sigma_r = \frac{1 - r^2}{\sqrt{n}},$$

Δb — средняя ошибка выборочного коэффициента регрессии

$$\Delta b = \frac{\sigma_a}{\sigma_{\lg S}} \sqrt{\frac{1 - r^2}{n}}.$$

Подсчеты, сделанные для радиогалактик (табл. 3), дают:

$$b \pm \Delta b = 0.7 \pm 0.1,$$

$$r \pm \sigma_r = 0.8 \pm 0.2.$$

Таблица 3

α_k	$\lg S_k$	σ_k	$\bar{\sigma}_k$	P_k	$\frac{(\alpha_k - \bar{\alpha})^2 P_k}{\sum P_k}$	n_r
0.88	1.12	0.21	0.03	33.3	0.00003	48
0.82	1.28	0.16	0.03	31.2	0.00083	25
0.86	1.48	0.11	0.04	23.8	0.00002	7
1.21	1.67	0.27	0.12	8.5	0.01017	5
0.56	1.87	—	—	—	—	1

Подсчеты, сделанные для всех радиисточников (табл. 4), дают:

$$b \pm \Delta b = 0.6 \pm 0.2,$$

$$r \pm \sigma_r = 0.2 \pm 0.4.$$

Таблица 4

α_k	$\lg S_k$	σ_k	$\bar{\sigma}_k$	P_k	$\frac{(\alpha_k - \bar{\alpha})^2 P_k}{\sum P_k}$	$n_{\text{общ.}}$
0.80	1.10	0.22	0.02	47.6	0.0015	110
0.80	1.28	0.27	0.04	25.6	0.0006	47
0.83	1.50	0.09	0.03	31.2	0.0002	8
1.17	1.67	0.28	0.10	10.1	0.0075	8
0.69	1.85	0.52	0.26	3.8	0.0008	4

Эти результаты свидетельствуют о том, что между спектральными индексами и радиопотоками радиогалактик существует определенная корреляция.

У квазаров эта зависимость не выходит за пределы ошибок.

В случае всех радиисточников обнаружена слабая корреляция — коэффициент корреляции слишком мал.

Далее рассмотрена также зависимость спектральных индексов квазаров от их красных смещений. С этой целью из каталога 4С были выбраны квазары с известными значениями красного смещения [10] и потоками радиоизлучения, находящимися в интервале от 10 до 100 единиц потока. Таких источников оказалось 37.

Подсчитаны, как и при определении зависимости спектрального индекса от радиопотока, среднеквадратичные ошибки среднего значения спектрального индекса, статистические веса и среднеквадратичные отклонения спектральных индексов с учетом весов. Результаты подсчетов приведены в табл. 5.

На рис. 4 приведена зависимость средних спектральных индексов от красных смещений. Значение красного смещения, равное 1.3, как будто разделяет квазары на две группы. Для группы, у которой $z = 0.1 - 1.3$, средний спектральный индекс равен $\bar{\alpha} = 0.74 \pm 0.32$, а

Таблица 5

α_k	z_k	σ_k	$\bar{\sigma}_k$	P_k	$\frac{(z_k - \bar{z})P_k}{\sum P_k}$	n_Q
0.65	0.29	0.31	0.14	7.2	0.0040	5
0.89	0.63	0.94	0.31	3.2	0.0002	9
0.66	0.98	0.31	0.09	10.6	0.0054	11
0.94	1.45	0.04	0.02	40.9	0.0052	3
1.07	1.88	0.22	0.11	9.0	0.0065	4

для второй, у которой $z = 1.3 + 2.0$, $\bar{\alpha} = 1.01 \pm 0.19$. Таким образом, квазары с большими красными смещениями (> 1.3) имеют спектральные индексы больше 0.8, а квазары с красными смещениями < 1.3 имеют как большие, так и малые α . Подсчеты для коэффициента регрессии и коэффициента корреляции дают:

$$b \pm \Delta b = 0.2 \pm 0.1,$$

$$r \pm \sigma_r = 0.6 \pm 0.1.$$

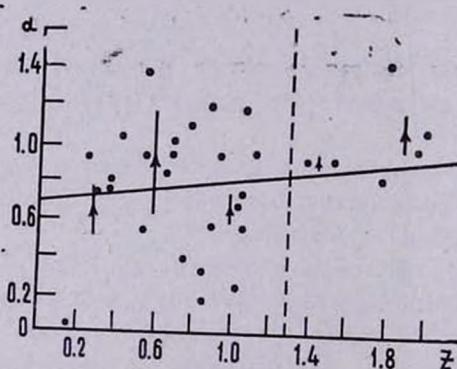


Рис. 4. Зависимость спектральных индексов квазаров от их красного смещения. Треугольниками обозначены средние значения спектрального индекса в данном интервале красного смещения.

Նկ. 4. Քվազարների սպեկտրալ ցուցիչների կախումը նրանց կարմիր շեղումից: Եռանկյունիներով նշանակված են կարմիր շեղումների տվյալ ինտերվալում սպեկտրալ ցուցիչների միջին արժեքները:

Отсюда видно, что спектральные индексы у квазаров с большими красными смещениями в среднем несколько больше, чем у квазаров с малыми красными смещениями, что согласуется с результатом Р. Д. Дагкесаманского [6].

Однако этот результат может быть и ошибочным из-за малого количества использованных квазаров и большого разброса в распределении по спектральным индексам.

В заключение выражаю благодарность В. А. Санамяну и Ю. К. Мелик-Алазердяну за интерес к работе и обсуждение полученных результатов. Выражаю также благодарность доктору физ.-мат. наук Г. М. Товмасыну за критические замечания.

20 февраля 1970 г.

ԷՄՄԱ Հ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ

ՌԱԴԻՈԱՂՔՅՈՒՐՆԵՐԻ ՄԻՋԻՆ ՍՊԵԿՏՐԱԼ ՑՈՒՑՉԻ
ԿԱԽՈՒՄԸ ՆՐԱՆՑ ՌԱԴԻՈՃԱՌԱԳԱՅՅՄԱՆ ՀՈՍՔԻՑ
ԵՎ ԿԱՐՄԻՐ ՇԵՂՈՒՄԻՑ

Ա մ փ ո փ ո լ մ

4C կատալոգի ռադիոաղբյուրների (քվազարների, ռադիոգալակտիկանների և չնույնացված ռադիոաղբյուրների) սպեկտրալ ցուցիչների վիճակագրական ժամանասիրությունը ցույց է տալիս, որ ռադիոգալակտիկանների համար գոյություն ունի կորելյացիա սպեկտրալ ցուցիչների և ռադիոհոսքի միջև, իսկ քվազարների մոտ այդպիսի կորելյացիա չի դիտվում:

Ցույց է տրված նաև, որ 1,3-ից մեծ կարմիր շեղումով քվազարները ունեն միայն 0,8-ից մեծ սպեկտրալ ցուցիչներ, իսկ 1,3-ից փոքր կարմիր շեղումով քվազարները ունեն 0,8-ից ինչպես մեծ, այնպես էլ փոքր սպեկտրալ ցուցիչներ:

EMMA H. HARUTJUNIAN

THE DEPENDENCE OF THE AVERAGE SPECTRAL INDEX OF
RADIO SOURCES FROM THEIR RADIO FLUXES AND
RED-SHIFTS

S u m m a r y

Statistical investigation of radio sources from 4C catalogue (quasars, radio galaxies, unidentified radio sources) showed that there is a dependence between spectral indices and radio fluxes of radio galaxies (the coefficient of correlation being 0.8 ± 0.2). Similar dependence was not revealed in the case of quasars.

It is shown further that quasars with redshifts larger than 1.3 have spectral indices which are all larger than 0.8, while those with redshifts smaller than 1.3 have both large and small spectral indices.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. *K. I. Kellermann*, *Ap. J.*, 140, 969, 1969.
2. *I. I. K. Pauling-Toth*, *C. M. Wade*, *D. S. Heeschen*, *Ap. J. Suppl. Ser.*, 13, n. 65, 1966.
3. *R. I. Long*, *M. A. Smith*, *P. Stewart*, *P. I. S. Williams*, *M. N.*, 134, 371, 1966.
4. *P. I. S. Williams*, *P. Stewart*, *M. N.*, 135, 319, 1967.
5. *P. I. S. Williams*, *R. A. Collins*, *I. L. Caswell*, *D. I. Holden*, *M. N.*, 139, 1968.
6. *Р. Д. Даикесаманский*, *Астрофизика*, 5, 297, 1969.
7. *S. Ya. Braude et al.*, *M. N.*, 143, 289, 1969.
8. *I. I. K. Pauling-Toth* and *K. I. Kellermann*, *A. J.*, 73, 953, 1968.
9. *D. V. Wills*, *M. N.*, 142, 229, 1969.
10. *Дж. Бербидж* и *М. Бербидж*, *Квазары*, изд.-во. „Мир“, М., 1969.

Р. М. АВАКЯН, Ю. А. ВАРТАНЯН, Г. С. СААКЯН

О СВОЙСТВАХ ВЫРОЖДЕННОЙ ПЛАЗМЫ ПРИ ЧРЕЗВЫЧАЙНО ВЫСОКИХ ПЛОТНОСТЯХ

1. *Введение.* Обстоятельное изучение свойств вещества при чрезвычайно больших плотностях было проведено в работах [1—5] и в ряде других. В них подробно исследовались все теоретические аспекты проблемы сверхплотного состояния вещества. Несмотря на это, как показывает опыт, в процессе работы (в особенности при вычислении звездных конфигураций) мы часто сталкиваемся с необходимостью иметь ряд важных таблиц и кривых, которые в нужном виде отсутствуют в научной литературе. Кроме того, в связи с расширением наших знаний в области элементарных частиц за последние годы, возникла необходимость произвести некоторые изменения в ранее проведенных исследованиях.

В настоящей работе, наряду с систематическим кратким изложением имеющегося материала, проведен также ряд уточнений (уточнены пороги фазовых переходов в области плотностей ниже ядерной, пороги стабильности элементарных частиц в области плотностей выше ядерной с учетом всех известных в настоящее время барионных резонансов и в связи с этим уточнено также уравнение состояния).

2. *Аe и Aep-фазы.* При плотностях, имеющих в недрах белых карликов и в оболочках барионных звезд, вещество состоит из атомных ядер и вырожденного электронного газа. Следуя [4], такое состояние вещества назовем „Ае“-фазой. Рассмотрим изменения в состоянии вещества в этой фазе при постоянном увеличении плотности.

В „Ае“-фазе в случае однородного химического состава (фиксированные A и Z) для плотности энергии (с учетом электронейтральности плазмы: $n_e = yn$) имеем

$$\rho = n [(1 - y) m_n c^2 + y m_p c^2 + A^{-1} B(A, y)] + \frac{3}{4} a (ny)^{4/3}, \quad (1)$$

где n — концентрация нуклонов (число нуклонов в единице объема), $y = Z/A$, Z и A — соответственно заряд и массовое число ядер, a

m_n и m_p масса нейтрона и протона. Первый член в (1) представляет собой энергию ядер, а второй — энергию вырожденного релятивистского электронного газа, причем $a = (3\pi^2)^{1/3} \hbar c = 6.1145 \cdot 10^{-11} \text{ Мэв} \cdot \text{см}$, а $B(A, y)$ — энергия связи ядра, которая определяется из полуэмпирической формулы Вайцекера

$$B(A, y) = -c_0 A + c_1 A^{2/3} + c_2 y^2 A^{5/3} + c_3 A(1 - 2y)^2,$$

где

$$c_0 = 15.75; \quad c_1 = 17.8; \quad c_2 = 0.71; \quad c_3 = 23.7.$$

Здесь все коэффициенты выражены в Мэв и взяты из [6]. В выражении энергии связи мы не учли энергию спаривания, которая для тяжелых ядер мала.

Из (1) на первый взгляд следует, что плотность энергии определяется тремя параметрами — n , A и y . Однако, как известно [1, 2] при увеличении плотности энергетически становится более выгодным соединение электронов с протонами ядра (процесс обратного β -распада), что приводит к зависимости заряда ядра от плотности. Эту зависимость легко определить из условия минимума (1) при заданных n и A , т. е.

$$\left(\frac{\partial \rho}{\partial z} \right)_{n, A} = 0,$$

что дает

$$\varepsilon_z = a(ny)^{1/3} = (m_n - m_p)c^2 + 4c_3 - 2y(4c_3 + c_2 A^{2/3}). \quad (2)$$

Это соотношение и определяет зависимость $y(n)$, т. е. зависимость заряда ядра от плотности. Подставляя (2) в (1), для плотности энергии получим

$$\rho(n, A) = n \left[(m_n c^2 + c_3 - c_0) - \frac{y}{4} (m_n c^2 - m_p c^2 + 4c_3) + c_1 A^{-1/3} - \frac{y^2}{2} (4c_3 + c_2 A^{2/3}) \right]. \quad (3)$$

Выражение (3) дает плотность энергии вещества для состояния, в котором установлено равновесие по отношению к β -процессам. Если учесть и ядерные реакции, которые могут протекать в холодной плазме, то выражение ρ необходимо минимализировать также и по A при фиксированных n и Z

$$\left(\frac{\partial \rho}{\partial A} \right)_{n, Z} = 0.$$

Это условие с учетом (2) для $y = Z/A$ дает [2]

$$y = \left(\frac{c_1}{2c_2} \right)^{1/2} A^{-1/2} = \frac{3.54}{\sqrt{A}}, \quad (4)$$

а для зависимости $A(n)$

$$n = a^{-1} \left[(m_n c^2 - m_p c^2 + 4c_3) \left(\frac{2c_2}{c_1} A \right)^{1/6} - 2 \left(\frac{c_1}{2c_2} \right)^{1/3} (4c_3 + c_2 A^{2/3}) \right]^3 \quad (5)$$

Теперь для плотности энергии имеем

$$\rho(n) = n \left[(m_n c^2 + c_3 - c_0) - \frac{m_n c^2 - m_p c^2 + 4c_3}{4} \left(\frac{c_1}{2c_2 A} \right)^{1/2} + \frac{3c_1}{4} A^{-1/3} - \frac{c_1 c_3}{c_2 A} \right] \quad (6)$$

где $A(n)$ определяется из соотношения (5). Таким образом, наиболее устойчивое состояние электронно-ядерного газа характеризуется одним независимым параметром — плотностью числа барионов n .

Как следует из (5), с увеличением плотности массовое число ядер с максимальной энергией связи также растет. Так, если в обычных условиях наиболее устойчивыми являются ядра железа ($A = 56$, $Z = 26$), то при плотности $\rho = 3.18 \cdot 10^{11} \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$ — ядра ${}_{30}\text{Y}^{122}$. Такое перемещение устойчивости в сторону тяжелых ядер обусловлено уменьшением кулоновского отталкивания в ядрах, вызванное уменьшением (благодаря явлению нейтронизации) отношения Z/A .

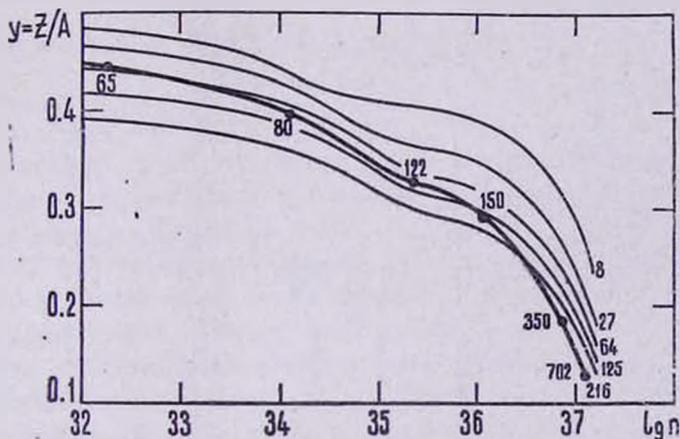


Рис. 1. Зависимость параметра $y = Z/A$ от плотности числа барионов для ряда состояний с фиксированными A , а также для ядер с максимальной энергией связи (жирная кривая). Цифрами на кривых указаны массовые числа A .

Նկ. 1. $y = Z/A$ սլարամետրի կախումը բարիոնների քանակի խտությունից ֆիքսված A -ով մի շարք վիճակների համար, ինչպես նաև կապի մաքսիմալ էներգիայով միջուկների համար (հոծ գիծ): Կորերի վրա A Կանգվածի րվերը:

Сильное обогащение ядер нейтронами в конечном счете приводит к тому, что уже при плотности $\rho = 3.18 \cdot 10^{11} \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$ энергетически становится более выгодным наряду с вырожденным электронным газом

образование свободного вырожденного нейтронного газа. Здесь вещество состоит из ядер и вырожденных релятивистского электронного и нерелятивистского нейтронного газов. Такое состояние принято называть „Аел“-фазой [4]. Давление в „Аел“-фазе определяется электронами и нейтронами, причем вклад последних очень скоро становится доминирующим.

Плотность энергии в „Аел“-фазе будет

$$\rho(n, n_n, A, Z) = (n - n_n) [(1 - y) m_n c^2 + y m_p c^2 + A^{-1} B(A, y)] + n_n m_n c^2 + \frac{3a^2}{10 m_n} n_n^{5/3} + \frac{3}{4} a [(n - n_n) y]^{4/3}. \quad (7)$$

Здесь n_n — концентрация свободных нейтронов. В (7) первый и последний члены, соответственно, энергии ядер и электронов, а второй и третий члены определяют энергию вырожденных нерелятивистских нейтронов.

В случае модели с фиксированным A необходимо потребовать выполнения условий

$$\left(\frac{\partial \rho}{\partial n_n} \right)_{n, Z, A} = 0; \quad \left(\frac{\partial \rho}{\partial Z} \right)_{n, n_n, A} = 0, \quad (8)$$

откуда для граничных энергий электронов и нейтронов находим

$$\epsilon_e = a [(n - n_n) y]^{1/3} = m_n c^2 - m_p c^2 + 4c_3 - 2y(4c_3 + c_2 A^{2/3}), \quad (9)$$

$$T_n = \frac{a^2}{2m_n} n_n^{2/3} = (c_3 - c_0) + c_1 A^{-1/3} - y^2(4c_3 + c_2 A^{2/3}), \quad (10)$$

а для плотности энергии

$$\rho(n, A) = n m_n c^2 + n \left[(c_3 - c_0) + c_1 A^{-1/3} - \frac{m_n c^2 - m_p c^2 + 4c_3}{4} y - \frac{y^2}{2} (4c_3 + c_2 A^{2/3}) \right] + n_n \left[-\frac{2}{5} (c_3 - c_0) - \frac{2}{5} c_1 A^{-1/3} + \frac{y}{4} (m_n c^2 - m_p c^2 + 4c_3) - \frac{y^2}{10} (4c_3 + c_2 A^{2/3}) \right]. \quad (11)$$

Здесь $n_n(n)$ и $y(n)$ определяются из (9) и (10).

В случае модели неустойчивых ядер (ядер с наибольшей энергией связи), наряду с условиями (8), необходимо потребовать также выполнения условия

$$\left(\frac{\partial \rho}{\partial A} \right)_{n, n_n, Z} = 0,$$

которое с учетом (9) и (10) приводит к выражению для $y = Z/A$, совпадающему с (4). Тогда, так же как в „ Ae^u “-фазе, плотность энергии зависит только от концентрации барионов n и равна

$$\rho(n) = nm_n c^2 + n \left[(c_3 - c_0) + \frac{3}{4} c_1 A^{-1/3} - \frac{c_1 c_3}{c_2 A} - \frac{m_n c^2 - m_p c^2 + 4c_3}{4} \left(\frac{c_1}{2c_2 A} \right)^{1/2} \right] + \quad (12)$$

$$+ n \left[\frac{m_n c^2 - m_p c^2 + 4c_3}{4} \left(\frac{c_1}{2c_2 A} \right)^{1/2} - \frac{2}{5} (c_3 - c_0) - \frac{c_1 c_3}{5c_2 A} - \frac{9c_1}{10} A^{-1/3} \right],$$

причем $n_n(n)$ и $A(n)$ определяются из уравнений

$$n_n = \left(\frac{2m_n}{a^2} \right)^{3/2} \left[(c_3 - c_0) + \frac{c_1}{2} A^{-1/3} - \frac{2c_1 c_3}{c_2 A} \right]^{3/2}, \quad (13)$$

$$n = n_n + a^{-3} \left[(m_n c^2 - m_p c^2 + 4c_3) \left(\frac{2c_2 A}{c_1} \right)^{1/6} - 2 \left(\frac{c_1}{2c_2} \right)^{1/3} (4c_3 + c_2 A^{2/3}) \right]^3. \quad (14)$$

Определим теперь порог „ Aen^u “-фазы. Подставляя $T_n = 0$, в случае модели с фиксированным A из (9) и (10) получаем: $\varepsilon_e \approx 23 \text{ Мэв}$,

$A/Z \approx 2.8$, а $\rho \approx 10^6 x^3 \text{ г/см}^3$, где $x = \frac{P_e}{m_e c}$. В случае же абсолютно

устойчивых ядер из (13) и (14) у порога „ Aen^u “-фазы имеем $A = 122$, $y = 0.32$, $n = 1.83 \cdot 10^{35} \text{ см}^{-3}$.

Дальнейший рост плотности в „ Aen^u “-фазе приводит к полному развалу ядер и образованию электронно-нейтронно-протонного состояния („ enp^u “-фаза). Вещество здесь состоит из вырожденных газов электронов, нейтронов и протонов, причем концентрация электронов (протонов) у начала этой фазы на два-три порядка меньше, чем концентрация нейтронов. Точное определение порога „ enp^u “-фазы невозможно из-за незнания соответствующего ядерного потенциала в этой области плотностей. Однако, предполагая, что состояние вещества мало отличается от идеального, а также и то, что полуэмпирическая формула Вайцзекера справедлива и при рассматриваемых плотностях, из условия $B(A, y) = 0$ для случая ядер с фиксированным A находим $y = \{2c_3 - [4c_3^2 - (4c_3 + c_2 A^{2/3})(c_3 - c_0 + c_1 A^{-1/3})]^{1/2}\} \cdot (4c_3 + c_2 A^{2/3})^{-1}$. (15) В случае же ядер с наибольшей энергией связи y определяется из соотношения (4). Подставляя значение y из (4) в (15), получаем уравнение для определения значения A у порога „ enp^u “-фазы. Численные расчеты дают для порога „ enp^u “-фазы: $A = 702$, $n = 1.25 \cdot 10^{37} \text{ см}^{-3}$, $n_n = 7 \cdot 10^{38} \text{ см}^{-3}$.

На рис. 1 приведена зависимость $y = Z/A$ от полного числа барионов n в „ Ae “ и „ Aep “-фазах для ряда состояний с фиксированными значениями A ($A = 8; 12; 27; 64; 125; 216$), а также для ядер с максимальной энергией связи.

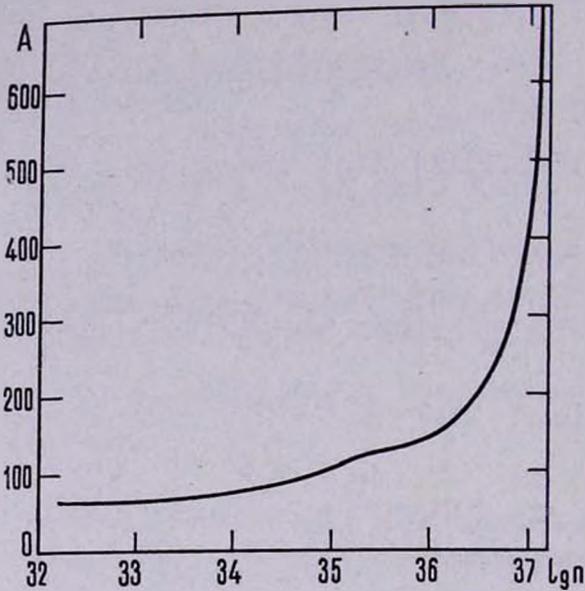


Рис. 2. График $A(n)$ для наименее вероятного ядра.

Նկ. 2. $A(n)$ գրաֆիկը ամենահավանական կորիզի համար:

На рис. 2 приведена зависимость массового числа наименее устойчивых ядер $A(n)$ в „ Ae “ и „ Aep “-фазах. Все кривые терпят заметный излом у порога „ Aep “-фазы.

3. *Идеальный барионный газ.* Наличие вырожденного электронно-нуклонного газа в барионных конфигурациях создает необходимые условия для появления не только гиперонов, но и менее устойчивых (с временами жизни порядка ядерной) в обычных условиях всевозможных барионных резонансов. Поскольку в дальнейшем нам будут необходимы всевозможные характеристики этих частиц, то имеет смысл перечислить их. Имеются следующие типы резонансов: нуклонные, с изотопическим спином $T = 1/2$ и с двумя зарядовыми состояниями, (с электрическим зарядом $q = 0$ и $q = e$), Δ — резонансы с $T = 0$, ($q = 0$); Σ — резонансы с $T = 1$, ($q = -e, q = 0, q = e$); Ξ — резонансы с $T = 1/2$, ($q = -e, q = 0$); а также Δ — резонансы с $T = 3/2$, ($q = -e, q = 0, q = e$ и $q = 2e$). В табл. 1 приводится весь спектр частиц, использованных в данной работе.

Таблица 1:

Основные характеристики частиц

Частица или резонанс	Масса ($M_{эв}$)	Изотопи- ческий спин	Спин	Частица или резонанс	Масса ($M_{эв}$)	Изотопи- ческий спин	Спин
p	938.3				(+) 1189.4		
h	939.6	1/2	1/2	Σ	(●) 1192.6	1	1/2
N' (1470)	1470	1/2	1/2		(-) 1197.4		
N (1518)	1518	1/2	3/2	Σ (1385)	1382.2	1	3/2
N (1550)	1550	1/2	1/2	Σ (1660)	1660	1	3/2
Δ (1236)	1236	3/2	3/2	Ξ	(○) 1314.7	1/2	1/2
Δ (1640)	1640	3/2	1/2		(-) 1321.3		
Λ (1115.6)	1115.6	0	1/2	Ξ (1530)	(○) 1528.9	1/2	3/2
Λ (1405)	1405	0	1/2		(-) 1533.8		
Λ (1518.8)	1518.8	0	3/2	Ω^-	1672.4	0	3/2

Как известно, при плотности порядка ядерной вещество состоит из вырожденного нуклонно-электронного газа. При этом электронный газ ультрарелятивистский — $p_e \gg m_e c$ (p_e — граничный импульс Ферми электронов, m_e — масса электронов), а протоны и нейтроны не релятивистские. Это приводит к тому, что концентрация нейтронов намного превосходит концентрацию протонов и электронов. При плотностях выше ядерной, когда граничная энергия нуклонного газа превышает энергию покоя нестабильных барионов, энергетически становится более выгодным части вещества находиться в гиперонном или резонансном состояниях [3, 4].

Для получения основных соотношений, по которым можно вычислить пороги стабильности и концентрации отдельных видов частиц, удобно рассмотреть гипотетический случай, когда плотность настолько высока, что в среде имеются условия для стабильности всех возможных частиц. При этом в веществе могут быть все барионы (включая их резонансы), электрон, μ^- -мезон и π^- -мезон. Стабильность гиперонов и барионных резонансов обеспечивается наличием в среде вырожденного газа нуклонов, а μ^- -мезонов — наличием вырожденного электронного газа. Вырожденность электронного и μ^- -мезонного газа обеспечивает также стабильность π^- -мезонов. Легко заметить, что в вырожденной ядерной плазме для всех остальных бозонов и их резонансов ни при каких плотностях не выполняются необходимые условия превращения их в стабильные частицы.

Используя условия электронейтральности и сохранения барионного заряда из принципа минимума полной энергии системы находим следующие соотношения термодинамического равновесия:

$$\varepsilon_k^{(++)} = \varepsilon_n - 2\varepsilon_e. \quad (16)$$

$$\varepsilon_k^{(+)} = \varepsilon_n - \varepsilon_e, \quad (17)$$

$$\varepsilon_k^{(0)} = \varepsilon_n, \quad (18)$$

$$\varepsilon_k^{(-)} = \varepsilon_n + \varepsilon_e, \quad (19)$$

$$\varepsilon_\mu = \varepsilon_e, \quad (20)$$

$$\varepsilon_e = m_e c^2, \quad (21)$$

где ε_k — граничная энергия k -й частицы

$$\varepsilon_k = c \sqrt{p_k^2 + m_k^2 c^2}, \quad p_k = \left(\frac{6\pi^2}{a_k} \right)^{1/3} h n_k^{1/3}, \quad (22)$$

h — постоянная Планка, деленная на 2π , m_k и p_k — соответственно масса и граничный импульс Ферми k -й частицы, $a_k = 2s_k + 1$, (s_k — спиновое квантовое число), n_π — концентрация π^- -мезонов.

Соотношения (16)–(21) вычислены для наиболее общего случая, когда в среде имеются все виды частиц.

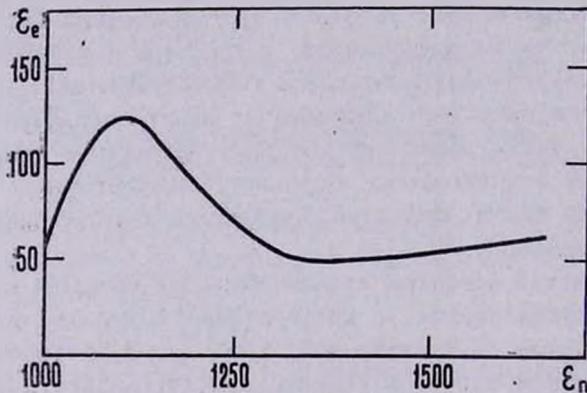


Рис. 3. Зависимость граничной энергии электронов ε_e от граничной энергии нейтронов ε_n в $Mэв$. Максимум кривой соответствует рождению Σ^- -гиперонов, минимум — рождению Δ^{++} (1236) резонансов.

Նկ. 3. Էլեկտրոնների ε_e սահմանային էներգիայի կախումը նեյտրոնների ε_n սահմանային էներգիայից Մեվ-ով: Կորի մաքսիմումը համապատասխանում է Σ^- հիպերոնների առաջացմանը, մինիմումը՝ Δ^{++} (1236) ռեզոնանսների առաջացմանը:

4. *Пороги стабильности и концентрации частиц.* В дальнейшем весьма удобно в качестве независимой переменной принять энергию Ферми нейтронов (концентрацию нейтронов). Разобьем всю группу барионов на четыре подгруппы соответственно с зарядами $(++, +,$

(0, —). Частицу минимальной массы каждой подгруппы назовем соответственно основной частицей подгруппы. Как видно из данных табл. 1, основными частицами соответственно являются Δ^{++} (1236), p , n , Σ^- . Воспользовавшись соотношениями (16)–(19), легко выразить импульс Ферми каждой частицы через импульсы основных частиц в каждой подгруппе,

$$p_k = p_\alpha \left(1 - \frac{b_{k\alpha}^2}{p_\alpha^2} \right)^{1/2}, \quad (23)$$

$$b_{k\alpha}^2 = (m_k^2 - m_\alpha^2) c^2, \quad (24)$$

где $\alpha = n, p, \Sigma^-, \Delta^{++}$ (1236), а индекс k охватывает все частицы, принадлежащие к данной зарядовой подгруппе.

Подставив (23) и (24) в условие электронейтральности системы

$$\sum_i n_i q_i = 0,$$

где q_i — заряд i -го типа частиц, получим

$$p_\Delta^3 \sum_{(++)} a_k \left(1 - \frac{b_{k\Delta}^2}{p_\Delta^2} \right)^{3/2} + p_p^3 \sum_{(+) } \frac{a_k}{2} \left(1 - \frac{b_{kp}^2}{p_p^2} \right)^{3/2} - \\ - p_{\Sigma^-}^3 \sum_{(-)} \frac{a_k}{2} \left(1 - \frac{b_{k\Sigma^-}^2}{p_{\Sigma^-}^2} \right)^{3/2} - p_e^3 \left[1 + \left(1 - \frac{m_\mu^2 c^2}{p_e^2} \right)^{3/2} \right] - 3\pi^2 h^3 n_\pi = 0, \quad (25)$$

где

$$cp_\Delta = [(\varepsilon_n - 2\varepsilon_e)^2 - m_\Delta^2 c^4]^{1/2}, \\ cp_p = [(\varepsilon_n - \varepsilon_e)^2 - m_p^2 c^4]^{1/2}, \quad (26) \\ cp_{\Sigma^-} = [(\varepsilon_n + \varepsilon_e)^2 - m_{\Sigma^-}^2 c^4]^{1/2}.$$

Уравнение (25) с учетом (26) на первый взгляд связывает три неизвестные величины: ε_n , ε_e и n_π . Однако здесь необходимо проявить некоторую осторожность. Как следует из (21), при $\varepsilon_e < m_\pi c^2$ ($n_\pi < 1.19 \cdot 10^{37} \text{ см}^{-3}$) в среде нет условий для стабильности π^- -мезонов и, следовательно, $n_\pi = 0$. В этом случае уравнение (25) сведется к связи между ε_n и ε_e . Задавая одну из них, например ε_n , мы можем определить вторую величину. Если при некотором значении ε_n выполняется условие $\varepsilon_e = m_\pi c^2$, то в дальнейшем ε_e остается постоянной, т. е. концентрация электронов (μ^- -мезонов) при дальнейшем повышении плотности не растет, а остается постоянной. При этом уравнение (25) снова будет связывать две неизвестные величины: ε_n и n_π . Задавая одну из них, например ε_n , мы можем определить соответственно другую величину n_π .

Значениям ϵ_n (а следовательно и n_n), при которых p_{Δ^+} и p_{Δ^-} обращаются в нуль [см. (26)], соответствуют пороги стабильности основных частиц. Зная же импульсы основных частиц, как функции числа нейтронов n_n , мы можем из (23) определить также концентрации всех остальных частиц, входящих в различные зарядовые подгруппы. При этом значения $p_n = b_{\Delta^+}$ [см. (23)] определяют пороги стабильности k -й частицы данной зарядовой подгруппы. Таким образом, соотношение (25) вместе с (23) и (26) полностью определяет концентрации и пороги стабильности всех частиц.

В табл. 2 приводятся пороги стабильности всех частиц по зарядовым подгруппам. В скобках указаны значения их масс в $M_{\text{эв}}$. Рядом приводятся пороговые значения энергии нейтронов и их концентрации, а также значение плотности, массы в g/cm^3 . Из таблицы видно, что большинство частиц стабилизируется уже при плотностях $\rho \leq 10^{15} g/cm^3$.

В табл. 3 приводятся концентрации основных частиц в зависимости от ϵ_n и ϵ_e до плотностей, более чем на три порядка превышающих ядерную. Имея эти данные, из (23) можно определить также концентрации всех остальных частиц. Здесь из-за краткости мы не приводим.

На рис. 3 показана зависимость граничной энергии электронов ϵ_e от граничной энергии нейтронов ϵ_n . Из рисунка видно, что вначале с ростом плотности, энергия Ферми электронов (а значит и их концентрация) растет и в некоторой области превосходит $m_{\pi}c^2 = 102 M_{\text{эв}}$, что приводит к стабильности ρ^- -мезонов. Однако после стабилизации Σ^- -гиперонов концентрация электронов начинает уменьшаться (максимум кривой, соответствующий $n = 1.5 \cdot 10^{39} cm^{-3}$). Если бы число положительных и отрицательных барионов было равно, то, как было показано в [14], при $\rho \rightarrow \infty$, $n_e \rightarrow 0$. В рассматриваемом же случае учтено наличие Δ^{++} резонанса приводит к тому, что после стабилизации этих частиц концентрация электронов начинает снова весьма медленно расти (минимум кривой при $n = 2.5 \cdot 10^{40} cm^{-3}$).

На рис. 4 приведены зависимости концентраций основных частиц от полного числа барионов. Мы замечаем, что если при $n = 10^{40} cm^{-3}$ концентрации всех барионов величены приблизительно одного порядка, то концентрация электронов на три-четыре порядка меньше.

Из данных табл. 3 и рис. 3 и 4 видно, что при плотностях $\rho \leq 10^3 \rho_0$ (ρ_0 — ядерная плотность) энергия естественного электронного газа не превосходит $60 M_{\text{эв}}$, что делает невозможным стабилизацию π^- -мезонов. По-видимому, это дает основания утверждать, что в недрах стабильных барионных конфигураций наличие π^- -мезонов исключено.

Таблица 2

Пороги стабильности частиц

Зарядовая группа	Частица	ε_n (Мэв)	n_n	ρ (г/см ³)	Зарядовая группа	Частица	ε_n (Мэв)	n_n	ρ (г/см ³)	
++	Δ (1236)	1336	$3.7489 \cdot 10^{39}$	$5.62 \cdot 10^{16}$	+	Σ (1189)	1256	$5.5338 \cdot 10^{39}$	$7.99 \cdot 10^{16}$	
	Λ (1115.6)	1115.6	$9.922 \cdot 10^{38}$	$2.72 \cdot 10^{15}$		Δ (1236)	1292	$3.0519 \cdot 10^{39}$	$1.29 \cdot 10^{16}$	
	Σ (1192.6)	1192.6	$1.734 \cdot 10^{39}$	$7.62 \cdot 10^{15}$		Σ (1382)	1432	$5.5131 \cdot 10^{39}$	$7.98 \cdot 10^{16}$	
	Δ (1236)	1236	$2.2663 \cdot 10^{39}$	$1.21 \cdot 10^{16}$		N' (1470)	1525	$7.5827 \cdot 10^{39}$	$1.65 \cdot 10^{17}$	
	Ξ (1314.7)	1314.7	$3.4028 \cdot 10^{39}$	$2.77 \cdot 10^{16}$		N' (1525)	1582.6	$9.0354 \cdot 10^{39}$	$2.30 \cdot 10^{17}$	
	0	Σ (1382.2)	1382.2	$4.5549 \cdot 10^{39}$		$5.41 \cdot 10^{16}$	N (1550)	1609	$9.7486 \cdot 10^{39}$	$3.10 \cdot 10^{17}$
		Λ (1405)	1405	$4.9881 \cdot 10^{39}$		$6.63 \cdot 10^{16}$	Σ (1197)	1072	$6.0163 \cdot 10^{38}$	$1.23 \cdot 10^{15}$
		N' (1470)	1470	$6.3204 \cdot 10^{39}$		$1.09 \cdot 10^{17}$	Δ (1236)	1114.5	$9.4248 \cdot 10^{38}$	$2.42 \cdot 10^{15}$
		N (1518)	1518	$7.4165 \cdot 10^{39}$		$1.57 \cdot 10^{17}$	Ξ (1321)	1523	$2.4927 \cdot 10^{39}$	$1.42 \cdot 10^{16}$
		Λ (1518.8)	1518.8	$7.4383 \cdot 10^{39}$		$1.58 \cdot 10^{17}$	Σ (1382)	1333	$3.6990 \cdot 10^{39}$	$3.45 \cdot 10^{16}$
Ξ (1528.9)		1528.9	$7.6765 \cdot 10^{39}$	$1.70 \cdot 10^{17}$	Ξ (1534)	1481	$6.5632 \cdot 10^{39}$	$1.19 \cdot 10^{17}$		
N (1550)		1550	$8.1975 \cdot 10^{39}$	$1.93 \cdot 10^{17}$	Δ (1640)	1582.4	$9.0310 \cdot 10^{39}$	$1.55 \cdot 10^{17}$		
Δ (1640)		1640	$1.0628 \cdot 10^{40}$	$3.46 \cdot 10^{17}$	Σ (1660)	1600	$9.5036 \cdot 10^{39}$	$2.71 \cdot 10^{17}$		
					-	Ω (1672)	1611.4	$9.7900 \cdot 10^{39}$	$3.11 \cdot 10^{17}$	

Таблица 3

Значение концентраций основных частиц, плотность вещества и давление

ε_n (Мэв)	ε_e (Мэв)	n_n	n_p	$n_{\Delta^{++}}$ (1236)	n_{Σ^-} (1197)	n_e	n	ρ (г/см ³)	P (эрг/см ³)	$f(\rho) = qI_n^2$
1000	60	$1.76 \cdot 10^{38}$	$1.01 \cdot 10^{36}$			$9.45 \cdot 10^{35}$	$1.47 \cdot 10^{39}$	$3.04 \cdot 10^{14}$	$5.18 \cdot 10^{33}$	$1.23 \cdot 10^{37}$
1050	105.5	$4.51 \cdot 10^{38}$	$5.26 \cdot 10^{36}$			$5.14 \cdot 10^{36}$	$4.56 \cdot 10^{39}$	$8.21 \cdot 10^{14}$	$1.81 \cdot 10^{34}$	$1.83 \cdot 10^{37}$
1100	124.5	$8.20 \cdot 10^{38}$	$8.41 \cdot 10^{37}$		$7.51 \cdot 10^{37}$	$8.45 \cdot 10^{36}$	$9.79 \cdot 10^{38}$	$1.82 \cdot 10^{15}$	$8.54 \cdot 10^{34}$	$3.74 \cdot 10^{37}$
1150	109	$1.28 \cdot 10^{39}$	$1.03 \cdot 10^{38}$		$2.60 \cdot 10^{38}$	$5.67 \cdot 10^{36}$	$1.85 \cdot 10^{39}$	$4.20 \cdot 10^{15}$	$2.08 \cdot 10^{35}$	$8.21 \cdot 10^{37}$
1200	89.5	$1.82 \cdot 10^{39}$	$9.21 \cdot 10^{38}$		$4.83 \cdot 10^{38}$	$3.14 \cdot 10^{36}$	$4.05 \cdot 10^{39}$	$8.29 \cdot 10^{15}$	$4.77 \cdot 10^{35}$	$1.14 \cdot 10^{38}$
1250	69.5	$2.45 \cdot 10^{39}$	$1.61 \cdot 10^{39}$		$7.49 \cdot 10^{38}$	$1.44 \cdot 10^{36}$	$6.75 \cdot 10^{39}$	$1.41 \cdot 10^{16}$	$8.84 \cdot 10^{35}$	$1.67 \cdot 10^{38}$
1300	53.5	$3.17 \cdot 10^{39}$	$2.42 \cdot 10^{39}$		$1.10 \cdot 10^{39}$	$6.70 \cdot 10^{35}$	$1.17 \cdot 10^{40}$	$2.38 \cdot 10^{16}$	$1.58 \cdot 10^{36}$	$2.55 \cdot 10^{38}$
1350	48.5	$3.98 \cdot 10^{39}$	$3.21 \cdot 10^{39}$	$7.62 \cdot 10^{37}$	$1.66 \cdot 10^{39}$	$4.99 \cdot 10^{35}$	$1.77 \cdot 10^{40}$	$3.96 \cdot 10^{16}$	$2.70 \cdot 10^{36}$	$3.82 \cdot 10^{38}$
1400	49	$4.89 \cdot 10^{39}$	$4.02 \cdot 10^{39}$	$6.00 \cdot 10^{38}$	$2.38 \cdot 10^{39}$	$5.15 \cdot 10^{35}$	$2.73 \cdot 10^{40}$	$6.34 \cdot 10^{16}$	$4.51 \cdot 10^{36}$	$5.16 \cdot 10^{38}$
1450	51	$5.98 \cdot 10^{39}$	$4.89 \cdot 10^{39}$	$1.36 \cdot 10^{39}$	$3.25 \cdot 10^{39}$	$5.82 \cdot 10^{35}$	$4.01 \cdot 10^{40}$	$9.50 \cdot 10^{16}$	$7.01 \cdot 10^{36}$	$6.70 \cdot 10^{38}$
1500	54	$7.00 \cdot 10^{39}$	$5.82 \cdot 10^{39}$	$2.30 \cdot 10^{39}$	$4.26 \cdot 10^{39}$	$6.56 \cdot 10^{35}$	$5.64 \cdot 10^{40}$	$1.39 \cdot 10^{17}$	$1.10 \cdot 10^{37}$	$8.51 \cdot 10^{38}$
1550	56	$8.20 \cdot 10^{39}$	$6.88 \cdot 10^{39}$	$3.47 \cdot 10^{39}$	$5.37 \cdot 10^{39}$	$7.87 \cdot 10^{35}$	$8.19 \cdot 10^{40}$	$1.93 \cdot 10^{17}$	$1.89 \cdot 10^{37}$	$1.12 \cdot 10^{39}$
1600	58.5	$9.50 \cdot 10^{39}$	$8.61 \cdot 10^{39}$	$4.82 \cdot 10^{39}$	$6.62 \cdot 10^{39}$	$8.75 \cdot 10^{35}$	$1.04 \cdot 10^{41}$	$2.71 \cdot 10^{17}$	$2.40 \cdot 10^{37}$	$1.38 \cdot 10^{39}$
1650	61	$1.09 \cdot 10^{40}$	$9.23 \cdot 10^{39}$	$6.56 \cdot 10^{39}$	$7.99 \cdot 10^{39}$	$9.93 \cdot 10^{35}$	$1.39 \cdot 10^{41}$	$3.49 \cdot 10^{17}$	$3.33 \cdot 10^{37}$	$1.75 \cdot 10^{39}$

Имея относительные концентрации и импульсы всех частиц, мы можем вычислить также суммарную плотность вещества и давление, в предположении, что при всех плотностях барионный газ является идеальным

$$\rho = K_n \sum_k \left(\frac{m_k}{m_n} \right)^4 (\text{sh } t_k - t_k), \quad (27)$$

$$P = \frac{K_n}{3} \sum_k \left(\frac{m_k}{m_n} \right)^4 \left(\text{sh } t_k - 8 \text{sh } \frac{t_k}{2} + 3t_k \right), \quad (28)$$

где $K_n = \frac{m_n^4 c^5}{32 \pi^3 \hbar^3}$, $t_k = \text{arc sh } \frac{p_k}{m_k c}$, а суммирование производится по всем частицам. Результаты вычисления суммарной плотности и давления приведены в табл. 3. На рис. 5 показана зависимость давления от плотности, т. е. кривая $P(\rho)$. Для машинных расчетов весьма удобно эту кривую аппроксимировать некоторым полиномом по степеням ρ . С весьма хорошей точностью в области плотностей $\rho \leq 1000 \rho_0$ имеем

$$P = 2 \cdot 10^{-7} \rho^4 - 2.194 \cdot 10^{-5} \rho^3 + 1.333 \cdot 10^{-3} \rho^2 + 7 \cdot 10^{-2} \rho - 0.005 \quad (29)$$

в единицах Оппенгеймера-Волкова [7].

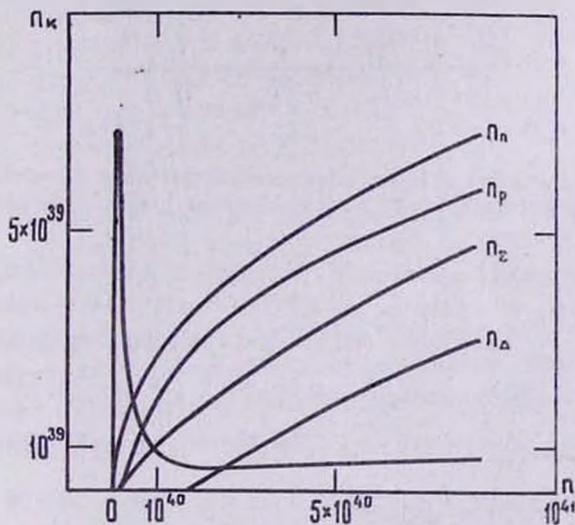


Рис. 4. Концентрации основных частиц в зависимости от полной плотности барионов.

Նկ. 4. Հիմնական մասնիկների կոնցենտրացիան՝ կախված բարիոնների լրիվ խտու-րյունից:

5. *Неидеальный барионный газ.* Учет ядерного взаимодействия может существенным образом повлиять как на относительные концен-трации частиц, так и на пороги их стабильности. В частности, как

было показано в [4], учет взаимодействия может привести к тому, что Σ^- -гипероны станут стабильными уже при плотностях порядка ядерной. Здесь мы не будем касаться влияния взаимодействия на порогои стабильности. Рассмотрим лишь вклад взаимодействия в выражения плотности вещества и давления. При этом будем придерживаться модели, предложенной в [4].

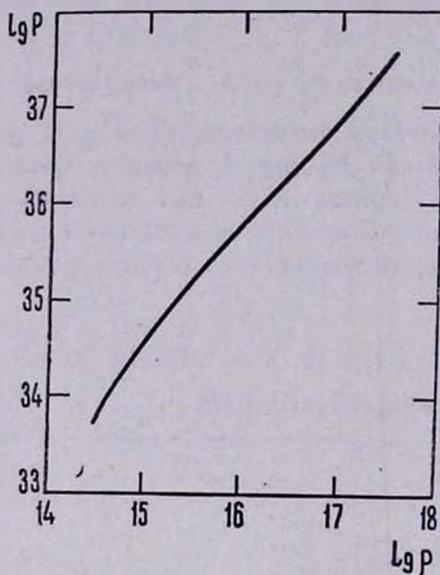


Рис. 5. Зависимость $P(\rho)$, т. е. уравнение состояния идеального газа.
 Այ. 5. $P(\rho)$ կախումը, այսինքն իդեալական գազի վիճակի հավասարումը:

В [4] для части плотности энергии и давления, обусловленного взаимодействием, в области $n > 1.5 \cdot 10^{38} \text{ см}^{-3}$ (n — полная плотность барионов) были предложены следующие выражения (в эрг/см³):

$$\rho_v(n) = 2.05 \cdot 10^{-17} n^{4/3} - 8.99 \cdot 10^{-30} n^{5/3} + 8.03 \cdot 10^{-43} n^2, \quad (30)$$

$$P_v(n) = 6.62 \cdot 10^{-18} n^{4/3} - 5.99 \cdot 10^{-30} n^{5/3} + 8.03 \cdot 10^{-43} n^2. \quad (31)$$

Полное давление P_t и плотность энергии ρ_t равны

$$P_t = P + P_v, \quad (32)$$

$$\rho_t = \rho + \rho_v, \quad (33)$$

где ρ и P — соответственно плотность энергии и давление идеального газа.

В табл. 4 приводятся значения ρ_v и P_v , а также ρ_t и P_t . Из сравнения замечаем, что при плотностях порядка ядерной вклад взаимодействия отрицательный. При плотностях, в несколько раз превы-

шающих ядерную, силы притяжения заменятся весьма интенсивным отталкиванием. Так уже при плотности, всего в шесть раз превышающую ядерную, вклад взаимодействия в давление превосходит давление идеального газа, $P_0 > P_i$, и в дальнейшем, с повышением плотности, становится доминирующим: $P_0 \approx P_i$. Плотность же энергии взаимодействия приравнивается к плотности идеального газа приблизительно при плотностях, на два порядка превышающих ядерную. При $\rho_i > 2 \cdot 10^{17}$ г/см³ плотность энергии и давление приравниваются $P_i = p_0$, вступает в силу жесткое уравнение состояния.

Таблица 4
Значение плотности и давление вещества с
учетом взаимодействия

Взаимодействие		Суммарные	
Плотность (г/см ³)	Давление (эрг/см ³)	Плотность (г/см ³)	Давление (эрг/см ³)
$-5.16 \cdot 10^{13}$	$-1.49 \cdot 10^{33}$	$2.52 \cdot 10^{14}$	$3.69 \cdot 10^{33}$
$7.00 \cdot 10^{14}$	$7.00 \cdot 10^{33}$	$8.21 \cdot 10^{14}$	$1.88 \cdot 10^{34}$
$1.12 \cdot 10^{14}$	$1.01 \cdot 10^{35}$	$1.93 \cdot 10^{15}$	$1.86 \cdot 10^{35}$
$7.41 \cdot 10^{14}$	$7.07 \cdot 10^{35}$	$4.94 \cdot 10^{15}$	$7.28 \cdot 10^{35}$
$5.82 \cdot 10^{15}$	$5.24 \cdot 10^{36}$	$1.41 \cdot 10^{16}$	$5.72 \cdot 10^{36}$
$1.95 \cdot 10^{16}$	$1.75 \cdot 10^{37}$	$3.36 \cdot 10^{16}$	$1.84 \cdot 10^{37}$
$6.79 \cdot 10^{16}$	$6.11 \cdot 10^{37}$	$9.17 \cdot 10^{16}$	$6.27 \cdot 10^{37}$
$1.70 \cdot 10^{17}$	$1.53 \cdot 10^{38}$	$2.10 \cdot 10^{17}$	$1.55 \cdot 10^{38}$
$4.48 \cdot 10^{17}$	$3.93 \cdot 10^{38}$	$5.11 \cdot 10^{17}$	$3.97 \cdot 10^{38}$
$9.99 \cdot 10^{17}$	$8.99 \cdot 10^{38}$	$1.09 \cdot 10^{18}$	$9.06 \cdot 10^{38}$
$2.05 \cdot 10^{18}$	$1.84 \cdot 10^{39}$	$2.19 \cdot 10^{18}$	$1.85 \cdot 10^{39}$
$4.52 \cdot 10^{18}$	$4.07 \cdot 10^{39}$	$4.71 \cdot 10^{18}$	$4.09 \cdot 10^{39}$
$7.34 \cdot 10^{18}$	$7.01 \cdot 10^{39}$	$7.61 \cdot 10^{18}$	$7.03 \cdot 10^{39}$
$1.39 \cdot 10^{19}$	$1.25 \cdot 10^{40}$	$1.42 \cdot 10^{19}$	$1.25 \cdot 10^{40}$

6. *Плотность тепловой энергии.* При рассмотрении горячих барионных конфигураций, в частности вычислениях времени их остывания, необходимо иметь прежде всего внутреннюю тепловую энергию— Q , которая определяется соотношением

$$Q = \int_0^R q e^{\lambda/2} 4 \pi r^2 dr, \quad (34)$$

где q — плотность тепловой энергии, e^{λ} — радиальная компонента метрического тензора, R — координатный радиус звезды. Ниже приводится вычисление q как функции плотности вещества.

Как известно [9], для вырожденного Ферми газа удельная теплоемкость c_v в первом приближении определяется соотношением

$$c_v = \pi^2 k^2 T \sum_i n_i \frac{V x_i^2 + 1}{m_i x_i^2 c^2}, \quad (35)$$

где T — температура, k — постоянная Больцмана, m_i и n_i — соответственно масса и концентрация i -го типа фермионов, $x_i = \frac{p_i}{m_i c}$, а суммирование производится по всем фермионам.

Имея в виду (35), для плотности тепловой энергии получим

$$q = \frac{\pi^2 t_n^2 m_n c^2}{2} \sum_i \left(\frac{m_n}{m_i} \right) n_i \frac{V x_i^2 + 1}{x_i^2}, \quad (36)$$

где $t_n = \frac{kT}{m_n c^2}$, m_n — масса нейтрона. В табл. 3 приводятся в зависимости от плотности значения величины $f(\rho)$, где

$$f(\rho) = \frac{q(\rho)}{t_n^2} = \frac{\pi^2}{2} m_n c^2 \sum_i \left(\frac{m_n}{m_i} \right) n_i \frac{V x_i^2 + 1}{x_i^2}. \quad (37)$$

В вырожденном барионном газе теплопроводность весьма большая (практически равна бесконечности), и поэтому сверхплотные горячие звезды, за исключением весьма тонкого поверхностного слоя с весьма незначительной массой и толщиной, являются изотермическими. Поэтому при интегрировании (34) температуру можно вынести из-под интеграла и вычислить также безразмерную величину Q/t_n^2 .

Ереванский государственный университет
Бюраканская астрофизическая обсерватория

16 июля 1970 г.

Ռ. Մ. ԱՎԱԿՅԱՆ, ՅՈՒ. Լ. ՎԱՐԴԱՆՅԱՆ, Գ. Ս. ՍՆԱԿՅԱՆ

ԱՐՏԱԿԱՐԳ ԲԱՐՁՐ ԽՏՈՒՅՅՈՒՆՆԵՐԻ ՊԱՅՄԱՆՆԵՐՈՒՄ ԱՅԼԱՍԵՐՎԱՄ
ՊԼԱՋՄԱՅԻ ՀԱՏԿՈՒՅՅՈՒՆՆԵՐԻ ՄԱՍԻՆ

Ա մ փ ո փ ու մ

Խտությունների $\rho_0 \leq \rho \leq 1000 \rho_0$ (ρ_0 -ն միջուկային խտությունն է) տիրույթում քննարկված է ռեզոնանսների առկայությամբ գերխտ նյութի վիճակի հավասարումը: Հաշվարկները կատարված են իդեալական գազի մոդելի համար: Բացի այդ, [4]-ում առաջարկված փոխազդեցության մոդելի օգնությամբ

հաշված է նաև ռեալ գազի վիճակի հավասարումը: Հաշված են առանձին մասնիկների կայունության շեմերը և հարաբերական կոնցենտրացիաները:

Հաշվումները ցույց են տալիս, որ արդեն $\rho \leq 5 \cdot 10^{15}$ գ/սմ³ խտությունների դեպքում (կայուն բարիոնային կոնֆիգուրացիաների տիրույթը) միջավայրում կայուն են դառնում մի շարք ռեզոնանսներ: Հաշվումներից երևում է, որ խտությունների դիտարկված տիրույթում Δ^{++} -ռեզոնանսների առկայությունը չի բերում π^{-} -մեզոնների կայունացմանը: Աշխատանքում հաշված է նաև գերխիտ նյութի ջերմային էներգիայի խտությունը: Հաշվումների արդյունքները բերված է (2—4) աղյուսակներում և (1—5) նկարներում:

R. M. AVAKIAN, Yu. L. VARTANIAN, G. S. SAHAKIAN

ON THE PROPERTY OF DEGENERATE PLASMA AT EXTREMELY HIGH DENSITIES

S u m m a r y

It is considered the equation of state of extremely dense matter at densities $\rho_0 \leq \rho \leq 1000 \rho_0$ (ρ_0 — nuclear densities). Calculations was carried out both for models of ideal and real gases according to the model of interaction, proposed in [4]. The thresholds of stabilization of all kinds of particles and their concentration are calculated. The calculation shows, that a number of the resonances are stabilized already at densities $\rho \leq 5 \cdot 10^{15}$ g/cm³ (the region of stabil barion configurations). The taking into account the Δ^{++} resonance doesn't bring to stabilization of π^{-} -mesons in the considering region of densities. The value of density of thermal energy of highly dense matter is also calculated. All results of the calculations are shown in Figs. 1—5 and Tables 2—4.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. G. B. Van Albada, Bull. Astr. Inst. Netherlands, 10, 161, 1946; Ap. J. 105, 393, 1947.
2. Дж. Уилер, Б. Гаррисон, М. Вакно, К. Торн, Теория гравитации и гравитационный коллапс, М., изд-во «Мир», 1947.
3. В. А. Амбарцумян, Г. С. Саакян, Астрон. ж. 37, 193, 1960.
4. Г. С. Саакян, Ю. Л. Вартамян. Nuovo Cimento, 30, 82, 1963; Сообщения Бюраканской обсерватории, 39, 55, 1963.
5. Я. Б. Зельдович, И. Д. Новиков, Релятивистская астрофизика, М., изд-во «Мир», 1967.
6. С. Мошковский. Сб.: «Стрессение атомного ядра», М., ИЛ, 1959.
7. J. R. Oppenheimer, G. H. Volkoff, Phys. Rev., 55, 374, 1939.
8. С. Чандрасекар, Введение в учение о строении звезд, М., ИЛ, 1950.

Р. П. СААКЯН

К РЕШЕНИЮ ЗАДАЧИ ПАДАЮЩЕГО ТЕЛА

Свободно падающее тело отклоняется к востоку. Это явление объясняется вращением Земли вокруг своей оси. Как известно, движущиеся тела на Земле получают добавочное Кориолисово ускорение. Дело в том, что и точки поверхности Земли и падающие тела вследствие обращения вокруг оси вращения Земли имеют „ускорение инерции“. Из разниц этих ускорений образуется данное добавочное ускорение. Однако известно, что ось вращения Земли в свою очередь имеет движение, которое должно влиять на движение падающего тела.

В работе [1] показано, что вследствие движения точки поверхности Земли, вращения Земли вокруг своей оси и под воздействием других тел в движении падающего тела возникает добавочное ускорение

$$S = 2 \left[\frac{d\bar{r}}{dt} \bar{\omega} \right] + [\bar{\omega} [\bar{r} \bar{\omega}]] + \left[\bar{r} \frac{d\bar{\omega}}{dt} \right],$$

где $\bar{\omega}$ определяется в виде

$$\bar{\omega} = \left[\bar{i} \frac{d\bar{i}}{dt} \right],$$

— \bar{i} —единичный вектор, направленный по направлению ускорения центра масс системы.

Исследование [1] показывает, что в $\bar{\omega}$ важную роль играет ускорение точки поверхности под воздействием Солнца. Поэтому мы в данной статье сделали попытку определить отклонение падающего тела с учетом влияния Солнца. Вычисления показывают, что влияние Солнца на это движение, главным образом, выражается ускорением инерции, возникающим под воздействием Солнца. Поэтому при решении данной задачи учитывалось только ускорение инерции, а ускорением возмущения тяготения, вызванным Солнцем, мы пренебрегли. Оказывается, что несмотря на то, что в уравнении движения падаю-

щего тела непосредственно ускорение возмущения тяготения Солнца отсутствует, влияние его на движение падающего тела мы учитываем через ускорение инерции.

Рассмотрим движение материальной точки P под действием силы тяжести Земли, находящейся под углом φ северной широты и на высоте H от поверхности Земли.

Подвижную координатную систему, жестко связанную с Землей, выбираем следующим образом: ось Oz_2 направляем по отвесу (кажущаяся вертикаль) вверх, ось Ox_2 — в плоскости меридиана к югу, ось Oy_2 — по параллели к востоку. O — положение наблюдателя.

Выберем невращающуюся неподвижную координатную систему $OXYZ$. Плоскость XOY совместим с экваториальной плоскостью Земли, ось OX направим в сторону точки весеннего равноденствия, ось OY направим вправо, ось OZ — параллельно оси вращения Земли на север (рис. 1). Плоскость эклиптики назовем плоскостью x_1Oy_1 координатной системы $Ox_1y_1z_1$, ось абсцисс которой совпадает с осью OX . Угол между эклиптической и экваториальной плоскостью обозначим через ϵ_0 (рис. 2). Часовой угол радиуса-вектора \vec{a} , направленный против вращения часовой стрелки, обозначим h . Значение $h = 0$ соответствует верхней кульминации Солнца. Обозначим через β угол между OX и R , определяющий положение Солнца при годичном движении.

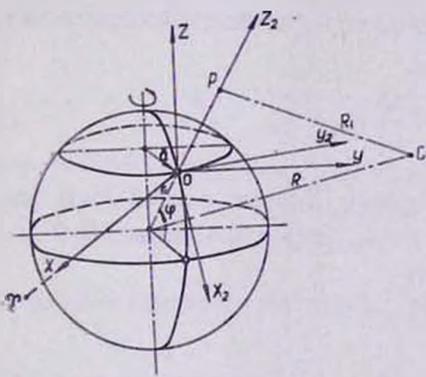


Рис. 1.
'в'г. 1.

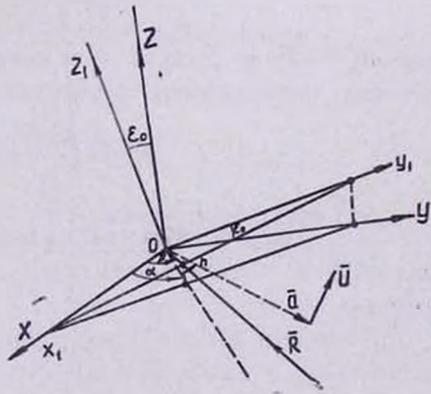


Рис. 2.
'в'г. 2.

Точка O является также началом отсчета основной вращающейся координатной системы. Согласно [1], основной вращающейся координатной системой считается система, имеющая угловую скорость

$$\vec{\omega} = \left[\vec{i} \frac{d\vec{i}}{dt} \right]$$

по отношению к неподвижной системе, где \vec{i} — единичный вектор, направленный противоположно ускорению центра масс системы,

а оси имеют направление векторов \bar{i} , $\frac{d\bar{i}}{dt}$, $\bar{\omega}$, составляющих правую систему. В той же работе [1] показывается, что при решении уравнения движения, ошибка, образуемая от пренебрежения малых величин одного и того же порядка, гораздо меньше при использовании основной вращающейся системы по сравнению с другими системами. Поэтому решим уравнение падающего тела в основной вращающейся системе.

Составим уравнение движения падающего тела по отношению к точке поверхности O . Уравнение движения точки O поверхности относительно центра Земли в невращающейся координатной системе выразится уравнением

$$\frac{d^2 \bar{r}_0}{dt^2} = -\omega_0^2 \bar{a}, \quad (1)$$

где \bar{r}_0 — радиус-вектор Земли для данной широты φ , \bar{a} — радиус-вектор точки O , считая от оси вращения Земли, ω_0 — угловая скорость вращения Земли.

Уравнение падающего тела относительно центра Земли в невращающейся координатной системе выразится в виде

$$\frac{d^2 \bar{\rho}}{dt^2} = -G \frac{m_0}{\rho^3} \bar{\rho} + F, \quad (2)$$

где m_0 — масса Земли, F — возмущающее ускорение Солнца и других тел, определяемое формулой

$$F = G \frac{M}{R^3} \bar{R} - G \frac{M}{R_1^3} \bar{R}_1 + F_0, \quad (3)$$

$\bar{\rho}$ — радиус-вектор, соединяющий центр Земли с точкой P . В формуле (3) R — расстояние между центрами Земли и Солнца, R_1 — расстояние от точки P до центра Солнца.

Разность (2) и (1) даст уравнение движения падающего тела по отношению к точке поверхности

$$\frac{d^2 \bar{r}}{dt^2} = \omega_0^2 \bar{a} - G \frac{m_0}{\rho^3} \bar{\rho} + G \frac{M}{R^3} \bar{R} - G \frac{M}{R_1^3} \bar{R}_1 + F_0. \quad (4)$$

Так как точка поверхности имеет криволинейное движение, а падающее тело имеет некоторую скорость по отношению к точке поверхности, то в относительном движении возникает добавочное ускорение

$$S = 2 \left[\frac{d\bar{r}}{dt} \bar{\omega} \right] + [\bar{\omega} [r \bar{\omega}]] + \left[\bar{r} \frac{d\bar{\omega}}{dt} \right]. \quad (5)$$

Уравнение движения (4) в подвижной координатной системе выразится в виде

$$\frac{d^2 \bar{r}}{dt^2} = \omega_0^2 \bar{a} - G \frac{m_0}{r^3} \bar{\rho} + 2 \left[\frac{d\bar{r}}{dt} \bar{\omega} \right] + [\bar{\omega} [\bar{r} \bar{\omega}]] + \left[\bar{r} \frac{d\bar{\omega}}{dt} \right] + G \frac{M}{R^3} \bar{R} - G \frac{M}{R_1^3} \bar{R}_1 + F_0. \quad (6)$$

Если в (5) $\bar{\omega}$ принять за угловую скорость основной вращающейся системы, то Δ будет являться частью инерционного ускорения, образующегося в результате вращения Земли вокруг своей оси и вокруг Солнца, а $\frac{d\bar{r}}{dt}$ будет скоростью падающего тела по отношению к точке поверхности в указанной системе.

Как было указано выше, угловая скорость $\bar{\omega}$ вращения основной вращающейся координатной системы по отношению к системе XYZ определяется выражением

$$\bar{\omega} = \left[\bar{i} \frac{d\bar{i}}{dt} \right],$$

где

$$\bar{i} = - \frac{\bar{g}}{|\bar{g}|}.$$

\bar{g} — ускорение центра масс системы в инерциальной системе координат, которое определяется в виде

$$\bar{g} = - \omega_0^2 \bar{a} - G \frac{M}{R^3} \bar{R} - G \frac{m_1}{r_1^3} \bar{r}_1 - f. \quad (7)$$

Здесь учтены ускорение, образующееся вследствие вращения Земли вокруг своей оси, а также действие Солнца, Луны и других тел.

Учитывая, что в формуле (7) слагаемое

$$G \frac{m_1}{r_1^3} \bar{r}_1 + f \quad (8)$$

является малой величиной по отношению к двум остальным слагаемым, им можно пренебречь. Иначе говоря, пренебрегаем действием Луны и других тел на падающее тело. Таким образом, для определения единичного вектора \bar{i} находим следующее приближенное выражение

$$\bar{i} = \frac{\bar{a} + K\bar{R}}{|\bar{a} + K\bar{R}|}, \quad (9)$$

где

$$K = G \frac{M}{\omega_0^2 R^3}.$$

Итак, в отличие от уравнения падающего тела

$$\frac{d^2 \bar{r}}{dt^2} = g_0 + 2 \left[\frac{d\bar{r}}{dt} \bar{\omega}_0 \right] + [\bar{\omega}_0 [\bar{r} \bar{\omega}_0]], \quad (10)$$

известного из курса теоретической механики, получено уравнение (6) движения падающего тела в основной вращающейся координатной системе. Сопоставление уравнений движения (10) и (6) показывает, что в уравнении (10) не учитывается действие криволинейного движения центра Земли на падающее тело.

Учитывая, что в (6) слагаемое

$$[\bar{\omega} [\bar{r} \bar{\omega}]] + \left[\bar{r} \frac{d\bar{\omega}}{dt} \right] + G \frac{M}{R^3} \bar{R} - G \frac{M}{R_1^3} \bar{R}_1 + F_0$$

есть величина того же порядка, что и возмущающее ускорение Луны, пренебрегаем им. Следовательно, дифференциальное уравнение движения падающего тела приближенно можно представить в виде

$$\frac{d^2 \bar{r}}{dt^2} = \omega_0^2 \bar{a} - G \frac{m_0}{\rho^3} \bar{\rho} + 2 \left[\frac{d\bar{r}}{dt} \bar{\omega} \right]. \quad (11)$$

Подставляя в (11) выражение векторного произведения

$$\left[\frac{d\bar{r}}{dt} \bar{\omega} \right] = \left[\frac{d\bar{r}}{dt} \left[\bar{i} \frac{d\bar{i}}{dt} \right] \right] = \bar{i} \left(\frac{d\bar{r}}{dt} \cdot \frac{d\bar{i}}{dt} \right) - \frac{d\bar{i}}{dt} \left(\frac{d\bar{r}}{dt} \cdot \bar{i} \right),$$

получаем

$$\frac{d^2 \bar{r}}{dt^2} = \omega_0^2 \bar{a} - G \frac{m_0}{\rho^3} \bar{\rho} + 2\bar{i} \left(\frac{d\bar{r}}{dt} \cdot \frac{d\bar{i}}{dt} \right) - 2 \frac{d\bar{i}}{dt} \left(\frac{d\bar{r}}{dt} \cdot \bar{i} \right). \quad (12)$$

Дифференциальное уравнение движения (12) получено в основной вращающейся координатной системе \bar{i} , $\frac{d\bar{i}}{dt}$, $\bar{\omega}$. Эту систему назовем системой *хуз*. Приведем уравнение (12) к системе дифференциальных уравнений первого порядка и учитывая, что

$$i_x = |\bar{i}| = 1, \quad i_y = 0, \quad i_z = 0; \quad \left(\frac{d\bar{i}}{dt} \right)_x = 0, \quad \left(\frac{d\bar{i}}{dt} \right)_y = \left| \frac{d\bar{i}}{dt} \right|, \quad \left(\frac{d\bar{i}}{dt} \right)_z = 0,$$

получим

$$\left. \begin{aligned} \frac{dx}{dt} &= W_x, & \frac{dy}{dt} &= W_y, & \frac{dz}{dt} &= W_z, \\ \frac{dW_x}{dt} &= \omega_0^2 a_x - Gm_0 \rho_x (\rho_x^2 + \rho_y^2 + \rho_z^2)^{-\frac{3}{2}} + 2 \left| \frac{d\bar{i}}{dt} \right| W_y, \\ \frac{dW_y}{dt} &= \omega_0^2 a_y - Gm_0 \rho_y (\rho_x^2 + \rho_y^2 + \rho_z^2)^{-\frac{3}{2}} - 2 \left| \frac{d\bar{i}}{dt} \right| W_x, \\ \frac{dW_z}{dt} &= \omega_0^2 a_z - Gm_0 \rho_z (\rho_x^2 + \rho_y^2 + \rho_z^2)^{-\frac{3}{2}}. \end{aligned} \right\} (13)$$

x, y, z — проекции радиуса-вектора \bar{r} , W_x, W_y, W_z — проекции скорости $\frac{d\bar{r}}{dt}$ в той же системе xyz .

Для упрощения задачи примем движение Земли вокруг своей оси и вокруг Солнца за равномерное. Линейная скорость точки O $\bar{V} = \frac{d\bar{R}}{dt}$ вследствие вращения Земли вокруг Солнца находится в плоскости эклиптики, а скорость той же точки вследствие вращения Земли вокруг своей оси $\bar{U} = \frac{d\bar{a}}{dt}$ находится в экваториальной плоскости и направлена в сторону вращения Земли.

Углы β и h выразим через угловые скорости ω_1 и ω_0 , где

$$\omega_1 = \frac{V}{R}, \quad \omega_0 = \frac{U}{a}$$

модули угловых скоростей.

Имеем

$$\omega_1 = \frac{2\pi}{T_1}, \quad \omega_0 = \frac{2\pi}{T_0},$$

где T_1 — период годового обращения Земли, T_0 — период обращения Земли вокруг своей оси.

Угол β определяется по формуле

$$\beta = \beta_0 + \omega_1 t, \tag{14}$$

где $\beta_0 = \omega_1 t_1$ — начальная фаза, а t_1 — день проведения опыта. При $t_1 = 0$ Солнце находится в точке γ (рис. 2).

Угол h определяется по формуле

$$h = h_0 + \omega_0 t, \tag{15}$$

где h_0 — начальная фаза, а $t = 0$ — час дня проведения опыта.

Угол α является проекцией угла β на плоскости экватора. Значение α_0 соответствует начальной фазе β_0 .

Из рис. 2 получим

$$\sin \alpha = \frac{\sin \beta \cos \varepsilon_0}{\sqrt{1 - \sin^2 \beta \sin^2 \varepsilon_0}}, \quad \cos \alpha = \frac{\cos \beta}{\sqrt{1 - \sin^2 \beta \sin^2 \varepsilon_0}} \quad (16)$$

Проектируя векторы \bar{a} и \bar{u} на координатные оси системы XYZ , находим

$$\left. \begin{aligned} a_X &= a \cos(\alpha_0 + h), & U_X &= -U \sin(\alpha_0 + h), \\ a_Y &= a \sin(\alpha_0 + h), & U_Y &= U \cos(\alpha_0 + h), \\ a_Z &= 0, & U_Z &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (17)$$

Проектируя векторы \bar{R} и \bar{V} на оси системы $x_1 y_1 z_1$, и, переходя к системе XYZ (табл. 1), получим

$$\left. \begin{aligned} R_X &= -R \cos \beta & V_X &= V \sin \beta, \\ R_Y &= -R \sin \beta \cos \varepsilon_0, & V_Y &= -V \cos \beta \cos \varepsilon_0, \\ R_Z &= -R \sin \beta \sin \varepsilon_0, & V_Z &= -V \cos \beta \sin \varepsilon_0. \end{aligned} \right\} \quad (18)$$

Введем обозначения углов между осями $x y z$ новой системы и XYZ старой системы координат (см. табл. 2).

Таблица 1

	Ox	Oy	Oz
Ox_1	1	0	0
Oy_1	0	$\cos \varepsilon_0$	$\sin \varepsilon_0$
Oz_1	0	$-\sin \varepsilon_0$	$\cos \varepsilon_0$

Таблица 2

	Ox	Oy	Oz
Ox	α_1	β_1	γ_1
Oy	α_2	β_2	γ_2
Oz	α_3	β_3	γ_3

Направляющие косинусы осей Ox , Oy и Oz относительно системы XYZ определяются следующим образом.

$$\left. \begin{aligned} \cos \alpha_1 &= i_x, & \cos \beta_1 &= i_y, & \cos \gamma_1 &= i_z \\ \cos \alpha_2 &= \frac{\left(\frac{d\bar{i}}{dt}\right)_X}{\left|\frac{d\bar{i}}{dt}\right|}, & \cos \beta_2 &= \frac{\left(\frac{d\bar{i}}{dt}\right)_Y}{\left|\frac{d\bar{i}}{dt}\right|}, & \cos \gamma_2 &= \frac{\left(\frac{d\bar{i}}{dt}\right)_Z}{\left|\frac{d\bar{i}}{dt}\right|}, \\ \cos \alpha_3 &= \frac{\omega_x}{|\omega|}, & \cos \beta_3 &= \frac{\omega_y}{|\omega|}, & \cos \gamma_3 &= \frac{\omega_z}{|\omega|}. \end{aligned} \right\} \quad (19)$$

Выразим новые координаты через старые. Применяя формулы преобразования координат при вращении, имеем

$$\left. \begin{aligned} x &= X \cos \alpha_1 + Y \cos \beta_1 + Z \cos \gamma_1, \\ y &= X \cos \alpha_2 + Y \cos \beta_2 + Z \cos \gamma_2, \\ z &= X \cos \alpha_3 + Y \cos \beta_3 + Z \cos \gamma_3, \end{aligned} \right\} \quad (20)$$

Имея в виду значения

$$\begin{aligned} a &= r_0 \cos \varphi, \\ \bar{\rho} &= \bar{r}_0 + \bar{r}, \\ r_{OX} &= r_0 \cos \varphi \cdot \cos (\alpha_0 + h), \\ r_{OY} &= r_0 \cos \varphi \cdot \sin (\alpha_0 + h), \\ r_{OZ} &= r_0 \sin \varphi, \end{aligned}$$

получим

$$\left. \begin{aligned} a_x &= r_0 [\cos (\alpha_0 + h) \cos \alpha_1 + \sin (\alpha_0 + h) \cos \beta_1] \cos \varphi, \\ a_y &= r_0 [\cos (\alpha_0 + h) \cos \alpha_2 + \sin (\alpha_0 + h) \cos \beta_2] \cos \varphi, \\ a_z &= r_0 [\cos (\alpha_0 + h) \cos \alpha_3 + \sin (\alpha_0 + h) \cos \beta_3] \cos \varphi. \end{aligned} \right\} \quad (21)$$

$$\left. \begin{aligned} \rho_x &= x + r_0 [\cos \varphi \cos (\alpha_0 + h) \cos \alpha_1 + \cos \varphi \sin (\alpha_0 + h) \cos \beta_1 + \\ &\quad + \sin \varphi \cos \gamma_1] \\ \rho_y &= y + r_0 [\cos \varphi \cos (\alpha_0 + h) \cos \alpha_2 + \cos \varphi \sin (\alpha_0 + h) \cos \beta_2 + \\ &\quad + \sin \varphi \cos \gamma_2], \\ \rho_z &= z + r_0 [\cos \varphi \cos (\alpha_0 + h) \cos \alpha_3 + \cos \varphi \sin (\alpha_0 + h) \cos \beta_3 + \\ &\quad + \sin \varphi \cos \gamma_3]. \end{aligned} \right\} \quad (22)$$

Определим проекции вектора $\bar{\omega}$ в системе XYZ. Производная по времени (9) дает

$$\frac{d\bar{i}}{dt} = \frac{\bar{U} + K\bar{V}}{|\bar{a} + K\bar{R}|} - \frac{\bar{a} + K\bar{R}}{|\bar{a} + K\bar{R}|} \cdot \frac{(\bar{U} + K\bar{V}) \cdot (\bar{a} + K\bar{R})}{|\bar{a} + K\bar{R}|^2}. \quad (23)$$

Подставляя в $\bar{\omega} = \left[\bar{i} \frac{d\bar{i}}{dt} \right]$ значения (9) и (23), имеем

$$\bar{\omega} = \frac{(\bar{a} + K\bar{R}) \times (\bar{U} + K\bar{V})}{|\bar{a} + K\bar{R}|^2},$$

или в проекциях

$$\left. \begin{aligned} \omega_x &= \frac{(a_y + KR_y)(U_z + KV_z) - (a_z + KR_z)(U_y + KV_y)}{|\bar{a} + K\bar{R}|^2}, \\ \omega_y &= \frac{(a_z + KR_z)(U_x + KV_x) - (a_x + KR_x)(U_z + KV_z)}{|\bar{a} + K\bar{R}|^2}, \\ \omega_z &= \frac{(a_x + KR_x)(U_y + KV_y) - (a_y + KR_y)(U_x + KV_x)}{|\bar{a} + K\bar{R}|^2}. \end{aligned} \right\}$$

Из (17) и (18) имеем

$$\left. \begin{aligned} \frac{a_x + KR_x}{KR} &= \lambda \cos \varphi \cos (\alpha_0 + h) - \cos \beta, \\ \frac{a_y + KR_y}{KR} &= \lambda \cos \varphi \sin (\alpha_0 + h) - \sin \beta \cos \varepsilon_0, \\ \frac{a_z + KR_z}{KR} &= -\sin \beta \sin \varepsilon_0, \\ \frac{U_x + KV_x}{KR} &= -\omega_0 \lambda \cos \varphi \sin (\alpha_0 + h) + \omega_1 \sin \beta, \\ \frac{U_y + KV_y}{KR} &= \omega_0 \lambda \cos \varphi \cos (\alpha_0 + h) - \omega_1 \cos \beta \cos \varepsilon_0, \\ \frac{U_z + KV_z}{KR} &= -\omega_1 \cos \beta \sin \varepsilon_0. \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

Здесь постоянная λ определяется формулой

$$\lambda = \frac{r_0}{KR} = \frac{r_0 \omega_0^2 R^2}{GM} \quad (26)$$

Имея в виду (9) и (19), получим

$$\left. \begin{aligned} \cos \alpha_1 &= \frac{a_x + KR_x}{|\bar{a} + K\bar{R}|}, \\ \cos \beta_1 &= \frac{a_y + KR_y}{|\bar{a} + K\bar{R}|}, \\ \cos \gamma_1 &= \frac{a_z + KR_z}{|\bar{a} + K\bar{R}|}. \end{aligned} \right\} \quad (27)$$

Так как

$$\left| \frac{d\bar{i}}{dt} \right| = |\bar{\omega}|,$$

$$\left(\frac{d\bar{i}}{dt} \right)_x = \omega_y i_z - \omega_z i_y,$$

$$\left(\frac{d\bar{i}}{dt}\right)_Y = \omega_Z i_X - \omega_X i_Z,$$

$$\left(\frac{d\bar{i}}{dt}\right)_Z = \omega_X i_Y - \omega_Y i_X,$$

то из (19) получим

$$\left. \begin{aligned} \cos \alpha_2 &= \cos \gamma_1 \cos \beta_3 - \cos \beta_1 \cos \gamma_3, \\ \cos \beta_2 &= \cos \alpha_1 \cos \gamma_3 - \cos \gamma_2 \cos \alpha_3, \\ \cos \gamma_2 &= \cos \beta_1 \cos \alpha_3 - \cos \alpha_1 \cos \beta_3. \end{aligned} \right\} \quad (28)$$

$$\left. \begin{aligned} \cos \alpha_3 &= \frac{\omega_X}{\sqrt{\omega_X^2 + \omega_Y^2 + \omega_Z^2}}, \\ \cos \beta_3 &= \frac{\omega_Y}{\sqrt{\omega_X^2 + \omega_Y^2 + \omega_Z^2}}, \\ \cos \gamma_3 &= \frac{\omega_Z}{\sqrt{\omega_X^2 + \omega_Y^2 + \omega_Z^2}}, \end{aligned} \right\} \quad (29)$$

где проекции $\bar{\omega}$ определяются формулами (24).

В подвижной координатной системе $x_2 y_2 z_2$ начальные условия (при $t = 0$) будут следующие

$$\left. \begin{aligned} x_2 &= 0, & y_2 &= 0, & z_2 &= H, \\ \frac{dx_2}{dt} &= 0, & \frac{dy_2}{dt} &= 0, & \frac{dz_2}{dt} &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (30)$$

Направляющие косинусы осей системы $x_2 y_2 z_2$ в системе XYZ имеют вид (табл. 3).

Таблица 3

	OX	OY	OZ
Ox_2	$\sin \varphi \cos (\alpha_0 + h)$	$\sin \varphi \sin (\alpha_0 + h)$	$-\cos \varphi$
Oy_2	$-\sin (\alpha_0 + h)$	$\cos (\alpha_0 + h)$	0
Oz_2	$\cos \varphi \cos (\alpha_0 + h)$	$\cos \varphi \sin (\alpha_0 + h)$	$\sin \varphi$

По формулам преобразования координат имеем

$$\left. \begin{aligned} X &= x_2 \sin \varphi \cos (\alpha_0 + h) - y_2 \sin (\alpha_0 + h) + z_2 \cos \varphi \cos (\alpha_0 + h), \\ Y &= x_2 \sin \varphi \sin (\alpha_0 + h) + y_2 \cos (\alpha_0 + h) + z_2 \cos \varphi \sin (\alpha_0 + h), \\ Z &= -x_2 \cos \varphi + z_2 \sin \varphi, \end{aligned} \right\} \quad (31)$$

Подставляя значения (31) в (20) и учитывая начальные условия (30), получим

$$\begin{aligned}
 x^0 &= H[\cos \varphi \cos (\alpha_0 + h_0) \cos \alpha_{10} + \cos \varphi \sin (\alpha_0 + h_0) \cos \beta_{10} + \\
 &\quad + \sin \varphi \cos \gamma_{10}], \\
 y^0 &= H[\cos \varphi \cos (\alpha_0 + h_0) \cos \alpha_{20} + \cos \varphi \sin (\alpha_0 + h_0) \cos \beta_{20} + \\
 &\quad + \sin \varphi \cos \gamma_{20}], \\
 z^0 &= H[\cos \varphi \cos (\alpha_0 + h_0) \cos \alpha_{30} + \cos \varphi \sin (\alpha_0 + h_0) \cos \beta_{30} + \\
 &\quad + \sin \varphi \cos \gamma_{30}].
 \end{aligned}
 \tag{32}$$

$$\begin{aligned}
 \frac{1}{H} \frac{dx^0}{dt} &= -\omega_0 \cos \varphi \sin (\alpha_0 + h_0) \cos \alpha_{10} + \omega_0 \cos \varphi \cos (\alpha_0 + h_0) \times \\
 &\quad \times \cos \beta_{10} + \cos \varphi \cos (\alpha_0 + h_0) \frac{d \cos \alpha_{10}}{dt} + \\
 &\quad + \cos \varphi \sin (\alpha_0 + h_0) \frac{d \cos \beta_{10}}{dt} + \sin \varphi \frac{d \cos \gamma_{10}}{dt},
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \frac{1}{H} \frac{dy^0}{dt} &= -\omega_0 \cos \varphi \sin (\alpha_0 + h_0) \cos \alpha_{20} + \omega_0 \cos \varphi \cos (\alpha_0 + h_0) \times \\
 &\quad \times \cos \beta_{20} + \cos \varphi \cos (\alpha_0 + h_0) \frac{d \cos \alpha_{20}}{dt} + \\
 &\quad + \cos \varphi \sin (\alpha_0 + h_0) \frac{d \cos \beta_{20}}{dt} + \sin \varphi \frac{d \cos \gamma_{20}}{dt},
 \end{aligned}
 \tag{33}$$

$$\begin{aligned}
 \frac{1}{H} \frac{dz^0}{dt} &= -\omega_0 \cos \varphi \sin (\alpha_0 + h_0) \cos \alpha_{30} + \omega_0 \cos \varphi \cos (\alpha_0 + h_0) + \\
 &\quad \times \cos \beta_{30} + \cos \varphi \cos (\alpha_0 + h_0) \frac{d \cos \alpha_{30}}{dt} + \\
 &\quad + \cos \varphi \sin (\alpha_0 + h_0) \frac{d \cos \beta_{30}}{dt} + \sin \varphi \frac{d \cos \gamma_{30}}{dt}.
 \end{aligned}$$

Пользуясь значениями

$$x_2 = X \sin \varphi \cos (\alpha_0 + h) + Y \sin \varphi \sin (\alpha_0 + h) - Z \cos \varphi,$$

$$y_2 = -X \sin (\alpha_0 + h) + Y \cos (\alpha_0 + h),$$

$$z_2 = X \cos \varphi \cos (\alpha_0 + h) + Y \cos \varphi \sin (\alpha_0 + h) + Z \sin \varphi,$$

$$X = x \cos \alpha_1 + y \cos \alpha_2 + z \cos \alpha_3,$$

$$Y = x \cos \beta_1 + y \cos \beta_2 + z \cos \beta_3,$$

$$Z = x \cos \gamma_1 + y \cos \gamma_2 + z \cos \gamma_3,$$

получим

$$\begin{aligned}
 x_2 &= x [\sin \varphi \cos (\alpha_0 + h) \cos \alpha_1 + \sin \varphi \sin (\alpha_0 + h) \cos \beta_1 - \\
 &- \cos \varphi \cos \gamma_1] + y [\sin \varphi \cos (\alpha_0 + h) \cos \alpha_2 + \sin \varphi \sin (\alpha_0 + h) \times \\
 &\times \cos \beta_2 - \cos \varphi \cos \gamma_2] + z [\sin \varphi \cos (\alpha_0 + h) \cos \alpha_3 + \\
 &+ \sin \varphi \sin (\alpha_0 + h) \cos \beta_3 - \cos \varphi \cos \gamma_3], \\
 y_2 &= x [-\sin (\alpha_0 + h) \cos \alpha_1 + \cos (\alpha_0 + h) \cos \beta_1] + \\
 &+ y [-\sin (\alpha_0 + h) \cos \alpha_2 + \cos (\alpha_0 + h) \cos \beta_2] + \\
 &+ z [-\sin (\alpha_0 + h) \cos \alpha_3 + \cos (\alpha_0 + h) \cos \beta_3], \\
 z_2 &= x [\cos \varphi \cos (\alpha_0 + h) \cos \alpha_1 + \cos \varphi \sin (\alpha_0 + h) \cos \beta_1 + \\
 &+ \sin \varphi \cos \gamma_1] + y [\cos \varphi \cos (\alpha_0 + h) \cos \alpha_2 + \\
 &+ \cos \varphi \sin (\alpha_0 + h) \cos \beta_2 + \sin \varphi \cos \gamma_2] + \\
 &+ z [\cos \varphi \cos (\alpha_0 + h) \cos \alpha_3 + \cos \varphi \sin (\alpha_0 + h) \times \\
 &\times \cos \beta_3 + \sin \varphi \cos \gamma_3].
 \end{aligned}
 \tag{34}$$

Полученные величины смещений x_2 и y_2 в (34) являются отклонениями от вертикали падающего тела соответственно к югу и к востоку.

Решения уравнений (11)* сведены в табл. 4**, а решения уравнения (10) и данные наблюдений приведены в табл. 5 [3].

Таблица 4

Широта	Высота (м)	Отклонение y_2 (мм)				
		B_0 h_0	0°	90°	180°	270°
50°53'	158,5	0°	27.62	22.15	27.62	31.93
		90°	27.62	23.61	27.61	30.97
		180°	27.62	24.46	27.62	30.36
		270°	27.62	23.61	27.62	30.98

Из таблицы 4 видно, что отклонение падающего тела от вертикали зависит не только от угловой скорости вращения Земли, но

* Числовые примеры по уравнению (11) решены на электронно-вычислительной машине Раздан-2 методом Рунге-Кутты [2] в вычислительном центре НИИ Автоматики г. Кировакана.

** Применяемые постоянные: радиус Земли — $r_0 = 6,37 \cdot 10^8$ см, масса Земли — $m_0 = 5,96 \cdot 10^{27}$ гр, расстояние центра Земли от Солнца — $R = 1,495 \cdot 10^{13}$ см, масса Солнца — $M = 1,97 \cdot 10^{33}$ гр, гравитационная постоянная — $G = 6,67 \cdot 10^{-8}$ см³/гр. сек², период обращения Земли вокруг своей оси — $T_0 = 23^h 56^m 4^s, 091$, период годичного обращения Земли $T_1 = 366, 2422$ T_0 , угол наклона эклиптики — $\epsilon_0 = 23^\circ 27'$.

Таблица

Наблюдатель	Место опытов	Широта	Число опытов	Высота (м)	Отклонение Δ (м.м)	
					Вычисленное	Наблюденное
Гуглиемини, 1791	Боловья	40°30'	16	78.3	11.3	19±2.5
Бенценберг, 1802	Гамбург	53°33'	31	76.34	8.7	9.0±3.6
Бенценберг, 1804	Шлеебуш	51°25'	29	85.1	10.4	11.5±2.9
Рейх, 1831	Фрейбурп	50°53'	106	158.5	27.5	28.3±4.0
Холл, 1902	Кэмбридж	42°22',8	948	23.0	1.77	1.5±0.05
Фламмарнон, 1903	Париж	48°50',8	144	68.0	8.1	6.3
Хаген, 1912	Рим	41°54'	66	22.95	0.899	0.899±0.02

и от положения Солнца в момент проведения опыта. Данные показывают, что отклонения падающего тела, полученные по формуле (11) отличаются от отклонений, вычисленных по формуле (10), на 0—20%/о. Эту разницу можно объяснить тем, что в формуле (10) не учитывается влияние Солнца.

Кировоаванский филиал
Ереванского политехнического института
им. К. Маркса

17 апреля 1970 г.

Ռ. Պ. ՍԱՀԱԿՅԱՆ

ՎԱՅՐ ԸՆԿՆՈՂ ՄԱՐՄՆԻ ԽՆԴՐԻ ԼՈՒԾՄԱՆ ՄԱՍԻՆ

Ա մ փ ո փ ո ի մ

Քննարկված է Երկրագնդի պտտման առանցքի կորագիծ շարժման ազդեցությունը վայր ընկնող մարմնի շարժման վրա:

[1] աշխատության մեջ ցույց է տրված, որ Երկրագնդի պտտման հետևանքով և այլ մարմինների ազդեցության շնորհիվ վերոհիշյալ շարժման մեջ առաջանում է լրացուցիչ արագացում՝

$$s = 2 \left[\frac{dr}{dt} \bar{\omega} \right] +$$

որտեղ՝

$$\bar{\omega} = \left[i \frac{di}{dt} \right].$$

— i միավոր վեկտոր է՝ ուղղված սիստեմի զանգվածի կենտրոնի արագացման ուղղությամբ:

Պարզվում է, որ $\bar{\omega}$ -ի մեջ Արեգակի ձգողական ուժի արագացումը կարևոր դեր է կատարում: Հաշվումները ցույց են տալիս, որ Արեգակի ազդեցությունը սովորական շարժման վրա զիջավորապես արտահայտվում է ինտեգրի լրացուցիչ արագացման միջոցով [1], Այդ պատճառով խնդրի լուծման ժամանակ հաշվի է առնված վերջին արագացումը, իսկ Արեգակի ձգողական ուժի խանգարող արագացումը արհամարհված է:

Շարժման դիֆերենցիալ հավասարումը ոչ պտտողական կոորդինատային սիստեմի նկատմամբ արտահայտված է (4)-ով, իսկ հիմնական պտտողական կոորդինատային սիստեմի նկատմամբ՝ (6)-ով [1], որը իր էությունով տարբերվում է հայտնի (10) հավասարումից: Հավասարում (6)-ը մոտավորությամբ զրված է (11)-ի տեսքով:

(11) հավասարման լուծման արդյունքները բերված են աղյուսակ 4-ում, իսկ (10)-ի լուծման արդյունքները և դիտումների սովորական աղյուսակ 5-ում:

Աղյուսակ 4-ից երևում է, որ ընկնող մարմնի շեղումը կախված է ոչ միայն Երկրագնդի պտտման արագությունից, այլ նաև, փորձը կատարելու պահին Արեգակի դիրքից: Այդ սովորական ցույց են տալիս, որ (11) հավասարումով գտնված շեղումները տարբերվում են (10) հավասարումով գտնված շեղումներից 0—20%-ով, որը բացատրվում է նրանով, որ բանաձև (10)-ում Արեգակի ազդեցությունը հաշվի չի առնված:

4 և 5 աղյուսակներից երևում է, որ (11) բանաձևով գտնված արդյունքները շեն հակասում դիտումների սովորական:

R. P. SAHAKIAN

ON THE SOLUTION OF THE PROBLEM OF FALLING BODIES

S u m m a r y

The influence of curvilinear motion of the Earth's rotation axis on the motion of falling bodies is considered.

In paper [1] it was shown that because of the rotation of the Earth and the influence of other bodies an additional acceleration appears in the motion of falling bodies

$$s = 2 \left[\frac{d\bar{r}}{dt} \bar{\omega} \right] +$$

where

$$\bar{\omega} = \left[i \frac{di}{dt} \right],$$

and $-i$ is an unit vector directed towards the acceleration of the system's mass.

It has become evident that in ω the acceleration of the gravity force of the Sun plays an important part. Calculations show that the influence of the Sun on this motion is mainly expressed by the additional acceleration of the inertia [1]. For this reason in the solution of the problem the last acceleration was taken into account but the disturbing acceleration of the gravity force of the Sun was neglected.

The differential equation of the motion for the non-rotary coordinate system is expressed by (4), and for the fundamental rotary coordinate system—by (6) [1], which differs from the well-known equation (10). The equation (6) is written with approximation in the form of (11).

The results of the solution of equation (11) are given in Table 4, and the results of the solution of equation (10) and observational data—in Table 5.

It is seen from Table 4 that the deviation of the falling bodies depends not only upon the velocity of the Earth's rotation, but also upon the position of the Sun at the time of experiments.

The data show that the deviations found by the equation (11) differ from those of (10) by 0–20%, which may be the result of the neglect of the influence of the Sun.

The Tables 4 and 5 show that the results obtained from equation (11) are not in discordance with observational data.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Р. А. Саакян. Об ускорении инерции, возникающем в относительном движении под воздействием внешних сил, 1969 г, Ереван.
2. Б. П. Демидович, И. А. Марон, Э. З. Шувалова, Численные методы анализа, М., 1963 г.
3. Л. Г. Лойцянский, А. И. Лурье, Курс теоретической механики. Том 2, М., 1955 г.



Ի Ո Վ Ա Ն Դ Ա Կ Ո Ի Թ Յ Ո Ի Ն

Է. Ս. Պարսամյան, Ի. Յանկովիչ—Նոր բռնկվող աստղ NGC 7023 տիրույթում	3
Է. Ս. Պարսամյան—Նոր էմիսիոն աստղեր NGC 6729 տիրույթում	6
Լ. Կ. Երաստովա—Շատ կարմիր հնարավոր երկարապարերական փոփոխական աստղ Յուլի համաստեղությունում	9
Մ. Ա. Վազարյան—Մոլորակաձև միգամածությունների միջուկների զուեռչափական ուսումնասիրություն	13
Ն. Լ. Իվանովա—1967 թ. Դելֆինի նորը	18
Ն. Լ. Լավոնովա—Էներգիայի բաշխումը Be աստղերի սպեկտրներում	25
Վ. Գ. Փանոսյան—ՅՄ 48-ի միջմոլորակային առկայությունները 408 Մհց հաճախության վրա	30
Մ. Հ. Կրիլյան—Աստղային էլեկտրարեևոաչափ արտադրող բեկոացուցիչային մոդուլյատորով	33
Լ. Հ. Հարությունյան—Ռադիոաղբյուրների միջին սպեկտրալ ցուցիչի կախումը նրանց ադիոհեռաաղայթման հոսքից և կարմիր շեղումից	49
Ռ. Մ. Ալվազյան, Յու. Լ. Վարդանյան, Գ. Ս. Սահակյան, Աբրահամյան Բարձր խտու- թյունների սլայմաններում ալլասերված պլազմայի հատկությունների մասին	57
Ռ. Պ. Սահակյան—Վայր ընկնող մարմնի խնդրի լուծման մասին	74

CONTENTS

<i>E. S. Parsamian, I. Jankovitch—New Flare Stars in the Region of NGC 7023</i>	3
<i>E. S. Parsamian—New Emission Stars in the Region of NGC 6729</i>	6
<i>L. K. Erastova—A Very Red Possible Long-period Variable in Taurus</i>	9
<i>M. A. Kazartan—The Colorimetric Investigation of the Nuclei of Planetary Neb- ulae</i>	13
<i>N. L. Ivanova—Nova Delphini 1967</i>	18
<i>N. L. Ivanova—The Energy Distribution in the Spectra of Be Stars</i>	25
<i>V. G. Panajtan—Interplanetary Scintillation of 3C 48 at 408 MHz</i>	30
<i>M. A. Ertstian—A Stellar Electropolarimeter with a Fast Rotating Polaroidal Modulator</i>	33
<i>E. H. Haratjunian—The Dependence of the Average Spectral Index of Radio Sources from Their Radio Fluxes and Red-shifts</i>	49
<i>R. M. Avakian, Yu. L. Vartanian, G. S. Sahakian—On the Property of Degene- rate Plasma at Extremely High Densities</i>	57
<i>R. P. Sahakian—On the solution of the problem of falling bodies</i>	74