

Издаётся 14 раз в год. Учредитель: Крымская астрофизическая обсерватория. Адрес: 295000, Крым, Симферопольский район, с. Нагорное. Контакт: тел. (0652) 44-1111, факс (0652) 44-1070. E-mail: info@cras.oa.su.ru

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ

Год основания издания – 1947

Академик РАН, член-корреспондент РАН, доктор физ.-матем. наук, профессор Н. Н. Шадрин
доктор физ.-матем. наук, профессор Е. Е. Криворучко
доктор физ.-матем. наук, профессор С. И. Головин
доктор физ.-матем. наук, профессор А. И. Радванский
доктор физ.-матем. наук, профессор Н. С. Савин
доктор физ.-матем. наук, профессор В. М. Бондаренко

Редакция

доктор физ.-матем. наук А. А. Овчинникова
канд. физ.-матем. наук Н. М. Шадрин

ТОМ — 95

Адрес редакции:
295000 Крым, Симферопольский район, с. Нагорное
Крымская астрофизическая обсерватория
Тел. (0652) 44-1111
Факс (0652) 44-1070
E-mail: info@cras.oa.su.ru

Отпечатано в типографии «Крымская астрофизическая обсерватория»
Журнал зарегистрирован в Министерстве культуры Республики Крым
по адресу: Симферополь, ул. Нагорная, 10. Контакт: тел. (0652) 44-1111

КРЫМ — 1999

УДК 523

В 95 томе "Известий Крымской Астрофизической Обсерватории" представлено 16 оригинальных статей, в которых обсуждаются проблемы астрофизики. Рассмотрены также вопросы техники астрофизических наблюдений и интерпретации наблюдательных данных.

Сборник рассчитан на специалистов в области астрономии и астрофизики.

The 95th volume of the "Izvestia Krymskoy Astrophisicheskoy Observatorii" presents the 16 original papers discussing the problems of astrophysics. The problems of technique of astrophysical observations and the interpretation of the observational data are also considered.

The collection of papers is intended for specialists in astronomy and astrophysics.

Редакционная коллегия:

Академик НАНУ Н.В. Стешенко (председатель)
канд. физ.-мат.наук Н.И. Шаховская (ответственный секретарь)
доктор физ.-мат.наук Р.Е. Гершберг
доктор физ.-мат.наук С.И. Гопасюк
доктор физ.-мат.наук Д.Н. Рачковский
доктор физ.-мат.наук И.С. Саванов
доктор физ.-мат.наук Б.М. Владимирский

Рецензенты:

доктор физ.-мат.наук А.А. Степанян
канд. физ.-мат.наук Н.М. Шаховской

Адрес редакции:

334413 Украина, Крым, Бахчисарайский р-н, п. Научный
Крымская астрофизическая обсерватория
Тел. (380)65-54-71161
FAX (380)65-54-40704
E-mail nish@crao.crimea.ua

Оригинал-макет изготовлен в редакции журнала.
Журнал зарегистрирован Государственным комитетом Украины
по делам издательств, полиграфии и распространения книги
7 февраля 1994 г., свидетельство КВ N 424

УДК 523.9

Возвращается ли 160-минутная мода колебаний Солнца?

В.А. Котов, В.И. Ханейчук, Т.Т. Цап

Крымская астрофизическая обсерватория, 334413, Украина, Крым, Научный

Поступила в редакцию 27 мая 1998 г.

Аннотация. Измерения колебаний фотосферы Солнца выполнены в 1974 – 1997 гг. в течение 1470 дней (в сумме примерно 9385 ч). Данные позволяют утверждать, что в 1974 – 1982 гг. Солнце пульсировало с периодом $P_0 \approx 160^m010$, но позже его доминирующий период принял значение $P_1 \approx 159^m966$. Наличие двух частот, $\nu_0 = P_0^{-1}$ и $\nu_1 = P_1^{-1}$, имеющих, по-видимому, разную физическую природу и отличающихся на величину $\approx 1 \text{ год}^{-1}$, трудно объяснить в терминах теоретических g -мод. Наблюдения последних лет говорят о возможном возвращении прежнего P_0 -колебания Солнца. Указывается, что помимо Солнца период P_0 является наиболее резонансным, синхронизирующим периодом также для пульсирующих звезд типа δ Щита, что делает проблему P_0 -осцилляции еще более удивительной и загадочной.

IS THE 160-MINUTE MODE OF OSCILLATIONS OF THE SUN RETURNING?, by V.A. Kotov, V.I. Haneychuk, T.T. Tsap. The measurements of oscillations of the line-of-sight velocity of Sun's photosphere were carried out in 1974 – 1997 during 1470 days (in all, about 9385 h). These data allow to assert that from 1974 through 1982 the Sun pulsated with a period of $P_0 \approx 160^m010$, but later its dominant period took new value $P_1 \approx 159^m966$. An existence of two frequencies, $\nu_0 = P_0^{-1}$ and $\nu_1 = P_1^{-1}$, which might be of different physical origin and have separation of nearly 1 yr^{-1} , seems to be hardly explained in terms of solar g -modes. The observations of several last years indicate plausible reappearance of the former P_0 -oscillation of the Sun. It is pointed out also that the P_0 -period, besides the Sun, occurs to be the most resonant, synchronizing period for pulsating stars of δ Sct type. This makes problem of the P_0 -oscillation more enigmatic and astonishing.

1 Введение

Мы вращаемся вокруг Солнца, но знаем о его свойствах немногим более, чем о далеких звездах. В то же время, например, дискуссия 70-х годов о сплюснутости Солнца, незатухающие споры о дефиците нейтрино и вопрос о механизмах возбуждения колебаний Солнца затрагивают основы физики и астрофизики.

Звёзды делятся на одиночные, двойные, пульсирующие и другие типы. Солнце – одиночная звезда. А как с его пульсациями? Нужно ли его относить к пульсирующим или стационарным звездам в классическом понимании?

Светимость Солнца в видимой области спектра изменяется на доли процента с синодическим периодом вращения $\approx 27^d$ и 11-летним циклом. Что касается пульсаций, то (а) уверенно обнаруживаются лишь 5-минутные колебания светового потока и лучевой скорости, обусловленные акустическими колебаниями конвективной зоны, и (б) пока не получено убедительных свидетельств в пользу длиннопериодных колебаний – волн тяжести (g -мод).

В 1974 г., однако, была открыта пульсация Солнца с периодом

$$P_0 = 160^m 0101 \pm 0^m 0001 \quad (1)$$

(Брукс и др., 1976; Северный и др., 1976; Котов, 1996), природа которой до сих пор не установлена.

В 1975 г. была создана первая гелиосейсмологическая сеть «Крым–Стэнфорд», по данным которой в своё время был надёжно установлен факт P_0 -пульсации Солнца в 1974 – 1982 гг. (см. Котов, 1996; Котов и др., 1983; Шеррер, Уилкоккс, 1983; а также рис. 1).

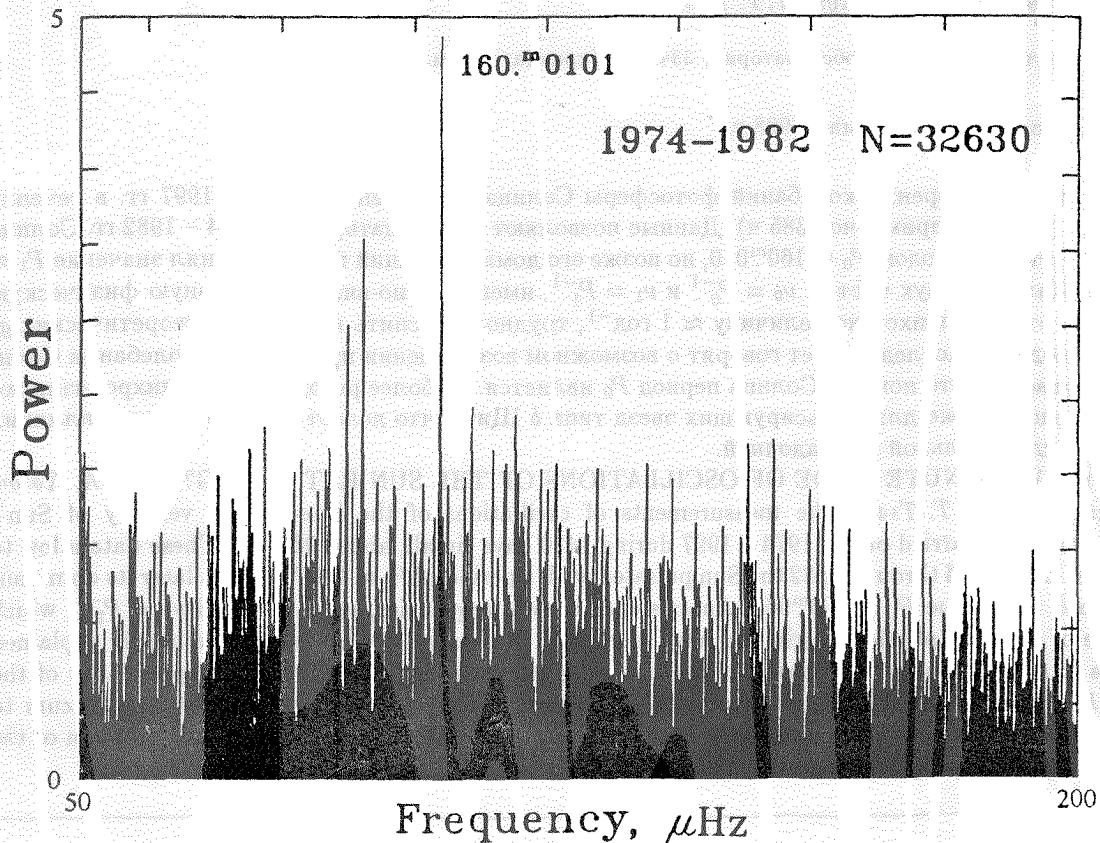


Рис. 1. Спектр мощности колебаний Солнца в 1974 – 1982 гг. по измерениям в КрАО (число измерений скорости $N = 32630$). Максимальный пик соответствует периоду $160^m 010 \pm 0^m 003$. По вертикали – мощность в единицах A_h^2 (m^2/c^2) (то же на рис. 2)

Существование P_0 -колебания у Солнца подтверждено Греком и др. (1980), но затем отрицательный результат был получен Элсуорт и др. (1989). Переобработав стэнфордские измерения 1977 – 1986 гг., Хеннинг, Шеррер (1988) пришли к выводу о нарушении фазы колебания после ≈ 1980 г. По мнению Котова (1996), причиной может быть быстрое вращение компактного ядра Солнца.

Возникают вопросы:

1) Наблюдалось ли P_0 -колебание в 1974 – 1982 гг. вообще? – или это был наблюдательный «мираж» или артефакт, обусловленный инструментальными и атмосферными причинами и/или обработкой данных?

2) Если оно реально наблюдалось, то каковы причины вариаций фазы и амплитуды?

- 3) Имело ли оно стабильную начальную фазу?
- 4) Изменило ли колебание основную частоту?
- 5) Или оно просто исчезло?

2 Крымский ряд наблюдений 1974 – 1997 гг.

В 1974 – 1997 гг. в Крымской астрофизической обсерватории (КрАО) выполнены наблюдения колебаний фотосферы Солнца дифференциальным методом (Котов и др., 1982, 1983) в течение 1470 дней (примерно 9385 ч). В основе метода лежит принцип доплеровских измерений «Солнце относительно Солнца». А именно, в течение всего светового дня с помощью солнечного магнитографа регистрируется разность лучевых скоростей от обширной центральной (круговой) зоны диска Солнца и внешней кольцевой зоны. Измерения проводятся по спектральной линии железа Fe I $\lambda 512.4$ нм, нечувствительной к магнитному полю. Все значения скорости получены с 5-минутным усреднением; медленные дневные тренды аппроксимировались и удалялись с помощью парабол.

В 1974 – 1996 гг. радиус центральной зоны диска Солнца составлял $0.66R_{\odot}$, а краевая – кольцевая – зона простиралась от $0.66R_{\odot}$ до $1.00R_{\odot}$ (R_{\odot} – радиус солнечного диска) (Котов и др., 1982). Но в начале 1997 г. в целях более удобного размещения в башне телескопа БСТ-1 оптики, предназначенной для другого гелиосейсмологического эксперимента («КрАО–Маунт Уилсон», с применением двух натриевых ячеек и ПЗС-матрицы; Дидковский и др., 1996), расстояние между входной щелью спектрографа и плоским диагональным зеркалом было увеличено примерно на 7%. Это привело к уменьшению радиуса центральной зоны – и внутреннего радиуса внешней зоны – до $0.58R_{\odot}$. Чтобы свести все измерения в одну временную последовательность, необходимо значения скорости 1997 г. умножить на некоторый коэффициент, который определяется методом калибровки и зависит от степени l исследуемой моды.

Согласно (Котов и др., 1982), сигнал дифференциальной скорости δv представляется выражением:

$$\frac{\delta v}{\text{“}E - W\text{”}} = \frac{1}{2 + \beta} \frac{\Delta \lambda_V}{\Delta \lambda_C}, \quad (2)$$

где «E–W» – калибровочный сигнал, $\Delta \lambda_V$ – доплеровский сдвиг спектральной линии центральной зоны из-за пульсации, $\Delta \lambda_C = 2.84 \cdot 10^{-3}$ нм – калибровочный сдвиг. Инструментальная константа

$$\beta = \alpha \frac{I_C}{I_L}, \quad (3)$$

где коэффициент поглощения света в поляризационной оптике $\alpha \approx 0.355$, а I_C и I_L – интенсивности света от центральной и краевой зон Солнца соответственно (до прохождения через поляризационную оптику). Вычислим эти интенсивности, полагая: I_0 – интенсивность света в центре диска Солнца, r – гелиоцентрическое расстояние ($0 \leq r \leq 1$), $r_0 = 0.58$ для указанных двух зон новой геометрии световых пучков. Функция потемнения диска к краю в зеленой области спектра имеет вид:

$$\gamma(r) = 0.36 + 0.64(1 - r^2)^{1/2}, \quad (4)$$

и для искоемых интенсивностей получаем:

$$I_C = 2\pi I_0 \int_0^{r_0} \gamma(r) r dr \approx 0.159 \times (2\pi I_0), \quad (5)$$

$$I_L = 2\pi I_0 \int_{r_0}^1 \gamma(r) r dr \approx 0.235 \times (2\pi I_0). \quad (6)$$

Для их отношения имеем: $I_C/I_L \approx 0.677$, и $\beta \approx 0.240$. Подставив это значение в (2), для калибровочного сигнала получаем: «E–W» ≈ 3723 м/с, – вместо 4238 м/с, соответствовавших измерениям

до 1997 г. Поскольку программа компьютера, собирающего и обрабатывающего информацию на телескопе, не изменялась, все значения скорости за 1997 г., следовательно, необходимо умножить на коэффициент $\alpha = 3723/4238 \approx 0.88$. Другие поправки, зависящие от типа колебания, т.е. от степени l , не вводились (в случае радиального колебания, например, поправочный коэффициент для 1997 г. равен примерно 1.06).

После объединения измерений 1997 г. с предыдущим рядом получен общий массив 1974 – 1997 гг., состоящий из 112614 остатков (измерения минус тренд, с 5-минутным интегрированием сигнала скорости), имеющих среднеквадратичное значение $\Delta \approx 6.2$ м/с.

3 Спектр мощности колебаний Солнца в 1974 – 1997 гг.

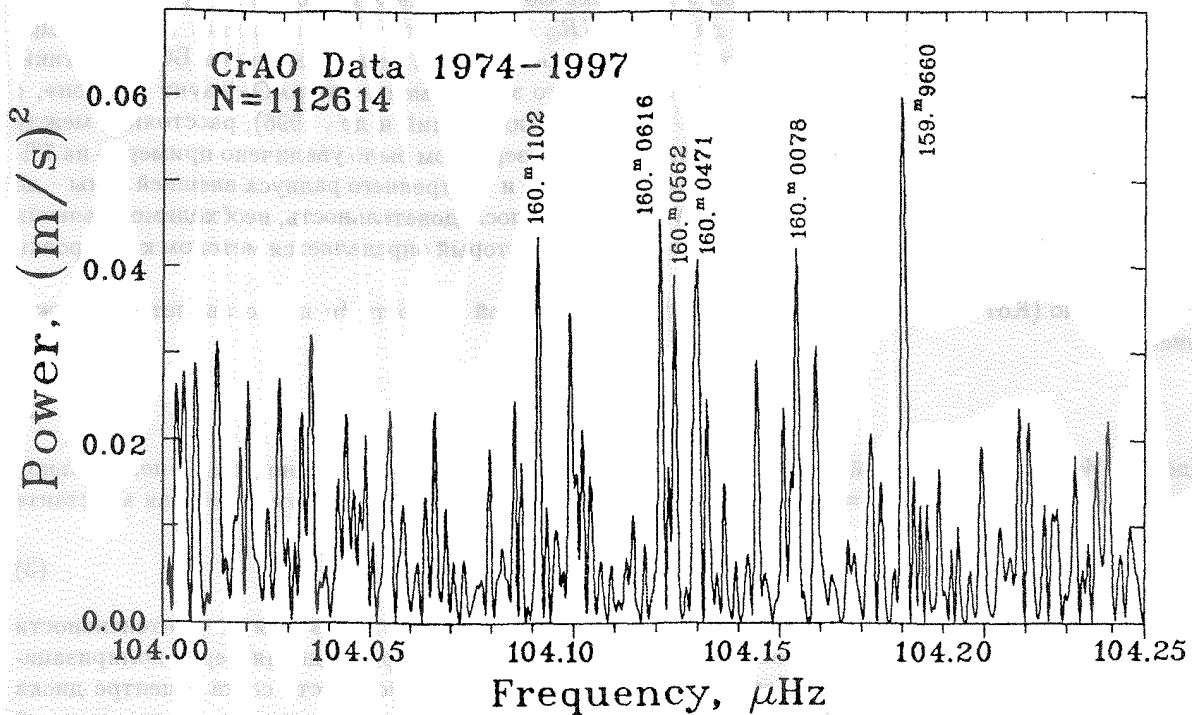


Рис. 2. СМ колебаний Солнца согласно всем данным КраО за 1974 – 1997 гг. в узком диапазоне около 9-ой суточной гармонике (полное число измерений дифференциальной скорости $N = 112614$). Максимальный пик соответствует периоду $P_1 = 159^{\text{m}}9660 \pm 0^{\text{m}}0011$

На рис. 2 показан спектр мощности (СМ), вычисленный для всех измерений 1974 – 1997 гг. в узком частотном диапазоне возле частоты $\nu \approx 104.16$ мкГц. Видно, что в спектре доминирует, как и прежде (Котов, 1996; Котов и др., 1995), период $P_1 \approx 159^{\text{m}}966$. Этот же период доминирует и в спектре стэнфордских измерений 1977 – 1994 гг. (Котов и др., 1997), что говорит в пользу солнечной природы P_1 -колебания:

КраО (1974 – 1997 гг.): $P = 159^{\text{m}}9660 \pm 0^{\text{m}}0011$,
 Стэнфорд (1977 – 1994 гг.): $P = 159^{\text{m}}9663 \pm 0^{\text{m}}0014$.

Период $P_0 \approx 160^m010$ в нашем спектре за 24 года наблюдений (1974 – 1997 гг.) фактически отсутствует, см. рис. 2. Однако сравним этот спектр со спектром 1974 – 1995 гг., приведённом Котовым и др. (1997). Среди доминировавших тогда пиков (в том же частотном диапазоне около 9-ой гармоники суток) лишь один период $\approx 160^m0079$, наиболее близкий к «каноническому» периоду P_0 , практически не изменил свою мощность; все другие пики заметно уменьшились, см. табл. 1. Это свидетельствует о возможном усилении P_0 -колебания Солнца в последние годы. Но самое интересное следующее:

(а) амплитуда P_1 -пики – впервые за последние 6 лет после 1995 г. – заметно уменьшилась, в частности, по сравнению с амплитудой P_1 -пики в спектре 1974 – 1995 гг., приведённом Котовым (1996); Котовым и др. (1997);

(б) впервые за последние годы в СМ полного ряда данных появился пик (малозначимый) $\approx 160^m010 \approx P_0$, см. рис. 2;

(в) впервые за последние годы средняя P_0 -кривая, после добавления новых данных, заметно увеличила свою амплитуду (см. ниже);

(г) половинное расстояние между двумя самыми большими пиками на рис. 2 – их периоды 159^m9660 и 160^m0616 – соответствует периоду «биения» $1^y02 \pm 0^y02$, что указывает на возвращение триплета, доминировавшего в течение первых 9 лет наблюдений (периоды триплета: $\approx 159^m963$, 160^m010 и 160^m058).

Таблица 1. Мощность пиков (P) в интервале 1974 – 1995 гг. (I_1) и за 24 года (1974 – 1997 гг., I_2)

1974 – 1995 гг.	$N = 103179$	1974 – 1997 гг.	$N = 112614$	k
P	$I_1, (м/с)^2$	P	$I_2, (м/с)^2$	$k = I_2/I_1$
159^m9662	0.076	159^m9660	0.060	0.79
160^m0079	0.044	160^m0078	0.043	0.98
160^m0474	0.058	160^m0471	0.041	0.71
160^m0559	0.048	160^m0562	0.039	0.81
160^m0614	0.052	160^m0616	0.046	0.88
160^m1100	0.059	160^m1102	0.044	0.75

4 Фазовая диаграмма

Поведение периодического процесса во времени удобно проследить с помощью фазовой диаграммы – аналога диаграмм «О – С», которые строят при изучении переменных звёзд. С этой целью для каждого года отдельно были вычислены гармонические амплитуды A_n и фазы гармонического максимума φ с периодом, точно равным 1/9-ой суток, т.е. для 160^m0000 .

По фазам φ для каждого года определялись моменты УТ максимума, отстоящие друг от друга на 160 минут; они показаны на рис. 3 в виде точек (отсутствует фаза 1984 г., когда средняя P_0 -кривая оказалась незначимой). Видно, что первые 9 лет, с 1974 г. по 1982 г., фазы φ изменялись практически линейно – по прямой линии, наклон которой соответствовал периоду $P_0 \approx 160^m010$. Затем такое поведение нарушилось, и фазы изменялись хаотически. Лишь после 1989 г. появился слабый намек на восстановление прежней периодичности: с 1990 г. по 1997 г. фазы показывают некоторое, хотя и малозначимое, соответствие отрезкам пунктирных прямых – интерполяции фаз P_0 -колебания в 1974 – 1982 гг.

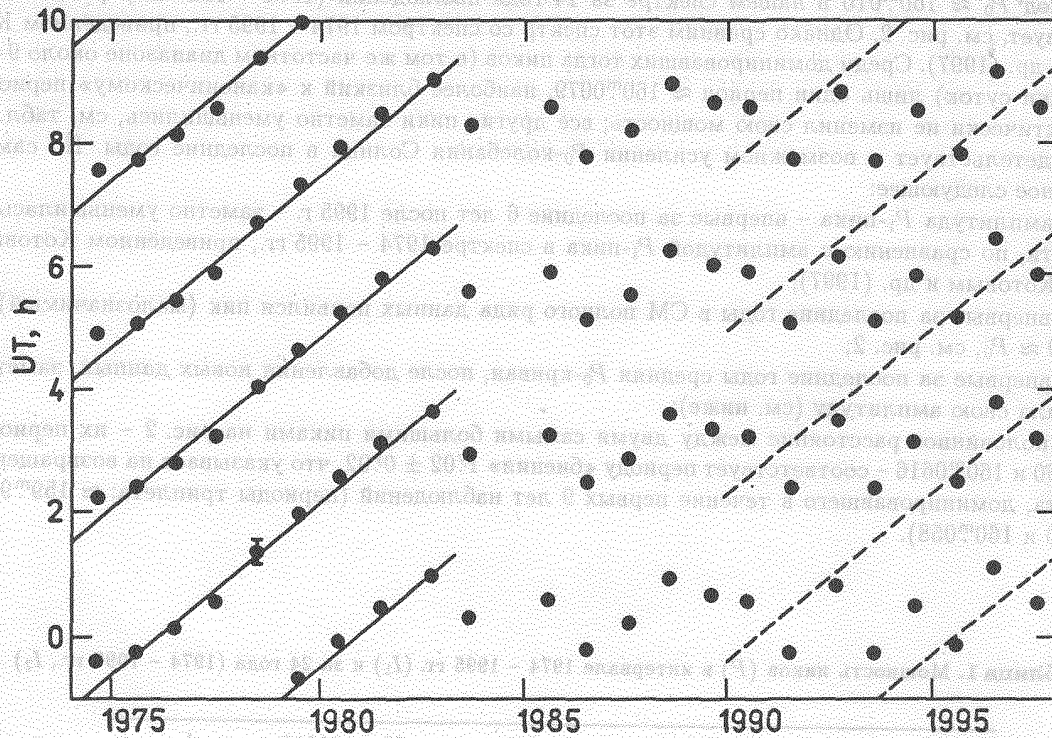


Рис. 3. Фазовая диаграмма, построенная по данным КрАО за 1974 – 1997 гг. для периода 160^m0000 (см. текст). Вертикальная черта — типичная ошибка определения моментов UT

5 Средние кривые P_0 -колебания

Три средние кривые пульсации Солнца с периодом P_0 , построенные (а) отдельно по наблюдениям последних трёх лет, (б) за 1974 – 1994 гг. и (в) за весь 24-летний интервал, — приведены на рис. 4. Все они синфазны между собой, см. также табл. 2, где N — число измерений, Δ — стандартное отклонение ряда, A_h и φ — амплитуда и фаза максимума соответственно. Особенно примечательно согласие начальных фаз для интервалов 1974 – 1994 гг. и 1995 – 1997 гг., что и позволяет говорить о восстановлении P_0 -колебания. Надо, однако, подождать новых данных, чтобы в этом убедиться и обсуждать возможные причины явления.

Таблица 2. Параметры средних P_0 -кривых за разные временные интервалы

Интервал	N	Δ , м/с	A_h , м/с	φ
1995 – 1997	12920	6.65	0.21 ± 0.09	0.57 ± 0.07
1974 – 1994	99694	6.16	0.11 ± 0.03	0.55 ± 0.05
1974 – 1997	112614	6.22	0.13 ± 0.03	0.56 ± 0.04

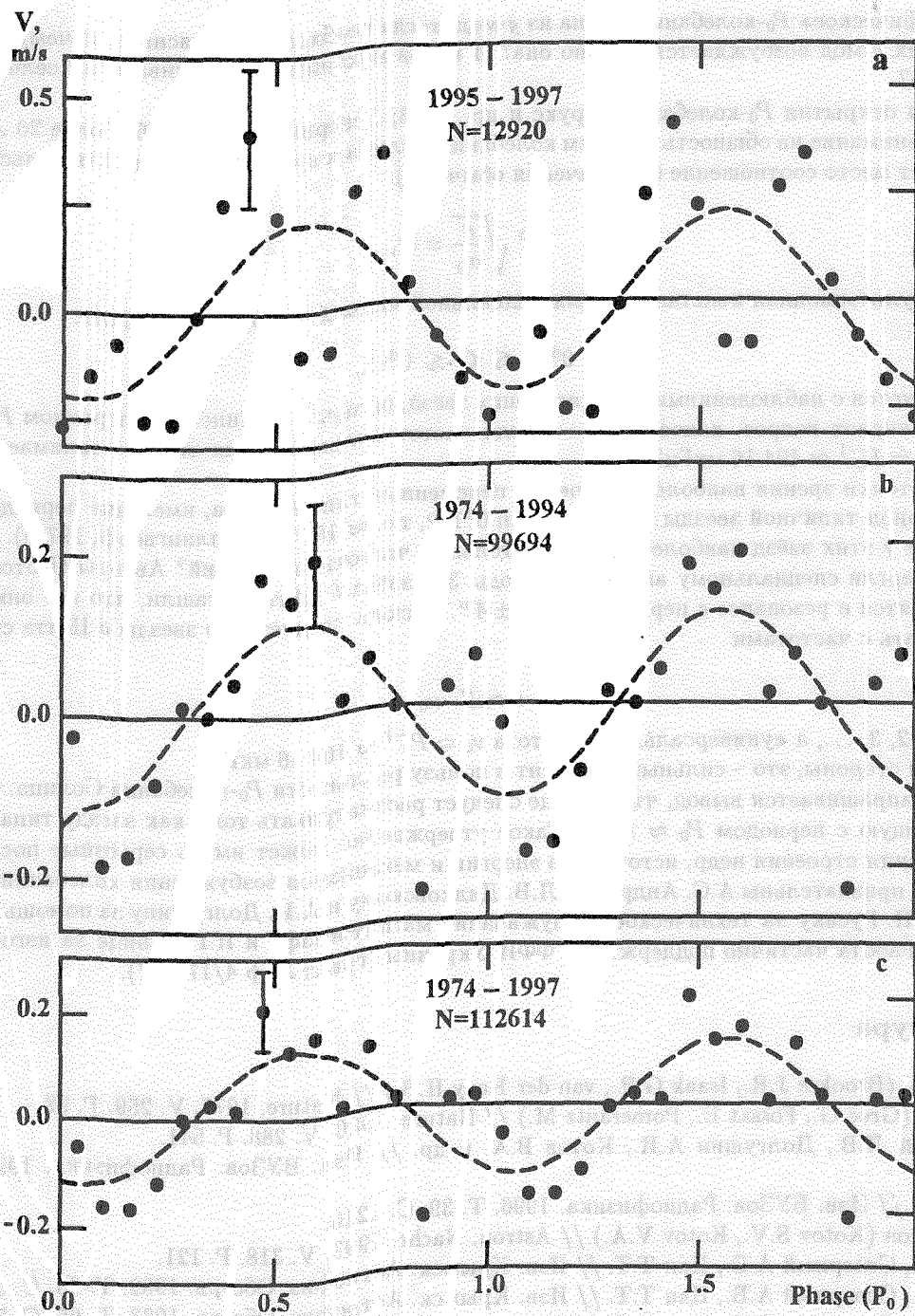


Рис. 4. Средние P_0 -кривые скорости за (a) 1995 – 1997 гг., (b) 1974 – 1994 гг. и (c) 1974 – 1997 гг. Фаза 0.0 соответствует моменту UT 00^h 00^m 1 января 1974 г.; знак скорости “+” отвечает состоянию «расширения» звезды. Вертикальными черточками показаны типичные стандартные ошибки. Интервал усреднения по фазе: (a) – $\approx 20^m$, (b) и (c) – $\approx 10^m$

6 Солнце – звезда типа δ Щита?

Если «мифическое» P_0 -колебание – одна из g -мод, тогда необходимо объяснить, почему из множества других g -мод возбуждается именно она? И каков механизм, обеспечивающий селективность по частоте?

Авторы открытия P_0 -колебания (Брукс и др., 1976; Северный и др., 1976) более 20 лет назад обратили внимание на общность проблем колебаний Солнца и пульсаций звезд. Для пульсирующих звезд имеет место соотношение (обозначения обычные):

$$P \sqrt{\frac{\rho}{\rho_{\odot}}} = Q, \quad (7)$$

где Q – «пульсационная константа». Для радиальной моды и $\gamma = 5/3$ теория дает:

$$0^{\text{d}}03 \lesssim Q \lesssim 0^{\text{d}}12, \quad (8)$$

что согласуется с наблюдениями пульсирующих звезд, включая Солнце с его периодом $P_{\odot} = P_0 \approx 0^{\text{d}}111$. Возникает вопрос: какое место – среди частот пульсирующих звезд – занимает частота Солнца $\nu_0 = P_0^{-1} \approx 104.16$ мкГц?

С этой точки зрения наиболее интересны переменные типа δ Щита, имеющие периоды $\approx 0^{\text{d}}02 - 0^{\text{d}}30$ (период типичной звезды δ Щита равен $0^{\text{d}}112$, т.е. $\approx 161^{\text{m}}$ (Стэллингверф, 1979)).

Есть ли у этих звезд наиболее предпочтительные частоты пульсаций? Авторы (Котов, Котов, 1997) подвергли специальному анализу периоды 318 звезд δ Щита и нашли, что все они, в среднем, находятся в резонансе с периодом $162^{\text{m}} \pm 4^{\text{m}}$. Отсюда следует, что звезды δ Щита стремятся пульсировать с частотами

$$\nu \approx Z \cdot \nu_0, \quad (9)$$

где $Z = 1, 2, 3, \dots$, а «универсальная» частота $\nu_0 = P_0^{-1} \approx 104.16$ мкГц.

С одной стороны, это – сильный аргумент в пользу реальности P_0 -колебания Солнца. С другой стороны, напрашивается вывод, что Солнце следует рассматривать тоже как звезду типа δ Щита, пульсирующую с периодом $P_0 \approx 160^{\text{m}}$. Такое утверждение может иметь серьезные последствия для уточнения строения недр, источников энергии и механизмов возбуждения колебаний Солнца.

Авторы признательны А.С. Андрееву, Л.В. Дидковскому и А.И. Долгушину за помощь в наблюдениях, Н.П. Русаку за техническое обслуживание магнитографа и Н.Г. Сунице за изготовление рисунков. Работа частично поддержана ГФФИ Украины (грант № ф 4/174–97).

Литература

- Брукс и др. (Brookes J.R., Isaak G.R., van der Raay H.B.) // Nature. 1976. V. 259. P. 92.
 Грек и др. (Grec G., Fossat E., Pomerantz M.) // Nature. 1980. V. 288. P. 541.
 Дидковский Л.В., Долгушин А.И., Котов В.А. и др. // Изв. ВУЗов. Радиофизика. 1996. Т. 39. С. 1374.
 Котов В.А. // Изв. ВУЗов. Радиофизика. 1996. Т. 39. С. 1210.
 Котов, Котов (Kotov S.V., Kotov V.A.) // Astron. Nachr. 1997. V. 318. P. 121.
 Котов В.А., Северный А.Б., Цап Т.Т. // Изв. Крымск. Астрофиз. Обсерв. 1982. Т. 65. С. 3.
 Котов В.А., Северный А.Б., Цап Т.Т. // Изв. Крымск. Астрофиз. Обсерв. 1983. Т. 66. С. 3.
 Котов В.А., Ханейчук В.И., Цап Т.Т. // Изв. Крымск. Астрофиз. Обсерв. 1995. Т. 92. С. 110.
 Котов и др. (Kotov V.A., Haneychuk V.I., Tsap T.T., Hoeksema J.T.) // Solar Phys. 1997. V. 176. P. 45.
 Северный и др. (Severny A.B., Kotov V.A., Tsap T.T.) // Nature. 1976. V. 259. P. 87.
 Стэллингверф (Stellingwerf R.F.) // Astrophys. J. 1979. V. 227. P. 935.
 Хеннинг, Шеппер (Henning H.M., Scherrer P.H.) // Advances in Helio- and Asteroseismology/ Eds. J. Christensen-Dalsgaard, S. Frandsen. Reidel: Dordrecht, 1988. P. 29.

Шеррер, Уилкок (Scherrer P.H., Wilcox J.M.) // Solar Phys. 1983. V. 82 P. 37.

Элсуорт и др. (Elsworth Y.P., Jefferies S.M., McLeod C.P. et al.) // Astrophys. J. 1989. V. 338. P. 557.

О МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ В СВЕТЛЫХ ТОЧКАХ ТОРЖЕВНЫХ СКОУПЛЕНИЙ

В. В. Шеррер, Дж. М. Уилкокс
Институт космических исследований РАН, Москва

Анализированы спектры поглощения в светлых точках торжевых скоуплений. Показано, что поля в светлых точках имеют сложную структуру. В частности, в светлых точках торжевых скоуплений обнаружены поля с направлением, отличным от направления поля в окружающей среде.

1. Показано, что поля в светлых точках торжевых скоуплений имеют сложную структуру. В частности, в светлых точках торжевых скоуплений обнаружены поля с направлением, отличным от направления поля в окружающей среде.

2. Показано, что поля в светлых точках торжевых скоуплений имеют сложную структуру. В частности, в светлых точках торжевых скоуплений обнаружены поля с направлением, отличным от направления поля в окружающей среде.

ON MAGNETIC FIELDS OF BRIGHT UMBRAL DOTS OF SUNSPOTS. II. V. V. Scherrer, J. M. Wilcox

Analysis of absorption spectra of 10 sunspots obtained at the Cerro Tololo Interobservatory (CTI) is presented. It is shown that polarization directions of respective π -components of the magnetic field are not parallel to the absorption lines. However, the magnetic field strength is determined by spectral lines of Ca II and Fe I. It is found to be always substantially smaller than that followed from lines of neutral iron.

It is concluded that (1) for a given sunspot the polarity of magnetic field in bright umbrae is identical with that of surrounding continuous dark background; (2) the well known "component splitting effect" can not be explained by magnetic fields of bright umbrae dots; and (3) the strength H of bright umbrae dots are, on average, 30% lower than that in continuous dark background. At one end the same law of magnetic structure

Матричные элементы магнитных полей в светлых точках торжевых скоуплений

1. Введение

Известно, что в светлых точках торжевых скоуплений обнаружены поля с направлением, отличным от направления поля в окружающей среде.

УДК 524.745, 523.746

О магнитных полях в светлых точках тени солнечных пятен

М. Дж. Гусейнов

Крымская астрофизическая обсерватория, 334413, Украина, Крым, Научный

Поступила в редакцию 15 декабря 1997 г.

Аннотация. Исследования зеемановских спектрограмм десяти солнечных пятен, полученных на БСТ Крымской астрофизической обсерватории, показывают, что направления поляризации соответствующих σ -компонентов магнитного расщепления выбранных линий поглощения Cr II λ 5237.3 Å, Sc II λ 5239.8 Å и Fe I λ 5250.2 Å идентичны, а напряженности магнитных полей (н.м.п.), определенные по линиям однажды ионизованных атомов хрома и скандия, всегда меньше, чем по линии нейтрального атома железа.

Делается заключение о том, что:

1. Полярности магнитных полей в светлых точках и окружающем их сплошном темном фоне одних и тех же ядер пятен одинаковы.
2. Эффект “расщепления π -компонента” не объясняется магнитными полями светлых точек тени.
3. На одном и том же уровне атмосферы пятна в светлых точках тени н.м.п. в среднем на 20 % меньше, чем в окружающем их сплошном темном фоне ядра пятна.

ON MAGNETIC FIELDS OF BRIGHT UMBRAL DOTS OF SUNSPOTS, by M. J. Huseynov. The analysis of Zeeman spectrograms of 10 sunspots obtained at the Crimean solar tower telescope BST are carried out in detail. It is shown that polarization directions of respective σ -components of the magnetic splitting patterns belonging to three absorption lines Cr II λ 5237.3 Å, Sc II λ 5239.8 Å and Fe I λ 5250.2 Å, are quite identical. However, the magnetic field strength H , determined by spectral lines of Cr II and Sc II, is found to be always substantially smaller than that followed from lines of neutral iron.

It is concluded that: 1) for a given sunspot the polarity of magnetic field in bright umbral dots is identical with that of surrounding continuous dark background; 2) the well known “ π -component splitting effect” can not be explained by magnetic fields of bright umbral dots, and (3) the strength H of bright umbral dots are, in average, 20 % lower than that in continuous dark background – at one and the same layer of sunspot atmosphere.

Ключевые слова: магнитные поля, светлые точки, сплошной темный фон тени пятен.

1 Введение

Уникальные наземные и стратостатные наблюдения с высоким пространственным разрешением показали, что тень (ядро) солнечного пятна по яркости неоднородна и имеет тонкую структуру (Шевалье, 1916; Рош, 1956; Рош, 1957; Брей, Лоухед, 1959; Лоухед, Брей, 1960; Даниэльсон, 1964;

Беккерс, Шретер, 1968; Крат и др., 1970; Крат, 1971; Мюллер, 1973а,б; Аджабширзаде, Кучми, 1978, 1980). Можно принять, что она состоит из приблизительно равномерного сплошного темного фона, внутри которого наблюдаются тонкоструктурные элементы: более темные узелки с поперечниками в $1'' \div 2''$ и светлые точки (иногда их называют яркими гранулами тени) с характерными размерами $0.3 \div 0.5''$.

В конце 50-х годов Северным (1959) было показано, что и магнитное поле в ядре пятна весьма неоднородно и содержит тонкоструктурные элементы. Впоследствии этой проблеме были посвящены исследования, обширный список которых приведен в книге Обридко (1985). Особым толчком в изучении тонкой структуры магнитного поля пятен явился метод использования спектральных линий с различной чувствительностью к температуре, т.к. он позволяет выделить "горячие" и "холодные" элементы в пятнах и определить их физические параметры даже в тех случаях, когда пространственное разрешение спектрограмм недостаточно (Макита, 1963; Обридко, 1968; Адам, 1969; Гусейнов, 1974а,б, 1975; Гусейнов, Русских, 1983; Лямова, 1971; Гусейнов, 1983).

В настоящее время результаты исследований магнитного поля в более темных узлах тени пятен хорошо согласуются. Установлено, что в этих образованиях напряженность магнитного поля (н.м.п.) H в среднем на 200–300 Гс больше, чем в равномерном сплошном темном фоне тени при идентичности полярностей магнитных полей в них (Адам, 1969; Гусейнов, 1974а,б, 1975; Обридко, 1985). Однако относительно магнитного поля в светлых точках тени такой определенности нет (Обридко, 1985).

Для оценки величины н.м.п. в светлых точках тени Обридко (1968) измерил магнитное расширение нескольких линий поглощения ионов и нейтральных атомов железа в спектре тени пятен. Он нашел следующее соотношение между н.м.п., определенными по этим спектральным линиям: $H_2(\text{Fe II}) \approx 0.6 H_1(\text{Fe I})$, где H_1 н.м.п. по линии Fe I, H_2 – по линиям Fe II. Предполагая, как и Макита (1963), что линии ионов образуются в светлых точках, а линии нейтральных атомов, в основном, возникают в темном сплошном фоне, Обридко (1968) пришел к выводу: в светлых точках тени магнитное поле значительно слабее, чем обычно измеряемая н.м.п. в ядре пятна. В дальнейшем этот результат был подтвержден Лямовой (1971), которая нашла, что $H_2(\text{Fe II}) \approx 0.7 H_1(\text{Fe I})$. Наши измерения магнитного расщепления различных линий поглощения по эшелльным поляризационным спектрограммам разных пятен, полученным на БСТ КрАО, также показали, что в светлых точках тени поле слабее, чем в сплошном темном фоне окружающем их: $H_2(\text{Fe II}) \approx (0.7 \div 0.8) H_1(\text{Fe I})$ (Гусейнов, 1983).

Однако спорным является очень важный вопрос о полярности магнитного поля в светлых точках тени (Обридко, 1985). Дело в том, что поиски интерпретации эффекта "расщепления π -компонента" простых триплетов Зеемана с большими факторами Ланде (например, известных спектральных линий Fe I $\lambda 5250.2 \text{ \AA}$, $\lambda 6173.3 \text{ \AA}$ и $\lambda 6302.5 \text{ \AA}$), впервые обнаруженного и описанного Северным (1959), подтолкнули некоторых исследователей к предположению об обратной полярности магнитного поля в светлых точках тени относительно полярности поля, определяемой по поляризации обычных σ -компонентов магнитного расщепления линии в спектре ядра этого же пятна (Могилевский и др., 1968; Беккерс, Шретер, 1969; Мельтреттер, 1969). Такое предположение связано с тем, что долгое время (Северный, 1959; Могилевский и др., 1968; Беккерс, Шретер, 1969; Мельтреттер, 1969) направления поляризаций длинно- и коротковолнового подкомпонентов π_r и π_v при наблюдении эффекта "расщепления π -компонента" принимались ортогональными поляризациям соответственно σ_r и σ_v -компонентов расщепления линии поглощения, обусловленными обычно измеряемым магнитным полем ядра пятна (точнее его сплошного темного фона). Это означает, что предполагаемые вторичные фоновые более слабые продольные магнитные поля светлых точек тени, предположительно приводящие к эффекту "расщепления π -компонента", должны иметь обратную полярность относительно полярности основного поля тени пятна. Однако подобное предположение встречается с серьезными трудностями.

Во-первых, величины н.м.п. в тени разных пятен, определяемые по измерениям расстояний между σ_r и σ_v -компонентами линий поглощения однажды ионизованных атомов железа, которые согласно Макита (1963) и Обридко (1968) возникают в светлых точках тени $H_\sigma(\text{Fe II}) = 1500 \div 2500$ Гс, значительно превосходят таковые, определяемые по сдвигам π_r и π_v -субкомпонентов при

эффекте "расщепления π -компонента" $H_{\pi}=100 \div 500$ Гс (Гусейнов, 1983; Обридко, 1985).

Во-вторых, с одной стороны, не всегда поляризация субкомпонентов π_r и π_v при наблюдении эффекта "расщепления π -компонента" ортогональна поляризации σ_r и σ_v -компонентов линии поглощения, обусловленной обычным магнитным полем ядра пятна (Кюнцель, Штауде, 1975). С другой стороны, исследование одиннадцати спектрограмм пятен по всей видимой области спектра, полученных нами на эшелъном спектрографе БСТ КраО в ортогональных поляризациях, показало, что во всех спектрограммах знаки поляризаций соответствующих компонентов расщепления линий поглощения ионов и нейтральных атомов одинаковы, хотя в семи из них наблюдался эффект "расщепления π -компонента" с обратными сдвигами π_r и π_v относительно направлений сдвигов σ_r и σ_v -компонентов на соответствующих полосках спектрограмм. Этот наблюдательный факт указывает на идентичность полярностей магнитных полей светлых точек и окружающего их сплошного темного фона одного и того же ядра пятна (Гусейнов, 1983).

В-третьих, существование в тени пятна тонкоструктурных элементов с поперечниками меньше $0''5$ и магнитными полями полярности, обратной по отношению к окружающему их основному полю ядра, по-видимому, является маловероятным из-за возможного процесса их быстрой аннигиляции.

Все вышеизложенное говорит о следующем:

1. Предположение о существовании в ядре пятна слабого фонового магнитного поля, обусловленного якобы магнитными полями светлых точек с обратной полярностью к основному полю в тени не подтверждается.

2. Нет связи между наблюдаемым эффектом "расщепления π -компонента" и магнитными полями в светлых точках тени пятен. Согласно Рачковскому (1962, 1972), Беккерсу (1969), Кюнцель, Штауде (1975) аномальное расщепление π -компонента может быть объяснено магнитооптическим эффектом в атмосфере тени пятна. Однако для выяснения природы этого эффекта, по нашему мнению, требуются дополнительные исследования.

Для дальнейшего уточнения вопросов о полярности и относительной величине н.м.п. в светлых точках тени пятен мы выбрали серию поляризационных спектрограмм высокого качества в стеклянной библиотеке КраО. Учитывая важность в решении интересной проблемы о тонкой структуре магнитного поля пятен, мы здесь приводим результаты исследования этих спектрограмм.

2 Материал наблюдения. Результаты

Как известно, во второй половине 50-х годов в Крымской астрофизической обсерватории АН СССР были начаты спектрофотографические измерения магнитных полей солнечных пятен (Северный, Степанов, 1956; Степанов, Петрова, 1958; Степанов и др., 1962). Наблюдения, в основном, проводились в относительно небольшой спектральной области около линии поглощения нейтрального железа Fe I λ 6302.5 Å. При этом перед щелью спектрографа ставился многополосный анализатор круговой поляризации, состоящий из четвертьволновой пластинки и поляроидной мозаики, соседние полоски которой имеют ортогонально направленные оси поляризации. Ширина каждой полоски мозаики равна 0.33 мм. При наблюдении в оптической системе БСТ с эквивалентным фокусом $f=35$ м (диаметр изображения у щели спектрографа $D_{\odot}=32$ см) эта ширина соответствует $2''$ на диске Солнца. Таким образом, каждая спектрограмма пятна, снятая одной экспозицией, как бы состоит из многочисленных (до 40) спектров шириной $2''$, полученных в чередующихся ортогональных поляризациях в соседних полосках (Северный, Степанов, 1956). В случаях продольного магнитного поля в одной из двух соседних полосок спектрограммы видна длинноволновая компонента зеемановского расщепления магнитоактивной линии σ_r , а в другой – коротковолновая компонента σ_v . При смене полярности магнитного поля σ -компоненты меняются местами, т.к. их поляризация, как известно, зависит от полярности поля. Такие многополосные поляризационные спектрограммы позволяют определить как величину, так и полярность магнитного поля в разных местах каждого пятна с пространственным разрешением в $2''$ при хороших условиях наблюдения.

На БСТ КраО аналогичные поляризационные спектрограммы пятен частично фотографировались еще в двух участках спектра, включающих в себя такие магнитоактивные линии поглощения,

как известные простые триплеты Зеемана Fe I λ 6173.3 Å и λ 5250.2 Å.

Мы отобрали десять спектрограмм пятен высокого качества, снятые наблюдателями БСТ летом, при хороших условиях наблюдения в спектральном диапазоне $\lambda\lambda$ 5236 Å – 5265 Å. Этот участок спектра характерен тем, что здесь кроме линии поглощения с большим магнитным расщеплением Fe I λ 5250.2 Å (простой триплет Зеемана с фактором Ланде $g=3$) можно было выбрать и 2 линии поглощения однажды ионизованных атомов: Cr II λ 5237.3 Å (также простой триплет Зеемана, $g=4/3$) и Sc II λ 5239.8 Å (нормальный триплет, $g=1$), удобные для измерения магнитного поля в пятнах. Схемы магнитного расщепления последних двух линий поглощения для $L-S$ связи рассчитаны нами.

Следуя Макита (1963) и Обридко (1968), мы также полагаем, что спектральная линия нейтрального атома железа Fe I λ 5250.2 Å, в основном, образуется в сплошном темном фоне, а линии однажды ионизованных атомов Cr II λ 5237.3 Å и Sc II λ 5239.8 Å, вполне вероятно, возникают в светлых точках тени пятен. Таким образом, совместное исследование зеемановского расщепления выбранных трех линий поглощения в спектрах тени пятен, полученных с одной экспозицией, дает нам возможность сравнивать магнитные поля светлых точек с полями в окружающем их сплошном темном фоне ядра пятна.

Изучение материала наблюдений мы начали с тщательного визуального осмотра выбранных спектрограмм пятен. Оказалось, что на 4-х из них четко наблюдается эффект “расщепления π -компонента” в линии Fe I λ 5250.2 Å с обратной поляризацией субкомпонентов π относительно поляризации σ -компонентов расщепления линии, связанных с обычным магнитным полем ядра пятна. Однако на всех десяти исследованных спектрограммах направления поляризации σ -компонентов выбранных линий поглощения ионов скандия и хрома оказались идентичными направлениям поляризаций соответствующих σ -компонентов магнитного расщепления линии нейтрального железа. Этот факт подтверждает наш вывод (Гусейнов, 1983) о том, что полярности магнитных полей в светлых точках и в окружающих их местах сплошного темного фона одного и того же ядра пятна одинаковы.

Величина н.м.п. H в разных местах тени пятен (вдоль щели спектрографа) определялась по визуальным измерениям на микроскопе МИР-12 линейного расстояния между коротко- и длинноволновыми (σ_v и σ_r) компонентами Δl на соседних полосках спектрограмм. Для каждой точки (между одной пары полосок) измерения Δl повторялись 5 раз и находились среднеарифметические значения $\overline{\Delta l}$, по которым вычислялась н.м.п. H . Среднеквадратичные ошибки определений величин H для линий Fe I λ 52050.2 Å, Cr II λ 5237.3 Å и Sc II λ 5239.8 Å соответственно составляют ± 15 , ± 30 и ± 40 Гс.

Значения н.м.п., определенные по расщеплению π -компонента линии Fe I λ 5250.2 Å в спектрах четырех пятен, находятся в пределах $H_\pi = 100 \div 400$ Гс, что хорошо согласуется с ранее полученными результатами (Гусейнов, 1983; Обридко, 1985). Величины н.м.п., найденные по сдвигам σ_v и σ_r -компонентов этой же линии, обусловленным магнитным полем сплошного темного фона тени тех же пятен $H_1 = 2000 \div 2750$ Гс, а для линий Sc II и Cr II – $H_2 = 1600 \div 2200$ Гс. Последние две линии однажды ионизованных атомов образуются в светлых точках тени. Следовательно, их расщепление прямо связано величиной н.м.п. в них. Как видно, во-первых, н.м.п. H_π , определенные по расщеплению π -компонента линии Fe I λ 5250.2 Å на порядок меньше, чем по сдвигам σ -компонентов как этой же линии, так и линий Sc II и Cr II, во-вторых, поляризация субкомпонентов π не соответствует поляризации σ -компонентов. Это все говорит о том, что эффект “расщепления π -компонента” не объясняется магнитным полем светлых точек тени пятен.

Значения н.м.п. H по линиям Cr II и Sc II примерно одинаковы. Но по линии Cr II число определений H , к сожалению, мало из-за того, что эта линия находится на самом краю выбранного участка спектра, и очень часто она оказывалась вне спектрограммы. Поэтому на рис.1 мы сравниваем результаты определений н.м.п. H по линиям Fe I(H_1) и Sc II(H_2).

На рис.1а мы приводим отношения н.м.п. в светлых точках тени и окружающем их сплошном темном фоне H_2/H_1 в зависимости от величины H_1 по измеренным значениям H_2 и H_1 . Видно, что н.м.п. в светлых точках тени составляет в среднем 90% от н.м.п. в сплошном темном фоне: $H_2/H_1=0.90$. Однако эта величина должна быть исправлена за возможную разницу глубин обра-

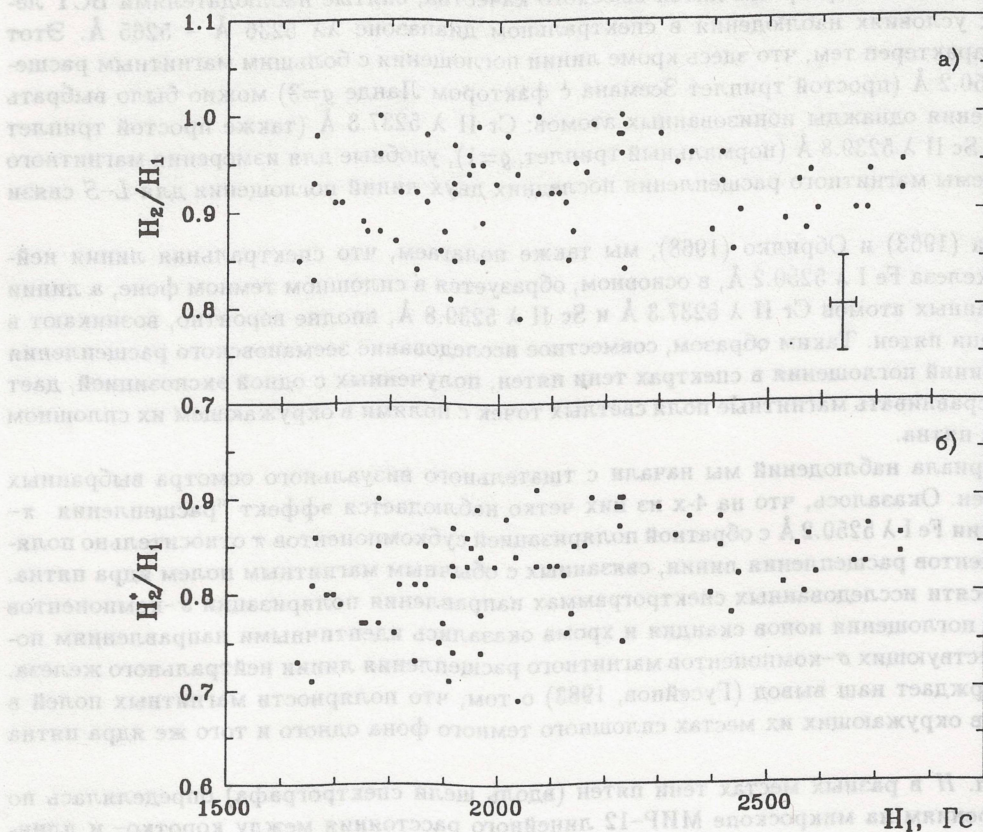


Рис. 1. Соотношения напряженностей магнитных полей в тени пятен, определенных по линиям поглощения Fe I λ 5250,2 Å (H_1) и Sc II λ 5239,8 Å (H_2). H_1 и H_2 – измеренные значения н.м.п., а H_2^* – приведенные к уровню образования линии Fe I λ 5250,2 Å

зования линий Sc II и Fe I в атмосфере тени пятна. Линия Sc II в спектре тени пятна слабее (ее роуландовская интенсивность $I_R=0$), чем линия Fe I ($I_R=2$). Поэтому вполне вероятно, что линия Sc II образуется в более глубоких слоях атмосферы пятна, чем линия железа. Следовательно, для сравнения н.м.п. H в разных образованиях измеренные значения H_2 и H_1 нужно привести к одному уровню. Согласно Маттиг (1969) более слабая линия Sc II в атмосфере тени пятна может возникать глубже, чем линия Fe I, примерно на 200 км. Если принять, что вертикальный градиент поля $\Delta H/\Delta h = -1$ Гс/км, то н.м.п. в светлых точках тени, приведенные к значениям на уровне образования линии железа будет: $H_2^* = (H_2 - 200)$ Гс.

На рис.16 построена зависимость величин H_2^*/H_1 от значений H_1 . Хорошо видно, что значения H_2^*/H_1 находятся в пределах $0.70 \div 0.90$ со средней величиной $(H_2^*/H_1)_{\text{ср}} = 0.80$. Это означает, что на одном и том же уровне атмосферы пятна магнитное поле в светлых точках всегда слабее, чем в окружающем их сплошном темном фоне тени, различие н.м.п. в среднем составляет 20%. Эти результаты находятся в хорошем согласии с результатами, полученными нами ранее (Гусейнов, 1983), а также Кнеер (1973) и Вир, Дегенхард (1993), где н.м.п. в светлых точках тени были определены по прямым измерениям их спектров с высоким пространственным разрешением.

3 Выводы

Таким образом, можно заключить, что:

1. Полярности магнитных полей в светлых точках тени и окружающем их сплошном темном фоне одних и тех же ядер пятен одинаковы.
2. Эффект "расщепления π -компонента" не объясняется магнитными полями светлых точек тени пятен.
3. На одном и том же уровне атмосферы пятна в светлых точках тени н.м.п. в среднем на 20% меньше, чем в окружающем их сплошном темном фоне ядра пятна.

Благодарности. Выражаю большую благодарность сотрудникам лаборатории физики Солнца В.А. Котову, В.И. Ханейчук, Т.М. Стрельник за оказанную мне помощь в оформлении статьи.

Литература

- Адам (Adam M.G.) // *Mon.Not.R.Astron.Soc.* 1969. V. 145. P. 1.
- Аджабширзаде, Кучми (Adjabshirzadeh A., Koutchmy S.) // *C.r.Acad.Sci.* 1978. AB 286. N 23. P. 335.
- Аджабширзаде, Кучми (Adjabshirzadeh A., Koutchmy S.) // *Astron.Astrophys.* 1980. V. 89. P. 88.
- Беккерс, Шретер (Beckers J.M., Schroter E.H.) // *Solar Phys.* 1968. V. 4. N 3. P. 303.
- Беккерс (Beckers J.M.) // там же. 1969. V. 9. N 2. P. 372.
- Беккерс, Шретер (Beckers J.M., Schroter E.H.) // там же. 1969. V. 7. N 1. P. 22.
- Брей, Лоухед (Bray R.J., Loughhead R.E.) // *Aust.J.Phys.* 1959. V. 12. P. 320.
- Бумба и др. (Bumba V., Hejna L., Suda I.) // *Bull.Astron.Inst.Czech.* 1975. V. 26. P. 315.
- Вир, Дегенхарт (Wier E., Degenhardt D.) // *Astron.Astrophys.* 1993. V. 278. N 2. P. 584.
- Гусейнов М.Дж. // *Изв.Крымск.Астрофиз.Обсерв.* 1974. Т. 49. С. 15.
- Гусейнов М.Дж. // там же. 1974. Т. 50. С. 168.
- Гусейнов М.Дж. // там же. 1975. Т. 53. С. 66.
- Гусейнов М.Дж., Русских В.И. // там же. 1983. Т. 68. С. 31.
- Гусейнов М.Дж. // там же. 1983. Т. 68. С. 36.
- Даниэльсон (Danielson R.) // *Astrophys.J.* 1964. V. 139. N 1. P. 45.
- Кнеер (Kneer F.) // *Solar Phys.* 1973. V. 28. N 2. P. 361.
- Крат В.А., Дулькин Л.З., Карпинский В.Н. // *Астрон.Циркуляр.* 1970. N 597. С. 1.
- Крат В.А. // *Земля и вселенная.* 1971. N 5. С. 1.
- Кюнцель, Штауде (Künzel H., Staude J.) // *Astron.Nachr.* 1975. Bd. 296. N 4. S. 17.
- Лоухед, Брей (Loughhead R.E., Bray R.J.) // *Aust.J.Phys.* 1960. V. 13. P. 139.
- Лямова Г.В. // *Астрон.Циркуляр.* 1971. N 662. С. 5.
- Макита (Makita M.) // *Publ.Astron.Soc.Japan.* 1963. V. 15. P. 145.
- Маттиг (Mattig W.) // *Solar Phys.* 1969. V. 8. N 2. P. 291.
- Мельтреттер (Mehltretter J.P.) // там же. 1969. V. 9. N 2. P. 387.
- Могилевский и др. (Mogilevsky E.I., Demkina L.B., Ioshpa B.A., Obridko V.N.) // *Structure and development of solar active regions: Int.Astron.Union Symp. N 35, Budapest. 1967, Dordrecht. 1968. P. 215.*
- Мюллер (Muller R.) // *Solar Phys.* 1973. V. 29. N 1. P. 55.
- Мюллер (Muller R.) // там же. 1973. V.32. N 2. P. 409.
- Обридко В.Н. // *Солнечные пятна и комплексы активности.* 1985. М.: Наука.
- Обридко В.Н. // *Bull.Astron.Inst.Czech.* 1968. V. 19. N 4, P. 183.
- Рачковский Д.Н. // *Изв.Крымск.Астрофиз.Обсерв.* 1962. Т. 27. С. 148.
- Рачковский Д.Н. // там же. 1962. Т. 44. С. 64.
- Рош (Rösch J.) // *L'Astronomie.* 1956. V. 243. P. 478.
- Рош (Rösch J.) // *L'Astronomie.* 1957. V. 71. P. 129.
- Северный А.Б. // *Астрон.Журн.* 1959. Т. 36. N 2. С. 208.
- Северный А.Б., Степанов В.Е. // *Изв.Крымск.Астрофиз.Обсерв.* 1956. Т. 16. С. 3.

Северный А.Б. // там же. 1955. Т. 15. С. 31.
 Степанов В.Е., Петрова Н.Н. // там же. 1958. Т. 18. С. 66.
 Степанов и др. (Stepanov V.E., Shapossnikova E.F., Petrova N.N.) // Intern. Geophys. Year. 1962. V. 23. P. 2.
 Шевалье (Chevalier S.) // Astron. Astrophys. 1916. V. 1. P. 9.

1. Подвиги-сти мейнцких полей: в светлых точках тени и окружающих их сплошном фоне одним в тех же условиях. 2. Эффект "расширения т-компонента", не объясняется мейнцкими светлых точек тени пятен.
 3. На одном и том же уровне атмосферы пятна в светлых точках тени и м.п. в среднем на 20% меньше, чем в окружающих их сплошном темном фоне ядра пятна.

Благодарности. Выражаю большую признательность сотрудникам лаборатории физики Солнца В.А. Котель, В.Н. Князьков, Т.М. Стрельник за оказанную мне помощь в оформлении статьи.

Литература

Адам (Adam M.G.) // Mon Not R. Astron Soc. 1909. V. 145. P. 1.
 Аджабалиев (Adjabaliev A., Koutchny S.) // C. r. Acad. Sci. 1978. AB 288. N 23. P. 333.
 Аджабалиев (Adjabaliev A., Koutchny S.) // Astron. Astrophys. 1980. V. 89. P. 88.
 Беккер (Becker J.M., Schriber E.H.) // Solar Phys. 1968. V. 4. N 3. P. 303.
 Беккер (Becker J.M.) // там же. 1969. V. 9. N 2. P. 373.
 Беккер (Becker J.M., Schriber E.H.) // там же. 1969. V. 7. N 1. P. 33.
 Брай (Bray R.J., Loughhead R.E.) // Aust. J. Phys. 1959. V. 12. P. 320.
 Бунда и др. (Bunda V., Hgna J., Suda I.) // Bull. Astron. Inst. Czech. 1975. V. 26. P. 318.
 Вир (Wier E., Decker J.D.) // Astron. Astrophys. 1963. V. 278. N 2. P. 584.
 Гусейнов М. Дж. // Науч. Крымск. астрофиз. Обсерв. 1974. Т. 49. С. 15.
 Гусейнов М. Дж. // там же. 1974. Т. 50. С. 168.
 Гусейнов М. Дж. // там же. 1975. Т. 53. С. 68.
 Гусейнов М. Дж., Гусейнов В. Н. // там же. 1983. Т. 68. С. 31.
 Гусейнов М. Дж. // там же. 1983. Т. 68. С. 36.
 Даниельсон (Danielson R.) // Astrophys. J. 1964. V. 139. N 1. P. 48.
 Кнеер (Kneer F.) // Solar Phys. 1974. V. 28. N 2. P. 361.
 Крат В. А., Демкин Л. А., Карпачевский В. Н. // Астрон. Циркуляр. 1970. N 507. С. 1.
 Крат В. А. // Земля и Вселенная. 1971. N 5. С. 1.
 Кюнигс (Künzel H., Staudt J.) // Astron. Nachr. 1975. Bd. 286. N 4. S. 17.
 Лохед (Loughhead R.E., Bray R.J.) // Aust. J. Phys. 1960. V. 13. P. 139.
 Лямов (Lamov L.) // Астрон. Циркуляр. 1971. N 602. С. 8.
 Матсу (Matsui M.) // Publ. Astron. Soc. Japan. 1963. V. 15. P. 145.
 Маттис (Mattig W.) // Solar Phys. 1969. V. 8. N 2. P. 291.
 Меллер (Müller J.P.) // там же. 1969. V. 9. N 2. P. 287.
 Могилевский и др. (Mogilevsky E.L., Demkina L.B., Isopha B.A., Obridko V.N.) // Structure and development of solar active regions: Int. Astron. Union Symp. N 35, Budapest. 1967, Dordrecht. 1968. P. 218.
 Мюллер (Müller R.) // Solar Phys. 1973. V. 29. N 1. P. 65.
 Мюллер (Müller R.) // там же. 1973. V. 32. N 2. P. 409.
 Обридко В. Н. // Солнечные пятна и комплексная активность. 1985. М.: Наука.
 Обридко В. Н. // Bull. Astron. Inst. Czech. 1968. V. 19. N 4. P. 183.
 Рачковский Д. Н. // Науч. Крымск. астрофиз. Обсерв. 1962. Т. 27. С. 148.
 Рачковский Д. Н. // там же. 1962. Т. 44. С. 64.
 Рош (Rösch J.) // I. Astronomische. 1956. V. 243. P. 478.
 Рош (Rösch J.) // I. Astronomische. 1957. V. 21. P. 129.
 Северный А. Б. // Астрон. Журнал. 1959. Т. 36. N 2. С. 208.
 Северный А. Б., Степанов В. Е. // Науч. Крымск. астрофиз. Обсерв. 1956. Т. 16. С. 3.

УДК 523.98

Об использовании интегральных параметров в целях оперативного прогноза солнечных вспышек

Е.В. Маланушенко¹, Н.Б. Ограпишвили², Н.Н. Степанян¹

¹ Крымская астрофизическая обсерватория, 334413, Украина, Крым, п. Научный

² Абастуманская обсерватория Академии Наук Грузии, Грузия, п. Абастумани

Поступила в редакцию 22 января 1998 г.

Аннотация. Анализируются 3 параметра прогноза эволюции солнечных активных областей, предложенные группой О.В. Чумака в (Чумак и др., 1993). Показана неоднозначность соответствия параметров EK (энтропия) и X (переплетенность магнитных потоков) характеру эволюции активных областей и их вспышечной активности. Рассмотрена методика определения площадей ядер пятен и центров тяжести N и S полярностей в группе, и оценены ошибки определения площадей и параметра Q_{max} – максимального градиента магнитного поля в активной области, вызванные некорректной обработкой негативов. Сделано заключение о нецелесообразности использования рассмотренных параметров при оперативном прогнозировании эволюции активной области и ее вспышечной активности.

ON USE OF INTEGRATED PARAMETERS WITH THE PURPOSE OF ON-LINE FORECAST OF SOLAR FLARES, by E. V. Malanushenko, N. B. Ograpishvili, N. N. Stepanian. 3 parameters of the evolution forecast of solar active regions offered by O. V. Chumak group (Chumak et al, 1993) are analyzed. The parameters EK (entropy) and X (the interlacing of magnetic fluxes) don't correspond unambiguously to a character of evolution of active regions and their flare activity. A technique of determination of the areas of sunspot umbra and weight centers of N and S polarities in sunspot group is considered. The errors of the determination of the areas and of the parameter Q_{max} caused by the incorrect negatives processing are estimated. Q_{max} is the maximum gradient of a magnetic field in the active region. The conclusion is that the use of the considered parameters for the on-line forecast of the active regions evolution and their flare activity is not suitable.

Ключевые слова: Солнце, активные области, прогноз

В цикле работ группы О.В. Чумака (Чумак и др., 1993а; Чумак и др., 1993б; Чумак, Чумак, 1987) рассматривается ряд количественных параметров, характеризующих эволюцию активной области. Было бы заманчиво найти среди них наиболее информативные параметры прогноза вспышек, в то же время требующие минимальных затрат времени для наблюдения и обработки. Другими словами, нужны параметры, пригодные для оперативного прогнозирования вспышек. Выбор параметров прогноза требует исследования "кандидатов в параметры" на большом статистическом материале. В данной работе рассмотрено несколько параметров, предложенных в (Чумак и др.1993а), с точки зрения корректности их определения, однозначности в отражении состояния активной области, затрат времени на их получение.

Первый опыт такого поиска проводится нами на примере АО NOAA 3595 марта 1989 г., как наиболее изученной. Исследованию этой активной области посвящено множество работ, опирающихся на различные виды наблюдений (Перфирьева, Делоне, 1996; Якунина и др., 1992; Макарова и др., 1992; Чумак и др., 1993а; Чумак и др., 1993б). Авторы (Чумак и др., 1993б) приходят к выводу, что наиболее информативными для описания эволюции группы оказались: энтропия – EK (индекс раздробленности группы в целом и отдельно по полярностям), параметр Q_{max} , характеризующий величину максимального градиента продольного магнитного поля в группе, сопоставление параметров X и Y , отражающих степень переплетенности магнитных потоков N и S полярностей и дисбаланс площадей теней пятен N и S полярностей. Рассмотрим подробнее эти параметры.

1 Энтропия

Энтропия – EK – определяется Чумаком и др. (1993б) следующим образом:

$$EK = \sum (P_k \ln \frac{1}{P_k}), \quad (1)$$

где P_k – доля площади k -го ядра от суммарной площади всех ядер группы, так что $\sum P_k = 1$. Функция $F_k = P_k \ln \frac{1}{P_k}$ представлена на рис. 1. Из рассмотрения этого рисунка следует, что ядра разного размера могут вносить одинаковый вклад в EK . Покажем примерный ход EK с характер-

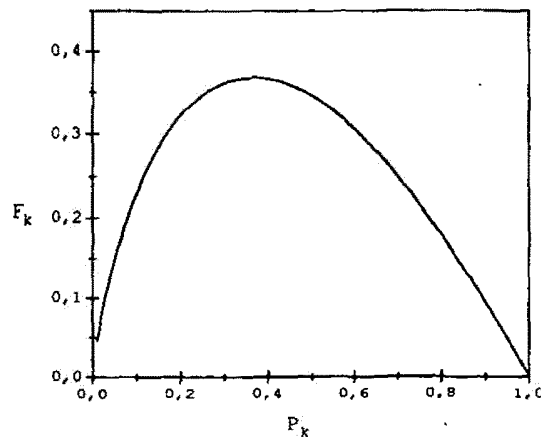


Рис. 1. $F_k = P_k \ln \frac{1}{P_k}$ в зависимости от P_k

ным изменением группы пятен в течение ее эволюции. Воспользуемся для этого классификацией Маунт-Вилсон, хорошо отражающей эволюцию активных областей.

Классы А и В – поры без полутеней; при переходе от 1 до 10 пор в группе EK меняется от 0 до 2,3.

Класс С – одно большое пятно, окруженное порами (от 1 до 10 пор с $P_k = 0,05$). EK меняется от 0,066 до 0,7.

Класс D – группа с примерно равными двумя пятнами и небольшим количеством пор. $EK = 0,72 - 0,86$.

Классы E – F – большое число крупных пятен и мелких пор (число больших пятен от 3 до 10, поры занимают 0,2 площади всех пятен). При этом EK меняется от 1,1 до 2,1.

Таким образом, вся бурная эволюция группы пятен отражается в изменении параметра EK слабее, чем начальное развитие группы от появления одной поры до увеличения их числа до 10.

Кроме того, появление пор и мелких пятен на стадиях $C - F$ приводит к большему увеличению EK , чем появление крупных пятен. Наблюдателям известно, сколь трудна и неопределенна задача подсчета числа пор в активной области и определения их площади. Из-за меняющихся прозрачности и дрожания, а также короткого времени жизни пор можно в течение получаса получить изменение числа пор в 2 раза и более.

Отсюда можно сделать вывод, что параметр EK сам по себе не может существенно помочь при прогнозе эволюции и вспышечной активности группы пятен. Подтверждением этого для группы NOAA 3595 является сопоставление изменения со временем EK и вспышечного индекса. На рис. 2 приведены данные об изменении EK для пятен S и N полярности (1) и (2), взятые нами из (Чумак и др., 1993б) и суточный вспышечный индекс I_f , определенный нами по данным (Солнечно-геофизические данные, 1989) по методике (Сойер, 1967). Как видим, трудно усмотреть какую-либо связь между энтропией и вспышечным индексом. Использование для характеристики вспышечной активности только рентгеновских вспышек не меняет картины.

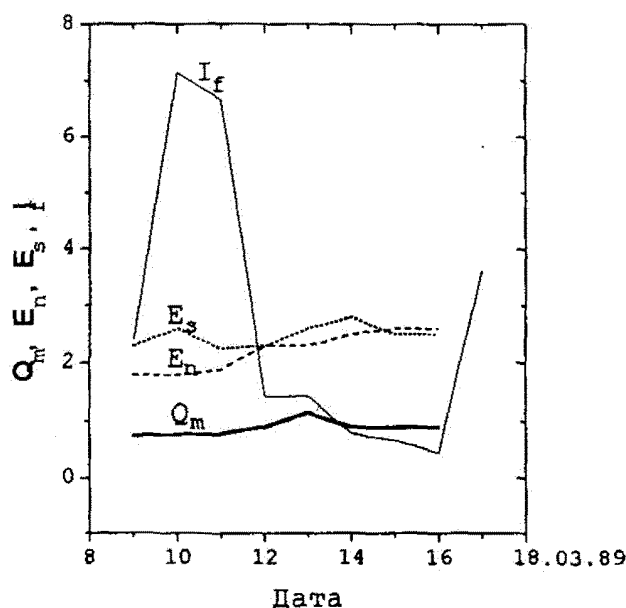


Рис. 2. Изменение со временем энтропии (E_n и E_s), максимального градиента (Q_{max}) и вспышечного индекса (I_f) в группе NOAA 3595. E_n, E_s и Q_{max} взяты с рис. 1 и рис. 4 работы (Чумак и др., 1993б)

2 Максимальный градиент магнитного поля в активной области

Определяющее значение максимального градиента магнитного поля в активной области при прогнозе вспышек и эволюции активной области бесспорно. Роль градиента магнитного поля при прогнозе вспышек была показана в пионерских работах А.Б. Северного (Северный, 1962). Обзор многочисленных работ на эту тему дан в (Степанян, 1981). Оперативное прогнозирование во время пилотируемых полетов КА, проводившееся в Крымской астрофизической обсерватории в 1963–1968, годах опиралось, в первую очередь, на определение максимального градиента магнитного поля в активной области и его изменения со временем. Эти параметры брались из визуальных поляриметрических измерений магнитных полей пятен, проводившихся по программе Службы Солнца несколькими обсерваториями СССР.

В работе (Чумак и др., 1993б) в качестве параметра, характеризующего значение максимального градиента радиальной компоненты магнитного поля активной области, предлагается параметр Q_{max} , определяемый по всем пятнам группы следующим образом:

$$Q_{max} = \max(R_{si} + R_{nk})/R_{ik}. \quad (2)$$

Здесь R_{si} и R_{nk} – эквивалентные радиусы пятен S и N полярностей ($R_i = \sqrt{(S_i/3.14)}$, S_i – площадь тени i -го пятна), R_{ik} – расстояние между центрами пятен. Судя по определению параметра Q_{max} , его значение не может превышать 1. На рис. 1 из (Чумак и др., 1993б) $Q_{max} > 1$ в некоторые моменты времени. Оставим эту ошибку на совести авторов. Остановимся на более существенном вопросе об определении радиусов и площадей ядер пятен.

3 Определение площадей пятен по фотографическим изображениям без перевода их в интенсивности

Как правило, при определении площадей пятен или их радиусов используются непосредственно полученные на телескопе негативные изображения Солнца на пластинках или пленках. При помощи измерительного прибора визуально или путем фотометрии в почернениях измеряются координаты мест наибольшего градиента почернения на противоположных краях полутени или ядра пятна. Расстояние между этими точками принимается за диаметр пятна или его ядра. Это правильно только в том случае, если почернения, соответствующие пятну и фотосфере лежат на линейной части характеристической кривой. Практически при наблюдении пятен этого никогда не бывает. Для пластинок, на которых обычно ведется съемка фотогелиограмм, коэффициент контрастности равен 3 (или близко к этому), широта эмульсии не превышает 1. При интенсивности пятна не превышающей 0.1 интенсивности фотосферы ошибка в определении размера пятна по почернениям может достигать 50 % от размера, определенного по интенсивностям. Учет таких ошибок особенно важен при сравнении изображений, сильно отличающихся по плотности, и при сравнении деталей, находящихся на разном расстоянии от центра солнечного диска. Последнее необходимо помнить при изучении эволюции групп пятен за время их прохождения по диску Солнца и, в частности, при определении Q_{max} .

4 Переплетенность магнитных потоков и дисбаланс площадей пятен N и S полярностей

С определением площадей пятен связан также и третий параметр, предлагаемый авторами (Чумак и др., 1993б) в качестве информативного. Взаимное проникновение полярностей в (Чумак и др., 1993б) предлагается определить как параметр

$$X = (R_n + R_s)/R, \quad (3)$$

где R_n и R_s – эквивалентные радиусы соответствующих полярностей, а R – расстояние между центрами тяжести N и S полярностей в группе.

Дисбаланс площадей по полярностям характеризуется параметром Y :

$$Y = (S_n - S_s)/(S_n + S_s), \quad (4)$$

где S_n и S_s – суммарные площади пятен N и S полярности.

Приведенные выше соображения о сравнении радиусов и площадей пятен по пластинкам с разной плотностью целиком относятся и к определению этих параметров. Кроме этого, возникает вопрос об определении центра тяжести группы.

В работе (Чумак и др., 1993б) предполагается, что магнитный поток каждой полярности для группы пятен пропорционален сумме площадей ядер пятен соответствующей полярности. Магнитные потоки от полутеней и флоккулов не принимаются в расчет. Это грубое приближение, особенно

для такой группы как NOAA 3595, все ядра обеих полярностей которой лежат практически в одной полутени. Причем знак поля меняется и в полутени. В таблице 1 приводим наши определения центра тяжести N и S полярностей группы NOAA 3595 для одного дня несколькими способами. 1-й столбец – номер способа определения центра тяжести, 2-й и 3-й столбцы относятся к определению координат dL и dB центра тяжести ядер S полярности, а 4 и 5 к N полярности, 6-й столбец – расстояние между этими центрами тяжести. Все координаты даны в гелиографических градусах и отсчитываются от точки, принятой за центр группы. Последовательные строки относятся к следующим способам определения центра тяжести:

- 1) Центр тяжести определен по координатам ядер с весом каждого пятна, равным единице;
- 2) в качестве веса принята площадь пятна;
- 3) вес каждого пятна – магнитный поток ядер, равный произведению площади на максимальную напряженность;
- 4) центр тяжести определен по координатам центров участков полутеней каждого знака. За вес участков принята их площадь;
- 5) центр тяжести определен с учетом площадей ядер и полутеней;
- 6) центр тяжести определен с учетом магнитного потока ядер и полутеней.

Таблица 1. Определение центров тяжести S и N полярностей и расстояния между ними в группе NOAA 3595

No	S		N		R(N-S)
	dL	dB	dL	dB	
1	-1.640	-0.360	-0.816	-0.240	1.600
2	-2.155	-0.674	-0.577	-0.436	1.596
3	-2.139	-0.575	-0.400	-0.510	1.740
4	2.343	-2.710	0.720	-0.72	2.568
5	2.207	-2.649	0.435	-0.658	2.664
6	2.035	-2.563	0.245	-0.631	2.633

стояний, определенных только по ядрам (п.3) и по полутеням и ядрам (п.6), для данной группы составляет 1 градус при размере группы около 8 градусов. Это заметное расхождение, которым нельзя пренебрегать.

Остановимся на еще одной особенности параметра переплетенности потоков X . Рассматриваемая нами группа NOAA 3595 представляет собой единую полутень, в основном, N полярности, окаймленную по периметру мелкими ядрами, порами и участками полутени S полярности. В такой ситуации одно мелкое ядро или пора S полярности, возникшая вне основной полутени, может существенно изменить расстояние между центрами тяжести полярностей и даже сделать его равным 0, в то же время никак не повлияв на вспыхивающую активность группы. С точки зрения вспыхивающей активности группы эта ситуация существенно отличается от случая сильной биполярной области с частично переплетенной головной и хвостовой частями противоположной полярности. Однако параметр X для них может быть одинаков.

5 Трудоемкость определения параметров

Для определения реальных затрат времени для получения рассмотренных выше параметров эволюции активной области, мы обработали фотогелиограммы с 9 по 16 марта 1989г. На Аскорекорде с выходом на РС были определены координаты нескольких крупных ядер в группе за каждый день. На микрофотометре с выходом на РС была профотометрирована активная область на пластинках за каждый день. Каждому ядру была поставлена в соответствие напряженность магнитного поля по определениям в Крымской астрофизической обсерватории по программе Службы Солнца. С помощью нескольких программ в IDL были определены гелиоцентрические координаты всех ядер

Из рассмотрения этой таблицы можно сделать следующие выводы:

При определении центра тяжести каждой полярности магнитные потоки ядер можно заменить их площадями. Замена площадей ядер на единичную площадь также существенно не меняет положения центра тяжести (значения всех величин в пунктах 1, 2 и 3 близки). Учет площади полутени каждого знака существенно меняет расстояние между центрами тяжести. Учет магнитных потоков ядер и полутеней (пункт 6) можно заменить на учет площадей ядер и полутеней (пункт 5). Различие рас-

и заметных деталей границ полутени, площади ядер и полутеней обеих полярностей и другие величины, необходимые для определения трех рассмотренных выше параметров. После этого были получены сами параметры. Если бы фотогелиограммы были снабжены снимками ступенчатого ослабителя, был бы возможен перевод в интенсивности для корректного определения площадей ядер. Из этого описания и без хронометрирования видно, что процедура обработки достаточно длительная, даже при наличии хорошо отработанного пакета программ. Для практики ежедневного оперативного прогнозирования она явно не годится.

Использование фотогелиограмм, полученных на разных телескопах, вносит дополнительные ошибки. Об одной из них было сказано выше. Это различная плотность негативов. Вторая сложность – ошибки проведения суточной параллели на разных обсерваториях разные. Это приводит к заметным различиям в определении координат.

6 Заключение

Все изложенное выше приводит к выводу, что использование предлагаемых авторами (Чумак и др., 1993б) параметров для реального прогнозирования вспышек и эволюции активных областей, по крайней мере, нецелесообразно. Наиболее существенные возражения, на наш взгляд, это неоднозначность соответствия параметров EK (энтропия) и X (переплетенность магнитных потоков) характеру эволюции активных областей и их вспышечной активности. Кроме того, поскольку в эволюции активных областей магнитные поля играют определяющую роль, вряд ли можно надеяться на удовлетворительный прогноз без использования данных о магнитных полях. В практике прогнозирования, как минимум, нужны сведения о сильных магнитных полях пятен и о распределении слабых полей по знаку. Магнитные поля пятен достаточно легко получаются из поляризационных измерений, проводимых во многих обсерваториях по программам Службы Солнца. Распределение слабых магнитных полей можно определить из наблюдений в линии H -альфа по методу Мак-Интоша (1979), если нет возможности получать карты слабых полей с магнитографом.

Остальные возражения носят методический характер и могут быть преодолены. Например, более корректная обработка наблюдательного материала снимет вопрос о неоднозначности определения площадей пятен.

Литература

- Макарова Е.А. и др., (Makarova E.A., Porfir'eva G.A. and Yakunina G.V.) // *Astron. Astrophys. Trans.* 1992. V. 3. P. 95.
- Мак-Интош П.С. // *Наблюдения и прогноз солнечной активности*. М.: Мир, 1979.
- Перфирьева Г.А., Делоне А.Б. // *Изв. АН. Серия физическая*. 1969. Т. 10. С. 182.
- Северный А.Б. // *Астрон. Ж.* 1962. Т. 39. С. 961.
- Сойер (Sawyer C.B.) // *J. Geophys. Res.* 1967. V. 72. P. 385.
- Солнечно-геофизические данные // *Solar Geophysical Data. Prompt Reports*. 1989. Т. 536.
- Степанян Н.Н. (Stepanian N.N.) // *Physica Solariterrestris*. 1981. V. 16. P. 71.
- Чумак О.В., Чумак З.Н. // *Кинематика и физика небесных тел*. 1987. Т. 3. P. 7.
- Чумак О.В. и др. // *Письма в Астрон. Ж.* 1993а. Т. 19. С. 264.
- Чумак О.В. и др. // *Письма в Астрон. Ж.* 1993б. Т. 19. С. 269.
- Якунина Г.В., Макарова Е.А. и Перфирьева Г.А. // *Солнечные данные*. 1992. Т. 8. С. 65.

УДК 523.9

О периодичности солнечных радиовсплесков III типа

Ю. Ф. Юровский¹, А. Магун²

¹ Крымская астрофизическая обсерватория, 334413, Украина, Крым, Научный

² Институт прикладной физики, Швейцария, Бернский университет, СН-3001, Берн

Поступила в редакцию 29 апреля 1996 г.

Аннотация. Изучены опубликованные результаты наблюдений солнечных всплесков радиоизлучения III типа. Показано, что группы всплесков в среднем представляют собой пуассоновский поток случайных событий без каких-либо признаков периодичности. Выяснено, что полоса частот наблюдавшихся групп всплесков в среднем соответствует добротности излучающей системы $\bar{Q} = 0.985 \pm 0.632$. При такой низкой добротности система не обладает резонансными свойствами. Ее колебания являются повторением внешнего возмущения.

Поэтому модуляция потока частиц и интенсивности радиоизлучения III типа должна рассматриваться как результат действия случайного процесса с пуассоновской статистикой. Таким образом, наблюдаемые свойства последовательностей всплесков III типа не подтверждают существования во время вспышки токовых слоев с колебательной динамикой или возникновения в активной области магнитно-гидродинамических или других резонансных колебаний.

ON PERIODICITY OF TYPE III SOLAR RADIO BURSTS, by Yu. Yurovsky, A. Magun. Published results of observations of solar type III radio bursts are investigated. It is shown, that the groups of bursts represent on the averaged the Poisson stream of random events without any signatures of periodicity. It is found out, that the bandwidth of repetition frequency of observed groups corresponds to the resonance system quality of $\bar{Q} = 0.985 \pm 0.632$. At such low quality the system has not a resonant properties. Its oscillations are simple repetition of external disturbances. Therefore, the modulation of particle beam and intensity of type III radio emission should be considered as result of random process with Poisson statistics.

Thus, the observed properties of sequences of type III radio bursts do not confirm the existence of current sheets with oscillatory dynamics during flare or the occurrence of magneto-hydrodynamical or other resonant oscillations in the solar active region.

Ключевые слова: всплески III типа – периодичность – МГД колебания

1 Введение

Выделение энергии во время солнечных вспышек сопровождается ускорением электронов. Группы всплесков III типа считаются следствием распространения этих электронов в солнечной короне. Многочисленность всплесков в группе рассматривается как свидетельство фрагментации энергосыделения. Корреляция между всплесками в рентгеновском и радио диапазонах позволяет полагать, что ускорение электронов происходит в одном общем источнике ("компактная" модель вспышки,

Ашванден и др., 1995). При этом периодичность всплесков рассматривается как результат нелинейных колебаний, возникающих в области ускорения частиц или в механизме инжекции электронов (Шварц и др., 1993; Ашванден и др., 1994а,б, 1995).

В недавно опубликованных статьях приводятся противоречивые сведения о периодичности всплесков III типа. Анализ 13 событий III типа, выполненный Изликером и Бенцем (1994), показал, что серии всплесков не имеют низкоразмерного аттрактора, т.е. являются чисто случайным процессом. В противоположность этому в других публикациях (Мэнжени, Пик, 1989; Ашванден и др., 1994а, 1994б) утверждается наличие периодичности.

Статья Ашвандена и др. (1994а) содержит наиболее полную выборку событий III типа (260 групп с общим количеством всплесков 3296). Заключение о периодичности всплесков базируется на различии между "степенью периодичности" $\sigma/\bar{P} \approx 0.37$ наблюдавшихся всплесков и "степенью периодичности" $\sigma/\bar{P} \approx 1$, полученной путем численного моделирования серий случайных импульсов (метод Монте-Карло). Однако известно, что любая случайная величина имеет среднее значение \bar{P} и среднеквадратичное отклонение σ . В статистике отношение σ/\bar{P} называется коэффициентом вариации (Вентцель, Овчаров, 1984), и его численное значение определяет лишь меру рассеяния случайной величины относительно среднего значения, никак не указывая на периодичность или аperiodичность рассматриваемого процесса. В связи с этим становится очевидной необходимость дальнейшего улучшения методики исследования периодичности.

Мы обратили внимание на то, что изучение плотности вероятности пауз между всплесками позволяет отличить аperiodический шум от скрытой периодичности. Анализ результатов наблюдений с применением этой методики позволил выяснить, что группы всплесков III типа в среднем представляют собой пуассоновский поток случайных событий. Следовательно, для генерации всплесков III типа не является обязательным условием наличие токовых слоев с колебательной динамикой или других автоколебательных механизмов с замкнутой фазовой диаграммой, которые рассматриваются как периодические вспышечные процессы, ответственные за излучение солнечных всплесков с квази-периодической структурой (Робертс и др., 1984; Тэхимэ и др., 1982, 1987; Ашванден и др., 1994а).

В других исследованиях средний "период" повторения всплесков III типа рассматривается как следствие модуляции процесса ускорения электронов (Карбоне и др., 1987; Розенберг, 1970) или модуляции возбуждаемых ими плазменных волн (Робертс и др., 1984; Бенц, Койперс, 1976) магнитно-гидродинамическими (МГД) колебаниями, возникающими во вспышечной петле под воздействием внешних возмущений. Однако проведенный нами анализ наблюдений показал, что полоса частот повторения всплесков в наблюдавшихся группах соответствует очень низкой добротности $Q = 0.985 \pm 0.632$ модулирующей системы, при которой резонансные свойства не проявляются. Следовательно, наблюдаемые свойства групп всплесков III типа не подтверждают существование резонансных (МГД или других) колебаний в активной области.

Таким образом, результаты наблюдений свидетельствуют, что в рамках модели "компактной" вспышки ускорение электронов или их инжекция модулируются, в основном, по случайному закону с пуассоновской статистикой.

Для обоснования этих выводов во втором параграфе описываются данные наблюдений и приняты обозначения переменных. Затем в третьем параграфе рассматривается метод обнаружения скрытой периодичности всплесков III типа по характеру распределения плотности вероятности пауз между импульсами. Далее в четвертом параграфе определяется степень достоверности результатов исследования периодичности каждой отдельной группы всплесков. Анализ наблюдаемого распределения пауз, проведенный в пятом параграфе, выявил отсутствие периодичности со степенью достоверности > 0.95 . В шестом параграфе по данным наблюдений оценивается величина добротности предполагаемой резонансной системы. Результаты исследования кратко сформулированы в заключении.

2 Данные наблюдений и обозначения переменных

Приводимый ниже анализ периодичности основан на результатах наблюдения серий всплесков III типа опубликованных в статье Ашвандена и др. (1994а).

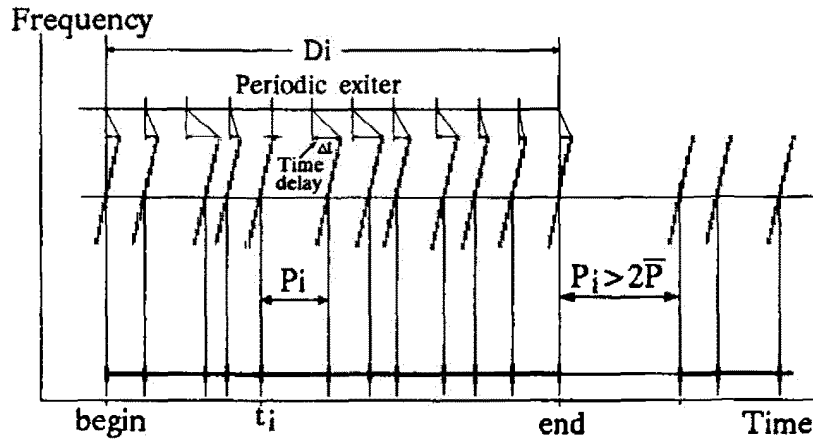


Рис. 1. Эскиз динамического спектра группы всплесков III типа длительностью D_i , содержащей N всплесков, появляющихся в моменты времени t_i с паузами между ними P_i .

Серии всплесков III типа (см. рис.1) содержат N последовательных импульсов. Временной интервал между двумя соседними элементами будем называть паузой P . Оценка длительности каждой паузы производилась авторами упомянутой статьи с помощью алгоритма цифрового поиска структур III типа. Количество пауз в серии равно $N_P = N - 1$. Из-за конечной длительности каждого всплеска величина минимальной паузы в данных наблюдений составляет $P_{min} = 0.46$ с (временное разрешение метода измерений, Ашванден и др., 1994а). В соответствии с критерием, принятым авторами наблюдений, серия считалась закончившейся, если интервал между соседними всплесками превышал $2\bar{P}$. Следовательно, данные наблюдений, опубликованные в статье Ашвандена и др. (1994а) и использованные нами, содержат паузы длиной $0.46 \text{ с} < P_i < 2\bar{P}$. При этом значение $P_{max\ k} = 2\bar{P}_k$ оказывается различным для различных серий "к" в связи с разной средней величиной пауз $\bar{P}_k = D_{i\ k} / (N_k - 1)$ и поэтому не имеет для всех данных общего численного значения.

Закон распределения случайной величины P_i определяется плотностью вероятности $w(P_i)$. Плотность имеет размерность, которая обратна размерности случайной величины P и обладает свойством $\int_{-\infty}^{\infty} w(P_i) dP_i = 1$ (Тихонов, 1982). При дальнейшем изложении мы будем пользоваться терминами "распределение P_i " или "плотность $w(P_i)$ " в соответствии с этим математическим определением.

3 Методика обнаружения скрытой периодичности

Вариации интенсивности сигнала $f(t)$ во время событий III типа не являются периодической функцией времени (не существует интервал времени P , удовлетворяющий при любом t условию $f(t) = f(t+P)$). Сигнал типа $f(t) = \sum C_n \cos(\omega_n t - \alpha_n)$, где ω_n - набор некрратных частот, называется квази-периодическим, так как обладает следующим свойством: как бы ни было мало положительное число ε , всегда можно найти такое P ("квази-период", соответствующий выбранному ε), что

при любом t выполняется условие $|f(t + P) - f(t)| < \varepsilon$ (Горелик, 1950). Определение размерности аттрактора, выполненное Изликером и Бенцем (1994), а также символический анализ наблюдений, произведенный Шварцем и др. (1993), показали, что вариации интенсивности излучения III типа не имеют квази-периодических свойств.

Однако можно предположить существование периодичности не вариаций интенсивности, а моментов появления всплесков III типа. В этом случае непериодические вариации интенсивности будут иметь некий периодический параметр. Например, амплитуда затухающих колебаний свободного осциллятора $A(t) = Ae^{-\delta t} \cos(\omega t - \varphi)$ не является периодической функцией времени из-за наличия множителя $e^{-\delta t}$. Но моменты появления убывающих максимумов строго периодичны в связи с присутствием множителя $\cos(\omega t - \varphi)$ (Горелик, 1950). Указанное обстоятельство наводит на мысль о замене каждого всплеска III типа одной точкой на оси времени, обозначающей, например, момент его максимума. Затем можно исследовать характер расположения полученных точек для выяснения вопроса о периодичности повторения всплесков.

Изучение пауз P_i между импульсами не может быть произведено с помощью анализа энергетического спектра, так как интенсивность сигнала во время пауз равна нулю. Поэтому будем анализировать плотность вероятности $w(P_i)$ (распределение) длительности пауз P_i . Последовательность точек (импульсов), появляющихся в случайные моменты времени, называется в статистике пуассоновским потоком событий (Тихонов, 1982; Вентцель, Овчаров, 1983). Распределение интервалов времени (пауз) P_i между двумя соседними событиями такого потока описывается сдвинутым на P_{min} экспоненциальным законом (Вентцель, Овчаров, 1983):

$$w_a(P_i) = \frac{1}{\bar{P} - P_{min}} \exp\left(-\frac{P_i - P_{min}}{\bar{P} - P_{min}}\right) \quad (P_{min} < P_i < \infty) \quad (1)$$

Указанное распределение $w_a(P_i)$ остается несимметричным экспоненциальным при любой степени фильтрации случайного сигнала в диапазоне $[P_{min}, P_{max}]$. При этом отношение $\sigma/\bar{P} = 1 - \frac{P_{min}}{\bar{P}}$ и стремится к 1, если $P_{min} \rightarrow 0$ (Вентцель, Овчаров, 1983).

Обратим внимание на то, что любая и периодическая, и аperiodическая случайная величина имеет среднее значение

$$\bar{P} = 1/(N-1) \sum_{i=1}^{N-1} P_i$$

и стандартное отклонение

$$\sigma = \sqrt{1/(N-2) \sum_{i=1}^{N-1} (P_i - \bar{P})^2}$$

Следовательно, численное значение отношения σ/\bar{P} характеризует лишь степень рассеяния случайной величины, а не ее "степень периодичности". Например, заведомо непериодический случайный процесс с плоским распределением P имеет $\sigma/\bar{P}_{Flat} = 0.57$, а случайный процесс с экспоненциальным распределением P имеет $\sigma/\bar{P}_{Exp} \approx 1.0$, если полагать $0 < P_i < \infty$ в обоих случаях (Бронштейн, Семендяев, 1986). Различие значений $\sigma/\bar{P}_{Flat} < \sigma/\bar{P}_{Exp}$ не обозначает, что процесс с плоским распределением более "периодический", так как оба процесса по начальному условию случайны. Этот пример ясно показывает, что численная величина отношения σ/\bar{P} не может служить признаком периодичности. Можно предположить, что ускорение заряженных частиц или их инжекция в магнитную структуру активной области происходят строго периодически. Но из-за турбулентности короны возмущения разного рода будут приводить к искажению периодичности. Например, флуктуации условий распространения электронов на пути от области их ускорения до источника генерации радиоволн будут вызывать случайное запаздывание моментов возникновения радиовсплесков. Отношение σ/\bar{P} в этом случае будет отражать степень искажения периодичности первоначально когерентного процесса. При равновероятном запаздывании импульсов радиоизлучения в пределах тактового интервала $P = 1/F$ распределение длительности пауз оказывается симметричным треугольным (Тихонов, 1982):

$$w(P_i) = \begin{cases} P_i/P^2 & 0 < P_i < P \\ (2P - P_i)/P^2 & P < P_i < 2P \end{cases}$$

При другом законе распределения запаздывания импульсов (например, при экспоненциальном) распределение пауз P_i описывается законом Лапласа (Вентцель, Овчаров 1983):

$$w(P_i) = 1/2 \bar{P} * \exp(-|\bar{P} - P_i|/\bar{P}) \quad 0 < P_i < 2\bar{P}.$$

Следовательно, если серии всплесков III типа представляют собой искаженный шумами периодический процесс, то наблюдаемое распределение P_i имеет важное общее свойство: оно симметрично относительно среднего периода \bar{P} . Другой особенностью пауз периодического процесса является конечная максимальная ширина их распределения, которая не должна превышать $2\bar{P}$.

Таким образом, описанные различия в распределении пауз P_i могут быть использованы для выяснения вопроса о том, к какому типу ближе наблюдаемый сигнал: к случайному шуму или к искаженному периодическому процессу (Рытов, 1966). Степень асимметрии распределения будем оценивать с помощью известного в статистике безразмерного коэффициента асимметрии (Тихонов, 1982):

$$As = \frac{1}{\sigma^{3/2}} \frac{N_P^2}{(N_P - 1)(N_P - 2)} \sum_{i=1}^{N_P} (P_i - \bar{P})^3$$

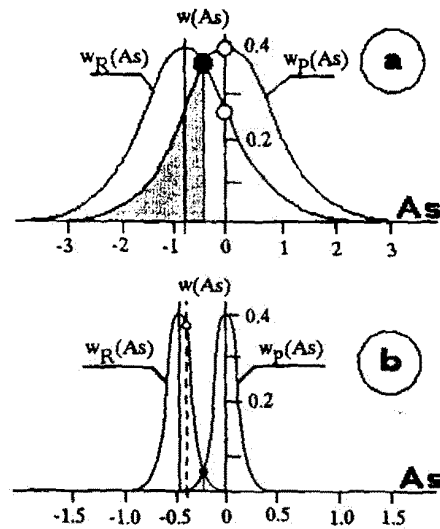


Рис. 2. Перекрывание распределений коэффициентов асимметрии для периодических $w_P(As)$ и случайных импульсов $w_R(As)$ при малом ($N = 13$) количестве импульсов в группе (эскиз а) значительно уменьшается при увеличении N (эскиз б, $N = 241$)

4 Анализ периодичности импульсов в каждой группе

В общем случае результаты наблюдений представляют собой последовательность из N всплесков, занимающих интервал времени D_i . По характеру расположения импульсов на оси времени нужно решить, является ли последовательность периодической или моменты появления всплесков случайны. В статистике решение такой задачи называется принятием гипотезы (Тихонов, 1982) и основано на следующих предпосылках.

Паузы принимают различные значения, лежащие в некоторой области, как при случайном расположении импульсов, так и при их периодическом следовании, искаженном шумами. Эти области значений могут взаимно перекрываться. Если наблюдаемое значение попадает в область перекрытия, то одна или другая гипотеза может быть принята лишь с определенной степенью достоверности.

В этом разделе описан критерий принятия гипотезы и метод численной оценки достоверности принятого решения. Для этого наблюдаемый интервал времени D_i многократно заполнялся $\approx N$ импульсами путем численного моделирования сначала случайного, а затем искаженного периодического процесса. Решение о принадлежности исследуемого сигнала к тому или другому типу принималось в зависимости от положения наблюдаемой величины на полученных распределениях. Уровень достоверности определялся в зависимости от степени перекрытия распределений.

4.1 Моделирование серий импульсов с заданным законом распределения

Мы использовали математическое моделирование, подобное примененному в статье Ашвандена и др. (1994а), но с фильтрацией искусственных пауз в пределах диапазона $P_{min} < P_i < P_{max}$ и с использованием прямого метода генерации пауз с заданным законом распределения.

Стандартный цифровой генератор случайных чисел выдает случайные числа Rnd с плоским распределением в пределах $0 < Rnd < 1$. Следовательно, плоское распределение пауз $w(P_i)$ получится, если каждая пауза будет вычислена как $P_i = 2 * \bar{P} * Rnd$. В случае равномерного распределения времени запаздывания импульсов Δt в пределах интервала $[0 < \Delta t < \bar{P}]$ каждая пауза может быть вычислена как

$$P_i = \bar{P}(1 - Rnd_1 + Rnd_2) \quad (0 < Rnd_{1,2} < 1).$$

Для получения экспоненциального распределения пауз использовалась процедура трансформации распределений, описанная, например, Тихоновым (1982) или Венцелем, Овчаровым (1983):

$$P_i = [\bar{P} * \ln(1 - Rnd)] \quad (0 < Rnd < 1).$$

Если величина паузы выходила за пределы выбранного диапазона длительности $[P_{min}, P_{max}]$, то ее значение игнорировалось и процесс вычислений продолжался до тех пор, пока условие $\sum P_i < D_i$ оставалось истинным. Таким образом осуществлялась фильтрация длительности пауз. В результате каждый интервал времени, соответствующий продолжительности изучаемой серии D_i , заполнялся приблизительно N импульсами с заданным законом распределения пауз.

Из-за случайного расположения импульсов при повторении процедуры заполнения каждый раз получаются несколько различных значений вычисленного коэффициента асимметрии As . В случае генерации импульсов с искаженным периодом после достаточно большого числа повторений получается гауссовское распределение коэффициента асимметрии $w_P(As)$ (рис.2а), центрированное относительно $As = 0$. Распределение коэффициента асимметрии случайных импульсов $w_R(As)$ сдвинуто на некоторую величину из-за асимметрии экспоненциального распределения пауз. Расчеты, показанные на рис.2а, выполнены для события 25.08.80, содержащего 13 всплесков. Это количество соответствует среднему числу всплесков в группе $N = 13 \pm 9$ (Ашванден и др., 1994а).

4.2 Оценка уровня достоверности принятой гипотезы

Как видно на рис. 2, полученные распределения $w_P(As)$ и $w_R(As)$ взаимно перекрываются. Это значит, что одно и то же значение As может получиться и в аperiodической, и в периодической последовательности из-за статистических флуктуаций в расположении импульсов на временной оси. В точке пересечения кривых $w_P(As)$ и $w_R(As)$ (отмечена на рис.2а заштрихованным кружком) плотности распределения вероятностей равны, т.е. если наблюдаемое значение асимметрии попадает в эту точку, то невозможно решить, в результате какого процесса, периодического или аperiodического, образовалось это наблюдаемое значение As . Если наблюдаемое значение As попадает в область

правее критической точки, то согласно критерию Байеса (Тихонов, 1982) должна быть принята гипотеза о периодическом характере последовательности, так как в этой области плотность вероятности $w_P(As) > w_R(As)$. Попадание наблюдаемой величины As в область левее критической точки соответствует принятию гипотезы об аperiodическом характере изучаемой группы импульсов. При этом полная вероятность ошибки равна $p_e = 1 - \Phi(As_{cr}/2\sigma_{As})$ (заштрихованные области на Рис.2а,б) и изменяется от ≤ 0.5 (когда при малом количестве исследуемых импульсов кривые почти сливаются) до 0 (когда количество исследуемых импульсов достаточно велико и кривые не перекрываются).

Однако при попадании наблюдаемого значения асимметрии в критическую точку As_{cr} (или ее окрестности) нет основания (оно равно нулю) для выбора одной из гипотез, хотя вероятность ошибки может быть довольно малой (например, в случае, показанном на рис.2б). Поэтому будем характеризовать степень обоснованности (достоверности) принятого решения величиной,

$$K_P = \frac{w_P(As) - w_R(As)}{w_P(As) + w_R(As)},$$

которая зависит от того, насколько удалено наблюдаемое значение As от критической точки. Левее критической точки $K_R = \frac{w_R(As) - w_P(As)}{w_P(As) + w_R(As)}$. Физический смысл степени достоверности достаточно ясен: в критической точке $w_P(As) = w_R(As)$ и $K_P = K_R = 0$, т.е. достоверность любого принятого решения нулевая: рассматриваемый процесс с равной вероятностью может быть либо периодическим, либо аperiodическим. В области значений $As < -3$ гипотеза аperiodического происхождения последовательности верна с достоверностью $K_R \rightarrow 1$, так как вероятность случайного попадания асимметрии распределения периодических импульсов в эту область $w_P(As) < 0.05$ достаточно мала. Например, события 29.03.80, 29.01.81 и 25.01.81 из коллекции Ашвандена и др.(1994а) могут считаться аperiodическими с достоверностью 0.75, 0.8 и 1. В промежутке между экстремальными значениями степень достоверности принимает значения в диапазоне $[0 < K_P < 1]$.

Если учесть выражение (3), определяющее плотность вероятности через количество событий, то степень достоверности можно записать в виде $K_P = \frac{n_P - n_R}{n_P + n_R}$. Числитель дроби представляет собой разность между количеством периодических событий n_P с данной асимметрией As и количеством событий n_R , которые могли образоваться в результате флуктуаций асимметрии распределения случайных пауз. Поэтому введенную нами достоверность можно интерпретировать как вероятность превышения числа правильных решений над числом ошибочных решений.

Например, шесть групп из 19, а именно группы 08.06.80, 11.07.80, 07.07.80, 27.06.81, 02.11.81 и 03.04.90 имеют коэффициент асимметрии $As \approx 0$. Согласно критерию Байеса они должны быть отнесены к периодическим последовательностям. Однако степень достоверности такого решения получается довольно низкой: $K_P \approx 0.15$. Это обозначает, что из указанных групп ≈ 4 могли быть периодическими, а ≈ 3 — случайными последовательностями импульсов.

Асимметрия трех групп: 06.06.80, 29.03.80а и 05.04.80 попадает в окрестности критической точки, и поэтому отнести их к какому-либо типу можно лишь с достоверностью, близкой к нулю. Еще два события 07.07.80а и 10.07.80 содержат всего 4 паузы, и распределение асимметрии для них сильно флуктуирует (четыре паузы сортируются по трем интервалам). Остальные 6 групп всплесков из числа 19, рассмотренных нами, можно считать аperiodическими со степенью достоверности K_R от 0.15 до 0.3.

Таким образом, на основе исследования каждой отдельной группы из-за малого количества всплесков в большинстве случаев оказывается затруднительно с достаточной степенью надежности решить вопрос о периодичности или случайности всплесков в группе.

Ширина кривой распределения $w(As)$ обратно пропорциональна корню квадратному из числа импульсов в последовательности (дисперсия оценки математического ожидания уменьшается обратно пропорционально объему выборки: Тихонов, 1982). Смещение кривой $w_R(As)$ в сторону отрицательных значений асимметрии As увеличивается при расширении интервала длительности пауз $[P_{min}, P_{max}]$. В результате область взаимного перекрытия распределений становится меньше, и степень достоверности решения возрастает. Например, если бы наблюдаемая группа всплесков III типа состояла из 100 импульсов и коэффициент асимметрии ее распределения был бы близок к

нулю, то в этом случае с достоверностью $K_p \approx 1$ можно было бы утверждать, что последовательность всплесков периодическая.

Однако число всплесков в группе в среднем равно лишь 13 ± 9 , что совершенно недостаточно для получения приемлемой достоверности. Поэтому в следующем разделе рассматривается методика оценки средней асимметрии по результатам наблюдения нескольких последовательностей.

4.3 Средняя асимметрия распределения длительности пауз

Попытка улучшения статистики путем простого усреднения распределений различных серий всплесков может привести к неправильному результату, так как серии излучаются различными источниками и поэтому могут иметь различное среднее значение пауз \bar{P} и различный диапазон изменения их длительности $[P_{\min}, P_{\max}]$, как это показано на рис.3а. В результате суммарное распределение P_i в общем случае не будет отражать истинное распределение пауз в каждой серии.

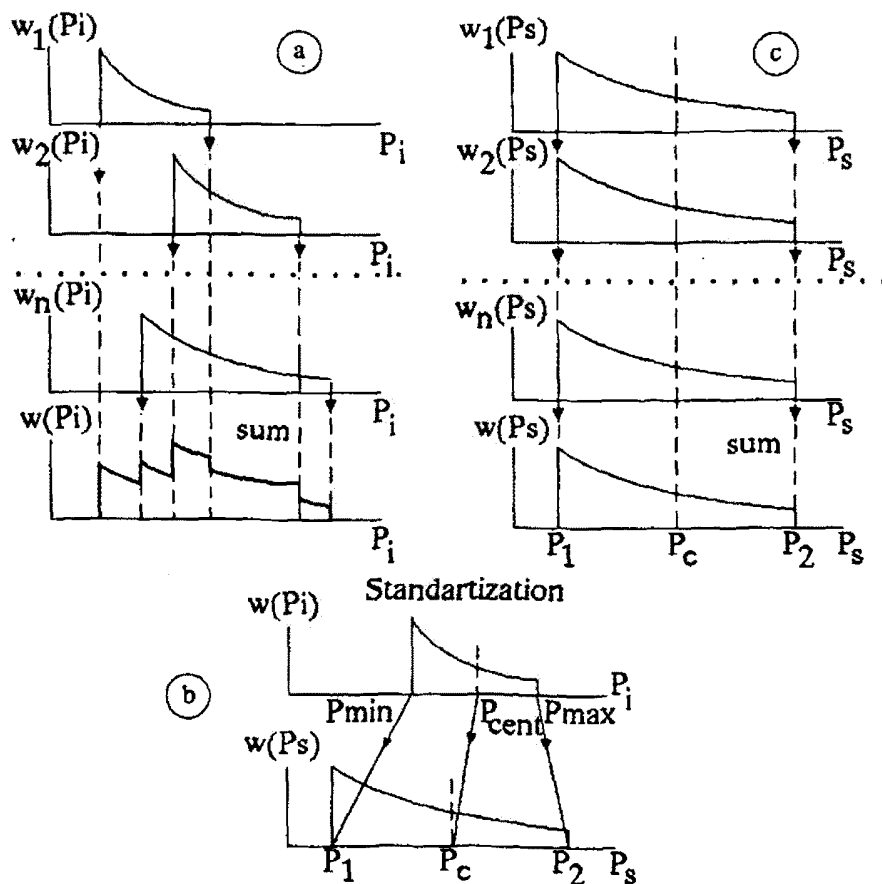


Рис. 3. а – средняя плотность вероятности $w_n(P_i)$ не отражает общих свойств слагаемых, если каждая из них имеет различное среднее значение \bar{P}_n и ширину σ_n/\bar{P}_n . б – нормирование заключается в преобразовании всех значений длительности пауз P_i к значениям P_s в выбранном стандартном для всех слагаемых диапазоне длительностей $[P_1, P_2]$. в – сумма нормированных плотностей вероятности $w_n(P_s)$ сохраняет и подчеркивает общие свойства каждого отдельного распределения

Для преодоления этой трудности длительность пауз каждой серии была нормирована перед вычислением суммарного распределения. Нормирование заключалось в выборе некоторого фиксированного интервала длительностей $[P_1, P_2]$ со средним значением $P_c = (P_1 + P_2)/2$. Затем определялся центр распределения для каждой серии $P_{cent} = (P_{min} + P_{max})/2$ (см. рис.3 б) и длительность пауз (и наблюдаемых, и моделированных) пересчитывалась к единой шкале с помощью выражения:

$$P_i = P_c + [(P_2 - P_1)/(P_{max} - P_{min}) * (P_i - P_{cent})]$$

После этого строилось суммарное распределение $w(P_i)$ всех нормированных пауз. Если все серии имеют некоторое общее свойство (рис.3с), то в результате такой обработки это свойство будет подчеркнuto на суммарном нормированном распределении, а случайные флуктуации усреднятся (Тихонов, 1982). Для нашей обработки данных мы выбрали $P_c = 4.5$ с и размер интервала $(P_2 - P_1) = 5$ с. Следует заметить, что значение P_i после нормализации не является реальной длительностью пауз и его обозначение в секундах условно.

4.4 Результаты обработки данных наблюдений

Нормализованное распределение всех пауз в 19 сериях показано на рис. 4а. Согласно мнению авторов данных, уменьшение количества пауз в первой колонке гистограммы связано не с физикой изучаемого явления, а вызвано тем, что типичная длительность всплесков составляет около 1 с и это устанавливает предел временного разрешения ≈ 0.5 с. Поэтому часть пауз короткой длительности не обнаруживается.

Для сравнения на рис. 4б показаны результаты заполнения всех 19-ти изучаемых групп случайными импульсами с пуассоновской статистикой, паузы между которыми были отфильтрованы в соответствии с наблюдаемыми в каждой группе значениями $[P_{min}, P_{max}]$ и затем нормированы по описанной выше методике. Распределение случайных пауз получилось асимметричным и весьма подобным распределению наблюдаемых пауз.

Чтобы убедиться, что искаженный периодический процесс имеет симметричную плотность $w(P_i)$, все 19 групп были заполнены импульсами с искаженным периодом. Распределение запаздывания импульсов Δt_i относительно среднего периода \bar{P} принималось равновероятным (плоским) в диапазоне $0 < \Delta t_i < \bar{P}$. Результаты моделирования показаны на рис. 4с. Симметрия полученного распределения совершенно очевидна. Коэффициент асимметрии оказался близким к нулю: $As_s = 0.0 \pm 0.13$.

Затем заполнение 19-ти групп было повторено многократно (100 раз) как с различными наборами случайных пауз, так и с различными наборами случайного времени запаздывания импульсов относительно среднего тактового интервала, подобно тому как это описано выше при изучении каждой отдельной группы. В результате было получено распределение плотности вероятности асимметрии нормированных пауз, показанное на рис. 2б. В связи с тем, что в 19-ти группах содержится 241 импульс, ширина распределения асимметрии уменьшилась приблизительно в $\sqrt{\frac{241}{13}} = 18$ раз. Расстояние между кривыми $w_R(As)$ и $w_P(As)$ составило -0.48 , а стандартное отклонение $\sigma_{As} = \pm 0.13$.

Величина асимметрии нормированного распределения наблюдаемых пауз 19-ти групп оказалась равной $As_o = -0.4$ (пунктирная линия на рис.2б). В этой области значений $As \approx 3\sigma_{As}$, поэтому вероятность периодического происхождения серий всплесков $w_P(As) < 0.05$. Следовательно, с достоверностью $K_R > 0.95$ можно утверждать, что рассмотренные группы всплесков представляют собой пуассоновский поток случайных событий без каких-либо признаков периодичности.

4.5 Сравнение наблюдаемого распределения пауз между всплесками III типа с распределением пауз в пуассоновском потоке событий

Если среднее значение длительности \bar{P} каждой серии всплесков III типа используется вместо длительности пауз между соседними событиями, то эта процедура эквивалентна разрежению (прореживанию) первоначального потока событий (эквивалентна его рандомизации). Разложение потока

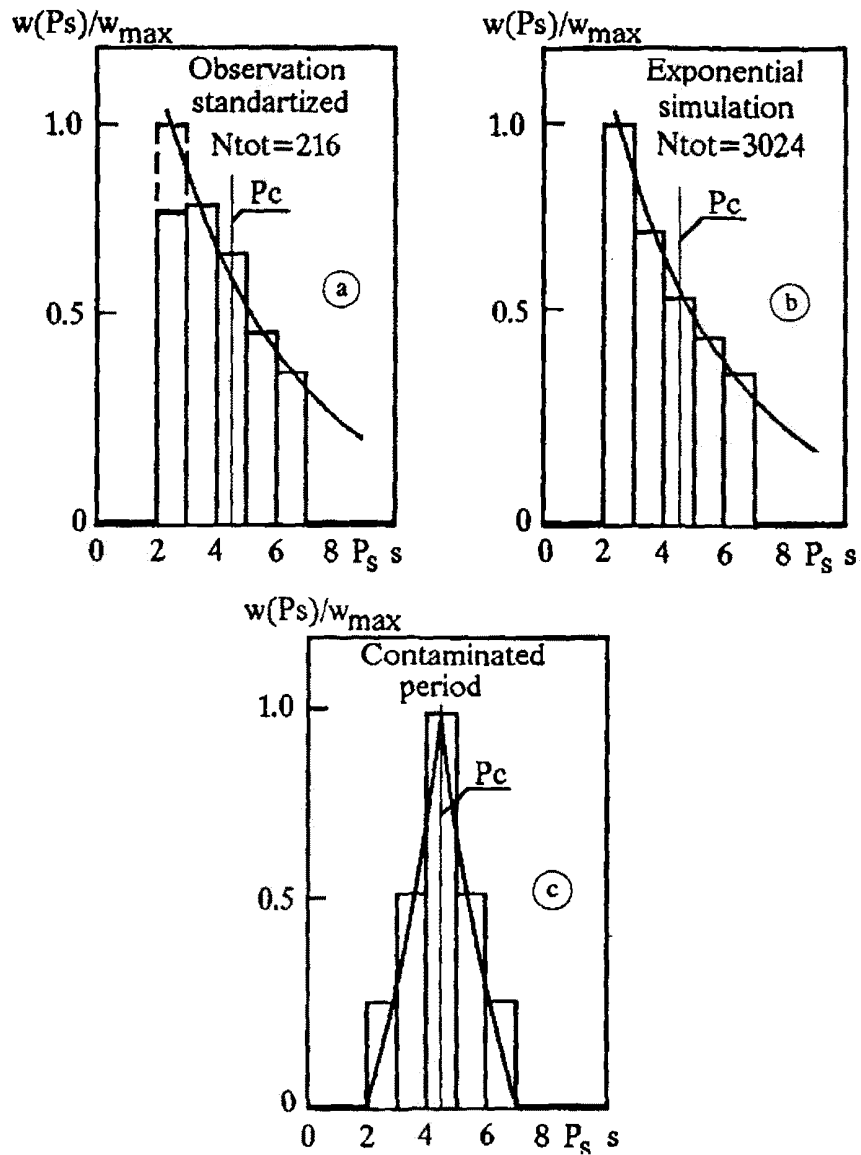


Рис. 4. Нормированное распределение длительности наблюдаемых пауз в 19 сериях (гистограмма a) удовлетворительно описывается экспоненциальным законом (плавная кривая). Распределение случайных пауз (гистограмма b) также описывается этим законом. Однако если паузы между периодическими импульсами искажены случайным образом, то нормированное распределение оказывается симметричным независимо от закона распределения искажений (гистограммы c,d)

на серии всплесков случайной длительности D_i также является разрежением потока. Замечательным свойством пуассоновского потока событий является сохранение им основных свойств после его разрежения (Тихонов, 1982). Следовательно, мы можем использовать для подтверждения найденного закона распределения P_i две гистограммы, опубликованные в статье Ашвандена и др. (1994а): "количество групп всплесков III типа" в зависимости от "периода" \bar{P} и в зависимости от "длительности групп D_i ".

Плотность вероятности определяется как предел отношения вероятности попадания случайной величины в малый интервал $[P_k, P_k + \Delta P_k]$ к размеру этого интервала ΔP_k при $\Delta P_k \rightarrow 0$ (Тихонов, 1983). Следовательно, выражение (1) можно записать в виде:

$$\frac{n_k}{N_{\Sigma} * \Delta P_k} = \frac{1}{\bar{P} - P_{min}} \exp\left(-\frac{P_i - P_{min}}{\bar{P} - P_{min}}\right) \quad (P_{min} < P_i < \infty), \quad 2$$

где n_k - число групп в каждой колонке "k" гистограммы, N_{Σ} - общее количество всплесков III типа на гистограммах, Левая часть этого выражения позволяет пересчитать данные гистограммы в эмпирическую плотность:

$$w_e(P_i) = \frac{n_k}{N_{\Sigma} * \Delta P_k} \quad 3$$

Правая часть выражения (2) есть оценка плотности $w_c(P_i)$ пуассоновского потока пауз P_i :

$$w_c(P_i) = \frac{1}{\bar{P} - P_{min}} \exp\left(-\frac{P_i - P_{min}}{\bar{P} - P_{min}}\right) \quad (P_{min} < P_i < \infty) \quad 4$$

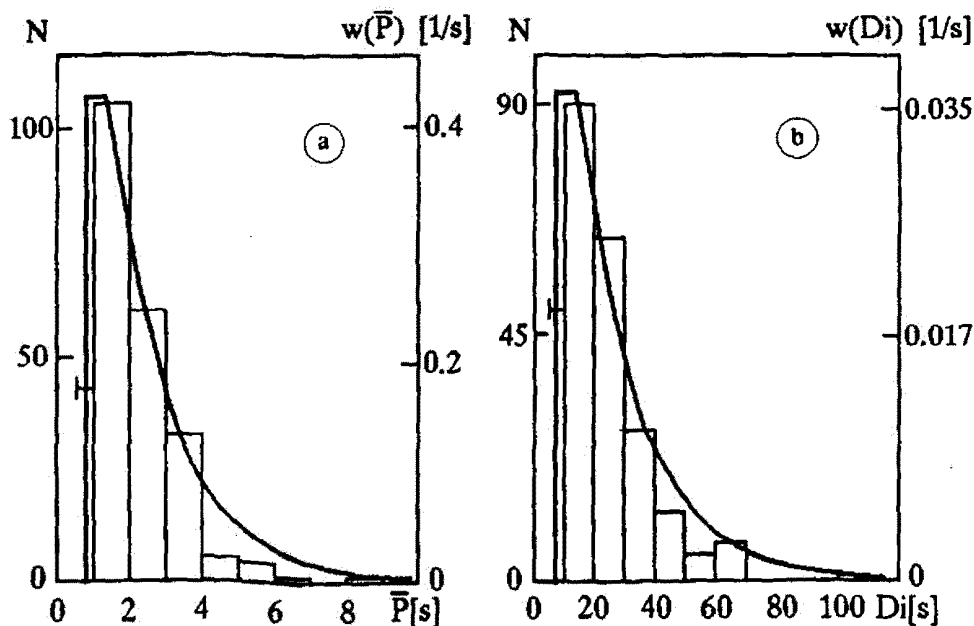


Рис. 5. Сравнение плотности вероятности средних пауз $w(\bar{P})$ (гистограмма а) и распределения длительности групп всплесков $w(D_i)$ (гистограмма б) с распределением пауз в пуассоновском потоке событий (сплошные кривые)

Копии гистограмм из цитированной статьи показаны на рис. 5. Левая ось ординат обозначена в безразмерных единицах, использованных авторами. Такое обозначение не совсем точно, так как количество событий невозможно подсчитать на неопределенном интервале времени. Правая ось проградуирована нами в единицах плотности вероятности и имеет размерность $1/c = Hz$. Плавные кривые представляют собой результат расчетов плотности вероятности с помощью выражения (4) при следующих параметрах:

n_k – число групп в каждой колонке “k” гистограммы согласно данным Ашвандена и др. (1994а);
 $N_{\Sigma} = 260$ – общее количество групп III типа на гистограммах;
 $P_{min} = 0.9$ с; $\Delta P_k = 1$ с; $\bar{P} = 1/N_{\Sigma} \sum_1^{N_{\Sigma}} (P_k + \Delta P_k/2)$ с.

Для расчета плотности $w_c(D_i)$ (на Рис.2, б) были использованы следующие величины: $D_{min} = 7$ с; $\Delta D_k = 10$ с; $\bar{D} = 1/N_{\Sigma} \sum_1^{N_{\Sigma}} (D_k + \Delta D_k/2)$ с.

Как можно видеть на рис.5, результаты расчета (плавные кривые) по профилю и абсолютной величине удовлетворительно совпадают с данными наблюдений (ступенчатые линии). Этот результат подтверждает, что последовательности всплесков III типа в среднем являются пуассоновским потоком случайных событий.

В пользу справедливости найденного закона распределения свидетельствует также следующая оценка. Данные наблюдений имеют предел длительности пауз $P_i < 2 * \bar{P} = P_{max}$. Вероятность того, что пауза P_k примет значение большее, чем P_{max} равна

$$W(P_k > P_{max}) = \int_{P_{max}}^{\infty} w_a(P_k) dP_k = e^{-\frac{P_{max}-P_{min}}{P-P_{min}}}$$

Подставив сюда найденные выше параметры закона распределения $P_{min} = 0.9$ с, $\bar{P} = 2.5$ с и $P_{max} = 5$ с мы получим:

$$W(P_k > P_{max}) = \frac{n(P_k > P_{max})}{N_{\Sigma}} = \frac{1}{12.96}$$

Следовательно, пауза длительностью $P_{max} = 2 * \bar{P}$ будет появляться в среднем после каждого 13 всплеска, что является условным признаком окончания серии. Действительно, Ашванден и др. (1994а) нашли, что среднее количество всплесков в серии составляет $N_p = 13 \pm 9$.

Представляет интерес также вопрос о том, происходит ли фильтрация длительности пауз в пределах $[P_{min}, P_{max}]$ благодаря физическим свойствам солнечной короны, или это следствие соглашений, принятых для разделения последовательности всплесков на отдельные группы.

4.6 Диапазон вариаций длительности пауз.

Нормированные гистограммы плотности $w(P_s)$ на рис.4а,б не экспоненциальны, если рассматривать всю ось P_s . Однако в той области значений P_s , где ординаты распределения P_s отличны от нуля, гистограммы удовлетворительно описываются экспонентой, показанной плавными кривыми на рис. 4а,б и рассчитанной с помощью выражения, полученного из (4):

$$w(P_s) = \frac{K_s}{\bar{P}_s - P_1} \exp\left(-\frac{P_s - P_1}{\bar{P}_s - P_1}\right)$$

где $P_1 = 2$ с и $\bar{P}_s = 6$ с по условиям нормировки. Коэффициент K_s появляется из-за того, что выражение (3) $w_c(P_s) = n_k / (N_{\Sigma} * \Delta P_s)$ содержит уменьшенное число пауз $N_{\Sigma}^* < N_{\Sigma}$ по сравнению с экспоненциальным законом в связи с искусственным исключением пауз длительностью $P_s > 2\bar{P}_s$. Величина коэффициента вычислялась с помощью выражения:

$$K_s = \frac{\int_0^{\infty} w_c(P_s) dP_s}{\int_0^{P_2} w_c(P_s) dP_s} = \frac{1}{1 - \exp\left(-\frac{P_2 - P_1}{\bar{P}_s - P_1}\right)} \approx 1.4$$

Аналитическое экспоненциальное распределение пауз P_i не имеет верхнего предела длительности P_{max} ($P_{max} \rightarrow \infty$ при $w(P_{max}) \rightarrow 0$). Резкий спад к нулю наблюдаемого распределения после

$P_2 \approx P_{max}$ возникает из-за искусственного ограничения длительности рассматриваемых пауз и происходит на еще довольно высоком уровне плотности вероятности $w(P_2) \approx 40\%$. В связи с этим рассмотренные нами материалы наблюдений не позволяют установить, существует ли определяемая физическими свойствами солнечной короны верхняя граница длительности пауз P_{max} . Для выяснения этого вопроса длительность исключаемых пауз должна быть такой, чтобы плотность $w(P_2)$ составляла по крайней мере менее 10% от плотности в точке \bar{P}_2 : $w(P_{max})/w(\bar{P}_2) \leq 0.1$. Если предположить отсутствие предела временного разрешения ($P_{min} \rightarrow 0$), то мы получим $P_{max} \geq 3.3\bar{P}$. Следовательно, паузы этой длительности должны включаться в состав серии при разложении последовательности всплесков на отдельные группы.

Минимальная наблюдаемая длительность пауз P_{min} в 7 случаях из 19 рассмотренных превышала разрешающую способность измерений в 2-3 раза. На этом основании можно утверждать, что иногда ($\approx 30\%$ случаев) максимальная частота следования всплесков III типа определяется свойствами источника излучения.

Таким образом, анализ результатов наблюдений показал, что в среднем всплески III типа распределены на оси времени случайным образом (они представляют собой пуассоновский поток событий), а расстояние между ними (паузы) случайны с экспоненциальным распределением плотности вероятности. Минимальная длительность пауз (фильтрация случайного процесса) может быть связана с физикой солнечных явлений, в то время как величина максимальной длительности является результатом искусственного исключения длинных пауз при обработке данных наблюдений.

5 Корональные резонансные структуры и свойства всплесков III типа

Резонансные магнитно-гидродинамические (МГД) колебания корональных структур могут возникать под действием каких-либо возмущений (Робертс и др., 1984; Зайцев, Степанов, 1994). Предполагается, что эти колебания модулируют инжекцию энергичных частиц в магнитную структуру активной области, в результате чего возникают пульсации гиро-синхротронного радиоизлучения захваченных частиц (Розенберг, 1970) или плазменных колебаний, возбужденных модулированным пучком электронов (Бенц, Койперс, 1976). Поэтому считается, что свойства всплесков радиоизлучения III типа содержат сведения о параметрах МГД колебаний (Ашванден и др., 1994а).

Прохождение случайного широкополосного сигнала через резонансную систему эквивалентно его фильтрации. На выходе фильтра возникает хаотически модулированное колебание (узкополосный шум). Мы будем рассматривать случай медленных изменений собственной частоты резонансной системы, полагая, что среднее время изменений ее параметров существенно больше периода колебаний.

В этом случае период затухающих колебаний резонансной системы должен быть строго постоянным (Горелик, 1950). Однако наблюдения Ашвандена и др. (1994а) показывают, что паузы между соседними импульсами в любой серии не одинаковы. Их значения в среднем лежат в пределах от 0.46 с до $2 * \bar{P} \approx 4$ с. т.е. меняются в ≈ 10 раз. Следовательно, наблюдаемые серии импульсов не являются результатом свободных затухающих колебаний резонансной системы.

Предположим, что резонансная система находится под непрерывным воздействием случайных возмущений. В таком случае в ней возникают вынужденные колебания. Характер колебаний зависит от добротности системы. Определение добротности по формуле $Q = \pi * N$ (Горелик, 1950) в данном случае невозможно, так как N представляет собой неизвестное из наблюдений число строго периодических свободных колебаний, в течение которых амплитуда убывает в $e \approx 2,7$ раз. Поэтому найдем добротность с помощью выражения: $Q \approx \bar{F}/\Delta F$ (Горелик, 1950). Подставляя сюда значение паузы P между всплесками ("период") $P = 1/F$ получим:

$$Q \approx \frac{2P_{min}P_{max}}{P_{max}^2 - P_{min}^2}$$

Величины P приведены для 19 групп всплесков в статье Ашвандена и др. (1994а). Воспользовавшись ими находим $\bar{Q} = 0.985 \pm 0.632$.

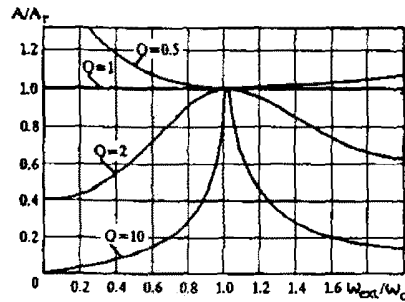


Рис. 6. Отклик резонансных систем различной добротности на внешнее возмущение (Асеев, 1955)

Полученное значение добротности в 10–100 раз меньше оценки добротности МГД колебаний, вычисленной по модельным представлениям с учетом плотности и электронной теплопроводности плазмы вдоль магнитного поля или с учетом затухания альфвеновских волн из-за столкновений (Зайцев, Степанов, 1987). Число колебаний, по истечении которых амплитуда убывает в e раз, определяется соотношением $N(Ae^{-1}) = Q/\pi$. При низкой добротности, полученной из наблюдений, амплитуда затухает в e раз за ≈ 0.3 периода и система не может совершить более одного колебания на собственной частоте из-за быстрой диссипации запасенной энергии. Поэтому при $Q \leq 1$ резонансные свойства системы не проявляются, она оказывается частотно-независимой (рис. 5, Асеев, 1955), и ее колебания просто повторяют внешнее воздействие.

Следовательно, наблюдаемые свойства групп всплесков III типа не содержат информации, подтверждающей возникновение во время солнечных вспышек магнитно-гидродинамических или других резонансных колебаний.

6 Заключение

Всплески III типа считаются свидетельством распространения энергичных электронов в солнечной короне. Средний “период” их следования используется при разработке моделей вспышки и для оценки физических условий в области ускорения частиц. Поскольку в опубликованной литературе сведения о периодичности всплесков противоречивы, то целью данной работы явилось более строгое исследование их периодичности.

Узкополосность сигнала (наличие “линии” в спектре) еще не обозначает, что сигнал периодический. Узкополосным может быть и отфильтрованный шум, не имеющий никаких признаков периодичности. Следовательно, спектральный анализ не всегда способен выявить периодичность исследуемого процесса. Более определенная информация о периодичности заключена в распределении плотности вероятности пауз. Сигнал, образованный процессом с детерминированным тактовым интервалом, имеет симметричное распределение пауз относительно среднего значения независимо от характера случайного отклонения от периодичности. Случайный аperiodический процесс имеет асимметричное экспоненциальное распределение длительности пауз. Это различие распределений принципиальное и позволяет определить природу происхождения наблюдаемого сигнала, если объем данных достаточен.

Однако из-за конечного времени жизни наблюдаемого явления в распоряжении исследователя, как правило, имеется ограниченный объем данных. При этом степень статистического усреднения при рассмотрении одной серии импульсов в большинстве случаев оказывается недостаточной для принятия однозначного решения. В связи с этим необходимо указывать величину достоверности полученных результатов. Анализ групп всплесков, состоящих из ≈ 13 импульсов, показал, что достоверность заключения о периодичности получается порядка 0.15 (15%). Другими словами, если наблюдались группы, в которых паузы приблизительно одинаковы (периодичность “очевидна”), то 3 из них могли быть следствием случайного расположения аperiodических импульсов, а 4 груп-

пы могли быть образованы периодическими процессами. Для более определенного заключения о периодичности можно объединить данные нескольких групп, улучшив статистику за счет потери информации о каждой отдельной группе. Оценка периодичности 19 групп всплесков по этой методике привела к заключению, что с достоверностью > 0.95 эти группы являются аperiodической последовательностью случайных импульсов. Следовательно, автоколебательные периодические процессы, например, токовые слои с колебательной динамикой (Тэхимэ и др., 1982, 1987; Сакаи, Очава, 1987; Ашванден и др., 1994а,б) или нелинейный колебательный режим конусной неустойчивости плазменных волн (Зайцев, Степанов, 1987) не определяют свойств радиоизлучения всплесков III типа.

В других исследованиях средний "период" повторения всплесков III типа рассматривается как следствие модуляции процесса ускорения электронов (Карбоне и др., 1987; Розенберг, 1970) или модуляции возбуждаемых ими плазменных волн (Робертс и др., 1984; Бенц, Койперс, 1976) магнитно-гидродинамическими колебаниями, возникающими во вспышечной петле под воздействием внешних возмущений. Одним из основных параметров резонансной колебательной системы является ее добротность Q . Поскольку $Q = \bar{F}/\Delta F$, то добротность может быть найдена для каждой группы всплесков. Полоса частот 19 наблюдавшихся групп всплесков в среднем соответствует добротности $\bar{Q} = 0.985 \pm 0.632$. При такой низкой добротности колебательная энергия внешнего возмущения рассеивается за один период колебаний, в связи с чем система не имеет резонансных свойств. Следовательно, наблюдаемые характеристики групп всплесков III типа не подтверждают возникновение МГД или других резонансных колебаний в области вспышки.

Рассмотренные нами 19 групп всплесков являются примерами разновидностей дрейфующих событий (типа U, типа J и т.д.). Вывод об отсутствии периодичности получен на основе усреднения их свойств. В связи с этим мы не можем утверждать, что всплески какой-либо одной разновидности обладают тем же свойством. Кроме того, можно предположить, что механизм излучения способен генерировать одновременно всплески с разной частотой следования в пределах одной и той же группы. В этом случае будет наблюдаться результат наложения множества потоков событий. Согласно теории вероятностей (Тихонов, 1982) сумма множества потоков в пределе образует пуассоновский поток событий. В этом случае распределение плотности вероятности пауз окажется экспоненциальным, как и в случайном процессе. Поэтому рассмотренный выше метод обнаружения периодичности не в состоянии выявить наложение множества периодов (квази-периодичность сигнала). Для этого более приемлемы другие методы выявления закономерностей в шумоподобном сигнале, например, символический анализ (Шварц и др., 1993) или определение размерности аттрактора (Изликер, Бенц, 1994). Однако эти исследования не выявили квази-периодичности всплесков III типа.

7 Выводы

События, период повторения которых отклоняется от среднего значения на случайную величину, по своей природе разделяются на три принципиально различных типа: на случайный шум со сплошным спектром, на искаженный шумами периодический процесс и на квазипериодические последовательности импульсов, содержащие некротные частоты. Статистический метод анализа позволяет различить эти процессы по виду распределения длительности пауз. Применение этого метода для изучения периодичности всплесков III типа привело к следующим результатам:

- Признаков скрытой периодичности всплесков III типа не обнаружено. Серии всплесков в среднем имеют свойства пуассоновского потока случайных событий.
- Наблюдаемый диапазон длительности пауз свидетельствует о том, что всплески не могут быть результатом колебаний какой-либо резонансной системы.

Таким образом, свойства всплесков III типа не подтверждают существование во время вспышки каких-либо периодических процессов с автоколебательной динамикой и возникновение магнитно-гидродинамических или других резонансных колебаний в активной области.

Литература

- Ашванден и др. (Aschwanden M.J., Benz A.O., Montello M.L.) // *Astrophys.J.* 1994a. V. 431. N 1. P. 432.
- Ашванден и др. (Ashvanden M.J., Benz A.O., Dennis B.R., Kundu M.R.) // *Astrophys. J. Supplement series.* 1994b. V. 90. P. 831.
- Ашванден и др. (Aschwanden M.J., Montello M.L., Dennis B.R., Benz A.O.) // *Astrophys.J.* 1995. V. 440. P. 394.
- Асеев Б.П. Колебательные цепи. Москва: Радио и Связь, 1955. bibitem Бенц и Койперс (Benz A.O., Kuijpers J.) // *Solar Phys.* 1976. V. 46. P. 275.
- Бронштейн И.Н., Семендяев К.А. Справочник по математике. М.: Наука. ГРФМЛ, 1986.
- Вентцель Е.С., Овчаров Л.А. Прикладные задачи теории вероятностей. М.: Радио и Связь, 1983.
- Горелик Г.С. Колебания и волны. Москва. ГИТТЛ, 1950.
- Зайцев В.В., Степанов А.В. // *Изв.Крымск.Астрофиз.Обсерв.* 1994. Т. 91. С. 144.
- Зайцев В.В., Степанов А.В. // *Солнечная активность и солнечно-земные связи. Сб. научных трудов. Ленинград: ФТИ им. Иоффе АН СССР, 1987. С. 14.*
- Изликер, Бенц (Isliker H., Benz A.O.) // *Astron.Astrophys.* 1994. V. 285. P. 663.
- Крукер и др. (Kruker S., Aschwanden M.J., Bastian T.S., Benz A.O.) // *Astron.Astrophys.* 1995. V. 302. P. 551.
- Карбоне и др. (Carbone V., Einaudi G, Veltri P.) // *Solar Phys.* 1987. V. 111. P. 31.
- Менжени, Лик (Mangeneu A., Pick M.) // *Astron.Astrophys.* 1989. V. 224. P. 242.
- Робертс и др. (Roberts B., Edwin P.M., Benz A.O.) // *Astrophys.J.* 1984. V. 279. P. 857.
- Розенберг (Rosenberg H.) // *Astron.Astrophys.* 1970. V. 9. P. 159.
- Рытов С.М. Введение в статистическую радиофизику. М.: Наука. ГРФМЛ, 1966.
- Сакаи, Очава (Sakai J.L., Ohsawa Y.) // *Spa. Sci. Reviews.* 1987. V. 46. P. 113.
- Тэхимэ и др. (Tajima T., Brunel F., Sakai J.) // *Astrophys.J.* 1982. V. 258. P.45.
- Тэхимэ и др. (Tajima T., Sakai J., Nakajima H., Kosugi T., Brunel F., Kundu M.R.) // *Astrophys.J.* 1987. V. 321. P. 1031.
- Тихонов В.И. 1982. Статистическая радиотехника. М.: Радио и Связь, 1982 (copyright).
- Шварц и др. (Schwarz U., Benz A.O., Kurths J., Witt A.) // *Astron.astrophys.* 1993. V. 277. P. 215.

УДК 523.985

О газодинамических эффектах в радиоизлучении солнечных вспышек

В.А. Ковалев

Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн
Российской Академии Наук, 142092, Россия, Московская обл.,Троицк

Поступила в редакцию 2 декабря 1996 г.

Аннотация. Приведены расчеты радиоизлучения горячего ($T < 10^8\text{K}$) вспышечного источника в вершине магнитной петли. Используются результаты гидродинамической теории импульсного нагрева и гидростатические решения в стационарном режиме. Радиоотклик солнечной атмосферы на нагрев проявляется в сложной частотно-временной структуре поляризованных по кругу компонент излучения. В работе установлена связь между мощностью, выделяемой в горячей фазе вспышки, испарением хромосферы и частотой отсечки спектра, что согласуется с наблюдениями. Показано, что импульсный нагрев сопровождается возникновением тонкой структуры микроволнового всплеска в виде частотного дрейфа, расщепления на подимпульсы, временных задержек, депрессии излучения и смены знака круговой поляризации.

ON THE GAZDYNAMIC EFFECTS OF THE RADIO EMISSION OF SOLAR FLARES, by V.A. Kovalev. The results of the simulation of hot ($T < 10^8\text{K}$) flaring source in the top of magnetic loop are presented. The results of hydrodynamic theory of impulsive heating and hydrostatic solutions in stationary regime are used. Radio response of solar atmosphere on the heating is revealed in complex frequency temporal structures of circular polarized components of radiation. The connection between energy power in main phase of flare, evaporation in chromosphere and frequency cut-off spectra is determined that is in accordance with results of observations. The impulsive heating is accompanied by fine structures of microwave burst, namely frequency drift, splitting on subimpulses, delays in time, depression of emission and inversion of circular polarization.

Ключевые слова: солнечные вспышки, радиовсплески, расчеты, газодинамика, частотные спектры, временные профили, тонкая структура

1 Введение

Вспышечное энерговыделение на Солнце сопровождается бурными газодинамическими процессами (Каплан и др., 1977; Сомов и др., 1987). Наблюдения в рентгеновском диапазоне дают представление об общей картине гидродинамического отклика хромосферы короны на вспышечный нагрев (Вульцер и др., 1994). Можно выделить две фазы вспышки. Главная, или горячая фаза, с установившимся режимом сопровождается мощными потоками тепла и характеризуется высокотемпературным излучением магнитных петель с повышенной плотностью плазмы. Модели стационарного теплопроводного нагрева для горячей фазы разрабатывали Шмелева, Сыроватский (1977);

Риччиози, Канфилд (1983). Доминирующая роль теплопроводного переноса энергии во вспышке подтверждается наблюдениями вспышек в рентгеновском диапазоне (Руст и др., 1985). Задача нестационарного импульсного нагрева хромосферы решается путем численного расчета переходных процессов для гидродинамического отклика (см., например, Лившиц и др., 1981; Сомов и др., 1982). Наблюдения (Антонуччи и др., 1985; Фишер, 1989) подтверждают ряд теоретических выводов, согласно которым выделение энергии сопровождается распространением тепловых волн, конвективными движениями и заполнением магнитной петли горячей плазмой в результате "испарения" хромосферы.

Для решения проблемы вспышки определенный интерес представляет изучение радиовсплесков в микроволновом диапазоне, возникающих в первичном источнике энерговыделения и обладающих определенными диагностическими возможностями, оперативностью и информативностью, чувствительностью к изменениям параметров (Кунду, Влахов, 1982). Исследованию тепловых моделей радиовсплесков, в основном, статических, с произвольно заданными распределениями параметров в источнике, посвящен ряд работ (см., например, Мацлер, 1978; Железняков, Тихомиров, 1982). Между тем очевидна эффективность использования имеющихся разработок динамических сценариев вспышек для построения моделей радиовсплесков (Ковалев, 1979; 1981; 1990).

В данной работе проведен расчет радиоизлучения вспышечного источника магнитной петли отдельно для двух фаз. В импульсной фазе – с использованием результатов нестационарной гидродинамической теории нагрева, в горячей фазе – стационарной модели нагрева.

2 Модель радиоисточника

Согласно наблюдениям (Масенори Нишио и др., 1994), тепловое радиоизлучение вспышек связано с вершиной магнитной петли. Данная работа ограничивается исследованием газодинамических эффектов в радиоизлучении в рамках однородной модели источника в вершине петли, расположенной в центре солнечного диска. Магнитное давление (при напряженности магнитного поля $B=300$ Гс) значительно превышает газовое. Упрощенность модели обусловлена тем, что в настоящее время структура петель пока остается неясной. Существующие гидродинамические теории вспышечного нагрева также диктуют свои условия: они одномерны и не учитывают поперечную неоднородность.

Яркостная температура радиоизлучения изотермического источника с кинетической температурой T определяется в соответствии с решением уравнения переноса:

$$T_{Bj} = T(1 - e^{-\tau_j}), \quad (1)$$

$$\tau_j = \int (\mu_j^c + \mu_j^b) dl,$$

где T – кинетическая температура плазмы; dl – элемент траектории распространения; τ_j – оптическая толщина волны типа j ; μ_j^c , μ_j^b – коэффициенты циклотронного и тормозного поглощения соответственно.

Для расчета коэффициента циклотронного поглощения полностью ионизованной нерелятивистской плазмы использовано обобщенное выражение, справедливое для произвольных гармоник гирочастоты электронов s (Капитанов, Ковалев (в печати)), которое в асимптотическом случае $2 \leq s \ll s_*^2$ отличается от известного выражения Железнякова (1977) на экспоненциальный множитель $\exp(-s^2/s_*^2)$:

$$\mu_j^c = \sum_s \mu_{js} \simeq \sum_s B_{js} \frac{s^{2s}}{2^s s!} \frac{\omega}{c} \beta_T^{2s-3} \exp(-Z_{js}^2), \quad (2)$$

$$B_{js} = \sqrt{\frac{\pi}{2}} v [n_j^{2s-4} T_j^2 (1 + g_j)^2 \cos \theta_j]_{\omega = s\omega_B} \frac{\sin^{2s-2} \alpha}{|\cos \alpha|} \exp(-\frac{s^2}{s_*^2}), \quad \alpha \neq \pi/2,$$

а на основной гармонике $s=1$ в достаточно разреженной плазме с $v \ll 1$:

$$\mu_{j1} \approx \frac{5}{8} \sqrt{2\pi} \frac{\omega}{c} v \beta_T \left[\frac{(1 + K_j \cos \alpha)^2}{1 + K_j^2} \right]_{\omega = \omega_B} |\cos \alpha \exp(-Z_{j1}^2)|, \quad \alpha \neq \pi/2.$$

Здесь:

$$\beta_T = \frac{v_T}{c} = \sqrt{\frac{\kappa T}{m_e c^2}}, \quad s_* = \frac{1}{n_j \beta_T \sin \alpha}, \quad Z_{js} = \frac{\omega - s \omega_B}{\sqrt{2} \omega n_j \beta_T \cos \alpha},$$

κ - постоянная Больцмана, c - скорость света, α - угол между волновым вектором \vec{k}_j и магнитным полем \vec{B} , θ_j - угол между \vec{k}_j и групповой скоростью, n_j - коэффициент преломления:

$$n_j^2 = 1 - \frac{2v(1-v)}{2(1-v) - u \sin^2 \alpha \mp \gamma},$$

$$\gamma = \sqrt{u^2 \sin^4 \alpha + 4u(1-v)^2 \cos^2 \alpha}.$$

$$v = \frac{\omega_L^2}{\omega^2}, \quad u = \frac{\omega_B^2}{\omega^2}, \quad \omega_L^2 = \frac{4\pi N_0 e^2}{m_e}, \quad \omega_B = \frac{eB}{m_e c}.$$

Здесь ω_L^2 - ленгмюровская частота плазмы, ω_B - гирочастота, e - заряд, m_e - масса покоя электрона, N_0 - концентрация плазмы;

$$T_j^2 = (1 + K_j^2)^{-1}.$$

$$g_j = K_j \cos \alpha - \Gamma_j \sin \alpha,$$

$$h_j = \Gamma_j \cos \alpha + K_j \sin \alpha,$$

$$K_j = \frac{2\sqrt{u}(1-v)\cos\alpha}{u \sin^2 \alpha \pm \gamma},$$

$$\Gamma_j = -\frac{v\sqrt{u} \sin \alpha + K_j u v \sin \alpha \cos \alpha}{1 - u - v + uv \cos^2 \alpha}.$$

Отметим, что роль "корректирующего" множителя $\exp(-s^2/s_*^2)$ становится существенной при увеличении номера гармоники s . Для вспышечной плазмы при $\beta_T \sim 0.1$ ($T = 10^8 K$), $n_j \sim 1$, $\alpha \sim 1$ характерное значение s_* равно 12.

Коэффициент тормозного поглощения равновесной полностью ионизованной нерелятивистской плазмы имеет вид (Железняков, 1977):

$$\mu_j^b \approx 2 \frac{v \nu_{ei} \mp \gamma [u \sin^2 \alpha + 2(1-v)^2] - u^2 \sin^4 \alpha}{c n_j \mp \gamma [2(1-v) - u \sin^2 \alpha \mp \gamma]^2} \quad (3)$$

Частота соударений электронов с ионами определяется выражением:

$$\nu_{ei} \approx \frac{5.5 N_0 \Lambda}{T^{3/2}},$$

где Λ - кулоновский логарифм.

Интегрирование в (1) производится вдоль траектории распространения с учетом отражения. Из источника выходят только волны с частотами выше критических, определяемых соотношениями (Железняков, Тихомиров, 1982):

$$\omega_{jcr} = \pm \frac{\omega_B}{2} + \sqrt{\frac{\omega_B^2}{4} + \frac{\omega^2}{\sin^2 \alpha}}, \quad (4)$$

Эффекты просачивания электромагнитных волн не учитываются. Верхний знак в формулах соответствует необыкновенной волне ($j=1$), нижний - обыкновенной ($j=2$).

3 Стационарный нагрев

Согласно модельным представлениям и наблюдениям, при стационарном нагреве в вершине петли достигается максимальная температура (Прист, 1985). Параметры такого источника можно определить путем экстраполяции полуэмпирических моделей солнечной атмосферы (рис. 1) над спокойной активной областью F0 (Обридко, 1985) и во вспышках, отличающихся мощностью: F1, F2 (Мачадо и др., 1980). Поток энергии в линии L_{α} составляет, для F1 и F2, соответственно: $4 \cdot 10^6$ и $2.5 \cdot 10^7$ эрг \cdot см $^{-2} \cdot$ с $^{-1}$. Будем считать, что эти распределения справедливы в основаниях вспышечных магнитных петель. Тогда для восстановления высокотемпературных областей вдоль соответствующих петель воспользуемся гидростатическими уравнениями полностью ионизованной плазмы:

$$P'_x + \rho \cdot g_{\odot} \cos \varphi = 0,$$

$$(AW)'_x/A + N_0^2 L(T) - Q = 0, \quad (5)$$

$$W = -qT'_x,$$

$$P = 2\rho RT.$$

Здесь T – температура, P – давление, ρ – плотность плазмы, W – тепловой поток, $q = q_0 \cdot T^{5/2}$ – коэффициент классической электронной теплопроводности (Брагинский, 1963), $L(T)$ – известная функция радиационных потерь (Прист, 1985), R – универсальная газовая постоянная. Штрихи означают производные по пространственной координате x вдоль трубки с поперечным сечением $A(x)$, φ – угол между магнитным полем и нормалью к поверхности Солнца, g_{\odot} – ускорение свободного падения.

В качестве граничных условий для численного решения системы уравнений (5) использованы параметры (температура, концентрация, тепловой поток на высоте h_* над фотосферой) соответствующих полуэмпирических распределений F0, F1, F2 (табл. 1).

Таблица 1. Параметры используемых полуэмпирических моделей довыспышечной (F0) и вспышечных (F1, F2) атмосфер

параметры модели	поток энергии в линии L_{α} (10^6 , эрг \cdot см $^{-2}$ с $^{-1}$)	h_* , 10^8 см	тепловой поток $W(h_*)$ (10^6 , эрг \cdot см $^{-2}$ с $^{-1}$)
F0	1.4	4.276	0.005
F1	4	1.459	8.52
F2	25	1.12	113

Для симметричной полукруглой петли длиной $3 \cdot 10^9$ см при $A(x) \simeq const$ источник механической энергии Q выбирается из условия исчезновения теплового потока в вершине: $W \rightarrow 0$. В результате получены монотонные решения: температура возрастает от $T(h_*)$ до максимального значения в вершине петли. Результаты расчетов сведены в табл. 2.

При увеличении мощности энерговыделения в петле повышается газовое давление, возрастают температура и плотность плазмы. Последнее можно связать с известным эффектом “испарения” хромосферы в режиме насыщения.

На рис. 2 приведены спектры поляризованных по кругу компонент излучения источника. В расчетах принято, что линейный размер однородного источника в вершине петли составляет $3 \cdot 10$ см,

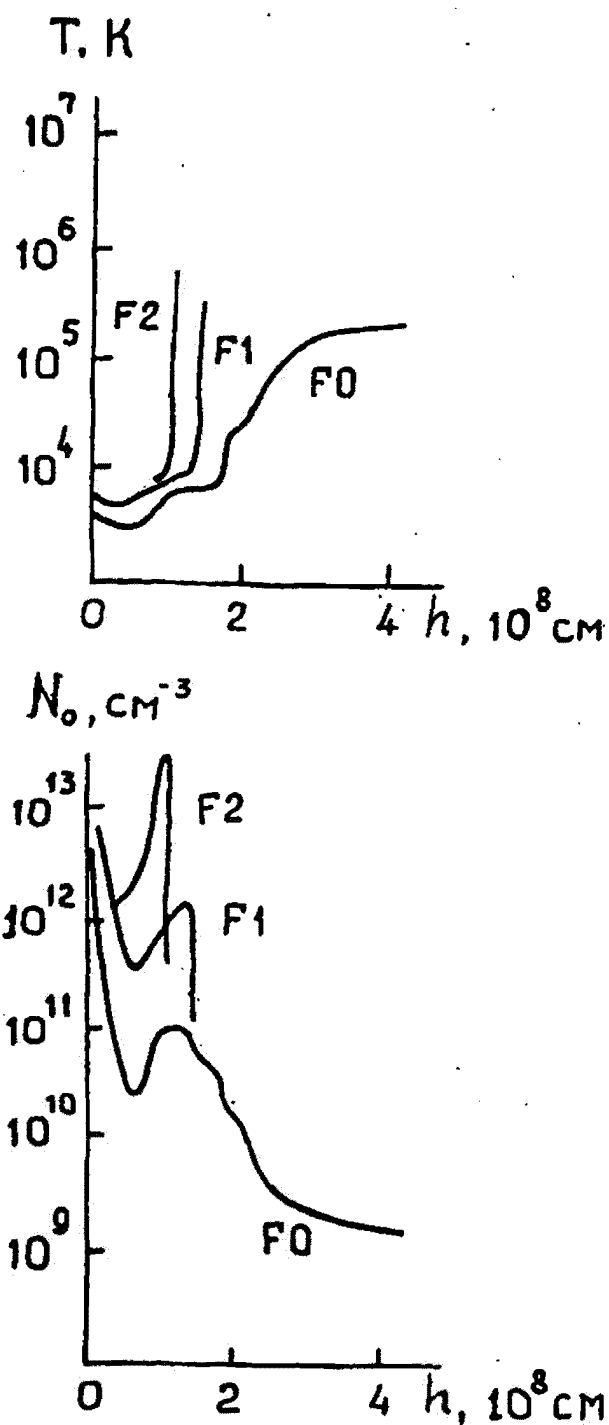


Рис.1. Распределения кинетической температуры T и электронной концентрации n в солнечной атмосфере, соответствующие полуэмпирическим моделям активной области: F0 - в отсутствии вспышек (Обридко, 1985); F1, F2 - для вспышек, отличающихся мощностью (Мачадо и др., 1980)

Таблица 2. Рассчитанные параметры источника в вершине магнитной петли

параметры модели	$N_0, 10^{10} \text{ см}^{-3}$	$T, 10^6 \text{ K}$	$f_{1cr}, \text{ ГГц}$	$f_{2cr}, \text{ ГГц}$
F0	0.1	2	0.93	0.089
F1	1	5.5	1.42	0.584
F2	6	12.3	2.7	1.85

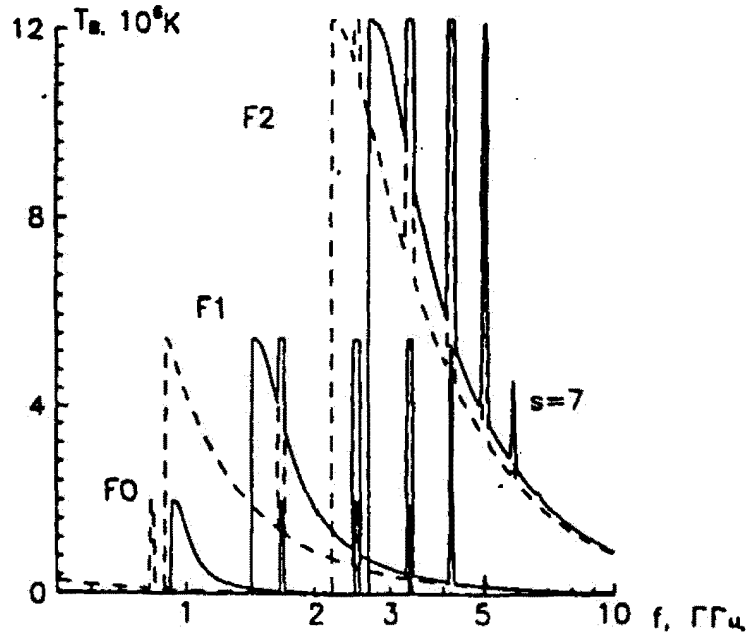


Рис. 2. Частотные спектры поляризованных компонент яркостной температуры радиоизлучения T_B ; высокотемпературного источника в вершине магнитной петли для распределений F0, F1, F2: сплошные линии - необыкновенная волна ($j = 1$), штриховые - обыкновенная волна ($j = 2$)

угол $\alpha = 80^\circ$. На непрерывный фон спадающего с частотой оптически тонкого ($\tau^b < 1$) тормозного излучения с $T_B \propto f^{-2}$ накладываются дискретные циклотронные линии шириной порядка $\beta_T \cdot f$, их оптическая толщина в соответствии с (3) существенно уменьшается с ростом номера гармоники s , приводя к резкому спаду спектра яркостной температуры на высоких частотах при достижении τ^b порядка 1. Частоты линий в ГГц, соответственно, равны: 0.84 ($s=1$), 1.68 ($s=2$), 2.52 ($s=3$), 3.36 ($s=4$), 4.2 ($s=5$), ..., 7.56 ($s=9$), 8.4 ($s=10$). В диапазоне $f_{2cr} < f < f_{1cr}$ выходит только излучение обыкновенного типа. В области частот $f > f_{1cr}$ обе волны выходят беспрепятственно с преобладанием излучения необыкновенного типа. Таким образом, на частоте $f = f_{1cr}$ происходит смена знака круговой поляризации.

В спектре F0 излучение обыкновенной волны представляет собой дискретные циклотронные линии. Излучение необыкновенной волны имеет максимум тормозного источника на частоте 1 ГГц благодаря отсечке со стороны низких частот.

В спектре F1 вблизи частот $f_{2cr} = 0.9$ ГГц, $f_{1cr} = 1.4$ ГГц соответствующие источники тормозного излучения непрозрачны, поэтому, в частности, вблизи 1.4 ГГц возникает дополнительная частотная "полоса".

При переходе от F1 к F2 в результате повышения n и T возрастает общий вклад тормозного

излучения: в модели F2 источник становится непрозрачным ($\tau > 1$) на необыкновенной волне на частотах $f < 3.3$ ГГц. Плотность плазмы возрастает, в соответствии с (5) увеличиваются значения критических частот. Поэтому спектр F2 более "жесткий" (сильнее "обрезан"), чем спектр F1. Это проявляется в полном заперении эмиссии петли на частотах $f < 2.1$ ГГц и частичном в диапазоне между критическими частотами 2.1 и 2.6 ГГц, в котором выходит только обыкновенная волна. Поэтому гармоника $s = 2$ отсутствует, а излучение на гармонике $s = 3$ имеет место только в излучении обыкновенной волны.

4 Импульсный нагрев

Нестационарный характер вспышечной плазмы в петле в импульсной фазе описывается соответствующей гидродинамической теорией. В данной работе использованы результаты расчета вспышечного нагрева петли симметричным треугольным импульсом (длительностью 10 с) теплового потока с максимальным значением 10^{11} эрг \cdot см $^{-2}$ \cdot с $^{-1}$ в открытой магнитной конфигурации до температуры $T = 9.4 \cdot 10^7$ К в максимуме (5с.) (Сомов и др., 1982). Использование этих результатов для рассматриваемой в данной работе модели закрытой конфигурации оправдано, поскольку гидродинамические возмущения со звуковой скоростью за время импульса проходят лишь незначительную часть магнитной петли и не успевают дойти до ее оснований и отразиться.

Частотные спектры в разные моменты времени импульса похожи на спектры, обсуждаемые в предыдущем разделе. При переходе от момента времени 2с к 5с видно, как спектр расширяется, гармоники $s > 4$ перекрываются (рис. 3). Из-за снижения электронной концентрации и, соответственно, критической частоты при $t=5$ с появляется обыкновенное излучение на первой гармонике ($f=0.85$ ГГц, $\tau_1^c = 2.23 \cdot 10^3$).

Сочетание конкурирующих факторов приводит к разнообразию временных профилей яркостной температуры на отдельных частотах (рис. 4). Характер временных профилей яркостной температуры (или интенсивность) определяется оптической толщиной, которая, в свою очередь, зависит от частоты, близости к центру циклотронной линии, размера источника. Нагрев сопровождается ростом интенсивности в области непрозрачности $\tau \gg 1$, когда яркостная температура (или интенсивность) полностью повторяет профиль кинетической температуры: $T_{Bj} \simeq T$. Такое поведение характерно для частот вблизи центра циклотронных линий: 1.7 ($s=2$), 2.5 ($s=3$) ГГц. Отличие профиля излучения от симметричного профиля нагрева связано с инерционностью плазмы. В области прозрачности источника $T_{Bj} \simeq T \cdot \tau_j$ ($\tau_j \ll 1$) возникает другой тип поведения T_{Bj} , связанный с зависимостью коэффициента тормозного поглощения от температуры: $\tau_j \propto T^{-3/2}$, когда нагрев приводит к увеличению прозрачности источника и, соответственно, к падению интенсивности излучения (депрессия при $f > 3$ ГГц в начале импульса).

Формирование максимума интенсивности необыкновенной волны на частотах 1.0, 1.5, 1.9 ГГц связано с переходом тормозного источника из оптически толстого в оптически тонкий режим. Влияние циклотронного механизма излучения сильнее сказывается при приближении частоты к центру линии. Так, если на частоте 3.1 ГГц положительный всплеск занимает только интервал (2–7)с после депрессии, то на 3.2 и 3.5 ГГц от момента времени 0.5 с до конца импульса.

Во время импульса из-за конвективных движений плазмы происходит уменьшение электронной концентрации: $N_e = 1.13 \cdot 10^{10}$ см $^{-3}$ ($t \leq 2$ с), $N_e \leq 7.45 \cdot 10^9$ см $^{-3}$ ($t \geq 5$ с). Соответственно, уменьшаются и критические частоты: $f_{2cr} = 0.64$ ГГц, $f_{1cr} = 1.47$ ГГц, $t \leq 2$ с, $f_{2cr} \geq 0.47$ ГГц, $f_{1cr} \geq 1.3$ ГГц, $t \geq 5$ с. В результате снижения критической частоты f_{2cr} с момента времени $t > 5$ с с запаздыванием по отношению к началу импульса появляется излучение необыкновенного типа на частоте 1.3, 1.4 ГГц. Уменьшение f_{1cr} приводит к дополнительному излучению необыкновенного типа в интервале частот (1.3 ÷ 1.5) ГГц, до этого момента времени не выходящего из петли, и смещению частоты смены знака круговой поляризации по диапазону, что является, в свою очередь, причиной инверсии поляризации радиовсплеска на фиксированных частотах в этом участке.

При $t=5$ с на частотах $f = 1.3 \div 1.5$ ГГц имеет место минимум интенсивности, поскольку уменьшение критической частоты необыкновенной волны при нагреве из-за уменьшения концентрации

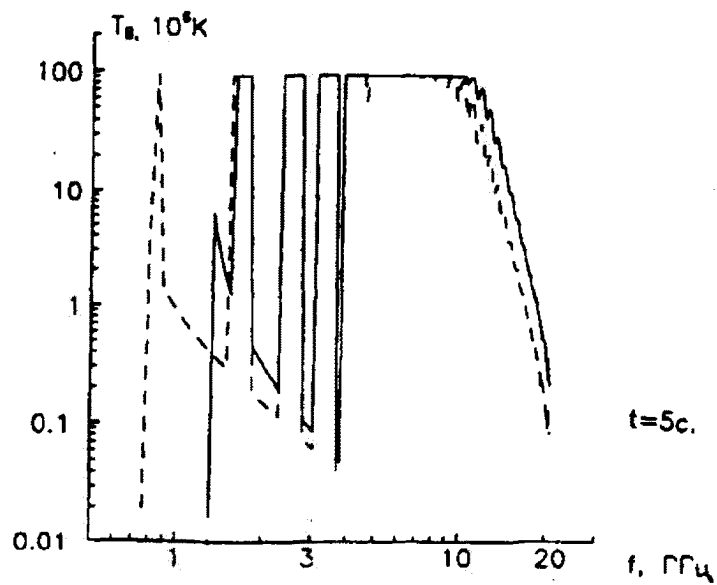
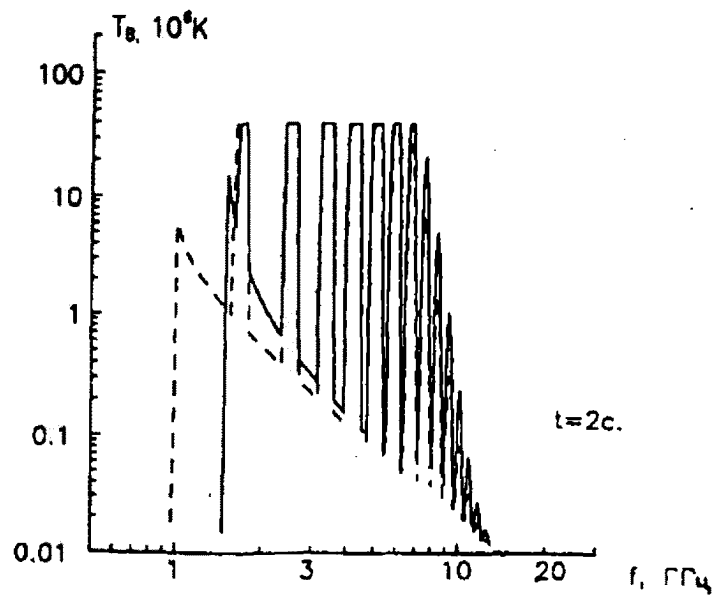


Рис. 3. Частотные спектры поляризованных компонент яркостной температуры радиоизлучения T высокотемпературного источника в вершине магнитной петли во время вспышечного нагрева симметричным треугольным импульсом теплового потока длительностью 10 с (теория нагрева: Сомов и др., 1982): сплошные линии – необыкновенная волна ($j = 1$), штриховые – обыкновенная волна ($j = 2$)

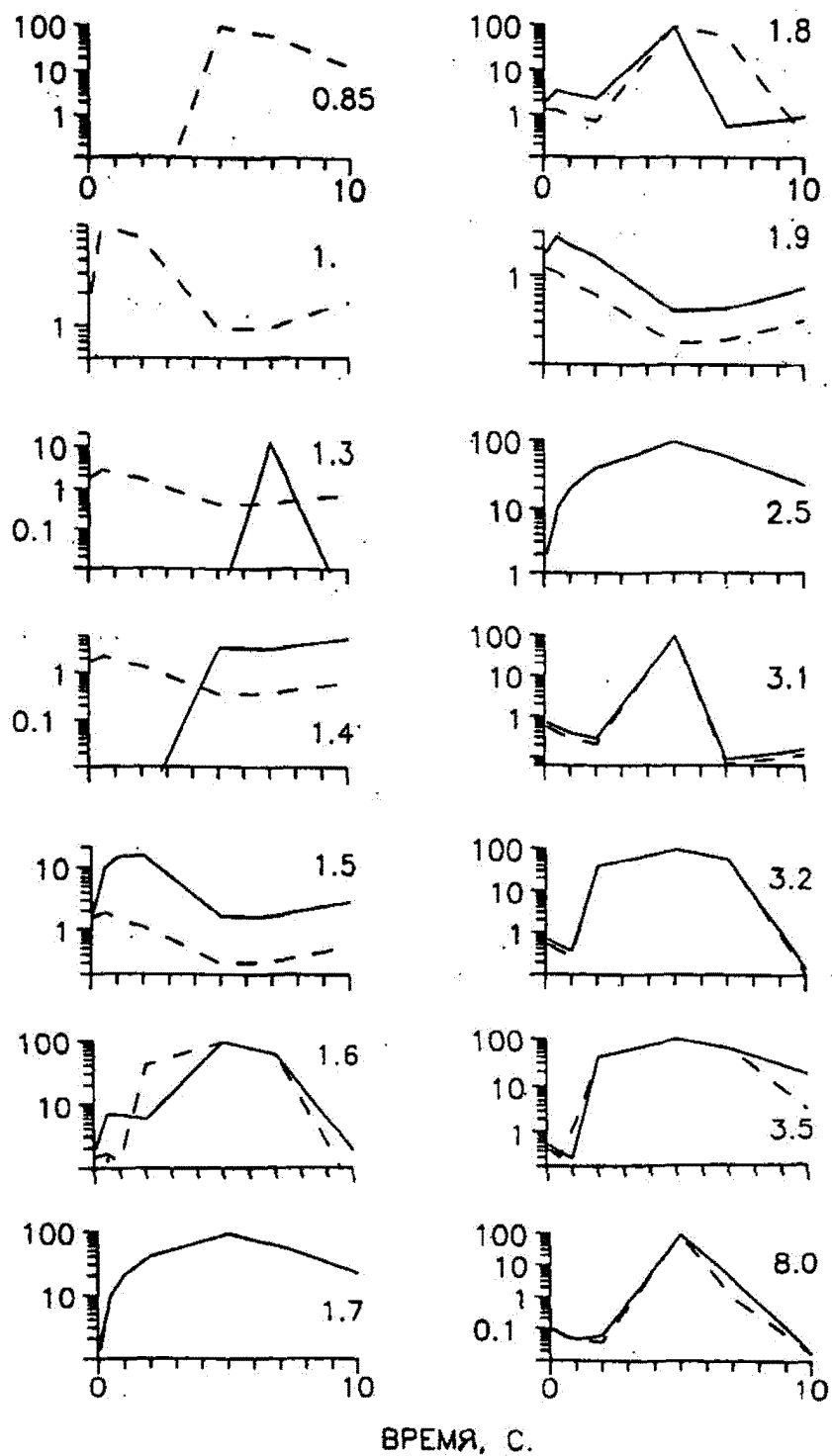


Рис. 4. Временные профили яркостной температуры T (в единицах 10^6 К) радиоизлучения на фиксированных частотах (значения в ГГц указаны при кривых) во время вспышечного нагрева (см. подпись к рис. 3)

приводит к появлению "дополнительного" излучения на частоте 1.3 ГГц, что выглядит как частотный дрейф максимума всплеска. Возникает расщепление на два подимпульса с разными знаками поляризации.

5 Обсуждение результатов

Несмотря на упрощенность модели (не учитывались неоднородность источника, в частности, неоднородность нагрева, и ряд других факторов), представленные в работе расчеты можно рассматривать как указание на возможное проявление газодинамических эффектов в радиоизлучении солнечных вспышек, радиоотклик солнечной атмосферы на нагрев.

В работе установлена связь между мощностью выделяющейся энергией в горячей фазе вспышки и частотой отсечки спектра поляризованного радиоизлучения. Наблюдения показывают, что критическая частота отсечки спектра f_{cr} коррелирует с частотой максимума потока излучения f_{max} (Гуйдис, Кастелли, 1975). Обычно $f_{max}/f_{cr} \sim 34$, но иногда достигаются рекордные значения: 1.5 (Кастелли и др., 1974). Следует отметить статистический результат, который обнаружили Дас Гупта, Басу еще в 1963 г.: чем выше балл вспышки, тем выше f_{cr} . Этот результат может быть объяснен следующим образом. Чем выше балл вспышки, тем больше выделяемая энергия, давление и плотность испарившегося вещества хромосферы и, в соответствии с (4), больше f_{cr} . Возрастание мощности вспышки приводит к запираанию излучения. Иногда наблюдаются только высокочастотные радиовсплески (на миллиметровых волнах) (Кауфман и др., 1985). Следует заметить, что обсуждаемый эффект отсечки спектра может иметь место при любом механизме излучения.

Представляемые результаты приводятся без учета поглощения, которое возможно при распространении излучения через корону. Точный учет этого эффекта затруднен, поскольку отсутствуют сведения о структуре магнитного поля вблизи петель. Основной вклад в поглощение в случае достаточно сильного магнитного поля вносят гирорезонансные слои $s \leq 3$ активной области, и в случае достаточно сильного магнитного поля поглощение в рассматриваемом диапазоне частот существенно (Железняков, 1977). Тогда низкочастотную отсечку спектра всплесков можно бы связать с поглощением в корональной плазме на пути распространения волны, и это, по-видимому, иногда происходит. Но в то же время эффект, отмеченный Дас Гупта, Басу (1963), никак не может быть объяснен поглощением, поскольку носит регулярный характер.

Радиоотклик солнечной атмосферы на нагрев петли симметричным импульсом проявляется в сложной частотно-временной структуре поляризованного радиоизлучения. Во временных профилях имеют место частотный дрейф максимума интенсивности, задержки, расщепление на подимпульсы, депрессия или отсутствие излучения в определенных частотных интервалах. Круговая поляризация может сохранять низкое или высокое значение; на отдельных частотах возникает смена знака поляризации во времени.

Длительность наблюдаемых импульсных всплесков варьируется в широком интервале от нескольких секунд до нескольких минут. Использовать полученные выше результаты расчета радиовсплеска во время импульсного (10 с) нагрева для интерпретации наблюдаемых эффектов можно лишь с известной степенью осторожности. Газодинамическое время, определяемое распространением возмущений в магнитной петле, составляет порядка нескольких десятков секунд, поэтому на таких временных масштабах наше сопоставление с наблюдениями вполне приемлемо. Однако пока можно говорить лишь о качественном сопоставлении профилей интенсивности излучения во время импульса.

Очевидно, что предлагаемая модель соответствует "тепловым" всплескам слабой или умеренной интенсивности. Результаты расчетов существенно зависят от начальных условий в петле. Так, в частности, если до нагрева оптическая толщина петли достаточно большая, при увеличении температуры плазмы излучение только возрастает, а эффект депрессии отсутствует. При этом существен также учет вклада фона – окружающей петлю плазмы, поскольку реально наблюдается суммарное излучение. Эффект депрессии излучения петли чаще всего может оказаться ненаблюдаемым, поскольку незначителен на предвспышечном фоне. В этом случае регистрируется только

невозмущенный фон. Возможно, что предвсплесковое уменьшение интенсивности со сложным спектром, которое наблюдали Плотников и Ермошенко (1981), связано с нагревом петли. Маскирующее влияние на обсуждаемые эффекты, естественно, может оказать наличие ускоренных электронов. Условия наблюдения дискретных линий возможны лишь при достаточной однородности поля в источнике.

Дальнейшая работа по исследованию газодинамических эффектов в радиоизлучении может быть связана с расчетом модели, включающей обе фазы вспышечного нагрева и релаксации магнитной петли. Определенный интерес при этом представляет сравнение относительных характеристик радиовсплесков в импульсной и горячей фазах вспышки, поскольку, как следует из работы (Кранол Карол Джо и др., 1982), между энергиями этих фаз существует определенная связь. С гидродинамическими эффектами может быть связана зависимость спектрального индекса микроволновых импульсных всплесков от их длительности (Моисеев и др., 1993). Для наиболее полного исследования обсуждаемых эффектов необходимы наблюдения в широком частотном диапазоне (Ли и др., 1994).

Таким образом, очевидна необходимость включения результатов гидродинамической теории вспышечного нагрева при моделировании микроволнового радиовсплеска. С другой стороны, изучение радиоотклика солнечной атмосферы на вспышечное энерговыделение представляет несомненный интерес для более глубокого понимания процессов на Солнце.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, государственной программы "Астрономия" и гранта Европейской южной обсерватории (ESO C&EE PROGRAMM).

Литература

- Антонуччи и др. (Antonucci E., Dennis B.R., Gabriel A.H., Simnett G.M.) // *Solar Phys.* 1985. V. 96. P. 129.
- Брагинский С.И. // *Вопросы теории плазмы* / Ред. Леонтович М.А. 1963. V. 1. P. 191.
- Вульцер и др. (Wulser J.P., Canfield R.C. et al.) // *Astrophys. J.* 1994. V. 424. P. 459.
- Гуйдис, Кастелли (Guidice D.A., Castelli J.P.) // *Solar Phys.* 1975. V. 44. P. 155.
- Дас Гупта, Басу (Das Gupta, Basu D.) // *Astrophys. J.* 1963. V. 137. P. 997.
- Железняков, Тихомиров (Zheleznyakov V.V., Tikhomirov Yu.V.) // *Solar Phys.* 1982. V. 81. P. 121.
- Железняков В.В. *Электромагнитные волны в космической плазме*. М.: Наука, 1977. С. 432.
- Капитанов В.Я., Ковалев В.А. // *Проблемы современной радиоастрономии. XXVII Радиоастрономическая конференция*. 1997. Т. 1. С. 138.
- Каплан С.А., Пикельнер С.В., Цытович В.Н. *Физика плазмы солнечной атмосферы*. М.: Наука, 1977. С. 255.
- Кастелли и др. (Castelli J.P., Guidice D.A., Forrest D.A., Babcock R.R.) // *Journal of Geophys. Res.* 1974. V. 79. P. 889.
- Кауфман и др. (Kaufmann P., Correia E., Costa J.E., Zodi Vas A.M., Dennis B.R.) // *Nature*. 1985. V. 313. L. 6001. P. 380.
- Ковалев В.А. // *Письма в Астрон. журн.* 1979. Т. 5. С. 133.
- Ковалев В.А. // *Письма в Астрон. журн.* 1981. Т. 7. С. 696.
- Ковалев В.А. // *Солнечные данные*. 1990. Т. 5. С. 87.
- Кранол Карол Джо и др. (Crannol Carol Jo, Karpen Jndith T., Thomas Roger J.) // *Astrophys. J.* 1982. V. 253. P. 975.
- Кунду, Влахос (Kundu M.R., Vlahos L.) // *Space Sci. Rev.* 1982. V. 32. P. 5.
- Ли и др. (Jeongwoo W.Lee, Dale E. Gary) // *Solar Phys.* 1994. V. 153. P. 347.
- Лившиц и др. (Livshits M.A., Badalyan O.G., Kosovichev A.C., Katsova M.M.) // *Solar Phys.* 1981. V. 73. P. 269.
- Масенори Нишио и др. (Masenori Nishio et al.) // *Publ. Astron. Soc. Japan.* 1994. V. 46, L. 11.
- Мацлер (Matzler C.) // *Astron. Astrophys.* 1978. V. 70. P. 181.

- Мачадо и др. (Machado M.E., Avrett E.H., Vernazza J.E., Noyes R.W.) // *Astrophys. J.* 1980. V. 242. P. 336.
- Мойсеев И.Г., Нестеров Н.С., Никитин П.С. // *Изв. Крымск. Астрофиз. Обсерв.* 1993. Т. 87. С. 51.
- Обридко В.Н. Солнечные пятна и комплексы активности. М.: Наука, 1985. С. 255.
- Плотников В.М., Ермошенко В.Л. // *Солнечные данные.* 1981. Т. 1. С. 93.
- Прист Э.Р. Солнечная магнитогидродинамика. М.: Мир, 1985. С. 589.
- Риччиази, Канфилд (Richiazzi P.J., Canfield R.C.) // *Astrophys. J.* 1983. V. 272. P. 739.
- Руст и др. (Rust D.M., Simnett G.M., Smith D.F.) // *Astrophys. J.* 1985. V. 288. P. 401.
- Сомов и др. (Somov B.V., Sermulina B.J., Spector A.R.) // *Solar Phys.* 1982. V. 70. L. 81. P. 282.
- Сомов Б.В. // *Итоги науки и техники, сер. Астрономия. Солнечные вспышки.* 1987. М. ВИНТИ. Т. 34. С. 78.
- Фишер (Fisher G.H.) // *Astrophys. J.* 1989. V. 346. P. 1019.
- Шмелева, Сыроватский (Shmeleva O.P., Syrovatskii S.I.) // *Solar Phys.* 1973. V. 33. P. 341.

УДК 524.6; 524.5

О структуре ядра сейфертовской галактики NGC 1275 по наблюдениям в оптическом диапазоне

И.И. Проник

Крымская астрофизическая обсерватория, 334413 Украина, Крым, Научный

Поступила в редакцию 23 октября 1997 г.

Аннотация. Собраны данные наблюдений, характеризующие особенности ядра сейфертовской галактики NGC 1275 в оптическом и радиодиапазонах. Они подтверждают предположение, выдвинутое И.С. Шкловским о том, что это ядро содержит два переменных источника. Но расстояние между компонентами не несколько парсек, как предполагал И.С.Шкловский, а 100 – 200 пс.

ON THE STRUCTURE OF THE NUCLEUS OF SEYFERT GALAXY NGC 1275 IN OPTICAL DIAPASON, *by I.I. Pronik*. The data, characterized the peculiarity of the nucleus of Seyfert galaxy NGC 1275 in optical and radio ranges, are compiled. They confirmed the supposition of I.S. Shklovsky that this nucleus contains two variable sources. But the distance between the components equals to (100 – 200) pc, but not several parsecs.

Ключевые слова: галактики: NGC 1275 – Сейферт – компактные радиоисточники

В 1991 году исполнилось 75 лет со дня рождения выдающегося астрофизика Иосифа Самуиловича Шкловского. Этой дате был посвящен съезд астрономического общества Союза Независимых Государств, который проходил в октябре 1991 года в Москве. В пятидесятых годах И.С. Шкловский работал в Крымской астрофизической обсерватории. Здесь он сотрудничал с Г.А. Шайном и С.Б. Пикельнером. Молодой, страстно увлеченный наукой, он поражал обилием новых неординарных идей. В нем была притягательная сила, которая создавала ему немалый круг друзей и поклонников.

Трудно переоценить влияние И.С. Шкловского на развитие многих разделов астрофизики. Значительный вклад он внес в понимание природы активных ядер галактик (Active Galactic Nuclei – AGN). Его гипотеза о синхротронной природе субмиллиметрового излучения этих объектов (Шкловский, 1965) совершила переворот в сложившихся представлениях. Среди объектов, по которым проверялась эта гипотеза, была и пекулярная галактика NGC 1275. Для нее удалось объяснить высокую радиосветимость и “плоский” радиоспектр. В исследованиях по AGN И.С. Шкловский неоднократно обращался к этой галактике. Он предсказал ее переменность в сантиметровом диапазоне длин волн и первый предугадал сложную структуру ее ядра, предложив для него модель, состоящую из двух переменных компонентов (Шкловский, 1978). При этом он опирался на наблюдательные факты: двойственность радиоструктуры ядра на волне 1.35 см, которая в конце 70х годов была зарегистрирована на радиоинтерферометре со сверхдлинной базой (Very Large Base Interferometer – VLBI) с разрешением 0.6 миллисекунды дуги, а также ассиметричную форму профилей эмиссионных линий в оптическом спектре ядра. Радиоданные позволили предположить, что в проекции на картинную плоскость расстояние между двумя компонентами ядра

составляет ~ 1 пс, а их относительная лучевая скорость по оптическим спектрам - $V_r \sim 800$ км/с. Оказалось возможным оценить нижний предел массы центрального объекта $M \geq 3 \cdot 10^8 M_\odot$.

И.С. Шкловский предположил, что переменность компонент независима, а сами они - компактные объекты типа "магнитоида" или сверхмассивной черной дыры. Компоненты имеют большие орбитальные угловые моменты и могли образоваться в процессе эволюции центральной области галактики. Но последующие наблюдения показали, что радиоструктура ядра быстро эволюционирует, и к 1981 году более слабый западный радиисточник исчез. Это обстоятельство послужило основанием для мнения, что гипотеза о двойственности ядра NGC 1275 ошибочна. Однако позже снова были выдвинуты аргументы в пользу того, что ядро NGC 1275 двойное, но на масштабе сотни парсек (Метик, Проник, 1984, 1987). За последние 10 лет накопилось достаточно наблюдательных фактов, которые позволили внести поправки и в последнюю модель. Есть основания предполагать, что в ядре существует не два, а больше активных объектов. Ниже приводятся данные наблюдений, которые свидетельствуют в пользу такого предположения. В статье принято, что $1''$ для NGC 1275 соответствует 350 пс (Бербиджи, 1965).

1 Оптические наблюдения

1.1 Лучевые скорости газовых образований галактики NGC 1275

В лучах H_α галактика NGC 1275 напоминает гигантскую Крабовидную туманность, волокна которой вытянуты в основном в радиальных направлениях (Лиидс, 1970). Бербиджи (1965) и Рубин и др. (1978) получили спектры волокон почти во всех позиционных углах (Position Angle - PA) и показали, что лучевые скорости их меняются строго пропорционально с расстоянием от ядра.

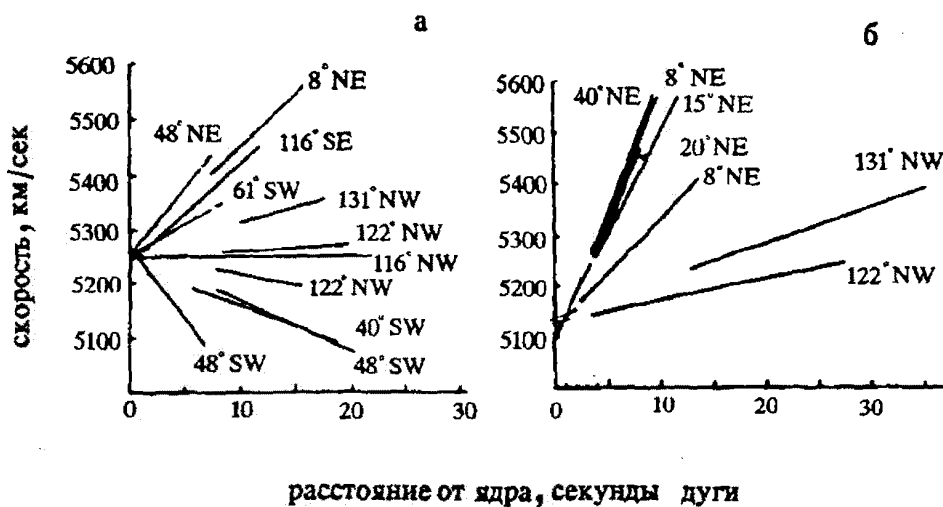


Рис. 1. Лучевые скорости кинематических центров газовых волокон галактики NGC 1275 (согласно В. Пронику, 1979): а - +5255 км/с, б - +5110 км/с

Они предположили, что был выброс газа из ядра (взрыв). Этот материал позволил В. Пронику (1979, 1987а,б) оценить лучевую скорость кинематического центра расширяющегося газа. Но

его исследование привело к выводу о существовании не одного, а двух кинематических центров, расположенных вблизи ядра и имеющих лучевые скорости $+5255$ и $+5110$ км/с (различие 145 ± 20 км/с) на основе данных Бербиджей (1968) и $+(5200-5270)$ км/с и $+5100$ км/с на основе данных Рубин и др. (1978)(см. рис.1).

1.2 Профили эмиссионных линий

Одним из наблюдательных свидетельств двойственности ядра галактики NGC 1275, по мнению Шкловского, является голубая асимметрия профилей эмиссионных линий $[\text{OIII}]$ 4959 и 5007\AA , а также линий $\text{H}\alpha$ и $\text{H}\beta$ в его спектре. Асимметрия хорошо видна на рис.2, скопированном из статьи Дибая и Есипова (1968). Эту асимметрию Дибай и Есипов считали результатом наличия в контурах линий двух компонентов – одного основного (на рис. 2 это No 1 + No 2) и голубого (No 3). В дальнейшем в основном компоненте были выделены две узкие детали в максимуме яркости – No 1 и No 2 на рис.2. Интересно, что величины скоростей, соответствующие компонентам No 1 и No 2, почти точно совпадают с двумя разными значениями лучевой скорости галактики NGC 1275, полученными в разное время Бербиджами ($+5265$ км/с) и Рубин и др. ($+5150$ км/с). Величины этих скоростей с точностью до ошибок наблюдений также совпадают с величинами лучевых скоростей двух кинематических центров ядра NGC 1275, которые получил В. Проник (см. подраздел 1.1). В.Проник предположил, что ядро галактики NGC 1275 состоит из двух или более активных центров и что Бербиджи(1968) наблюдали это ядро, когда был ярким один из компонентов ядра, а Рубин и др. (1978) – когда был ярким другой компонент ядра.

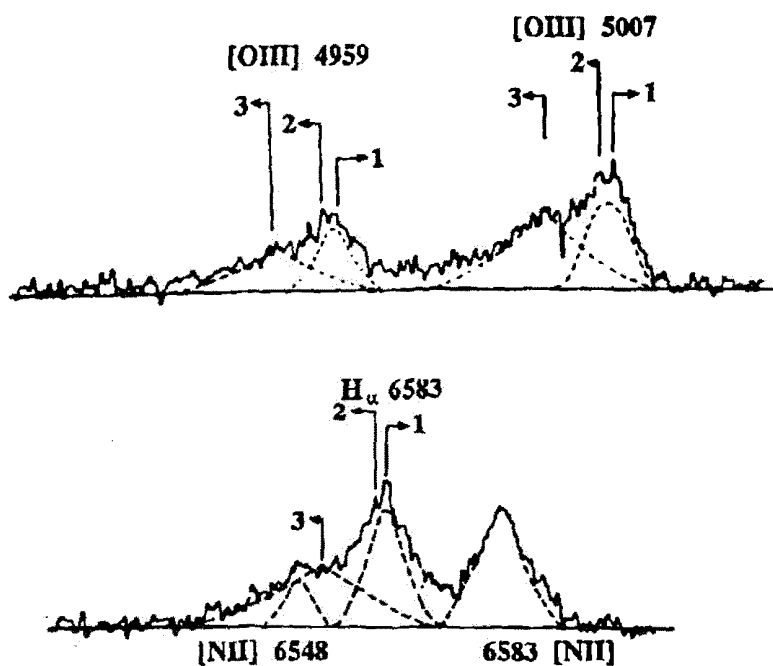


Рис.2. Профили линий $[\text{OIII}]$ и $\text{H}\alpha$ в спектре ядра галактики NGC 1275 по наблюдениям Дибая и Есипова (1968). 1, 2, 3 – пики на профилях линий, выделенных Дибаем (1969) и В.Проником (1987), как свидетельство существования газовых компонент

1.3 Прямые изображения околоядерной области галактики NGC 1275

Фотометрический профиль галактики NGC 1275 в направлении запад – восток, полученный Рубин и др. (1977) по прямому изображению в узком фильтре $\lambda = (6558 \pm 46)\text{Å}$, который не пропускал эмиссионные линии, свидетельствует о существовании в центре галактики неразрешенного источника размером $8''$. Самая яркая часть этого неразрешенного ядра меньше $0''.8 = 280$ пс. Об этом сообщил Мофит (1968), ссылаясь на результаты наблюдений Сэндиджа на 5-м телескопе (Кристиан и др., 1978). В настоящее время трудно дать четкую картину структуры центрального источника галактики NGC 1275, но некоторые ее особенности все же выявляются в результате наблюдений в разных диапазонах длин волн.

Прямые снимки околоядерной области галактики NGC 1275 были получены В.Л. Афанасьевым в прямом фокусе 6м телескопа с применением широкополосных фильтров $\lambda_{эф} \sim 4800 \text{Å}$ и $\lambda_{эф} \sim 6650 \text{Å}$. Масштаб на негативах был $17''.5$ в мм, размер фотометрического контура звезды на половине максимальной интенсивности – FWHM $\sim 2''$ (Метик, Проник, 1984, 1987, 1988; Проник, Метик, 1986). На рис.3 представлены двухмерные фотометрические карты ядерной области NGC 1275 в двух спектральных диапазонах, а также сравнение изофот этих карт. Видно, что в красных лучах ядро вытянуто в направлении с северо-востока на юго-запад. Позиционный угол (РА) вытянутой структуры ядра меняется в зависимости от уровня яркости изофот: самая яркая часть ядра имеет маленький РА $\sim 15^\circ$, в то время как РА наиболее слабых областей равен 30° . Комбинированная карта на рис. 3в показывает, что пик яркости в голубых лучах приходится на северо-восточную часть красного изображения. Было сделано предположение, что в ядерной области NGC 1275 размером около $1''.5$ имеются два источника: более голубой на северо-востоке – NE-источник и более красный – SW-источник. NE-источник является главным в ядре галактики, именно он вносит самый большой вклад в переменный континуум ядра и определяет спектр сейфертовского типа (Метик, Проник, 1984, 1987).

Прямые изображения ядерной области NGC 1275 наблюдались также на горе Майданак на телескопе Цейсс-1000 в фотометрической системе В (Дудинов и др., 1990 а,б) На рис.4 представлена картинка изофот, полученная в результате специальной обработки, при которой применяется "суммирование" негативов. Внутренние изофоты в области ядра с радиусом $1''-2''$ показывают, что пик яркости источника располагается в северо-восточной части этой области. Этот факт может служить намеком на наличие слабого источника, расположенного на юго-западе от пика яркости. Он ясно виден в красных лучах на рис.3. Специальная обработка показала, что сам пик яркости (NE-источник) обусловлен неразрешенным объектом размером $\sim 0''.5$. Этот объект погружен в голубое слабое образование, вытянутое в направлении NW – SE, в северной части которого располагается голубой сгусток "с", обнаруженный Бербиджами (1965). Позиционный угол голубого околоядерного образования равен примерно $340^\circ (-20^\circ)$.

1.4 Нерасширенные спектры ядра галактики NGC 1275

Ядро NGC 1275 известно как в сильной степени переменное в оптическом диапазоне длин волн, но активность его заметно меняется со временем. Длинный ряд наблюдений в системе UVB показал, что активная фаза ядра была в 1968–1979 годы, а затем его активность заметно упала (Лютый, 1980; Нестеров, 1995 и др.). Мы исследовали нерасширенные спектры ядра, полученные в прямом фокусе 6м телескопа в январе 1977 года, т.е. в период его достаточно высокой активности (Метик, Проник, 1984, 1987, 1988). Фотографирование проведено при двух положениях щели спектрографа, соответствующих направлениям I и II на рис. 3. В положении I щель была направлена вдоль линии "ядро-голубая деталь". Деталь была выделена Бербиджами (1965) (РА $\sim 340^\circ$), а в положении II – примерно вдоль вытянутости ядра в красной области спектра в направлении на объект "b". Спектры фотометрировались поперек дисперсии в 14 эмиссионных линиях оптической области с целью обнаружить структуру газовых образований, а также соседних с линиями участков непрерывного спектра. Поперек дисперсии масштаб на негативах был $17''.5$ в мм. Разности, полученные после вычитания фотометрических профилей в эмиссионных линиях и соседних участках непрерывного

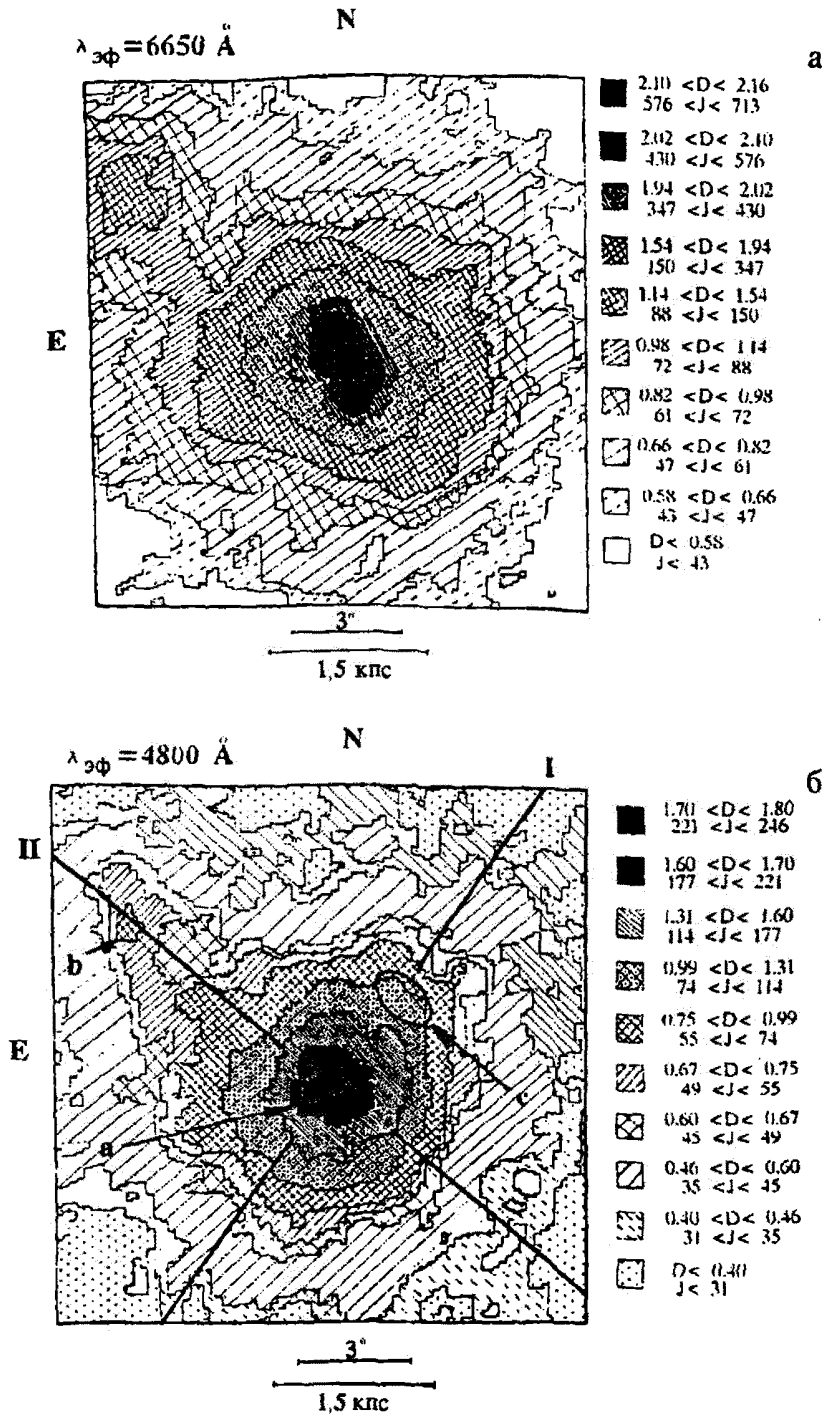


Рис. 3а,б. Фотометрические карты ядра галактики NGC 1275 в разных лучах: а – красных, б – синих (согласно Метик, Проник, 1985). б – звездобразная деталь в 7' от ядра галактики. Д – фотометрические плотности, I – относительные поверхностные яркости, I и II – см. текст. а – ядро NGC 1275, с – область современного звездообразования (согласно Бербиджам, 1965)

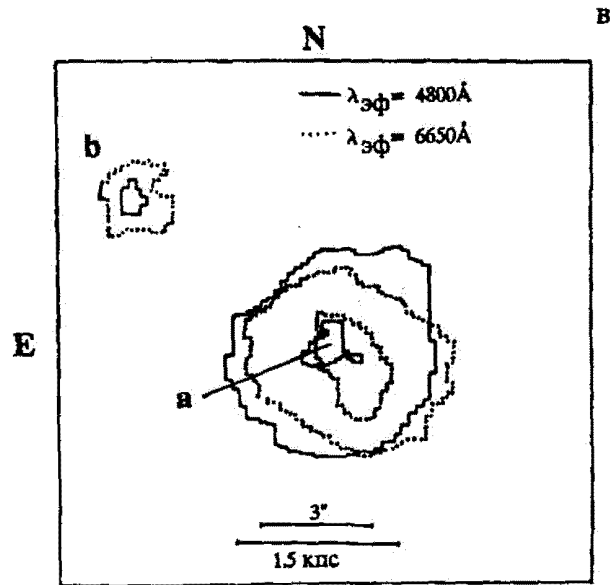


Рис. 3в. Комбинация двух карт (Рис. 3 а,б)

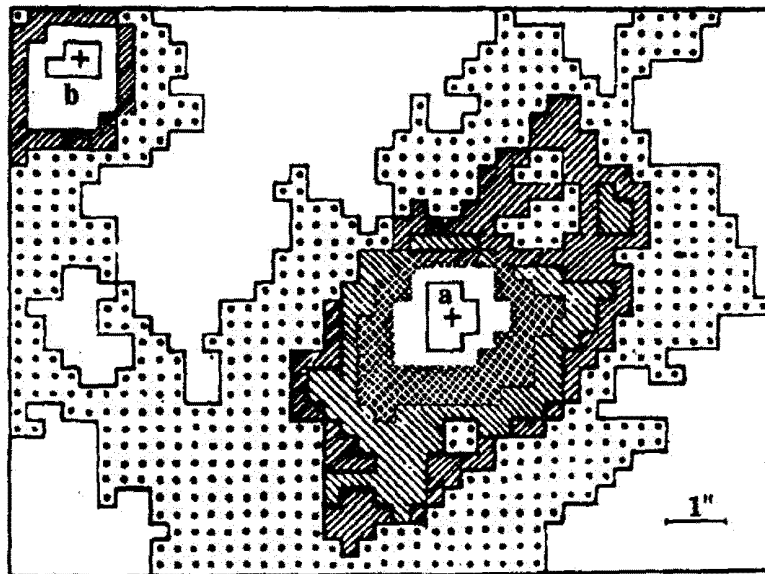


Рис. 4. Изофоты околоядерной области NGC 1275, полученные в фотометрической системе близкой к В, согласно Дудинову и др. (1990). Самые яркие части ядра и звездообразной детали "b" отмечены крестиками

спектра, показаны на рис.5 для трех спектральных линий. Видно, что в направлении I размер ядра в эмиссионных линиях больше, чем в направлении II. В последнем случае он практически совпадает с размером инструментального контура – $1''.5 - 2''.0$, а в первом – после учета инструментального контура – он равен $\text{FWHM} \sim 2''$, а в линии $3727\text{\AA}[\text{OIII}] \sim 3''$. Эти данные позволяют предполагать, что яркое неразрешенное NE – ядро в эмиссионных линиях имеет вытянутую форму ($\text{PA} \sim 340^\circ$). Вполне возможно, что эта вытянутость обусловлена наличием двух ядер, имеющих в спектрах яркие эмиссионные линии. Расстояние между объектами может быть порядка $\sim 1''$.

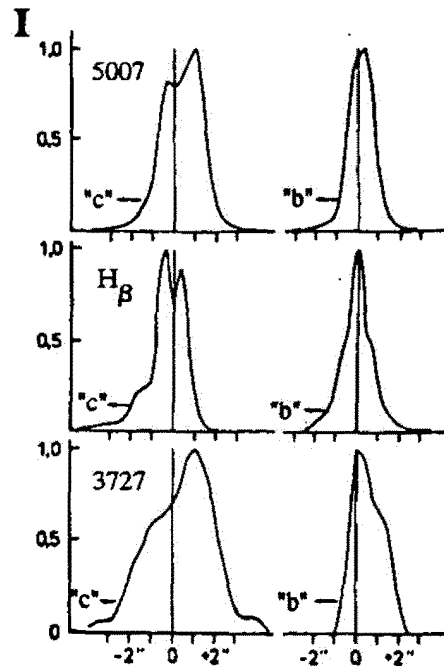


Рис. 5. Фотометрические контуры ядра галактики NGC 1275 в эмиссионных линиях: слева - в I, справа - в II позиционных углах согласно Метик, Проник (1988) (см. рис.3)

1.5 Спектральная переменность ядра NGC 1275 в оптическом диапазоне

Спектральная переменность ядра NGC 1275 в оптическом диапазоне также свидетельствует о его сложной структуре. Спектры ядра для исследования переменности эмиссионных линий фотографировались Дорошенко, Тербижом, Чуваевым (1976) и И.Проник как в периоды относительно высокой яркости ядра – $V(5'') < 13^m.5$ (случай 1), так и в периоды низкой яркости ядра – $V(5'') > 13^m.5$ (случай 2). И. Проник (1988, 1989, 1990) проанализировала результаты наблюдений спектров ядра галактики NGC 1275 за интервал времени 1971–1982 гг. Оказалось, что характер переменности эмиссионных линий в случае 1 отличается от характера переменности в случае 2. За весь период наблюдений было отмечено изменение относительных интенсивностей в пределах $2 \leq I_{[\text{OIII}]} / I_{\beta} \leq 7$. При этом самые низкие значения отношения $I_{[\text{OIII}]} / I_{\beta}$ наблюдались для яркого ядра, а самые большие – для слабого. В случае 1 была низкая степень корреляции интенсивностей линий $I_{[\text{OIII}]}$ и I_{β} , коэффициент корреляции $r = 0.42 \pm 0.17$, в то время как для случая 2 была отмечена высокая степень корреляции интенсивностей этих линий – $r = 0.76 \pm 0.08$. В первом случае наблюдалась

относительно низкая интенсивность линий 3727[OII], 6300[OI], 6584[NII], 6717+31[SII], а в случае 2 – более высокая (см рис.6).

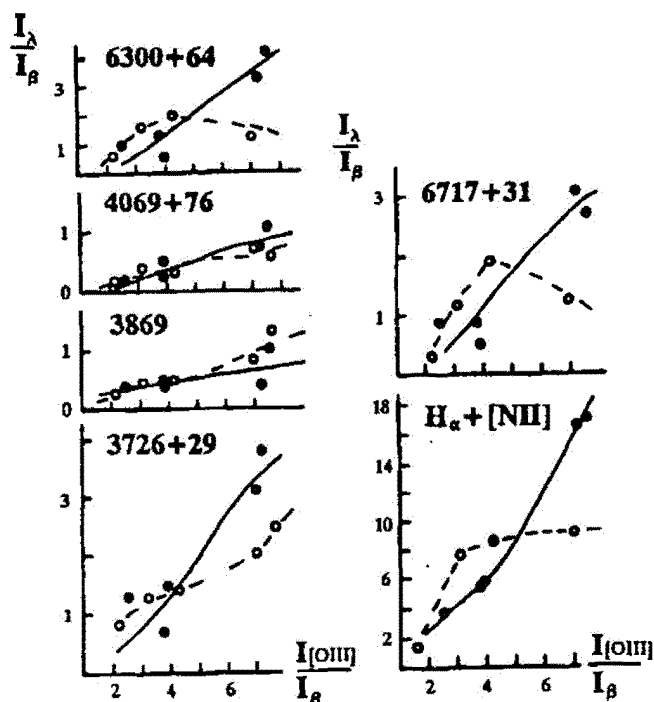


Рис. 6. Сопоставление относительных интенсивностей линий в спектре ядра галактики NGC 1275, полученных при разных уровнях яркости континуума согласно И. Проник (1990). Прерывистая линия, колечки – $V(5'') < 13^m.5$; сплошная линия, точки – $V(5'') > 13^m.5$

Все спектральные данные свидетельствуют о том, что газовая оболочка ядра имеет сложную структуру: в случае 1 она больше напоминает тип Sy 1, а в случае 2 – тип Sy 2. Можно сделать предположение, что ядро состоит из двух компонентов, один из которых имеет тип Sy 1, а в случае 2 – более ярким бывает компонент Sy 2. Степень активности компонента Sy 1 значительно выше степени активности компонента Sy 2, а уровень общей нестационарности ядра в оптике в основном определяется активностью источника Sy 1. По данным UVV наблюдений Лютого (1980) было оценено, что общий уровень континуума в случае яркого ядра в два раза больше, чем в случае слабого ядра.

Исследование переменности контуров эмиссионных линий также приводит к предположению о существовании, по крайней мере, двух переменных источников в ядре галактики NGC 1275. Так из наблюдений Меркуловой и Проник (1983, 1985) следует, что голубые крылья профилей эмиссионных линий оптического спектра испытывают большие изменения, чем красные. В. Проник (1987), по результатам анализа переменных профилей эмиссионных линий спектра ядра NGC 1275 тоже пришел к выводу о том, что «в оптике имеются два источника, которые отвечают за излучение меняющихся независимо друг от друга голубого и основного компонентов эмиссионных линий».

2 Рентгеновские наблюдения

Анализ данных о распределении энергии в спектральной области 0.1 - 10 кэВ для AGN позволил Тернеру и Поундсу (1989) сделать вывод о том, что форма этих спектров лучше всего моделируется степенной функцией $\sim E^{-\alpha}$, где E - энергия квантов, а α - спектральный индекс. При этом средний спектральный индекс α равен 0.70 при стандартном отклонении 0.17. Малый разброс значений α и его независимость от светимости объектов свидетельствуют о едином механизме рентгеновского излучения всех рассмотренных AGN. Было также отмечено, что нетепловой континуум доминирует в спектрах этих AGN от радио до гамма области.

Однако для ядер нескольких сейфертовских галактик α оказались ≥ 1 . Для этих ядер была отмечена несинхронная переменность источников в диапазонах энергии жесткого и мягкого рентгена. Центральные рентгеновские источники этих ядер интерпретированы моделями, состоящими из двух и более компонент.

На прямых изображениях в рентгеновском диапазоне длин волн ядро галактики NGC 1275 существенно меньше размера инструментальной функции всех работавших на орбитах инструментов. Но при моделировании наблюдаемого рентгеновского спектра излучения центральной части скопления галактик Персея его излучение со спектром степенной формы оказывается необходимой добавкой к спектру тепловой природы газа скопления. В таблице приведены значения α , полученные при моделировании наблюдений, выполненных на разных инструментах в 1971-1989 годах. Видно, что все значения $\alpha > 1$ и заключены в интервале 1.25-3.0. Этот результат в свете заключений Тернера и Поундса (1989) о моделях центральных источников рентгена ядер AGN позволяет сделать предположение, что рентгеновское ядро галактики NGC 1275 содержит не один, а два или больше компонент.

Таблица 1. Спектральные индексы нетеплового источника рентгена в ядре галактики NGC 1275 по данным, полученным на разных инструментах

инструмент	область энергии, кэВ	α	ссылки
Copernicus	0.5 - 3.1	1.5 ± 0.5	Фабман и др., 1974
Balloon	20 - 150	3.0	Шипмейкер и др., 1976
HEAO A-4	10 - 140	1.9 ± 0.3	Примми и др., 1981
OSO 7	8 - 492	1.25 ± 0.33	Ротшильд и др., 1981
SL2 XRT	4 - 25	2.4 ± 0.4	Эйлес и др., 1991
Spartan I	1 - 10	$2.65^{+0.20}_{-0.45}$	Ковальский и др., 1993

3 Сопоставление переменности ядра галактики NGC 1275 в радио и оптическом диапазонах длин волн

Ядро галактики NGC 1275 = 3C84 - одно из самых активных внегалактических источников по переменности плотности потока на сантиметровых и миллиметровых волнах и структуры на миллисекундном масштабе. Были неоднократные попытки сравнить переменность потока источника 3C84 в радио и оптике. В таблице приведены результаты некоторых таких исследований.

Были сделаны разные заключения: по мнению одних авторов, связь радио- и оптических вспышек реальна, а по мнению других авторов - ее нет. Результаты наблюдений, которые проводились раньше 1979 года, позволили Эпштейну и др. (1979) и Лютому (1980) сделать вывод, что есть близкое соответствие в расположении комплекса вспышек на 3.3 мм и на кривой блеска в фотометрической системе U. Например, Лютый (1980) получил время запаздывания радиособытий

Таблица 2. Результаты сравнения переменности ядра галактики NGC 1275 в фотометрической системе U и на 3.3 мм

N	Результат	Ссылка
1	Сходство продолжительности, интервалов и амплитуд переменности, но нет статистически значимого коэффициента корреляции.	Эпштейн и др., 1979
2	Усредненные за год данные показали: одна оптическая вспышка сопровождается двумя радиовспышками.	Комберг, Люты, 1980
3	Усредненные за 100 дней данные: радиопеременность отстает от оптической на 2.2 года.	Люты, 1980
4	Усредненные за 6 - 100 дней и 200 дней данные не показывают корреляции. Усредненные за 300, 400 ... 1000 дней данные показывают и положительную, и отрицательную кросс-корреляцию, время отставания 8 лет.	Мухаметшина, 1987
5	Время отставания быстрых вспышек в миллиметровом диапазоне от оптических равно 5 годам, а медленных - 8 годам.	Нестеров и др., 1995

(относительно оптических) равное примерно 2.2 года. Исследование, проведенное Мухаметшиной (1987), показало, что либо нет связи переменных оптических и радиопотоков, либо эта связь имеется при запаздывании 8 лет.

Согласно данным Нестерова и др. (1995) все оптические вспышки кончились в 1979 году, а потом в течение примерно 17 лет и до настоящего времени ядро находится в минимуме блеска. С другой стороны, в радиодиапазоне в 1980 году наблюдалась яркая вспышка. Многие авторы пытались найти ее аналог на кривой блеска оптической области спектра. Одним из последних было отождествление, проведенное Нестеровым и др. (1995). В результате исследований поведения ядра с 1950х годов до настоящего времени они предложили сценарий процессов, имеющих место в ядре галактики NGC 1275. По этому сценарию время запаздывания радиособытий от оптических для медленной составляющей равно 8 лет, а для более быстрой, связанной с ударными фронтами, наблюдаемой в миллиметровом диапазоне длин волн, около 5 лет. Из всех приведенных исследований ясно, что расстояние между переменными оптическим и радиоядрами порядка или меньше 8 световых лет $\sim 2.7 \text{ пс} \sim 0''.008$.

4 Относительное положение оптического и радиоядер галактики NGC 1275

Шокин и Шульга (Дудинов и др., 1990) определили экваториальные координаты оптического ядра галактики NGC 1275 по пластинкам, полученным в феврале 1989 года на астрографе АФР-1 на горе Майданак. Они совпали с определенными ранее Аргю и Кенворси (1972) координатами оптического ядра NGC 1275 с точностью $0''.05$. Положения оптического и радиоядер сравниваются на рис.7.

Координаты радиоисточника 3С84 были определены Аргю и др. (1984). Расхождение оптических и радиокординат составляет $0''.3$. Шокин и Шульга считают, что оно отражает факт реального несовпадения оптического и радиоядер галактики NGC 1275. Подобный же результат ранее был получен Кристианом и др. (1978), но они считали, что точность определения координат у них была недостаточной, чтобы констатировать факт несовпадения ядер.

Интересно, что линия, соединяющая оптическое и радиодро на рис.7, имеет примерно то же направление, что и направление вытянутости голубого околоядерного образования на рис. 4, а величина расхождения в их положениях близка размеру вытянутого образования в эмиссионных линиях на рис. 5.

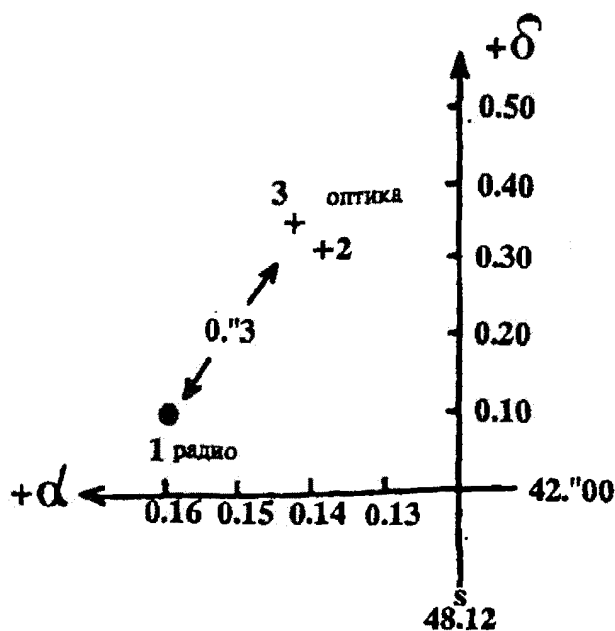


Рис. 7. Относительное расположение оптического и радиоядер галактики NGC 1275 согласно Шокину и Шульге (Дудяков и др., 1990)

5 Схема центрального источника галактики NGC 1275

Анализ собранного материала показывает, что ядро галактики NGC 1275 имеет сложную структуру. По всей видимости, оно содержит не один, а два или более оптически переменных источника. На рис.8 мы привели примерную схему центрального объекта галактики NGC 1275, составленную на основании всех данных наблюдений в оптике и радиодиапазоне. Хотя схема грубая и нуждается в уточнении, она представляет определенный интерес и может служить опорой при составлении программы наблюдений.

Центральный яркий источник галактики NGC 1275 размером около $2''$ состоит из голубого NE объекта размером меньше $1''$ и красного SW объекта. В свою очередь вытянутый NE объект состоит из двух ядер – Sy 2 (NW) ядра и Sy 1 (SE) ядра. NW ядро было более ярким в 1989 году, его положение регистрировалось при оптических астрометрических измерениях.

SE ядро – более активное в оптическом и радиодиапазоне, с ним связан переменный радиоисточник, наблюдаемый на VLBI в миллисекундном масштабе. Положение активного яркого радиоисточника измеряется радиоастрометристами. Связь оптической и радиопеременности ядра свидетельствует о том, что расстояние между оптическим и радиоисточником внутри SE ядра порядка нескольких парсек. Можно предположить, что Sy 1 источник и переменный VLBI радиоисточник связаны эволюционно.

Расстояние переменного SE ядра от менее активного, но более яркого в оптике NW ядра, порядка $0,5''$ или 180 пс. NW (Sy 2) ядро тоже переменное, но степень его активности ниже SE ядра. Есть наблюдательные свидетельства, которые позволяют предполагать, что около NW (Sy 2) ядра также есть радиоисточник, и, возможно, переменный. Во-первых, карты галактики NGC 1275, полученные на волне 20 см с разрешением порядка $1''$, показывают, что центральный яркий VLBI источник может иметь компоненты в окрестности $1''$ (Педлар и др., 1988). Во-вторых, имеются дан-

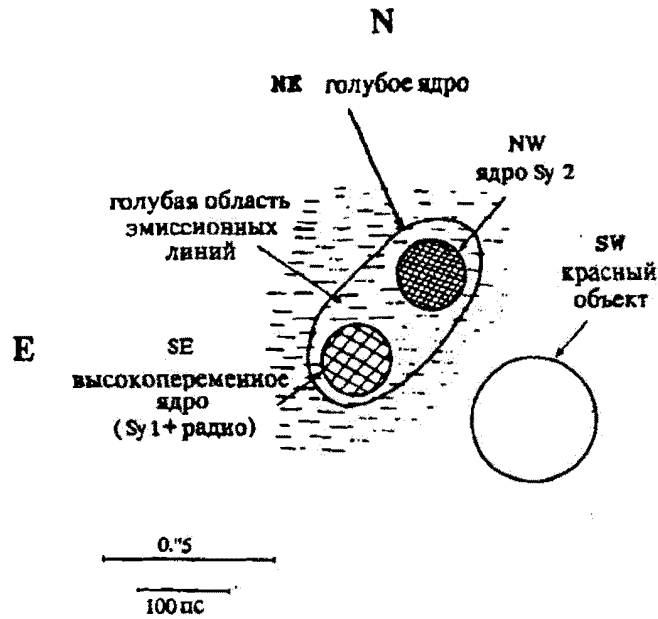


Рис. 8. Приблизительная схема расположений объектов в ядерной области галактики NGC 1275 (пояснения в тексте)

ные о вспышке ядра NGC 1275, отмеченной по увеличению плотности потока на частоте 89 ГГц (Бартель и др., 1988), которая никак не отразилась на яркости компонент компактного VLBI источника. Авторы предположили такое объяснение этому явлению: радиовспышка была обусловлена генерацией вторичных электронов после прохождения ударной волны через большую поверхность. Но можно сделать и другое предположение: была вспышка радиоисточника, связанного с NW (Sy 2) ядром.

Высокий уровень активности ядра NGC 1275 в радио и оптическом диапазонах длин волн обусловлен SE (Sy 1) компонентом. Спектральные и UVV данные переменности ядра NGC 1275 позволяют предположить, что оно было активным до 1979 года. Впоследствии Sy 1 источник уменьшил свою яркость, и теперь его доля в общем излучении ядра очень мала. Есть основания предполагать, что в прошлые годы активность его была очень высока. Об этом свидетельствуют данные наблюдений спектров ядра NGC 1275, полученные в 1929 и 1930 годах Хьюмасоном (1932). В его статье приведена таблица относительных интенсивностей эмиссионных линий и специально отмечено, что подобные относительные интенсивности никогда не наблюдались ни для одного объекта, включая планетарные туманности, оболочки звезд и другие эмиссионные объекты. В частности, была отмечена необычно большая яркость линий дублета серы [SII], 4068,76Å. Отношение яркости этого дублета и близко расположенных эмиссионных линий [NeIII], 3869Å и [OIII], 4363Å составляли $I_{[SII]} / I_{[OIII]} \approx 1,52$ и $I_{[SII]} / I_{[NeIII]} = 6,0$. По наблюдениям Андерсона (1970) в 1960-х годах эти отношения составляли 1.25 и 0.83 соответственно. У Хьюмасона были глазомерные оценки, и все же трудно поверить, что значительное отличие второго отношения целиком связано с ошибками определения. Если предположить, что газовая оболочка NGC 1275 в 20-х годах была в экстремальном состоянии, то формальное определение по двум приведенным отношениям интенсивностей эмиссионных линий по методу пересеченных кривых Ситова дает для газовой оболочки ядра NGC 1275 в это время $n_e \sim 10^7 \text{ см}^{-3}$, $T_e = 40000 \text{ К}$ (И. Проник, 1974). Такие высокие значения электронной температуры и концентрации, действительно, ни разу не были отмечены для ядер сейфертовских галактик. Видимо, такие состояния бывают у сейфертовских ядер очень редко, возможно, и не у

всех.

Два голубых ядра вытянутого NE объекта погружены в область современного звездообразования. Она проявляется в эмиссионных линиях непрерывного оптического спектра околоядерной области галактики NGC 1275 (Бербиджи, 1965; Проник, 1988; Дудинков и др., 1990). Размер этой области порядка 1–1.5 кпс.

Где расположены компоненты рентгеновского источника ядра NGC 1275, предположить трудно. Вполне вероятно, что, по крайней мере, один из них связан с активным SE источником.

Интересно, что позиционные углы расположения центральных источников ядра NGC 1275 (направления I и II на карте рис.3) являются характерными как для ее микро, так и макро структур. Так PA вытянутости двойного NE источника равен 340° – близок ПУ вытянутых радиоструктур, наблюдаемых на сантиметровых волнах на миллисекундном масштабе (Ромни и др., 1982), а также в радиусе до $30''$ на волнах 18,20,73 см (Педлар и др., 1973, 1988). Такой PA имеет и соседняя с NGC 1275 галактика NGC 1265. Существует предположение, что галактика NGC 1265 оказывает влияние на эволюционные процессы, происходящие в галактике NGC 1275 и ее ядре.

Второй PA ядерной структуры галактики NGC 1275 – 195° – 200° – это направление расположения красного SW объекта. С одной стороны, этот PA совпадает с PA яркого миллисекундного образования типа “ядро – выброс”, которое возникло в VLBI ядре NGC 1275 после 1979 года. Оно наблюдается на волнах 1.3 и 2.8 см (Ромни и др., 1982; Марр и др., 1988). С другой стороны, в противоположном этому направлению была обнаружена цепочка радиосгустков, излучающих на волнах 18, 20, 73 см, которая прослеживается от ядра до расстояния $7'$ (Проник, Матвиенко, 1990). Близкий PA имеет соседняя с NGC 1275 галактика NGC 1278.

6 Заключение

Данные радио и оптических наблюдений центрального источника галактики NGC 1275 позволяют сделать предположение, что он состоит, по крайней мере, из 3-х объектов. Два из них имеют характеристики Sy 1 и Sy 2, расстояние между которыми порядка $0''.3$ – $0''.5$ или 100 – 200 пс. Лучевые скорости компонент, определенные по пикам яркости на профилях эмиссионных линий, равны +5265 км/с, 5150 км/с и 4400 км/с. Сейчас трудно установить однозначное соответствие компонентов ядра и значений лучевых скоростей. Мы предполагаем, что два первых значения скорости соответствуют двум голубым ядрам, а третье – выбросу или третьему ядру. По приведенной выше оценке расстояния между голубыми компонентами ядра масса центрального объекта галактики NGC 1275 получается на 1 – 2 порядка больше, чем получил для ядра NGC 1275 И.С. Шкловский: 10^9 – $10^{10} M_\odot$. Такое массивное ядро вполне естественно может быть у гигантской галактики, какой является NGC 1275 – центральная галактика скопления Персея, масса которой $\geq 10^{12} M_\odot$.

Пекулярность ядра галактики NGC 1275 отмечалась не один раз. Так, например, Верон (1978) приводит доводы в пользу того, что по спектрам это ядро соответствует типу Sy 2, а по характеру переменности и абсолютной величине – Sy 1 или BL Lac. Сложный характер AGN предполагают многие исследователи. Чаще всего наблюдения показывают признаки двойственности AGN. Комберг был первым, кто предположил, что ядра квазаров – двойные системы (1967). Больше всего известно галактик с разрешенными двойными сейфертовскими ядрами (Петросян и др., 1978; Хачикян, 1979; Колашный, Фрике, 1984). Но все чаще появляются сообщения о существовании неразрешенных двойных ядер. Петерсон и др. (1987) считают, что модель двойного ядра, состоящего из ядер типа Sy 1, может объяснить переменные контуры эмиссионных линий в спектре ядра сейфертовской галактики NGC 5548. Грэхэм и др. (1990) нашли такое ядро у объекта Agr 220, компоненты которого разделены на $0''.95$ – 330 пс. Валтаоя и др. (1990) считают, что характер переменности потока, поляризации, а также зависимость поляризации от длины волны блазеров можно объяснить только наличием двух или трех переменных компонент. Есть мнение, что сложные ядра образуются в результате слияния отдельных галактик (мерджинга). Бааде и Минковский (1954) были первыми, кто считал, что гравитационные взаимодействия могут быть причиной ядерной активности галактики. Теперь гипотеза столкновений нашла развитие и является доминантной

в этом плане. Но существует и другое представление – сложные ядра возникают на ранних этапах эволюции протогалактики. Такого мнения придерживается Хачикян (1979).

О первоначальных этапах эволюции галактики NGC 1275 сейчас мало данных, а между тем явление мерджинга для нее вполне возможно, т.к. она является ядром одного из самых богатых скоплений галактик Персея. Валтонен (1990) рассчитал, что в случае, если галактика – ядро скопления, то возможны как выброс тел из ядра, так и аккумуляция их на ядро.

Исследование рентгеновского излучения скопления Персея привели к обнаружению охлаждающегося потока из скопления на NGC 1275 (см. обзор Саразина (1986)). Благодаря накоплению вещества из скопления, в околоядерной области развивается активное звездообразование. По данным Вирса и др. (1983) NGC 1275 – растущая галактика, в ее околоядерной области образуется по одной массивной звезде $(10 - 20)M_{\odot}$ каждые 5 – 10 лет, а более мелких – до 30 звезд в год. Ядро NGC 1275 окружено обширной зоной звездообразования. Благодаря этому спектральный класс галактики вне ядра – типа А – не соответствует спектральному классу ее морфологического типа Е, который обычно бывает G или K. Как показал Видман (1983), галактики с активным звездообразованием в околоядерной области обладают ядрами, масса которых может достигать до $10^9 M_{\odot}$, большая часть этой массы заключена в радиусе ≤ 1 пс. Все эти данные позволяют заключить, что NGC 1275 вполне может иметь сложное ядро массой $10^9 - 10^{10} M_{\odot}$, которое “питается” веществом из окружающей его области звездообразования.

Кратко результаты работы печатаются в трудах симпозиума МАС No 184 “Центральные области Галактики и галактик”.

Благодарности. Я выражаю искреннюю благодарность за полезные обсуждения Б.В. Комбергу, Н.С. Нестерову и А.А. Степаняну, а также Е.И. Жигалкиной за помощь в подготовке статьи к печати. Статья была сдана в печать в 1992 году, в 1997 году в нее были внесены небольшие изменения.

Литература

- Андерсон (Anderson I.K.) // *Astrophys.J.* 1970. V. 162. P. 743.
 Аргю, Кенворси (Argue A.N., Kenworthy C.M.) // *Mon.Not.R.Astron.Soc.* 1972. V. 160. P.197.
 Аргю и др. (Argue A.N., de Vegt C., Elsmore B. et al.) // *Astron.Astrophys.* 1984. V. 130. P. 191.
 Бааде, Минковский (Baade W., Minkowski R.) // *Astrophys.J.* 1954. V. 119. P. 206.
 Бартель и др. (Bartel N., Dhawan V., Krichbaum T. et al.) // *Nature*, 1988. V. 334. P. 131.
 Бербиджи (Burbidge E.M., Burbidge G.R.) // *Astrophys.J.* 1965. V. 142. P. 1351.
 Валтаоя и др. (Valtaoja E., Valtaoja L., Efimov Yu.S., Shakhvskoy N.M.) // *Astron.J.* 1990. V. 99. P. 769.
 Валтонен (Valtonen M.) // *Paired and Interacting Calaxies / Eds. J.Sulentic et al. Proceeding IAU Collogium.* 1990. V. 124. P. 497.
 Верон (Veron P.) // *Nature.* 1978. V. 272. P. 430.
 Видман (Weedman D.) // *Astrophys.J.* 1983. V. 266. P. 472.
 Вирс и др. (Wirth A., Kenyon S., Hunter D.) // *Astrophys.J.* 1983. V. 269. P. 102.
 Грахэм и др. (Graham J., Carico D., Matthews K.) // *Astrophys.J.Lett.* 1990. V. 354. P. 5.
 Дибай Э.А. // *Астрон.Журн.* 1969. V. 46. P. 725.
 Дибай Э.А., Есипов В.Ф. // *Астрон.Цирк.* 1968. No 467.
 Дорошенко В.Т., Теребиж В.Ю., Чуваев К.К // *Астрофизика.* 1976. Т. 12. С. 417.
 Дудинов В.Н., Новиков С.Б., Проник И.И. и др. // *Письма в Астрон. Журн.* 1990а. Т. 16. С. 114.
 Дудинов В.Н. и др. (Dudinov V.N., Tsvetkova V.S., Novikov S.V., Pronik I.I.) // *Paired and interacting galaxies. Proceedings of IAU Colloquium / Eds. Sulentic J.* 1990b. No 124. P. 421.
 Ковальский и др. (Kowalski M.P., Grudace R.G., Snyder W.A. et al.)// *Astrophys.J.* 1993. V. 412. P. 489.
 Колашный, Фрике (Kolatschny W., Fricke,K.) // *Astron.Astrophys.* 1984. V. 135. P. 171.
 Комберг Б.В. // *Астрон.Журн.* 1967. Т. 44. С. 906.
 Комберг Б.В., Лютый В.М. // *Письма в Астрон.Журн.* 1980. Т. 6. С. 223.

- Кристиан и др. (Kristian J., Sandage A., Katem B.) // *Astrophys.J.* 1978. V. 219. P. 803.
- Линдс (Lynds C.) // *Astrophys.J.Lett.* 1970. V. 159. L. 151.
- Лютый В.М. // *Письма в Астрон.Журн.* 1980. Т. 6. С. 223.
- Марр и др. (Marr J.M., Bascer D.C., Wright M.C. et al.) // *The impact VLBI on astrophysics and geophysics. Proceedings IAU Symposium / Eds. Reid M.J., Moran J.M.* 1988. No 129. P. 91.
- Меркулова Н.И., Проник И.И. // *Изв.Крымск.Астрофиз.Обсерв.* 1983. Т. 68. С. 93.
- Меркулова Н.И., Проник И.И. // *Изв.Крымск.Астрофиз.Обсерв.* 1985. Т. 71. С. 160.
- Метик Л.П., Проник И.И. // *Астрофизика.* 1984. Т. 21. С. 233.
- Метик Л.П., Проник И.И. // *Изв.Крымск.Астрофиз.Обсерв.* 1987. Т. 76. С. 80.
- Метик Л.П., Проник И.И. // *Изв.Крымск.Астрофиз.Обсерв.* 1988. Т. 78. С. 74.
- Моффит (Moffet A.T.) // *Publ.Astron.Soc.Pac.* 1968. V. 80. P. 16.
- Мухаметшина В.Н. // *Изв.Крымск.Астрофиз.Обсерв.* 1987. Т. 74. С. 86.
- Нестеров и др. (Nesterov N.C., Lyuty V.M., Valtaoja E.) // *Astron.Astrophys.* 1995. V. 296. P. 688.
- Педлар и др. (Pedlar A., Booler R.V., Davies R.D.) // *Mon.Not.R.Astron.Soc.* 1983. V. 203. P. 667.
- Педлар и др. (Pedlar A., Ghataure H., Davies R.D. et al.) // *Cooling Flows in Clusters and Galaxies. Proc. of a NATO Advanced Research. Workshop / Ed. Fabian A.C.* Cambridge, 1988. P. 149.
- Петерсон и др. (Peterson V.M., Korista K.T., Cota S.A.) // *Astrophys.J.Lett.* 1987. V. 312. L. 1.
- Петросян А.Р., Саакян К.С., Хачикян Э.Е. // *Астрофизика.* 1987. Т. 14. С. 69.
- Примини и др. (Primini F., Basinska E., Howe S. et al.) // *Astrophys.J.* 1981. V. 243. L. 13.
- Проник И.И. // *Астрон.Журн.* 1974. Т. 51. С. 457.
- Проник И.И. // *Изв.Крымск.Астрофиз.Обсерв.* 1988. Т. 78. С. 74.
- Проник И.И. (Pronik I.I.) // *In Active galactic nuclei. Proceedings IAU Symposium / Eds. Osterbrock D., Miller J.* 1989. No 134. P. 88.
- Проник И.И. // *Изв.Крымск.Астрофиз.Обсерв.* 1990. Т. 80. С. 131.
- Проник, Метик (Pronik I.I., Metik L.P.) // *In Structure and Evolution of Active Galactic Nuclei / Eds. Giuricin G. et al.* 1986. P. 683.
- Проник, Матвиенко (Pronik I.I., Matveenko L.I.) // *Astrophys.Space.Sci.* 1990. V. 164. P. 285.
- Проник В.И. // *Астрофизика.* 1979. Т. 15. С. 51.
- Проник В.И. // *Изв.Крымск.Астрофиз.Обсерв.* 1987а. Т. 77. С. 126.
- Проник В. (Pronik V.I.) // *Observational Evidence of Activity in Galaxies. Proceedings IAU Symposium / Eds. Khachikian E.Ye. et al.* 1987b. No 121. P. 191.
- Ромни и др. (Romney J.D., Aref W., Pauliny-Toth I.I.K. et al.) // *In Extragalactic Radio Sources. Proceedings IAU Symposium / Eds. Heeschen D.S., Wade C.M.* 1982. No 97. P. 291.
- Ротшильд и др. (Rotschild R., Baity W., Marscher A., Wheaton W.) // *Astrophys.J.* 1981. V. 243. L. 9.
- Рубин и др. (Rubin V., Kent W., Peterson Ch., Oort.J.) // *Astrophys.J.* 1977. V. 211. P. 693.
- Рубин и др. (Rubin V.C., Ford W.K., Peterson C.J., Lynds C.R.) // *Astrophys.J.Suppl. Ser.* 1978. V. 37. P. 235.
- Саразин (Sarazin C.Z.) // *Rev.Modern physic.* 1986. V. 37. P. 235.
- Тернер, Поундс (Turner T.J., Pounds K.A.) // *Mon.Not.Roy.Astron.Soc.* 1989. V. 240. P. 833.
- Ульмер и др. (Ulmer M.P., Cruddace R.G., Fenimore E.E. et al.) // *Astrophys.J.* 1987. V. 319. P. 118.
- Фабиан и др. (Fabian A., Zarnecki J., Culhane J., Hawkins F.) // *Astrophys.J.* 1974. V. 189. L. 59.
- Шипмейкер и др. (Scheepmaker A., Ricker G., Brecher K. et al.) // *Astrophys.J.* 1976. V. 205. L. 65.
- Шкловский И.С. // *Астрон.Журн.* 1965. Т. 42. С. 893.
- Шкловский И.С. // *Письма в Астрон.Журн.* 1978. Т. 4. С. 493.
- Хачикян (Khachikian E.Y.) // *Stars and Stellar Systems / Ed. Westerlund E.* 1979. P. 107.
- Хьюмасон (Humason M.) // *Publ.Astron.Soc.Pac.* 1932. V. 44. P. 267.
- Эпштейн и др. (Epstein E., Pomphery R.E., Fogarty W.G.) // *Publ.Astron.Soc.Pac.* 1979. V. 91. P. 163.

УДК 524.1

Результаты наблюдений гамма-источника Cas- γ -1 в 1992-93 годах

Н.Н. Чаленко, В.М. Владимирский, Ю.Л. Зыскин, О.Р. Калекин, А.П. Корниенко, Ю. И. Нешпор, А.А. Степанян, В.П. Фомин, В.Г. Шитов.

Крымская астрофизическая обсерватория, 334413, Украина, Крым, Научный

Поступила в редакцию 30 апреля 1998 г.

Аннотация. В сентябре – октябре 1992 и 1993 годов в КрАО на телескопе ГТ-48 были проведены наблюдения гамма-источника сверхвысоких энергий (СВЭ, $> 10^{12}$ эВ) Cas γ -1, открытого ранее. По результатам наблюдений направление прихода потока гамма-квантов соответствует точке с координатами $\alpha = 1^h 19^m$, $\delta = 63^\circ 42'$. Близость координат Cas γ -1 и рентгеновской двойной системы 4U 0115 + 63 подтверждает то, что эти источники могут быть отождествлены. Однако достоверность обнаружения потока, соответствующая 4.5σ , недостаточно высока для того, чтобы окончательно утверждать о наличии потока гамма-квантов от этого объекта.

THE RESULTS OF THE GAMMA-RAY OBSERVATIONS OF Cas γ -1 IN 1992 – 1993, by *N.N. Chalenko, V.M. Vladimirovsky, J.L. Zyskin, O.R. Kalekin, A.P. Kornienko, J.I. Neshpor, A.A. Stepanian, V.P. Fomin, V.G. Shitov.* In September – October 1992 and 1993 the observations of a very high energy ($> 10^{11}$ эВ) gamma-ray source Cas γ -1, detected earlier, were carried out in CrAO on GT-48. As a result it was found out that gamma-ray flux comes from the point with coordinates $\alpha = 1^h 19^m$, $\delta = 63^\circ 42'$. The vicinity of Cas γ -1 and X-ray binary 4U 0115 + 63 confirms that these sources can be identified. But significance of the flux detection corresponding to 4.5σ is not enough to confirm that gamma-ray flux from this object really exists.

Ключевые слова: гамма-кванты – источники гамма-квантов

1 Введение

Большое количество вероятных источников гамма-излучения, таких как пульсары, остатки сверхновых, рентгеновские источники, сильно концентрируется к плоскости галактики. Сканирования галактической плоскости в области рукавов Лебедя, Щита, Кассиопеи с целью поиска новых источников гамма-квантов проводились в КрАО на телескопе РЧВ-1 до 1973 года.

В ходе этих исследований в созвездии Кассиопеи был обнаружен источник гамма-излучения сверхвысоких энергий с координатами $\alpha = 1^h 11 \pm 6^m$, $\delta = 62^\circ 00'$ (Степанян и др., 1972). По данным 1971-1973 годов координата α была уточнена: $1^h 16 \pm 4^m$. Источник был назван Cas γ -1, так как не удалось отождествить его с каким-нибудь пекулярным объектом.

В 1971 году в ходе эксперимента UNURU в рентгеновском диапазоне был обнаружен источник 4U 0115 + 63, представляющий собой двойную систему с рентгеновским пульсаром, орбитальный период которой – 24 сут. (Раппапорт и др., 1978).

Переменный поток гамма-квантов от источника 4U 0115 + 63 был зарегистрирован Дармской группой (Чедуик и др., 1985) и коллаборацией Уиппла (Лэмб и др., 1986).

Близость координат 4U 0115 + 63 и Cas γ -1 и найденный период 24 сут. в наблюдениях гамма-источника (Лэмб, Уикс, 1986), (Нешпор, Зыскин, 1988) дали основание отождествить эти два объекта. Однако последующие наблюдения Уиппла не подтвердили предыдущий результат.

В 1989 году в КраО был введен в эксплуатацию новый гамма-телескоп ГТ-48 и наблюдения Cas γ -1 были продолжены.

2 Краткое описание гамма-телескопа ГТ-48

ГТ-48 – наземный гамма-телескоп, регистрирующий в видимой области (300–600 нм) черенковские вспышки от широких атмосферных ливней (ШАЛ), образующихся при взаимодействии с ядрами атомов воздуха гамма-квантов сверхвысокой энергии (гамма-ливни) и ядер космических лучей (р-ливни).

Установка ГТ-48 состоит из двух идентичных альт-азимутальных монтировок (секций), расположенных на расстоянии 20 м в направлении Север-Юг. На каждой секции установлено 6 параллельно направленных телескопов. Оптика каждого телескопа состоит из 4-х 1.2 метровых зеркал, имеющих общий фокус. Зеркала 3-х телескопов имеют фокусное расстояние 5 м. В фокальной плоскости каждого такого телескопа расположен светоприемник, состоящий из 37 фотоумножителей (ФЭУ или “ячеек”), с помощью которых регистрируются изображения черенковских вспышек.

Перед каждым ФЭУ стоит конический световод. Наружные поверхности окон световодов – шестиугольники и вплотную прилегают друг к другу, так что весь свет, поступающий в светоприемник, попадает на катоды ФЭУ. Средний угол поля зрения одной ячейки составляет $0^{\circ}4$, поле зрения всего светоприемника – $2^{\circ}6$. Сигналы от ФЭУ, расположенных одинаково в поле зрения светоприемников, линейно складываются и поступают на преобразователь амплитуда-код. Вспышки регистрируются лишь в том случае, когда амплитуды сигналов, совпадающих по времени, в каких-либо двух из 37 каналов превышают установленный порог. Разрешающее время схемы совпадений равно 15 нс. Размер ячейки позволяет строить изображения вспышек, имеющих размер $\sim 1^{\circ}$.

Три других телескопа имеют фокусное расстояние 3.2 м и предназначены для регистрации вспышек ультрафиолетового излучения в области 200 – 300 нм. Светоприемниками являются солнечно-слепые фотоумножители.

Движение установки осуществляется системой управления с точностью ведения $\pm 1'$. Наблюдения могут проводиться как в режиме совпадений между двумя секциями, так и независимо каждой секцией. Эффективная пороговая энергия регистрации гамма-квантов – 0.9 ТэВ.

Подробное описание ГТ-48 и методики наблюдений см. в (Владимирский и др., 1994).

3 Данные наблюдений и первичная обработка

В 1992 году наблюдения Cas γ -1 проводились с 12 сентября по 14 октября только на южной секции ГТ-48 и в 1993 году – в период с 15 сентября по 22 октября – двумя параллельно направленными секциями в режиме совпадений, что позволяет исключить регистрацию вспышек, вызванных заряженными частицами в материале светоприемника.

Координаты точки ведения для источника $\alpha = 01^{\text{h}}17^{\text{m}}00^{\text{s}}$, $\delta = 63^{\circ}00'$ были выбраны таким образом, чтобы в поле зрения телескопа попадали объекты 4U 0115+63 и GT 0116, активная галактика, другой кандидат в гамма-источники.

В 1992 году было проведено по 6 сеансов длительностью 55 минут, в 1993 году – по 17 сеансов наблюдений источника и фона по 50 минут каждый, общей продолжительностью 19 часов 40 минут. Наблюдения фона проводились при тех же зенитных углах, что и для источника и предшествовали наблюдениям источника.

В ходе первичной обработки были отброшены события, во время регистрации которых были зафиксированы сбои в работе аппаратуры, а также данные, в которых хотя бы в одном канале

происходило насыщение преобразователя аналог-код. Вспышки, зарегистрированные в моменты, когда рассогласование между показаниями датчиков и рассчитанным направлением на источник было больше $3'$ ("плохое ведение"), тоже в дальнейшем не рассматривались.

Амплитуды сигналов в каналах корректировались с учетом калибровочных коэффициентов. События, у которых максимальная амплитуда оказывалась во внешнем кольце ячеек светоприемника, отбрасывались (Владимирский и др., 1994).

Для данных каждого из сеансов наблюдений был проведен следующий предварительный анализ: была найдена средняя скорость счета в минуту N и средняя дисперсия D . Отношение экспериментального среднеквадратического отклонения к теоретическому, то есть $\sigma_{\text{экс}}/\sigma_{\text{теор}} = \sqrt{N}/\sqrt{D}$ может служить мерой качества данных, так как в случае флуктуаций прозрачности атмосферы оно превышает 1. Данные 6-ти сеансов наблюдений с $\sigma_{\text{экс}}/\sigma_{\text{теор}} > 1.3$ были исключены из дальнейшего рассмотрения.

Таким образом, осталось 17613 событий на источнике и 17514 на фоне.

4 Отбор гамма-квантов

Черенковский детектор регистрирует вспышки от ШАЛ, вызванные как гамма-квантами СВЭ, так и заряженными частицами той же первичной энергии. Гамма-ливни развиваются на большей высоте, чем p -ливни. Изображение вспышки от γ -кванта отличается меньшими размерами и направленностью на источник, в то время как вспышки от заряженных частиц распределены изотропно.

Для того, чтобы понизить фон космических лучей применяется ряд критериев, основанных на параметрах черенковских вспышек. На рис.1 показано схематическое изображение черенковской вспышки в виде эллипса. Большая полуось эллипса "а" соответствует максимальному 2-ому моменту распределения яркости, а малая - "b" - минимальному. Угол α - угол ориентации большой оси по отношению к направлению на источник.

Для отбора гамма-подобных событий используются такие координатно-независимые критерии, как длина "а" и ширина вспышки "b", ее суммарная амплитуда V . Координатно-зависимыми считаются те критерии, для применения которых нужно знать направление на источник. К ним относятся $\text{dist} = \sqrt{(x_c - x_s)^2 + (y_c - y_s)^2}$, где (x_c, y_c) - положение центра, а (x_s, y_s) - положение источника в поле зрения камеры, и $\text{Miss} = \text{dist} \cdot \sin \alpha$.

Как правило, изображения вспышек малой энергии сильно искажаются. Они имеют нулевую ширину и ориентированы вдоль осей симметрии ячеек светоприемника. Поэтому вспышки с амплитудами $V < 50$ единиц дискрета (35 фотоэлектронов) исключались из рассмотрения на обеих секциях. Было показано, что вспышки, имеющие ширину $b < 0^\circ 025$ также распределены вдоль осей симметрии ячеек и вносят значительные искажения в общую картину. Для лучшего отбора гамма-квантов необходимо оставить события с шириной $0^\circ 025 < b < 0^\circ 180$ и длиной $a < 0^\circ 400$. Также отбирались события с $0^\circ 6 < \text{dist} < 1^\circ 0$.

Как было сказано выше, по более ранним наблюдениям отождествить $\text{Cas } \gamma$ -1 с каким-либо объектом не удалось. Это связано с использованием простейших детекторов, не позволяющих определять направление прихода гамма-квантов. Применение многоканальных светоприемников дает такую возможность. Для этого используется метод пробных источников (Акерлоф и др., 1991), который состоит в следующем. Поле зрения детектора покрывается сеткой, в узлы которой поочередно помещается пробный источник. Отбор производится по координатно-зависимым критериям. В результате получается 3-х мерная гистограмма (координаты пробного источника и количество отобранных событий) для источника и фона. Почленным вычитанием получается гистограмма $A = N_{\text{и}} - N_{\text{ф}}$ и строится карта A/σ , где $N_{\text{и}}$ и $N_{\text{ф}}$ - число событий на источнике и фоне соответственно, а $\sigma = \sqrt{N_{\text{и}} + N_{\text{ф}}}$. Положение пробного источника с наибольшим значением A определяет положение истинного источника.

На рис. 2 показана карта в A/σ , построенная для данных южной секции за 1992 и 1993 годы с отбором по критерию $\text{Miss} < 0.225^\circ$, и положение 4U 0115 + 63. Превышение количества событий на источнике над фоном составляет 4.5σ . Источник гамма-квантов имеет координаты

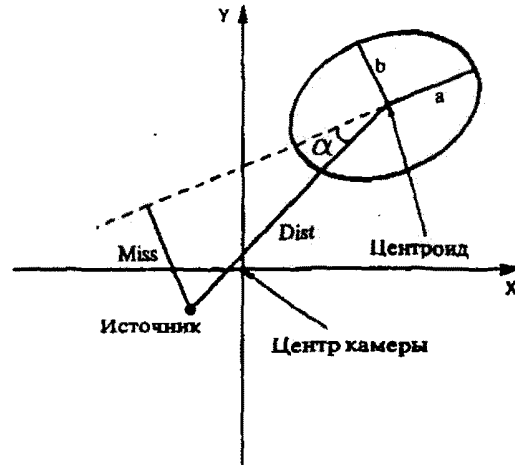


Рис. 1. Схематическое изображение параметров черенковской вспышки, представленной в виде эллипса

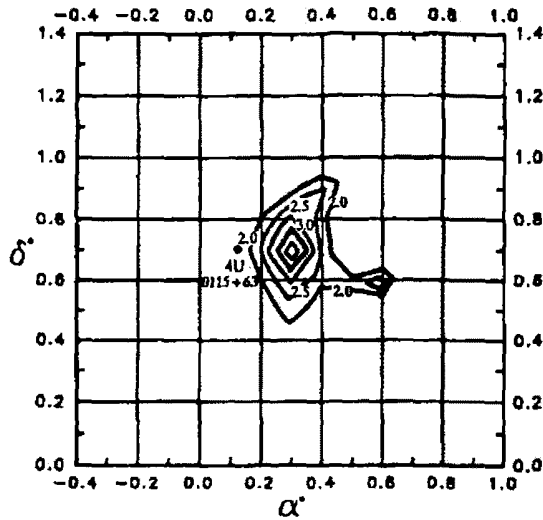


Рис. 2. Изофоты в A/σ , построенные для данных южной секции за 1992 и 1993 годы с отбором по критерию $Miss < 0.225^\circ$, и положение 4U 0115 + 63.

$\alpha = 1^h 19^m, \delta = 63^\circ 42'$, что с точностью до $0^\circ 2$ совпадает с координатами 4U 0115 + 63. Различие в $0^\circ 2$ может быть связано с неточностью установки осей монтировки.

5 Заключение

По результатам наблюдений Cas γ -1, проводившихся в 1992 и 1993 годах в КраО, в созвездии Кассиопеи существует источник гамма-квантов СВЭ с координатами $\alpha = 1^h 19^m, \delta = 63^\circ 42'$.

Близость координат Cas γ -1 и рентгеновской двойной системы 4U 0115 + 63 подтверждает то, что эти источники могут быть отождествлены. Однако достоверность обнаружения потока, соответствующая 4.5σ , недостаточно высока для того, чтобы окончательно утверждать о наличии потока гамма-квантов от этого объекта.

Возможно, дальнейшие наблюдения позволят провести периодический анализ и смогут с большей достоверностью подтвердить или опровергнуть этот факт.

Литература

- Акерлоф и др. (Akerlof C.W., Cawley M.F., Chantell M. et al.) // *Astrophys.Lett.* 1991. V. 337. L. 97.
- Владимирский и др. (Владимирский В.М., Зыскин Ю.Л., Корниенко А.П. и др.) // *Изв. Крымск. Астрофиз. Обсерв.* Т. 91. С. 74.
- Лэмб и др. (Lamb R.C., Cawley M.F., Fegan D.J. et al.) // *Proc. NATO Workshop on VHE Gamma-Ray Astronomy* /Ed. Turver K.E. Dordrecht: Reidel, 1986. P. 23.
- Лэмб, Уикс (Lamb R.C., Weekes T.C.) // *Astrophys.Lett.* 1986. V. 25. P. 73.
- Нешпор, Зыскин (Нешпор Ю.И., Зыскин Ю.Л.) // *Изв. Крымск. Астрофиз. Обсерв.* Т. 78. С. 122.
- Раппапорт и др. (Rapaport S., Clark G.W., Cominsky L. et al.) // *Astrophys.Lett.* 1978. V. 224. L. 1.
- Степанян и др. (Stepanian A.A., Vladimisky B.M., Fomin V.P.) // *Nature. Phys. Sci.* 1972. V. 239. P. 40.
- Чедуик и др. (Chadwick P.M., Dowthwaite J.C., Harrison A.B. et al.) // *Astron. Astrophys.* 1985. V. 181. L. 1.

УДК 524.354.4

Эволюция и замедление вращения нейтронных звезд: магнитодипольное излучение или торможение токами?

А.П. Корниенко, Б.М. Владимирский

Крымская Астрофизическая Обсерватория, 334413, Украина, Крым, Научный

Поступила в редакцию 30 апреля 1992 г.

Аннотация. Предсказания двух моделей замедления вращения нейтронных звезд – магнитодипольного излучения и торможения токами, текущими по поверхности – сопоставляются с данными наблюдений с учетом существования двух типов пульсаров. Показано, что выделенный ранее путем пятимерного статистического анализа тип пульсаров, эволюционировавший автономно (в отсутствие аккреции), обладает свойствами, которые не согласуются с представлениями магнитодипольной модели. Не наблюдается эволюционного “выстраивания” – уменьшения с возрастом угла между осью вращения и осью магнитного диполя. Напротив, имеется тенденция к ортогонализации, что является аргументом в пользу модели торможения пондеромоторным действием поверхностных токов.

EVOLUTION AND MODERATION OF ROTATION OF NEUTRON STARS – MAGNETODIPOLE EMISSION VERSUS PONDEMOTOR EFFECTS OF SURFACE CURRENTS?, by *F.P. Kornienko, B.M. Vladimirovsky*. The predictions of two models of moderation of rotation of neutron stars: magnetodipole emission and ponderomotor effects of surface current are compared with the observations, taking into account probable existence of two different types of the pulsars. It is shown that the pulsars which have authonomic evolution (without the accretion) do not obey magnetodipole relations. There are no the “alignment” for these pulsars, but the tendency to the orthogonalisation may be noted. So the arguments pro the model of moderation by ponderomotor action of surface currents may be presented.

Ключевые слова: радиопульсары; механизм торможения

1 Введение

В последнее время были найдены убедительные аргументы, свидетельствующие о неоднородности наблюдаемой популяции радиопульсаров. Нарайян, Острайкер (1990) выделили две различные группы пульсаров – F и S, исходя из некоторых общих модельных представлений и анализа большого массива наблюдательных данных. Корниенко и Владимирский (1991) выделили аналогичные по своим характеристикам классы радиопульсаров путем 5-мерного статистического анализа. При этом было обнаружено, что одна из выделенных групп характеризуется монотонным изменением почти всех своих параметров с увеличением высоты пульсаров над галактической плоскостью. Этот тип радиопульсаров (тип C \equiv C stablelike, они тождественны пульсарам F Нарайяна, Острайкера (1990)) по своим эволюционным свойствам близок к “классическим” нейтронным звездам. Другой тип (R(recycled) \equiv S) обладает признаками эволюции в двойной системе. Эти нейтронные

звезды, видимо, испытывали аккрецию, что привело к изменению их основных параметров (механический момент, магнитное поле, химический состав поверхности) (Владимирский, Корниенко 1991; см. также Бэйлис, 1989).

Наличие двух указанных типов пульсаров заставляет еще раз вернуться к вопросу о сопоставлении их наблюдаемых свойств с теоретическими моделями нейтронных звезд и магнитосфер. Очевидно, что такое сопоставление необходимо проводить только с пульсарами, чья эволюция проходила автономно, по своим внутренним законам, т.е. с пульсарами типа С ($\equiv F$). Исходя из представления об однородности всей совокупности наблюдаемых пульсаров, сравнение теории и наблюдений было недавно проделано Маловым (1989). Основной результат этого анализа сводится к выводу о полном соответствии наблюдений магнитодипольной модели замедления вращения нейтронных звезд и о противоречии с наблюдательными данными модели токовых потерь (Бескин и др., 1983). Следуя сценарию сравнения теории и наблюдений, развитому в цитированной работе Малова (1989), упомянутый анализ проводится здесь заново, но объектами сравнения являются только пульсары типа Crablike (CF). Списки радиопулсаров С- и R- типа затабулированы (Корниенко, Владимирский, 1991). Список С-пульсаров включает в себя 94 объекта, располагающихся не далее 3.5 кпк. Более удаленные радиопулсары не могут быть надежно классифицированы из-за невозможности на данном этапе учесть эффект наблюдательной селекции.

2 Эволюционное изменение угла между осью вращения нейтронной звезды и вектором ее дипольного магнитного поля

Известно, что магнитодипольная модель и модель токовых потерь предсказывают противоположные эволюционные изменения угла β между осью вращения нейтронной звезды и вектором магнитного диполя. При этом при прочих равных условиях, в случае торможения дипольным излучением быстрее должны эволюционировать ортогональные ротаторы, в случае торможения вращения пондеромоторным действием токов – соосные ротаторы.

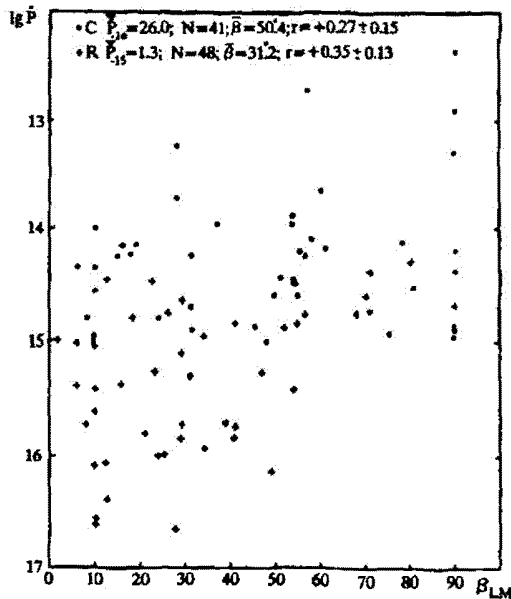


Рис.1. Диаграмма рассеяния $\lg \dot{P}$ – угол β (каталог Лайна-Манчестера, 1988) для двух типов пульсаров. (\bullet) – пульсары типа С (Crablike); (\times) – пульсары типа R (Recycled)

Для сопоставления использовались два каталога углов β , оцененных из поляризационных измерений – Малова (1986) и Лайна-Манчестера (1988). Оказалось, что скорость эволюции \dot{P} вообще не обнаруживает зависимости от упомянутого угла: коэффициенты корреляции $\dot{P}(\beta)$ составляют $+0.27 \pm 0.15$ и -0.10 ± 0.19 соответственно для цитированных каталогов. Ситуация не изменяется, если для поиска этой зависимости рассматривать отдельно пульсары разного возраста (можно напомнить, что для С-объектов принятые в теории показатели возраста значимо коррелируют с кинематическим возрастом). С точки зрения существования двух типов пульсаров положительная корреляция $\dot{P}(\beta)$, найденная Маловым (1989), отражает просто различие в средних значениях параметров этих групп. Это ясно видно из рис.1, где в координатах $\lg \dot{P} - \beta$ нанесены все объекты с известными значениями β (каталог Лайна-Манчестера – С-пульсары – кружки, R-пульсары – кресты). При этом для С-пульсаров $\dot{P}_{15} = 26.0$ и $\bar{\beta} = 50.4$, а для аккрецировавших R-пульсаров $\dot{P}_{15} = 1.3$ и $\bar{\beta} = 31.2$.

Поиск зависимости углов β от показателей возраста пульсаров в общем является затрудни-

тельным. Причину этого легко понять, представив себе физическую картину формирования наблюдаемых частотных распределений $N(\beta)$. Во-первых, имеется некоторое начальное распределение $N_0(\beta)$, возникающее после вспышек Сверхновых и образования пульсаров. Можно вслед за многими авторами полагать $N_0(\beta)$ равномерным (не исключено, что такое предположение является серьезным упрощением). Во-вторых, наблюдаемое начальное распределение (для пульсаров с малым возрастом) может быть искажено селекцией. Далее, с увеличением возраста – в зависимости от принятой модели – это распределение будет постепенно отклоняться от равномерного, обогащаясь либо малыми углами (“выстраивание” магнитодипольной модели), либо – большими углами (ортогонализация модели токовых потерь). Изменения эмпирических распределений $N(\beta)$ в зависимости от Z (расстояния от галактической плоскости) для обоих каталогов углов показаны на рис. 2. Видно, что “выстраивания” (уменьшения β) с увеличением кинематического возраста определенно не наблюдается. Если подсчитать средние значения высоты над галактической плоскостью для больших и малых углов $\bar{Z}(\beta \lesssim 40^\circ)$, заметна даже тенденция к эволюционному увеличению β , что видно из табл.1 (значимость различий \bar{Z} оценивается по критерию Манна-Уитни U^*). Для других показателей возраста пульсаров $\tau = P/2\dot{P}$ (магнитодипольная модель), $Q = 2P^{1.1}/P^{0.4}$ (модель токовых потерь) корреляции с β , однако, не найдено. Интересно, что не наблюдается также зависимости радиосветимости L от угла β (коэффициенты корреляции для каталогов Малова и Лайна-Манчестера соответственно равны -0.23 ± 0.17 и 0.02 ± 0.14). Не обнаруживается и связи β с периодом. Тем удивительнее, что для пульсаров даже умеренного возраста ($Q > 1$) обнаруживается слабая антикорреляция β и расстояния до объекта d , что можно рассматривать как указание на наличие наблюдательной селекции. Пульсары с $\beta > 40^\circ$ располагаются с средним на $\approx 20\%$ ближе, чем объекты с $\beta < 40^\circ$. Для R-пульсаров зависимость $\beta(d)$ имеет другой знак и является значимой (каталог Малова $r = +0.66 \pm 0.21$; каталог Лайна-Манчестера $r = +0.32 \pm 0.14$).

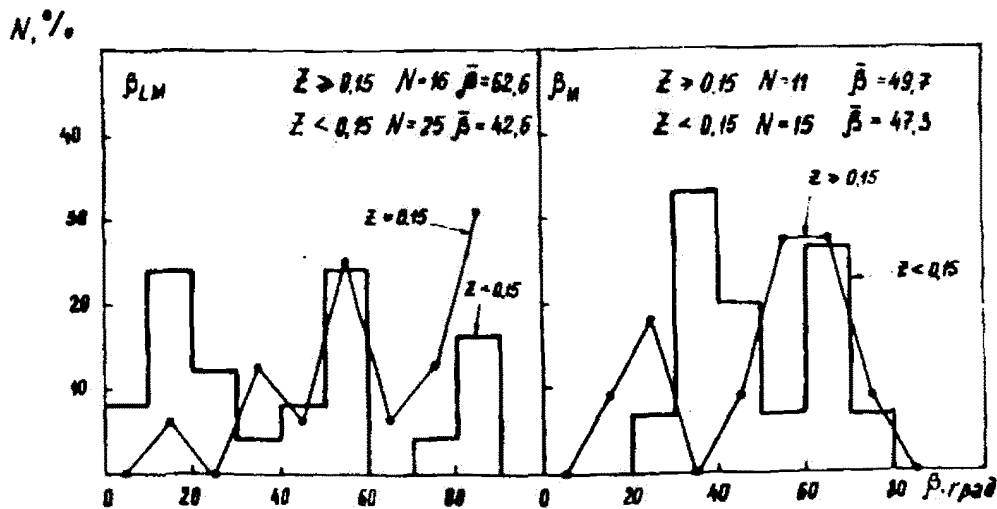


Рис. 2. Частотное распределение углов β_μ (каталог Малова) и β_{LM} (каталог Layne-Manchester) для объектов типа С с большими (>0.15 кпк) и малыми (<0.15 кпк) расстояниями пульсаров от галактической плоскости Z (см. Табл. 1)

3 Изменение во времени максимума производной позиционного угла линейной поляризации

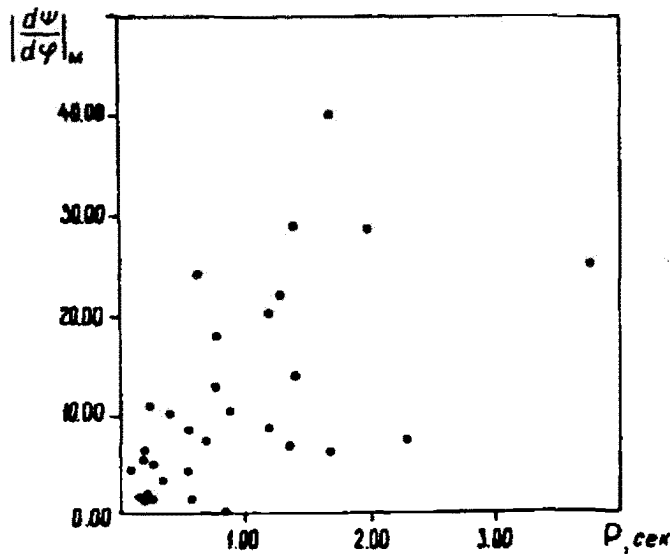


Рис.3. Зависимость максимума производной позиционного угла поляризации $|\frac{d\psi}{d\varphi}|_{\mu}$ от периода P (сек) для С-пульсаров. Коэффициент корреляции $+0.57 \pm 0.12$

Известно, что в качестве меры величины β можно использовать значение максимума производной позиционного угла ψ линейной поляризации $|\frac{d\psi}{d\varphi}|$. Соответствующие значения были затабулированы Маловым (1989), для рассматриваемых С-пульсаров число объектов составляет $N = 31$. Как и для углов β , корреляция с производной периода \dot{P} отсутствует ($r = +0.08 \pm 0.18$). Связь $\dot{P}(|\frac{d\psi}{d\varphi}|)$, найденная Маловым, возникает – как и в предыдущем случае (рис. 1) – из-за соответствующих различий средних значений параметров С- и R-пульсаров. На диаграмме $P-|\frac{d\psi}{d\varphi}|_{\mu}$ Crablike – пульсары занимают преимущественно правый верхний угол ($P_{15} = 20.9; |\frac{d\psi}{d\varphi}|_{\mu} = 11.3$), а R-пульсары – левый нижний ($\dot{P}_{15} = 6.2; |\frac{d\psi}{d\varphi}|_{\mu} = 2.7$).

Для рассматриваемой величины обнаружены следующие закономерности, имеющие, вероятно, для С-пульсаров эволюционный смысл:

1) Имеет место зависимость $|\frac{d\psi}{d\varphi}|_{\mu}$ от периода P . Коэффициент корреляции равен $r = 0.57 \pm 0.12$. Диаграмма рассеяния показана на рис. 3.

Для R-пульсаров эта связь отсутствует ($r = +0.21 \pm 0.17$). Поскольку для С-пульсаров период монотонно возрастает с увеличением возраста, указанная зависимость может быть истолкована как указание на эволюционное возрастание $|\frac{d\psi}{d\varphi}|_{\mu}$, т.е. увеличение β .

2) $|\frac{d\psi}{d\varphi}|_{\mu}$ слабо возрастает с увеличением всех показателей возраста:

$$\begin{aligned} |\frac{d\psi}{d\varphi}|_{\mu}(Z), r &= +0.14 \pm 0.18; \\ |\frac{d\psi}{d\varphi}|_{\mu}(Q), r &= +0.45 \pm 0.14; \\ |\frac{d\psi}{d\varphi}|_{\mu}(\tau), r &= +0.28 \pm 0.17; \end{aligned}$$

Отмеченная выше зависимость $|\frac{d\psi}{d\varphi}|_{\mu}$ от периода делает, возможно, последние две связи тривиальными. Для пульсаров типа R все перечисленные корреляции отсутствуют (коэффициенты корреляции соответственно $+0.10 \pm 0.18; -0.07 \pm 0.18; -0.16 \pm 0.18$).

3) $|\frac{d\psi}{d\varphi}|_{\mu}$ антикоррелирует с радиосветимостью L : $r = +0.43 \pm 0.14$)¹

Для R-пульсаров этой связи нет ($r = +0.21 \pm 0.17$).

Отмеченные закономерности, согласуясь между собой и с другими корреляционными связями, найденными для С-пульсаров (Владимирский, Корниенко, 1991), противоречат предсказаниям

¹ эту антикорреляцию, возможно, полностью следует отнести за счет корреляции $|\frac{d\psi}{d\varphi}|_{\mu}(P)$ и связи $L \propto P^{-1}$ при вычислении светимости. Авторы признательны И.Ф. Малову, указавшему на это обстоятельство.

магнитодипольной модели. Антикорреляция $|\frac{d\psi}{d\varphi}|_{\mu}(L)$ имеет своим следствием неизбежную зависимость рассматриваемой величины от расстояния.

Действительно,

4) $|\frac{d\psi}{d\varphi}|_{\mu}$ имеет тенденцию уменьшаться с увеличением расстояния ($r = -0.29 \pm 0.17$). Для R- пульсаров знак этого эффекта противоположный ($r = +0.46 \pm 0.14$). Таким образом, для интересующих нас здесь S-пульсаров наблюдательная селекция приводит к уменьшению числа объектов с большими значениями $|\frac{d\psi}{d\varphi}|_{\mu}$, т.е. большими значениями β . Это тенденция, существующая и для самих величин (см. выше), означает, что в исследуемом наборе объектов их число с большими β преуменьшено. Отсюда следует, что слабые зависимости $\beta(Z)$ (рис.1, табл.1), свидетельствующие в пользу модели токовых потерь, вероятно, акцентируются, усилятся после учета эффекта селекции.

Таблица 1.

β	Каталог Лайна-Манчестера		Каталог Малова	
	Z (кпк)	n	Z (кпк)	n
$\beta > 40^\circ$	0.170	26	0.141	18
$\beta \leq 40^\circ$	0.113	15	0.105	8
$P(U^*)$	0.14		0.21	

Таблица 2.

	C		R	
Параметры	$\bar{Q} = 0.73$	$\bar{Q} = 1.74$	$\bar{Q} = 1.85$	$\bar{Q} = 2.52$
$W_{10}(n)$	27°31 (54)	15°27 (34)	29°03 (58)	33°26 (37)
\bar{Z} , кпк	0.11	0.27	0.55	0.25
Lgr	6.09	6.75	7.13	7.42

4 Изменение наблюдаемой ширины профиля импульса с возрастом пульсара

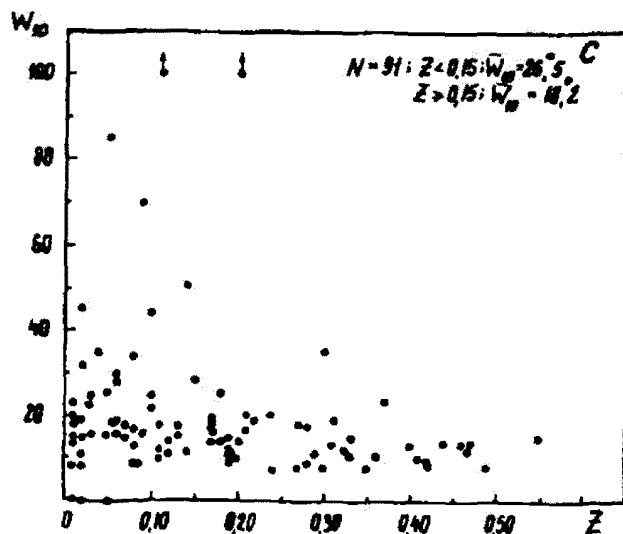


Рис. 3. Зависимость ширины пульса нейтронной звезды на уровне 10% W_{10} (градусы) от высоты объекта над галактической плоскостью Z . Коэффициент корреляции -0.16 ± 0.10

При "выстраивании" ширина импульса будет пропорциональна возрасту объекта, при ортогонализации зависимость должна быть обратной. Данные для сопоставления о ширине импульса W_{10}

взяты из известного каталога пульсаров Манчестера-Тэйлора (1981). Оказалось, что для всех показателей возраста Z , τ , Q значения W_{10} обнаруживают слабую антикорреляцию – коэффициенты корреляции составляют соответственно -0.16 ± 0.10 ; -0.41 ± 0.09 ; -0.23 ± 0.10 . Диаграмма рассеяния $W_{10}(z)$ показана на рис. 4. Различие для $Z \lesssim 0.15$ кпк невелико: $W_{10}(Z < 0.15) = 26^{\circ}5$; $W_{10}(Z > 0.15) = 18^{\circ}2$, по критерию Манна-Уитни $P(U^*)$ оно значимо на уровне 0.002. Контраст W_{10} для $Q \lesssim 1$ несколько выше ($P(U^*) = 0.001$). Соответствующие средние значения представлены в табл. 2 для обоих типов пульсаров (для R -пульсаров объектов с $Q < 1$ мало, поэтому разделение сделано для $Q \lesssim 2$). Как видно, для пульсаров типа R \bar{W}_{10} не зависит от параметров возраста ($W_{10}(Q)_R$ имеет коэффициент корреляции $+0.06 \pm 0.10$). W_{10} слабо антикоррелирует с периодом (0.22 ± 0.10), поэтому не вполне ясно, являются ли связи $W_{10}(Q)$ и $W_{10}(\tau)$ реальными. Кроме того, имеется значимая корреляция $W_{10}(\dot{P})$, $r = +0.48 \pm 0.08$ (для R -пульсаров соответственно $r = -0.17 \pm 0.09$). Наличие этой связи является аргументом в пользу теории токовых потерь, ибо для рассматриваемого типа пульсаров \dot{P} монотонно уменьшается с возрастом. Наконец, можно отметить, что W_{10} не обнаруживает – для данной выборки – связи с расстоянием до объектов ($r = +0.02 \pm 0.09$).

5 Магнитное поле и расстояние от галактической плоскости

Многие авторы на основании тех или иных соображений полагают, что магнитное поле пульсаров за интервал времени порядка нескольких миллионов лет затухает. Наблюдательной основой для такого вывода служит, в частности, зависимость параметра $B_{\perp} \propto \sqrt{P\dot{P}}$ магнитодипольной модели от Z (Нешпор, 1985). Подобно другим рассмотренным выше зависимостям, с точки зрения существования двух типов пульсаров эта связь является фиктивной. Она обусловлена тем, что R -пульсары имеют в среднем более слабые магнитные поля, располагаясь относительно высоко над галактической плоскостью, в то время как пульсары типа S имеют сравнительно малые Z при значениях b_{\perp} в несколько раз более высоких (Владимирский, Корниенко, 1991).

Для S -пульсаров поиск корреляции напряженности поля B с высотой пульсаров над галактической плоскостью Z проводился для следующих величин:

магнитодипольная модель $B_{md} = B_{\perp} \sin \beta$

модель токовых потерь (Бескин и др., 1983):

$$B_{\tau,12} \simeq P^{0.7} P^{-0.05} \cos^{-1} \beta, \quad Q < 1$$

$$B_{\tau,12} \simeq P^{1.88} \cos^{-1} \beta, \quad Q > 1$$

Таблица 3.

β, Q	β_{μ}		β_{LM}	
	$Q < 1$ $n = 15$	$Q > 1$ $n = 11$	$Q < 1$ $n = 22$	$Q > 1$ $n = 19$
$B_{md}(Z)$	-0.34 ± 0.17	$+0.18 \pm 0.25$	-0.05 ± 0.21	$+0.05 \pm 0.23$
$B_{\tau}(Z)$	-0.37 ± 0.16	$+0.14 \pm 0.26$	$+0.05 \pm 0.21$	-0.02 ± 0.23

Углы β брались из уже использованных ранее каталогов Малова и Лайна-Манчестера, остальные параметры – из каталога Манчестера-Тэйлора. Полученные коэффициенты корреляции представлены в Табл.3. Из их рассмотрения следует,

что зависимости $B(Z)$ не обнаруживается. Другие варианты поиска этой связи привели к тому же результату. При этом, фигурирующий в табл. 3 параметр возраста токовой модели Q сам по себе значимо коррелирует с Z : коэффициент корреляции $+0.49 \pm 0.08$. Для пульсаров типа R связи $Q(Z)$ нет ($r = -0.18 \pm 0.13$; величины относятся к выборке объектов каталога углов Лайна-Манчестера, для всех S -пульсаров эта зависимость рассматривалась ранее (Владимирский, Корниенко, 1994). Изложенное выше позволяет заключить, что для изученной выборки пульсаров типа S признаков распада магнитного поля в шкале нескольких млн. лет не наблюдается.

6 Заключение

Все перечисленные в предыдущих разделах закономерности, установленные для выборки пульсаров S (Crablike), сведены в третьей колонке табл. 4. В первой и второй колонках таблицы отмечены

При этом выявляются аргументы в пользу модели токовых потерь.

Благодарности. Авторы благодарны И.Ф. Малову за ценные замечания при чтении рукописи.

Литература

- Бейлис (Bailes M.) // *Ap.J.* 1989. V. 342. P. 917.
Бескин В.С., Гуревич А.В., Истомина Я.Н. // *ЖЭТФ.* 1983. Т. 58. С. 401.
Владимирский Б.М., Корниенко А.П. // *Астрон.Ж.* 1991. Т. 68. С. 512.
Корниенко А.П., Владимирский Б.М. // *Изв.Крымск.Астрофиз.Обсерв.* 1992. Т. 784. С. 118.
Лайн, Манчестер (Lyne A.G., Manchester R.N.) // *Monthly Not.Roy.Astron.Soc.* 1988. V. 234. N 3. P. 477.
Малов И.Ф. // *Астрофизика.* 1986. Т. 24. С. 507.
Малов И.Ф. // *Астрофизика.* 1989. Т. 31. С. 323.
Манчестер, Тейлор (Manchester R.N., Taylor J.Y.) // *Astron.J.* 1981. V. 86. P. 1953.
Нарайян, Острикер (Narayan R., Ostriker J.P.) // *Ap.J.* 1990. N 1. part 1. V. 352. P. 222.
Нешпор Ю.И. // *Изв.Крымск.Астрофиз.Обсерв.* 1985. Т. 77. С. 131.

УДК 524.3

Наблюдения запятненных красных карликовых звезд в КрАО

И.Ю. Алексеев

Крымская астрофизическая обсерватория, 334413 Украина, Крым, Научный

Поступила в редакцию 20 декабря 1997 г.

Аннотация. Начиная с 1991 года нами проводились регулярные фотоэлектрические исследования семнадцати запятненных красных карликовых звезд разных спектральных классов. Большинство этих звезд обладает значительной (около $0^m 10$) вращательной модуляцией и сильной (до $0^m 40$) сезонной переменностью среднего блеска. Эта переменность типа BY Dra связана с пятнами, покрывающими до 40 % поверхности звезды. При этом температура пятен отличается от фотосферной на 300 – 1500 К и зависит от массы звезды и числа Россби.

OBSERVATIONS OF SPOTTED RED DWARF STARS IN CrAO, by I. Yu. Alekseev. Since 1991 the regular photoelectrical observations of seventeen spotted red dwarf stars of different spectral types were carried out. The most of these stars posses considerable rotation modulation and strong seasonal mean brightness variability. This BY Dra - type variability is connected with starspots covered up to 40 % of stellar surface. The starspot temperature differs from the photospherical one on 300 – 1500 K and depends upon the stellar mass and the Rossby number.

Ключевые слова: *UBVRI* фотометрия, звезды типа BY Dra

1 Введение

Исследование солнечной активности на звездах является одним из важных направлений астрофизики, которое помогает нам понять явления звездного магнетизма, дифференциального вращения и других вопросов строения и эволюции звезд. Проводимые с пятидесятих годов фотометрические исследования звезд малых масс обнаружили два вида солнечной активности – скоротечные вспышки (переменность типа UV Cet) и медленные малоамплитудные колебания блеска, связанные с наличием холодных пятен на поверхности вращающейся звезды (переменность типа BY Dra). Подобная запятненность встречается кроме красных карликовых звезд также у проэволюционировавших систем типа RS CVn, звезд типа T Tau, одиночных быстровращающихся гигантов типа FK Com и других переменных.

В настоящее время известно несколько десятков запятненных красных карликов, многие из которых очень плохо изучены. Поэтому, начиная с лета 1991 года в Крымской обсерватории проводятся регулярные фотометрические наблюдения переменных типа BY Dra. Цель этих наблюдений – исследование вращательной модуляции блеска звезды, переменности ее среднего блеска и построение по этим наблюдениям моделей запятненности звездной фотосферы.

В нашу программу входит 17 объектов спектральных классов от G9 до M4.5. Большинство из них – LQ Hya, EQ Vir, DK Leo, V 1005 Ori, DT Vir, GT Peg, AD Leo, YZ CMi, EV Lac – известны как одиночные, BF CVn входит в состав визуально – двойной системы, V 1396 Cyg – тройная, а остальные звезды являются спектрально – двойными. При этом мы старались наблюдать как известные и хорошо исследованные переменные (VY Ari, V 775 Her, LQ Hya, OU Gem, EV Lac), так и малоисследованные системы, такие как MS Ser, DK Leo, DT Vir.

В таблице 1 приведены основные параметры исследуемых звезд – название, спектральный класс, блеск, максимальные амплитуды вращательной модуляции блеска и колебаний среднего блеска, число эпох наблюдений по данным литературы и по нашим наблюдениям, показатели цвета звезд и фотометрический период вращения.

Таблица 1. Основные параметры программных звезд

N	звезда	Sp	V mag	ΔV mag	$\Delta < V >$ mag	число эпох наблюдений	U-B mag	B-V mag	V-R mag	V-I mag	P (сутки)
1	VY Ari	dG9e	6.68	0.28	0.24	14/6	0.63	0.96	0.80	1.44	16.42
2	V 775 Her	dK0e	7.79	0.15	0.38	10/6	0.64	0.91	0.80	1.34	2.90
3	LQ Hya	dK0-2e	7.77	0.19	0.09	21/3	0.59	0.91	0.78	1.33	1.60
4	MS Ser	dK2e	8.11	0.18	0.08	4/4	0.66	1.04	0.73	1.44	9.60
5	OU Gem	dK3e	6.75	0.09	0.09	10/2	0.69	0.93	0.85	1.40	7.36
6	V 833 Tau	dK5e	7.88	0.13	0.34	5/3	0.87	1.19	0.93	1.63	1.85
7	EQ Vir	dK5(7)e	9.25	0.15	0.09	6/4	1.05	1.18	1.13	1.86	3.96
8	FK Ser	K5Vp	10.54	0.20	0.08	1/2	0.41	1.26	1.28	2.19	5.20
9	DK Leo	dM0e	9.87	0.13	0.20	2/2	1.07	1.37	1.43	2.44	8.05
10	V 1005 Ori	dM0.5e	9.93	0.16	0.09	10/5	1.15	1.39	1.30	2.40	4.40
11	BF CVn	dM1.5e	10.46	0.07	0.16	4/3	1.13	1.42	1.47		3.17
12	DT Vir	dM1.5e	9.65	0.05	0.08	3/5	1.12	1.44	1.48	2.64	1.53
13	V 1396 Cyg	dM3e	10.07	0.10	0.11	4/6	1.09	1.49	1.50	2.70	3.28
14	AD Leo	dM3.5e	9.34	0.03	0.06	8/3	1.08	1.55	2.03	3.19	2.68
15	GT Peg	dM3.5e	11.53	0.13	0.14	5/6	1.05	1.51	1.70	3.15	1.64
16	YZ CMi	dM4.5e	11.13	0.16	0.11	6/3	0.91	1.60	1.86	3.60	2.77
17	EV Lac	dM4.5e	10.12	0.14	0.25	21/7	1.10	1.60	1.79	3.24	4.38

2 Наблюдения и результаты

Все наблюдения проводились нами в 1991 – 1997 годах на 1.25 метровом рефлекторе КраО АЗТ-11, оснащенный пятисканальным двухлучевым фотометром – поляриметром Пииролы (1984). Для каждой звезды проводилось за ночь подряд по три цикла измерений, состоящих из последовательного наведения на объект, звезду сравнения и контрольную звезду. При каждом наведении снималось по 4 – 5 отсчетов с временем экспозиции 10 с каждый. Ошибки определения звездной величины при такой методике не превышают 0^m01 (в полосе V), а показателей цвета – 0^m02 – 0^m03 (наиболее плохо определяемый U – B).

На рис. 1 и 2 представлены сводные кривые блеска звезды в полосах B и V по данным литературы и нашим наблюдениям. Вертикальные линии на рисунках соответствуют интервалу колебаний блеска в данный сезон, а точки – единичным оценкам блеска звезды. Значки с барями на рис. 2 соответствуют оценкам блеска по фотографическим наблюдениям, выполненным Филлипсом и Хартманном (1978) по пластинкам Гарвардской коллекции (треугольники), а также Бондарь (1996) по пластинкам Зоннебергской обсерватории (заполненные треугольники) и ГАИШ (открытые кружки). Пунктирной линией отмечен найденный уровень максимального блеска звезды. При

моделировании запятненности звезды мы принимаем его значение за яркость незапятненной фотосферы.

VY Aгі наблюдалась нами подряд шесть сезонов с 1992 по 1997 годы. В трех из них – 1992, 1993, 1995 – кривая блеска была почти синусоидальной с амплитудами вращательной модуляции 0^m14 , 0^m14 и 0^m10 соответственно, а в 1994 – существенно отличающейся от синуса, с амплитудой 0^m21 . О кривой блеска звезды в 1996 и 1997 году мы ничего сказать не можем из-за плохого перекрытия фаз наблюдениями. Фаза минимума блеска за этот период плавно изменилась от 0.6 в 1992 году до 0.0 в 1995. Вероятно, это связано с неточностями в определении периода звезды, так как подобное монотонное изменение фазы происходит с 1984 года.

Рис.1 демонстрирует значительное (до 0^m24) изменение среднего блеска звезды от сезона к сезону, связанное с медленными изменениями конфигурации пятен. О цикличности таких изменений мы ничего сказать не можем из-за недостаточности наблюдательных данных. Показатели цвета звезды изменялись незначительно.

V 775 Her наблюдалась в 1991 и с 1994 по 1998 годы. В сезон 1991 года кривая блеска была почти синусоидальной ($\Delta V = 0^m11$), а в остальные сезоны – сильно неправильной формы с амплитудами 0^m05 – 0^m10 . Бопп и др. (1981) показали, что кривая блеска звезды может сильно изменяться с характерным временем порядка месяца. Наши наблюдения звезды в каждый сезон были растянуты на 3 – 4 месяца, и кривые блеска вполне могли быть искажены быстрыми изменениями конфигурации запятненных областей. Колебания среднего блеска звезды (до 0^m38) – наибольшие для всех наблюдаемых нами звезд – хорошо совпадают с амплитудой фотографической переменности.

LQ Hyа наблюдалась в 1994 году, когда мы получили аппроксимируемую синусоидой кривую блеска, а также в 1995 и 1996 годах. В двух последних сезонах из-за погодных условий и плохой видимости звезды не было достигнуто достаточное для построения кривой блеска перекрытие фаз. Амплитуда переменности составляла около 0^m06 .

Малые колебания ее среднего блеска (рис.1), вероятно, цикличны, с возможным циклом около 7 лет, что требует дополнительного наблюдательного подтверждения.

MS Ser наблюдалась нами в 1991 и 1994 – 1997 гг. Ее кривые блеска довольно сильно отличаются от синусоидальных и обладают значительной (до 0^m18) амплитудой. Средний блеск звезды колеблется незначительно.

V 833 Tau обладает слабой (около 0^m03) вращательной модуляцией. Зимой 1996 – 1997 года нами найден наибольший максимум блеска звезды в полосах *B* и *V*, хорошо согласующийся с фотографическими данными. **V 833 Tau** – известная звезда с плавными изменениями среднего блеска, составляющими около 0^m7 . Охваченный фотоэлектрическими наблюдениями минимум 1988 года имеет в два раза меньшую глубину.

OU Gem наблюдалось нами в феврале – марте и сентябре – октябре 1993 года и зимой 1995 – 1996 года. Она обладает слабой вращательной модуляцией. Родано и Кутиспото (1992) показали, что кривые блеска этой звезды быстро изменяют форму, но из-за малой амплитуды переменности звезды мы этот эффект не обнаружили.

EQ Vir наблюдалась нами в 1993 – 1996 годах. В 1993 и 1994 она обладала практически синусоидальными кривыми блеска уверенно регистрируемой (0^m09 и 0^m04) амплитуды. Кривые блеска звезды в 1995 и 1996 годах не построены из-за малого числа наблюдений. Колебания среднего блеска у **EQ Vir** относительно малы.

FK Ser – малоизученная post-T **Tauri** звезда – наблюдалась нами в 1991 году, когда амплитуда ее вращательной модуляции доходила до 0^m20 . Также нами проводились единичные наблюдения в 1994 и 1997 гг, которые вместе с данными литературы (Чугайнов, 1974; Хербиг, 1973; Хербиг, Гудрич, 1986) дают переменность среднего блеска звезды, составляющую 0^m08 .

DK Leo – также малоизученная звезда. Наши наблюдения весной 1996 и 1997 годов подтвердили ее переменность типа **VY Dra**. Амплитуды ее вращательной модуляции составляли 0^m05 и 0^m08 соответственно при разнице среднего блеска 0^m04 .

V 1005 Ori наблюдалась в 1992 – 1996 гг. Во все сезоны ее кривая блеска сильно отличалась по форме от синусоидальной. Амплитуда вращательной модуляции не опускалась ниже 0^m04 . Уровень

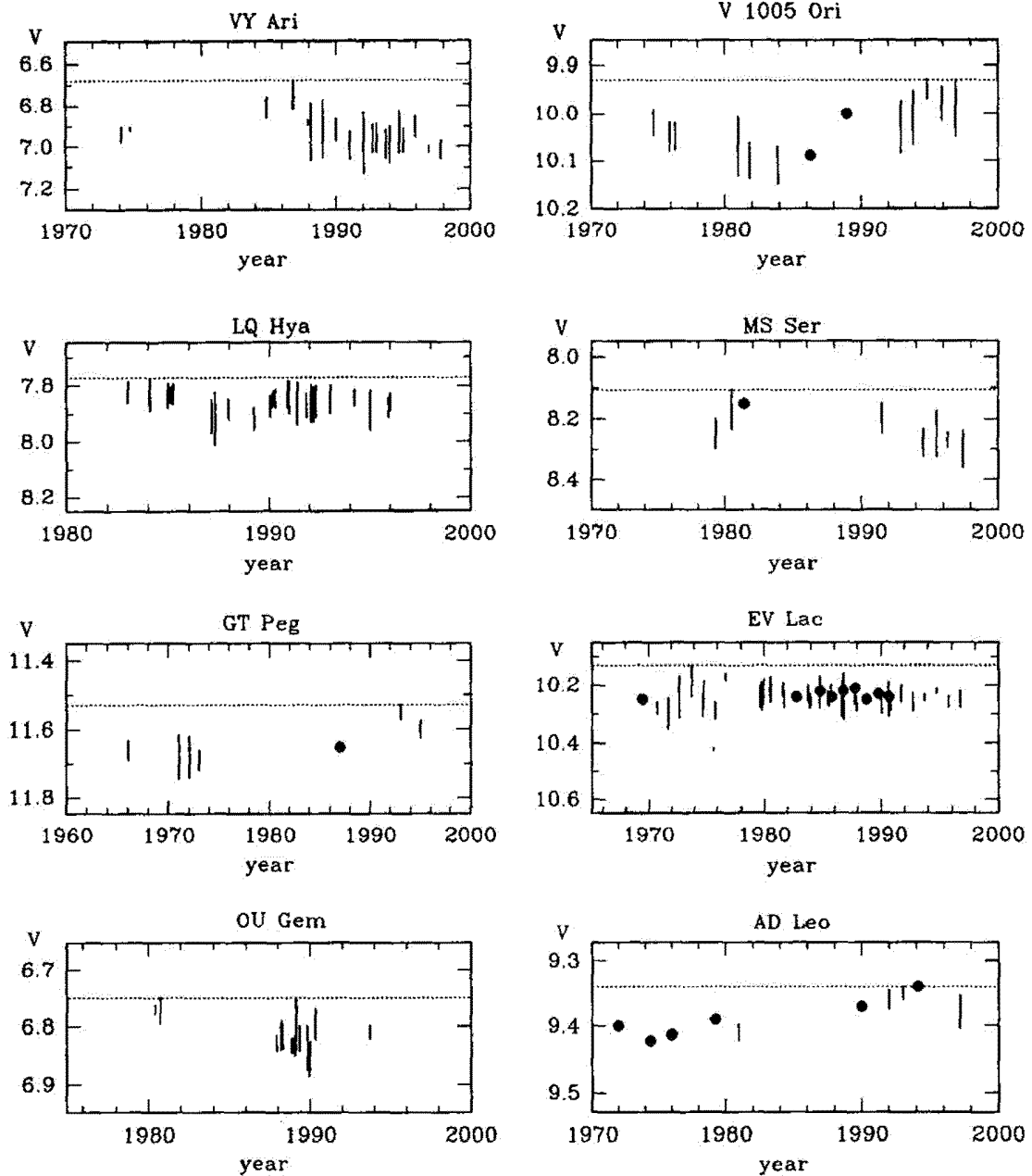


Рис. 1. Сводные кривые блеска программных звезд в полосе V по данным фотоэлектрических наблюдений

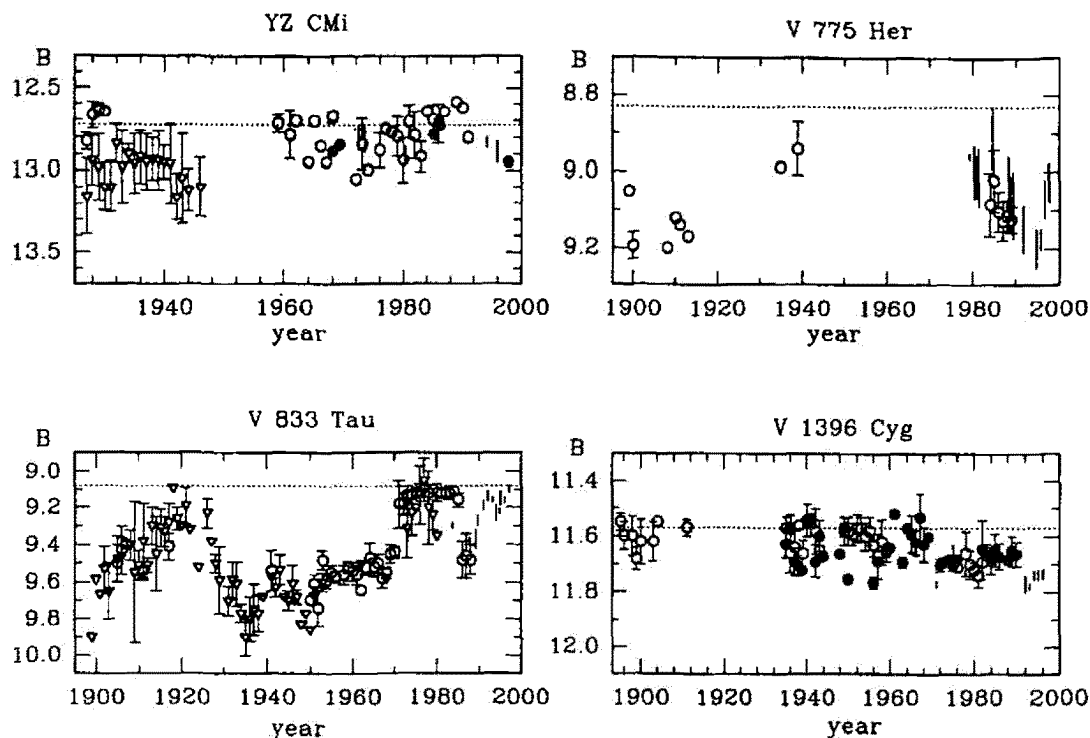


Рис. 2. Сводные кривые блеска программных звезд в полосе B по данным фотоэлектрических и фотографических наблюдений

максимального блеска звезды был зарегистрирован нами в 1994 году. Колебания среднего блеска имеют волнообразный характер, но об их цикличности ничего сказать нельзя.

$BF\ CVn$ наблюдалась нами в 1993 – 1996 гг. Она обладает малой ($0^m01 - 0^m02$) вращательной модуляцией. В 1995 – 96 гг звезда наблюдалась мало, и мы построили сводную кривую блеска за два сезона. Общая амплитуда переменности в этом случае составила 0^m05 .

$DT\ Vir$ наблюдалась нами в 1993 – 1997 гг. Во все сезоны кроме 1994 года она имела почти синусоидальную кривую блеска большой ($0^m06 - 0^m07$) амплитуды. В 1994 кривая блеска имела ту же амплитуду, но по форме отличалась от синуса. При этом средний блеск звезды сохранялся, а в 1994 – 1997 приблизительно сохранялась и фаза минимума блеска. Рисунок 2 показывает, что звезда все это время находилась в ярком состоянии.

$V\ 1396\ Cyg$ во все наблюдательные сезоны 1992 – 1998 годов имела малую ($0^m02 - 0^m05$) амплитуду. Средний блеск звезды за время наблюдений менялся в пределах 0^m04 , в то время как полные колебания среднего блеска составляют 0^m11 .

$AD\ Leo$ наблюдалась нами весной 1993, 1994 и 1997 гг. В 1993 вращательная модуляция составила 0^m03 , что хорошо согласуется с данными Панова (1993). В 1994 вращательной модуляции мы не обнаружили, а средний блеск звезды увеличился на 0^m01 и достиг максимального значения. В 1997 году мы снова обнаружили вращательную модуляцию блеска амплитуды 0^m045 , при этом средний блеск звезды понизился на 0^m04 .

$GT\ Peg$ наблюдалась в 1992 – 1996 годах. Наблюдения 1992 – 94 и 1995 – 96 гг можно разделить на две группы, когда сохранялась кривая блеска звезды. Между 1994 и 1995 произошла резкая смена конфигурации пятен на звезде, что привело к изменению среднего блеска (на 0^m05) и фазы минимума звезды. В сезонах 1992 – 94 гг звезда была наиболее яркой. Амплитуда вращательной модуляции составляла во все сезоны ($0^m04 - 0^m05$).

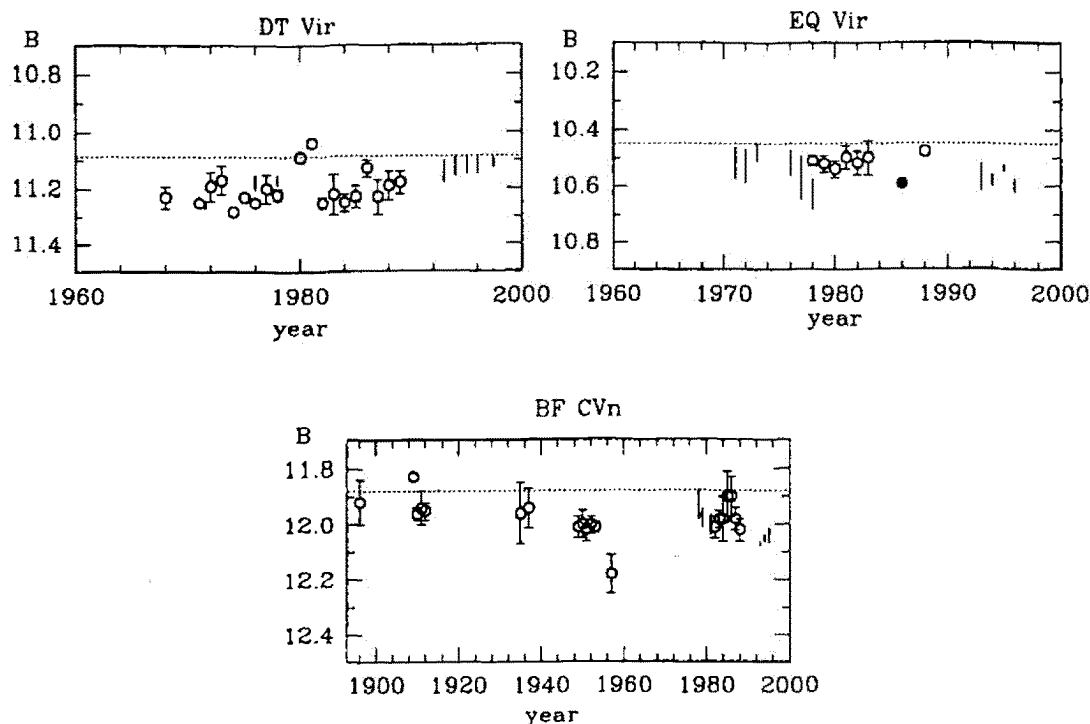


Рис. 2. (Продолжение)

YZ CMi наблюдалась нами три сезона – в 1993/4, 1995/6 и 1996/7 гг. В эти сезоны она показала околосинусоидальную кривую блеска большой амплитуды (0^m06 , 0^m13 и 0^m07 соответственно). Средний блеск звезды в эти сезоны различается на 0^m06 , а фаза минимума – на полпериода.

EV Lac – наиболее изученная нами звезда – наблюдалась во все сезоны с 1991 по 1998 в рамках различных кооперативных программ. За время наблюдений она показывала малую (до 0^m06) амплитуду вращательной модуляции и малое (0^m04) изменение среднего блеска. Кривые блеска звезды обычно хорошо аппроксимируются синусоидой.

Для этой звезды Алексеев и Гершберг (1998) обнаружили цикличность во вспышечной активности звезды с характерным временем 7.5 лет. Рисунок 1 показывает, однако, что колебания среднего блеска звезды этому циклу не соответствуют.

3 Заключение

Проведенные наблюдения позволили нам рассмотреть фотометрическую переменность 17 красных карликовых звезд спектральных классов от dG9e до dM4.5e. Характерные амплитуды вращательной модуляции и переменности среднего блеска звезды составляют от 0^m03 до 0^m28 и от 0^m06 до 0^m38 соответственно и почти не зависят от спектрального класса и скорости вращения звезды. Для ряда малоизученных звезд, таких как MS Ser, FK Ser, DK Leo, AD Leo, DT Vir, мы подтвердили наличие вращательной модуляции блеска с указанными в литературе периодами и переменности среднего блеска. Цикличности в изменениях среднего блеска, подобной солнечному циклу, у программных звезд мы не обнаружили.

Результаты наших наблюдений вместе с данными литературы были использованы Алексеевым и Гершбергом (1996 а-с; 1997), Алексеевым и Шаховской (1995), Алексеевым и Бондарь (1997; 1998)

и Алексеевым (1996 a,b; 1998) для построения моделей запятненности программных звезд, а также ряда звезд, данные для которых были взяты из литературы.

Проведенный анализ показал, что запятненные области занимают до 40% поверхности звезды. При этом возможные значения площадей пятен растут к звездам с большей скоростью вращения, достигая насыщения при критической скорости вращения $V_{rot} \sim 10 \div 20$ км/с. Таким образом, запятненность звезд так же зависит от скорости вращения звезды, как и другие индикаторы их активности.

Температура звездных пятен отличается от фотосферной на 300 – 1500 К и зависит от спектрального класса звезды (у более холодных звезд пятна холоднее). При этом разность температур $\Delta T = T_{phot} - T_{spot}$ зависит не только от спектрального класса звезды, но и от числа Россби.

Задерживаемый пятнами энергетический поток в полосе V мы сопоставили со светимостями активных областей звезд в линии H_{α} (Хербиг, 1985; Стауффер и Хартманн, 1986; Петтерсен, 1989; Штрассмайер и др., 1990; Монтеc и др., 1995) и рентгеновскими светимостями корон по данным спутника ROSAT (Хюнч и др., 1998). Рисунки 3 и 4 демонстрируют хорошую корреляцию этих величин, которым удовлетворяет и Солнце.

Суммарная энергия $L_X + L(H_{\alpha})$ совпадает по порядку величины с энергией задерживаемого пятнами излучения в полосе V. Таким образом, мы видим, что задержанная пятнами энергия вполне может переизлучаться хромосферой и короной звезды.

Литература

- Алексеев И.Ю. // Астрон. журн. 1996а. Т. 73. С. 81.
 Алексеев И.Ю. // Астрон. журн. 1996b. Т. 73. С. 86.
 Алексеев И.Ю. // Астрон. журн. 1998. Т. 75. С. 736.
 Алексеев И.Ю., Бондарь Н.И. // Письма в Астрон. журн. 1997. Т. 23. С. 294.
 Алексеев И.Ю., Бондарь Н.И. // Астрон. журн. 1998. Т.75. С. 742.
 Алексеев И.Ю., Гершберг Р.Е. // Астрон. журн. 1996а. Т. 73. С. 579.
 Алексеев И.Ю., Гершберг Р.Е. // Астрон. журн. 1996b. Т. 73. С. 589.
 Алексеев И.Ю., Гершберг Р.Е. // Астрофизика. 1996с. Т. 39. С. 67.
 Алексеев И.Ю., Гершберг Р.Е. // Астрон. журн. 1997. Т. 74. С. 240.
 Алексеев, Гершберг (Alekseev I.Yu., Gershberg R.E.) // The Earth and Universe /Eds. Asteriadis G., Bantelas A., Contadakis M.E. et al., 1997. Thessaloniki. P. 43.
 Алексеев И.Ю., Шаховская Н.И. // Изв. Крымск. Астрофиз. Обсерв. 1995. Т. 89. С. 93.
 Бондарь Н.И. // Изв. Крымск. Астрофиз. Обсерв. 1996. Т. 93. С. 111.
 Бопп и др. (Bopp B.W., Noah P.V., Klimke A., Africano J.) // Astrophys.J. 1981. V. 249. P. 210.
 Монтеc и др. (Montes D., Fernández-Figueroa M.J., De Castro E., Cornide M.) // Astron. Astrophys. 1995. V. 294. P. 165.
 Панов (Panov K.P.) // Inform. Bull. Var. Stars. 1993. N 3936.
 Петтерсен (Pettersen B.R.) // Astron. Astrophys. 1989. V. 209. P. 279.
 Пиирола (Piirola V.) // Observ. Astrophys. Lab. Univ. Helsinki. Rep. 1984. V. 6. P. 151.
 Родоно, Кутиспото (Rodono M., Cutispoto G.) // Astron. Astrophys. Suppl. Ser. 1992. V. 95. P. 55
 Стауффер, Хартманн (Stauffer J.R., Hartmann L.W.) // Astrophys. J. Suppl. Ser. 1986. V. 61. P. 531.
 Филлипс, Хартманн (Phillips M.J., Hartmann L.W.) // Astrophys.J. 1978. V. 224. P. 182.
 Хербиг (Herbig G.H.) // Astrophys.J. 1973. V. 182. P. 129.
 Хербиг (Herbig G.H.) // Astrophys.J. 1985. V. 289. P. 269.
 Хербиг, Гудрич (Herbig G.H., Goodrich R.W.) // Astrophys.J. 1986. V. 309. P. 294.
 Хюнч и др. (Hünsch M., Schmitt J.H.M.M., Sterzik M.F., Voges W.) // Astron. Astrophys. Suppl. Ser. 1999. (в печати).
 Чугайнов П.Ф. // Изв. Крымск. Астрофиз. Обсерв. 1974. Т. 52. С. 3.
 Штрассмайер и др. (Strassmeier K.G., Fekel F.C., Bopp B.W.) // Astrophys. J. Suppl. Ser. 1990. V. 72. P. 191.

УДК 524.5

Учет межзвездного поглощения при спектрофотометрии звезд

В.И. Бурнашев

Крымская астрофизическая обсерватория, 334413, Украина, Крым, Научный

Поступила в редакцию 31 марта 1998 г.

Аннотация. Рассмотрены различные методы оценки межзвездного поглощения в широком спектральном диапазоне.

Наилучшее представление закона межзвездной экстинкции дают полиномы Карделли и др. (1989), для видимой области – полиномы О’Доннела (1994).

Карты межзвездного поглощения для разных направлений, составленные на протяжении ряда лет разными авторами, согласуются между собой в пределах нескольких сотых или десятых долей звездной величины. Наиболее употребительными до сих пор являются карты Некеля и Кларе (1980) и Бурстейна и Хейлеса (1982). Для оценки межзвездного поглощения в данном направлении необходимо использовать всю имеющуюся информацию, полученную из фотометрических, поляризационных, инфракрасных и радионаблюдений.

THE ESTIMATION OF INTERSTELLAR EXTINCTION BY THE ABSOLUTE SPECTROPHOTOMETRY OF STARS, *by V.I. Burnashev*. The different methods for estimation of the interstellar extinction in the wide spectral region are reviewed.

The best presentation of the mean law of the interstellar extinction from 0.1 to 5 μm is the polinoms of Cardelli et al. (1989) and of O’Donnel (1994).

For estimation of interstellar absorption for a selected direction might be used different maps and graphics. The disagreement of different data is several hundredth or tenths of stellar magnitude.

The most applicable maps are those of Neckel and Klare (1980) for the equatorial region and Burstein and Heiles (1982) for the polar cups.

1 Введение

При изучении распределения энергии в спектрах небесных объектов часто необходимо учитывать влияние межзвездной экстинкции. До недавнего времени абсолютные спектрофотометрические измерения производились в ограниченном спектральном интервале с земной поверхности, причем применявшаяся аппаратура, как правило, обладала невысокой проникающей способностью. Поэтому речь шла о близких и ярких объектах, и зачастую достаточно было использовать средний закон межзвездного поглощения, полученный Уитфордом (1958). Для многих целей эта поправка обеспечивала достаточную точность.

С развитием фотоприемной аппаратуры и освоением новых спектральных диапазонов появилась необходимость получения достаточно простого рецепта учета межзвездной экстинкции в широком спектральном диапазоне, от вакуумного ультрафиолета до далекой инфракрасной области.

О значимости этой задачи красноречиво свидетельствует тот факт, что в книге В. Страйжиса "Многоцветная фотометрия звезд" (1977) данной проблеме посвящена целая глава, представляющая превосходный обзор, всесторонне освещающий проблему с точки зрения "потребителя" и содержащий достаточно полную библиографию до середины семидесятых годов.

Условно проблему учета межзвездного поглощения можно разделить на две следующие задачи:

1. Определение закона межзвездного поглощения и представление его в простой аналитической форме.
2. Построение графиков распределения поглощающей материи вдоль луча зрения для разных направлений.

Цель данного обзора – по доступным литературным источникам оценить возможность и наметить путь для выработки достаточно простого рецепта учета межзвездного поглощения при работе с наблюдательными данными из абсолютных спектрофотометрических каталогов в интервале длин волн от вакуумного ультрафиолета до далекой инфракрасной области.

2 Основные компоненты межзвездной среды

Мысль о том, что пространство между звездами заполнено поглощающей свет материей, высказывалась еще во времена Гершеля. В середине прошлого века В.Я. Струве оценил среднюю величину поглощения, близкую к современному значению. В начале 30-х годов Р. Трюмплер получил количественные оценки для обнаруженного в 1909 году Г.А. Тиховым межзвездного покраснения. Тогда же было установлено, что межзвездная материя концентрируется к плоскости Галактики, и ее плотность, а, следовательно, и величина поглощения, вполне удовлетворительно для высоких галактических широт описываются барометрической формулой (Куликовский, 1985).

Таблица 1. Основные компоненты межзвездной среды

	Т, К	n , см ⁻³	Масса ☉	Диаметр, пк	Доля объема	A_v
Корональный газ	$5 \cdot 10^3 \div 10^6$	$0.003 \div 10^{-2}$			~ 0.5	
Межоблачная среда	$6 \cdot 10^3 \div 10^4$	~ 0.1			0.4	
Зоны III низкой плотности	10^4	0.3			0.1	
Теплые области II	10^3	0.1			0.01	
Среднее диффузное облако	80 (30 ÷ 70)	10 ÷ 40	100 ÷ 400	10 (5 ÷ 70)	0.01	$0.^m2 \div 0.^m4$
ГМО	20	~ 300	$3 \cdot 10^5$	~ 40(до170)	$3 \cdot 10^{-4}$	
Газово-пылевой комплекс	10 ÷ 100	~ 200	$3 \cdot 10^4$	10		4^m
Области III	10^4	30	300	10	~ 10^{-4}	
ИК-III-облако	50	$4 \cdot 10^4$	400	0.4		30^m
Темное облако	10 ÷ 100	$10^3 \div 10^6$	300	1 ÷ 10	~ 10^{-5}	4^m
Большие глобулы	~ 10	10^4	20 ÷ 30	0.3	~ $3 \cdot 10^{-9}$	$(1^m \div 25^m)$ 4^m
Мазерные конденсации	> 100	10^{10}	5 ÷ 10	10^{-5}		$(1^m \div 30^m)$ до 1000^m

Дальнейшие исследования показали, что межзвездная среда состоит из нескольких сильно различающихся по своим свойствам компонентов, представленных в табл. 1, взятой из книги Бочкарева (1991) и дополненной некоторыми данными из обзоров Спитцера (1981), Марочника и Сучкова (1984), Винн-Вильямса (1993). Характерные размеры, приведенные в таблице, являются ориентировочными.

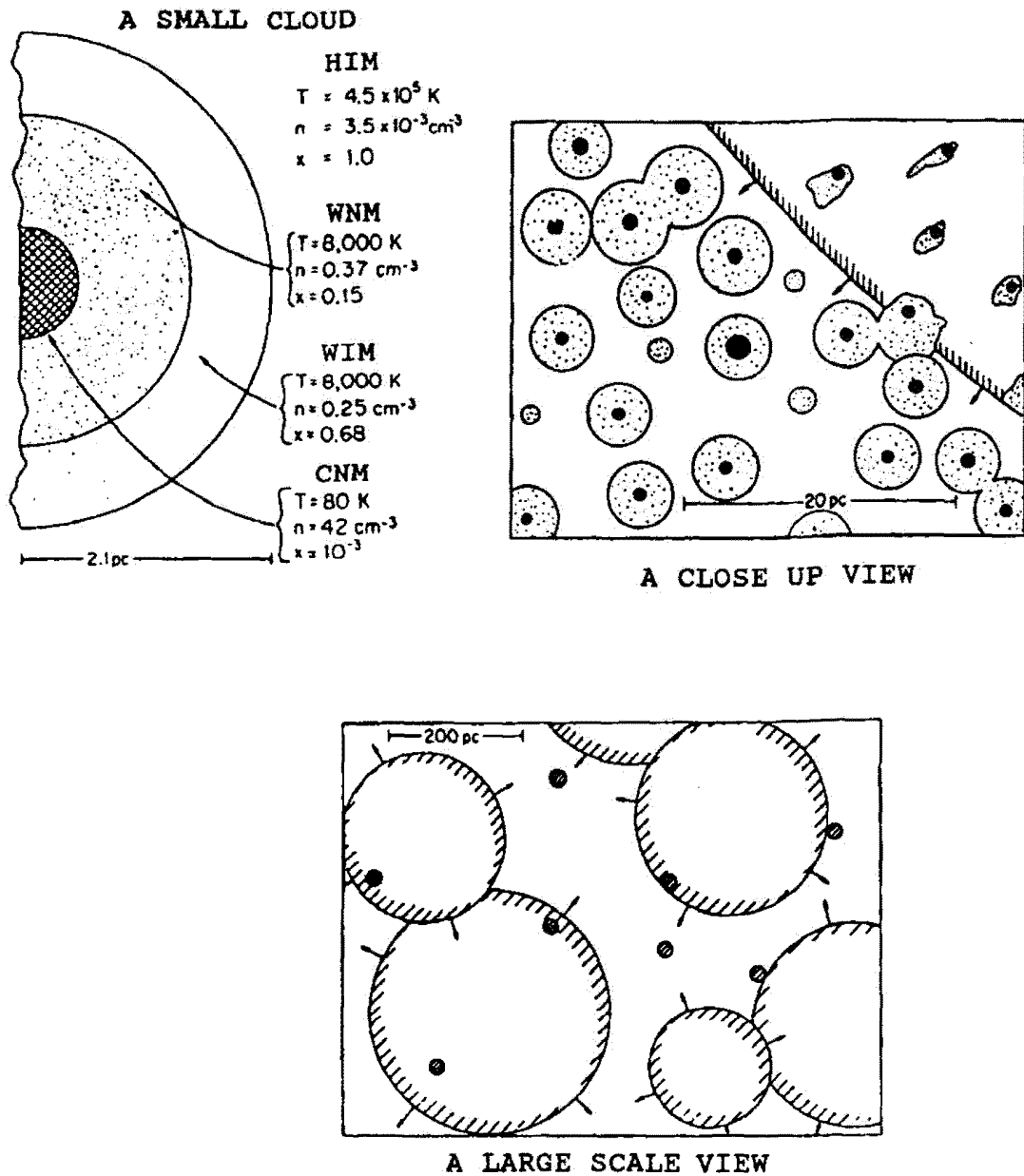


Рис. 1. Структура межзвездной среды (Мак-Ки, Острайкер, 1977). а) Строение диффузного облака. CNM – холодное ядро, в котором возникают обычные абсорбционные линии. WNM – “теплая” нейтральная материя, WIM – газ, конизованный ультрафиолетовым излучением звезд, HIM – горячий межоблачный газ. б) Крупномасштабная схема, дающая примерное понятие о соответствующих факторах заполнения. Ударная волна от сверхновой воздействует на внешние области облака, модифицируя пылевые частицы. в) Мелкомасштабная схема. Указаны только остатки сверхновых с радиусом больше 180 пк и облака с радиусом больше 7 пк. В такой области, 600 × 800 пк, содержится около 9000 облаков, подобных изображенному на первом рисунке

Горячий корональный газ, возникающий в результате вспышек сверхновых, заполняет большую часть межзвездного пространства в виде "каверн". Так как время остывания составляет около $4 \cdot 10^6$ лет, то каверны от разных вспышек могут перекрываться. Когда ударная волна от другой сверхновой достигает границы полости, волна распространяется по ней, восстанавливая высокую температуру. Такой процесс смыкания каверн приводит к существованию "туннелей", пронизывающих всю межзвездную среду. Доля объема, занимаемая корональным газом, весьма велика, по разным оценкам – от 30 до 70% (Каплан, Пикельнер, 1979; Бочкарев, 1991).

Вследствие тепловой неустойчивости в условиях гидростатического равновесия межзвездный газ разделяется на облака ($n \approx 10 \text{ см}^{-3}$, $T \approx 80 \text{ К}$) и межоблачную среду ($n \approx 0.1 \text{ см}^{-3}$; $T \approx 8000 - 10000 \text{ К}$). На самом деле реальные условия в межзвездной среде далеки от стационарных, поэтому разбиение лишь на две фазы встречается редко, и наблюдаемая картина гораздо сложнее.

На основе радионаблюдений на длине волны 21 см и исследования УФ-спектров были обнаружены относительно холодные облака с температурой 30-80 К и $n(\text{HI}) = 20-50 \text{ см}^{-3}$, погруженные в волокнистые структуры с температурой порядка 500 К. Окружающий их теплый HI газ имеет температуру 5000-8000 К. Основная поглощающая материя сосредоточена в облаках, между которыми имеется межоблачный газ, связанный с "горячей фазой" стандартной двухфазной модели. Диффузные облака включают в себя переходные области между корональным газом и холодной фазой стандартной модели – так называемые "теплые" области и зоны III низкой плотности.

Распределение межзвездных облаков по размерам R и массе M носит степенной характер (Кнуде, 1984):

$$f(R) \sim (2R)^{-2.62}; f(M) \sim M^{-1.5}$$

Результаты наблюдений 123 пылевых облаков, нагретых близкими звездами, позволили Марти и др. (1992) сделать вывод о том, что среднее расстояние между облаками составляет около 46 пк, средний радиус отдельного облака – около 1.9 пк. Возможный максимум в распределении по размерам при $r=2$ пк отмечал также и Кнуде (1984), однако для того, чтобы сделать окончательный вывод, необходимо увеличить угловое разрешение при определении межзвездной экстинкции примерно на порядок.

В последние годы стало возможным исследование более мелких облаков межзвездного газа. Структуры размером 0.05–0.30 пк обнаружили Паунд и др. (1990). Из наблюдений двойных звезд установлено изменение поглощения в межзвездных линиях на расстояниях 2800 AU, т.е. около 0.01 пк (Мейер, 1990). Наблюдения в радиодиапазоне с помощью VLBI показали существование структур размером до 25 AU (Даймонд и др., 1989) и даже до 10 AU (Мур, Маршер, 1995). Наименьшая характерная величина флуктуаций плотности установлена путем исследования мерцаний радиопульсаров на неоднородностях межзвездной плазмы и составляет около $10^{10} - 10^{11}$ см.

Поглощение и физические условия внутри рассматриваемого облака сильно зависят от его плотности, определяющей, в частности, величину полного визуального поглощения A_v . Уже при $A_v \geq 3^m$ температура внутри такого облака падает до $T \geq 30 \text{ К}$. При $A_v = 6^m$ водород существует полностью в молекулярном виде. В "черных" облаках при $A_v = 12^m$ температура падает до 10 К и в них наблюдается наибольшее число молекулярных соединений (Бочкарев, 1991). Схематически некоторые основные компоненты межзвездной материи показаны на рис. 1, взятом из статьи Мак-Ки и Острайкера (1977). В среднем на луче зрения в плоскости Галактики на расстоянии в один килопарсек попадает примерно 6 средних облаков с характерным значением среднего покраснения $E(B - V) = 0^m06$, и 0.8 большого облака с покраснением $E(B - V) = 0^m29$. Среднее поглощение в плоскости Галактики $A_v = 1^m9/\text{кпк}$ (Спитцер, 1978).

В середине 70-х годов были открыты гигантские молекулярные облака (ГМО), расположенные в основном в кольцевой зоне 4–8 кпк от центра Галактики и содержащие около половины всего межзвездного газа. Их общее число оценивается примерно в 6000. При средних значениях $T = 100 \text{ К}$ и $n = 300 \text{ см}^{-3}$ температура и плотность в ядрах ГМО могут достигать $T = 10 \text{ К}$ и $n = 10^6 \text{ см}^{-3}$. Величина поглощения в визуальной области составляет $A_v = 10^m - 100^m$ (в уплотнениях доходит до 1000^m).

3 Кривая межзвездной экстинкции

В начале 30-х годов Трюмплер (1930) подтвердил, что межзвездное поглощение носит селективный характер: синие лучи поглощаются сильнее, чем красные, что приводит к изменению цвета удаленных звезд. Им же было установлено, что в диапазоне 3400–6300 Å изменение межзвездной экстинкции с длиной волны примерно следует закону $1/\lambda$. Несмотря на то, что с тех пор непрерывно расширялся спектральный диапазон и росло количество наблюдательных данных, открытая Трюмплером закономерность не претерпела существенных изменений. Именно с той поры принято представлять закон межзвездного покраснения в зависимости от обратной длины волны и определять поглощение по степени покраснения, благодаря чему термины "поглощение" и "покраснение" в какой-то степени стали синонимами.

Описание формы кривой межзвездной экстинкции обсуждается в каждом обзоре, посвященном межзвездной материи. Некоторые важнейшие обзоры, вышедшие с начала 70-х годов, достаточно полно освещающие проблему межзвездной материи и содержащие подробные списки литературы, опубликовали Гринберг (1970), Викрамасингх и Нэнди (1972), Ааннстад и Парселл (1973), Спитцер (1981), Каплан и Пикельнер (1979), Ворошилов и Каландадзе (1983), Вошинников (1986), Матис (1987, 1990), Креловски и Вегнер (1989), Бочкарев (1991), Карделли (1994), Доршнер и Хеннинг (1995).

В некоторых обзорах выделены списки вышедших в последние годы важнейших монографий и сборников материалов совещаний (Вошинников, 1986; Бочкарев, 1991; Доршнер, Хеннинг, 1995).

Особый интерес, с точки зрения учета межзвездной экстинкции при проведении абсолютной спектрофотометрии, представляют обзоры Сэведжа и Матиса (1979), Масса и Сэведжа (1989), Креловски и Вегнера (1989), Креловски и Папай (1993), Карделли (1994), посвященные наблюдательным свойствам кривых.

3.1 Основные особенности кривой межзвездной экстинкции

Численное значение межзвездной экстинкции, включающей поглощение и рассеяние, выражают обычно в звездных величинах:

$$A(\lambda) = -2.5 \log \frac{I(\lambda)}{I_0(\lambda)}, \quad (1)$$

где $I_0(\lambda)$ – интенсивность излучения небесного источника в отсутствии межзвездного поглощения, $I(\lambda)$ – измеренная интенсивность, претерпевшая межзвездное поглощение на пути до наблюдателя.

Оптическая толщина поглощающей материи:

$$\tau(\lambda) = \frac{A(\lambda)}{1.086}. \quad (2)$$

Разницу в экстинкции для разных спектральных областей выражает колор-эксцесс

$$E(\lambda_1 - \lambda_2) = A(\lambda_1) - A(\lambda_2). \quad (3)$$

Для широкораспространенной системы UBV :

$$E(B - V) = A(B) - A(V), \quad (4)$$

$$E(U - B) = A(U) - A(B), \quad (5)$$

где $A(U)$, $A(B)$, $A(V)$ – экстинкция в соответствующих полосах.

Сама кривая межзвездной экстинкции представляется либо в виде зависимости, нормированной в визуальной области:

$$\frac{A(\lambda)}{A(V)},$$

либо в виде кривой покраснения

$$\frac{E(\lambda - V)}{E(B - V)}$$

Обе зависимости связаны простым соотношением:

$$\frac{A(\lambda)}{A(V)} = \frac{E(\lambda)}{E(B - V)} \times \frac{1}{R_v} + 1, \quad (6)$$

$$\text{где } R_v = \frac{A(V)}{E(B - V)} \quad (7)$$

– отношение полного поглощения к селективному, которое может изменяться в зависимости от строения поглощающих частиц в данной области неба, и является, таким образом, еще одним независимым параметром. Межзвездная экстинкция включает в себя поглощение и рассеяние. Их относительный вклад различен в разных спектральных областях: в видимой области он примерно одинаков, в далеком ультрафиолете преобладает рассеяние на мелких частичках (Витт, Лилли, 1973).

Закон изменения межзвездного поглощения в зависимости от длины волны, определенный Трюмплером методом пар звезд в его пионерской работе (Трюмплер, 1930), показан на рис. 2. По оси ординат отложены разности между нормированными к длине волны $\lambda = 4400 \text{ \AA}$ величинами звезд из двух удаленных скоплений и стандартными звездами. Наблюдения были выполнены на бесщелевом спектрографе с регистрацией на фотоластинку. Качество наблюдательного материала оказалось таково, что даже в то время можно было обнаружить “излом” около $1/\lambda = 2.25$, общепринятое положение которого отмечено на рисунке вертикальной штриховой прямой.

Средняя кривая межзвездного поглощения была определена Уитфордом (1958) для спектрального диапазона от 0.3 мкм до 2.0 мкм, доступного в то время для фотометрических наблюдений с поверхности Земли. Эту зависимость, представленную Страйжисом (1964) в виде двух отрезков, широко использовали многие исследователи на протяжении почти трех десятилетий.

Результаты некоторых определений закона межзвездного поглощения в широком спектральном диапазоне, отмеченные разными значками, вместе с числом выполненных измерений, приведены на несколько преобразованном рис. 3, заимствованном из обзора Сэведжа и Матиса (1979). В дополнение к указанным на рисунке определениям межзвездной экстинкции отметим некоторые исследования, выполненные в последние годы. В ультрафиолетовой области кривые межзвездной экстинкции определяли: Папай и др. (1991) – 166 кривых на основе наблюдений на TD-1, Папай и Креловски (1992) – межзвездное поглощение для 425 звезд по данным узкополосной фотометрии на спутнике ANS, Айелло и др. (1988) – 115 экстинкционных кривых по наблюдениям на IUE, Фитцпатрик и Масса (1990) – 78 кривых по наблюдениям на IUE. Наблюдения звезд с помощью спектрометра, установленного на космическом корабле Voyager, дали возможность определения межзвездной экстинкции в области $6-10.8 \text{ мкм}^{-1}$ (Сноу и др., 1990; Ааннстад, 1995). Многочисленные литературные ссылки на результаты определений межзвездной экстинкции в видимом диапазоне имеются в книге Страйжиса (1977), кроме того, 18 ссылок приведены в статье Ардеберга и Вирдефорса (1982), и около десятка – в статье Ховарта (1983). В инфракрасной области кривые межзвездной экстинкции строили Риеке и Лебофски (1985), Клейтон и Матис (1988), Уайнскотт и др. (1992).

Основные особенности зависимости межзвездного поглощения от обратной длины волны $1/\lambda$ в широком спектральном диапазоне от 0.1 до 20 мкм могут быть сформулированы следующим образом:

- а) близкий к линейному рост поглощения, на который накладывается заметный “горб” около $\lambda = 2175 \text{ \AA}$,
- б) мелкая, но широкая особенность (VBS = very broad structure) в области $\lambda = 4000 - 7000 \text{ \AA}$,
- в) резкий рост поглощения в далекой ультрафиолетовой области за $1/\lambda = 5.5$,
- г) значительное влияние молекулярных полос в инфракрасном диапазоне.

Относительная площадь “горба” на кривой межзвездного поглощения:

$$\int \frac{A_{\text{bump}}(\lambda^{-1})}{A_V} d\lambda^{-1}$$

– изменяется лишь на множитель около двойки (Матис, 1990).

Существует корреляция между полушириной полосы и средней плотностью газа вдоль луча зрения.

4. Альbedo в полосе имеет меньшие значения, чем за пределами полосы, что указывает на малый размер частиц, ответственных за полосу (малые частицы поглощают, а не рассеивают). Иногда (известно два таких случая) наблюдается рассеяние, что доказывает, что часть частиц может быть достаточно больших размеров.

5. Полоса $\lambda 2175\text{\AA}$ определенно существует в спектрах молодых звезд, погруженных в остатки родительского облака, но не обнаруживается в спектрах пылевых оболочек сверхгигантов (α Sco, например), или значительно, до $\lambda 2500\text{\AA}$, смещена в спектрах других проэволюционировавших звезд, типа R CrB.

Различные гипотезы, касающиеся физической природы частиц, проявляющихся в поглощении в полосе $\lambda 2175\text{\AA}$ обсуждаются в обзоре Дрейна (1989). Максимум поглощения графитовыми частицами совпадает с полосой и не смещается при возрастании размера частиц до $a \leq 100$ мкм, при дальнейшем росте до $a = 200$ мкм он смещается в длинноволновую область.

Таким образом, наиболее реальным поглощающим агентом, ответственным за полосу $\lambda 2175\text{\AA}$, по-видимому, являются мелкие графитовые частицы. Менее разработана другая вероятная гипотеза – поглощение ионами OH^- на поверхности силикатных частиц.

В видимой области точные спектрофотометрические наблюдения Уайтоука (1966) позволили обнаружить очень широкую особенность VBS (very broad structure), простирающуюся почти на 1000 \AA : от 4780 до 5770 \AA . Интенсивность этой особенности составляет примерно $0^m 019$ при $A_V = 1^m$ (Ван-Бреда, Уайтит, 1981). Тщательные определения межзвездной экстинкции на основании данных спектрофотометрических каталогов Брегера (1976) и Ардеберга и Вирдефорса (1980) показали сложный характер этой полосы, возможно, имеющей три максимума вблизи $\lambda 5300; 5900$ и 6800\AA . (Креловски и др., 1986).

Интенсивность VBS-полосы коррелирует с поглощением в далекой УФ-области (Рейнманн, Фридеманн, 1991; Дженнискенс, 1994).

Отсутствие структуры, подобной VBS, на кривой межзвездной поляризации показывает, что она не может быть вызвана большими частицами. Скорее всего, за VBS ответственны малые углеродистые частицы, существование которых естественно объясняется эрозией частиц с оболочками, при которой образуются как малые частицы ($a \simeq 0.005$ мкм), так и большие ($a \simeq 0.13$ мкм).

Большая протяженность VBS, захватывающая спектральную область V и R – фотометрических систем, оказывает влияние на измерения R_V – важного параметра межзвездного поглощения.

В спектрах отражательных и планетарных туманностей в красной области наблюдается широкая эмиссионная особенность (ERE- extended red emission) $\lambda 5500 - 9000\text{\AA}$ с пиком около $\lambda 6700\text{\AA}$ и полушириной $FWHM = 1200\text{\AA}$, вызванная, возможно, фотолюминесценцией гидрогенизированного аморфного углерода (Витт, 1989). Некоторые эмиссионные полосы, найденные в спектрах планетарных туманностей, указаны в табл. 2.

Широкие абсорбционные и эмиссионные особенности в спектре межзвездной среды, большей частью неотожествленные, открыты в последние десятилетия в инфракрасной области. В табл. 2, скомбинированной из аналогичных таблиц обзоров Вошинникова (1986), Матиса (1990), Бочкарева (1991), в которых можно найти большинство ссылок на первоисточники, представлены основные спектральные особенности на кривой межзвездной экстинкции.

Поглощенная в ультрафиолетовой области энергия переизлучается в инфракрасной области. Рис. 6, взятый из обзора Пюже и Леже (1989), иллюстрирует термическую эмиссию галактической пыли. Содорски и др. (1994) заключили, что 60–75% светимости межзвездной материи в далекой

в) Степень поляризации зависит от длины волны. Максимум линейной поляризации p_{max} достигается на длине волны λ_{max} :

$$\lambda_{max} = 0.555 - 0.03E(B - V), [\text{мкм}]. \quad (11)$$

г) Форма кривой межзвездной поляризации описывается как

$$\frac{p(\lambda)}{p_{max}} = \exp\left[-1.15 \times \ln^2\left(\frac{\lambda_{max}}{\lambda}\right)\right]. \quad (12)$$

Эта зависимость более или менее соответствует наблюдаемым значениям в широком спектральном интервале от 0.22 до 2.2 мкм.

д) Степень поляризации связана с величиной покраснения зависимостью, которая получена по наблюдениям звезд, в основном, в экваториальной зоне, и носит статистический характер: $P \leq 9E(B - V)$.

Отношение полного поглощения в визуальной области к селективному $R_v = 5.5\lambda_{max}$ [мкм], хотя коэффициент пропорциональности может возрасти в некоторых плотных областях почти в полтора раза.

Соотношения между поляризацией и экстинкцией анализировали Клейтон и Матис (1988), Мартин и Уайтти (1990). Выражения для поляризации и экстинкции представляют собой свертку эффективных сечений поляризации или экстинкции с функциями распределения частиц по размерам, взятую по области распределения по размерам для ориентированных частиц. Сечения определяются материалом и геометрией поглощающих частиц, а ориентация может иметь место только при благоприятных условиях и легко может быть разрушена, так что может существовать экстинкция без поляризации. Часто употребляемый закон, связывающий основные параметры поляризации и экстинкции:

$$R_v = (1.14 \pm 0.50) + (4.28 \pm 0.80) \cdot \lambda_{max}. \quad (13)$$

Зависимость экстинкции и поляризации от длины волны в ближней инфракрасной области представляются общим степенным законом с близким показателем (1.5–2.0), одинаковым как для диффузной материи, так и для плотных облаков. Возможно, что он имеет место и для участка между полосами силикатов 9.7 мкм и 17 мкм. На рис. 7 показано сопоставление наблюдаемой зависимости от длины волны для поляризации двух источников и средней кривой межзвездной экстинкции в ближней инфракрасной области (Мартин, Уайтти, 1990).

Закон Серковски в более общем виде представляется как (Уилкин и др., 1982):

$$\frac{p(\lambda)}{p(\lambda_{max})} = \exp\left[-K \times \ln^2\left(\frac{\lambda_{max}}{\lambda}\right)\right], \quad (14)$$

где

$$K = (-0.10 \pm 0.05) + (1.86 \pm 0.09) \cdot \lambda_{max}. \quad (15)$$

На рис. 8 проведено сопоставление наблюдаемых значений межзвездной поляризации с вычисленными с помощью этих соотношений. Наблюдательные данные, полученные в области вакуумного ультрафиолета в последние годы, дают основания предполагать, что имеются значительные отклонения от закона Серковски, которые еще предстоит объяснить.

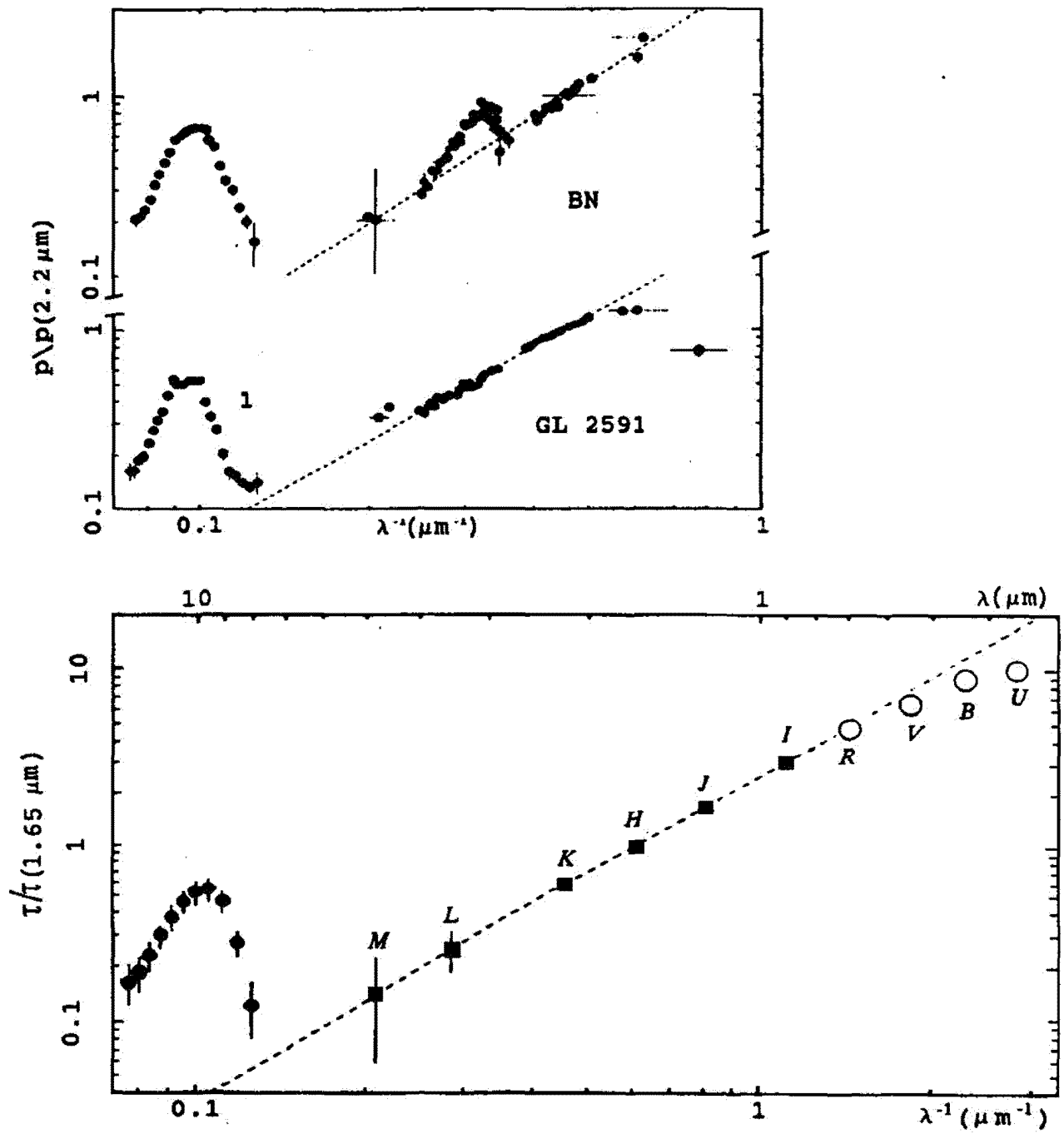


Рис. 7. Кривые межзвездной поляризации и экстинкции в ближней инфракрасной области (Мартин, Уайтхед, 1990)

P/P_{max}

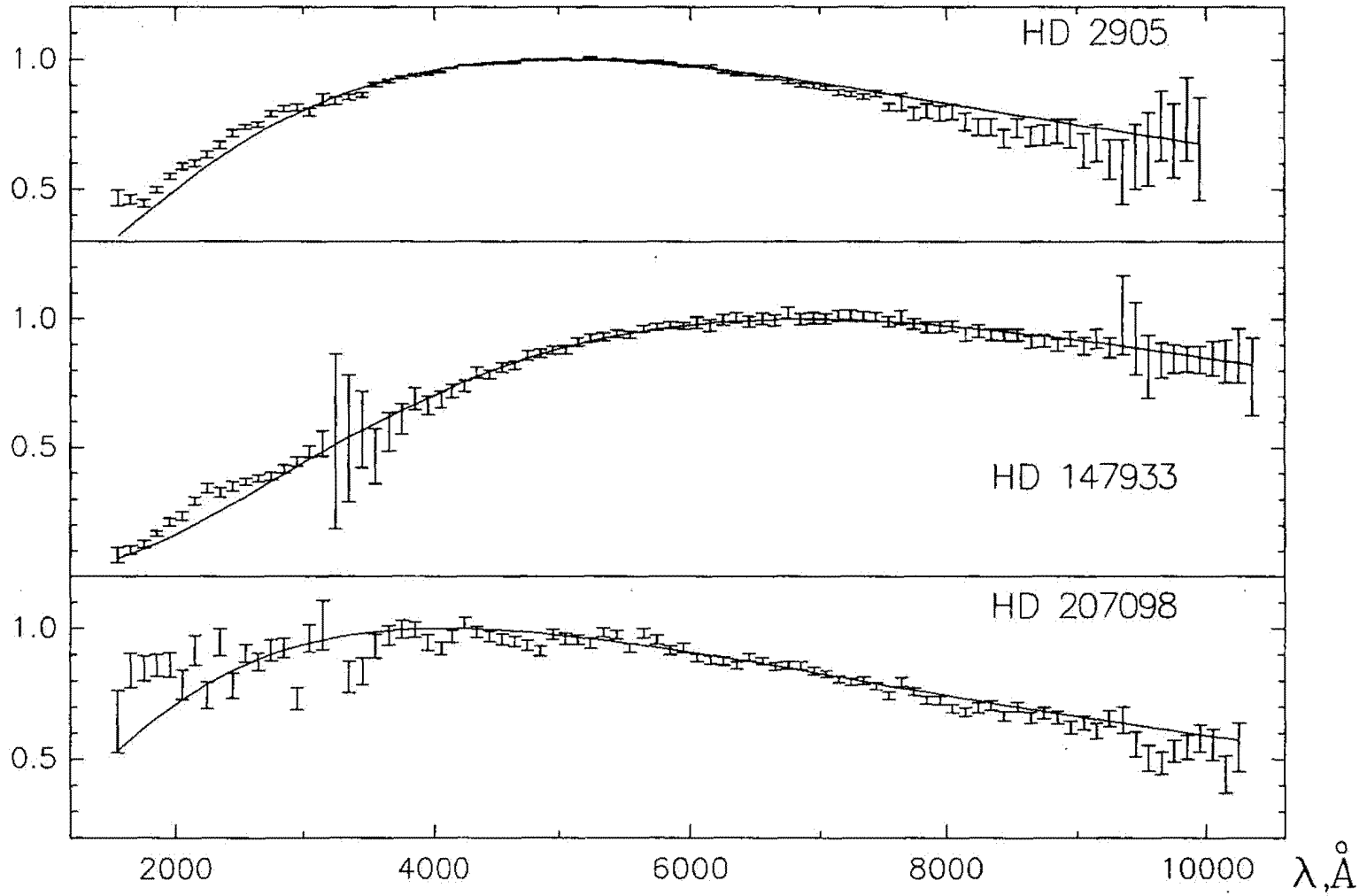


Fig. 8a.

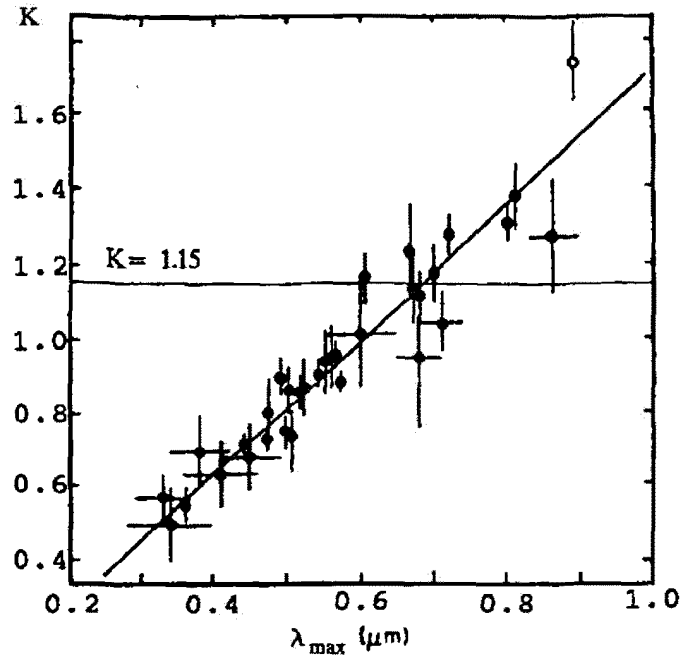


Рис. 8в. а) Изменение межзвездной поляризации с длиной волны для звезд с разной степенью покраснения (Андерсон и др., 1996): HD 2905 ($E(B - V) = 0^m33$), HD 147933 ($E(B - V) = 0^m48$), HD 207198 ($E(B - V) = 0^m62$). Закон Серковского показан сплошной линией.

б) Изменение коэффициента K в формуле Серковского (Уилкин и др., 1980; Уилкин и др., 1982). Указано значение $K=1.15$, первоначально принятое Серковским и др. (1975)

Некоторые результаты определения межзвездной поляризации в ультрафиолетовой области приводятся в статьях Клейтона и др. (1995) и Андерсона и др. (1996). Там же даны многочисленные ссылки на более ранние исследования. Отмечено, что закон (14) действителен и в ультрафиолетовой области ($\lambda_1 - \lambda_2 \sim 1600 - 2000 \text{ \AA}$) для кривых с $\lambda_{max} > 0.54 \text{ мкм}$, а для кривых с $\lambda_{max} < 0.53 \text{ мкм}$ поляризация оказывается избыточной по сравнению с определяемой из закона Серковского.

В Приложении 3 приводятся некоторые соотношения, связывающие межзвездное поглощение с поляризацией.

3.4 Аналитическое представление кривой межзвездного поглощения

Наряду с уточнением геометрической формы кривой межзвездной экстинкции предпринимались попытки выразить ее аналитически.

Долгое время ход межзвездной экстинкции в зависимости от обратной длины волны для видимого и ближнего инфракрасного диапазонов представлялся в виде отрезков двух прямых (Страйжис, 1964). Излом наблюдается вблизи $1/\lambda = 2.25$, ($\lambda = 4440 \text{ \AA}$):

$$A(\lambda) = 0^m45 \cdot \frac{1}{\lambda} + 0^m33, \quad \frac{1}{\lambda} > 2.25, \quad (16)$$

$$A(\lambda) = 0^m75 \cdot \frac{1}{\lambda} - 0^m35, \quad 0.8 < \frac{1}{\lambda} < 2.25. \quad (17)$$

Этот "излом" вполне бы мог быть обнаружен на кривых Трюмплера, опубликованных в его пионерской работе (1930).

В последние годы появился ряд статей, в которых предлагались различные способы аппроксимации кривой межзвездного поглощения в широком спектральном интервале (Ситон, 1979; Фитцпатрик и Масса, 1990; Карделли и др., 1992).

Ситон (1979) для описания средней кривой межзвездной экстинкции в ультрафиолетовой области использовал выражения в виде суммы лоренцевого профиля и линейного члена, рост поглощения в ультрафиолетовой области он аппроксимировал параболой:

$$\frac{A(\lambda)}{E(B-V)} = 1.56 + 1.048 \times x + \frac{1.01}{(x-4.60)^2 + 0.280} \quad \text{при} \quad 2.70 \leq x \leq 3.65, \quad (18)$$

$$\frac{A(\lambda)}{E(B-V)} = 2.29 + 0.848 \times x + \frac{1.01}{(x-4.60)^2 + 0.280} \quad \text{при} \quad 3.65 \leq x \leq 7.14, \quad (19)$$

$$\frac{A(\lambda)}{E(B-V)} = 16.17 - 3.2 \times x + 0.2975 \times x^2 \quad \text{при} \quad 7.14 \leq x \leq 10, \quad (20)$$

где $x = \frac{1}{\lambda}$, мкм⁻¹.

Средняя кривая Ситона показана на рис. 9а.

Фитцпатрик и Масса (1986, 1988, 1990) развили идею разделения кривой на несколько составляющих (рис. 9б):

$$E(\lambda - V) = [c_1 + c_2 \cdot x + c_3 \cdot B(x, \gamma, \lambda_0) + c_4 \cdot F(x)] \cdot E(B - V), \quad (21)$$

где:

γ - полуширина "пика",

$c_1 + c_2 \cdot x$ - линейное возрастание экстинкции,

$B(x, \gamma, \lambda_0)$ - профиль "пика" $\lambda_{2175\text{\AA}}$,

λ_0 - центральная длина волны "пика",

$F(x)$ - нелинейный член, представляющий возрастание экстинкции в далекой ультрафиолетовой области.

Для описания формы "пика" применена функция Друде и для ультрафиолетового участка кривой - кубический полином:

$$B(x, \gamma, \lambda_0) = \frac{x^2}{(x^2 - \lambda_0^{-2})^2 + x^2 \cdot \gamma^2}, \quad (22)$$

$$F(x) = 0.5393 \cdot (x - 5.9)^2 + 0.05644 \cdot (x - 5.9)^3 \quad \text{для} \quad x \geq 5.9, \text{ мкм}^{-1}, \quad (23)$$

$$F(x) = 0 \quad \text{для} \quad x \leq 5.9, \text{ мкм}^{-1}. \quad (24)$$

Площадь "пика" под Друде-функцией: $A = \pi c_3 / 2\gamma$.

На рис. 9с показаны некоторые кривые, соответствующие примерно одинаковым значениям покраснения $E(B - V)$ из атласа Фитцпатрика и Масса (1990). Как видно, предложенная аппроксимация вполне удовлетворительно описывает кривые, полученные для звезд, расположенных в различающихся по своим поглощающим свойствам областях. Существующие корреляции между коэффициентами разложения (21) и другими величинами, характеризующими форму кривой межзвездной экстинкции, подчеркивают физический смысл коэффициентов. В частности, Дженнискенсом (1994) установлено, что существует корреляция между интенсивностью полосы VBS и линейной частью кривой ультрафиолетового возрастания (то есть между VBS и коэффициентом c_2 кривой Фитцпатрика и Масса).

В статье Дженнискенса и Гринберга (1993) приводятся значения коэффициентов $c_1, c_2, c_3, c_4, \gamma, x_0$ для 115 кривых из атласа Айелло и др. (1988). Кроме того, ими определены средние значения этих коэффициентов, для различных поглощающих областей: диффузной материи, пузырей теплого газа вокруг ОВ-ассоциаций, компактных (< 50 пк) II-областей (Табл. 4). Эти величины могут быть полезными при разного рода оценках.

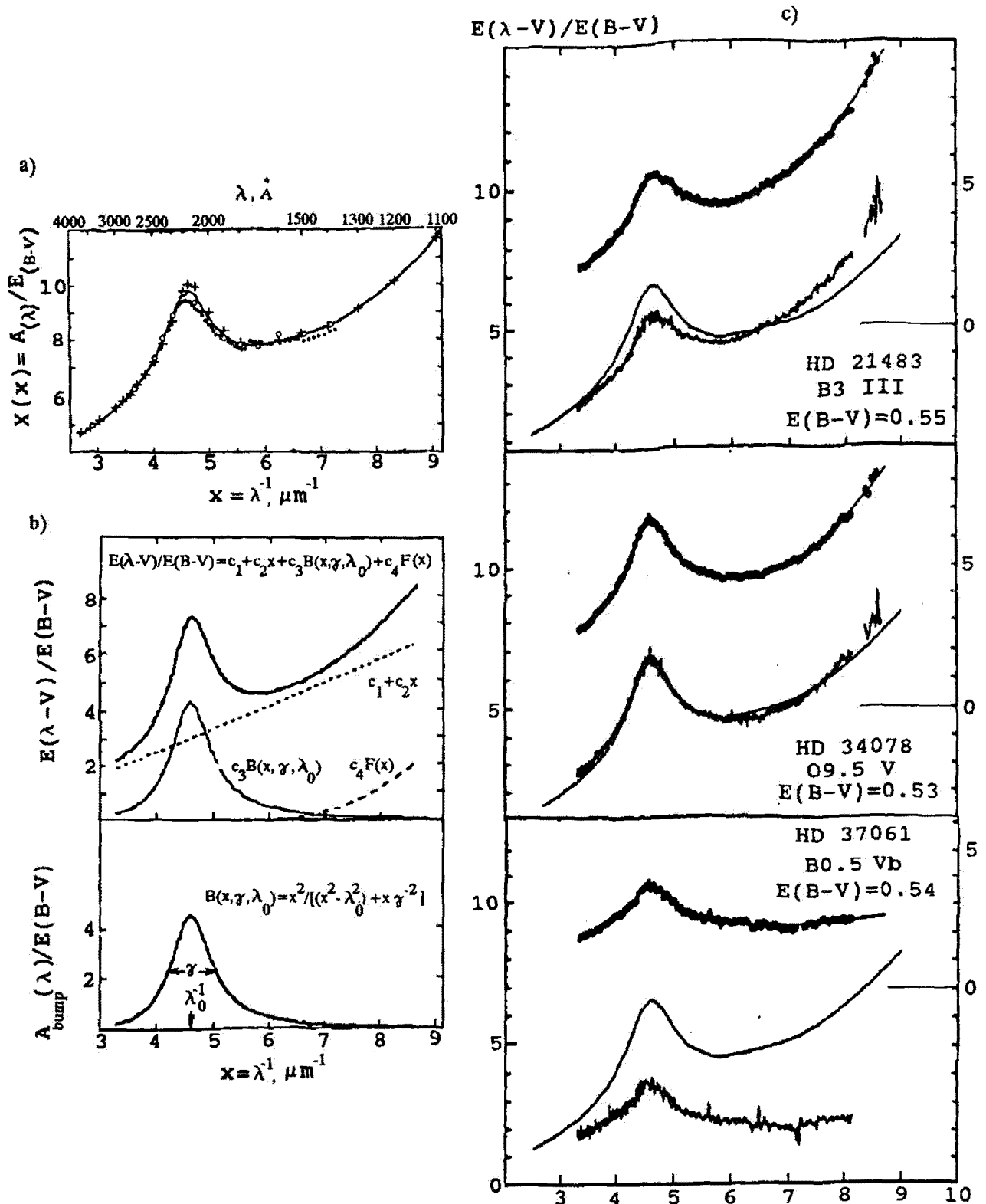


Рис. 9. Различная аппроксимация кривой межзвездной экстинкции. а) Кривая Ситона (1979). Кресты - наблюдаемая кривая по данным ОАО-2 (Код и др., 1976), точки - определения Нэнди и др. (1975), кружки - средняя кривая по данным TD-1 (Нэнди и др., 1976). б) - Схема, поясняющая способ разложения кривой межзвездной экстинкции на главные составляющие (Карделли, 1994). в) - Сравнение вычисленных значений межзвездной экстинкции с помощью кривой Фитцпатрика и Масса (1990) с наблюдаемыми. В нижней части графиков сплошной линией показана средняя кривая Ситона (1979)

Таблица 4.

Средние значения коэффициентов в разложении средних кривых межзвездной экстинкции способом Фитцпатрика и Матиса (1990) для различных областей (Дженнискенс и Грийберг, 1993):
 DIF – диффузной материи,
 BUB – пузырей теплого газа вокруг OB-ассоциаций,
 H II – компактных H II-областей.
 “В скобках указано число индивидуальных кривых, использованных в усреднении.”
 Для сравнения в последней колонке даны значения коэффициентов для средней кривой из обзора Сэведжа и Матиса (1979).

	DIF (31)	BUB (20)	HII (19)	SM 79
c_1	-0.19 ± 0.48	0.29 ± 0.43	0.50 ± 0.047	-0.23
c_2	0.74 ± 0.13	0.61 ± 0.13	0.53 ± 0.17	0.75
c_3	3.46 ± 0.53	3.55 ± 0.73	2.97 ± 0.38	3.61
c_4	0.45 ± 0.15	0.44 ± 0.16	0.46 ± 0.10	0.22
γ	0.943 ± 0.064	0.972 ± 0.091	0.961 ± 0.084	1.05
x_0	4.583 ± 0.016	4.582 ± 0.020	4.579 ± 0.017	4.560
R_v	3.2 ± 0.4	3.4 ± 0.7	3.7 ± 0.5	3.1

В обстоятельной статье Карделли и др. (1989), включающей также анализ предложенных ранее способов представления кривой межзвездной экстинкции, даны аналитические выражения для кривой межзвездной экстинкции. При этом в качестве независимого параметра принята величина

$$R_v = \frac{A_v}{E(B-V)}$$

– отношение полного поглощения A_v к селективному $E(B-V)$. Значения межзвездной экстинкции, нормированные к $A_v = 1$, выражаются через $x = 1/\lambda$ следующим образом:

$$\frac{A(\lambda)}{A(V)} = a(x) + \frac{b(x)}{R} \quad (25)$$

Коэффициенты $a(x)$ и $b(x)$ для разных спектральных интервалов выражаются в виде полиномов.

Для инфракрасной области ($0.3 \leq x \leq 1.1$, мкм^{-1}):

$$a(x) = 0.574 \cdot x^{1.61} \quad b(x) = -0.527 \cdot x^{1.61} \quad (26)$$

Для видимой области выражения для коэффициентов $a(x)$ и $b(x)$ ревисовал О’Доннел (1994), который предложил полиномы, более точно представляющие кривую в интервале ($1.1 \leq x \leq 3.3$, мкм^{-1}):

$$a(x) = 1 + 0.104 \cdot y - 0.609 \cdot y^2 + 0.701 \cdot y^3 + 1.137 \cdot y^4 - 1.718 \cdot y^5 - 0.827 \cdot y^6 + 1.647 \cdot y^7 - 0.505 \cdot y^8, \quad (27)$$

$$b(x) = 1.952 \cdot y + 2.908 \cdot y^2 - 3.989 \cdot y^3 - 7.985 \cdot y^4 + 11.102 \cdot y^5 + 5.491 \cdot y^6 - 10.805 \cdot y^7 + 3.347 \cdot y^8, \quad (28)$$

в поглощающих облаках и которые, в принципе, также можно учесть. Наибольшие отклонения от вычисленных кривых наблюдаются в плотных областях и облаках, связанных с отражательными туманностями.

Рис. 11 иллюстрирует отклонения вычисленной кривой межзвездной экстинкции от средних кривых, определенных в свое время разными авторами. На рисунке представлены значения разности

$$\Delta \frac{A(\lambda)}{A(V)} = \left(\frac{A(\lambda)}{A(V)} \right)_{\text{лит.}} - \left(\frac{A(\lambda)}{A(V)} \right)_{CD}, \text{ где}$$

$\left(\frac{A(\lambda)}{A(V)} \right)_{\text{лит.}}$ – средняя кривая межзвездной экстинкции по литературным данным,

$\left(\frac{A(\lambda)}{A(V)} \right)_{CD}$ – значения межзвездного поглощения, определенные по кривой Карделли и др. (1989) и О’Доннела (1994) для $R_v = 3.1$.

Пай Ичуан (1992) составил средние кривые для Галактики и Магеллановых Облаков по опубликованным данным. Кривая для Галактики представляет собой среднее из определений Курнифа (1983) и Риеке и Лебофски (1985) в ИК-области и взятую из обзора Сэведжа и Матиса (1979) – в остальном диапазоне до $1/\lambda = 10$.

Расхождения между кривой Ситона (1979) и принятой кривой частично уже были показаны на предыдущем рисунке. Как видно, кривые Ситона (1979) и Паая (1992) довольно сильно расходятся с принятой средней в далекой ультрафиолетовой области.

Ховарт (1983) предложил аналитические выражения для средних кривых межзвездного поглощения в Галактике и Большом Магеллановом облаке, которые удовлетворительно представляют наблюдения для значений $1/\lambda$ в интервале от нуля до 2.75.

При построении средней кривой Креловски и Папай (1992) использовали данные каталога ANS, включающие определения почти для тысячи звезд на расстояниях до 6 кпк. Излучение от далеких звезд встречает на своем пути несколько различных облаков. Таким образом, в осреднении может участвовать поглощение, вызываемое различными агентами. Значительное число измерений сглаживает также разброс, вызванный ошибками в определении расстояний до конкретных объектов.

Кривая Матиса (1990) построена для широкого интервала 0.002 – 250 мкм. На крайних участках взяты расчетные значения. В далекой ИК – области разброс в приведенных значениях может достигать множителя 1.5.

Заметим, что кривая 3 на рис. 11 показывает, что применение формул О’Доннела в видимой области изменяет результат не более, чем на 0.04. Тем не менее при точных измерениях, вероятно, имеет смысл использовать эти формулы.

Параметр R_v зависит от распределения поглощающих частиц по размерам. Как показали многочисленные измерения, для диффузных облаков, по-видимому, значение этого параметра, необходимого для построения кривой, имеет постоянное значение около 3.1. Значения R_v для областей с высоким поглощением приводятся в статье Страйжиса (1978). Они могут быть оценены также из поляриметрических измерений.

Для инфракрасной области $\lambda > 1 \text{ мкм}$ кривая уже почти не зависит от параметра R_v и для участков, свободных от межзвездных полос, по-видимому, может быть принята простая линейная зависимость (Матис, 1990).

4 Способы определения межзвездной экстинкции

Клочковатая структура межзвездной среды обуславливает большую трудоемкость при выяснении распределения поглощающей материи на луче зрения в данном направлении. Поэтому, несмотря на то, что изучению распределения поглощающей материи в Галактике посвящены сотни статей, работа до сих пор далека от завершения.

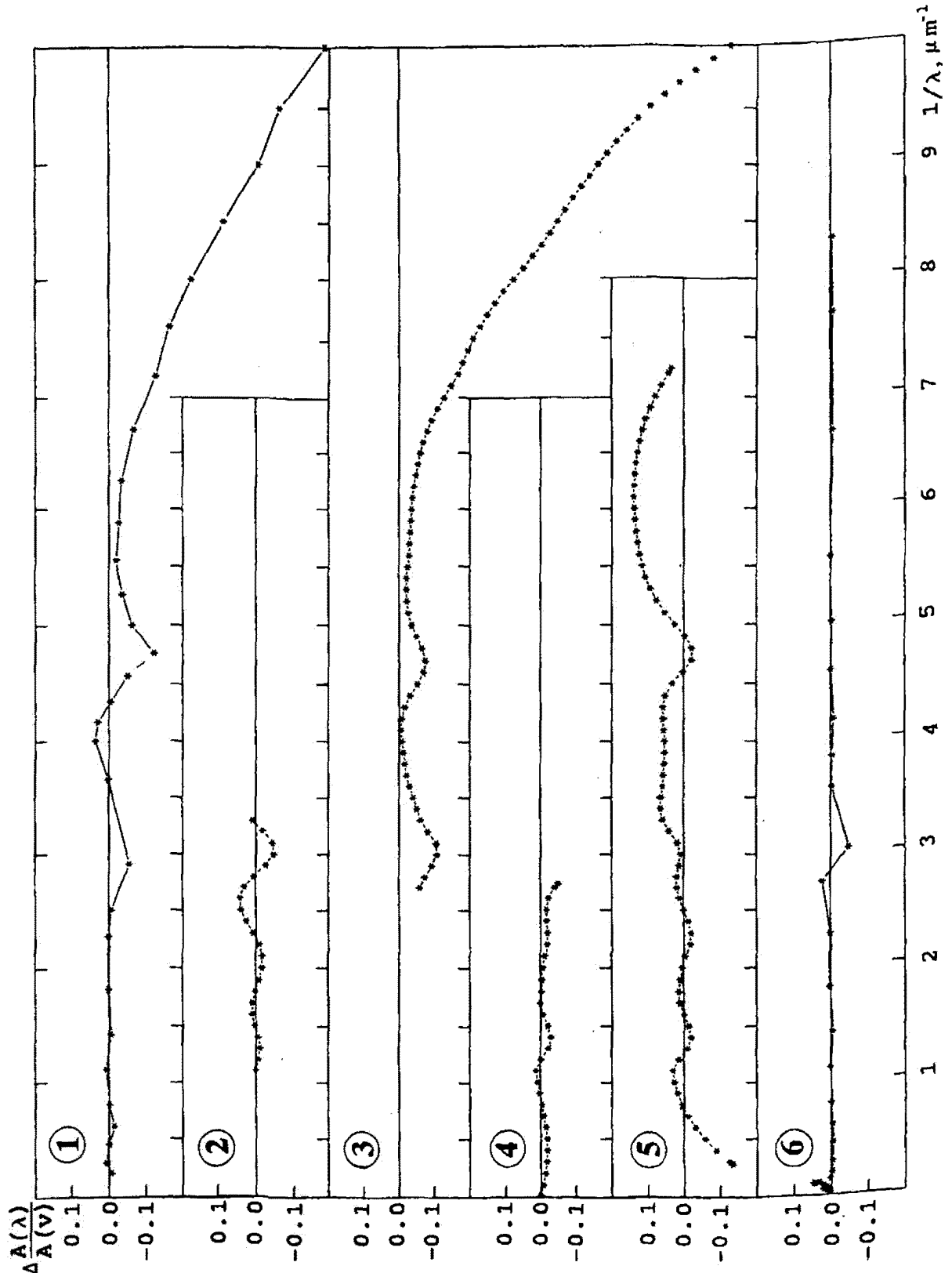


Рис. 11. Расхождения между кривой межзвездной экстинкции, вычисленной по формулам Карделли и др. (1989) и О'Доннела (1994) для $R_v = 3.1$ и средними кривыми, определенными разными авторами: 1 - Пай Ичюаном (1992), 2 - Карделли и др. (1989), 3 - Ситоном (1979), 4 - Ховартом (1983), 5 - Креловски и Палай (1992), 6 - Матисом (1990)

4.1 Способ Вольфа

Исторически первым для изучения темных туманностей был разработанный Вольфом метод звездных подсчетов, для которого достаточно иметь один негатив интересующей области неба. Метод основан на сравнении интегральной функции блеска в примыкающих к друг к другу светлой и темной областях неба. При этом считается, что наблюдаемая разность вызвана тем, что в темной области находится поглощающая свет туманность. Поскольку при применении метода возникали систематические ошибки, связанные с тем, что не учитывалась дисперсия в светимостях звезд, этот метод впоследствии модернизировался (Уранова, 1971). С помощью метода Вольфа был получен значительный материал о распределении поглощающей материи, не потерявший своего значения до настоящего времени.

4.2 Наблюдения межзвездного водорода

Метод Вольфа, примененный для подсчета галактик, дает возможность оценить общее поглощение в Галактике в данном направлении (рис. 12а).

С другой стороны, как известно, межзвездная материя состоит из пыли и газа, причем основная ее масса сосредоточена в газовой фазе. Пыль по массе составляет около 1/160 ее части. Пыль и газ хорошо перемешаны, и по всем направлениям сохраняется зависимость покраснения от числа атомов водорода на луче зрения (рис. 12б). Отношение атомов водорода на луче зрения к величине покраснения определялось неоднократно как на основе радионаблюдений в линии 21 см, так и по ультрафиолетовым наблюдениям линии Лайман-альфа и линиям молекулярного водорода в близких разреженных облаках ($A_v \leq 1^m$). Сводка определений коэффициентов связи между числом атомов водорода на луче зрения и величиной покраснения приводится в Приложении 3. Наиболее надежными, по-видимому, можно считать следующие значения:

$$\frac{N(HI)}{E(B-V)} = 4.93 \times 10^{21} \frac{\text{атомов}}{\text{см}^2 \text{зв. вел.}} \quad (\text{Диплас и Сэведж, 1994}), \quad (33)$$

$$\frac{N(HI + H_2)}{E(B-V)} = 5.8 \times 10^{21} \frac{\text{атомов}}{\text{см}^2 \text{зв. вел.}} \quad (\text{Болин и др., 1978}). \quad (34)$$

Как видно, обе статистические зависимости, показанные на рис. 12, обнаруживают значительный разброс, вызванный неравномерным распределением галактик в пространстве в первом случае, а также переменностью отношения газа к пыли, — во втором. Комбинируя эти зависимости, можно до некоторой степени устранить эти систематические эффекты и получить оценку поглощения в данном направлении. Полученные таким методом карты распределения поглощающей материи опубликованы Бурстейном и Хейлесом (1982) для галактических широт $|b| > 10^\circ$. Линии изоэксцессов проведены через $\delta E(B-V) = 0^m 03$.

Подчеркнем еще раз, что зависимость между покраснением и излучением нейтрального водорода имеет статистический характер и, как следует из рассмотрения рис. 12, ожидаемая точность определения $E(B-V)$ вряд ли лучше нескольких сотых долей звездной величины.

В плотных ($A_v > 6^m$) облаках водород существует только в молекулярном виде. Молекулярный водород трудно наблюдать, так как энергия колебательных уровней молекулы много больше, чем характерная кинетическая температура облаков (к примеру, расстояние между уровнями перехода $J=2-0$ орто- H_2 соответствует энергии 509 К), во-вторых, вероятность переходов очень мала, так как разрешены квадрупольные переходы (к примеру, $A(2-0) = 2.95 \times 10^{-11} \text{сек}^{-1}$). С другой стороны, еще одна избыточная молекула, молекула окиси углерода, также присутствует в молекулярных облаках и излучает в области миллиметровых длин волн. В статье Фреркина и др. (1982) приведена подробная библиография, и для принятых средних значений

$$\frac{N(C^{18}O)}{N(C^{17}O)} = 3.5 \text{ и } \frac{N(C^{18}O)}{N(^{13}C^{18}O)} = 75$$

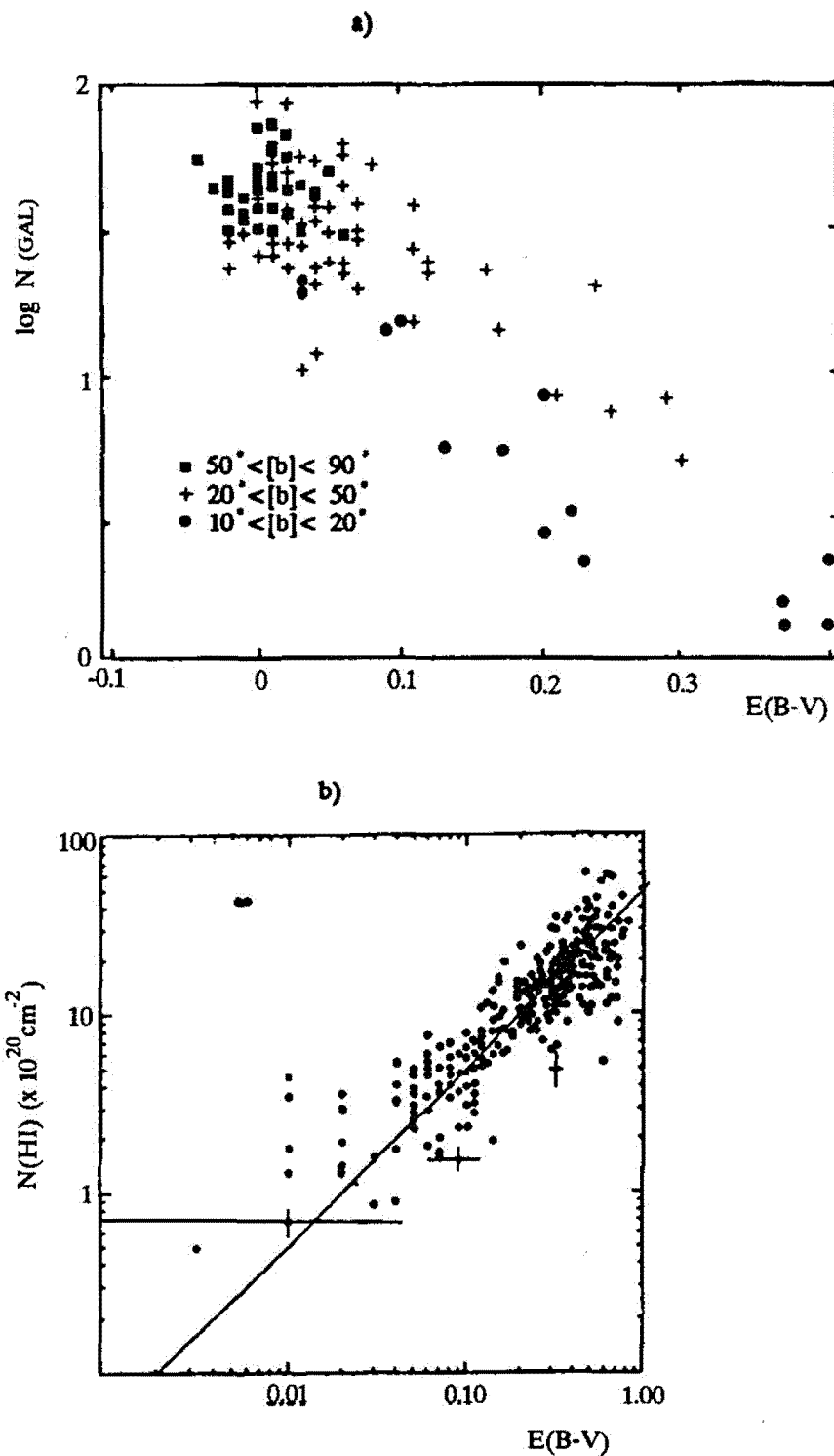


Рис. 12. а) Определение поглощения методом подсчета галактик (Бурстейн и Хейлес, 1978). б) Соотношение между покраснением и числом атомов нейтрального водорода HI на луче зрения (Диплас, Сэведж, 1994)

даны соотношения, связывающие число молекул на луче зрения $N(CO)$ и $N(H_2)$ и поглощение A_v в широком диапазоне значений ($21^m > A_v > 4^m$):

$$N(C^{18}O) = 1.7 \times 10^{14} (A_v - 1.3) \frac{\text{молекул}}{\text{см}^2}.$$

Для плотных ядер облаков:

$$N(H_2) = \left(\frac{N(C^{18}O)}{1.7 \times 10^{14}} + 1.3 \right) \times 10^{21} \frac{\text{молекул}}{\text{см}^2}.$$

Последнее выражение выведено для облака в Тельце, которое, по-видимому, можно считать типичным. Облако ρ Орн отличается по своим параметрам, и для него выведены другие соотношения. В Приложении 3 приводятся формулы, связывающие некоторые наблюдаемые величины с плотностью атомов водорода на луче зрения. Существует кольцо молекулярного водорода на расстоянии 5–8 кпк от центра Галактики. Библиографию наблюдений, выполненных в радиодиапазоне с 1955 по 1989 гг. по радиорекомбинационным линиям III, в линии 21 см нейтрального водорода HI и линиям различных молекулярных соединений, составил Кэмпбелл (1990). Кроме сведений о примененном телескопе, приводятся также рабочая частота, угловое разрешение и размер небесной площадки (выраженный через граничные интервалы экваториальных координат).

4.3 Метод пар звезд

С развитием фотометрической аппаратуры и повышением точности измерений стало возможным не только оценить общее поглощение, но и изучать его ход в зависимости от длины волны. В настоящее время широко применяется метод пар звезд, в котором сравниваются потоки от звезды в исследуемой области неба и стандартной звезды того же спектрального класса и светимости. Сравнивая потоки в разных длинах волн, можно сразу же определить форму кривой межзвездного поглощения.

Неопределенность в потоке, приписываемом стандартной звезде, войдет в определяемое значение межзвездного поглощения, поэтому для метода пар особенно важное значение имеет предварительное определение потока от стандартной звезды. Часто бывает трудно найти стандартную звезду той же самой температуры и светимости, в то же время ошибка в спектральной классификации стандартной звезды может привести к значительной погрешности в определении межзвездной экстинкции, особенно в ультрафиолетовой области. В последние годы достигнуты значительные успехи в расчетах моделей атмосфер ранних звезд, поэтому все чаще для сравнения применяют теоретическое распределение энергии (Ааннстад, 1995; Креловски, Папай, 1993).

Метод пар является наиболее надежным, и в приложении к стандартной UBV -системе позволяет обеспечить точность в определении A_v около $\pm 0^m 05$. Для агрегатов с одинаковыми светимостями и спектром применяется колор-колор-метод и эксцесс-эксцесс-метод (Креловски, Папай, 1993).

В случае отсутствия спектроскопических данных используются калиброванные фотометрические индексы. Наиболее широкое распространение получили ubv -, DDO -, и женеvская фотометрические системы. Фотометрический метод широко применяется при исследовании скоплений. Он позволяет определять не только расстояния и покраснение, но и оценивать химический состав. Основным способом определения расстояний до рассеянных скоплений является совмещение на диаграммах "величина-цвет" их главных последовательностей с начальной, калиброванной фотометрическими методами. При этом учитываются не только различия химического состава, но и время эволюции скопления (Холопов, 1981). Использование фотометрических систем в более широком диапазоне длин волн имеет очевидные преимущества, в частности, применение показателей $(B-I)$ и $(V-I)$ вместо $(B-V)$ приводит к более точным оценкам как в приложении к рассеянным скоплениям (Натали и др., 1994), так и к шаровым (Сараджеддини, 1994).

Определенную трудность представляет определение поглощения внутри самого скопления, так как газ и пыль распределены внутри скопления крайне неоднородно. Панди и др. (1990) выполнили анализ фотометрических данных для 64 молодых скоплений и нашли, что собственное покраснение

$\Delta E(B - V)$ может достигать 0^m11 и выше. Каталог Мурмие (1992), имеющийся в Страсбургском центре звездных данных, включает разнообразные сведения, в том числе и фотометрические, о 212128 звездах в рассеянных скоплениях. Все данные содержатся почти в 600 файлах, есть удобная система поиска и отбора необходимой информации. Кроме того, в Центре имеются следующие каталоги: 89-ти ассоциаций, 137 шаровых скоплений, 1112 рассеянных скоплений (Рупрехт и др., 1994). Каталог 44 рассеянных скоплений в Малом и 121 скопления в Большом Магеллановом Облаках составили Сагар и Панди (1989). Сведения о межзвездном поглощении для 9 ассоциаций содержатся в каталоге Джермени и Стенсела (1992), для 434 рассеянных скоплений – в каталоге Джейнс и Адлера (1982), 115 рассеянных скоплений – в каталоге Баттинелли и др. (1994). Фотометрические данные для шаровых скоплений содержит каталог Камерон Рид (1985), включающий интегральные BV -величины для 701 скопления и UBV -величины для 405 скоплений. Межзвездное покраснение оценено для 93 шаровых скоплений (Камерон Рид и др., 1988), значения $E(B - V)$ для 48 объектов (из 138) получены Телло (1994).

4.4 Эмиссионные линии газовых туманностей

Бальмеровский декремент эмиссионных линий, возникающих в туманностях в результате рекомбинаций, слабо зависит от температуры и практически может считаться постоянным. Поэтому для оценки межзвездного покраснения может быть применен метод сравнения наблюдаемых отношений интенсивностей с теоретически рассчитанным. Чаще всего используются отношения $H_\alpha : H_\beta : H_\gamma$. Иногда применяется отношение интенсивностей линий $HeII \lambda 4686 : HeII \lambda 1640$.

Другой подход заключается в сравнении наблюдаемых и теоретически рассчитанных интенсивностей бальмеровских и пашеновских линий, происходящих с одного и того же верхнего уровня.

Еще один способ основан на том, что излучение в радиоконтинууме имеет ту же самую зависимость от плотности, что и излучение в линиях, и слабо зависит от температуры. Поскольку при этом радиоизлучение почти не подвержено поглощению пылью, то по излучению в радиоконтинууме можно вычислить излучение в водородных линиях. Таким образом, если вместе с измерениями в видимой области еще имеются и наблюдения, выполненные в радиоконтинууме, то из сравнения потоков в радиоконтинууме с потоком в линии сразу может быть получена величина полного поглощения в длине волны, соответствующей этой линии. Чаще всего берут линию H_β . Для $R_v = 3.1$ величина поглощения:

$$C = \lg \frac{F(H_\beta)_{\text{теор}}}{F(H_\beta)_{\text{набл}}} = 1.46 \times E(B - V). \quad (35)$$

Это отношение не зависит от концентрации и слабо зависит от температуры. Сравнение показало, что значения поглощения, определенные по интенсивностям бальмеровских линий, в среднем в 1.2 раза выше, чем определенных по отношению радиопотоков к H_β . Расхождение может быть устранено, если принять, что для большей части планетарных туманностей, расположенных вне спиральных рукавов, должен быть принят закон межзвездного поглощения с $R_v = 2.7$ вместо обычного среднего $R_v = 3.1$, что кажется естественным, если вспомнить, что более крупные частицы, которым соответствуют большие значения R_v , сосредоточены в пылевых комплексах, а межоблачная пыль состоит из частиц меньших размеров (Стасинска и др., 1992; Тиленда и др., 1992).

Для определения межзвездного поглощения применяют также сравнение с расчетными наблюдаемых интенсивностей запрещенных линий. Миллер (1968) применил для этой цели линии [SII]. Для соответствующих двух линий $\lambda 4068$ и $\lambda 4076$ есть четыре линии в инфракрасной области $\lambda 10287$, $\lambda 10321$, $\lambda 10339$, $\lambda 10373$, происходящих с того же самого верхнего уровня. Отношение интенсивности каждой инфракрасной линии к фиолетовой зависит только от вероятности перехода и длины волны:

$$\frac{I(ir)}{I(v)} = \frac{A(ir)}{A(v)} \cdot \frac{\lambda(v)}{\lambda(ir)}. \quad (36)$$

Здесь I – интенсивность, A – вероятность перехода, λ – длина волны перехода с того же самого верхнего уровня. Кроме линий [SII], возможно, могут оказаться полезными линии [OII]: $\lambda 2470\text{\AA}$,

$\lambda 7325\text{Å}$. Недостатки метода – низкая интенсивность линий, ошибки абсолютной калибровки и ошибки в значениях вероятностей переходов. Средняя точность определения межзвездного поглощения – около 50% (Уомплер, 1968).

В настоящее время известны сотни планетарных туманностей, для которых оценено межзвездное поглощение (Тиленда и др. (1992) – около 900 объектов; Эккер и др. (1991) – 275 туманностей; Потташ (1996) – 50 туманностей; Мартин (1994) – 8 туманностей). Некоторой модификацией метода можно считать предложенный Конти и Моррисом (1990) способ определения межзвездного поглощения для звезд типа Вольф-Райе из сравнения отношений эквивалентных ширин эмиссионных линий (не зависящего от расстояния и экстинкции) к потокам в этих же линиях (зависящим от межзвездного поглощения).

4.5 Поляриметрические измерения

Поляриметрический метод исследования, описанный выше (п.3.1), широко используется для построения карт распределения межзвездной материи в пространстве.

Средняя точность современных поляриметрических измерений составляет около $\pm 0^m 002$. Между тем, применяя крупные инструменты и высокочувствительные фотоприемники, в настоящее время можно повысить эту точность до $\pm 0^m 0001$ (Гинберген, 1984). Таким образом, с помощью поляриметрических данных возможно оценивать межзвездное покраснение с точностью $\delta E(B - V) = \pm 0^m 001$, недоступной другим методам. Поэтому поляриметрический метод особенно широко используется при исследовании ближайших окрестностей Солнца.

Сводку поляризационных измерений для 313 близких звезд, находящихся на расстоянии меньше 600 пк от Солнца, составил Крауттер (1979). Каталог Белоуза (1996) содержит данные для 1600 объектов, наблюдавшихся в 1977–1981 гг.

4.6 Исследования в далекой инфракрасной области

Влияние межзвездной материи, состоящей из пыли и газа, может быть обнаружено тройным образом: по поглощению света звезд в видимом и ультрафиолетовом диапазонах, в радиодиапазоне по излучению (или поглощению) нейтрального водорода и углекислого газа, связанного с молекулярным водородом, по инфракрасному излучению пыли циррусов, нагретых излучением близких звезд.

Рис. 13, взятый из статьи Боулангера и др. (1994), иллюстрирует связь измеренного инфракрасного излучения межзвездной материи с поглощением в видимой области. Как видно из рассмотрения рисунка, ожидаемая точность определения A_v , по-видимому, будет порядка нескольких десятых долей звездной величины.

Опыт построения карт распределения межзвездной материи для нескольких областей в Галактике по наблюдениям межзвездных циррусов, выполненным с помощью спутника IRAS, показал плодотворность такого подхода.

Главная часть проекта – построение карт, будет выполнена, когда будут получены параллаксы звезд с помощью спутника HIPPARCOS (Гаустад, Ван Барен, 1993).

4.7 Оценки межзвездного поглощения с помощью других статистических зависимостей

Для грубых оценок, с точностью до нескольких десятых звездной величины, можно использовать также статистические зависимости “период-светимость” и “период-цвет” для пульсирующих переменных. Цефеиды с более коротким периодом имеют в среднем более ранний спектральный класс и меньшую светимость. Оценки $E(B - V)$ в однородной фотометрической шкале для 328 цефеид выполнил Ферри (1990). Расширение фотометрических исследований в инфракрасный диапазон значительно увеличивает точность определения расстояния: погрешность модуля расстояния в полосе K почти на порядок ниже, чем для полосы V (Шехтер и др., 1992). Кроме того, можно получить независимые оценки величины $R_v = A_v / E(B - V)$ (Лэни, Стоби, 1993)

5.1 Локальная межзвездная среда

Большая часть наших знаний о межзвездной материи основана на изучении спектральных особенностей, обусловленных межзвездной пылью и газом в спектрах ярких, то есть, в основном, близких звезд.

Исследованию ближайших окрестностей Солнца посвящено значительное число книг и статей. В 1985 году состоялся коллоквиум МАС No 81 "Local Interstellar Medium". Всесторонний обзор наблюдательных свойств Локальной межзвездной среды вместе с их анализом выполнил Бочкарев (1987).

На основании исследований, проведенных в последние годы, в том числе поляризационных и внеатмосферных, стало возможным точнее оценить распределение поглощающей материи в окрестностях Солнца, а также понять физические причины, обусловившие такое распределение.

По спектральным наблюдениям 140 звезд со спутника ОАО-2 на расстояниях от 10 до 3000 пс подтверждено существование полости, простирающейся, по крайней мере, до 200 пк в 3-м квадранте ($l = 180^\circ - 270^\circ$), и облака в направлении $l = 160^\circ$, $b = -15^\circ$ на расстоянии 180-450 пк (Готтлиб, Апсон, 1969; Фриш, Йорк, 1983). Дальнейшие исследования показали, что Солнце погружено в Местное облако, простирающееся до 3.5 пк и представляющее собой разреженный ($n_H = 0.04 \div 0.08 \text{ см}^{-3}$), теплый ($T = 7000 \div 8000 \text{ К}$), частично ионизованный ($n(H^+)/n(H) = 0.5$) газ, движущийся относительно Солнца со скоростью 26 км/сек в направлении $l = 186^\circ$, $b = -16^\circ$. Этот газ, расположенный между двумя более плотными облаками, окружен горячей ($T = 10^6 \text{ К}$) и разреженной ($n = 5 \times 10^{-3} \text{ см}^{-3}$) материей, ответственной за рентгеновский фон. Горячий "пузырь" имеет неправильную форму и простирается до 500 пк в направлении $l = 80^\circ \div 260^\circ$ (Мак-Клинтон и др. 1978; Видэл-Мадьяр и др., 1978; Марти и др., 1989; Лаллеман и Бертин, 1992; Гри и др., 1995). Точные ($\pm 0.02\%$) поляризационные наблюдения тысячи звезд также подтвердили отсутствие пыли внутри полости размером 35 пк (Леруа, 1993). Пыль начинается с $40 \div 50$ пк. Поляризационные наблюдения звезд до $50 \div 100$ пк дают картину пылевого облака, обусловленного локальным пузырем (Local Bubble), но не подтверждают существования локального пятна, обнаруженного ранее Тинбергеном (1982) и простирающегося в пределах $l = 350^\circ \div 20^\circ$; $b = -5^\circ \div -40^\circ$. Впрочем, следует отметить, что точность измерений Тинбергена выше, около $\pm 0.007\%$, поэтому вопрос о местном пятне, по-видимому, нельзя считать окончательно закрытым.

В настоящее время можно выделить две модели Местной межзвездной среды, схематически представленных на рис. 14 (Косарев и др., 1994).

Модель Кокса и Рейнольдса (1987) представляет собой разреженную область с плотностью на луче зрения $N = 10^{19} \text{ см}^{-2}$, простирающуюся от 30 пк (в галактической плоскости) до 200 пк (в направлении на северный полюс). Межзвездный газ (Local Fluff), в котором расположено Солнце, в радиусе $3 \div 5$ пк имеет плотность $n = 10^{-1} \text{ см}^{-3}$, степень ионизации $x = 0.3 \div 0.7$, температуру $T = 10^4 \text{ К}$. Этот газ находится внутри высокотемпературной ($T = 10^6 \text{ К}$) полости (Local Bubble) с плотностью $n = 4 \times 10^{-3} \text{ см}^{-3}$.

Эта полость отделена от горячей петли (Loop I) более плотной "водородной стенкой" ($n_e = 0.03 \text{ см}^{-3}$, $x \sim 0.1$, $T = 6 \times 10^3 \text{ К}$) на расстоянии 40 ± 20 пс от Солнца в направлении Sco-Cep-ассоциации. Эта петля (Северный Полярный Шпур) является остатком Сверхновой, вспыхнувшей около 10^5 лет назад. Так называемое "пятно Тинбергена" подразумевает межзвездное облако на расстоянии 20 пк.

В модели Бочкарева (1991) солнечная система находится на краю области (Local Cavern), наполненной горячим газом низкой плотности ($n = 1 \div 4 \times 10^{-3} \text{ см}^{-3}$, $T = 10^6 \text{ К}$). Центр Локальной каверны расположен в районе Sco-Cep-ассоциации. Каверна окружена оболочкой, которая наблюдается как волокна (Fibres) нейтрального водорода HI с общей массой $10^6 M_\odot$. Солнечная система отделена от локальной каверны местным облаком (Local Cloud) нейтрального водорода на расстоянии $10 \div 20$ пк в направлении галактического центра. Локальная материя до 3-10 пк состоит из теплого ($T = 7000 \div 13000 \text{ К}$), практически однородного газа с $n = 0.2 \text{ см}^{-3}$ и степенью ионизации $x \leq 0.5$. В центральной части локального облака находится плотное ($n(H) = 30 \text{ см}^{-3}$, $T \leq 200 \text{ К}$) волокно водорода толщиной около 1 пк. Эта область, "волокно Санчиси-Ван Вердена", возможно,

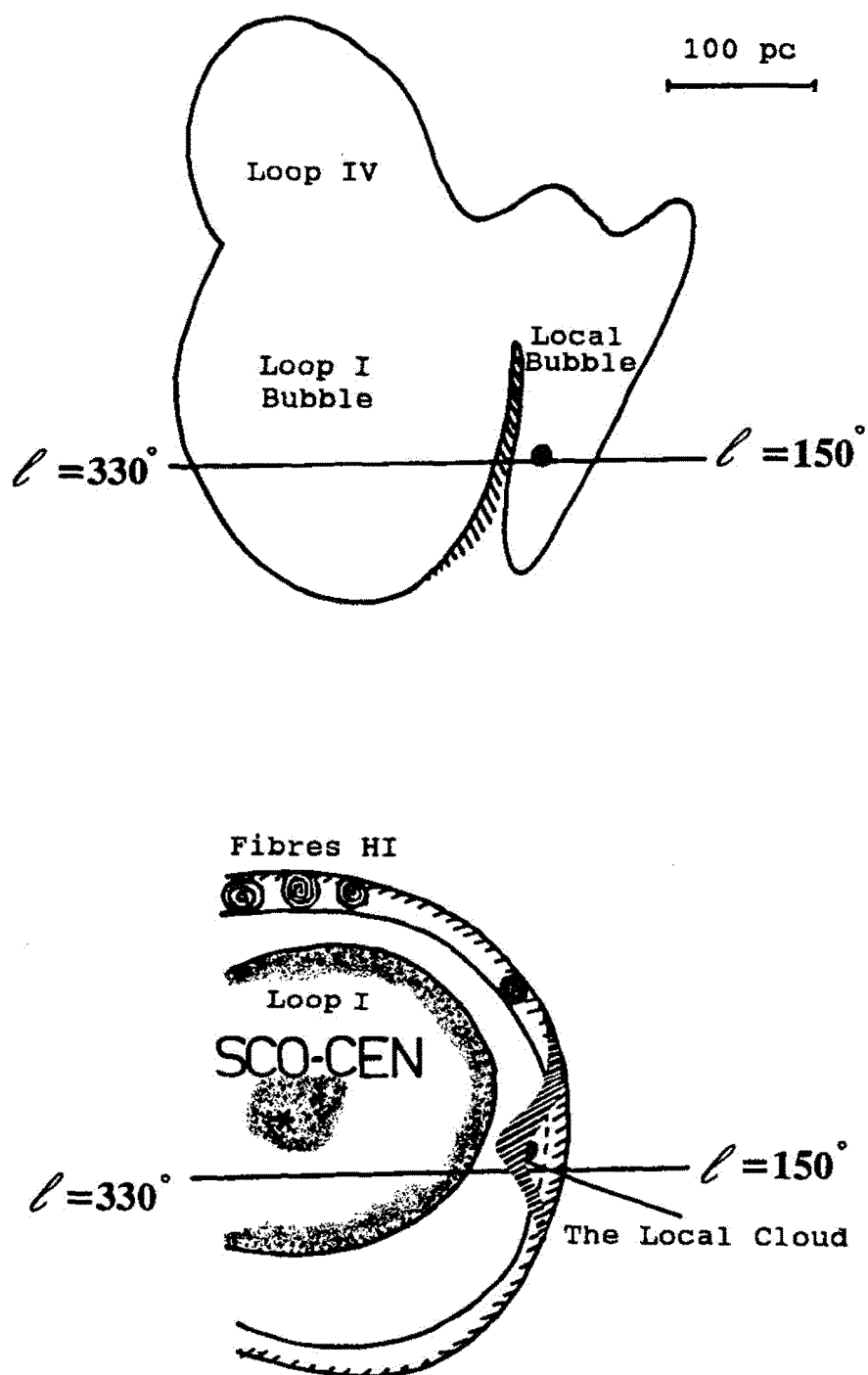


Рис.14. Модели Локальной межзвездной среды: а - модель Кокса и Рейнольдса (1987), б - модель Бочкарева (1991)

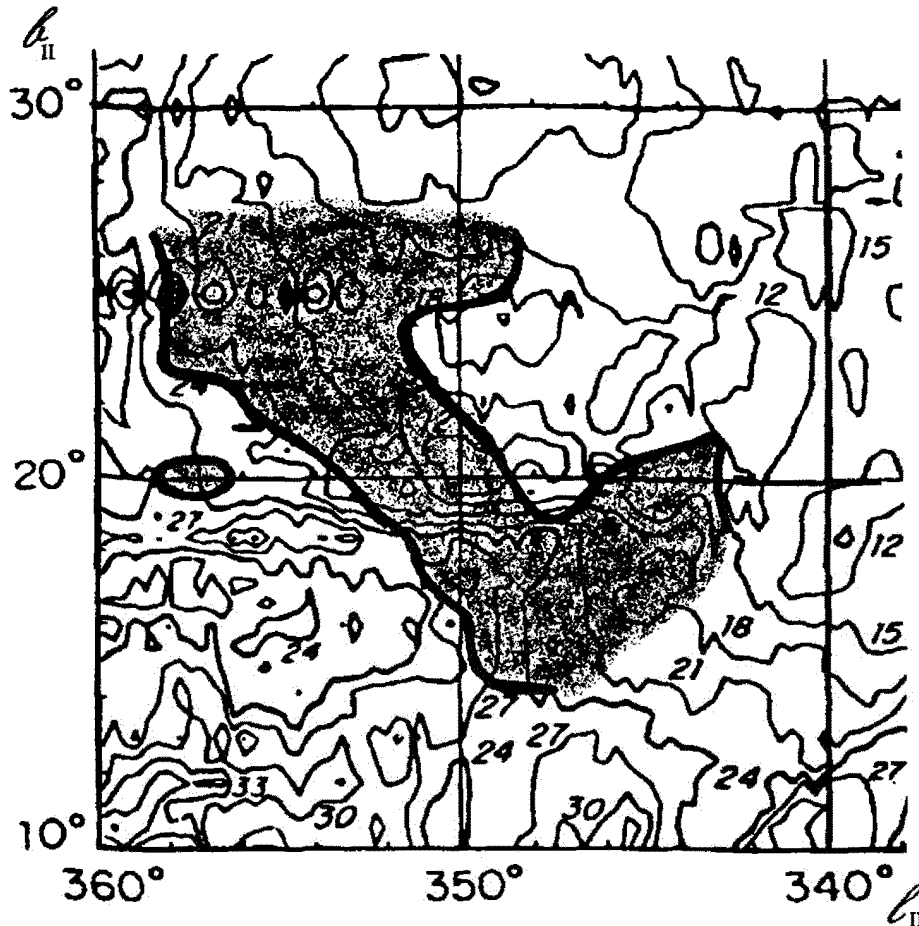


Рис. 15.

Положение волокна Санчиси-ВанВердена. Заштрихованный контур соответствует $N(HI) = 4 \times 10^{19} \text{ см}^{-2}$ или $E(B - V) = 0^m 01$. Карта распределения поглощающей материи на луче зрения построена Бурстейном и Хейлесом (1982). Линии изоэксцессов проведены через интервал $\delta E(B - V) = 0^m 03$. Выделены линии, соответствующие значениям $E(B - V) = 0^m 0; 0^m 09; 0^m 24; 0^m 39; 0^m 54; 0^m 69$

как-то связано с поляризационным пятном Тинбергера (Санчиси, Ван Верден, 1970). Положение волокна схематически показано на рис. 15, также взятом из обзора Бурстейна и Хейлеса (1982). Очевидно, что исследование весьма разреженной материи в ближайших окрестностях Солнца можно выполнить только при помощи очень тонких и точных методов, позволяющих оценить плотность на луче зрения до 10^{17} см^{-2} . Неоценимую помощь для решения этой задачи могут дать как изучение спектров звезд в далеком ультрафиолете, так и поляриметрические измерения.

Франко (1990) выполнил *uvby*-фотометрию 684 звезд ранних классов в десяти площадках Каптейна. Из анализа колор-эксцессов подтверждено существование оболочки, вызванной пылью в области взаимодействия между Local Bubble и Loop I Bubble ($l = 295^\circ \div 360^\circ$, $b = -25^\circ \div +25^\circ$) на расстоянии $130 \div 180$ пк, включающей в себя облачные комплексы: Chameleon clouds (150 пк), Southern Coalsack (180 пк), G317-4 (180 пк), Lupus cloud (170 пк), ρ Oph (165 пк), R CrA (130 пк). Расстояние до центра Loop I Bubble - около 170 пк, радиус - 140 пк, радиус Local Bubble- $30 \div 50$ пк. Самая большая из исследованных *HII*-областей, туманность Гама (ее видимый диаметр составляет 36°), расположена на расстоянии 290 ± 30 пк, радиус туманности составляет 90 ± 10 пк.

Исследование процессов в Локальной среде особенно важно для прогноза будущего Солнечной системы. В настоящее время область взаимодействия солнечного ветра с межзвездной средой, так называемая гелиопауза, находится на расстоянии 30–200 AU от Солнца. Примерно через 10 тыс. лет, после того как фронт сильной ударной волны (Loop I) достигнет местного облака, следствием этого события может быть изменение положения гелиопаузы до расстояния 0.5 AU от Солнца. При этом полное излучение области взаимодействия Loop I с оболочкой каверны может быть больше, чем полная светимость Солнца (Косарев и др., 1994).

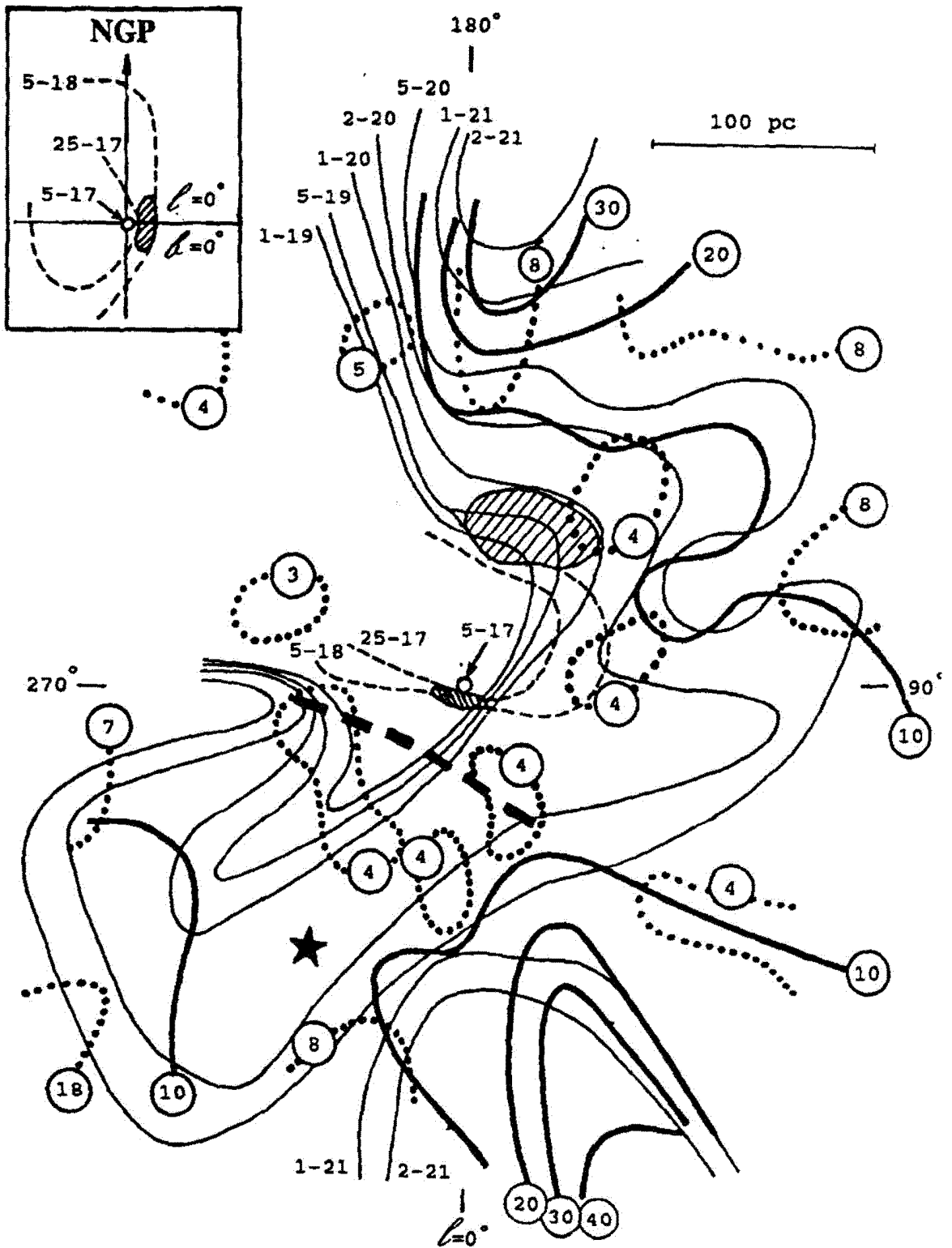
Общее количество поглощающей материи на более далеких расстояниях может проявить себя уже при фотометрических исследованиях. В частности, результаты исследования межзвездной экстинкции в окрестностях Солнца изложены в обзоре Кнуде (1984), где проводится достаточно полная библиография до 1984 года. В частности, из наиболее обширных фотометрических исследований можно отметить следующие: фотометрия Перри и Джонсона (1982) и Перри и др. (1982) – около 4 тыс. звезд, Кнуде (1979) – 740 звезд ранних классов, Люк (1978) – 4000 звезд, а также поляриметрия 180 звезд, выполненная Тинбергеном (1982). В высоких галактических широтах межзвездную экстинкцию исследовали Мак-Фазен и др. (1982) – 572 звезды, Хилдич и др. (1983) – около 1000 звезд, Оже (1985) – 700 звезд.

Распределение межзвездной материи в ближайших окрестностях Солнца схематически показано на рис. 16, построенном по данным Пареске (1984) и дополненном данными Фриша и Йорка (1983) и Фитцджеральда (1968). На рисунке сопоставлена плотность нейтрального водорода на луче зрения, с избытком цвета $E(B-V)$. Остаток Сверхновой Sco-Cep, проявляющийся как Loop I, указан жирной прерывистой линией. Положение центра ассоциации обозначено звездочкой. Готтлиб и Апсон (1969) провели анализ распределения межзвездного поглощения в разных направлениях на основе данных из каталога BS. По диаграммам избытков цвета для 204 зон площадью $10^\circ \times 10^\circ$ для экваториальной области, и $30^\circ \times 40^\circ$ – для полюсов, обнаружено темное облако в направлении $l = 148^\circ \div 180^\circ$ и $b = -15^\circ$ на расстоянии $r = 180 \div 450$ пк и найдено среднее покраснение $E(B-V) = 0.^m17/\text{кпк}$.

Люк (1978) построил карты распределения избытков цвета $E(B-V)$ на основе UBV -фотометрии 4000 O–B звезд с известной спектральной классификацией для расстояний от Солнца $r=500, 1000, 2000$ пк и соответствующих этим расстояниям $z=50, 100, 200$ пк. Определенные им линии изоэксцессов показаны на рис. 16, 17, 18б. Эти данные позволяют сделать заключение, что общее распределение межзвездной материи характеризуется отсутствием поглощающего материала на расстояниях от 500 пк до 2 кпк в направлениях между $l = 210^\circ \div 255^\circ$ и $l = 240^\circ \div 245^\circ$. Межзвездное поглощение возрастает между $l = 280^\circ \div 360^\circ$, а также для $l = 10^\circ \div 65^\circ$ – хорошо видна область экстремального поглощения, начиная с 300 пк (Coal Sack). Существуют значительные доказательства корреляции с поясом Гулда, и другими локальными особенностями: Auriga rift, dust clouds Vela, Tau, Oph, Southern Coal Sack.

Определением экстинкции в окрестностях Солнца занимались Перри и Джонсон (1982) (3458 звезд до 300 пк), и, в дополнение к этому исследованию, Перри и др. (1982) добавили 305 звезд и построили в прямоугольных галактических координатах графики распределения поглощающей материи в северном полушарии. Линии изоэксцессов $E(b-y)$, средние для ячеек 50×50 пк с шагом $\delta E(b-y) = 0.^m035$ построены ими для расстояний от Солнца до 400 пк.

Рис.16. Схема распределения материи в ближайших окрестностях Солнца. Тонкие линии – количество атомов водорода на луче зрения (к примеру, 1–19 означает $N(\text{HI}) = 1 \times 10^{19} \text{см}^{-2}$ и т.д.). Жирные линии и пунктир – линии изоэксцессов: заключенные в кружках значения покраснения $E(B-V)$ выражены в сотых долях звездной величины (к примеру, цифра 4 означает $E(B-V) = 0.^m04$ и т.д.). Звездочкой обозначено положение Сверхновой в ассоциации Скорпиона-Центавра. Схематично показано положение Local Loop. На врезке – распределение нейтрального водорода $N(\text{HI})$ в плоскости галактического меридиана $l = 0^\circ \div 180^\circ$. Штриховкой отмечено положение волокна Санчисм-ВанВердена и облако в Персее-Тельце, простирающееся по долготе в пределах $l = 140^\circ \div 180^\circ$)



На рис. 17 показан для примера разрез для галактической плоскости ($z = 0$). Всего же даны сечения для $z = \pm 200$ пк через 25 пк. Показатели $E(b-y)$ переведены в систему UBV . Для сравнения показаны линии изоексов $\delta E(B-V) = 0^m 1$ по данным Люка (1968). Как видно, наблюдения обоих авторов примерно совпадают. Звездой показано предполагаемое положение Сверхновой в ассоциации Sco-Sep. Размер значка соответствует неопределенности в расстоянии около 30 пк. Указано направление на туманность Гама, самую большую из исследованных HII -областей, вероятно, представляющую собой остаток Сверхновой, вспыхнувшей около 10^6 лет назад. Хорошо заметны "туннели" — области с пониженным содержанием межзвездной материи, обусловленные вспышками сверхновых.

Основные выводы, не потерявшие значения до настоящего времени, можно резюмировать следующим образом:

1. Межзвездное поглощение в пределах точности измерений пренебрежимо в направлении на галактические полюса.
2. Межоблачное поглощение не превышает $0^m 001 \div 0^m 003/100$ пк, то есть практически отсутствует. Таким образом, вся поглощающая материя сосредоточена в облачных комплексах.
3. В ближайшей окрестности Солнца (до 100 пк) содержится, по крайней мере, два облачных комплекса (волокно Санчиси-Ван Вердена и облако в Персее-Тельце).

Фрезни (1994) исследовал большой массив (около 230 тыс. звезд), полученный с помощью астрографа, для оценки экстинкции на расстоянии до 600 пк. Низкая точность не дает возможности детального исследования, однако определенно выявляется кольцо поглощающей материи на расстоянии $200 \div 400$ пк, создающее среднее покраснение $E(B-V) = 0^m 11$.

5.2 Карты и графики

В отличие от локальной межзвездной среды, более отдаленные области изучены гораздо хуже.

В свое время Шаровым (1963) на основе фотометрических данных для 5200 звезд были построены крупномасштабные карты распределения величин a_0 и β для формулы Паренго (37) для 118 площадок, распределенных по всему небу. Для визуальной области спектра среднее поглощение a_0 составляет около $1^m 6$ /кпк, изменяясь от $0^m 3$ /кпк до $4^m 7$ /кпк. Средняя полутолщина однородного слоя поглощающей материи $\beta = 106$ пк для северного полушария, $\beta = 116$ пк — для южного, что отражает небольшое возвышение Солнца над галактической плоскостью. На основании UBV -фотометрии 2476 звезд с известной спектральной классификацией, вместе с фотометрическими данными для 129 рассеянных скоплений, Иссерштедт и Шмидт-Калер (1964) построили графики распределения колор-эксцесса $E(B-V)$ с шагом $\delta E(B-V) = 0^m 2$ вблизи галактической плоскости для 5 сечений через $\delta b = 2^\circ$ для расстояний до 6 кпк. Фитцджеральд (1968) по данным о колор-эксцессах и расстояниях для 7835 звезд и 208 рассеянных скоплений исследовал межзвездное поглощение до 8 кпк. Небо вдоль экватора было разбито на 74 площадки. На 74 графиках приводится изменение $E(B-V)$ с расстоянием в зависимости от долготы l , причем поразному отмечены данные, относящиеся к различным расстояниям от галактической плоскости: $z = 0 \div 55$ пк, $55 \div 100$ пк, > 100 пк. Более точно изменение с широтой можно учесть, используя графики для 11 сечений поперек галактического экватора, на которых приводятся средние значения колор-эксцессов на единицу расстояния. Вместе с упоминавшимися выше картами до 2 кпк, построенными Люком (1968) с линиями изоексов $\delta E(B-V)$ через $0^m 1$ (т.е. довольно приблизительно) и относящихся к слоям толщиной 50, 100, 200 пк, даны также графики средних отношений колор-эксцессов на единицу расстояния для всей небесной сферы с угловым разрешением около 10 градусов. Определения Кана и Носека (1973) по данным о 50 планетарных туманностях на расстояниях до 3.5 кпк в основном подтверждают эти данные.

Дойчман и др. (1976) по UBV -фотометрии для 2846 звезд и $H\beta$ -фотометрии для 2099 звезд построили графики избытков $E(B-V)$ в зависимости от расстояния для 21 области вблизи плоскости Галактики, в интервале широт $b = +15^\circ \div -20^\circ$. Несмотря на большие размеры исследованных площадок (до $10^\circ \times 10^\circ$), особый интерес представляют приведенные графики зависимости

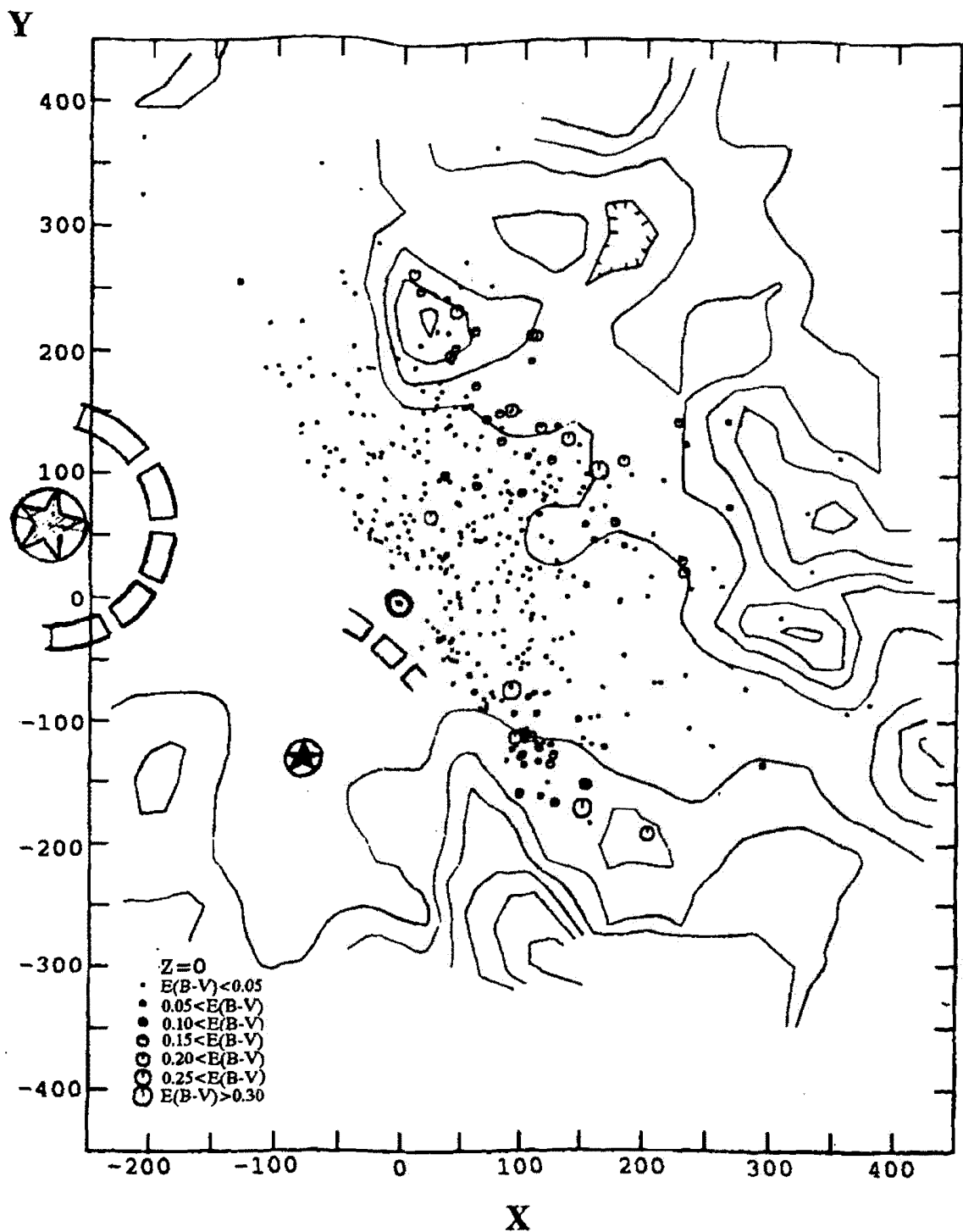


Рис. 17. Распределение поглощающей материи в галактической плоскости ($z = 0$) в окрестностях Солнца (Перри, Джонсон, 1982). Линии изоксцессов $E(B - V)$ через $0^m 1$ нанесены по данным Люка (1978). Схематично показано положение Local Loop и Gum Nebula. Звездочками отмечено примерное положение Сверхновых. Размеры символов соответствуют неопределенности в оценках расстояний и размеров

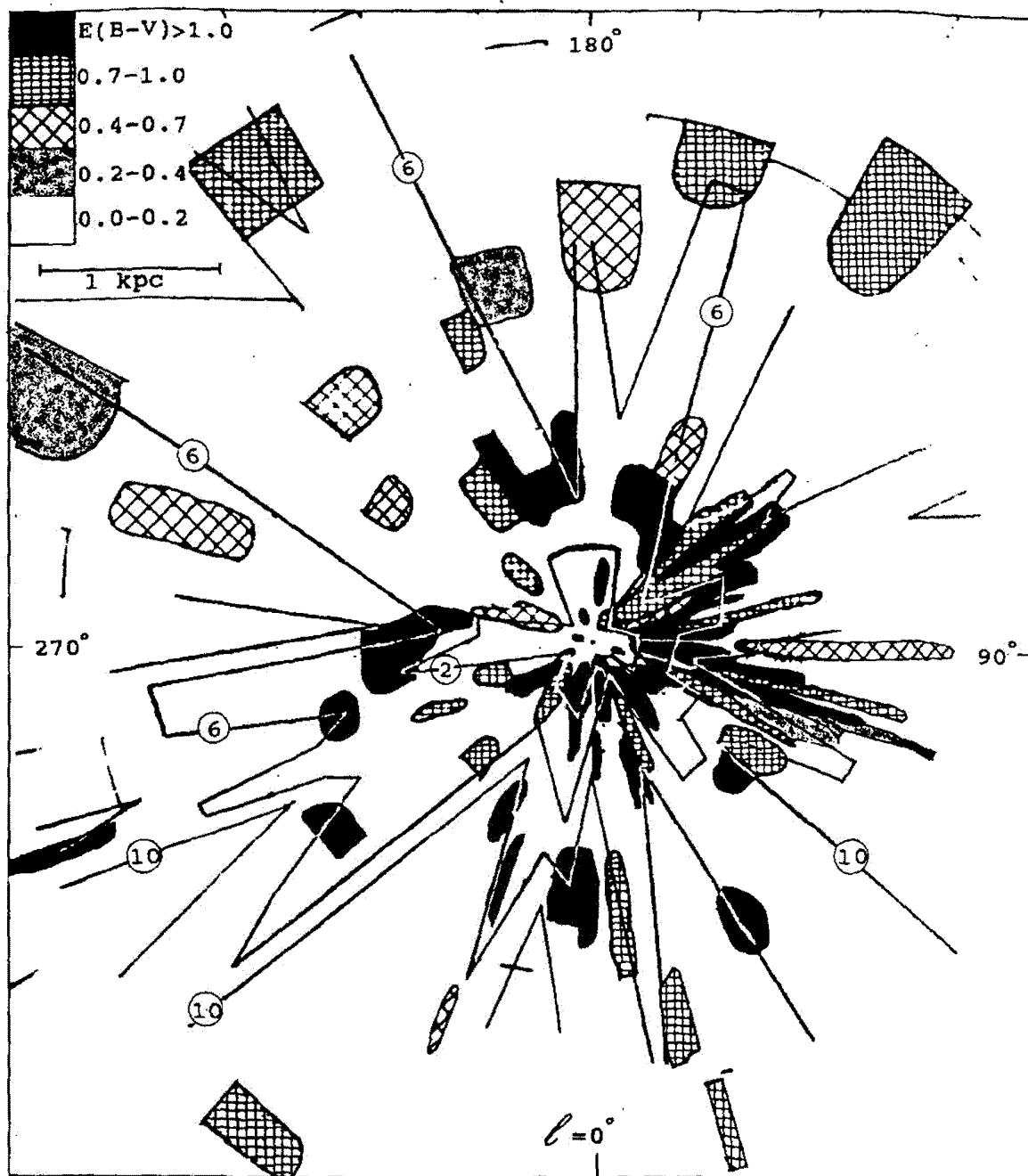


Рис. 18а. Распределение колор-эксцессов в плоскости Галактики (Фитцджеральд, 1968). Разная штриховка показывает величину изменения колор-эксцесса на килопарсек, обозначенную в верхней части рисунка. Прямыми линиями нанесены контуры изоэксцессов через $0^m.4$ по данным Иссерштедта и Шмидт-Калера (1964). Внутренняя линия соответствует $E(B-V) = 0^m.2$. Значения $E(B-V)$, выраженные в десятых долях звездной величины, указаны в кружках

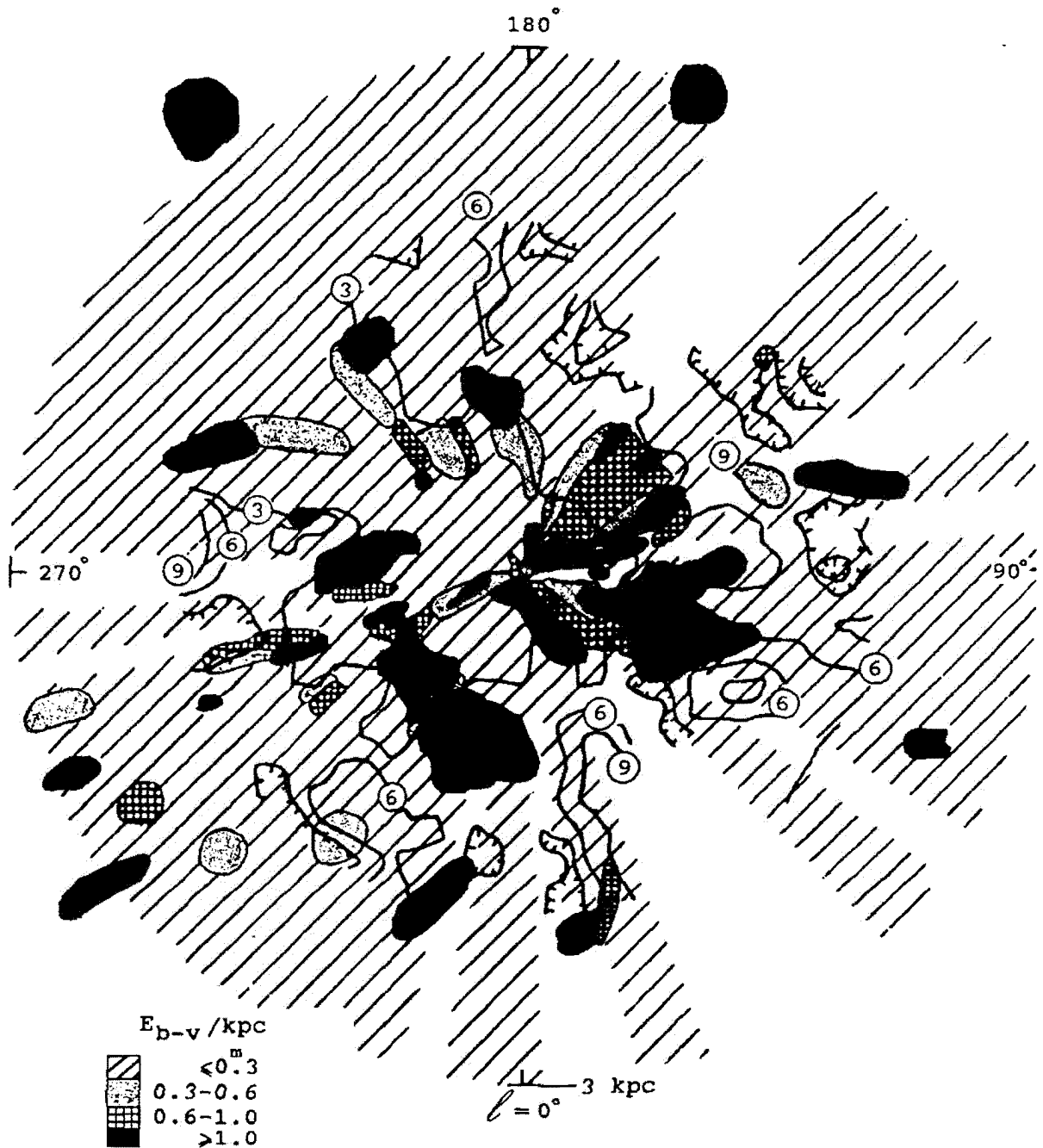


Рис.18в. Распределение колор-эксцессов в плоскости Галактики (Некель, Кларе, 1980). Разной штриховкой отмечены изменения колор-эксцесса на килопарсек, обозначенные в нижней части рисунка. Линиями нанесены контуры изоэксцессов через 0.3^m по данным Люка (1978). Значения $E(B - V)$, выраженные в десятых долях звездной величины, указаны в кружках

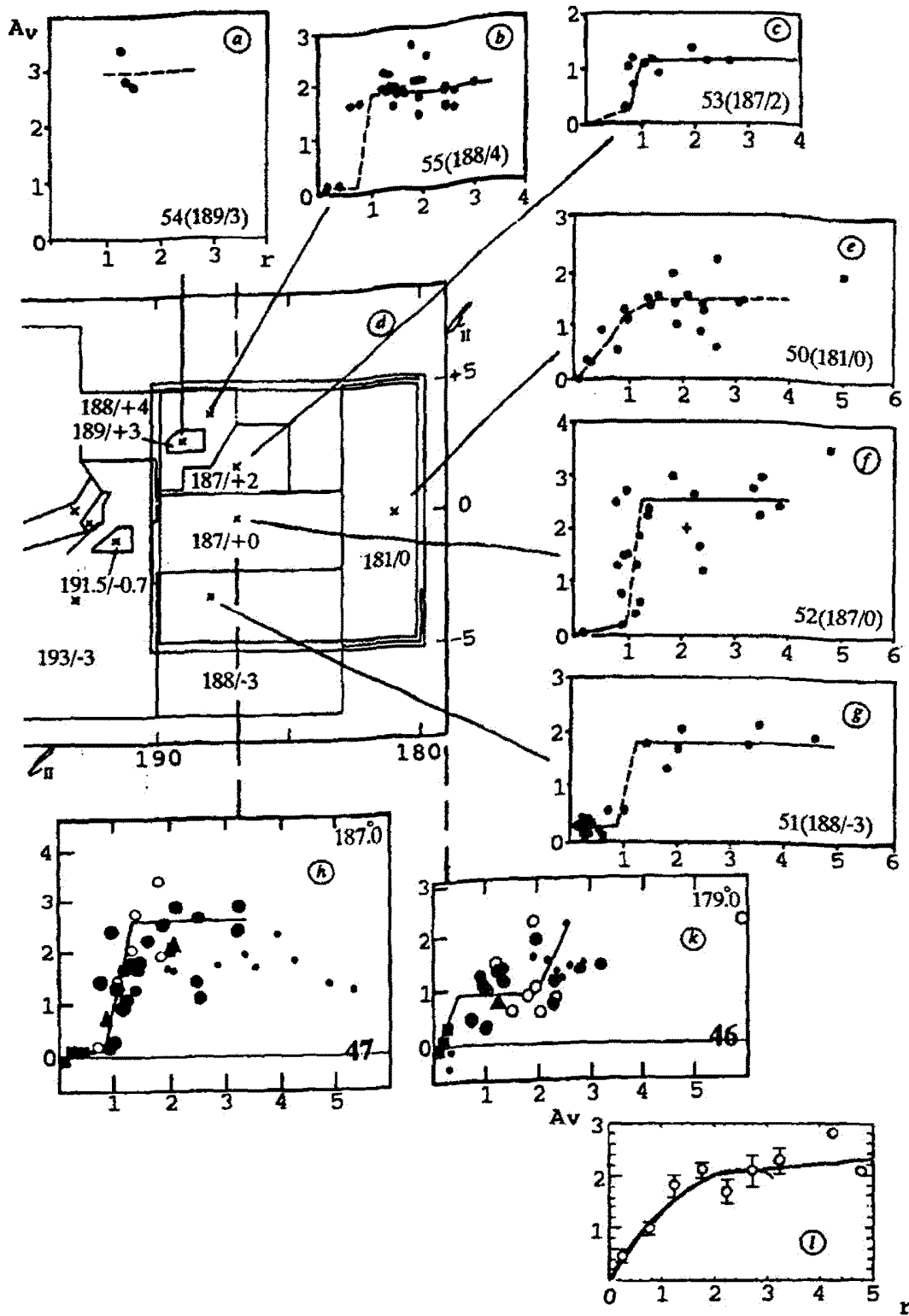


Рис. 19. Распределение поглощающей материи в области галактического экватора. *a, b, c, e, f, g* – по данным Некея и Кларе (1980) для соответствующих площадок, *h, k* – по данным Фитджеральда (1968) для сечений $l = 179^\circ$ и $l = 187^\circ$, *l* – для площадки Арену и др. (1992), выделенной на графике *d* двойной линией

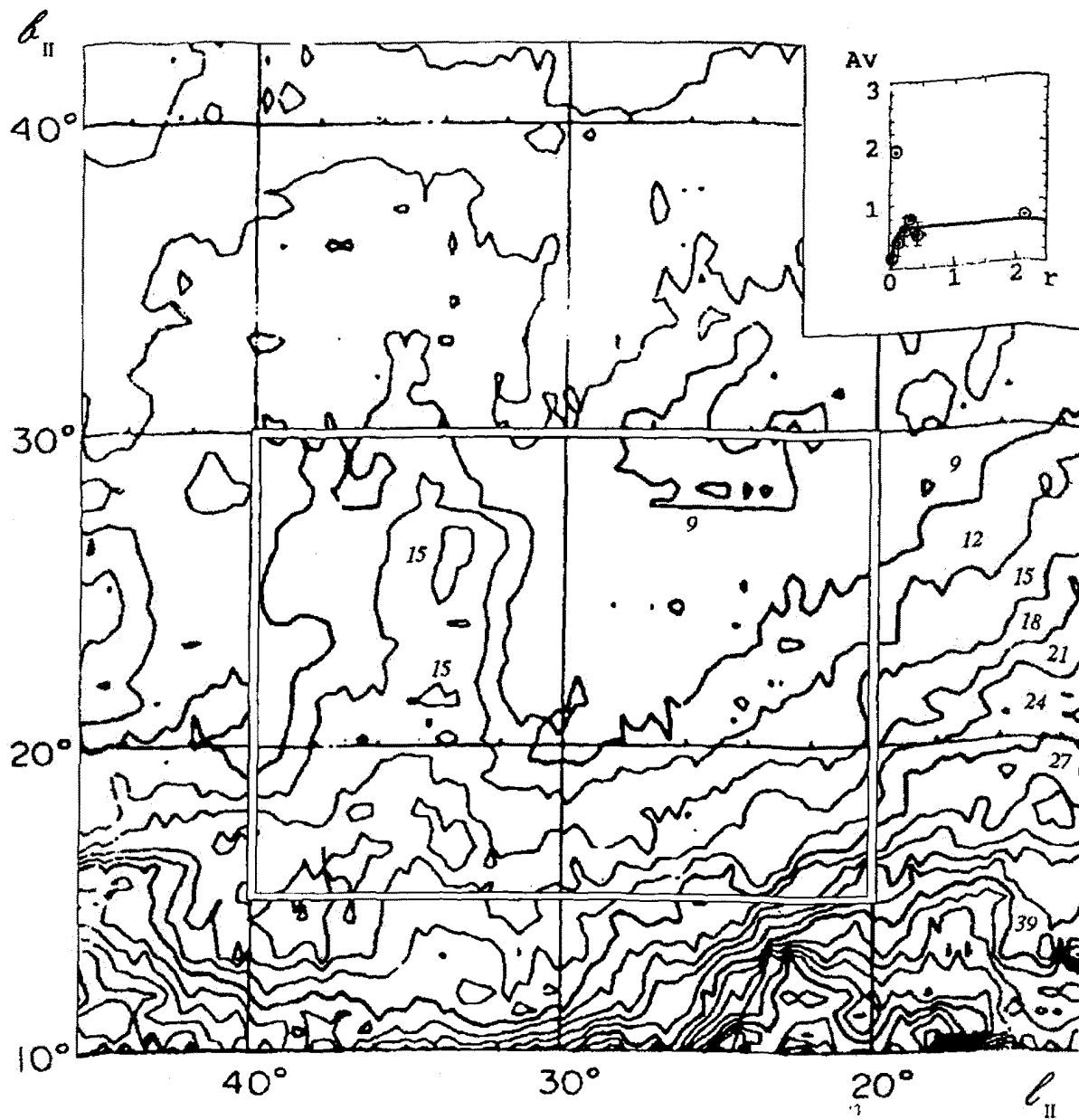


Рис. 20. Сопоставление величины полного покраснения в Галактике по данным Бурстейна и Хейлеса (1982) и распределением поглощающей материи для одной из площадок Ареноу и др. (1992) для промежуточных галактических широт

мерного исследования поглощающей материи с разрешением около $1'$. Первые шаги в этом направлении уже сделаны по наблюдениям 1808 ярких звезд (Гаустад и Ван Барен, 1993), и показали перспективность такого подхода.

5.3 Межзвездное поглощение в полярных областях

Особо надо остановиться на определениях в полярных областях, так как обычно принимается, что межзвездное поглощение там пренебрежимо, являясь неким эталоном, вследствие малой толщины поглощающей материи (200–300 пк). Оценки в области полюсов отличаются большим разнообразием: от $A_b = 0^m 2$ (Де Вокулер и Бута, 1983) до нуля, причем приводимые данные часто зависят от методики определений межзвездной экстинкции. К примеру, исследования методом подсчета галактик дают более высокие значения (в среднем $0^m 05$), чем фотометрические определения (в среднем близкие к нулю). Причины таких расхождений анализировал Хольмберг (1974). Они могут быть чисто фотометрическими:

- 1) существование малых окон прозрачности вблизи Северного галактического полюса (о Южном полюсе пока мало сведений);
- 2) ошибки в калибровке собственных цветов звезд, особенно для ярких удаленных звезд: для ранних звезд дисперсия в абсолютной величине около $0^m 1$;
- 3) погрешности в показателе цвета: принятые собственные цвета, особенно для звезд высокой светимости, не свободны от влияния межзвездного поглощения;
- 4) возможные эволюционные эффекты: наблюдаемые цвета А–F-звезд могут быть искажены включаемыми в выборку голубыми бродягами и звездами горизонтальной ветви;
- 5) известно, что содержание металлов (включая CNO) убывает с возрастанием расстояния от галактической плоскости, поэтому в рассмотрение должны быть приняты соотношения между собственными цветами и изменением химсостава.

С другой стороны, абсорбция, оцененная методом подсчета галактик, может быть переоценена по следующим причинам:

- 1) при подсчете галактик вместо независимой от расстояния поверхностной яркости применяется интегральная звездная величина;
- 2) из-за космической дисперсии в поверхностной яркости галактик (Кнапп и Керр, 1974).

Филип (1973) в зоне $b > +40^\circ$ и $b < -40^\circ$ собрал данные для 26 площадок (16 ссылок: 12 площадок, 5 шаровых скоплений, 9 рассеянных скоплений) и оценил для северного галактического полюса $E(b - y) = 0$, хотя избыток цвета может достигать $0^m 07$ ($l = 0^\circ, b = 45^\circ$), для южного – $E(b - y) = 0^m 013 \div 0^m 028$, достигая иногда $0^m 06$ ($l = 180^\circ, b = -45^\circ$).

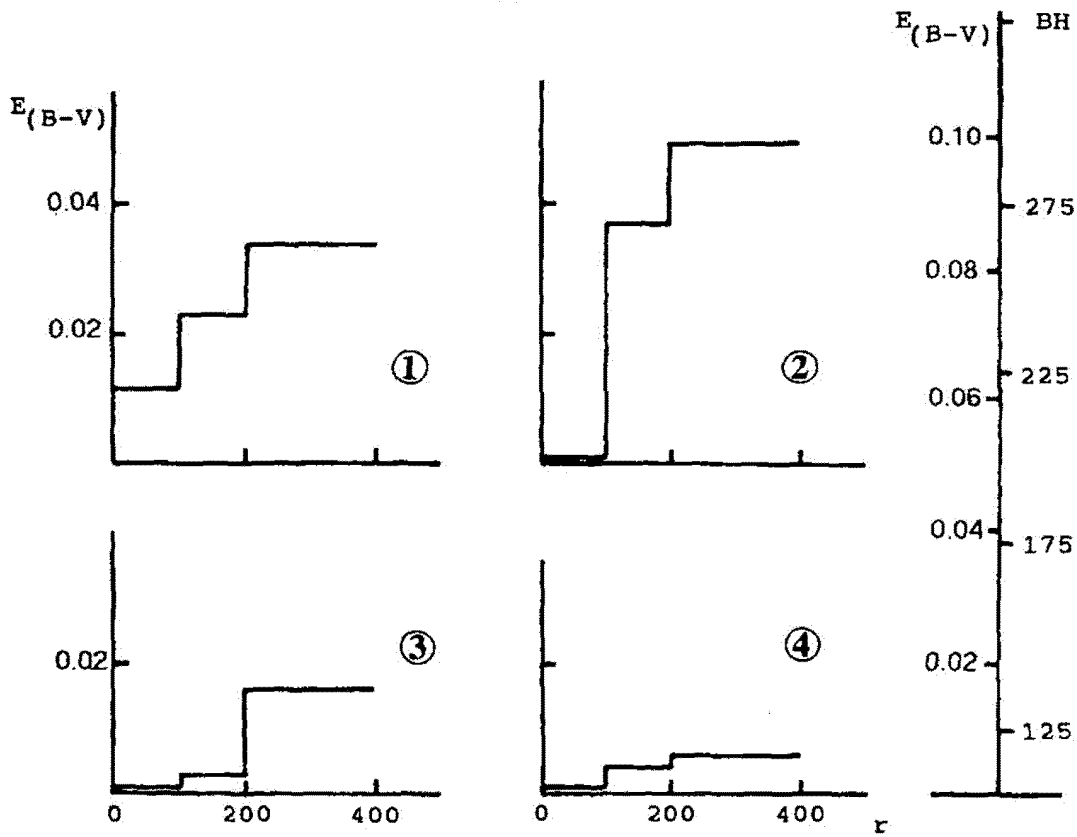
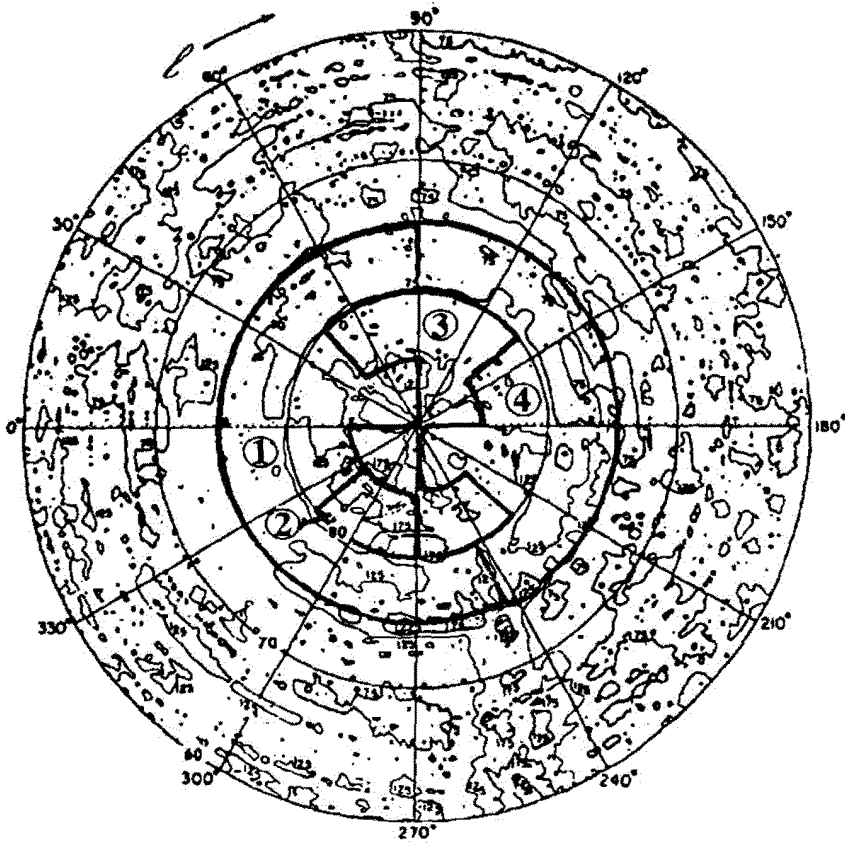
Хилдич и др. (1983) на основе $uvby\beta$ -фотометрии примерно тысячи звезд составил схему межзвездного покраснения вблизи Северного Галактического полюса до $b = 75^\circ$. Примерно в половине области покраснение составляет $E(b - y) = 0^m 008$, в другой половине – межзвездное покраснение $E(b - y) \leq 0^m 001 \div 0^m 002$ до 400 пк.

Границы этих районов показаны на рис. 21, также заимствованном из статьи Бурстейна и Хейлеса (1982). Из других фотометрических исследований можно упомянуть каталоги Кнуде (1992, 1993а,б), Пенпрайса (1992) и Оже (1992).

Кнуде (1992) выполнил фотометрию 528 звезд $8^m < m_v < 9^m$ в системе $uvby$ на площади в 1200 кв. град. в области NGP. Работа была распространена на Южный галактический полюс: выполнена фотометрия 230 звезд до 13^m в площадках SA 80, SA 81 для $b > 75^\circ$, а также 118 F-G-звезд до 15^m (Кнуде, 1993а,б).

Пенпрайсом (1992) проведен анализ фотометрии 320 звезд в 25 площадках в области $b = 16^\circ \div 45^\circ$. Оже (1992) выполнил узкополосную фотометрию и провел спектральную классификацию 10487 звезд до $V = 11^m 5$ в области $b > 70^\circ$.

В области Южного галактического полюса Мак-Фазен и др. (1982) выполнили $uvby\beta$ -фотометрию 572 звезд примерно на половине площади в области $b < -75^\circ$. До 400 пк поглощение равно нулю: ($E(b - y) = -0^m 004 \pm 0^m 003$). Этот результат согласуется с определениями Бурстейна и Хейлеса (1982), но расходится с данными Кнуде (1977): ($E(b - y) = 0^m 040 \pm 0^m 001$ по наблюдениям



110 А-Г звезд), Альбрехта и Майзена (1980): $(E(b-y) = 0^m019 - 90 \text{ звезд})$, и Николе (1982): $(E(b-y) = 0^m03 - 129 \text{ звезд})$.

Поляризационные наблюдения Аппенцеллера (1975) для полярных областей приводят к следующим оценкам: $E_{NGP}(B-V) = 0^m011$, $E_{SGP} = 0^m016$. Средние значения, полученные с привлечением результатов более ранних определений:

$$p(NGP) = 0.0020 \pm 0.0002 \quad \text{для } r > 140 \text{ пк, } b > 70,$$

$$p(SGP) = 0.0028 \pm 0.0002 \quad \text{для } r > 100 \text{ пк, } b < -70,$$

что при $p/E(B-V)=0.09$ дает соответственно:

$$E_{NGP}(B-V) = 0^m02 \quad \text{и} \quad E_{SGP}(B-V) = 0^m03.$$

Маркканеном (1979) проведен анализ более ранних определений межзвездного поглощения в области Северного Галактического полюса (14 ссылки) и выполнены дополнительные поляризационные наблюдения. Обнаружено, что в области $l = 270^\circ \div 360^\circ$ на расстоянии $r = 100 - 200$ пк поглощение достигает $A_v = 0^m1$. В среднем $A_v \geq 0^m03$. Поляризационные наблюдения в области полюсов выполнили Корхонен и Рейц (1986): 206 звезд в области NGP и 152-в области SGP с точностью $\pm 0.03\%$. Дополнительные поляризационные наблюдения Бердюгина и др. (1995) показали возрастание поляризации до 0.25% при $z=600$ пк.

Терикорпи (1990), в частности, заключил, что причиной высоких значений A_v в области полюсов может быть действительное возрастание поглощения с расстоянием от галактической плоскости, доходящее на расстояниях $z = 400$ пк до $A_v = 0^m15$.

Основной вывод из многочисленных измерений межзвездной экстинкции вблизи полюсов состоит в том, что, как и везде, вблизи полюсов межзвездное поглощение неоднородно.

Возможный сценарий, объясняющий разность в поглощении в области северного и южного галактических полюсов, предложен Поппелем и др. (1994). Около $3.2 \div 3.7 \times 10^7$ лет назад в области $l = 130^\circ \div 140^\circ$ на расстоянии 120-200 пк произошел взрыв сверхновой, расположенной над галактической плоскостью. Конусообразные кратеры, образованные выброшенным газом, прорвавшимся через слой межзвездной материи, обуславливают низкое поглощение в области $l = 60^\circ \div 200^\circ$, $b = 48^\circ \div 90^\circ$. В южном направлении газу надо было пройти больший путь, и дыр в южном полушарии не образовалось. Подтверждением такого сценария может быть обнаруженная зависимость скорости газа от расстояния от галактической плоскости: в южном полушарии – турбулентные движения, в северном – взаимодействие прорвавшегося газа с разреженным газом нижнего гало (“галактические фонтаны”).

6 Выводы

1. Для учета влияния межзвездной экстинкции при проведении абсолютной спектрофотометрии в широком интервале от 0.1 до 5 мкм можно использовать комбинированную кривую Карделли и др. (1989) и О’Доннела (1994). Кривая Фитцпатрика и Массы (1990) имеет более прозрачный физический смысл, но требует знания большего числа параметров. В инфракрасной области от 10 мкм, в спектральных районах между полосами межзвездных молекул кривая одинакова для плотных облаков и диффузной материи и может быть описана простой степенной зависимостью с показателем -1.8 . В далекой инфракрасной области показатель становится близким к -1 .

Рис.21. Распределение поглощающей материи в области Северного Галактического полюса. Жирными линиями показаны контуры областей по данным Хилдича и др. (1983). Относящиеся к ним распределение колор-эксцессов показано в нижней части рисунка. Показано соотношение между “единицами Бурстейна-Хейлеса для полярных областей” и обычными колор-эксцессами

Точками и курсивом отмечены площадки из дополнительного списка, не получившего широкого распространения, но, тем не менее, иногда встречающегося в литературе (Ван Рейн, 1935).

7.3 Некоторые полезные соотношения

I. Выражения для избытков цвета в разных фотометрических системах:

В системе *uvby* (Хейзер, 1977):

$$E(b - y) = 1.35 \times E(B - V).$$

В системе *DDO* для К-звезд, $(B - V) = 0.8 \div 1.6$ (Джейнс, 1977):

$$E[C(45 - 48)] = 0.354 \times E(B - V),$$

$$E[C(42 - 45)] = 0.234 \times E(B - V),$$

$$E[C(41 - 42)] = 0.066 \times E(B - V).$$

В системе *RGU* (Стейнлин, 1968):

$$E(G - R) = 1.39 \times E(B - V) + 0.015 \times E^2(B - V),$$

$$A_G = 2.69 \times E(G - R).$$

В системе *PV* (Ван ден Берг, 1967):

$$E(B - V) = 1.07 \times E(P - V).$$

II. Центральная глубина абсорбции $\lambda 4430 \text{ \AA}$ (в%):

Рослунд и Ардеберг (1967):

$$A_{4430} = 6 \times E(B - V) + 4,$$

Снеден и др. (1978):

$$A_c(4430) = (10.62 \pm 0.31) \times E(B - V),$$

$$A_c(4430) = (3.87 \pm 0.10) \times E(V - [2.3]),$$

$$A_c(4430) = (4.16 \pm 0.11) \times E(V - [2.3]),$$

Сноу и др. (1977):

$$A_c(4430) = 7.02 \times E(B - V) + 2.74.$$

III. Эквивалентная ширина других диффузных полос:

Снеден и др. (1978):

$$W_\lambda(5780) = (0.58 \pm 0.04) \times E(B - V),$$

$$W_\lambda(6284) = (0.60 \pm 0.05) \times E(B - V),$$

$$W(5780) = (0.21 \pm 0.01) \times E(V - [2.3]),$$

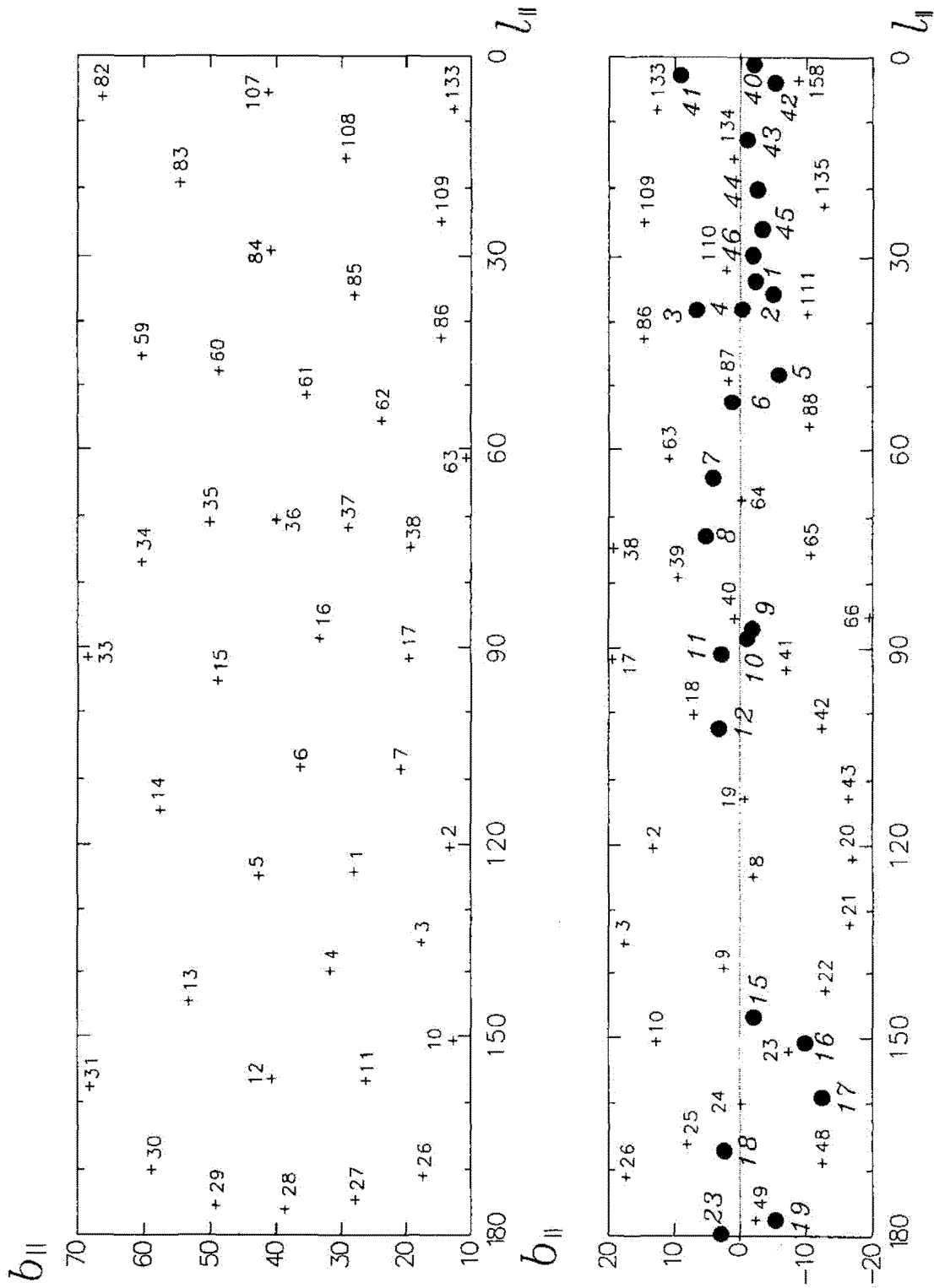
$$W(5780) = (0.24 \pm 0.01) \times E(V - [2.3]);$$

Сноу и др. (1977):

$$W_\lambda(5780) = 0.31 \times E(B - V) + 0.22,$$

$$W_\lambda(6284) = 0.44 \times E(B - V) + 0.07;$$

Шмидт-Калер и др. (1980):



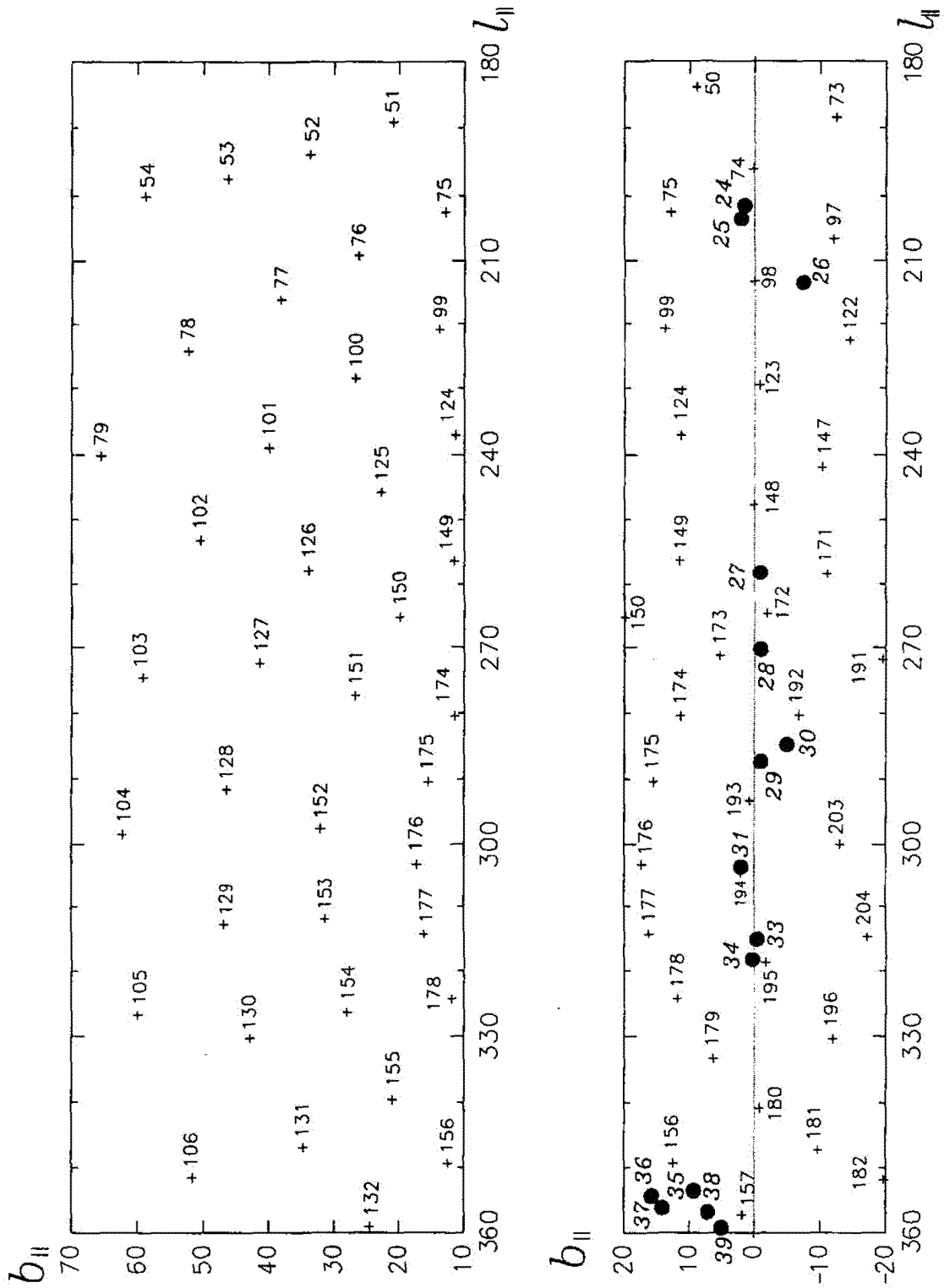


Рис. 23. $l_{II} = 180^\circ + 360^\circ$; $b_{II} = +70^\circ + -20^\circ$

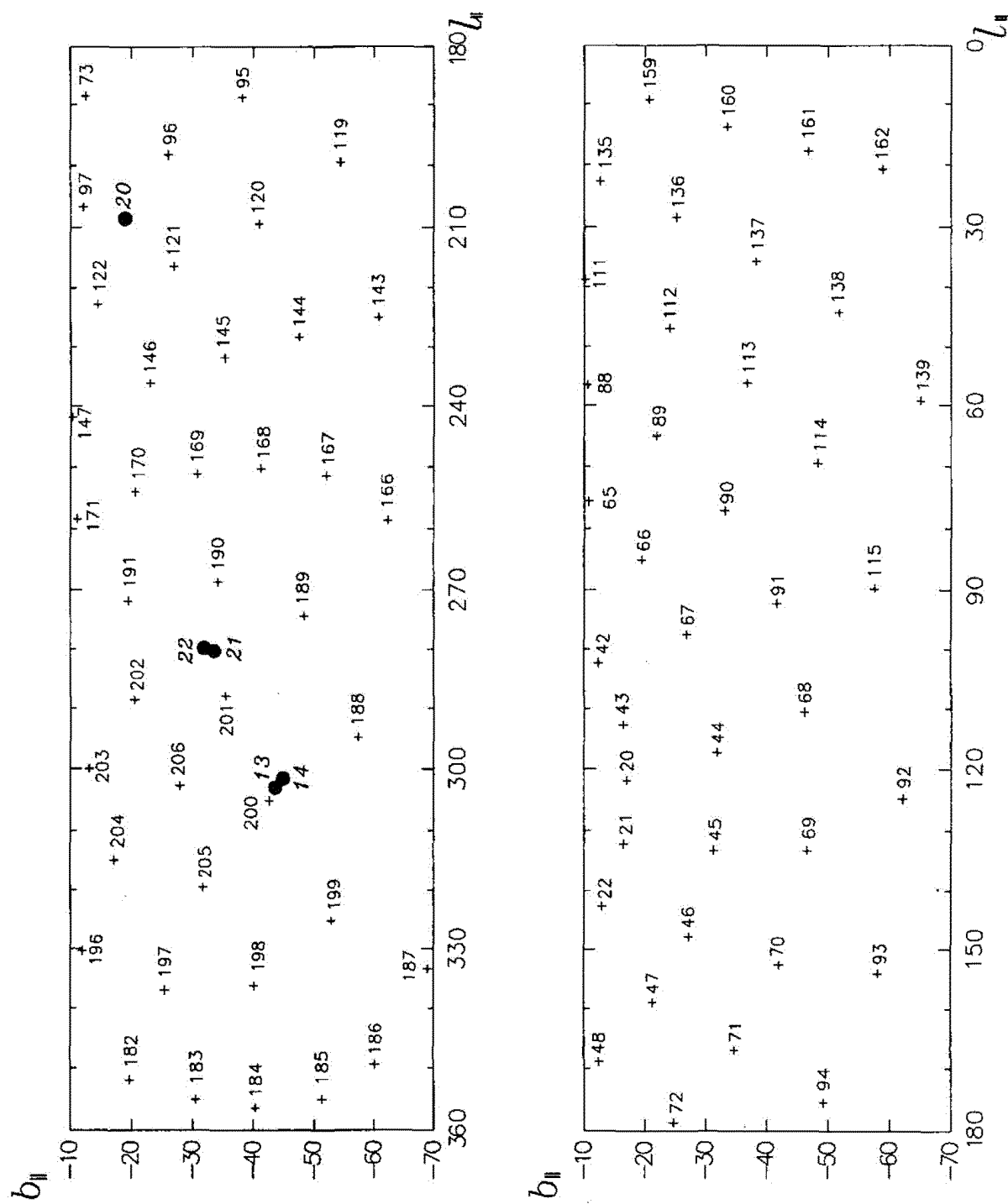
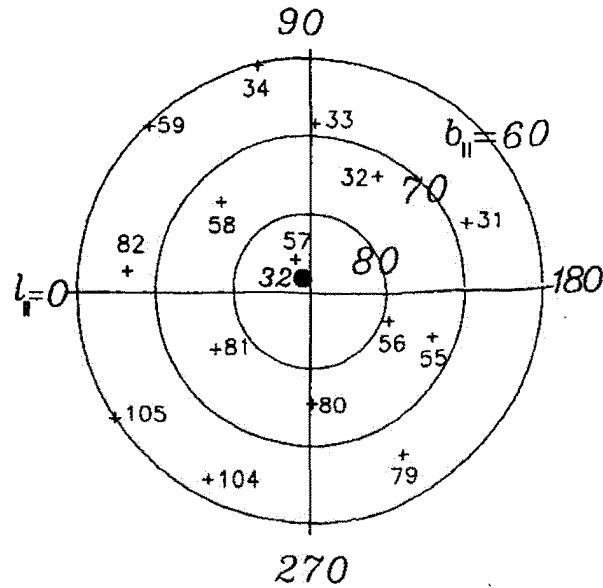


Рис. 24. $l_{II} = 0^\circ + 360^\circ$; $b_{II} = -20^\circ + -70^\circ$

Рис. 25. Северная полярная область, $b_{||} > +70^\circ$

$$W_\lambda(6284) = (1.40 \pm 0.10) \times E(B - V).$$

IV. Связь полосы $\lambda 4430$ с поглощением в УФ-области:
Витт и др. (1983):

$$\begin{aligned} E(\text{bump})/E_{B-V} &= 2.41(\pm 0.26) + 0.47(\pm 0.019) \times A(4430)/E(B - V), \\ E(2160 - V) &= 6.69(\pm 0.30) + 0.018(\pm 0.022) \times A(4430)/E(B - V), \\ E(1250 - V)/E_{B-V} &= 8.63(\pm 0.68) - 0.106(\pm 0.049) \times A(4430)/E(B - V). \end{aligned}$$

V. Связь между поглощением в полосе $\lambda 2175 \text{ \AA}$ и числом атомов водорода на луче зрения:
Диплас и Сэведж (1994):

$$\left\langle \frac{N(HI)}{E(\text{bump})} \right\rangle = 2.17 \cdot 10^{21}, \left[\frac{\text{атом}}{\text{см}^2 \cdot \text{mag}} \right].$$

VI. Зависимость между $E(B - V)$ и эквивалентной шириной К-линии кальция, выраженной в m\AA :

Сирл и Роджерс (1966):

$$W(K) = 580 \times E(B - V) + 70 \pm 180.$$

Рослунд и Ардеберг (1967):

$$W(K) = 500 \times E(B - V) + 450.$$

VII. Выражения для оценки молекулярного водорода:

а) Связь между радиоизлучением CO и содержанием молекулярного водорода на луче зрения:
Фреркин и др. (1982):

1) Для плотных ядер облаков ($N(C^{18}O) \geq 3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$):

$$N(H_2) = \left[\frac{N(C^{18}O)}{1.7 \times 10^{14}} + 1.3 \right] \times 10^{21}, \text{ см}^{-2} \quad (\text{Taurus}),$$

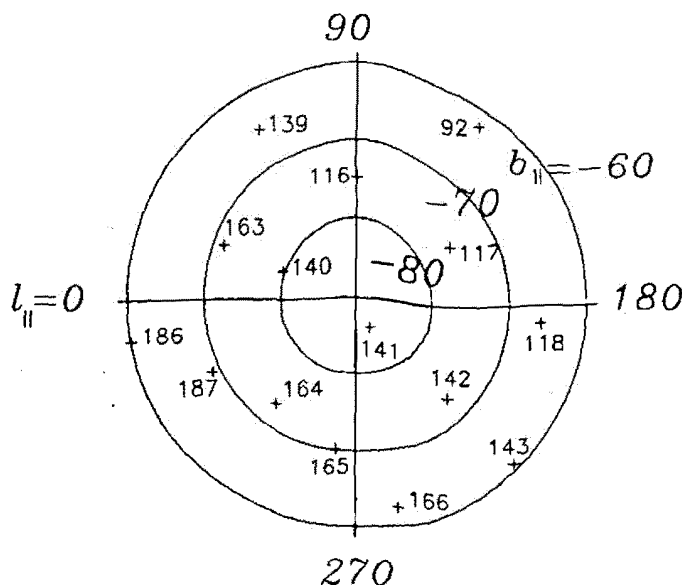


Рис. 26. Южная полярная область, $b_{||} < -70^\circ$

$$N(H_2) = \left[\frac{N(C^{18}O)}{1.7 \times 10^{14}} + 3.9 \right] \times 10^{21}, \text{ см}^{-2} \quad (\rho \text{ Oph});$$

2) для оболочек ($N(C^{18}O) \leq 3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$):

$$N(H_2) = \left[\frac{N(C^{18}O)}{0.7 \times 10^{14}} + 1.9 \right] \times 10^{21}, \text{ см}^{-2} \quad (\text{Taurus}),$$

для ($N(^{13}CO) \leq 5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$):

$$N(H_2) = \left[\frac{N(^{13}CO)}{1.4 \times 10^{15}} + 1.0 \right] \times 10^{21}, \text{ см}^{-2} \quad (\text{Taurus}).$$

б) Соотношение между $C^{13}O$ и H_2 в облаках ($1^m.5 < A_v < 10^m$):
Дикман (1978):

$$N(H_2) = (5.0 \pm 2.5) \cdot 10^5 \cdot N_{13} \text{ (см}^{-2}\text{)},$$

$$\left\langle \frac{A_v}{N_{13}} \right\rangle = (4.0 \pm 2.0) \cdot 10^{16} \text{ (см}^2 \cdot \text{mag)},$$

с) соотношения между $N(NaI)$ и $N(HI + H_2)$
Ферлет и др. (1985):

$$\log N(NaI) = 1.04 \times [\lg N(HI + H_2) - 9.09].$$

VIII. Связь между интенсивностью линии $CO(J = 1 - 0)$ ($=115.271 \text{ GHz}$) и поглощением:
Уолтер и Тэconi-Гарман (1992):

$$A_v = (0.2 \pm 0.1) \cdot I(^{12}CO).$$

Здесь интенсивность $I(^{12}CO)$, [К км/сек], проинтегрирована по радиационной температуре T_R в соответствующих пределах лучевой скорости эмиссии.

IX. Зависимость между плотностью атомарного водорода на луче зрения и поглощением:

Кнапп и Керр (1974):

$$\left\langle \frac{N(HI)}{E(B-V)} \right\rangle = 5.10 \cdot 10^{21}, \left[\frac{\text{атом}}{\text{см}^2 \cdot \text{mag}} \right];$$

Хейлес (1976):

$$\left\langle \frac{N(HI)}{E(B-V) - 0.04} \right\rangle = 4.85 \cdot 10^{21}, \left[\frac{\text{атом}}{\text{см}^2 \cdot \text{mag}} \right];$$

Болин и др. (1978):

$$\left\langle \frac{N(HI)}{E(B-V)} \right\rangle = 4.80 \cdot 10^{21}, \left[\frac{\text{атом}}{\text{см}^2 \cdot \text{mag}} \right];$$

Шул и Штенберг (1985):

$$\left\langle \frac{N(HI)}{E(B-V)} \right\rangle = 5.25 \cdot 10^{21}, \left[\frac{\text{атом}}{\text{см}^2 \cdot \text{mag}} \right];$$

Диплас и Сэведж (1994):

$$\left\langle \frac{N(HI)}{E(B-V)} \right\rangle = 4.93(\pm 0.28) \cdot 10^{21}, \left[\frac{\text{атом}}{\text{см}^2 \cdot \text{mag}} \right] \text{ по всем звездам;}$$

$$\left\langle \frac{N(HI)}{E(B-V)} \right\rangle = 4.87(\pm 0.36) \cdot 10^{21}, \quad - \left[\frac{\text{атом}}{\text{см}^2 \cdot \text{mag}} \right] \text{ для } |z| < 240 \text{пк;}$$

$$\left\langle \frac{N(HI)}{E(B-V)} \right\rangle = 5.27(\pm 0.45) \cdot 10^{21}, \quad - \left[\frac{\text{атом}}{\text{см}^2 \cdot \text{mag}} \right] \text{ для } |z| > 240 \text{пк.}$$

X. Поглощение и полная плотность атомов водорода ($HI + H_2$) на луче зрения:

Горенштейн (1975):

$$N_H \simeq 6.67 \times 10^{21} \times E(B-V), \quad - \left[\frac{\text{атом}}{\text{см}^2 \cdot \text{mag}} \right]$$

$$A_v \simeq (4.5 \pm 0.3) \times 10^{-22} \times N_H.$$

Ритер и др. (1975), по рентгеновским наблюдениям, в пределах $E(B-V) = 0^m \div 10^m$:

$$\left\langle \frac{N(HI + H_2)}{E(B-V)} \right\rangle = 6.8(\pm 1.6) \cdot 10^{21}, \quad - \left[\frac{\text{атом}}{\text{см}^2 \cdot \text{mag}} \right],$$

Болин и др. (1978):

$$N_H \sim 5.8 \times 10^{21} \times E(B-V), \quad - [\text{атом}/\text{см}^2].$$

XI. Корреляция между FIR-эмиссией и $HI(\lambda = 21\text{см})$ -эмиссией:

Боулангер и др. (1996):

$$IR = S \times \frac{N_{HI}}{10^{20}} + I, \quad - [MJy/sr],$$

N_{HI} - число атомов на луче зрения, $[\text{см}^{-2}]$.

$S = \text{slope}$, $I = \text{intercept}$ - табулированы в зависимости от длины волны.

в) выражения для избытков цвета для цефеид Галактики и Магеллановых облаков. В квадратных скобках указаны поправки нуля-пункта для ВМО и ММО (Лэни и Стоби, 1993):

$$E(B-V) = -0.214 - 0.060 \times \log P - 0.547 \times (\langle B \rangle - \langle V \rangle) + 0.682 \times (\langle V \rangle - \langle K \rangle) \\ \pm 0.028 \pm 0.020 \quad \pm 0.070 \quad \pm 0.038 \\ -0.968 \times (\langle J \rangle - \langle K \rangle) - 0.009[LMC] - 0.037[SMC] \\ \pm 0.030 \quad \pm 0.012 \quad \pm 0.017$$

или

$$E(B-V) = -0.204 - 0.053 \times \log P + 0.484 \times (\langle V \rangle - \langle K \rangle) - 1.063 \times (\langle J \rangle - \langle K \rangle) \\ \pm 0.054 \pm 0.020 \quad \pm 0.054 \quad \pm 0.168 \\ -0.235 \times (\langle B \rangle - \langle V \rangle)^2 + 0.036 \times (\langle V \rangle - \langle K \rangle)^2 \\ \pm 0.030 \quad \pm 0.006 \\ -0.017[LMC] - 0.038[SMC] \\ \pm 0.015 \quad \pm 0.019$$

г) колор-эксцессы цефеид в различных фотометрических системах. Индекс m означает среднее в шкале звездных величин по циклу пульсаций. Индекс i — означает среднее интенсивностей (переведенных затем в звездные величины) (Ферни, 1990):

System	Equation	σ
<i>Eggen4-color</i>	$E_{B-V} = -0.097 + 1.012 \langle b-y \rangle_m - 1.079 \langle M1 \rangle_m$	0 ^m 012
<i>Strömgren</i>	$E_{B-V} = -0.110 + 0.907 \langle b-y \rangle_m - 0.975 \langle m1 \rangle_m$	0 ^m 012
<i>Strömgren</i>	$E_{B-V} = -0.066 - 0.852(\langle b \rangle_i - \langle y \rangle_i) - 1.044 \langle m1 \rangle_i$	0 ^m 016
<i>BV(I)_C</i>	$E_{B-V} = -0.330 - 0.795 \langle B-V \rangle_m + 1.296 \langle V-I \rangle_m$	0 ^m 019
<i>BV(I)_C</i>	$E_{B-V} = -0.318 - 0.871(\langle B \rangle_i - \langle V \rangle_i) + 1.345(\langle V \rangle_i - \langle I \rangle_i)$	0 ^m 025
<i>Washington</i>	$E_{B-V} = -0.429 - 1.025 \langle C-M \rangle_m + 2.289 \langle M-T_1 \rangle_m$	0 ^m 030
<i>Walraven</i>	$E_{B-V} = +0.210 + 3.469 \langle V-B \rangle_m - 3.465 \langle B-L \rangle_m$	0 ^m 034
<i>(BVI)_J</i>	$E_{B-V} = +0.338 - 0.666(\langle B \rangle_i - \langle V \rangle_i) + 0.901(\langle V \rangle_i - \langle I \rangle_i)$	0 ^m 040
<i>khg₂</i>	$E_{B-V} = +0.417 + 1.373(\langle b \rangle_i - \langle y \rangle_i) - 0.463 \langle khg_2 \rangle_m$	0 ^m 042
<i>Lick6-color</i>	$E_{B-V} = +0.072 - 0.514 \langle V-B \rangle_m + 1.225 \langle R-I \rangle_m$	0 ^m 047
<i>(BVR)_J</i>	$E_{B-V} = -0.318 - 0.240(\langle B \rangle_i - \langle V_i \rangle) + 1.397(\langle R \rangle_i - \langle I \rangle_i)$	0 ^m 051
<i>H_β</i>	$E_{B-V} = -0.474 + 1.017(\langle b \rangle_i - \langle y \rangle_i) + 2.77(\langle \beta \rangle_m - 2.6)$	0 ^m 060
<i>DDO</i>	$E_{B-V} = -2.573 + 2.768 \langle 45-48 \rangle_m - 3.290 \langle 41-42 \rangle_m$	0 ^m 093

XVII. Сводка определений величины $R_v = A_v/E(B - V)$ для диффузной материи:

R_v	Reference
3.40 ± 0.15	Хэвелл, Герц, 1974
3.14 ± 0.10	Шульц, Вимер, 1975
3.10 ± 0.03	Барлоу, Кохен, 1977
3.14 ± 0.11	Лууд, 1978
3.08 ± 0.15	Снеден и др., 1978
3.12 ± 0.05	Уайтит, Ван Бреда, 1980
3.13 ± 0.05	Лейтерер, Вольф, 1984
3.09 ± 0.03	Риеке, Лебофски, 1985
3.10 ± 0.10	Вегнер, 1994
3.08 ± 0.05	Хе и др., 1995
3.26 ± 0.02	Бердников и др., 1996
3.123 ± 0.010	Средневзвешенное значение
3.080 ± 0.011	Средневзвешенное по всем определениям, за исключением последнего

Литература

- Ааннестад, 1995 – (Aannestad P.A.) – *Astrophys.J.*, vol.443, p.653.
 Ааннестад и Парселл, 1973, – (Aannestad P.A., Purcell E.M.) – *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, vol.11, p.309.
 Айелло и др., 1988 – (Aiello S., Barsella B., Chlevski G., Greenberg J.M., Patriarchi P., Perinotto M.) – *Astron. Astrophys. Suppl.*, vol.73, p.195.
 Альбрехт и Майцен, 1980 – (Albrecht R., Maitzen H.M.) – *Astron. Astrophys. Suppl.*, vol.42, p.29.
 Андерсон и др., 1996 – (Anderson C.M., Weitenbeck A.J., Code A.D., Nordsieck K.N., Meade M.R., Babler V.L., Zellner N.E.B., Bjorkman K.S., Fox G.K., Johnson J.J., Sanders W.T., Lupie O.L., Edgar R.J.) – *Astron.J.*, vol.112, p.2826.
 Аппенцеллер, 1975 – (Appenzeller J.) – *Astron. Astrophys.*, vol.38, p.313.
 Ардеберг и Вирдефорс, 1982 – (Ardeberg A., Virdefors B.) – *Astron. Astrophys.*, vol.115, p.347.
 Ардеберг и Вирдефорс, 1980 – (Ardeberg A., Virdefors B.) – *Astron. Astrophys. Suppl.*, vol.40, p.307.
 Арену и др., 1992 – (Arenou F., Grenon M., Gomez A.) – *Astron. Astrophys.*, vol.258, p.104.
 Барлоу и Кохен, 1977 – (Barlow M.J., Cohen M.) – *Astrophys.J.*, vol.213, p.737.
 Баттинелли и др., 1994 – (Battinelli P., Brandmaryi A., Capuzzo-Doletta R.) – *Astron. Astrophys. Suppl.*, vol.104, p.379.
 Белоуз, 1996 – (Belous M.L.) – *Bull. Centre Donees Stellaris, No 48*, p.5.
 Бердников Л.Н., Возякова О.В. и Дамбис А.К., 1996 – *Письма АЖ*, т.22, с.372.
 Бердюгин и др., 1995 – (Berdjugin A., Snare M.-O., Teerikorpi P.) – *Astron. Astrophys.*, vol.294, p.568.
 Блаау и Эльвиус, 1965 – (Blaaw A., Elvius T.) – “Galactic Structure”, Blaaw A., Schmidt M.(eds), Univ.Chicago Press, Chicago, Illinois, USA, p.589.
 Блесс и Сэведж, 1972 – (Bless R.C., Savage B.D.) – *Astrophys.J.*, vol.171, p.293.
 Болин и др., 1978 – (Bohlin R.C., Savage B.D., Drake J.F.) – *Astrophys.J.*, vol.224, p.132.
 Боулангер и др., 1994 – (Boulanger F., Prevot M.L., Gry C.) – *Astron. Astrophys.*, vol.284, p.956.
 Боулангер и др., 1996 – (Boulanger F., Abergel A., Bernard J.-P., Burton W.B., Desert F.-X., Hartmann D., Lagache G., Puget J.-L.) – *Astron. Astrophys.*, vol.312, p.256.
 Бочкарев, 1987 – (Bochkarev N.G.) – *Ap.Space Sci.*, vol.138, p.229.
 Бочкарев Н.Г., 1991 – “Основы физики межзвездной среды”, – М.,Изд.МГУ, 352 стр.
 Брегер, 1976 – (Breger M.) – *Astrophys.J. Suppl.*, vol.32, p.7.
 Бурстейн и Хейлес, 1978 – (Burstein D., Heiles C.) – *Astrophys.J.*, vol.225, p.40.
 Бурстейн и Хейлес, 1982 – (Burstein D., Heiles C.) – *Astron.J.*, vol.87, p.1165.

- Ван Бреда и Уайттиг, 1981 – (van Breda I.G., Whittet D.C.B.) – *Mon.Not.Roy.Astron.Soc.*, vol.195, p.79.
- Ван де Хюлст, 1949 – (van de Hulst H.C.) – *Recherches Astron. Obs. d'Utrecht*, vol.11, part 2, p.1.
- Ван ден Берг, 1967 – (van den Bergh S.) – *Astron.J.*, vol.72, p.70.
- ВанДуинен и др., 1976 – (van Duinen J.R., Wu C.C., Kester D.) – Department of Space Research Groningen Internal Note, ROG NR 76-4.
- Ван Рейн, 1935 – (vanRhijn M.) – *IAU Transactions*, vol.5, p.199.
- Вегнер, 1994 – (Wegner W.) – *Mon.Not.Roy.Astron.Soc.*, vol.270, p.229.
- Вестерлунд, 1989 – (Westerlund B.E.) – *Rev.mex.astron.astrofis.*, vol.19, p.39.
- Видэл-Мадьяр и др., 1978 – (Vidal-Madjar A., Laurent C., Bruston P., Audouze J.) – *Astrophys.J.*, vol.223, p.589.
- Викрамасингх и Нэнди, 1972, – (Wickramasinghe N.C., Nandy K.) – *Rep.Prog.Phys.*, v.35, p.157.
- Вини-Вильямс, 1993 – (Wynn-Williams G.) – *Mercury*, vol.22, p.2.
- Витт, 1989 – (Witt A.N.) – *IAU Symp. No 135 "Interstellar Dust"*, eds. L.J.Alamandolla, A.G.G.M.Tielens, Dordrecht, Boston, London, Kluver Acad. Publishers, p.87.
- Витт и Лилли, 1973 – (Witt A.N., Lillie C.F.) – *Astron.Astrophys.*, vol.25, p.397.
- Витт и др., 1983 – (Witt A.N., Bohlin R.C., Stecher T.P.) – *Astrophys.J. (Lett.)*, vol.267, p.L47.
- Ворошилов В.И. и Каландадзе Н.Б., 1983 – *Астрометрия и астрофизика*, т.50, с. 35.
- Вошинников Н.В., 1986 – *Межзвездная пыль. "Исследование космического пространства" т.25 (Итоги науки и техники, ВИНТИ АН СССР)*. М. с.98.
- Вошинников Н.В. и Ильин В.Б., 1993 – *Астрон.Ж.*, т.70, с. 38.
- Гаустад и Ван Барен, 1993 – (Gaustad J.E., Van Buren D.) – *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, vol.105, p.1127.
- Гарсиа, 1991 – (Garsia B.) – *Astron. Astrophys. Suppl.*, vol. 89, p.469.
- Горенштейн, 1975 – (Gorenstein P.) – *Astrophys.J.* vol.198, p.95.
- Готтлиб и Ансон, 1969 – (Gottlieb D.M., Upson W.L.) – *Astrophys.J.* vol.157, p.611.
- Гри и др., 1995 – (Gry C., Lemonon L., Vidal-Madjar A., Lemonie M., Ferlet R.) – *Astron.Astrophys.*, vol.302, p.497.
- Грийберг М., 1970 – "Межзвездная пыль", пер. с англ. – М., Мир, 199 стр. (J.M.Greenberg, – "Interstellar grains" – *Star and Stellar Systems*, vol. VII, ch.6., Univ.Chicago Press, Chicago, London, 1968).
- Даймонд и др., 1989 – (Diamond P.J., Goss W.M., Romney J.D., Booth R.S.) – *Astrophys.J.* vol.347, p.302.
- Де Вокулер и Бута, 1983 – (de Vakuleur G., Buta R.) – *Astron.J.*, vol.88, p.939.
- Джейнс, 1977 – (Janes K.A.) – *Publ.Astron.Soc.Pacific*, vol.89, p.576.
- Джейнс и Адлер, 1982 – (Janes K., Adler D.) – *Astrophys.J. Suppl.*, vol.49, p.425.
- Дженнискенс, 1994 – (Jenniskens P.) – *Astron.Astrophys.*, vol.284, p.227.
- Дженнискенс и Гринберг, 1993 – (Jenniskens P., Greenberg J.M.) – *Astron. Astrophys.*, vol. 274, p.439.
- Дженнискенс и Десерт, 1993 – (Jenniskens P., Desert F.-X.) – *Astron. Astrophys. Suppl.*, vol.106, p.39.
- Джермени и Стенсел, 1992 – (Garmany C.D., Stencel R.E.) – *Astron. Astrophys. Suppl.*, vol.94, p.211.
- Дикель и Вендкер, 1978 – (Dickel H.R., Wendker H.J.) – *Astron. Astrophys.*, vol.66, p.289.
- Дикман, 1978 – (Dickman R.L.) – *Astrophys.J. Suppl.*, vol.37, p.407.
- Диплас и Сэведж, 1994 – (Diplas A., Savage B.D.) – *Astrophys.J.*, vol.427, p.274.
- Дойчман и др., 1976 – (Deutschman W.A., Davis R.J., Schield R.J.) – *Astrophys.J. Suppl.*, vol.30, p.97.
- Доршнер и Хеннинг, 1995 – (Dorschner J., Henning T.) – *Astron.Astrophys. Rev.*, vol.6, p.271.
- Дрейн, 1989 – (Draine B.T.) – *IAU Symp. No 135 "Interstellar Dust"* (ed.L.J.Allamandola and A.G.G.M.Tielens), p.313.
- Ефремов Ю.Н., 1970 – в кн. "Пульсирующие звезды (Нестационарные звезды и методы их исследования, т.1.)" (Б.В.Кукаркин,ред.), с.64.
- Иссерштедт и Шмидт-Калер, 1964 – (Isserstedt J., Schmidt-Kaler T.) – *Z.f.Astrophys.*, Bd.59, S.182.
- Йорк и др., 1973 – (York D.G., Drake J.F., Jenkins E.B., Morton D.C., Rogerson J.B., Spitzer L.) – *Astrophys.J.(Lett.)*, vol.182, p. L1.
- Кан и Носек, 1973 – (Cahn J.H., Nosek R.D.) – *IAU Symp.No 52 "Interstellar dust and related topic"*, p.237.

- Камерон Рид, 1985 – (Cameron Reed B.) – Publ.Astron.Soc.Pacific, vol.97, p.120.
Камерон Рид и др., 1988 – (Cameron Reed B., Hesser J.E., Shawl S.J.) – Publ.Astron.Soc.Pacific, vol.100, p.545.
Каплан С.А. и Пикельнер С.Б., 1979 – “Физика межзвездной среды”, М., Наука, 592 стр.
Карделли и др., 1989 – (Cardelli J.A., Clayton G.C., Mathis J.S.) – Astrophys.J., vol. 345, p.245.
Карделли и др., 1992 – (Cardelli J.A., Sembach K.R., Mathis J.S.) – Astron.J., vol. 104, p.1916.
Карделли, 1994 – (Cardelli J.A.) – “The 1-st Symposium on the Infrared Cirrus and Diffuse Interstellar Clouds”, ASP Conference Series, vol.58, p.24.
Кильпио Е.Ю. и Малков О.Ю., 1997 – Астрон.Ж., т.74, с.15.
Клейтон и Матис, 1988 – (Clayton G.C., Mathis J.S.) – Astrophys.J. vol.327, p.911.
Клейтон и др., 1995 – (Clayton G.C., Wolff M.J., Allen R.J., Lupie O.L.) – Astrophys.J., vol.445, p.947.
Кнапп и Керр, 1974 – (Knapp G.R., Kerr F.G.) – Astron.Astrophys., vol. 35, p.361.
Кнуде, 1979 – (Knude J.) – Astron.Astrophys., vol.77, p.198.
Кнуде, 1984 – (Knude J.) – IAU Coll No 81 “Local Interstellar Medium”, p.123.
Кнуде, 1992 – (Knude J.) – Astron. Astrophys. Suppl., vol.92, p.841.
Кнуде, 1993а – (Knude J.) – Astron.Astrophys. Suppl., vol.98, p.213.
Кнуде, 1993б – (Knude J.) – Astron.Astrophys. Suppl., vol.99, p.499.
Код и др. 1976 – (Code A.D., Davis J., Bless R.C., Hanbury Brown R.) – Astrophys.J., vol.203, p.417.
Конти и Моррис, 1990 – (Conti P.S., Morris P.W.) – Astron.J., vol.99, p.898.
Кокс и Рейнольдс, 1987 – (Cox D.P., Reynolds R.J.) – Ann. Rev. Astron. Astrophys., vol.25, p.303.
Корхонен и Рейц, 1986 – (Korhonen T., Reiz A.) – Astron.Astrophys.Suppl., vol. 64, p.487.
Косарев и др., 1994 – (Kosarev I.B., Loseva T.V., Nemchinov I.V., Popel S.I.) – Astron.Astrophys., vol. 287, p.470.
Кохен и др., 1983 – (Cohen M., Matthews N., Few R.W., Booth R.S.) – Mon.Not.Astron.Soc., vol.203, p.1123.
Кохен, 1993 – (Cohen M.) – Astron.J., vol.105, p.1860
Краддейс и др., 1974 – (Cruddace R., Paresce F., Boyer S., Lampton M.) – Astrophys.J., vol.187, p.497.
Крауттер, 1979 – (Krautter J.) – Astron.Astrophys. Suppl., vol.39, p.167.
Крауттер, 1980 – (Krautter J.) – Astron.Astrophys., vol.89, p.74.
Креловски, 1988 – (Krelowski J.) – Publ.Astron.Soc.Pacif., vol.100, p.896.
Креловски, 1989а – (Krelowski J.) – Astron.Nachricht., vol.310, p.255.
Креловски, 1989б – (Krelowski J.) – IAU Symp.No 135 “Interstellar dust”, p.67.
Креловски и Вернер, 1989 – (Krelowski J., Wegner W.) – Astron.Nachr., vol.310, p.281.
Креловски и др., 1986 – (Krelowski J., Maszkowski R., Strobel A.) – Astron.Astrophys., vol.166, p.271.
Креловски и Папай, 1992 – (Krelowski J., Papaj J.) – Acta Astron. vol.42, p.233.
Креловски и Папай, 1993, – (Krelowski J., Papaj J.) – Publ. Astron. Soc. Pacific, v.105, p.1209.
Креловски и Уокер, 1987 – (Krelowski J., Walker G.A.H.) – Astrophys.J., vol.312, p.860.
Куликовский П.Г., 1985 – “Звездная астрономия”, 2-е изд, М., Наука, 272 стр.
Курниф, 1983 – (Koorneeff J.) – Astron.Astrophys., vol.128, p.84.
Кэмпбелл, 1990 – (Campbell E.C.) – Bull.Inf.Cent.Donnees stellaries, No 40, p.43
Лаллеман и Бертин, 1992 – (Lallement R., Bertin P.) – Astron.Astrophys., vol.266, p.479.
Лейтерер и Вольф, 1984 – (Leitherer C., Wolf B.) – Astron.Astrophys., vol. 132, p.151.
Леруа, 1993 – (Leroy J.L.) – Astron.Astrophys., v.274, p.203.
Люк, 1978, – (Lucke P.B.) – Astron.Astrophys., v.64,p.367.
Лууд Л., 1978 – Публ.Тартусск.обс., т. 46, с. 55.
Лэни и Стоби, 1993 – (Laney C.D., Stobie R.S.) – Mon.Not.Roy.Astron.Soc., vol.263, p.921.
Мак-Ки и Острайкер, 1977 – (McKee C.F., Ostriker J.P.) – Astrophys.J. vol.218, p.148.
Мак-Клинток и др., 1978 – (McClintock W., Henry R.C., et al.) – Astrophys.J., v.225, p.465.
Мак-Нэлл, 1994 – (McNally D.) – Observatory, vol.114, p.97.
Мак-Фазен и др., 1983 – (McFadzean A.D., Hildith R.W., Hill G.) – Mon. Not. Roy. Astron. Soc., vol.205, p.525.
Маркканен, 1978 – (Markkanen T.) – Astron.Astrophys., v.74, p.201.

- Марочник Л.С., Сучков А.А., 1984 - "Галактика", - М., Наука, 392 стр.
- Марти и др., 1989 - (Murthy J., Wofford J.B., Henry R.C. et al.) - *Astrophys.J.*, v.336, p.949.
- Марти и др., 1992 - (Murthy J., Walker H.J., Henry R.C.) - *Astrophys.J.*, v.401, p.574.
- Мартин и Уайт, 1990 - (Martin P.G., Whittet D.C.B.) - *Astrophys.J.*, vol. 357, p.113.
- Мартин, 1994 - (Martin W.) - *Astron.Astrophys.*, vol.281, p.526.
- Масса и Сэведж, 1989 - (Massa D., Savage B.D.) - IAU Symp. 135 "Interstellar Dust", L.J.Alamandola, A.G.G.M.Tielens (eds), Dordrecht, Boston, London, Kluwer Acad. Publishers, p.3.
- Матис, 1987 - (Mathis J.S.) - Exploring the Universe with the IUE. "Ap.Space Sci. Library. vol.129", p.517.
- Матис, 1990 - (Mathis J.S.) - *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* v.28, p.37.
- Мейер, 1990 - (Meyer D.M.) - *Astrophys.J.(Let)*, vol.364, p.L5.
- Миллер, 1968 - (Miller J.S.) - *Astrophys.J.(Let)*, vol.154, p.L57.
- Мур и Маршер, 1995 - (Moore E.M., Marsher A.P.) - *Astrophys.J.*, vol.452, p.671.
- Мурмие, 1992 - (Mermilliod J.C.) - *Bull. Inf. Cent. Donnees stellaries*, No 40, p.115.
- Мэси и др., 1995 - (Masi S., Aquilini E., Boskaleri A., de Bernardis P., de Petris M., Gervasi M., Martinis L., Natale V., Palumbo P., Scaramussi F.) - *Astrophys.J.*, vol.452, p.253.
- Натали и др., 1994 - (Natali F., Natali G., Pompei E., Pedichini F.) - *Astron.Astrophys.*, vol.289, p.756.
- Некель, 1967 - (Neckel T.) - Veroff. Lanessternwarte Heidelberg-Konigstuhl, Bd.19, S.1.
- Некель и Кларе, 1980 - (Neckel T., Klare G.) - *Astron.Astrophys. Suppl.*, vol.42, p.251.
- Николе, 1982 (Nicolet B.) - *Astron.Astrophys.Suppl.*, vol.47, p.199.
- Нэнди и др., 1975 - (Nandy K., Thompson G.I., Jamar C., Monfils A., Wilson R.) - *Astron. Astrophys.*, vol.44, p.195
- Нэнди и др., 1976 - (Nandy K., Thompson G.I., Jamar C., Monfils A., Wilson R.) - *Astron.Astrophys.*, vol.51, p.63.
- О'Доннелл, 1994 - (O'Donnell J.S.) - *Astrophys.J.*, vol.422, p.158.
- Оже, 1985 - (Oja T.) - *Astron. Astrophys. Suppl.*, vol.61, p. 331.
- Пай Ичуан, 1992 - (Pei Yichuan C.) - *Astrophys.J.*, vol.395, p.130.
- Панди и др., 1990 - (Pandey A.K., Mahra H.S., Sagar R.) - *Astron.J.*, vol.99, p.617.
- Папай и др., 1991 - (Papaj J., Wegner W., Krelowski J.) - *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, vol.252, p.403.
- Папай и Креловски, 1992 - (Papaj J., Krelowski J.) - *Acta Astron.*, vol.42, p.211.
- Паренаго П.П., 1945 - *Астрон.ж.*, т.22, с.129.
- Пареске, 1984 - (Paresce F.) - *Astron.J.*, vol.89, p.1022.
- Паунд и др., 1990 - (Pound M.W., Bania T.M., Wilson R.W.) - *Astrophys.J.*, vol.351, p.165.
- Пенпрайс, 1992 - (Penprase B.E.) - *Astrophys.J. Suppl.*, v.83, p.273.
- Перри и Джонсон, 1982 - (Perry C.L., Johnson L.) - *Astrophys.J. Suppl.*, v.50, p.451.
- Перри и др., 1982 - (Perry C.L., Johnson L., Crawford D.L.) - *Astron.J.*, v.87, p.1751.
- Поппель и др., 1994 - (Poppel W.G.L., Marronetti P., Bengalia P.) - *Astron.Astrophys.*, vol.287, p.601.
- Потташ, 1996 - (Pottasch S.R.) - *Astron.Astrophys.* vol.307, p.561.
- Пюже и Леже, 1989 - (Puget J.L., Leger A.) - *Annu.Rev.Astron.Astrophys.*, vol.27, p.161.
- Рейнман и Фридеман, 1991 - (Reinmann H.-G., Friedemann C.) - *Astron.Astrophys.*, vol.242, p.474.
- Риеке и Лебофски, 1985 - (Rieke G.H., Lebofski M.J.) - *Astrophys.J.*, vol.288, p.618.
- Ритер и др., 1975 - (Ryter C., Cesarsky C.J., Audouse J.) - *Astrophys.J.*, vol.198, p.103.
- Рослунд и Ардеберг, 1967 - (Roslund C., Ardeberg A.) - *Arkiv Astron.*, vol.4, p.441.
- Рупрехт и др., 1994 - (Ruprecht J., Balaz B., White R.E.) - *Bull. Inform. Centre donnees stellaries*, No 45, p.83.
- Сагар и Панди, 1989 - (Sagar R., Pandey A.K.) - *Astron.Astrophys. Suppl.*, vol.79, p.407.
- Санчиси и ВанВерден, 1970 - (Sancisi R., VanVoerden H.) - *Astron.Astrophys.*, vol.5, p.135.
- Сандфорд и др., 1995 - (Sandford S.A., Pendleton V.J., Allamandola L.J.) - *Astrophys.J.*, vol.440, p.697.
- Сараджедини, 1994 - (Sarajedini A.) - *Astron.J.*, vol.107, p.618.
- Серковски и др., 1975 - (Serkowski K., Mathewson D.S., Ford V.L.) - *Astrophys.J.*, vol.196, p.262.
- Сирл и Роджерс, 1966 - (Searle L., Rodgers A.N.) - *Astrophys.J.*, vol.143, p.809.

- Ситон, 1979 – (Seaton M.J.) – Mon.Not.Roy.Astr.Soc., v.187, p.73p.
- Снеден и др., 1978 – (Snedden C., Gehrz R.D., Hackwell J.A., York D.G., Snow T.P.) – Astrophys.J., vol.223, p.168.
- Сноу и др., 1977 – (Snow T.P., York D.G., Welty D.E.) – Astron.J., vol.82, p.113.
- Сноу и др., 1990 – (Snow T.P., Allen M.M., Polidan R.S.) – Astrophys.J., vol.359, p.L23.
- Содорски и др., 1994 – (Sodorski T.D., Bennett C., Boggess N., Dwek E., Franz B.A., Hauser M.G., Kessall T., Moseley S.H., Odegard N., Silverberg R.F., Weinlaud J.L.) – Astrophys.J., vol.428, p.683.
- Спитцер Л. 1981 – “Физические процессы в межзвездной среде”, М., Мир, 349 стр.
- Стасинска и др., 1992 – (Stasinska G., Tylanda R., Acker A., Stenholm B.) – Astron.Astrophys., v.266, p.486.
- Стейнлин, 1968 – (Steinlin U.W.) – Z.f.Astrophys., Bd.69, p.276.
- Страйжис В., 1964 – Бюл. Вильнюсск. обс., No 11, с.11.
- Страйжис В. 1977 – “Многоцветная фотометрия звезд”, Вильнюс, Моклас, 311 стр.
- Страйжис В., 1978 – Бюл. Вильнюсск. обс., No 47, с.26.
- Сэведж и Матис, 1979 – (Savage B.D., Mathis J.S.) – Ann.Rev.Astron.Astrophys., v.17, p.73.
- Сэведж и др., 1985 – (Savage B.D., Massa D., Meade M., Wesselius P.R.) – Astrophys.J. Suppl., v.59, p.397.
- Телло, 1994 – (Tello C.) – Astron.J., vol.107, p.1381.
- Терикорпи, 1990 – (Teerikorpi P.) – Astron.Astrophys., v.235, p.362.
- Тиленда и др., 1992 – (Tylanda R., Acker A., Stenholm B., Kopper J.) – Astron. Astrophys. Suppl., v.95, p.337.
- Тинберген, 1982 – (Tinbergen J.) – Astron.Astrophys., v.105, p.53.
- Тинберген, 1984 – (Tinbergen J.) – IAU Coll. No 81 “Local Interstellar Medium”, p.145.
- Трумплер, 1930 – (Trumpler R.J.) – Publ.Astron.Soc.Pacif., vol.42, p.267.
- Уайнскот и др., 1992 – (Wainscoat R.J., Cohen M., Volk K., Walker H.L., Schwartz D.E.) – Astrophys. J. Suppl., vol.83, p.111.
- Уайтит, 1987 – (Whittet D.C.B.) – Quart.J.Roy.Astron.Soc., vol.28, p.303.
- Уайтит и ВанБреда, 1980 – (Whittet D.C.B., van Breda J.G.) – Mon. Not. Roy. Astron. Soc., vol.192, p.467.
- Уайтоук, 1966 – (Whiteoak J.B.) – Astrophys.J., vol.144, p.305.
- Уилкин и др., 1980 – (Wilking B.A., Lebofski M.J., Martin P.G., Rieke G.H., Kemp J.C.) – Astrophys.J., vol.235, p.905.
- Уилкин и др., 1982 – (Wilking B.A., Lebofski M.J., Rieke G.H.) – Astron.J., vol.87, p.695.
- Уолтер и Тэconi-Гарман, 1992 – (Walter W.H., Tacconi-Garman L.E.) – Astrophys.J. Suppl., vol.80, p. 305.
- Уомплер, 1968 – (Wampler E.J.) – Astrophys.J. (Let), vol.154, p. L53.
- Уитфорд, 1958 – (Whitford A.E.) – Astron.J. vol.63, p.201.
- Уранова Т.А., 1971 – в кн. “Практические работы по звездной астрономии” по ред. П.Г.Куликовского, М., Наука, с.76.
- Ферлет и др., 1985 – (Ferlet R., Vidal-Madjar A., Gry C.) – Astrophys.J., vol.298, p.838.
- Ферни, 1990 – (Ferne J.D.) – Astrophys.J. Suppl., vol.72, p.153.
- Филип, 1973 – (Philip A.G.D.) – IAU Symp No 52 “Interstellar dust and related topic”, p.263.
- Фитцджеральд, 1968 – (FitzGerald M.P.) – Astron.J., vol.73, p.983.
- Фитцпатрик и Масса, 1986 – (Fitzpatrick E.L., Massa D.) – Astrophys.J., vol.307, p.286.
- Фитцпатрик и Масса, 1988 – (Fitzpatrick E.L., Massa D.) – Astrophys.J., vol.328, p.734.
- Фитцпатрик и Масса, 1990 – (Fitzpatrick E.L., Massa D.) – Astrophys.J. Suppl., vol.72, p.163.
- Франко, 1990 – (Franco G.A.P.) – Astron.Astrophys., vol.227, p.499.
- Фреркин и др., 1982 – (Frerking M.A., Langer W.D., Wilson R.W.) – Astrophys.J., vol.262, p.590.
- Фриш и Йорк, 1983 – (Frish P.C., York D.G.) – Astrophys.J.(Let), v.271, p.L59.
- Фрезни, 1994 – (Fresneau A.) – Astron.J., vol.108, p.629.
- Хе и др., 1995 – (He L., Whittet D.C.B., Kilkenny D., Spencer Johnes J.H.) – Astrophys.J. Suppl., vol.101, p.336.

- Хейзер, 1977 – (Heiser A.M.) – *Astron.J.*, vol.82, p.973.
Хейлес, 1976 – (Heiles C.) – *Astrophys.J.*, vol.204, p.379.
Хейлес и Клер, 1979 – (Heiles C., Cleary M.N.) – *Aust.J. Phys. Astrophys. Suppl.*, No 47, p.1.
Хербиг, 1975 – (Herbig G.H.) – *Astrophys.J.*, vol.196, p.129.
Хилдич и др., 1983 – (Hilditch R.W., Hill G., Barnes J.V.) – *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, vol.204, p.241.
Ховарт, 1983 – (Howarth A.D.) – *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, vol.203, p.301.
Холопов П.Н., 1981 – “Звездные скопления”, – М., Наука, 480 стр.
Хольмберг, 1974 – (Holmberg E.B.) – *Astron.Astrophys.*, vol.35, p.121.
Хэквелл и Герц, 1974 – (Hackwell J.A., Gehrz R.D.) – *Astrophys.J.*, vol.194, p.49.
Шаров А.С., 1963 – *Астрон.ж.*, т.40, с.900.
Шехтер и др., 1992 – (Schechter P.L., Avruch I.M., Caldwell J.A.R., Keane M.J.) – *Astron.J.*, vol.104, p.1930.
Шул и Штенберг, 1985 – (Shull J.M., van Steenberg M.) – *Astrophys.J.* vol.294., p.599.
Шульц и Вимер, 1975 – (Schultz G.V., Wiemer W.) – *Astron.Astrophys.*, vol.43, p.133.
Шмидт-Калер и др., 1980 – (Schmidt-Kaler T., Tug H., Buchholz M., Schlosser W.) – *Astron.Astrophys. Suppl.*, vol.39, p.305.
Эккер и др., 1991 – (Acker A., Kooppen J., Stenholm B., Raytchev B.) – *Astron. Astrophys. Suppl.*, vol.89, p.237.

оптике с относительным отверстием не более $1:9 - 1:10$. Это объясняется, между прочим, помимо технологических факторов, также и несовершенством существующих методов расчета. Весьма желательной была бы разработка метода расчета вогнутых решеток, позволяющего изменять сходимости пучка лучей, например, повышать светосилу прибора. Существующие методы расчета неплоских дифракционных решеток являются приближенными и часто не могут обеспечить высокого качества изображения спектральных линий из-за aberrаций. Основная цель работы – разработать новый метод, позволяющий рассчитать точную поверхность решетки, создающей безаберрационное изображение точки для заданной длины волны λ и порядка спектра k . Шаг решетки e предполагается известным; в общем случае e может быть функцией координат на решетке.

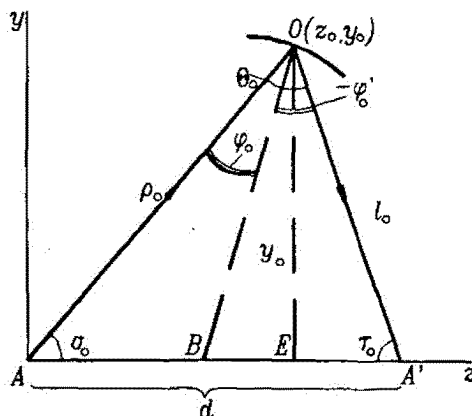


Рис. 1 Ход центрального луча через вогнутую дифракционную решетку

Будем считать известными: φ_0 – угол падения луча на решетку (рис. 1), координаты $O(z_0, y_0)$ центра решетки, известны также шаг решетки e (предполагается, что штрих решетки получается сечением поверхности решетки плоскостью, перпендикулярной к оси z и к плоскости yz), λ – длина волны, k – порядок спектра, m – номер штриха решетки ($m = 0, 1, 2, \dots, M$); $2M + 1 = p$ – полное число штрихов решетки. Угол Θ_0 между падающим и дифрагированным лучами, проходящими через центр решетки O , и расстояния ρ_0 и l_0 от центра решетки до точек предмета (щели) и изображения вычисляем. Расстояние между сопряженными точками A и A' обозначим d , OB нормаль к решетке в точке O . Будем использовать также полярную систему координат ρ, σ точек профиля решетки и декартову систему y, z . Наша цель – найти уравнение профиля решетки, резко (без aberrаций) изображающей точку A' . Для центральных лучей AO и OA' оптический путь L_0 , очевидно, равен (ρ_0 – значение ρ в точке O):

$$L_0 = \rho_0 + l_0. \quad (1)$$

Очевидно,

$$d = \sqrt{\rho_0^2 + l_0^2 - 2\rho_0 l_0 \cos(\Theta_0)}. \quad (2)$$

В формулах (1) и (2) следует выразить ρ_0, l_0, Θ_0 через известные величины $z_0, y_0, \varphi_0, \lambda, e, k$. Между углом падения φ лучей на решетку и углами дифракции φ' имеется зависимость (Пейсахсон, 1975) (отражательная решетка):

$$\sin(\varphi) + \sin(\varphi') = \frac{k \cdot \lambda}{e}, \quad (3)$$

где φ и φ' считаются положительными, если они получены вращением нормали по часовой стрелке. Из (3) находим:

$$\varphi' = \arcsin\left(\frac{k \cdot \lambda}{e} - \sin(\varphi)\right). \quad (4)$$

Очевидно, что (рис. 1):

$$\Theta_0 = \varphi_0 - \varphi'_0, \quad (5)$$

где φ_0, φ'_0 — значения углов φ и φ' в центре O решетки. Далее находим:

$$\rho_0 = \sqrt{z_0^2 + y_0^2}, \quad (6)$$

$$\sigma_0 = \arctan\left(\frac{y_0}{z_0}\right), \quad (7)$$

где $y = OE, z = AE$. Из рис. 1 очевидно, что:

$$\tau_0 = 180^\circ - \Theta_0 - \sigma_0. \quad (8)$$

По теореме синусов имеем:

$$\frac{\rho_0}{\sin(\tau_0)} = \frac{l_0}{\sin(\sigma_0)} = \frac{d}{\sin(\Theta_0)}.$$

Откуда находим:

$$l_0 = \frac{\rho_0 \cdot \sin(\sigma_0)}{\sin(\tau_0)}; \quad d = \frac{\rho_0}{\sin(\tau_0)} \cdot \sin(\Theta_0). \quad (9)$$

Заметим, что при теоретических исследованиях удобно задавать не y_0, z_0, φ , а ρ_0, l_0, d , определяя при необходимости $y_0, z_0, \varphi_0, \Theta, \sigma_0, \tau_0$, из (2) — (9). Выражение (2) можно использовать для контроля. Оптический путь L из A в A' для произвольного штриха с номером m , очевидно, равен:

$$L = L_0 - m \cdot k \cdot \lambda = l_0 + \rho_0 - m \cdot k \cdot \lambda = \rho + l. \quad (10)$$

По теореме косинусов имеем:

$$l = \sqrt{\rho^2 + d^2 - 2 \cdot \rho \cdot d \cdot \cos(\sigma)}. \quad (11)$$

Подставив (11) в (10), получим после преобразований:

$$\rho = \frac{L^2 - d^2}{2 \cdot (L - d \cdot \cos(\sigma))} = \frac{P}{1 - E \cdot \cos(\sigma)}, \quad (12)$$

где $P = (L - d^2/L)/2$; $E = d/L$.

При малых значениях m $L \cong L_0$ и (12), очевидно, является в первом приближении коническим сечением с параметром P и эксцентриситетом E ; при $k = 0$ (нулевой порядок решетки) выражение (12) является точным коническим сечением. Заметим, что в (12) значения L и σ связаны с законом $e = f(m)$ распределения штрихов на решетке.

Рассмотрим простейший случай, когда штрихи образованы сечением поверхности решетки плоскостями, перпендикулярными к оси z ; расстояние между плоскостями $e = f(m)$ — заданная функция, в частном случае $e = \text{const}$. Рассмотрим этот случай. Тогда (при $e = \text{const}$) абсцисса z произвольного штриха решетки с номером m будет:

$$z = z_0 + m \cdot e. \quad (13)$$

Уравнение прямой, перпендикулярной оси z , точка пересечения которой с профилем решетки принадлежит штриху, имеет вид:

$$\rho = \frac{z}{\cos(\sigma)} = \frac{z_0 + m \cdot e}{\cos(\sigma)}. \quad (14)$$

Откуда $\cos(\sigma) = (z_0 + m \cdot e)/\rho = z/\rho$. Подставив это значение в (12), находим:

$$\rho = \frac{2 \cdot d \cdot z + L^2 - d^2}{2 \cdot L}.$$

Или, в явном виде, учитывая (10):

$$\rho = \frac{2 \cdot d \cdot z + (L_0 + m \cdot k \cdot \lambda)^2 - d^2}{2 \cdot (L_0 - m \cdot k \cdot \lambda)}. \quad (15)$$

Исключая отсюда m с помощью (13), получим:

$$\rho = \frac{(L_0 - k \cdot \lambda \cdot (z - z_0)/e)^2 + 2 \cdot d \cdot z - d^2}{2 \cdot (L_0 - k \cdot \lambda \cdot (z - z_0)/e)}. \quad (16)$$

Очевидно,

$$y = \rho \cdot \sin(\sigma) = \pm \rho \cdot \sqrt{1 - \left(\frac{z}{\rho}\right)^2}. \quad (17)$$

Подставив (16) в (17), получим точное уравнение профиля решетки в декартовых координатах y, z . Вращая профиль вокруг оси z , получим уравнение поверхности решетки, создающей резкое изображение точки для заданных $k, \lambda, e, z_0, y_0, \varphi$. Действующая длина D решетки, очевидно, определяется как сумма полуширин решетки $M \cdot e$, т.е.:

$$D = |2 \cdot M \cdot e| + e = e \cdot (|2 \cdot M| + 1) \simeq |2 \cdot M \cdot e|,$$

где M – предельный номер штриха на решетке (предполагается, что он принимает значения $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm M$). Точки пересечения кривой (17) с осью z можно получить, полагая в (17) $y = 0$, что приводит к квадратному уравнению. Окончательно, для поверхности решетки можно записать, введя координату x , перпендикулярную к плоскости y, z :

$$\sqrt{x^2 + y^2} = \rho \cdot \sqrt{1 - \left(\frac{z}{\rho}\right)^2}, \quad (18)$$

где ρ определено (15) или (16). Отметим, что при данном угле φ наибольшее возможное значение порядка k должно удовлетворять известному (Пейсахсон, 1975) условию (при $e = \text{const}$):

$$\left| \frac{k \cdot \lambda}{e} - \sin(\varphi) \right| < 1.$$

Поскольку $|\sin(\varphi)| < 1$ во всех случаях $|k| \cdot \frac{\lambda}{e} < 2$. Или $|k| \cdot \lambda \cdot N < 2$.

Мы рассмотрели весьма частный случай, когда $e = \text{const}$. В общем случае e может быть произвольной функцией m , т.е. $e = f(m)$; тогда в явном виде $f(m)$ может быть представлена множеством значений e_m т.е. $e_{-m}, e_{1-m}, \dots, e_1, \dots, e_m$, где $e_{-m} \dots$ – расстояния между соседними штрихами. Тогда (13) можно записать в виде

$$\begin{aligned} \text{для } m > 0 \quad z &= z_0 + \sum_1^M e_m, \\ \text{для } m < 0 \quad z &= z_0 - \sum_0^M e_m. \end{aligned} \quad (19)$$

Найдя z из (19) вычисляем y из (17), причем ρ определяется (15). Разумеется, $f(m)$ может быть и аналитическим выражением. Изменение расстояния между штрихами может улучшить полевые aberrации решетки, т.е. изображения спектральных линий, не совпадающих с длиной волны λ , для которой решетка дает резкое (безабберационное) изображение. Поверхностью решетки и в этом случае будет поверхность вращения, определяемая (18), с осью вращения z . В частных случаях поверхность решетки может быть аппроксимирована эллипсоидом вращения либо торической поверхностью. Зная выражение для поверхности решетки, можно составить программу для расчета хода лучей через нее, воспользовавшись известным алгоритмом (Спенсер и Марти, 1962) или (Пейсахсон, 1992) и изучить качество изображения спектра для заданного диапазона длин волн света.

Мы рассматривали отражательную решетку, но все рассуждения можно применить для преломляющей решетки, если заменить (3) соответствующим законом (дифракции для преломляющей решетки). Эта задача менее актуальна для астрономии, нежели задача расчета отражательных решеток, поэтому рассматривать ее не будем.

Изложенная теория, в отличие от существующих, позволяет рассчитывать особо светосильные решетки, точные решетки с большими углами падения лучей, применяемые, например, в рентгеновском диапазоне спектра. Возможен также и расчет дифракционных решеток с увеличением, существенно отличным от 1 (увеличение определяется отношением l_0/ρ_0).

Заготовки подобных решеток, по-видимому, могут быть изготовлены на станках, осуществляющих высокоточное точение металлов (например, алюминия) с помощью монокристалла алмаза. Численное исследование выражений (14) – (17) удобно проводить, используя параметрическую запись профиля решетки через параметр m :

$$z = z_0 + m \cdot e$$

$$y = \pm \sqrt{\left[\frac{2 \cdot d \cdot (z_0 + m \cdot e) + (L_0 + m \cdot k \cdot \lambda) - d^2}{2 \cdot (L_0 + m \cdot k \cdot \lambda)} \right]^2 - (z_0 + m \cdot e)^2}, \quad (20)$$

где m – как обычно, номер штриха решетки. Эти выражения позволяют определить координаты каждого штриха, что необходимо при нарезании решетки на делительной машине. Заметим, что делительная машина может быть устроена таким образом, чтобы проточка поверхности и нанесение штрихов производились одновременно. Очевидно, что профили напоминают эллипсы (а при $k = 0$, т.е. для нулевого порядка, это точный эллипс с эксцентриситетом $E = d/L_0$). На рис. 2 изображены только верхние ветви кривых, имеющие $y > 0$.

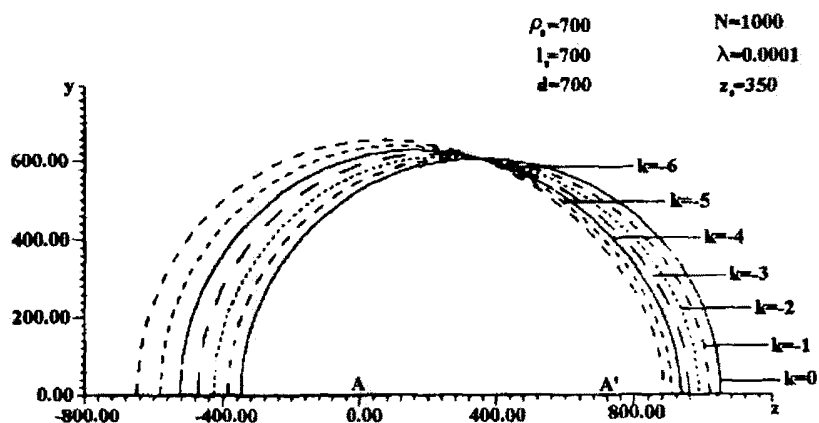


Рис. 2 Профили меридиональных сечений дифракционных решеток для спектров различных порядков $k = 0, \dots, -6$.

Очевидно, каждой кривой на рис. 2 соответствует симметричная ей кривая с $y < 0$. Точка O (центр решетки) может располагаться в любой точке кривой, а отношение $\gamma = l_0/\rho_0$ определяет увеличение решетки. Участки кривых вблизи вершин (точек пересечения с осью Z) изображают предельный случай дифракционной решетки, когда она вырождается в зональную пластинку, а штрихи на решетке являются дугами окружностей различного радиуса. Действующая длина D решетки ограничена расстоянием между вершинами кривой. Исследование показало, что решетки скользящего падения, применяемые в мягкой рентгеновской области спектра либо в коротковолновой ультрафиолетовой области, могут быть получены при $d/L_0 \lesssim 1$, т.е. при значениях d , близких к $L_0 = \rho_0 + l_0$. При малых значениях D , т.е. $D < \rho_0$, $D < l_0$, профиль решетки может быть аппроксимирован окружностью; если отступление профиля от ближайшей окружности меньше $\lambda/8$ (допуск Релея), то решетка может иметь торическую форму, образованную вращением этой окружности вокруг прямой AA' , т.е. прямой, соединяющей источник света и его изображение.

Для вычисления астигматизма решетки необходимо знать радиусы кривизны решетки в выбранной точке: r_m – меридиональный радиус кривизны, r_s – саггитальный радиус кривизны. Они могут быть найдены по общеизвестным формулам дифференциальной геометрии:

$$r_m = -\frac{[1 + (y')^2]^{3/2}}{y''}, \quad (21)$$

$$r_s = y \cdot [1 + (y')^2]^{1/2}, \quad (22)$$

где $y' = dy/dz$, $y'' = d^2y/dz^2$ – производные; найдем их в явном виде. Из (17) имеем, после преобразований:

$$y = (\rho^2 - z^2)^{1/2}, \quad (23)$$

$$y' = (\rho^2 - z^2)^{-1/2} \cdot (\rho \cdot \rho' - z), \quad (24)$$

$$y'' = (\rho^2 - z^2)^{-1/2} \cdot [(\rho')^2 + \rho \cdot \rho'' - 1] - (\rho^2 - z^2)^{-3/2} \cdot (\rho \cdot \rho' - z)^2,$$

где производные $\rho' = d\rho/dz$ и $\rho'' = d^2\rho/dz^2$ находим, дифференцируя (16):

$$\rho' = \frac{k \cdot \lambda \cdot N}{2} \cdot [(-2 \cdot z \cdot d + d^2) \cdot A^{-2} + 1] + A^{-1} \cdot d, \quad (25)$$

$$\rho'' = -2 \cdot k \cdot \lambda \cdot N \cdot d \cdot A^{-2} + (k \cdot \lambda \cdot N)^2 \cdot (2 \cdot z \cdot d - d^2) \cdot A^{-3}, \quad (26)$$

$$\text{где } A = L_0 + k \cdot \lambda \cdot N \cdot (z - z_0). \quad (27)$$

Зная меридиональный радиус r_m кривизны решетки в ее вершине, можно, как уже отмечалось, аппроксимировать меридиональный профиль решетки дугой окружности радиуса r_m , а поверхность решетки аппроксимировать торической поверхностью, полученной вращением этой дуги окружности вокруг прямой AA' (рис. 1) оси абсцисс. Точность аппроксимации легко оценить, вычислив отклонение дуги окружности от точного профиля. Координаты y_c , z_c центра кривизны дуги окружности можно найти по известным выражениям (из дифференциальной геометрии):

$$y_c = y + \frac{[1 + (y')^2]}{y''}, \quad (28)$$

$$z_c = z - \frac{y' \cdot [1 + (y')^2]}{y''}. \quad (29)$$

Расчет хода лучей через торическую решетку можно провести по известным (Спенсер и Марти, 1962; Пейсахсон, 1992) формулам. Расчет хода лучей через точную поверхность решетки, определяемую выражениями (15) – (18), можно выполнить, зная направляющие косинусы нормали в произвольной точке решетки. Для определения направляющих косинусов представим выражение для поверхности решетки в виде:

$$F = (A^2 + 2 \cdot z \cdot d - d^2)^2 \cdot A^{-2} - 4 \cdot x^2 - 4 \cdot y^2 - 4 \cdot z^2 = 0. \quad (30)$$

Тогда направляющие косинусы нормали определяются частными производными F'_x , F'_y , F'_z :

$$\begin{aligned} F'_x &= -8 \cdot x, \\ F'_y &= -8 \cdot y, \\ F'_z &= 2 \cdot (A^2 + 2 \cdot z \cdot d - d^2) \cdot A^{-2} \cdot (2 \cdot d + 2 \cdot k \cdot \lambda \cdot N \cdot A) - \\ &\quad 2 \cdot k \cdot \lambda \cdot N \cdot (A^2 + 2 \cdot z \cdot d - d^2)^2 \cdot A^{-3} - 8 \cdot z, \end{aligned} \quad (31)$$

где A определяется (27). Зная F'_x , F'_y , F'_z , можно рассчитать ход дифрагированного луча по общим формулам (Спенсер и Марти, 1962; Пейсахсон, 1992). Заметим, что расчет лучей в пространстве не может быть выполнен с применением вышеприведенного выражения (3), поскольку оно пригодно только для меридиональных лучей; в общем же случае следует применять другое выражение (Спенсер и Марти, 1962) для определения направления дифрагированного луча.

Обратим также внимание на возможность аппроксимации точного профиля решетки коническим сечением (эллипс, гипербола etc.). Действительно, при $|L_0| \gg |m \cdot k \cdot \lambda|$ в (12) можно принять $L \cong L_0$, тогда получим коническое сечение с параметром $P = (L_0 - d/L_0)/2$ и эксцентриситетом $E = d/L_0$. Очевидно, аппроксимация (при равных значениях m и λ) получается наиболее точной при малых значениях $|k|$, например, при $k = \pm 1$, т.е. при работе в первом порядке спектра; при $k = 0$, как уже говорилось выше, точный профиль является коническим сечением. Эта особенность хорошо заметна на рис. 2, где кривые изображены в масштабе.

Заметим, что на рис. 2 кривые изображены при $k < 0$; при $k > 0$ кривые имеют другой вид. При этом возможны решетки, дающие мнимое изображение спектра, они могут работать в системе, имеющей компонент с положительной оптической силой, — например, вогнутое параболическое зеркало. Подобная система напоминает систему Кассегрена и может применяться как бесщелевой спектрограф, одновременно позволяя получать и обычные изображения (в нулевом порядке, $k = 0$), хотя последние и будут страдать aberrациями (поскольку поверхность решетки рассчитана на получение резкого изображения в заданном порядке спектра “ k ”). По-видимому, возможно рассчитать такой прибор, в котором упомянутые aberrации не будут превышать допустимых значений. Очевидно, телескоп-спектрограф можно получить, соединив вогнутое параболическое зеркало с вогнутой дифракционной решеткой, получив систему, напоминающую телескоп Грегори. Заметим, что выражение для профиля решетки зависит от произведения $k \cdot \lambda \cdot N = k \cdot \lambda / e = B = const$, поэтому одна и та же поверхность решетки может служить для получения спектров различных порядков (при фиксированном N или e), причем длина волны λ каждого порядка удовлетворяет очевидному условию $\lambda = B/(k \cdot N)$.

Аналогично этому могут быть нарезаны решетки с различными N на одинаковых поверхностях при условии, что B для них постоянно (одинаково). На практике нарезка предлагаемых решеток может быть осуществлена путем наклона оси качания резца к касательной в вершине решетки, т.е. хорошо известным способом. Aberrации решеток, получаемых наклоном оси качания резца, могут быть рассчитаны по описанной методике (Пейсахсон, 1992).

Заметим, что изложенная методика в частном случае может быть применена и для расчета традиционных решеток, получаемых при нулевом наклоне оси качания резца к касательной в вершине решетки. В этом случае y_0 (рис. 1) является нормалью к решетке в вершине O , поэтому $tg\varphi_0 = (z_0/y_0)$. В остальном методика расчета остается прежней.

Приведем сводку расчетных формул, полученных выше.

Дано: $y_0, z_0, \varphi_0, \lambda, e$ (или N), k ; находим последовательно:

$$\begin{aligned} \varphi'_0 &= \arcsin \left(\frac{k \cdot \lambda}{e} - \sin(\varphi_0) \right); \\ \theta_0 &= \varphi_0 - \varphi'_0; \quad \rho_0 = \sqrt{y_0^2 + z_0^2}; \\ \sigma_0 &= \arctan \left(\frac{y_0}{z_0} \right); \quad \tau_0 = \pi - \theta_0 - \sigma_0; \\ l_0 &= \frac{\rho_0 \cdot \sin(\sigma_0)}{\sin(\tau_0)}; \quad d = \frac{\rho_0}{\sin(\tau_0)} \cdot \sin(\theta_0); \\ L_0 &= \rho_0 + l_0; \quad L = l_0 + \rho_0 - m \cdot k \cdot \lambda = L_0 - m \cdot k \cdot \lambda, \\ \rho &= \frac{2 \cdot z \cdot d + L^2 - d^2}{2 \cdot L}, \end{aligned}$$

где $z = z_0 + m \cdot e$, $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm M$,

$$y = \rho \sqrt{1 - (z/\rho)^2}.$$

Предельное условие $(|k|\lambda)/e < 2$. В явном виде точное уравнение поверхности решетки:

$$x^2 + y^2 + z^2 = \frac{1}{4} \cdot \frac{\{ [L_0 + k \cdot \lambda \cdot N \cdot (z - z_0)]^2 + 2 \cdot z \cdot d - d^2 \}^2}{[L_0 + k \cdot \lambda \cdot N \cdot (z - z_0)]^2}.$$

Пример. Рассчитаем форму вогнутой дифракционной решетки, установленной в кассегреновском фокусе космического телескопа (диаметр главного зеркала 1700 мм., эквивалентное фокусное расстояние $f' = 17000$ мм, т.е. относительное отверстие $A = 1 : 10$). Решетка имеет следующие параметры:

диаметр $D = 75$ мм, координаты центра O : $y = 719$ мм, $z = 161.74$ мм ($\varphi = 13^\circ$), число штрихов в миллиметре $N = 1071$, рабочая длина волны $\lambda = 0.00018$ мм = 1800Å . Решетка должна работать в первом порядке, т.е. $k = 1$.

Прежде всего находим шаг решетки $e = 1/N = 0.000931$ мм. Из (1) – (9) получаем $\varphi' = 1.84358^\circ$; $\Theta_0 = 14.84358^\circ$; $\rho_0 = 736.96732$ мм; $\sigma_0 = 77.32227^\circ$; $\tau_0 = 87.83415^\circ$; $l_0 = 719.514$ мм; $d = 188.93205$ мм; $L_0 = 1456.48132$ мм.

Очевидно, что:

$$M = \frac{D \cdot N}{2} = \frac{D}{2 \cdot e} \cong 40163.$$

Края решетки, очевидно, имеют абсциссы

$$z_{min} = z_0 - M \cdot e, \quad z_{max} = z_0 + M \cdot e.$$

Задавая значения z в границах $z_{min} < z < z_{max}$, можно по (16) – (17) вычислить произвольное число точек профиля y, z решетки, по которым она может быть изготовлена.

В таблице даны координаты 9 штрихов профиля решетки. В аналитической форме уравнение поверхности решетки получим из (30), подставив значения постоянных $L_0, k, \lambda, N, d, z_0$. Вычисления по (21) показали, что меридиональный профиль этой решетки можно аппроксимировать окружностью радиуса $r_m = 737.842$ мм, а ее центр кривизны имеет координаты $y_c = -18.83$ мм, $z_c = 165.89$ мм. Вращая эту окружность вокруг прямой AA' (рис. 1), получим торическую поверхность.

Таблица (k=1)

N	y, мм	z, мм
1	717.84395	124.39173
2	718.31051	133.72880
3	718.65861	143.06586
4	718.88841	152.40293
5	719.0	161.74
6	718.99342	171.07707
7	718.86866	180.41413
8	718.62564	189.75120
9	718.26422	199.08827

Отступление этого тора от точной поверхности, как показали вычисления, около 0.0001 мм = 0.1 мкм, в то время как допуск Релея для зеркала, создающего дифракционное изображение для $\lambda = 0.18$ мкм = 1800Å составляет ~ 0.02 мкм, т.е. в ~ 5 раз меньше. Таким образом, общепринятая аппроксимация решетки торической поверхностью в нашем случае не обеспечивает получения безаберрационного изображения. Этот вывод подтверждается вычислением хода лучей через эту торическую решетку на ПЭВМ, выполненного с помощью специальной программы. Оказалось, что размеры пятна наименьшего рассеяния около 40 мкм, в то время как диаметр дифракционного кружка Эри в нашем случае около ~ 4 мкм., т.е. на порядок меньше. Вычисления показали, что при использовании этой решетки с более светосильными телескопами, например, в прямом фокусе телескопа БТА (телескоп с диаметром главного зеркала 6 м, $A=1:4$) aberrации резко возрастают и применение вышеприведенных точных выражений для поверхности решетки обязательно. Это тем более верно для телескопов с еще более светосильными зеркалами, такими, например, как Паломарский телескоп с диаметром главного параболического зеркала ~ 5 м ($A = 1:3.3$) или телескоп NNTT (National New Technology Telescope), содержащий 4 параболических зеркала диаметром по 8 м при $A=1:1.83$, строящийся в настоящее время.

Литература

- Пейсахсон И.В. // Оптика спектральных приборов. Л.: Машиностроение, 1975.
 Пейсахсон И.В. // Оптика и спектроскопия. 1992. Т. 73. С. 1225.
 Спенсер, Марти (Spencer G.H., Murty M.V.F.K.) // Journ. of the Opt. Soc. of Amer. 1962. V. 52. N 6. P. 672.

изображена на рис. 1, где 1 – испытуемое зеркало, 2 – линза-компенсатор. Источником света служит звезда на бесконечности. Во избежание хроматизма контроль производится в монохроматическом свете. Изображение звезды, практически свободное от aberrаций (стигматическое), расположено в точке F' . Разумеется, схема, представленная на рис. 1, может быть применена только в космосе при контроле по звездам. Для контроля в оптической мастерской возможно использовать коллиматор, чтобы получить параллельный пучок лучей для схемы на рис. 1. Конечно, возможно использовать и точное плоское зеркало, чтобы получить автоколлимационную схему контроля (рис. 2). В этом случае точечный источник света помещается вблизи точки F' . В любом случае необходимо рассчитать линзу, исправляющую aberrацию испытуемого зеркала. Расчет состоит из двух этапов – приближенного расчета схемы контроля на основе формул для aberrаций третьего порядка и окончательного расчета посредством оптимизации на ПЭВМ.

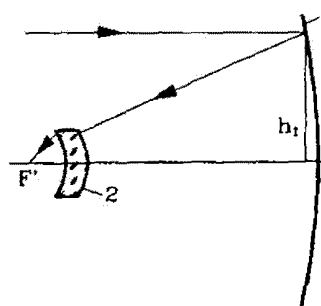


Рис. 1.

2 Предварительный расчет схемы контроля

Предварительный расчет схемы контроля, изображенной на рис. 1, производится на основе теории aberrаций третьего порядка (Волосов, 1971). Очевидно, следует устранить сферическую aberrацию третьего порядка, для чего следует приравнять нулю коэффициент сферической aberrации S_1 , т.е. принять:

$$S_1 = 0.$$

Или в явном виде:

$$S_1 = \sum_{k=1}^{k=p} h_k \left[P_k + b_k \frac{(\Delta n_k \alpha_k)^3}{(\Delta n_k)^2} \right] = 0, \quad (1)$$

где

$$P_k = \left(\frac{\alpha_{k+1} - \alpha_k}{\frac{1}{n_{k+1}} - \frac{1}{n_k}} \right)^2 \left(\frac{\alpha_{k+1}}{n_{k+1}} - \frac{\alpha_k}{n_k} \right).$$

Здесь p – число поверхностей, h – высота падения луча на поверхность, b – коэффициент деформации поверхности, n – показатель преломления, α – параксиальный угол луча с осью, а также:

$$\begin{aligned} \Delta n_k \alpha_k &= n_{k+1} \alpha_{k+1} - n_k \alpha_k, \\ \Delta n_k &= n_{k+1} - n_k, \\ h_{k+1} &= h_k - d_k \alpha_{k+1}, \end{aligned} \quad (2)$$

$$n_{k+1}\alpha_{k+1} = n_k\alpha_k + h_k \frac{n_{k+1} - n_k}{r_k}, \quad (3)$$

где d – расстояния между вершинами поверхностей, r – радиусы их кривизн. В нашем случае $\alpha_1 = 0$, $e^2 = -b$, $p = 3$, $d_2 = 0$ и из (2) и (3) находим:

$$h_2 = h_1 - d_1\alpha_2, \quad h_3 = h_2,$$

$$\alpha_2 = \frac{2h_1}{r_1}, \quad \alpha_3 = \frac{\alpha_2}{n} + h_2 \frac{n-1}{nr_2}, \quad \alpha_4 = n\alpha_3 - h_2 \frac{n-1}{r_3},$$

где n – показатель преломления стекла линзы, r_1 – радиус кривизны испытуемого зеркала, r_2 и r_3 – радиусы кривизны линзы (рис. 1). Из (1) следует, что:

$$S_1 = h_1P_1 + h_2(P_2 + P_3) = 0, \quad (4)$$

где

$$P_1 = \frac{\alpha_2^3(e_1^2 - 1)}{4},$$

$$P_2 = \left(\frac{\alpha_3 - \alpha_2}{1 - \frac{1}{n}} \right)^2 \left(\alpha_2 - \frac{\alpha_3}{n} \right),$$

$$P_3 = \left(\frac{\alpha_4 - \alpha_3}{1 - \frac{1}{n}} \right)^2 \left(\frac{\alpha_3}{n} - \alpha_4 \right).$$

Из (4) имеем:

$$h_2 = \frac{-h_1P_1}{P_2 + P_3}. \quad (5)$$

Очевидно, h_2 является функцией α_3 , α_4 , n и возможно вычислить подходящие значения h_2 , и затем получить d_1 , r_2 , r_3 из (2) и (3):

$$d_1 = \frac{h_1 - h_2}{\alpha_2}, \quad r_2 = \frac{h_2(n-1)}{n\alpha_3 - \alpha_2}, \quad r_3 = \frac{h_2(n-1)}{n\alpha_3 - \alpha_4},$$

где $\alpha_2 = 2h_1/r_1$. Диаметр зеркала $D_1 = 2h_1$, диаметр линзы $D_2 = 2h_2$. Таковы предварительные параметры схемы контроля (рис. 1).

3 Окончательный расчет схемы контроля.

Диаметр D_2 линзы можно найти следующим образом – из (2) легко получить, учитывая, что $D_1 = 2h_1$ (D_1 – диаметр испытуемого зеркала):

$$D_2 = 2h_2 = 2h_1 \left(1 - \frac{2d_1}{r_1} \right).$$

Или

$$D_2 = D_1 \left(1 - \frac{d_1}{f_1} \right),$$

где f' – фокусное расстояние зеркала.

На заключительном этапе производится оптимизация процесса с помощью специальной программы на ПЭВМ, чтобы получить минимальную остаточную сферическую aberrацию схемы контроля.

4 Результаты расчетов

В результате оптимизации находят точные значения параметров схемы d_1 , r_2 , r_3 , D_2 , т.е. расстояние d_1 линзы от испытуемого зеркала и радиусы кривизны линзы r_2 , r_3 и ее диаметр D_2 . Все остальные параметры схемы контроля предполагаются известными, в частности, толщина линзы d_2 выбирается из технологических соображений; марка стекла может выбираться из условия максимальной оптической однородности, показатель преломления стекла играет второстепенную роль. Тем не менее, вычисления показали, что большие значения показателя преломления приводят к меньшему диаметру линзы.

Наибольший интерес представляет исследование гиперболических вогнутых зеркал с квадратом эксцентриситета в пределах $1 < e_1^2 \leq 1.25$, поскольку они чаще всего используются в качестве главных зеркал телескопов, в частности в системах Ричи-Кретьена. Очевидно, что традиционные параболические зеркала ($e_1^2 = 1$) могут быть проконтролированы и без линзы в схемах, изображенных на рис. 1 и рис. 2. Большие телескопы имеют главное зеркало от одного до 10 м диаметром; наиболее распространены телескопы, имеющие главное зеркало до 3–4 м диаметром. Относительное отверстие A этих зеркал достигает $A = 1 : 1.6$. Очевидно, контрольная схема, рассчитанная для светосильного зеркала, будет пригодна и для менее светосильного зеркала. Кроме того, можно изменить масштаб рассчитанной системы, чтобы подогнать ее к зеркалу с заданным радиусом кривизны. Поэтому мы рассчитали ряд хорошо исправленных вариантов схем контроля, ограничившись диаметром главного зеркала $D_1 = 3200$ мм при относительном отверстии его $A = 1 : 1.6$, $1 < e_1^2 \leq 1.25$ и показателях преломления стекла линзы $n = 1.74733$ (ТФ5), табл. 2 и $n = 1.513895$ (К8), табл. 3. Остаточная максимальная волновая aberrация схемы обозначена N . Диаметр испытуемого зеркала D_1 и его радиус кривизны одинаковы во всех таблицах: $D_1 = 3200$ мм, $r_1 = -10000$ мм. Диаметр линзы D_2 наименьший при $e_1^2 = 1.025$ и монотонно возрастает с увеличением эксцентриситета зеркала; аналогичным свойством обладает и волновая aberrация N . Однако даже при $e_1^2 = 1.25$ волновая aberrация схемы не превышает 0.018 мкм, что соответствует $\lambda/37$, т.е. почти в 10 раз меньше допуска Релея для $\lambda = 0.656$ мкм. Впрочем, следует заметить, что для схемы, работающей с автоколлимационным плоским зеркалом (рис. 2), значение остаточной волновой aberrации следует удвоить, но и в этом случае она удовлетворяет наиболее строгим требованиям к оптике. Отметим, что в настоящее время разработана методика получения больших высокоточных зеркал, использующих поверхность жидкости; параболические зеркала получены приблизительно 3 м диаметром. Они могут быть применены и в нашей схеме как коллиматоры. Заметим, что в большинстве случаев можно не отыскивать наиболее глубокий минимум при оптимизации так, как это делалось при вычислении таблиц 1–3, а ограничиться одним из менее глубоких минимумов, при котором aberrация уже удовлетворяет допуску, а диаметр линзы меньше.

В качестве примера рассмотрим расчет схемы контроля для космического телескопа Т-170, главное зеркало которого имеет диаметр $D_1 = 1700$ мм, $r_1 = -9333.3$ мм и $e_1^2 = 1.050237$. Для линзы выбрано стекло К8 как наиболее технологичное ($n = 1.51466$); толщина линзы $d_2 = 10$ мм. При оптимизации с целью получения глубокого минимума варьировались три параметра – r_2 , r_3 , d_1 , т.е. радиусы кривизны линзы и ее расстояние от зеркала. Результаты представлены в табл. 4. Диаметр линзы составляет 70 мм при ее расстоянии s' от фокуса F' равным ~ 130 мм, волновая aberrация N меньше 0.001 микрометра, т.е. пренебрежимо мала. Поставим своей целью уменьшить диаметр коррекционной линзы вдвое, для чего удалим ее от зеркала на расстояние $d_1 = -4560$ мм и будем проводить оптимизацию только двумя параметрами – радиусами кривизны линзы r_2 и r_3 . Очевидно, что волновая aberrация $N = 0.07$ мкм схемы контроля приблизительно вдвое меньше допуска Релея для $\lambda = 0.656$ мкм ($N = 0.164$ мкм), т.е. достаточно мала, а диаметр линзы уменьшился вдвое ($D_2 = 35$ мм) при вдвое меньшем расстоянии s' линзы от фокуса F' ($s' \cong -77$ мм). Это позволяет создать более компактный и удобный прибор для контроля зеркала.

Работа выполнена в процессе разработки методов контроля оптики космического телескопа Т-170.

Таблица 1.

$D_1 = 3200\text{мм}; A = 1 : 1.6; n = 1.74733(\text{ГФ5})$

1			2			3		
$D_2=75\text{мм } N=0.001\text{мкм}$			$D_2=105\text{мм } N=0.002\text{мкм}$			$D_2=153\text{мм } N=0.004\text{мкм}$		
$r, \text{мм}$	$d, \text{мм}$	e^2	$r, \text{мм}$	$d, \text{мм}$	e^2	$r, \text{мм}$	$d, \text{мм}$	e^2
-10000.0	-4858.0	1.025	-10000.0	-4809.35	1.05	-10000.0	-4732.35	1.1
-199.364	-30.0	0	-228.771	-30.0	0	-262.776	-30.0	0
-240.353	-98.665	0	-324.457	-130.46	0	-440.823	-174.73	0

4			5			6		
$D_2=193\text{мм } N=0.006\text{мкм}$			$D_2=232\text{мм } N=0.01\text{мкм}$			$D_2=271\text{мм } N=0.015\text{мкм}$		
$r, \text{мм}$	$d, \text{мм}$	e^2	$r, \text{мм}$	$d, \text{мм}$	e^2	$r, \text{мм}$	$d, \text{мм}$	e^2
-10000.0	-4666.7	1.15	-10000.0	-4605.0	1.2	-10000.0	-4541.0	1.25
-282.836	-30.0	0	-296.094	-30.0	0	-305.026	-30.0	0
-521.971	-207.637	0	-581.762	-235.21	0	-625.132	-260.906	0

Таблица 2.

$D_1 = 3200\text{мм}; A = 1 : 1.6; n = 1.6095(\text{ТК16})$

1			2			3		
$D_2=99\text{мм } N=0.001\text{мкм}$			$D_2=106\text{мм } N=0.001\text{мкм}$			$D_2=138\text{мм } N=0.003\text{мкм}$		
$r, \text{мм}$	$d, \text{мм}$	e^2	$r, \text{мм}$	$d, \text{мм}$	e^2	$r, \text{мм}$	$d, \text{мм}$	e^2
-10000.0	-4846.0	1.025	-10000.0	-4834.75	-1.025	-10000.0	-4784.8	-1.05
-214.09712	-30.0	0	-244.5394	-15.0	0	-260.7973	-30.0	0
-274.37771	-110.037	0	-327.2787	-134.76	0	-395.4012	-154.14	0

4			5			6		
$D_2=146\text{мм } N=0.003\text{мкм}$			$D_2=201\text{мм } N=0.006\text{мкм}$			$D_2=214\text{мм } N=0.006\text{мкм}$		
$r, \text{мм}$	$d, \text{мм}$	e^2	$r, \text{мм}$	$d, \text{мм}$	e^2	$r, \text{мм}$	$d, \text{мм}$	e^2
-10000.0	-4771.5	-1.05	-10000.0	-4686.5	-1.1	-10000.0	-4666.9	-1.1
-293.7082	-15.0	0	-318.085	-30.0	0	-362.071	-15.0	0
-453.9423	-181.107	0	-572.943	-218.38	0	-650.996	-252.33	0

7			8			9		
$D_2=253\text{мм } N=0.001\text{мкм}$			$D_2=300\text{мм } N=0.016\text{мкм}$			$D_2=350\text{мм } N=0.018\text{мкм}$		
$r, \text{мм}$	$d, \text{мм}$	e^2	$r, \text{мм}$	$d, \text{мм}$	e^2	$r, \text{мм}$	$d, \text{мм}$	e^2
-10000.0	-4606.0	-1.15	-10000.0	-4531.3	-1.2	-10000.0	-4453.7	-1.25
-348.069	-30.0	0	-366.263	-30.0	0	-378.8538	-30.0	0
-696.308	-264.1	0	-787.902	-301.808	0	-857.2806	-337.395	0

Таблица 3.

 $D_1 = 3200\text{мм}; A = 1:1.6; n = 1.513895(\text{K8}).$

1			2			3		
$D_2=113\text{мм } N=0.001\text{мкм}$			$D_2=108\text{мм } N=0.001\text{мкм}$			$D_2=154\text{мм } N=0.0027\text{мкм}$		
г,мм	д,мм	e^2	г,мм	д,мм	e^2	г,мм	д,мм	e^2
-10000.0	-4823.8	1.025	-10000.0	-4831.65	-1.025	-10000.0	-4759.8	-1.05
-249.4707	-30.0	0	-241.9276	-15.0	0	-292.6982	-30.0	0
-332.0805	-131.784	0	-343.217	-137.605	0	-486.2686	-178.32	0

4			5			6		
$D_2=151\text{мм } N=0.0027\text{мкм}$			$D_2=220\text{мм } N=0.005\text{мкм}$			$D_2=218\text{мм } N=0.005\text{мкм}$		
г,мм	д,мм	e^2	г,мм	д,мм	e^2	г,мм	д,мм	e^2
-10000.0	-4764.2	-1.05	-10000.0	-4656.0	-1.1	-10000.0	-4658.4	-1.1
-292.0137	-15.0	0	-342.1568	-30.0	0	-346.8431	-15.0	0
-486.9405	-187.805	0	-667.9927	-246.205	0	-693.9729	-258.40	0

7			8			9		
$D_2=278\text{мм } N=0.01\text{мкм}$			$D_2=337\text{мм } N=0.013\text{мкм}$			$D_2=406\text{мм } N=0.015\text{мкм}$		
г,мм	д,мм	e^2	г,мм	д,мм	e^2	г,мм	д,мм	e^2
-10000.0	-4564.7	-1.15	-10000.0	-4473.9	-1.2	-10000.0	-4365.6	-1.25
-371.3980	-30.0	0	-390.6768	-30.0	0	-403.2091	-30.0	0
-816.4479	-299.3	0	-930.1075	-346.912	0	-1010.650	-397.930	0

Таблица 4.

 $D_1 = 1700\text{мм}; r_1 = -9333.3\text{мм};$
 $n=1.51466(\text{K8}).$
 $D_2 = 70\text{мм}; N < 0.001\text{мкм}$

г,мм	д,мм	e^2
-9333.3	-4494.0	1.050237
-178.8659	-10.0	0
-341.8072	-130.038	0

Таблица 5.

 $D_1 = 1700\text{мм}; r_1 = -9333.3\text{мм};$
 $n=1.51466(\text{K8}).$
 $D_2 = 35\text{мм}; N = 0.07\text{мкм}$

г,мм	д,мм	e^2
-9333.3	-4570.0	1.050237
-329.3329	-10.0	0
-8825.969	-770.045	0

Литература

- Боррэ (Borra E.F.) // J. Roy. Astron. Soc. Canada. 1982. V. 76. P. 245.
 Барроуз и др. (Burrows C.J. et al.) // Astrophys. Lett. 1991. V. 369. P. 21.
 Волосов Д.С. // Фотографическая оптика. М.: Искусство, 1971.
 Далл (Dall H.E.) // J. Br. Astron. Assoc. 1947.
 Максудов Д.Д. // Изготовление и исследование астрономической оптики. Л.- М.: ОГИЗ, 1948.
 Малакара (Malacara D.) // Optical Shop Testing. John Wiley & Sons. 1978. V. 57.
 Пуряев Д.Т. // Оптическая промышленность. 1973. Т. 40. С. 238.

УДК 520.2

О методике оценки энергетического порога гамма-телескопа ГТ-48

О.Р. Калекин

Крымская астрофизическая обсерватория, 334413, Украина, Крым, Научный

Поступила в редакцию 28 апреля 1998 г.

Аннотация. Проведено численное моделирование методом Монте-Карло процесса развития широких атмосферных ливней и регистрации их двойным черенковским детектором ГТ-48 Крымской астрофизической обсерватории. В приближении, что все регистрируемые частицы фона космических лучей являются протонами, произведена оценка энергетического порога гамма-телескопа. Для гамма-квантов эффективный энергетический порог составил 1.0 ТэВ.

ON A METHOD OF ESTIMATION OF THE ENERGY THRESHOLD OF THE GAMMA-TELESCOPE GT-48, *by O.R. Kalekin.* Numerical Monte-Carlo simulations for the process of development of Extensive Air Showers and for their detecting by dual Cherenkov detector GT-48 of the Crimean Astrophysical Observatory were carried out. In approach that all detecting particles of the cosmic ray background are protons the energy threshold of gamma-telescope was estimated. The effective energy threshold is 1.0 TeV for gamma-rays.

Ключевые слова: космические лучи, гамма-астрономия

1 Введение

Методы численного моделирования процесса развития широких атмосферных ливней (ШАЛ) и регистрации их черенковскими детекторами широко применяются в наземной гамма-астрономии. Они используются при проектировании новых телескопов, определении характеристик действующих установок, развитии методов выделения гамма-событий и оценки величин регистрируемых потоков гамма-квантов. Так, первые параметры черенковских вспышек, регистрируемых многоканальными камерами, предложенные Хилласом для отбора гамма-квантов, были найдены на основе модельных расчетов (Хиллас, 1985).

Проводящаяся в настоящее время модификация действующих телескопов обсерватории Уиппла и эксперимента HEGRA в сторону уменьшения углового размера ячеек приемных камер была инициирована численными модельными расчетами, в которых было показано, что при таком уменьшении возрастает эффективность отбора гамма-квантов (Зыскин и др., 1993; Семброски и др., 1995; Фомин и др., 1995).

Для всех существующих гамма-телескопов расчеты такой важнейшей характеристики, как энергетический порог регистрации первичных частиц, производятся методом численного моделирования, так как его прямое измерение невозможно. Однако для гамма-телескопа ГТ-48 Крымской

астрофизической обсерватории оценка порога делалась лишь приближенно, без использования моделирования (Степанян, 1994). По этой приближенной оценке для гамма-квантов порог составил 1 ТэВ. В настоящее время, когда проведена модификация телескопа и зарегистрированы источники гамма-квантов сверхвысокой энергии (Крабовидная туманность (Калекин и др., 1995) и Мк 501 (Калекин и др., 1998)), большой интерес представляет более точная оценка характеристик телескопа.

2 Моделирование

Для отработки методики оценки энергетического порога регистрации гамма-квантов телескопом ГТ-48 было проведено численное моделирование методом Монте-Карло развития ШАЛ, инициированных гамма-квантами и протонами.

Программа моделирования создана А.В. Пляшешниковым в Алтайском университете. На входе программы задается тип первичной частицы, диапазон энергий и показатель дифференциального энергетического спектра, максимальное значение прицельного параметра, угол входа первичной частицы в атмосферу по отношению к вертикали, высота нахождения детектора над уровнем моря, количество отдельных секций детектора, их координаты и радиусы зеркал. На выходе программы для каждой первичной частицы получается набор черенковских фотонов, характеризующихся номером секции детектора, угловыми координатами отклонения от оси ливня и длиной волны.

Для создания базы данных гамма- и протонных ливней, позволяющей моделировать работу телескопа ГТ-48 (его подробное описание дано в (Владимирский и др., 1994)), использовались следующие входные параметры:

- диапазон энергий 0.4–70 ТэВ;
- максимальное значение прицельного параметра 250 м;
- углы входа первичных частиц: 0° (гамма-кванты), $0^{\circ} - 3.5^{\circ}$ (протоны);
- высота детектора над уровнем моря 600 м;
- количество секций 2;
- площадь составного зеркала 13.6 м^2 .

Весь диапазон энергий был разбит на несколько поддиапазонов, приблизительно равных в логарифмической шкале, в каждом из которых энергетический спектр задавался плоским. В результате моделирования было получено 2801 гамма- и 104860 протонных ливней. Распределение числа этих ливней по энергиям приведено в табл. 1 и табл. 2.

После этого было проведено моделирование процесса регистрации ливней гамма-телескопом ГТ-48. Для данного ливня координаты каждого черенковского фотона пересчитывались в координаты приёмной камеры телескопа и определялся номер ячейки (канала), в которую попал фотон. Далее определялась вероятность образования одноэлектронного импульса в фотоумножителе приёмной камеры с учётом квантовой эффективности ФЭУ-140 и пропускающей способности световодов в зависимости от длины волны черенковского фотона, отражающей способности зеркала телескопа. С учетом этой вероятности методом случайных чисел разыгрывалось, был ли образован фотоэлектрон в канале, в который попал черенковский фотон. Таким образом, при тестировании каждого фотона данного ливня получается по 37 амплитуд для каждой из секций телескопа. После этого к амплитудам для всех каналов были добавлены флуктуации, связанные со свечением ночного неба.

Для того, чтобы ливень считался зарегистрированным одной из секций телескопа, необходимо превышение амплитуды сигналов в двух любых каналах из 37 над некоторым пороговым значением. При этом событие считалось зарегистрированным (прошедшим условие триггера), если ливень детектировался обеими секциями, как это происходит в реальном режиме наблюдений на гамма-телескопе ГТ-48, когда секции телескопа работают в режиме совпадений. Таким образом, для некоторого значения электронного порога срабатывания, измеряемого в числе фотоэлектронов, из N_{inp} модельных ливней i -го диапазона энергий условия триггера проходят N_{out} событий. При этом появляется возможность определить значение электронного порога срабатывания, сравнивая число протонных ливней, регистрируемых в модели и реальном эксперименте.

Таблица 1. Модельные спектры протонов

интервал энергий(ТэВ)	значения электронных порогов (ф.э.)								
	N_i	N_{inpr}	9		10		11		
			N_{outi}	$\frac{N_{outi}}{N_{inpr}} N_i$	N_{outi}	$\frac{N_{outi}}{N_{inpr}} N_i$	N_{outi}	$\frac{N_{outi}}{N_{inpr}} N_i$	
0.7-1.0	15869	29990	2	1.1	1	0.5	0	0.0	
1.0-1.5	9336	31580	7	2.1	7	2.1	3	0.9	
1.5-2.0	3764	16050	18	4.2	14	3.3	7	1.6	
2.0-3.0	2873	11480	56	14.0	26	6.5	21	5.3	
3.0-5.0	1616	4970	90	29.3	90	29.3	63	20.5	
5.0-7.0	541	3980	179	24.3	143	19.4	140	19.0	
7.0-10	317	2720	214	24.9	165	19.2	139	16.2	
10-15	186	960	104	20.2	101	19.6	101	19.6	
15-20	75	960	161	12.6	125	9.8	116	9.1	
20-30	57	950	155	9.4	146	8.8	141	8.5	
30-50	32	570	124	7.0	124	7.0	118	6.7	
50-70	11	650	145	2.4	130	2.2	128	2.1	
0.7-70				151		128		109	

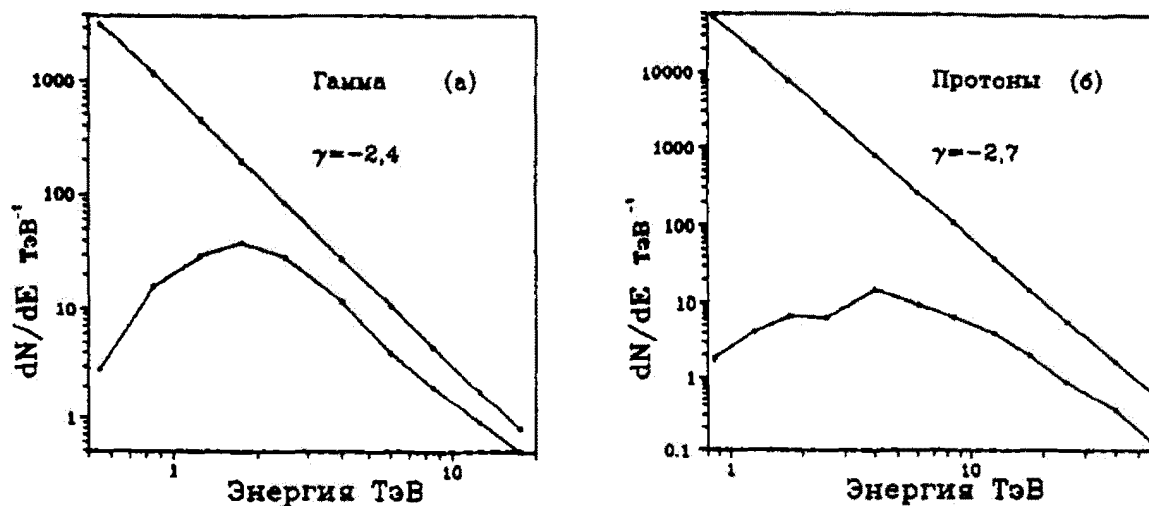


Рис. 1. Исходные и зарегистрированные модельные гамма- (а) и протонные (б) спектры в дифференциальной форме

Для нахождения энергетического порога регистрации гамма-квантов были проведены аналогичные вычисления. Значение электронного порога срабатывания было принято равным 10 фотоэлектронам, показатель дифференциального энергетического спектра -2.4 , и его амплитуда равна некоторой произвольной величине. Результаты вычислений приведены в табл. 2 и на рис. 1.

Из данных, приведенных в табл. 2, видно, что гамма-кванты регистрируются начиная с диапазона энергий $0.4-0.7$ ТэВ, а значение эффективного энергетического порога регистрации гамма-квантов равно 1.0 ТэВ.

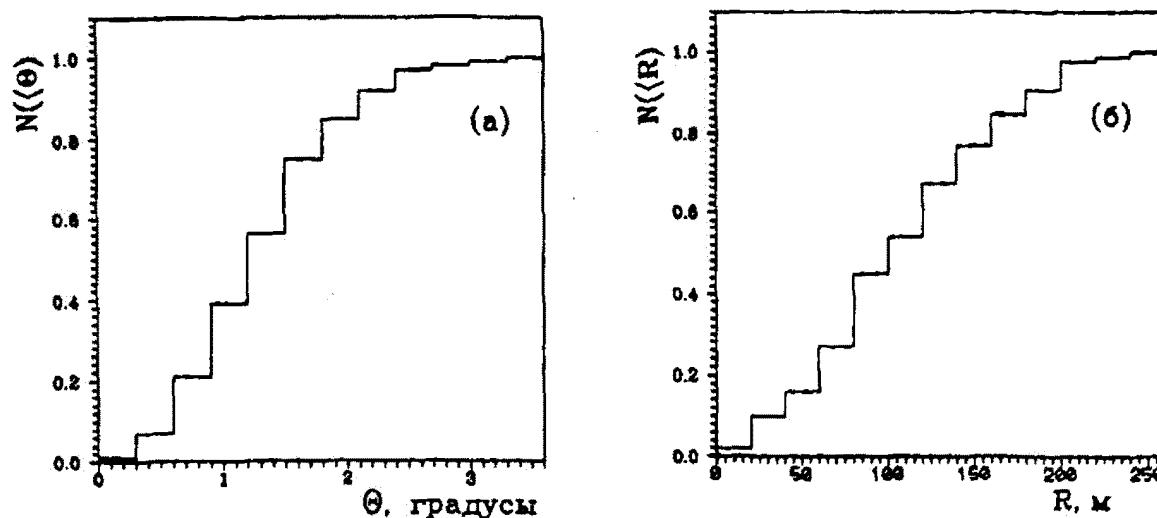


Рис. 2. Интегральные распределения (а) параметра θ и (б) параметра R в зарегистрированном модельном протонном спектре

Таблица 2. Модельный спектр гамма-квантов

интервал энергий (ТэВ)	N	N_{inp}	N_{out}	$\frac{N_{out}}{N_{inp}} N$
0.4-0.7	982	1131	1	0.9
0.7-1.0	345	646	9	4.8
1.0-1.5	228	400	26	14.8
1.5-2.0	102	199	38	19.4
2.0-3.0	86	91	30	28.5
3.0-5.0	56	108	47	24.4
5.0-7.0	21	100	38	8.0
7.0-10	14	51	22	5.9
10-15	9	46	23	4.5
15-20	4	29	18	2.5

3 Заключение

Впервые методом моделирования получена оценка пороговой энергии регистрации гамма-квантов для телескопа ГТ-48. В методике получения оценки энергетического порога основополагающую роль играет согласование регистрируемого в моделировании фона космических лучей с данными реальных наблюдений. Использование упрощенного описания этого фона только протонной компонентой может приводить к отличию оценки порога от истинной. При дополнении модельного спектра космических лучей гелиевой компонентой, играющей существенную роль в исследуемом диапазоне энергий (по данным, приведенным в (Моганди, 1995), учет гелиевой компоненты приводит к уменьшению оценки порога на 20%), моделирование можно использовать для получения более точной оценки пороговой энергии гамма-телескопа, а также для других задач – развития методов отбора и определения величин потоков гамма-квантов.

Благодарности. Автор выражает глубокую признательность А.В. Пляшешникову за предоставление программы моделирования ШАЛ, В.П. Фомину за полезные обсуждения и замечания при

выполнении работы. Работа выполнена при поддержке фонда CR&DF, грант UP1-365.

Литература

- Владимирский Б.М., Зыскин Ю.Л., Нешпор Ю.И. и др. // Изв. Крымск. Астрофиз. Обсерв. 1994. Т. 91. С. 74.
- Зыскин и др. (Yu.L. Zyskin, A.A. Stepanian, A.P. Kornienko) // Proc. of Intern. Workshop. Calgary. Canada, 1993. P. 219.
- Калекин О.Р., Нешпор Ю.И., Степанян А.А. и др. // Письма в Астрон. журн. Т. 21. N 3. С. 184.
- Калекин О.Р., Чаленко Н.Н., Зыскин Ю.Л. и др. // Известия РАН. 1998 (в печати).
- Моганди (Mohanty G.) Dissertation. USA, Iowa State University, Ames, 1995.
- Семброски и др. (Sebroski G., Biller S.D., Bird D. et al.) // Proc. 25th ICRC. Rome, Italy, 1995. V. 3. P. 428.
- Степанян А.А. // Изв. Крымск. Астрофиз. Обсерв. 1994. Т. 91. С. 56.
- Фомин В.П., Хеслер А. Фомин и др. (Fomin V.P., Heusler A., Plyasheshnikov A.V. et al.) // Astroparticle Physics. 1995. V. 4. P. 113.
- Хиллас (Hillas A.M.) // Proc. 19th Int. Cosmic Ray Conf. La Jolla, 1985. V. 3. P. 445.

УДК 520.2

К вопросу об оптимизации оптических систем наземных гамма-телескопов второго поколения

В.П. Фомин

Крымская астрофизическая обсерватория, 334413 Украина, Крым, Научный

Поступила в редакцию 27 апреля 1998 г.

Аннотация. Приведены сравнительные характеристики оптических систем наземных гамма-телескопов второго поколения. Показано, что по своим оптическим возможностям действующие телескопы Крымской астрофизической обсерватории и эксперимента "HEGRA" значительно превосходят телескоп обсерватории Уиппла. В то же время отмечается, что использование для этих двух телескопов приемных камер с угловым размером элементарной ячейки 0.4° градуса не является оптимальным и не позволяет полностью использовать их оптические возможности. Дополнительно рассмотрены оптические системы, которые могли бы быть реализованы на базе действующего телескопа Крымской астрофизической обсерватории.

ON THE OPTIMUM OF THE SECOND GENERATION GROUND-BASED GAMMA-TELESCOPE OPTICAL SYSTEMS, by V.P. Fomin. The paper presents the comparative characteristics of the second generation ground-based gamma-telescope optical systems. It is shown that the Crimean Astrophysical Observatory telescope and the "HEGRA" experiment telescope are considerably better than the Whipple Observatory telescope in their optical possibilities. At the same time it is noted that the use of receiving cameras with the 0.4° cell angle size for the Crimean and HEGRA telescopes is not optimal and does not allow to use their optical possibilities to the full extent. Besides, optical systems that could be realized on the basis of the Crimean Astrophysical Observatory telescope are discussed.

Ключевые слова: Космические лучи, гамма-излучение

За последнее десятилетие было построено несколько гамма-телескопов второго поколения. Их отличительной особенностью является то, что они строят изображение черенковской вспышки широкого атмосферного ливня в фокальной плоскости телескопа. Изображение рассматривается фотоумножителями, расположенными по определенной схеме в фокальной плоскости. Это, в свою очередь, позволяет восстанавливать изображение вспышки с той или иной точностью. Параметризуя каждую индивидуальную вспышку, можно пытаться выделить из фона космических лучей события, которые ответственны за γ -кванты. К настоящему времени работают несколько гамма-телескопов. С их помощью регулярно проводят наблюдения тех или иных источников γ -квантов. На некоторых из них уже уверенно зарегистрирован поток γ -квантов и, в первую очередь, это на десятиметровом гамма-телескопе Смитсоновской астрофизической обсерватории, где впервые на высоком уровне статистической достоверности ($> 20\sigma$) был зарегистрирован поток γ -квантов от Крабовидной туманности (Уикс и др., 1989).

Очень важными вопросами для этих установок являются вопросы об оптимальном размере их поля зрения, оптимальном размере элементарной ячейки, на которое разбито поле зрения и

которое рассматривается одним фотоумножителем. Также очень важным является вопрос о качестве и геометрическом размере оптических элементов составного зеркала телескопа. Отметим, что в гамма-телескопах второго поколения используются составные зеркала. Это позволяет делать телескопы более светосильными, а монтажки более простыми. Кроме того, такие телескопы отличаются сравнительно низкими материальными затратами при их создании.

Прежде чем перейти к рассмотрению оптических систем, перечислим, какие основные параметры черенковской вспышки используются при ее идентификации, как гамма-подобное событие. Хорошо известно, что такими параметрами являются вторые моменты распределения яркости во вспышке ($LENGTH$, $WIDTH$), а также ориентация большой оси изображения вспышки в поле зрения телескопа относительно положения исследуемого объекта (угол α). В табл.1 приведены как экспериментальные, так и расчетные средние значения этих параметров, полученные разными авторами для двух типов вспышек. Гамма-вспышки относятся к ливням, инициируемым первичными γ -квантами, а протон-вспышки относятся к ливням, инициируемым протонно-ядерной компонентой космических лучей. Подробное описание параметров вспышек можно найти в (Хиллас, 1985; Уикс и др., 1989).

Таблица 1.

Авторы и ссылка	тип	$LENGTH$	$WIDTH$
Хиллас (1985) (расчеты)	гамма	0.3°	0.1°
	протон	0.5°	0.3°
Уикс и др.(1989) (эксперимент)	протон	0.44 – 0.48°	0.24 – 0.28°
Владимирский и др. (1989) (эксперимент)	протон	0.42°	0.31°

Рассмотрение этой таблицы показывает, что величина, характеризующая средний размер черенковской вспышки $\sqrt{LENGTH \times WIDTH}$, инициированной γ -квантом, приблизительно равна 0.2°, а протоном – 0.4°. Вообще говоря, приведенные в таблице размеры очень сильно зависят от уровня обрезания в каналах регистрации, т.е. того уровня минимального сигнала в канале, который еще принимается во внимание при вычислении моментов, поэтому эти зна-

чения надо принимать за ориентировочные. Тем не менее, совершенно очевидно, что суммарные искажения оптической системы телескопа не должны существенно превышать минимальные значения этих величин. Только в этом случае можно надеяться на успех в восстановлении образа вспышки.

С другой стороны, в (Фомин и др., 1995) были проведены монте-карловские расчеты коэффициента корреляции между вспышками в "идеальной" и "реальной" камерами в зависимости от размера ячейки реальной приемной камеры телескопа. Здесь за "идеальную" камеру принималась камера с полем зрения 5° и угловым размером ячейки 0°. Последнее означает, что при вычислении моментов в расчеты входили реальные координаты фотоэлектронов, выбиваемых из входного окна камеры. При этом, принимались во внимание лишь те из них, которые участвуют в нахождении параметров вспышки в реальной камере, т.е. фотоэлектроны тех каналов регистрации, где уровень сигнала был выше некоторого порогового. В этой работе были найдены коэффициенты корреляции для параметра "эллиптичность", который отражает форму светового пятна, и для параметра " α ", отражающего направление вытянутости относительно положения источника во входном окне камеры. На рис.1(а,в) приведены эти зависимости. Здесь хорошо видно, что коэффициенты корреляции близки к единице в области меньше 0.20 – 0.25°. Отсюда следует, что, по-видимому, эти значения и соответствуют оптимальным размерам ячейки приемной камеры телескопа, так как дальнейшее уменьшение размера ячейки уже не приводит к заметному улучшению восстановления образа вспышки. По крайней мере, это утверждение верю, если при идентификации вспышки последняя параметризируется первыми и вторыми моментами распределения яркости.

Перейдем к рассмотрению оптических систем, которые уже существуют и некоторых других систем, которые могли бы быть реализованы на базе существующего гамма-телескопа Крымской астрофизической обсерватории. Рассмотрим вначале телескоп обсерватории Уинпла. Как известно, он представляет собой десятиметровое составное зеркало с фокусным расстоянием 7.3 метра. Каждый элемент составного зеркала есть шестигранник со средним размером около 60 см и с ради-

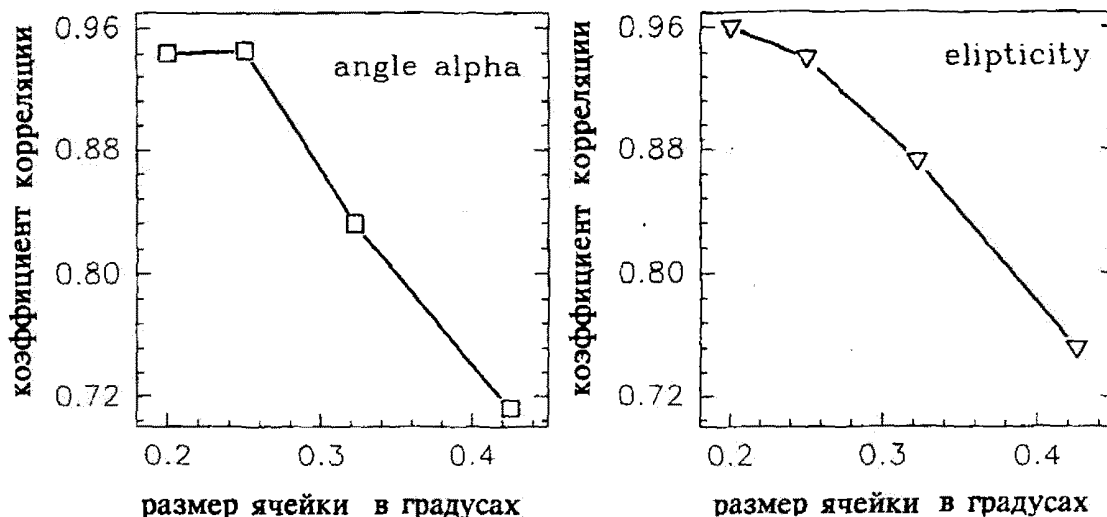


Рис.1. Зависимость коэффициента корреляции между параметрами изображения вспышки для "идеальной" и "реальной" камерами от размера ячейки "реальной" камеры

усом кривизны 14.6 м. Зеркала расположены на сфере радиусом 7.3 метра. Поле зрения телескопа около 3°, а размер ячейки рассматриваемой фотоумножителем равен 0.25°, что очень близко к оптимальному значению. Отметим, что здесь приведены размеры поля зрения и ячеек для центральной части камеры. Там имеется еще внешнее кольцо больших фотоумножителей, которое увеличивает поле зрения камеры до 3.5°.

На рис.2 представлены результаты расчетов доли света попадающего внутрь круга в зависимости от диаметра этого круга для оптической системы телескопа Уиппла. Расчеты были проведены для четырех значений наклона параллельного пучка света относительно оптической оси телескопа. Отметим, что здесь нами была использована несколько другая, чем в (Льюис, 1990), методика расчета формы светового пятна в фокальной плоскости телескопа. В (Льюис, 1990) были проведены расчеты для случая, когда все элементы составного зеркала расположены на сферической поверхности с радиусом, равным фокусному расстоянию. В наших расчетах положение каждого элемента составного зеркала на несущей ферме находилось по минимуму дисперсии светового пятна в фокусе от соответствующего элемента. Как показали расчеты, существенные отличия в положении элементов составного зеркала на несущей ферме появляются лишь для краевых элементов. В общем же, форма и размер светового пятна очень близки к тому, что имеет место для реального телескопа Уиппла, где элементы составного зеркала уложены на сферу с радиусом, равным фокусному расстоянию.

Итак, из рассмотрения рис.2 видно, что в круг диаметром 0.25° 90% света собирается только для пучка света, идущего параллельно оптической оси. Для наклонных пучков доля света, попадающего в этот круг, падает с увеличением угла наклона пучка. При предельном угле наклона 1.5° лишь 50% света собирается в этот круг. Все это говорит о том, что оптическая система этого телескопа на пределе удовлетворяет требованиям оптимизации качества изображения к выбранному размеру ячейки и поля зрения.

Представляет интерес сравнение оптических возможностей различных типов телескопов. На рис.3 показаны соответствующие интегральные кривые как для существующих телескопов, так и для некоторых других схем расположения зеркал для возможной модернизации телескопа Крымской астрономической обсерватории. На рис.4, 5, 6 приведены эти схемы расположения зеркал;

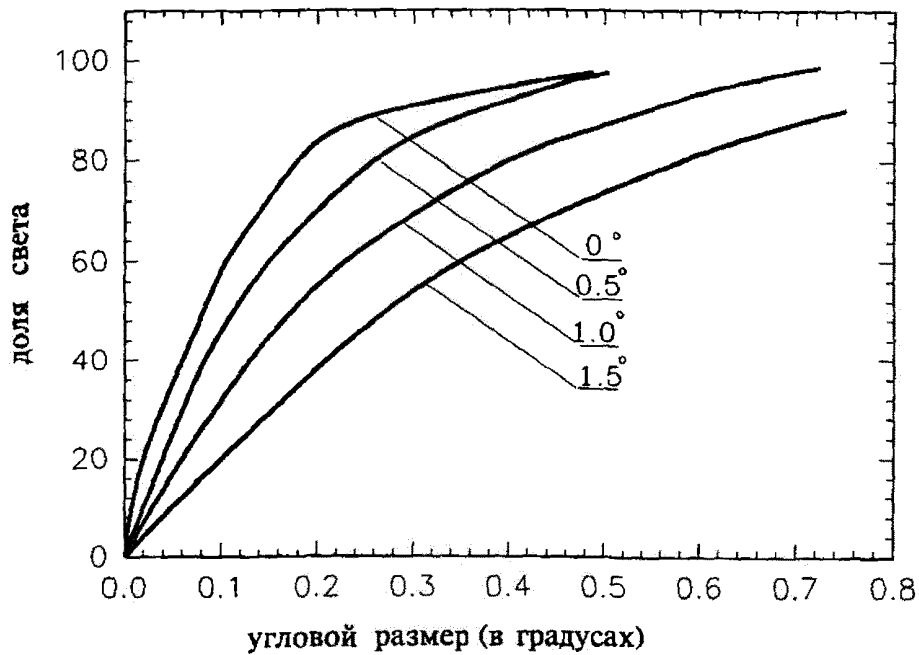


Рис. 2. Доля света, попадающего внутрь круга, в зависимости от размера самого круга для телескопа обсерватории Уиппла. Цифры под кривыми обозначают угол наклона параллельного пучка света к оптической оси телескопа

на каждом из них заштрихованы те элементы одного из составного зеркала, свет от которых попадает в один и тот же фокус. Интегральные кривые на рис.3 приведены для пучка света, падающего под углом 1° к оптической оси телескопа, так как этот угол является наиболее характерным при регистрации черенковского света вспышек от источника гамма-квантов, находящегося в центре поля зрения телескопа. Из рис.3 можно сделать следующее заключение. Как существующий телескоп Крымской астрофизической обсерватории (CR04), так и телескоп эксперимента "HEGRA" во много раз превосходят по своим оптическим характеристикам телескоп обсерватории Уиппла. Более того, даже схемы расположения зеркал телескопов CR07 и CR12 также превышают оптические характеристики телескопа Уиппла и могут быть рекомендованы для их реализации. Однако необходимо отметить, что в эксперименте "HEGRA" и для существующего телескопа Крымской астрофизической обсерватории (CR04) используются камеры с размером ячейки 0.43° . Это не позволяет использовать преимущества названных оптических систем при восстановлении образа черенковской вспышки. С другой стороны, при возможной модификации телескопа Крымской астрофизической обсерватории, исходя из принципа достаточности, можно рекомендовать схемы расположения зеркал типа CR07 или CR12, которые хотя и имеют несколько большие оптические искажения, но еще удовлетворяют требованиям эксперимента. Здесь также необходимо отметить, что предлагаемые схемы расположения зеркал предполагают использование двух или трех телескопов на одной монтировке. Это позволяет включить камеры телескопа на совпадения между собой для уверенной режекции событий, которые связаны со вспышками, генерируемыми высокоэнергичными заряженными частицами в самой камере. Эти события по своим параметрам очень близки к гамма-подобным вспышкам.

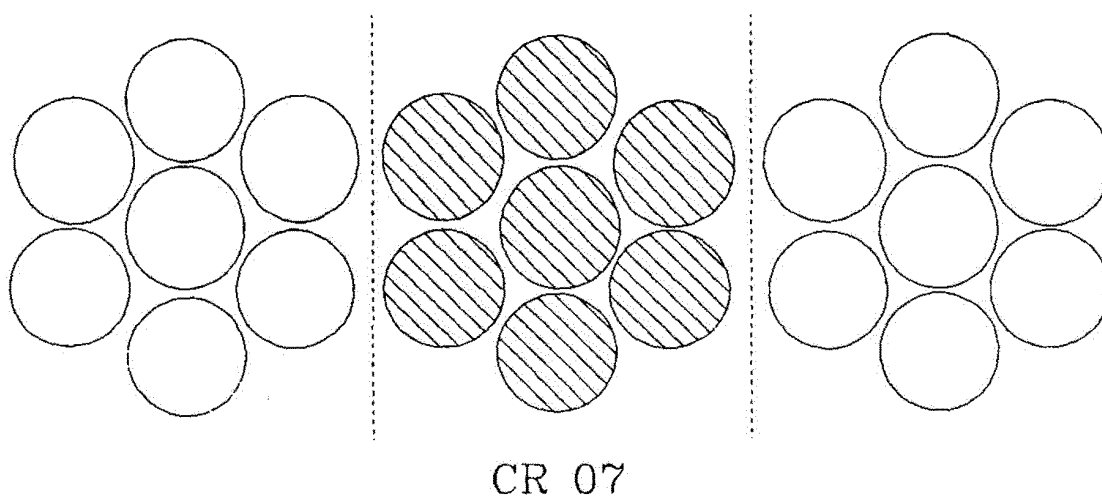


Рис. 5. Схема расположения элементов составного зеркала для проекта CR7

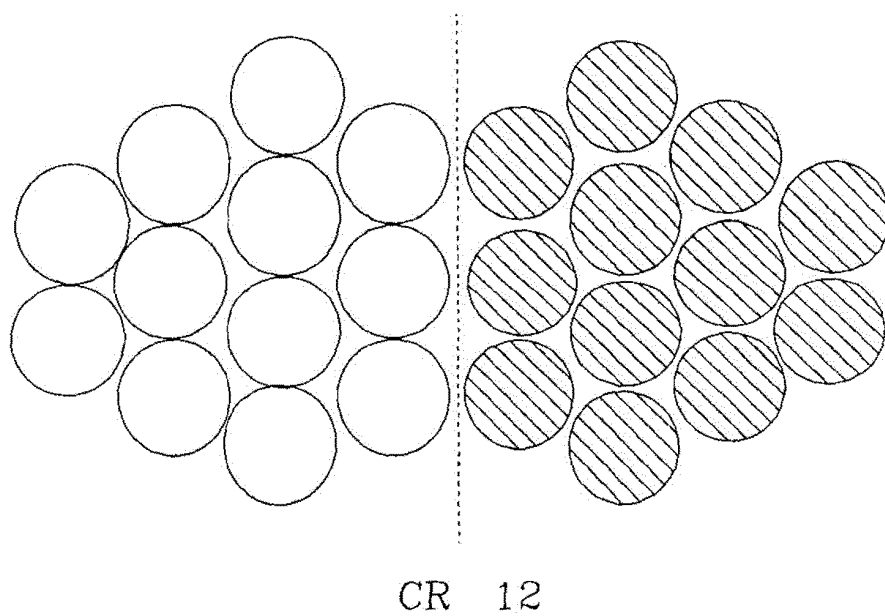


Рис. 6. Схема расположения элементов составного зеркала для проекта CR12

В таблице 2 сведены все основные параметры рассмотренных выше оптических схем телескопов. Здесь "S" – (верхнее значение) соответствует площади зеркал одного телескопа, а нижнее значение соответствует суммарной площади зеркал на одной монтировке. "Дисп.²" – среднеквадратичное отклонение в распределении яркости светового пятна относительно его центра, помноженное на два (эффективный диаметр светового пятна). "90%" – угловой диаметр светового пятна, куда попадает 90% света.

Благодарности. В заключение автор благодарит Б.М. Владимирского и А.А. Степаняна за полезные обсуждения и замечания при написании этой работы.

Январь 1994 г.

Литература

- Владимирский В.М. и др. (Vladimirsky B.M., Zyskin Ju.L., Neshpor Ju.I., Stepanian A.A., Fomin V.P., Shitov V.G.) // Proc. of the Intern. Workshop on Very High Energy Gamma Ray Astronomy, Crimea, USSR. P. 21-29.
- Льюис (Lewis D.A.) // Experimental Astronomy. 1990. V. 1. P. 213.
- Уикс и др. (Weekes T.C., Cawley M.F., Fegan D.J., Gibbs K.G., Hillas A.M., Kwok P.W., Lamb R.C., Lewis D.A., Macomb D.J., Reynolds P.T., Vacanti G.) // Astrophys.J. 1989. V. 342. P. 379.
- Фомин и др. (Fomin V.P., Heusler A., Plyasheshnikov A.V., Wiedner C.-A., Wirth H.) // Astroparticle Physics. V. 4. P. 113.
- Хиллас (Hillas A.M.) // Proc. 19th Int. Cosmic Ray Conf. La Jolla, 1985. V. 3. P. 445.

Таблица 2.

Телескоп	S (м ²)	Дисп. ² (градусы)	90 % (градусы)
CR04	4.5 27.1	0.045	0.08
CR07	7.9 23.7	0.072	0.14
CR12	13.6 27.1	0.126	0.27
HEGRA	10.2	0.058	0.13
WHIPPLE	75.	0.203	0.55

УДК 520.2

Модернизация блока часового ведения 2.6 м телескопа им. Г.А. Шайна

Н.Н. Охмат, В.Ф. Бондарь

Крымская Астрофизическая обсерватория, 334413, Украина, Крым, Научный

Поступила в редакцию 29 апреля 1998 г.

Аннотация. Описан новый блок часового ведения, установленный на 2.6 м телескопе им. Г.А. Шайна. Новый блок повысил точность синтезируемой частоты с $10^{-2}\%$ до $10^{-4}\%$. Это обеспечило более высокую точность часового ведения: интервал времени между двумя последовательными ручными коррекциями увеличился с 3-х до 30-ти минут.

UPGRADE OF THE CLOCK DRIVING BLOCK FOR THE 2.6 m SHAJN TELESCOPE, by N.N. Okhmat, V.F. Bondar. New clock driving block mounted on the 2.6 m Shain telescope is described. New block increased the accuracy of the synthesized frequency from $10^{-2}\%$ to $10^{-4}\%$. It provides the higher accuracy of clock driving: time interval between two sequent manual corrections is increased from 3 to 30 min.

Блок часового ведения 2.6 телескопа им. Г.А. Шайна (ЗТШ), проработавший 38 лет, физически и морально устарел и не обеспечивает необходимой точности и стабильности ведения. Элементная база блока электроники, выполненная на электронных лампах, имеет большое энергопотребление (2.5 кВт) и низкую надежность. Синтезируемая блоком частота – 50.1317 Гц, что на 0.0052 Гц отличается от необходимой расчетной. Это приводит к неточному часовому ведению телескопа и к необходимости коррекции каждые 3 минуты.

При разработке нового блока часового ведения для ЗТШ необходимо было решить следующие технические задачи :

1) получить частоту 50.1369 ± 0.00005 Гц и обеспечить ее стабильность в течении длительного времени, а также исключить переменность этой частоты с изменениями температуры окружающего воздуха;

2) получить высокую точность часового ведения телескопа в процессе наблюдений;

3) уменьшить энергопотребление до 300 Вт;

4) добиться высокой надежности работы блока;

5) обеспечить возможность резервирования старого штатного блока.

Перечисленные технические задачи удалось решить с помощью электронного блока, блок-схема которого представлена на рис.1.

Блок работает следующим образом. В качестве опорной частоты используется сигнал от кварцевого генератора КГ с частотой 10 МГц. Сам генератор вместе с кварцевым резонатором помещен в термостат. Сигнал генератора КГ подается на синтезатор С. На выходе синтезатора образуется сигнал с необходимой частотой 50.1369 Гц. Синтезатор собран на реверсивных счетчиках К155ИЕ7. Его принципиальная схема представлена на рис.2. Счетчики DD2-DD5 включены каскадно и работают в режиме обратного счета. Счетчик DD6 используется в качестве делителя на 4. Работает

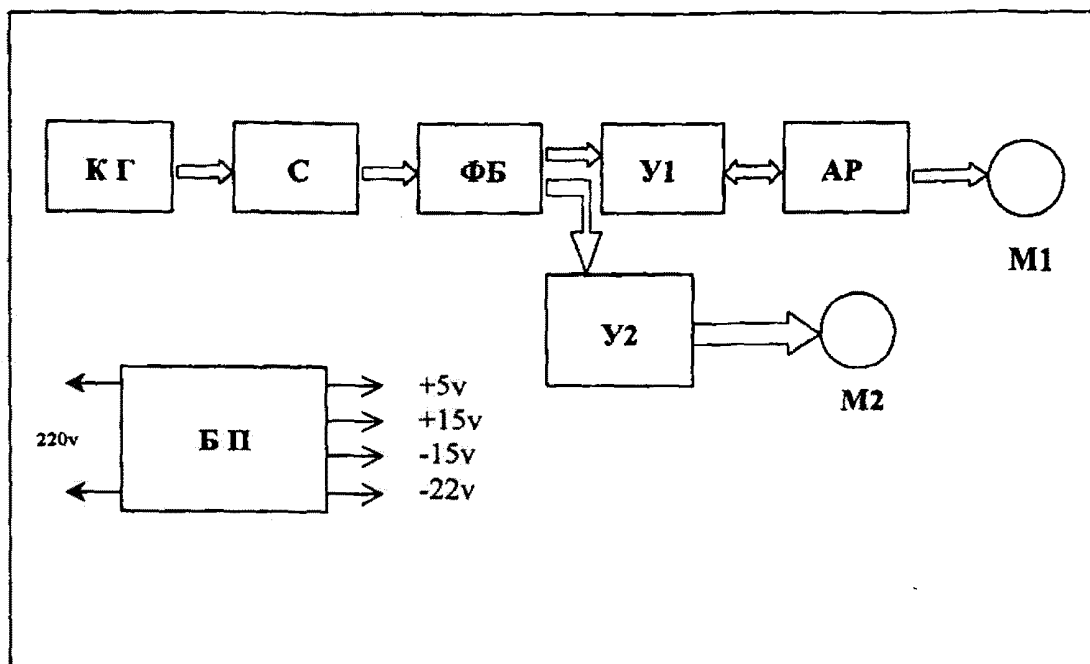


Рис. 1. Блок-схема блока часового ведения телескопа ЭТШ. КГ – кварцевый генератор; С – синтезатор; ФБ – фильтры Баттерворта; У1 – усилитель мощности 100 Вт; У2 – усилитель мощности 15 Вт; М1, М2 – синхронные электродвигатели; БП – блок питания

синтезатор следующим образом. В момент подачи питающего напряжения в счетчиках DD2-DD5 оказывается записанным случайное число. Поскольку на вход 4 счетчика DD2 поступают тактовые импульсы с частотой 10 МГц, то счетчики производят подсчет импульсов до тех пор, пока не обнулятся. В этот момент времени на выходе 13 счетчика DD5 возникнет импульс переполнения, поскольку этот сигнал подается на входы 11 предустановки счетчиков, то по истечении действия этого импульса в счетчиках окажется записанным значение 49863. После этого счетчики будут с приходом каждого тактового импульса уменьшать отсчет на 1. Так будет продолжаться до тех пор, пока счетчики подсчитают 49863 периода тактовых импульсов. После этого на выходе переполнения 13 счетчика DD5 вновь возникнет отрицательный импульс, и работа схемы повторится. Таким образом, на выходе 13 счетчика DD5 будут получены импульсы с периодом повторения равным $49863 \times 0.1 \text{ мкс} = 4.9863 \text{ мс}$. Эти импульсы, попав на вход 5 счетчика DD6, делятся на 4, и на выходе 2 счетчика DD6 будут получены прямоугольные импульсы с периодом повторения равным $4.9863 \times 4 = 19.9452 \text{ мс}$. Скважность этих импульсов равна двум, а частота равна $1/19.9452 \text{ мс} = 50.1369 \text{ Гц}$.

Далее этот прямоугольный сигнал с помощью фильтров Баттерворта ФБ (Хоровиц, Хилл, 1986) преобразуется в синусоидальный сигнал, который подается на вход трансляционного усилителя У1. Усиленный по мощности сигнал подается далее на блок автоматики АР. Этот блок осуществляет необходимый разгон (в течении 2 сек.) двигателя М1, затем происходит подключение двигателя к выходу усилителя, и далее вращение двигателя М1 определяется только частотой синтезатора. Двигатель М1 через редукторы обеспечивает часовое ведение телескопа. В составе блока имеется также усилитель мощности У2, с помощью которого обеспечивается работа синхронного электродвигателя М2. Электродвигатель М2 используется штатно в центральном пульте управления

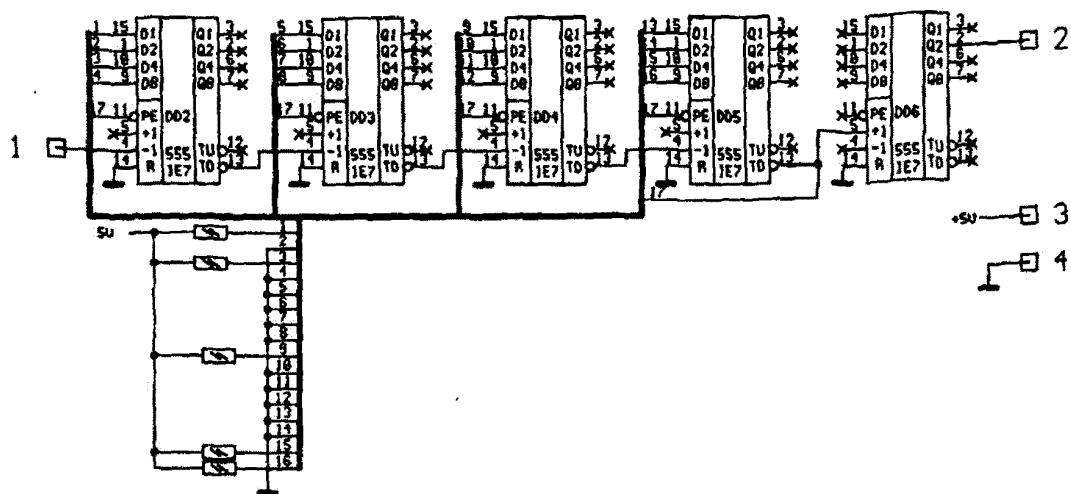


Рис. 2. Принципиальная схема синтезатора. 1 – вход; 2 – выход

телескопом. Все необходимые напряжения обеспечивает блок питания БП.

Описанный электронный блок прошел испытания и эксплуатируется на телескопе ЗТШ. В результате испытаний получены хорошие результаты: точность часового ведения получена выше, чем у аппаратуры, применявшейся ранее. К примеру, если ранее при работе телескопа без фотогида (система Несмита) приходилось производить коррекцию каждые 2–3 минуты, то с новой системой коррекции не требуется более 30 минут.

Авторы статьи выражают благодарность Букачу А.Б. за обсуждение и замечания, Лиморенко М.П. и Махину О.Н., принимавшим активное участие при изготовлении и испытаниях описанной аппаратуры.

Литература

Хоровиц П., Хилл У. // Искусство схемотехники. М.: Мир, 1986. Т. 1. С. 263.

УДК 520.2

Расчет, изготовление и исследование оптики телескопа РК-800

Б.А. Бурнашева¹, В.И. Бурнашев¹, В.П. Журавель¹, Э.А. Витриченко², Д.Д. Дяченко³

¹ Крымская Астрофизическая Обсерватория, 334413, Украина, Крым, Научный

² Институт космических исследований Москва, Россия

³ НПО Судоккомпозит, Украина, Крым, Феодосия

Поступила в редакцию 23 мая 1993 г.

Аннотация. Рассчитан и изготовлен телескоп диаметром 800 мм, предназначенный для фотометрических наблюдений звезд. В качестве несущей конструкции применена тонкостенная стеклопластиковая труба. Общий вес трубы телескопа, вместе с главным и кассегреновским зеркалами и навесной аппаратурой, составляет 360 кг. Качество оптики исследовано методом Гартманна. Приведены теневая картина и результаты обработки снимка Гартманна. Диаметр пятна рассеяния на уровне 80 % энергии равен 1.3".

ON THE OPTICS OF THE 800-MM RITCHEY-CRETIEN TELESCOPE , by V.I. Burnashev, B.A. Burnasheva, V.P. Guravel, E.A. Vitrichenko, D.D. Djachenko. The optical quality of the RC-800 telescope was tested by the Hartmann method. The telescope was mounted at the Crimean Observatory in 1993. Its optics was designed and manufactured at the Observatory. Since the composite materials were used, the total weight of the telescope is 360 kg. The Foucault and Hartmann tests were made and reduced. The diameter of the point spread function is equal to 1.3".

Ключевые слова: Конструкция телескопа, метод Гартманна

1 Введение

В 1993 г. в Крымской астрофизической обсерватории был установлен телескоп РК-800 с диаметром главного зеркала 800 мм и эквивалентным фокусным расстоянием 12 800 мм. Он помещен в башню демонтированного телескопа диаметром 640 мм. Расчет оптики и ее изготовление были выполнены силами Обсерватории. Труба телескопа изготовлена в Феодосийском КТБ "Судоккомпозит" из стеклопластика, а зеркало облегчено благодаря его сравнительно малой толщине, что позволило значительно снизить массу подвижной части телескопа и использовать старую монтировку. Оптическая система телескопа - Ричи-Кретьена. Телескоп предназначен для фотометрических и спектрофотометрических исследований.

Летом 1993 г. была выполнена юстировка телескопа, получены теневые картины и снимки Гартманна. Здесь описаны результаты исследования телескопа методом Гартманна.

2 Расчет оптики телескопа

При подготовке эксперимента "Астрон" в Крымской астрофизической обсерватории был разработан комплект программ для расчета двухзеркального рефлектора, включающий в себя расчет параметров оптической системы при заданных светосиле, диаметре главного зеркала и длине трубы, а также расчет размера и качества изображения на оси и вне оси системы и оценку допусков на точность изготовления и юстировки. Могут рассматриваться как центрированные, так и нецентрированные системы (Бурнашева, Гершберг 1980).

Основной элемент всех программ комплекта: вычисление в рамках геометрической оптики методом точечных диаграмм оценочной функции, которая принята равной максимальному диаметру, описанному вокруг всех точек соответствующей диаграммы в заданной плоскости или в плоскости наилучшего изображения.

В результате счета по этим программам становится ясным, какая ошибка в исходных параметрах соответствует допустимым изменениям заднего отрезка и оценочной функции.

Исходные условия нашей задачи были таковы: рассчитать оптическую систему двухзеркального рефлектора, главное зеркало которого можно сделать из заготовки диаметром 80 см, расстояние между зеркалами, определяемое габаритами башни, не должно превышать двух метров, для установки приемной аппаратуры задний отрезок системы должен быть не менее 30 см и светосила выходящего пучка должна быть равна $F/16$. Проектируемая система предназначается прежде всего для фотоэлектрических наблюдений точечных объектов, но должна также иметь некоторое поле для внеосевой гидировки и для получения прямых снимков.

В результате проведенных расчетов была выбрана система со следующими параметрами (все линейные величины выражены в мм):

- фокус системы $F = 12800$;
- расстояние между зеркалами $d = 1800$;
- задний отрезок системы $Q = 400$;
- диаметр главного зеркала $D_1 = 800$;
- диаметр вторичного зеркала $D_2 = 160$;
- радиус кривизны в вершине главного зеркала $R_2 = 4347.2$;
- радиус кривизны в вершине вторичного зеркала $R_1 = 900.0$;
- квадрат эксцентриситета главного зеркала $e_1^2 = 1.012$;
- квадрат эксцентриситета вторичного зеркала $e_2^2 = 2.1072$.

Как и следовало ожидать, при данной светосиле $F/16$ рассчитанная система не слишком отличается от классической Кассегреновской.

3 Конструкция телескопа

Телескоп был изготовлен в мастерских Крымской обсерватории в 1985 году и установлен на параллактическую монтировку АПС-6. Первоначально его несущая конструкция представляла собой стальную ферму, выполненную по классической схеме. В 1986 году на нем был установлен одноканальный фотометр, с помощью которого в 1986–1987 гг. проведены исследования быстрых колебаний атмосферной прозрачности. Между тем, по техническим условиям применение монтировки АПС-6 для приборов весом более 400 кг и длиной свыше 3.5 м допустимо только при пониженных требованиях к угловому разрешению (т.е. должны использоваться только короткофокусные системы с малой продолжительностью экспозиции). В то же время вес изготовленного телескопа с фокусным расстоянием около 12 м, без навесной аппаратуры, составлял 640 кг. Таким образом, в связи с настоятельной необходимостью облегчения нагрузки на монтировку, было принято решение заменить несущую конструкцию (стальную ферму) на тонкостенную трубу, изготовленную из современных композиционных материалов.

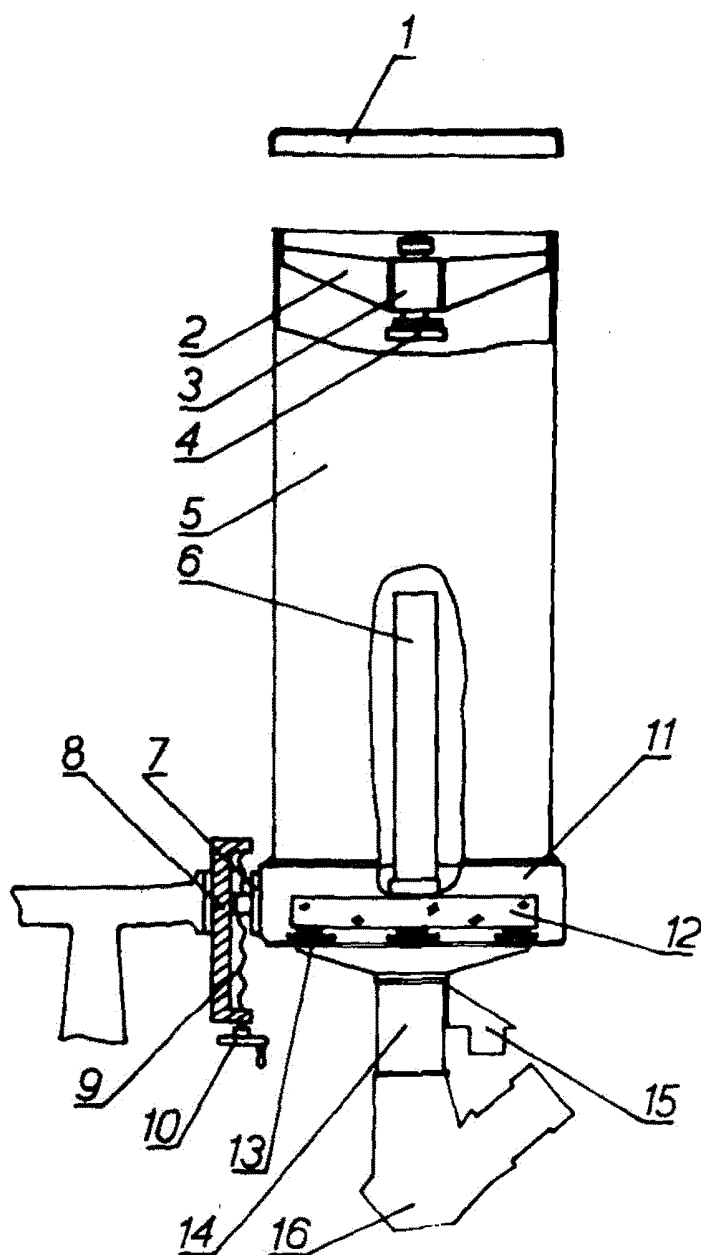


Рис. 1. Конструктивная схема телескопа РК-800. 1-крышка трубы, 2-крестовина, 3-механизм фокусировки, 4-вторичное зеркало, 5-труба телескопа, 6-бленда, 7-подвижная часть крепления трубы к монтировке, 8-неподвижная часть крепления, 9-винт, 10-маховик, 11-основание трубы, 12-главное зеркало, 13-механизм разгрузок главного зеркала, 14-узел для установки аппаратуры, 15-инфракрасный фотометр, 16-спектрофотометр



Рис. 2. Общий вид телескопа РК-300

была достигнута центрированность системы: оправа главного зеркала, механическая ось главного зеркала, оправа вторичного зеркала, его механический центр и центр переднего среза трубы телескопа. Окончательная юстировка заключалась в том, что рассматривалось внефокальное изображение звезды, определялось направление хвоста комы, и наклоном главного зеркала изображение звезды смещалось в этом направлении. После 5–6 таких попыток кома оказывалась наименьшей, но эту (остаточную) кому устранить юстировкой было невозможно. Был сделан вывод о том, что эта кома заполирована на оптической поверхности. В дальнейшем этот вывод был подтвержден количественными результатами.

Существует мнение, что заполированную кому можно скомпенсировать децентрировкой вторичного зеркала. Это действительно так, но лишь для центра поля зрения. Верным признаком того, что кома заполирована, является то, что ее величина (размер хвоста) практически постоянна по всему полю зрения (Михельсон, 1976). Именно это и наблюдалось для минимальной комы.

5 Получение и анализ теневой картины

Оптическая система телескопа – двухзеркальная, но в дальнейшем анализе будем рассматривать ее как одноэлементную, приписывая все ошибки только главному зеркалу, качество которого исследовалось с помощью теневых картин и снимков Гартманна. Попутно теневые картины позволяют решить еще одну задачу. Главное зеркало телескопа, как будет видно из дальнейшего, удовлетворительного качества, но его наружная зона имеет резкий завал. Этот завал приводит к созданию ярких лучей в изображении звезды, что недопустимо при фотоэлектрических наблюдениях. Поэтому работа выполнялась в следующей последовательности. Сначала по теневым картинам была определена ширина зоны завала края, затем этот край был закрыт маской. Снимки Гартманна были получены уже с закрытым краем зеркала.

Для получения теневых картин в фокальной плоскости телескопа было установлен нож Фуко (лезвие бритвы), а за ним фотоаппарат с объективом, имеющим фокусное расстояние 75 мм. Несколько снимков было получено при положении лезвия вдоль одной пары спайдеров (N-S), а другие – в перпендикулярном направлении. Пример такой теневой картины приведен на рис.3. Телескоп наводился на Вегу вблизи зенита, экспозиция равна 2 мин, фотографирование велось на пленку “Микрат-200” фотоаппаратом “Зенит-Е”. На этом рисунке приведены направления сторон света. Они совпадают с направлениями спайдеров.

Из рассмотрения рис.3 можно сделать следующие выводы. Основной вывод, ради которого и была предпринята вся эта работа: резкий завал края зеркала имеет ширину до 25 мм. Эта зона была закрыта кольцевым экраном, так что световой диаметр телескопа составил 754 мм. Зональная структура ошибок выражена слабо. Наибольшие ошибки носят локальный характер, что типично для астрономических зеркал (Витриченко и др., 1990). На востоке видна яма, на северо-западе наружный край зеркала приподнят, на юго-западе заметен бугор. Эти три участка поверхности и образуют три отдельных изображения во внефокальном изображении. На теневой картине хорошо видны дефекты малого размера, которые методом Гартманна не могут быть обнаружены.

Аберрации типа комы и астигматизма в чистом виде не видны. Но, зная расположение двух ям и одного бугра, можно выбрать некоторые направления на оптической поверхности, сечения вдоль которых дадут профили типичные как для комы, так и для астигматизма. Поэтому на внефокальных изображениях звезды видны слабо выраженные кома и астигматизм.

6 Получение и анализ снимков Гартманна

Для получения снимков Гартманна диафрагма специально не изготовлялась, а использовалась имеющаяся на Обсерватории, изготовленная в свое время для телескопа “Астрон” (Гершберг и др. 1983). Точность ее изготовления достаточно высока (около 10 мкм), так что можно считать ее идеальной. Но диаметры отверстий слишком малы (10 мм), что при малой светосиле телескопа, равной 1:16, привело к большому диаметру пятен на снимке Гартманна. Согласно рекомендации, сделанной нами ранее, (Витриченко и др., 1990), диаметры отверстий должны были быть 20 мм. Шаг диафрагмы (расстояние между центрами соседних отверстий) равен 35 мм. Телескоп наводился на Вегу, экспозиция составляла 2 мин. Снимки получались зафокальными, использовался лентопротяжный механизм фотоаппарата “Зенит-Е” и пленка А-600. Пример снимка Гартманна приведен на рис. 4. Здесь указаны направления сторон света, совпадающие с направлениями осей измерительного микроскопа (X и Y).

Снимок получился оригинальным, похожим на рисунок на скатерти. Пятна представляют собой квадраты (измерялись координаты их центров), разделенные двойными полосками, представляющими собой интерференционную картину. Дифракционный диаметр пятна около 1 мм и расстояние между центрами пятен такого же порядка, так что интерференция возникает на границах двух соседних пятен. Такая структура снимка Гартманна не влияет на результаты анализа. Подобная картина на снимке (с двумя полосками на стыке между пятнами) была получена Гарднером и Беннетом (1925), и было предложено измерять не сами пятна, а именно такое интерференционное явление между ними. При таком строении пятен возможен эффект взаимного влияния пятен,

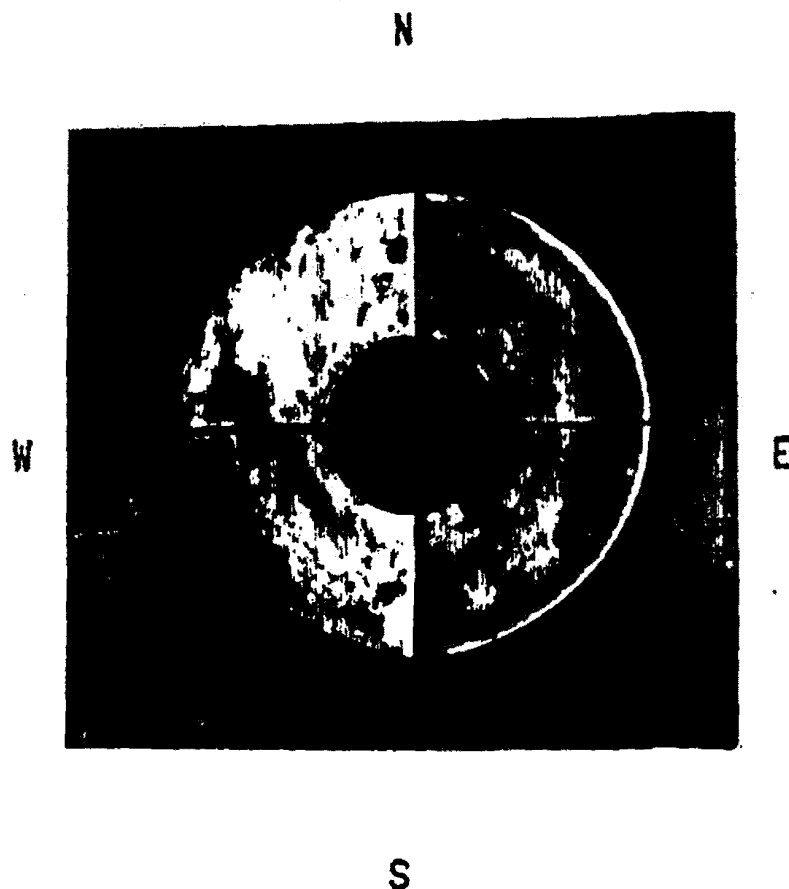


Рис. 3. Теневая картина. Лезвие ножа расположено вертикально. Плоскость ножа слева. Указаны стороны света

что может привести к сглаживанию карты зеркала. Но это лишь полезно для анализа карты, т.к. уменьшается влияние тонкой структуры поверхности, что в методе Гартманна является источником ошибок (Витриченко и др., 1990).

Координаты центров пятен были измерены три раза на микроскопе УИМ-29, и измерения усреднены. Среднеквадратичная ошибка среднего из трех измерений составляет 7 мкм. При этом для координаты X она равна 9 мкм, а для Y – 5 мкм. Это различие связано с методикой наведения на пятно. Пятна измерялись вдоль строк (как читается книга), при переходе от пятна к пятну координата Y изменяется мало, а потому и точнее измеряется.

Измерения были обработаны по программе HART5 (Витриченко и др., 1990), и основные числовые данные приведены в табл.1. Для оценки степени достоверности полученных результатов необходимо в первую очередь сравнить ошибку измерений (7 мкм) и величину среднеквадратичной поперечной аберрации (40 мкм). Из этого сравнения видно, что точность измерений вполне

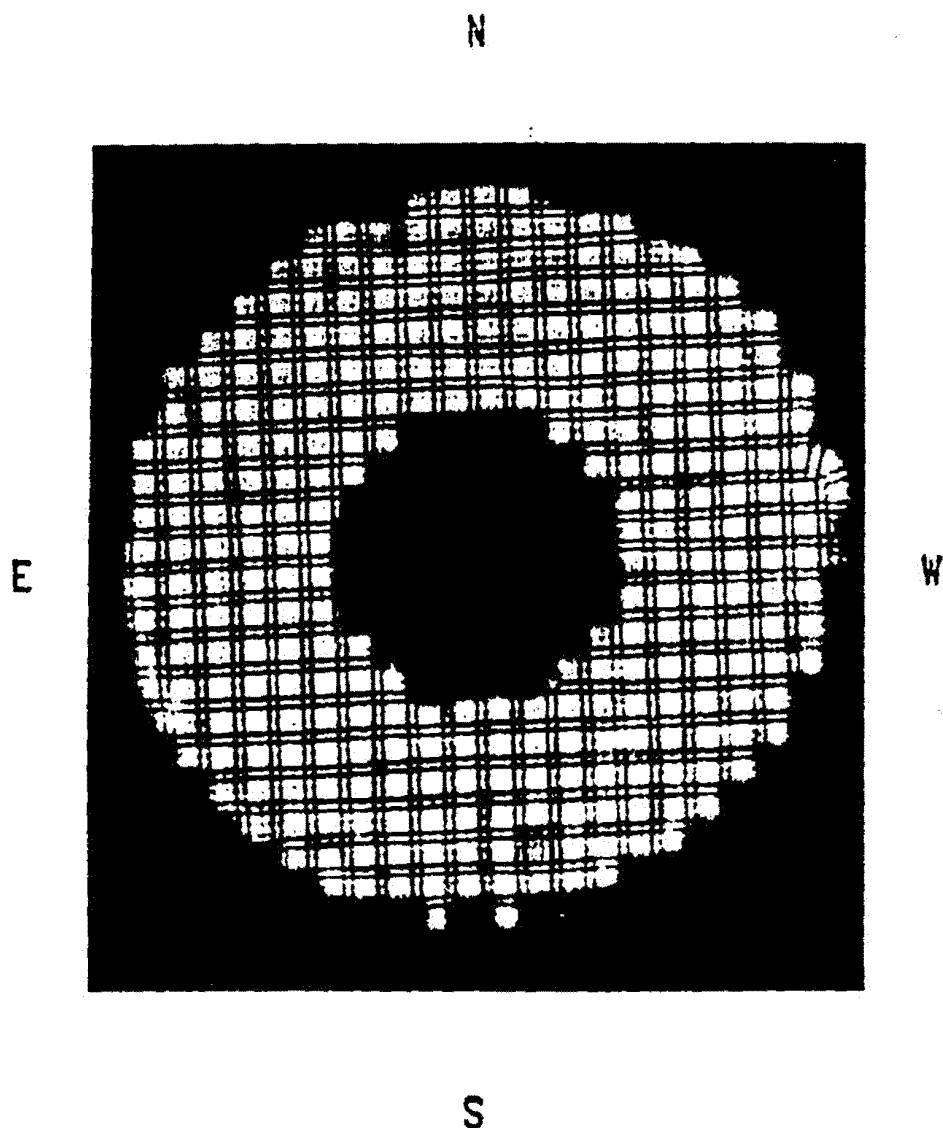


Рис. 4. Снимок Гартманна. Слайдеры расположены вертикально и горизонтально, на полях показаны стороны света

Таблица 1. Результаты обработки снимка Гартманна

Число измеренных пятен	225
Расстояние от фокуса до пленки, мм	293
Среднеквадратичная поперечная aberrация, мкм	40
Диаметр пятна рассеяния (68 % энергии), угл.с	1.3
Полная постоянная Гартманна, угл.с	0.65
Среднеквадратичное нормальное отклонение, мкм	0.12
Среднеквадратичная ошибка построения карты, мкм	0.05

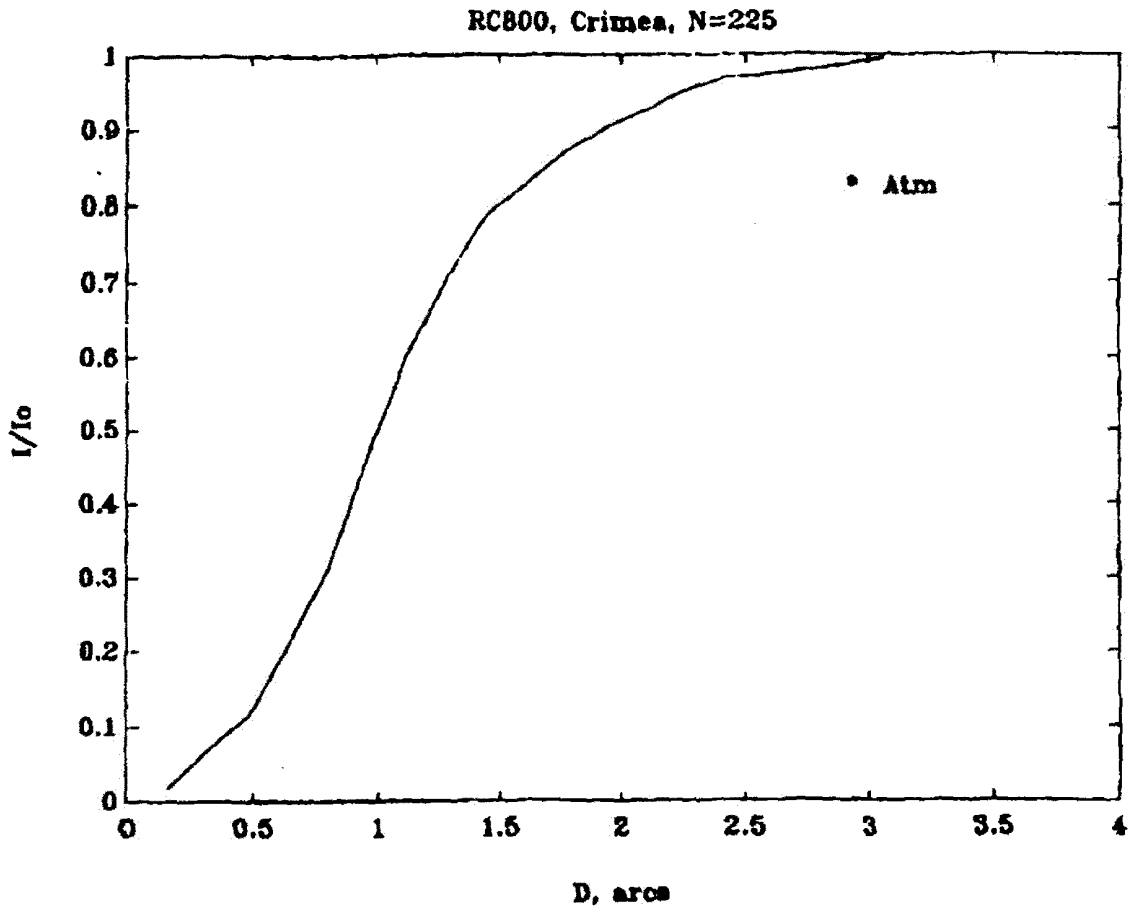


Рис. 5. Функция концентрации энергии. Звездочкой показан диаметр пятна рассеяния, создаваемого атмосферой (Гершберг и др. 1972)

достаточна. Покажем это в терминах отношения сигнал/шум. Абсолютная величина среднеквадратичной поперечной aberrации $\sigma_1 = 40$ мкм (см. табл.1). За величину сигнала S примем шестикратную величину σ_1 : $S = 6\sigma_1 = 40 \cdot 6 = 240$ мкм. За величину шума примем среднее значение ошибки измерений: $N = 7$ мкм. Тогда отношение сигнал/шум для поперечных aberrаций составит: $S/N = 247 = 34$. Это означает, что можно рассматривать 34 достоверных уровня поперечных aberrаций.

Следующий из важнейших вопросов: можно ли считать оптику телескопа удовлетворительной по качеству. На рис.5 приведена функция концентрации энергии (ФКЭ), вычисленная по методу Гартманна. На этом рисунке звездочкой показан диаметр пятна рассеяния, создаваемого атмосферной нестабильностью в Крымской обсерватории (Гершберг и др., 1972). Сравнивая эту величину с ФКЭ телескопа, можно сделать вывод об удовлетворительном качестве его оптики. Атмосферное изображение, показанное на рис.5, является средним. Ранее нами рекомендовано (Витриченко и др., 1990) диаметр лучшего изображения считать в два раза меньшим, т.е. равным $1''$. Из рисунка видно, что даже в случае лучших изображений оптика телескопа лишь незначительно ограничивает разрешение.

Некоторое представление о форме пятна рассеяния может дать точечная диаграмма, приведен-

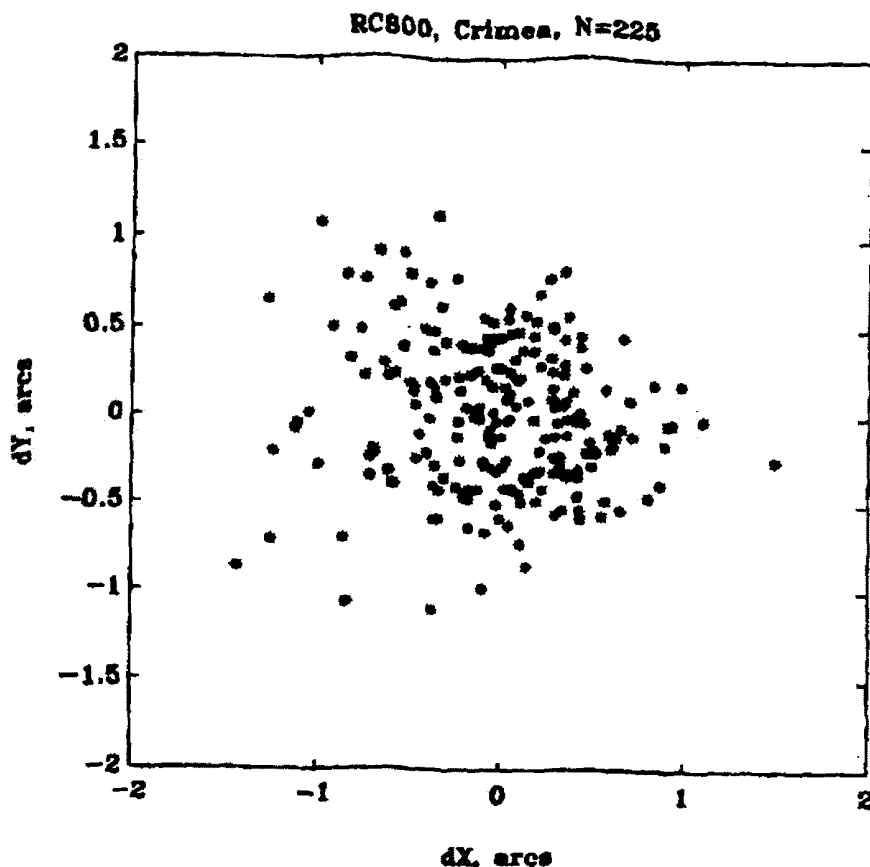


Рис. 6. Точечная диаграмма

ная на рис.6. На этом рисунке заметна вытянутость пятна вдоль оси X. Это может быть связано с астигматизмом, комой или с неравноточностью измерений вдоль осей X и Y. Но в целом пятно почти симметрично.

На рис.7 в табличной форме приведена карта нормальных отклонений. Строго говоря, оба зеркала (главное и вторичное) вносят aberrации, но мы будем их приписывать только главному зеркалу (эквивалентному). Из рис.7 видно, что основных дефекта три: две ямы и один бугор. Именно такая структура ошибок приводит к разделению внефокального изображения на три части, о чем упоминалось ранее.

Для удобства анализа ошибок оптической поверхности приводим рис.8, на котором показана трехмерная карта эквивалентного зеркала. По осям отложены координаты на поверхности зеркала. Рассмотрение этого рисунка позволяет утверждать, что:

- общая структура поверхности имеет две ямы и один бугор,
- зональная ошибка не видна,
- в западной области виден сложный рельеф, который можно проследить и по теневой картине.

Оценим степень достоверности результатов по форме оптической поверхности, как это мы сделали для поперечных aberrаций. За величину S примем величину шестикратного нормального отклонения: $S = 6 \times 0.12 = 0.72$ мкм, $N = 0.05$ мкм (см. табл.1). Тогда $S/N = 0.72/0.05 = 14$. Т.е. можно рассматривать 14 значимых уровней нормальных отклонений на карте зеркала. Если

RC800, Crimea

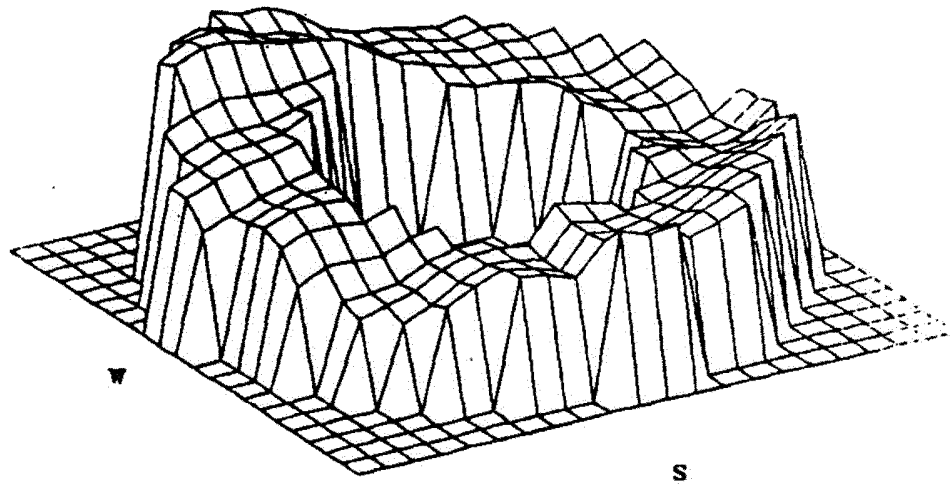


Рис. 8. Трехмерная карта нормальных отклонений

Литература

- Бурнашева Б.А., Гершберг Р.Е. // Технический отчет по теме "Астрон". Научный, 1980.
- Витриченко Э.А., Лукин В.П., Пушной Л.А., Тартаковский В.А. Проблемы оптического контроля. Новосибирск: Наука. 1983. С. 351.
- Гершберг Р.Е., Проник В.И., Дибай Э.А. // Астрон. циркуляр. 1972. N 729. С. 1.
- Гершберг Р.Е., Лиморенко К.Я., Проник В.И. // Изв.Крымск.Астрофиз.Обсерв. 1983. Т. 67. С. 132.
- Гарднер, Беннет (Gardner I.C., Bennett A.H.) // Journ. Opt. Soc. Am. 1925. V. 11. P. 441.
- Михельсон Н.Н. // Оптические телескопы. Л.: Наука. 1976. С. 510.

УДК 520.3

Wide-Field Plate Archive of the Crimean Astrophysical Observatory

N.I. Bondar'

Crimean Astrophysical Observatory, 334413, Ukraine, Crimea, Nauchny
email: bondar@crao.crimea.ua

Received 23 May 1993

The photographic archive of the Crimean Astrophysical Observatory contains plates obtained during 1948–1965 years in Simeiz with the camera “Dogmar” and the 40 cm Astrograph, and in Nauchny with the camera “Dogmar” and the double 40 cm Astrograph.

The photographic observations in the Observatory were initiated by G.A. Shajn for a detail study of structure of diffuse nebulae in the Milky Way and hot stars associated with these nebulae. Other goals were spectral classification of stars and investigation of interstellar extinction in the nebulae regions. Standard fields were photographed also. They cover the areas of the North Polar Sequence.

The lists of the studied nebulae, hot stars and characteristics of photographic areas were published by Shajn and Gaze (1953) and reviewed by Pronik(1998). The results of this long-term programme were published in different papers (see *Izv. Crimean Astrophys. Obs.*, 1978)

A lot of direct plates were obtained during the long-term programme of a search for new minor planets. Photographic observations were terminated in 1965, but a short photographic programme was carried out with the double 40-cm Astrograph in Nauchny in 1984. The obtained plates are included in the archive also. According to the general programme of Wide-Field Plate Data Base, the Wide-Field Plate Archive (WFPA) was made at the Crimean Astrophysical Observatory in the computer-readable form proposed by Tsvetkov (1992).

The number of direct plates is 839. Photovisual and photographic magnitudes are limited by 12.5–16.5 mag and 14–18 mag depending on exposures and instruments.

The number of spectral plates is 509. All of them were obtained with an objective prism with dispersion of 280 Å/mm near H_{γ} .

In addition to these data 52 direct plates and 137 spectral plates are included into the archive of the Crimean Astrophysical Observatory while the full information for these plates was not found. Most of these plates were obtained in 1935–1948. They are not included in the WFPA.

For the preparation of WFPA the relevant information was chosen from the journals of observations and from the notes on plates. Two text files are written in the required form for the direct and spectral plates in the 'dBASEIII+' format. Data of these files are sorted in order of right ascension. The global catalogue of all over the world wide-field plate archive contains the copies of these files.

The computer-readable form contains the following information:

- location of the telescope (Simeiz or Nauchny);
- telescope parameters;
- plate parameters;
- time of observation;

– name of observer.

Plate parameters are:

1. Right ascension and declination of the center of plate for the epoch of 1950.0. Right ascension is given in hours and minutes, declination is given in degrees and arcminutes.
2. Name of the programme star if such information is given on a plate.
3. Exposure in minutes.
4. Type of emulsion.
5. Filter.
6. Sensitive (pg, pv).
7. Size of plate in degrees.
8. Storage. (There are number of box and number of plate in the box).

Columns of time are:

date;
 Julian Date;
 local time;
 sidereal time.

Information about the total number of direct and spectral plates of WFPA for each of the instruments is given in table 1.

Table 1. Wide-Field Plate archive of the Crimean Astrophysical Observatory
 Number of plates

Location of observatory	Telescope		Time scale (years)	Number of plates	
				direct	spectral
Simeiz	40 cm	Astrograph	1947-1951	59	159
Simeiz	17 cm	Dogmar	1948-1951	516	54
Nauchny	17 cm	Dogmar	1951-1953	49	
Nauchny	2 × 40 cm	Astrograph	1951-1965	215	296

The full information about the plates for objects of interest may be extracted from the WFPA using coordinates of the plate center and size of plate. Coordinates of centers of plates are given in Table 2(a,b).

Acknowledgements. This work was initiated by Dr. R.E. Gershberg and it is a pleasure to thank him for support and great attention. The author would like to thank A.V. Terebizh for the service programmes, L.P. Metik and I.I. Pronik for the help in reading of the old journals of observations, E.A. Limorenko, N.I. Yavorskaya and E.I. Zhigalkina for preparation of data in the 'dBASEIII+' format.

Table 2a. Coordinates of centers of direct plate for the epoch 1950.0

RA	Dec	RA	Dec	RA	Dec	RA	Dec
00 00	+66 00	11 15	+07 00	17 49	-19 07	20 40	+45 06
00 30	+59 00	11 17	+13 17	17 56	-21 03	20 47	+31 00
00 42	+45 20	11 30	+07 00	18 02	+50 04	20 48	+44 00
00 50	+56 19	12 00	+28 00	18 05	-28 28	20 59	+54 20
01 16	+54 56	12 12	+13 00	18 10	-14 58	21 00	+35 10
01 25	+62 00	12 14	+69 45	18 11	+41 08	21 00	+50 00
01 30	+59 00	12 20	+16 06	18 11	+20 57	21 06	+68 00
02 17	+56 54	12 22	+12 54	18 11	+02 58	21 16	+42 30
02 30	+61 00	12 29	+24 03	18 13	+29 12	21 18	+50 04
03 06	+60 30	12 30	+07 00	18 17	-15 51	21 26	+60 05
03 16	+41 19	12 30	+00 00	18 21	-24 27	21 27	+44 51
03 20	+49 42	12 30	-09 00	18 24	-08 48	21 30	+48 13
03 44	+23 58	12 30	+09 00	18 36	+38 46	21 38	+57 00
04 21	+26 10	12 40	+28 00	18 37	-02 37	21 50	+45 00
05 26	+12 00	13 27	+47 27	18 43	+00 24	21 53	+21 36
05 28	+02 00	13 29	+17 23	18 58	+05 00	21 53	+54 36
05 31	+22 00	14 01	+54 36	19 00	+09 49	21 58	+48 15
05 33	-05 57	14 10	+24 03	19 00	-05 59	22 08	+64 21
06 23	+07 46	15 45	+27 41	19 04	+43 52	22 14	+15 15
06 40	+10 00	16 06	+67 57	19 19	+14 14	22 19	+48 47
06 45	+41 07	16 21	-24 21	19 20	+31 05	22 20	+58 00
06 48	-00 29	16 21	-18 41	19 24	+26 28	22 56	+63 00
07 31	-14 14	16 22	-24 10	19 29	+15 00	23 15	+18 00
07 32	+65 40	16 43	+24 40	19 32	+22 00	23 18	+07 56
07 42	+20 26	16 48	+05 05	19 37	-15 00	23 22	+20 00
08 17	+21 17	16 49	-22 40	19 40	+32 52	23 25	+60 18
08 24	+27 06	16 55	-10 28	19 42	-15 00	23 41	+54 12
08 37	+19 52	16 59	+36 12	19 47	+28 00	North Pol.	
09 03	+21 15	17 17	+21 49	20 05	+36 00		
09 50	+11 00	17 20	-22 15	20 12	+47 10		
09 52	+69 18	17 30	-17 23	20 15	+18 00		
09 55	+19 00	17 36	+69 00	20 15	+42 07		
10 14	+23 40	17 40	+27 40	20 18	+24 11		
10 30	+15 00	17 43	+05 16	20 25	+39 36		
10 33	+00 00	17 44	-06 11	20 32	+59 58		

Table 2b. Coordinates of centers of plates with spectra
obtained with an objective prism (for the epoch 1950.0)

RA	Dec	RA	Dec	RA	Dec	RA	Dec
00 00	+69 00	06 06	+21 00	18 25	+06 50	20 45	+45 00
00 14	+69 12	06 10	+21 00	18 35	+38 44	20 46	+54 53
00 25	+62 12	06 32	+08 00	18 36	-18 18	20 49	+45 00
00 30	+61 00	06 33	+38 29	18 37	-02 37	21 00	+35 10
00 30	+58 00	06 35	+02 50	18 39	+13 01	21 03	+43 44
00 33	+55 13	06 45	+02 50	18 45	-12 24	21 06	+68 00
00 33	+62 00	06 48	-04 00	18 49	+03 25	21 15	+66 00
00 34	+55 13	07 00	-11 50	18 50	+03 51	21 17	+41 11
00 54	+60 27	07 05	-10 00	18 51	+19 13	21 18	+50 04
01 15	+54 56	07 10	-10 00	18 53	+13 06	21 20	+59 58
01 25	+61 51	07 32	+65 43	18 55	+05 00	21 40	+25 17
01 30	+58 00	08 53	+17 25	18 58	+05 00	21 40	+35 17
01 37	+68 45	09 29	+21 44	19 00	+09 46	21 42	+17 07
01 59	+02 31	09 45	+11 40	19 02	-05 59	21 45	+44 48
02 03	+53 22	10 06	+12 13	19 03	+13 47	21 53	+54 35
02 08	+61 52	10 10	-10 04	19 03	+09 46	21 59	+05 53
02 16	-03 00	10 27	+56 14	19 05	+25 24	22 08	+64 21
02 20	-01 06	10 35	-13 07	19 13	+67 34	22 13	+56 48
02 21	+51 57	11 27	+20 48	19 14	-09 00	22 18	+48 47
02 21	+59 57	12 23	+26 24	19 15	+00 19	22 30	+60 00
02 34	+59 00	12 43	+45 43	19 17	+15 55	22 30	+57 00
02 40	+60 00	12 54	+66 16	19 20	+31 32	22 36	+58 19
02 43	+53 22	14 01	+54 05	19 27	+06 55	22 36	+51 30
02 46	+66 21	14 49	+19 18	19 28	+09 00	22 48	+24 20
02 51	+50 13	15 00	+40 35	19 32	+22 00	22 57	+52 00
02 54	+60 00	15 33	+26 33	19 35	+37 37	23 02	+14 55
02 59	+45 50	15 44	+07 30	19 42	+12 27	23 05	+25 11
03 03	+60 00	15 54	-24 00	19 42	-15 00	23 07	+67 36
03 14	+56 15	16 17	-17 00	19 45	+28 01	23 27	+60 58
03 28	+46 00	16 28	+21 36	19 47	+28 01	23 41	+54 12
03 30	+32 00	16 41	+39 01	19 49	+32 47	23 44	+03 13
03 43	+24 00	17 12	+42 12	19 53	+06 17	23 52	+57 13
03 47	+61 52	17 18	-25 00	19 55	+43 35	23 59	+60 05
03 52	+52 00	17 30	+17 30	20 00	+18 23		
04 00	+51 00	17 44	+27 45	20 00	+38 00		
04 12	+28 00	17 45	-11 28	20 03	-00 34		
04 17	+15 31	17 55	+51 30	20 05	+33 53		
04 30	+15 00	17 56	+29 15	20 15	+42 07		
04 35	+50 00	18 10	-14 58	20 17	+49 21		
04 40	+26 00	18 15	+00 40	20 17	+24 11		
05 03	+01 07	18 21	-24 27	20 25	+39 36		
05 15	+35 30	18 23	-11 30	20 34	+59 58		
05 24	+35 00	18 24	-10 00	20 40	+45 06		
05 34	-01 14	18 24	-08 48	20 40	+32 16		
06 05	+17 00	18 24	-11 00	20 41	+29 48		

Литература

Pronik I.I. // *Izv. Crimean Astrophys. Obs.* 1998. V. 94. P. 14.

Shajn G.A. and Gaze V.F. // *Izv. Crimean Astrophys. Obs.* 1953. V. 10. P. 152.

Tsvetkov M. // *IAU Commission 9. WGWI Newsletter.* 1992. No. 2. P. 51.

О картотеке статей, опубликованных в 1975–1997 годы по ультрафиолетовым спектрам небесных тел

П.П. Добронравин

Крымская астрофизическая обсерватория, 334413 Украина, Крым, Научный

Поступила в редакцию 1 октября 1998 г.

Картотека содержит два массива карточек: карточки статей и карточки объектов.

Каждый массив содержит около 3000 карточек.

Карточки статей находятся в шести каталожных ящичках, с 1 по 6, в порядке возрастания их номеров.

Каждая такая карточка содержит порядковый номер, обозначение спутника, на котором проведены наблюдения, фамилию автора, название журнала, том, страница, год и краткую аннотацию.

Карточки объектов находятся в восьми каталожных ящичках:

- в 7 ящичке – объекты из созвездий от And до CMi;
- в 8 ящичке – объекты из созвездий от Cnc до Lep;
- в 9 ящичке – объекты из созвездий от Lib до Ret;
- в 10 ящичке – объекты из созвездий от Scl до Vul;
- в 11 ящичке – объекты с номерами HD от 1 до 75000;
- в 12 ящичке – объекты с номерами HD от 75001 до 200000;
- в 13 ящичке – объекты с номерами HD более 200000 и HDE,
а также объекты из разных небольших списков (центральные звезды
планетарных туманностей, белые карлики и другие пекулярные объекты);
- в 14 ящичке – внегалактические объекты с номерами NGC, PKS и др.

Карточка объекта содержит номер объекта по каталогу HD или другому каталогу, обозначение объекта, его спектр и блеск. Далее на карточке дается перечисление статей, в которых описывается ультрафиолетовый спектр объекта, для чего приводятся номера карточек статей с обозначением спутников.

Картотека хранится в читальном зале КрАО.

Дубликаты карточек, распечатанные на листах, находятся у заведующей библиотеки.

- Совещание Рабочей Группы по наблюдениям по программе SOHO6/GONG98 (1-4 июня 1998 г., Бостон, США). А.С. Андреев, Л.В. Дидковский и В.И. Ханейчук.
- 7-й Симпозиум по солнечно-земной физике (ИЗМИРАН, декабрь 1998). В.А. Котов, В.П. Бобова, Б.М. Владимирский.
- Б.М. Владимирский принимал участие в Первом заседании Международной Рабочей Группы по подготовке пилотируемого полёта на Марс (Октябрь, Москва). Организаторы: NASA USA, Европейское космическое агентство, Япония, Ин-т Космических исследований РАН.
- Школа-семинар "Планеты вне Солнечной системы" (Франция, Корсика). В.П. Гринин, Д.Н. Шаховской, А.Н. Ростопчина.
- Школа "Инфракрасная космическая фотометрия в прошлом и будущем" (Франция). Д.Н. Шаховской.
- Г.С. Курбасова выезжала во Францию в сентябре 1998 г. для участия в Коллоквиуме, посвященном проблемам систем измерения времени.
- В совещании по проблемам наблюдений в международной сети РСДБ, (США, май) и в Симпозиуме EVN/JIVE, посвященному той же проблеме (Нидерланды, октябрь), участвовал А.Е. Вольвач, он же в ноябре выезжал в научную командировку в институт геодезии в Бонне (Германия).
- В конференции "Актуальные проблемы внегалактической астрономии", Пушкино, Россия, май 1998 г. Н.С. Нестеров, Ю.С. Ефимов, Л.П. Метик, И.И. Проник, В.И. Проник, Е.А. Сергеева.
- В симпозиуме "Феномен VL Lac", (г. Турку, Финляндия) участвовал Ю.С. Ефимов.
- И.И. Проник участвовала в симпозиуме МАС N 194 "Активность галактик и родственные явления" (август 1998, Бюракан, Армения)
- В международной конференции в Звенигороде, посвященной звёздной эволюции, в октябре, участвовал Л.С. Любимков.
- А.А. Степанян и В.П. Фомин участвовали в работе 25-ой Международной конференции по космическим лучам в Москве.
- А.А. Степанян выезжал в Германию, в институт Макса-Планка, для обсуждения совместных работ по проекту MAGIC.
- На семинаре в Отдела Физики Солнца ГАИШ сделала сообщение В.И. Абраменко.
- Н.С. Нестеров принимал участие в работе бюро Совета по радиоастрономии при РАН в июне 1998 г.
- На конференции по прогнозам катастроф, организованной Морским Гидрофизическим ин-том г. Севастополя выступали с докладами Н.Н. Степанян, Н.С. Черных, Н.Н. Горькавый, Л.В. Левицкий.

В 1998 году заметно активизировалась научно-просветительская деятельность обсерватории: 18 студентов из разных ВУЗов Украины и России проходили практику в обсерватории, 5 – выполняли дипломные работы, сотрудники регулярно проводили консультации и занятия со школьниками, с астрономическими кружками и астрономической секцией Малой Академии Наук Крыма.

Совместно с сотрудниками ГАИШ и Евразийским Астрономическим Обществом (Москва), сотрудники КраО в п. Научном организовали две школы-олимпиады: весной для крымских школьников, осенью – для старшеклассников из разных городов России и Украины.

В 1998 году обсерваторию посетили более 3000 экскурсантов.



ТАТЬЯНА СЕРГЕЕВНА ГАЛКИНА

(1923 – 1998)

5 мая 1998 г. после тяжёлой и продолжительной болезни скончалась Татьяна Сергеевна Галкина. Татьяна Сергеевна окончила Московский Государственный Университет. Её студенческие годы пришлось на военный период, и она вместе с другими студентами активно участвовала в противовоздушной обороне Москвы. После окончания Университета Татьяна Сергеевна несколько лет работала в астрономическом институте им. П. К. Штернберга МГУ.

С 1959 г. Татьяна Сергеевна работала в нашей обсерватории, занимаясь исследованиями физических условий в атмосферах звёзд и явлениями их переменности. Все эти годы Татьяна Сергеевна была самым активным наблюдателем на пятидесятидюймовом телескопе, ею получена обширная фотографическая коллекция звёздных спектров. Она одной из первых приступила к систематическим наблюдениям горячих звёзд, которые являются источниками рентгеновского излучения. Т.С. Галкиной опубликовано более 50 научных статей.

Т.С. Галкина вела активную общественную работу, неоднократно избрана членом п. Научный избирала её депутатом Бахчисарайского Районного Совета. Татьяна Сергеевна была преданной женой, заботливой матерью и бабушкой. Хорошая память об этой скромной и трудолюбивой женщине останется в памяти сотрудников КраО и жителей п. Научный



АЛЕКСАНДР ГРИГОРЬЕВИЧ ЩЕРБАКОВ

(1941 – 1998)

Трудно писать о своем товарище и коллеге в прошедшем времени. 5 июля 1998г. после тяжелой продолжительной болезни ушел из жизни Александр Григорьевич Щербаков.

Александр Григорьевич Щербаков родился 1 января 1941 года на Украине в г. Мелитополе. В 1959 г. окончил Симферопольский строительный техникум и три года работал по специальности в строительном тресте в Симферополе. Затем он поступил в Ленинградский Государственный Университет по специальности "астрономия" и в 1967 г. с отличием его окончил. Свою научную карьеру он начал в этом же году в Крымской Астрофизической Обсерватории. Несколько лет он работал в лаборатории физики Солнца, а затем перешел в лабораторию физики звезд и галактик.

В 1973 г. он начал заниматься инфракрасной спектроскопией нестационарных звезд, и в 1979 г. в ЛГУ он защитил кандидатскую диссертацию "Ближняя инфракрасная спектроскопия нестационарных звезд".

С 1984 г. – старший научный сотрудник, а с 1991 г. – ведущий научный сотрудник Крымской Обсерватории А.Г. Щербаков активно участвовал в создании новых спектральных инструментов, в создании и модернизации компьютерного парка Обсерватории, во внедрении электронной связи и выполнял работу сетевого администратора.

Его основные научные интересы лежали в области исследования активности и магнетизма Солнца и холодных звезд, хромосфер активных двойных звезд и холодных гигантов. Им опубликовано более 60 статей в отечественных и зарубежных научных журналах. А.Г. Щербаков работал в тесном сотрудничестве с учеными разных стран – России, Германии, Чехословакии, Австрии, Франции, Испании, Голландии, Финляндии. Научные работы А.Г. Щербакова докладывались на международных конференциях, симпозиумах и школах по астрофизике в европейских странах.

Начав заниматься проблемами солнечной активности, А.Г. Щербаков через несколько лет снова вернулся к этой теме, но уже на другом уровне, исследуя Солнце как звезду.

В начале своей научной деятельности А.Г. Щербаков увлекся также изучением спиральных галактик. На созданном им оригинальном двухканальном фотометре с кольцевыми диафрагмами были проведены фотоэлектрические наблюдения лацертиды 3С371, спиральной галактики NGC 4303, по фотографическим снимкам исследована переменность конденсаций в выбросе из ядра галактики M87.

При его непосредственном участии и, в дальнейшем, под его руководством был создан ряд приборов для наблюдений в инфракрасной области спектра с использованием современных средств, сначала электронно-оптических преобразователей, а затем ПЗС матриц. С помощью этих приборов им проведен большой ряд наблюдений нестационарных звезд различных типов переменности: звезд солнечного типа, Т Тельца, вспыхивающих звезд, новых, цефеид, магнитных звезд, спектрально-двойных, Ве-звезд, холодных гигантов и др.

А.Г. Щербаков является одним из первых, указавших на важную роль магнитного поля в эволюции звезд типа Т Тау.

При наблюдениях вспыхивающих звезд в инфракрасной области спектра им впервые были обнаружены линии поглощения триплета кальция.

Исследование поведения линий триплета кальция и линий гелия в инфракрасной области спектра позволило в ряде случаев уточнить модель температурных неоднородностей поверхности звезд.

С участием А.Г. Щербакова исследована переменность эмиссии в линии $\text{H}\alpha$ у нескольких молодых звезд.

По наблюдениям линии гелия 10830 \AA изучалась хромосферная активность холодных гигантов.

Инфракрасные спектры симбиотической новой PU Vul, полученные А.Г. Щербаковым во время многолетнего патрулирования этой звезды в КрАО, дали очень важные сведения о ее эволюции.

Значителен вклад А.Г. Щербакова в создание и внедрение в практику наблюдений новой техники. При его участии было разработано несколько приборов для автоматизации процесса наблюдений и обработки спектрограмм: сканирующий спектрометр на базе диссектора с ЭОП, микрофотометр интенсивностей на базе ЭВМ Искра-1256, фотометр с кольцевыми диафрагмами, устройство для расширения спектров при наблюдениях и другие.

Тяжелая болезнь лишила его возможности вести активную научную работу. Но даже в тяжелых условиях, почти парализованный, он до последнего дня продолжал заниматься научной работой и общаться с коллегами с помощью компьютера.

Диапазон его интересов был необычайно широк: от астрофизики до живописи и театра.

Первую картину А.Г. Щербаков написал в 1971 году. Его живописные работы – их более 100 – пользовались большим успехом как среди его коллег, так и за рубежом. Одна из его лучших картин – "Голубой снег" – была украшением последней персональной выставки А.Г.Щербакова, прошедшей в Крымской обсерватории.

А.Г.Щербаков был инициатором многочисленных художественных выставок в КрАО и участником ежегодных семинаров Крымских самодельных художников.

В юности Александр Григорьевич увлекался театром, играл на сцене и сохранил это увлечение до последних дней. Его актерское мастерство было блестящим. Ни один любительский спектакль в КраО не обходился без его активного участия.

Никогда не изменявшее ему чувство юмора, дружелюбие и открытость для всех, неизменный оптимизм и страстность во всем, за что бы он ни брался, делали его душой общества. Он всегда был окружен молодежью. Некоторые из ныне активно работающих в КраО сотрудников еще студентами прошли через его руки. Отличительной чертой его характера было повышенное чувство справедливости. Напрочь лишенный всякого позерства и сентиментальности, он живо откликался на любую просьбу о помощи.

Александр Григорьевич Щербаков был яркой личностью и разносторонне одаренным человеком. Все, кто знали его, остро ощущают его отсутствие.

Добрая и благодарная память об этом замечательном человеке навсегда останется с нами.

Требования к оформлению рукописей.

Статья должна быть представлена на дискете в редакторе LATEX, в стилевом файле CRAO и на бумаге.

Рисунки должны быть выполнены в виде бинарных файлов с расширением .psx. Размер рисунка не должен превышать 8 см в высоту и 15 см в длину с минимальными полями от краев рисунка.

Список литературы должен быть оформлен в алфавитном порядке. Если ссылка дана на зарубежное издание, необходимо указать фамилии авторов (не более двух) на русском языке и далее (в скобках) фамилии авторов на языке издания.

Редакция высылает автору для проверки отредактированную корректуру, которую необходимо вернуть через два дня.

По вопросам опубликования статей обращаться: nish@crao.crimea.ua

По вопросам оформления статей обращаться: <http://www.crao.crimea.ua>

Научное издание

ИЗВЕСТИЯ
КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том 95

*Утверждено к печати Ученым Советом
Крымской Астрофизической Обсерватории*

Издательская группа:
Петрова Н.Н.
Шаховская Н.И.
Владимирская М.Б.

Художественное оформление обложки:
Борис Таловеров

Подписано в печать 29.03.99. Формат 60x84/8. Печ. л. 26.
Бумага офсетная. Гарнитура Таймс. Усл. печ. л. 24,18.
Тираж 400 экз. Зак. № 87.

Отпечатано в типографии издательства «Астропринт»
270026, г. Одесса, ул. Преображенская, 24.
Тел. (0482) 26-98-82, 26-96-82, 68-77-33.