

А К А Д Е М И Я Н А У К С С С Р

ИЗВЕСТИЯ
КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ
ОБСЕРВАТОРИИ

ТОМ XLIX



ИЗДАТЕЛЬСТВО «НАУКА»

МОСКВА — 1974

Редакционная коллегия:

Академик А. Б. СЕВЕРНЫЙ (ответственный редактор).
Доктор физ.-матем. наук А. А. БОЯРЧУК
(заместитель ответственного редактора),
канд. физ.-матем. наук Л. С. ГАЛКИН (ответственный секретарь).
канд. физ.-матем. наук П. П. ДОБРОПРАВИН,
доктор физ.-матем. наук Э. Е. ДУБОВ,
канд. физ.-матем. наук И. Г. МОНСЕЕВ,
член-корр. АН СССР Э. Р. МУСТЕЛЬ,
доктор физ.-матем. наук В. Б. НИКОНОВ
доктор физ.-матем. наук В. К. ПРОКОФЬЕВ,
канд. физ.-матем. наук И. В. СТЕШЕНКО.

ОСОБЕННОСТИ ЭВОЛЮЦИИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ
В НЕВОЗМУЩЕННОЙ АТМОСФЕРЕ СОЛНЦА

С. И. Гонасюк, Т. Т. Цап

По данным наблюдений магнитных полей в линиях Fe I $\lambda 5250 \text{ \AA}$ и Ca I $\lambda 6103 \text{ \AA}$ изучались особенности эволюции магнитного поля в невозмущенной атмосфере Солнца.

Показано, что число элементов (холмов) магнитного поля уменьшается примерно по экспоненте с ростом максимальной напряженности. Площадь магнитного элемента растет с увеличением в нем максимальной напряженности. Распределение магнитного поля внутри элементов подобное для элементов разных размеров. Магнитные элементы, образующие одну ячейку хромосферной сетки в K₃ Ca II, в одно и то же время эволюционируют по-разному: одни растут, другие разрушаются, а третьи остаются неизменными. Изменение магнитного поля элементов не сопровождается изменениями магнитного поля вне их (фоновое поле). Нередко наблюдается появление и быстрое развитие магнитного элемента одной полярности на фоне противоположной.

На основании полученных результатов сделан вывод, что изменение магнитного поля происходит главным образом за счет выноса поля на поверхность Солнца и затем его погружения.

PROPERTIES OF THE MAGNETIC FIELD EVOLUTION IN A QUIET REGION ON THE SUN, by S. I. Gopasyuk, T. T. Tsap. — The magnetic field evolution in a quiet region on the Sun is studied. The records of the magnetic fields were made with magnetograph in the line Fe I $\lambda 5250 \text{ \AA}$ and Ca I $\lambda 6103 \text{ \AA}$.

It is found that the number of magnetic hills decreases exponentially with the magnetic peak field strength. Magnetic hill area increases with the increasing peak field strength. The distribution of a magnetic field within a magnetic hill is similar for different dimensions. The magnetic hills which belong to the same chromospheric cell can increase, decay or be stable. The change of the magnetic field of the magnetic hills is not followed by the change of the magnetic field outside the magnetic hills. The birth and fast growth of a magnetic hill of one polarity in the previous region occupied by opposite polarity can be observed sometimes.

The observational properties of the magnetic field variation could be explained by rising of the field to the surface of the Sun and descending off this level.

Для понимания природы солнечного магнетизма в целом изучение общего магнитного поля Солнца имеет первостепенное значение. Первые работы по общему магнитному полю Солнца были выполнены спектроскопическими методами [1—6]. Точность этих методов довольно невысокая, и, естественно, надежных результатов по изменению поля получено не было.

Создание солнечных магнитографов привело к необычайному повышению точности при наблюдениях слабого магнитного поля, а следовательно, и к широким возможностям исследования общего магнитного поля Солнца. Уже первые наблюдения с магнитографом показали, что общее магнитное поле Солнца меняется со временем [7]. Наиболее подробное изучение общего магнитного поля Солнца было проведено в [8—10], где показано, что оно состоит из отдельных магнитных элементов различных полярностей, размеров и напряженностей. Фрагментарная структура общего магнитного поля была в последующем подтверждена большим числом наблюдений [11—14]. Более того, в [14] отмечается, что фотосферные магнитные поля квантованы, т. е. напряженности магнитных элементов

имеют лишь дискретные значения. В некоторых местах невозмущенной поверхности Солнца напряженность магнитного поля может достигать нескольких сотен гаусс [15].

Второй характерной особенностью общего магнитного поля Солнца является то, что оно быстро меняется со временем [10, 11]. Однако процесс образования магнитных элементов и особенности их изменения со временем остаются неясными. Изучение особенностей эволюции магнитных элементов поможет понять те процессы, которые приводят к концентрации магнитного поля на поверхности Солнца. Здесь мы изучаем эволюцию магнитных элементов.

1. Материал наблюдений

Наблюдения продольных магнитных полей одновременно с лучевыми скоростями проведены на магнитографе [16] по линиям Fe I $\lambda 5250$ и Ca I $\lambda 6103$ Å. Участки невозмущенной поверхности Солнца, в которых выполнены измерения, выбирались вблизи центра диска. Размеры их составляли $190'' \times 160''$. Изображение Солнца сканировалось вдоль суточной параллели при расстоянии между центрами соседних разрезов $6'',7$. Скорость сканирования бралась $1'',87$ в секунду, а разрешение составляло $2'',7 \times 9'',0$. 24 и 27.VIII 1969 г. наблюдения велись в течение 5 час по линии Fe I $\lambda 5250$ Å. Для каждого из этих дней за время 5 час было получено по шесть записей одного и того же участка поверхности Солнца. Оба участка находились в северном полушарии.

Активность Солнца 27 августа была значительно выше, чем 24 августа, и поэтому выбранная нами площадка для наблюдений оказалась с точки зрения магнитных полей более активной. Мы также использовали три записи одного и того же участка на Солнце по линии Ca I $\lambda 6103$ Å 25.VI 1969 г. и, кроме того, отдельные записи магнитного поля по линии Fe I $\lambda 5250$ Å. По данным наблюдений были построены карты магнитных полей и лучевых скоростей. По записям 24.VIII 1969 г. была построена средняя из шести наблюдений карта лучевых скоростей.

2. Некоторые характерные свойства элементов магнитного поля

На картах магнитного поля (см. ниже) в первую очередь видно, что магнитное поле в невозмущенных областях на Солнце сконцентрировано в отдельных элементах, имеющих различную полярность, размеры и максимальную напряженность [8].

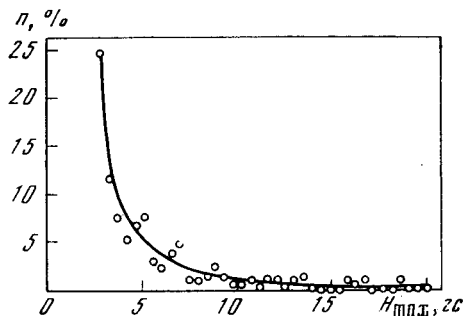
Распределение числа элементов по максимальным напряженностям магнитного поля, полученное по наблюдениям в линии Fe I $\lambda 5250$ Å, показано на рис. 1. При построении распределения на картах магнитного поля брались только те магнитные элементы, максимальные напряженности поля которых больше чем в 2 раза превышали величину шумов. Эти магнитные элементы обычно располагаются на границах хромосферной сетки в K_3 Ca II.

Из распределения на рис. 1 следует, что число элементов уменьшается с ростом их максимальной напряженности поля примерно по экспоненте. Распределения числа элементов, полученные по наблюдениям в разные дни и для разных площадок на Солнце, остаются примерно одинаковыми. Это указывает на стационарность во времени распределения числа элементов по максимальным напряженностям. Средняя из максимальных напряженностей магнитного поля в элементах, вычисленная на основании распределения, приведенного на рис. 1, составляет $\bar{H} \approx 6$ гс. Это значение близко к тому, которое получено по измерениям в линии Fe I $\lambda 5250$ Å в [8, 11].

Распределения магнитных элементов по максимальным напряженностям, построенные по данным измерений в линиях Fe I $\lambda 5250$ и Ca I $\lambda 6103$ Å, подобны, что является следствием высокой корреляции между магнитными полями, наблюдаемыми в этих линиях [9]. Однако средняя из максимальных напряженностей магнитного поля по данным измерений в линии Ca I $\lambda 6103$ Å получается большей, чем по измерениям в Fe I $\lambda 5250$ Å [17].

Рис. 1. Распределение числа магнитных элементов по максимальной напряженности магнитного поля

По оси ординат отложено число элементов, по оси абсцисс — максимальная напряженность H_{\max} в элементах. Сплошной линией проведен средний ход



На рис. 2 приведена зависимость максимальной напряженности в элементах от площади S_0 , ограниченной изогaussой с напряженностью $H_0 = 2,3$ гс. Напряженность магнитного поля на этой изогaussе примерно в два раза превышает величину шума. На рис. 2 видно, что существует тесная корреляция между величиной площади магнитного элемента и его максимальной напряженностью, а именно: чем больше площадь, занятая магнитным элементом, тем больше максимальная напряженность в элементе. Эта зависимость хорошо описывается выражением

$$H_{\max} = H_0 + A \left(\frac{S_0}{2,5 \cdot 10^{17}} \right)^{0,4}, \quad (1)$$

где $A = 0,676$ и $H_0 = 2,3$ гс.

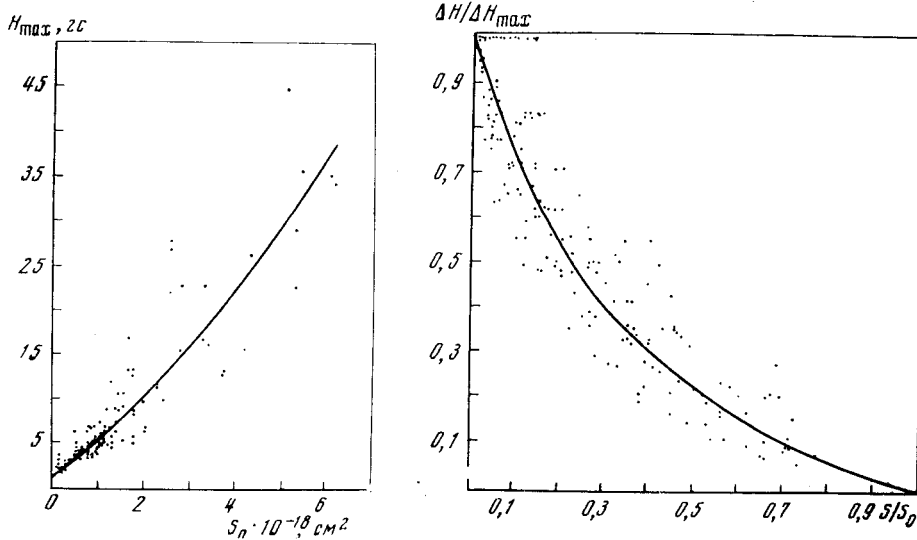


Рис. 2. Зависимость максимальной напряженности в элементах от площади. Сплошная линия соответствует вычислениям на основании выражения (1)

Рис. 3. Зависимость относительного превышения напряженности магнитного поля внутри элементов от относительной площади

Сплошная линия соответствует вычислениям на основании выражения (2)

Далее по данным наблюдений в линии Fe I $\lambda 5250 \text{ \AA}$ было получено распределение магнитного поля внутри магнитных элементов. Для этого мы по всем картам магнитного поля определили для каждого элемента поля величины $\Delta H = H - H_0$ и $\Delta H_{\max} = H_{\max} - H_0$. Величины ΔH дают превышение напряженности магнитного поля H на любой внутренней изогауссе, ограничивающей площадь S , над напряженностью поля $H_0 = 2,3 \text{ гс}$ на самой внешней изогауссе, площадь внутри которой равна S_0 . Величины ΔH_{\max} показывают превышение максимальной напряженности H_{\max} внутри магнитного элемента над напряженностью на самой внешней изогауссе $H_0 = 2,3 \text{ гс}$. Отношение $\Delta H/\Delta H_{\max}$ в зависимости от относительной площади S/S_0 приведено на рис. 3. На этом рисунке видно, что имеется четкая зависимость между относительным превышением напряженности поля в элементах и относительной площадью. На основании зависимости, представленной на рис. 3, и выражения (1) распределение магнитного поля внутри магнитных элементов можно представить в виде

$$H = H_0 + A \left(\frac{S_0}{2,5 \cdot 10^{17}} \right)^5 \left[1 - \left(\frac{S}{S_0} \right)^4 \right]^3. \quad (2)$$

В случае круглой по площади формы магнитных элементов, что, вообще говоря, недалеко от действительности, выражение (2) дает изменение напряженности магнитного поля внутри элемента при переходе по радиусу от центра элемента к его периферии.

Чтобы убедиться, с какой точностью выражение (2) описывает ход величины напряженности магнитного поля внутри элементов различных размеров, мы на основании выражения (2) вычислили средние по площади напряженности для всех магнитных элементов. Вычисленные значения напряженностей показали превосходное соответствие со средними по площади напряженностями, полученными на основании измерений магнитных потоков в элементах (коэффициент корреляции равен 0,74).

Таким образом, как большие, так и малые магнитные элементы имеют подобное распределение магнитного поля. Подобие в распределении магнитного поля внутри магнитного элемента сохраняется, как мы увидим ниже, в процессе эволюции элемента, хотя при этом меняется величина максимальной напряженности и площадь внутри самой внешней изогауссы в соответствии с выражением (1).

3. Изменение магнитного поля со временем

На рис. 4 и 5 приведены последовательные карты магнитного поля участков поверхности Солнца 24 и 27.VIII 1969 г. На картах видно, что структура магнитного поля в общих чертах сохраняется в течение 5 час. Однако при детальном рассмотрении карт обнаруживаются значительные изменения магнитного поля со временем. Так, в частности, можно видеть, что в окрестности существующих магнитных элементов появляются новые с тем же знаком магнитного поля. Со временем оба эти элемента объединяются (рис. 4, элемент 3). Наблюдается также и обратная картина, когда уже существующие магнитные элементы делятся на более мелкие или исчезают (рис. 5, область 1). Наряду с этими изменениями нередко наблюдаются исчезновения магнитных элементов с последующим появлением на том же месте новых элементов той же полярности (рис. 5, элемент 2). Однако наиболее интересно то, что на фоне исчезнувшего элемента одной полярности появляется магнитный элемент противоположной полярности. Это отчетливо видно на рис. 6 (область 1). Появление магнитного элемента на фоне поля противоположной полярности и быстрое его развитие хорошо прослеживаются на картах 24.VIII 1969 г. (рис. 4, элемент 3). Все эти изменения происходят довольно быстро — в течение 1—3 час. На быстрые изменения магнитного поля вне активных областей

указывалось в [10]. Здесь уместно отметить, что иногда происходит поворот одного магнитного элемента относительно другого. Такой поворот элементов хорошо прослеживается на рис. 4 (элементы 1 и 2).

Кроме того, на картах можно видеть, что элементы магнитного поля, которые существуют в течение всего интервала наблюдений, также меняются со временем как по площади, так и по величине максимальной напряженности.

Для детального изучения изменений магнитных полей со временем мы по всем картам 24 и 27.VIII 1969 г. измерили для каждого элемента магнитные потоки внутри площади S_0 , ограниченной изогауссой с $H_0 = 2,3$ гс, величину площади S_0 и максимальные напряженности магнитного поля H_{\max} . По данным измерений для каждого магнитного элемента были построены временные изменения магнитного потока Φ , площади S_0 и максимальной напряженности H_{\max} . Примеры таких изменений даны на рис. 7. На этом рисунке видно, что магнитные потоки, площади и максимальные напряженности показывают быстрые изменения. На фоне этих изменений мы выделили средний линейный ход. Для каждого магнитного элемента средний линейный ход магнитного потока, площади и максимальной напряженности, как правило, синхронный. Величины изменений магнитных потоков, площадей и максимальных напряженностей получаются различными для разных магнитных элементов.

Принимая площадь элементов круглой, мы по среднему изменению площади со временем вычислили для каждого элемента скорость изменения радиуса — радиальную скорость V . Гистограммы распределения числа магнитных элементов по величине и знаку радиальной скорости изображены на рис. 8. Распределения на рис. 8 показывают, что довольно большой процент элементов изменяется со временем очень медленно. С ростом скорости число элементов уменьшается. Для большинства магнитных элементов радиальная скорость меньше 200 м/сек и только в отдельных случаях превышает 500 м/сек. Распределение, построенное по данным наблюдений 24.VIII 1969 г., почти симметрично относительно скорости $V = 0$. Это указывает на то, что число растущих элементов ($+V$) примерно равно числу исчезающих элементов ($-V$) и в среднем процесс стационарен. Что касается распределения, построенного по измерениям 27.VIII 1969 г., то здесь наблюдается значительная асимметрия, а именно: больше элементов разрушается, чем образуется. Возможно, это различие в эволюции элементов связано с тем, что 27 августа Солнце в целом было более активным и мы наблюдаем затухание повышенной активности. Если это так, то во время затухания повышенной активности идет процесс и образования и исчезновения магнитных элементов. Однако процесс разрушения магнитных элементов более интенсивный, чем образования, и в целом активность затухает. Вероятно, усиление магнитной активности сопровождается обратным процессом. Здесь, по-видимому, явления близки к тем, которые наблюдаются для активных областей.

На карте магнитного поля (рис. 4, а) мы отметили буквой P элементы, которые растут со временем, U — элементы, уменьшающиеся со временем, и II — элементы, которые не меняются. Рассмотрение карты показывает, что магнитные элементы, образующие одну ячейку хромосферной сетки, эволюционируют по-разному, т. е. одни образуются, другие разрушаются, а третьи остаются неизменными. Последнее дает основание полагать, что процессы, вызывающие эволюцию отдельных магнитных элементов внутри одной ячейки, не распространяются одновременно на всю ячейку.

Сопоставление карты магнитного поля со средней (из шести) картой лучевых скоростей подтвердило результаты [18] о том, что места максимальной напряженности в магнитных элементах располагаются на нулевых линиях лучевых скоростей. Более того, знак лучевых скоростей показывает, что газ растекается от нулевой линии, на которой появляется и

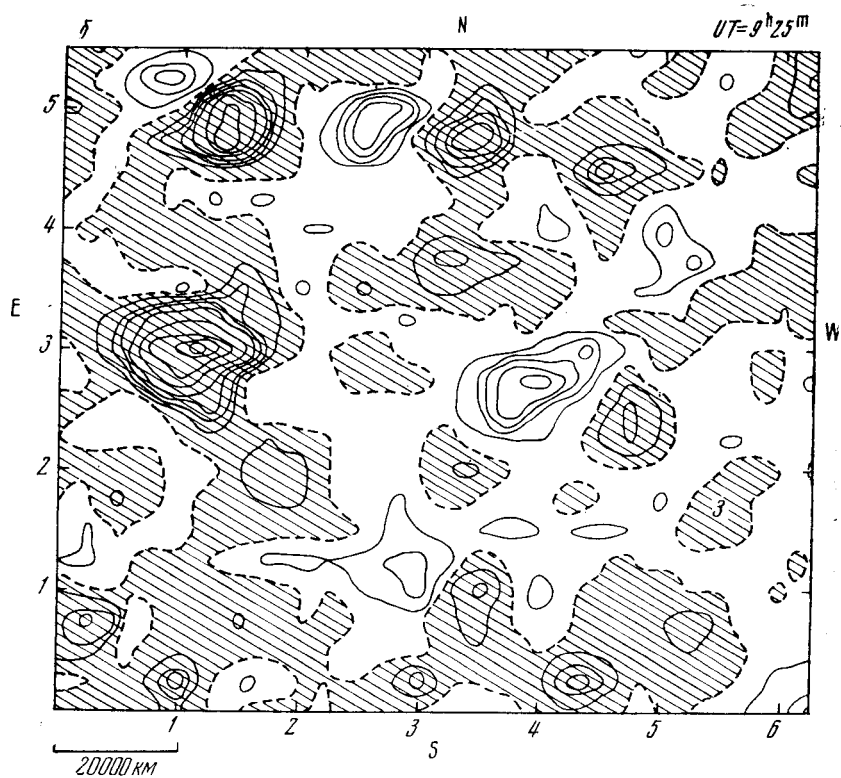
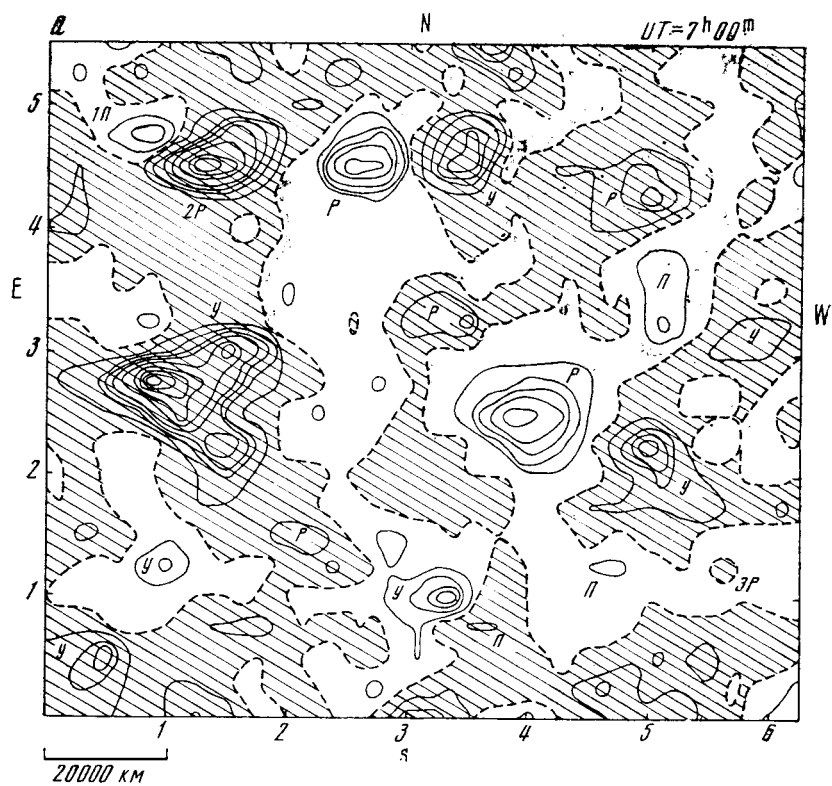


Рис. 4. Карта магнитного поля участка поверхности Солнца 24.VIII 1969 г., измеренного в линии Fe I $\lambda 5250 \text{ \AA}$

затем быстро развивается магнитный элемент (например, элемент 3 на рис. 4, для которого радиальная скорость расширения $V \approx 550$ м/сек).

Далее, мы определили для N- и отдельно для S-полярностей: 1) суммарные магнитные потоки от всех магнитных элементов на площади, ограниченной изогауссой с $H_0 = 2,3$ гс, и величину суммарной площади; 2) магнитные потоки и площади для остальной части изучаемого участка. По этим данным были найдены средние по площади напряженности магнитного поля от всех элементов данной полярности и соответственно средние по площади напряженности вне магнитных элементов (фонового поля).

Результаты вычислений по данным наблюдений приведены на рис. 9. На рисунке вверху видно, что средняя по площади напряженность магнитного поля элементов южной полярности несколько растет, а северной полярности — уменьшается. В то же время средние напряженности фонового поля северной и южной полярностей одинаковы и не меняются со временем. 27 августа (рис. 9, внизу) изменения магнитных полей были более значительными. Особенно это относится к средней по площади напряженности магнитных элементов S-полярности, где напряженность магнитного поля за 5 час уменьшилась примерно на 1,5 гс. Средняя напряженность элементов поля N-полярности очень незначительно возросла. Наряду с этим средняя напряженность фонового поля обеих полярностей в течение этого времени оставалась постоянной. Здесь, в отличие от 24 августа, средняя напряженность фонового поля S-полярности несколько меньше, чем для N-полярности. Обращает на себя внимание также и то, что средняя по площади напряженность магнитного поля элементов

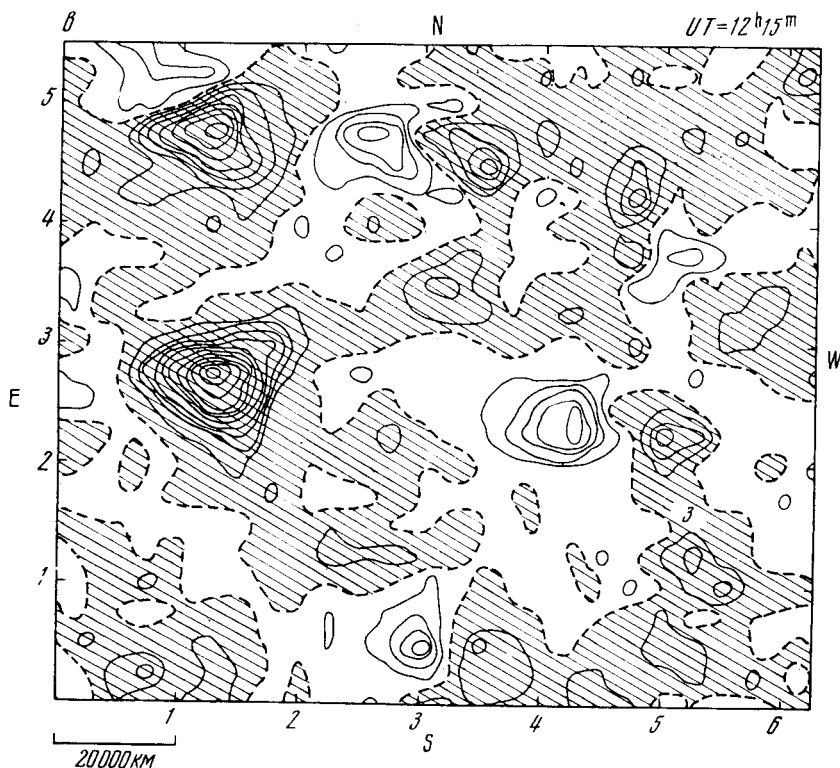


Рис. 4 (окончание)

Штриховыми линиями проведены нулевые линии, сплошными — изогауссы последовательно через 5, 10, 15, 20, 30 и т. д. делений (1 дел. = 0,465 гс). Области S-полярности заштрихованы. Буквы на картах означают: P — рост элемента, У — уменьшение элемента, П — постоянство элемента

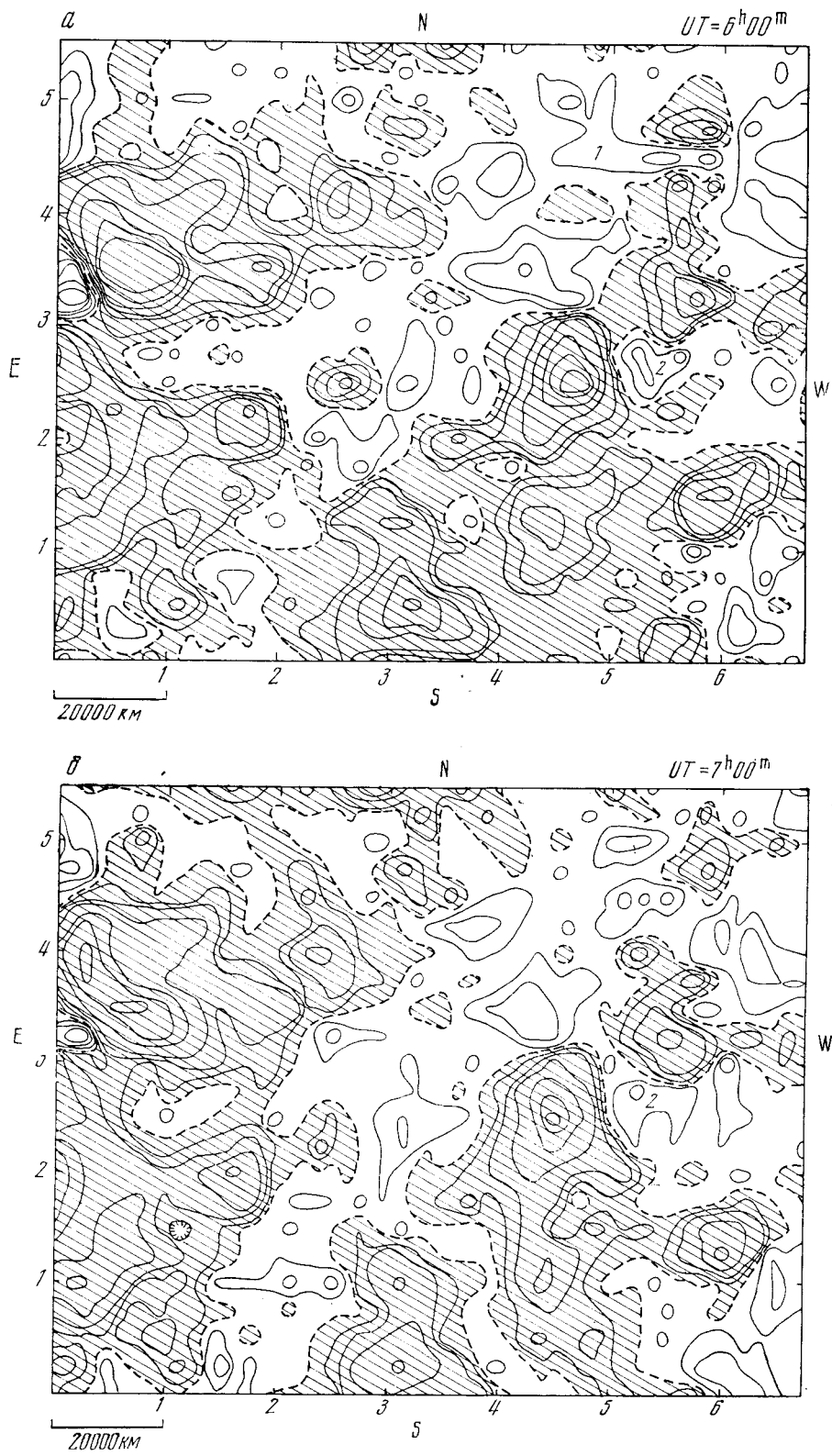


Рис. 5. Карты магнитного поля участка поверхности Солнца 27.VIII 1969 г., измеренного в линии Fe I $\lambda 5250 \text{ \AA}$

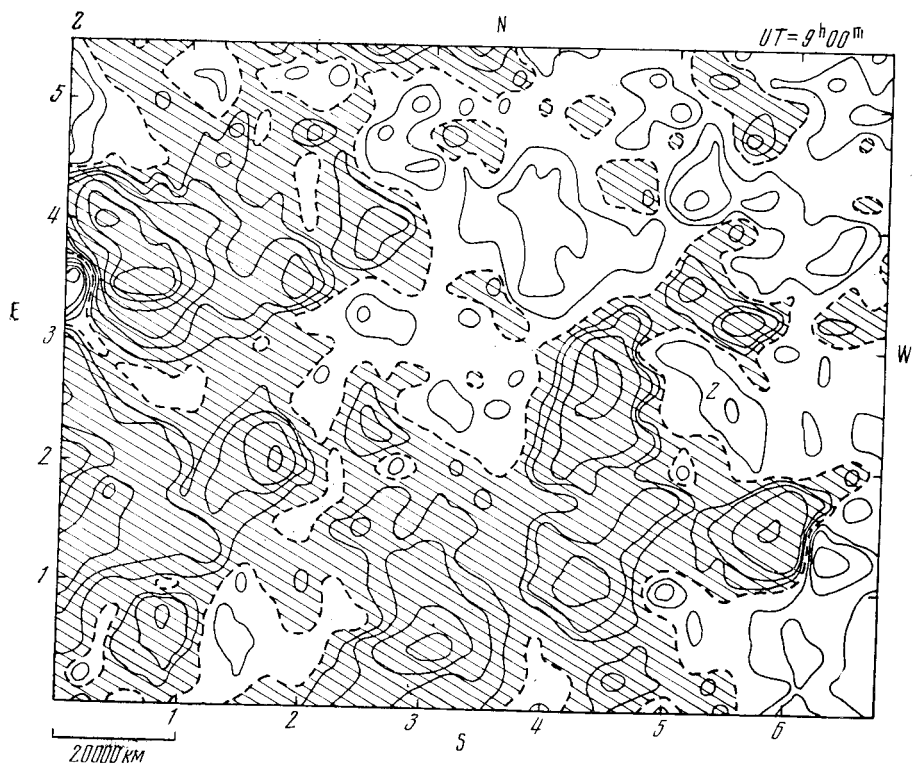
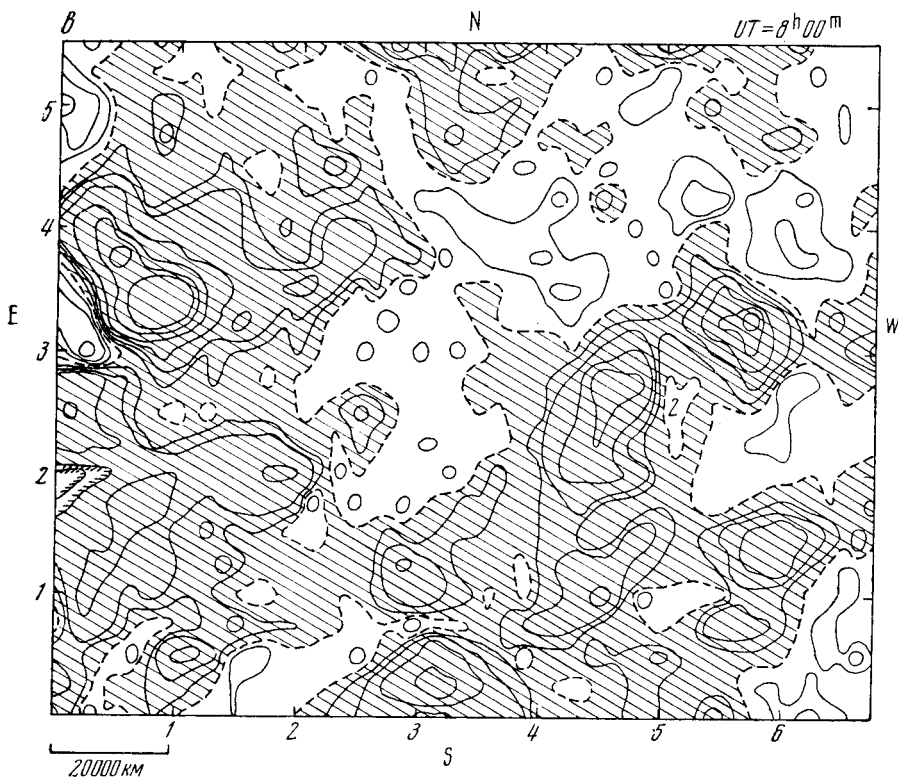


Рис. 5 (окончание)

Штриховыми линиями проведены нулевые линии, сплошными — изогауссы последовательно через 5, 10, 20, 40, 60 и т. д. делений (1 дел. = 0,365 гс). Области S-полярности заштрихованы

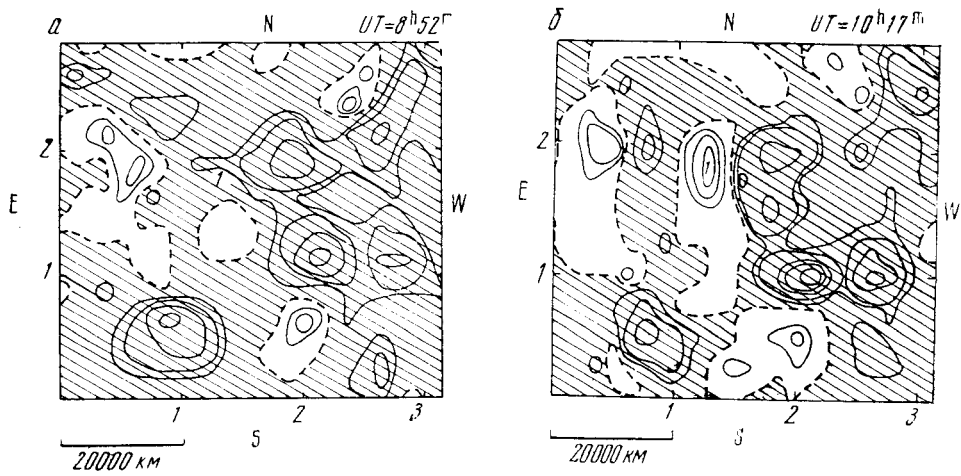


Рис. 6. Часть карты магнитного поля, построенной по наблюдениям 25.VI 1969 г. в линии Ca I $\lambda 6103 \text{ \AA}$

Штриховыми линиями проведены нулевые линии, сплошными — изогауссы последовательно через 5, 8, 16, 24, 32 гс. Области S-поля заштрихованы

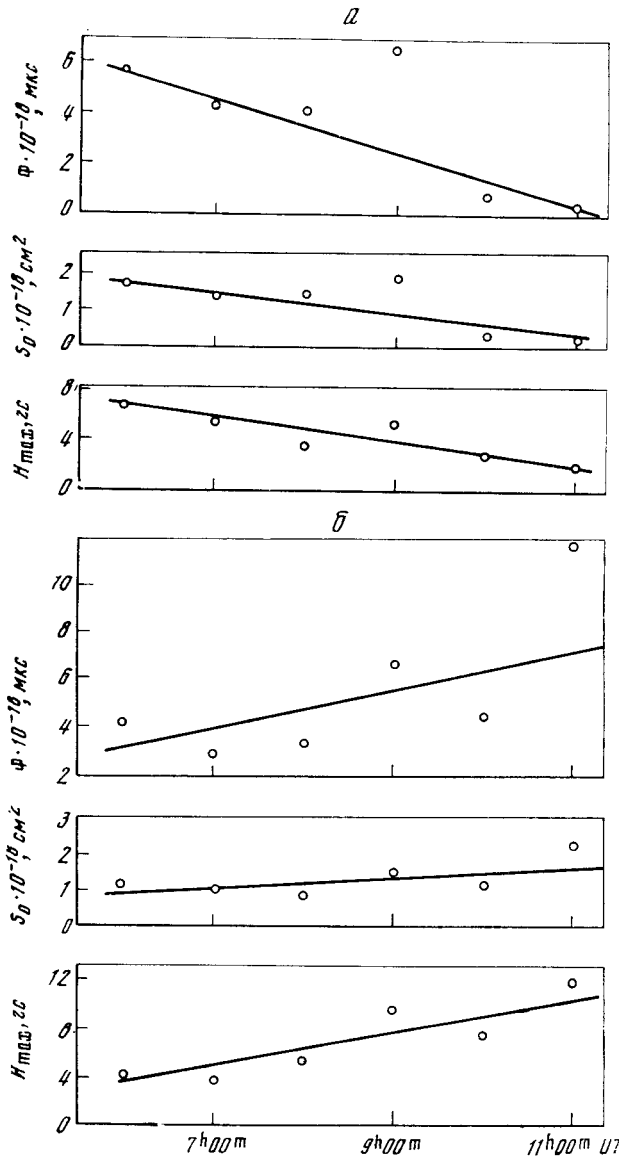


Рис. 7. Примеры изменения со временем магнитного потока Φ , площади S_0 и максимальной напряженности H_{max} в [двух магнитных элементах

Кружками показаны отдельные измерения, сплошной линией — средний ход

S-полярности преобладает над средней напряженностью поля элементов N-полярности. Особенно это преобладание было большим для наблюдений 27 августа. Преобладание напряженностей магнитного поля одной полярности над другой наблюдается даже для всего диска Солнца [9].

Независимость изменения средних по площади напряженностей элементов обеих полярностей и средних напряженностей фоновых полей соответствующих полярностей указывает на то, что магнитные поля элементов меняются не за счет фоновых полей. Если бы разрушение магнитных элементов сопровождалось переходом магнитного поля элементов в фоновое поле, то напряженность последнего должна была бы расти. Наоборот, при образовании магнитных элементов напряженность фонового поля должна уменьшаться.

Чтобы видеть, насколько должна возрасти средняя напряженность фонового поля S-полярности при уменьшении магнитного поля элементов S-полярности и переходе его в фоновое поле, мы по данным наблюдений

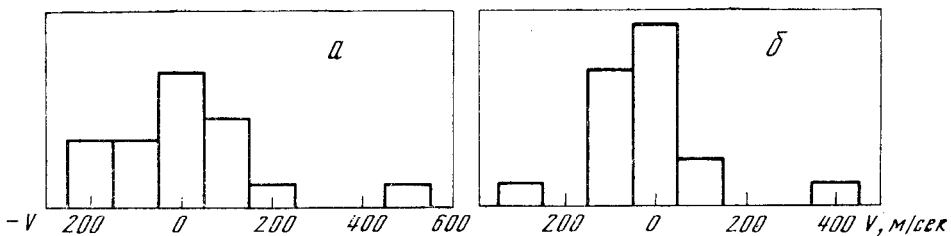


Рис. 8. Гистограммы распределения числа магнитных элементов по величине и знаку радиальной скорости

α — по данным измерений 24.VIII 1969 г.; β — 27.VIII 1969 г. Высота самой низкой ступеньки соответствует одному магнитному элементу

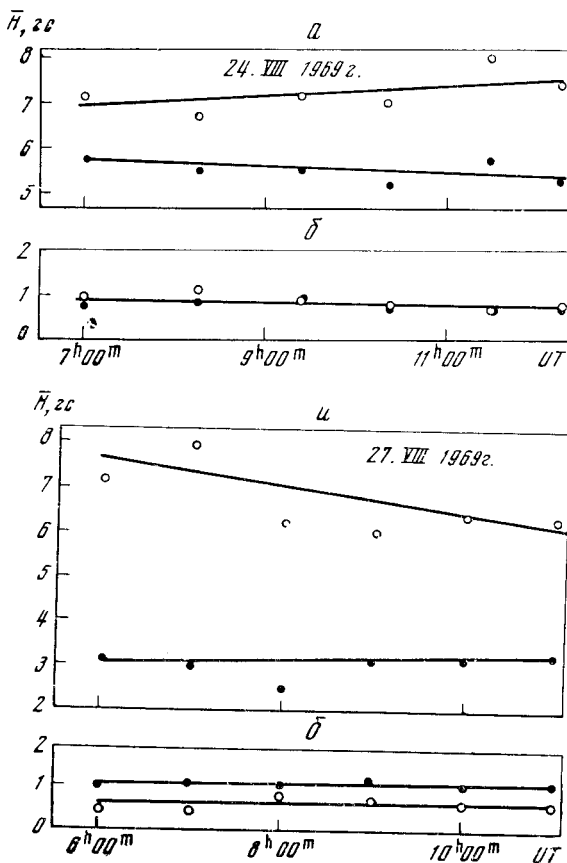


Рис. 9. Изменение со временем средней по площади напряженности магнитного поля от всех элементов данной полярности (а) и средней по площади напряженности фонового поля (б) по данным наблюдений 24 и 27.VIII 1969 г.

Кружки — S-полярность, крестики — N-полярность. Сплошной линией показан средний ход

27 августа вычислили ожидаемое изменение средней по площади напряженности фонового поля S-полярности. Результаты вычислений показаны на рис. 10, где горизонтальной линией проведен ход наблюдаемой напряженности фонового поля S-полярности, а наклонной линией — вычисленное изменение магнитного поля. На рис. 10 видно, что среднее фоковое поле в этом

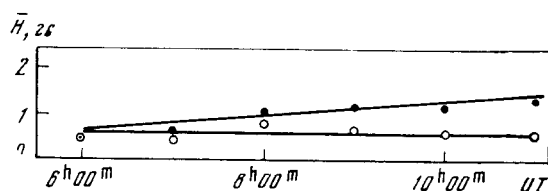


Рис. 10. Изменение со временем наблюдаемого и вычисленного фоковых полей S-полярности для области 27.VIII 1969 г.

случае должно было бы возрасти почти на 1 гс. Эта величина напряженности магнитного поля довольно ощутимая, и ее можно было бы уверенно обнаружить наблюдениями.

Заключение

Таким образом, из наших наблюдений следует, что:

1) распределение магнитного поля внутри элементов подобное для элементов разных размеров. Подобие в распределении поля сохраняется с эволюцией элементов;

2) магнитные элементы, образующие одну ячейку хромосферной сетки в линии K_3 Ca II в одно и то же время эволюционируют по-разному; одни растут, другие разрушаются, а третьи остаются неизменными;

3) изменение магнитного поля элементов не сопровождается изменением фонового магнитного поля;

4) элементы одного знака магнитного поля нередко появляются и быстро развиваются на фоне поля противоположной полярности;

5) появление и быстрое развитие магнитного элемента происходит на нулевой линии лучевых скоростей в области с растеканием газа от нулевой линии.

Эти факты указывают на то, что при возникновении и разрушении магнитных элементов простое перераспределение магнитного поля на поверхности Солнца не является определяющим. Возможно, что изменение магнитного поля происходит главным образом за счет его выноса на поверхность с последующим погружением.

Апрель 1972 г.

Л и т е р а т у р а

1. G. Hale, F. Sears, A. Van Maanen, F. Ellerman. *Astrophys. J.*, 1918, 47, 206.
2. R. Langez. *Publ. Astron. Soc. Pacific*, 1936, 48, 208.
3. W. S. Adams. *Annual Rept. Mt. Wilson Obs.*, C. J. W. Yearbook, 1934, p. 138.
4. W. S. Adams. *Annual Rept. Mt. Wilson Obs.*, C. J. W. Yearbook, 1949, p. 12.
5. H. D. Babcock. *Publ. Astron. Soc. Pacific*, 1948, 60, 244.
6. G. J. Thiessen. *Ann. astrophys.*, 1946, 9, 101.
7. H. W. Babcock. *Astrophys. J.*, 1959, 130, 364.
8. А. Б. Северный. *Изв. Крымской астрофиз. обс.*, 1966, 35, 97.
9. А. Б. Северный. *Изв. Крымской астрофиз. обс.*, 1967, 38, 3.
10. А. В. Severny. *IAU Sympos. N 43, Solar magnetic fields*, 1971, p. 675.
11. В. М. Григорьев, В. Е. Степанов. *Результаты наблюдений и исследований в период МГСС*, 1967, 4, 61.
12. J. O. Stenflo. *Arkiv astron.*, 1966, 4, N 13, 137.
13. W. Livingston. *Astrophys. J.*, 1968, 153, 929.
14. W. Livingston, J. Harvey. *Solar Phys.*, 1969, 10, N 2, 294.
15. N. R. Scheeley. *Solar Phys.*, 1967, 1, 171.
16. А. Б. Северный. *Астрон. ж.*, 1966, 43, № 3, 465.
17. А. В. Severny, S. I. Gopasyuk, V. A. Kotoc, T. T. Tsap. *Solar Phys.* (in press).
18. S. I. Gopasyuk, T. T. Tsap. *IAU Sympos. N 43, Solar magnetic fields*, 1971, p. 274.

О НЕОДНОРОДНОСТИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ
В ТЕНИ СОЛНЕЧНЫХ ПЯТЕН

М. Дж. Гусейнов

По 78 поляризационным спектрограммам измерены напряженности магнитного поля H в различных пятнах, наблюдаемых с 1 по 15.VII 1957 г. на БСТ Крымской астрофизической обсерватории. Сравниваются значения H , определенные по линиям Fe I $\lambda 6302,5$, V I $\lambda 6285,2$, V I $\lambda 6296,5$, Sc I $\lambda 6306,0$ и Ti I $\lambda 6312,2$ Å.

Найдено, что в темных узлах тени пятен напряженность магнитного поля в среднем на 200—300 гс больше, чем в равномерном сплошном темном фоне тени. Сделан вывод о том, что магнитное поле в тени пятна неоднородно и, по-видимому, состоит из трех основных компонент: светлым гранулам тени соответствуют относительно слабые поля, равномерному сплошному фону — поля средней напряженности, а темным узелкам тени — более сильные поля.

ON THE INHOMOGENEITY OF MAGNETIC FIELD IN THE SUNSPOT UMBRAE, by *M. J. Huseynov*.— The magnetic field intensities in a few sunspots were measured from 78 polarization spectrograms obtained with the Solar Tower Telescope of the Crimean Astrophysical Observatory in 1957, July 1—15. The magnetic splittings were determined for the following spectral lines: Fe I $\lambda 6302,5$ Å, V I $\lambda 6285,2$ Å, V I $\lambda 6296,5$ Å, Sc I $\lambda 6306,0$ Å and Ti I $\lambda 6312,2$ Å.

The magnetic field in the dark small scall regions (knots) of umbrae was found to be greater by 200 ÷ 300 gs than the field in the continuous umbral background. It is concluded that the field in the umbra is not homogeneous and apparently consists of three principal components: a) the bright umbral granuls associated with a comparatively small field; b) the continuous background with moderate field and c) the dark umbral knots displaying strongest field.

В настоящее время изучение тонкой структуры солнечных пятен приобретает очень важное значение. Без знания тонкой структуры распределения яркости и магнитного поля трудно построить модель пятна (оптическую и магнитную), близкую к истинной, что затрудняет понимание природы пятен. Кроме того, изучение тонкой структуры солнечных пятен, по-видимому, даст дополнительные сведения для прогноза хромосферных вспышек, ибо известно, что структура магнитного поля играет важную роль в возникновении вспышек.

Исследования Шевалье [1], Роша [2, 3], Брея и Лоухеда [4, 5], Беккерса и Шрётера [6], Даниэльсона [7], Крата и др. [8—10] показывают, что тень пятна по яркости неоднородна и имеет тонкую структуру. По-видимому, сейчас можно принять, что тень пятна состоит из приблизительно равномерного сплошного темного фона, внутри которого имеются несколько более темные узелки и яркие гранулы с характерными размерами примерно 2—4" и 0",5 соответственно.

Наблюдения Северного [11] показали заметные мелкомасштабные неоднородности магнитного поля в тени пятен величиной 50—100 гс (характерный размер тонкой структуры поля несколько секунд дуги). Барановский и Петрова [12], Стещенко [13] приводят интересные случаи, когда внутри тени больших пятен существовали отдельные ядра диаметрами 2—4" с необычайно сильными полями (напряженность магнитного поля

$H \approx 5000$ гс). Обричко [14] и Лямова [15] показали, что напряженность магнитного поля H , измеренная по линиям поглощения ионов, значительно меньше, чем по линиям нейтральных атомов ($H_{\text{Fe II}} \approx 0,7H_{\text{Fe I}}$). Это может свидетельствовать о том, что в светлых гранулах тени магнитное поле слабее, чем в его темном фоне. Адам [16] сравнила измерения H для одного пятна по линиям Fe I $\lambda 6302,5$ и V I $\lambda 6256,9$ А. Оказалось, что величина напряженности магнитного поля H , измеренная по линии V I, превосходит значение H по линии Fe I.

Разноречивы измерения напряженности магнитного поля в тени пятен по молекулярным линиям. Например, согласно Маллиа [17], в тени большого пятна по линии MgH $\lambda 5190,2$ А напряженность магнитного поля $H_{\text{MgH}} = 3150$ гс, а по линии Fe I $\lambda 5250,2$ А $H_{\text{Fe I}} = 2360$ гс. Но, по Вёлль [18], для больших пятен расщепления линий MgH и CaH соответствуют магнитному полю напряженностью $H \approx 1300 \div 2000$ гс. Этот последний результат вызывает серьезное сомнение. Во-первых, в тенях больших пятен напряженность магнитного поля, измеренная по обычным линиям (например, по линиям Fe I $\lambda 5250,2$, $\lambda 6173,3$, $\lambda 6302,5$ А), в среднем значительно больше, чем 2000 гс; во-вторых, молекулярные линии, весьма вероятно, образуются в более холодных (т. е. более темных) местах, где магнитное поле должно быть сильнее, чем в окружающей среде, ибо существует корреляция между крупномасштабными изменениями напряженности поля и яркости: чем сильнее поле, тем меньше яркость [19].

Трудно ожидать, что нет такой же связи между мелкомасштабными изменениями яркости и напряженности магнитного поля в тени пятна. Следовательно, величины напряженности магнитного поля больших пятен по молекулярным линиям, приведенные в [18], по-видимому, занижены. Возможно, это связано с трудностями измерения магнитного расщепления молекулярных линий. Поэтому для измерения напряженности магнитного поля в темных узлах тени пятен нам представляется более целесообразным использование таких линий поглощения нейтральных атомов, которые очень слабы (или отсутствуют) в спектре фотосферы и значительно усиливаются в спектре тени пятна. Эти условия часто выполняются для линий поглощения нейтральных атомов ванадия, титана, скандия и др., в основном с очень малыми потенциалами возбуждения нижнего уровня. Подобные линии либо чрезвычайно слабы, либо отсутствуют в спектрах звезд типа G, F и более горячих, но их интенсивность заметно сильнее в спектрах звезд типа K и M [20]. Например, используемые нами линии V I $\lambda 6285,2$, V I $\lambda 6296,5$, Sc I $\lambda 6306,0$ и Ti I $\lambda 6312,2$ А наблюдаются в спектрах звезд 105 Her K4 II и ϵ Peg K2, для которых температура возбуждения $T_v \approx 3400^\circ$ K [21, 22], но отсутствуют в спектре

Элемент	Длина волны линии $\lambda_0, \text{Å}$	Эквивалентная ширина в фотосфере $W_{\text{ф}}, \text{мÅ}$	Роуландовская интенсивность		Потенциал возбуждения нижнего уровня	Мультиплет	
			в фотосфере I_R	в пятне I_R^*		номер	обозначение
V I	6285,165	7	-1N	5	0,28	19	$a^5D_{3/2} - z^5D_{3/2}^0$
V I	6296,495	6	-3	4	0,30	19	$a^5D_{5/2} - z^5D_{5/2}^0$
Fe I	6302,499	83	5	4-2	3,69	816	$z^5P_1^0 - c^5D_0$
Sc I	6306,04	1,5	-	1	0,02	3	$a^2D_{3/2} - z^4D_{3/2}^{\prime}$
Ti I	6312,241	5	-1N	4	1,46	104	$b^3F_4 - y^3G_4^0$

звезды F8 γ Cyg с $T_v \approx 5200^\circ \text{K}$ [22]. Поэтому естественно ожидать, что они образуются в более холодных (темных) узлах тени пятен.

В течение 1955—1959 гг. на БСТ Крымской астрофизической обсерватории АН СССР было получено много поляризационных спектрограмм пятен в областях спектра около известных линий поглощения Fe I $\lambda 5250,2$, $\lambda 6173,3$ и $\lambda 6302,5$ Å [23—25]. Здесь мы приводим первые результаты измерений напряженности магнитного поля пятен по выбранным линиям поглощения в спектральной области $\lambda \lambda 6280—6320$ Å (спектрограммы около линии Fe I $\lambda 6302,5$ Å получались в основном в этом диапазоне длин волн). В указанной области длин волн нами были выбраны пять очень слабых линий поглощения спектра фотосферы, которые значительно усиливаются в спектре тени пятна. Из них три линии V I, по одной линии Ti I и Sc I. В таблице мы приводим список линий поглощения, используемых нами для измерения напряженности магнитного поля в пятнах.

Данные о линиях поглощения взяты из [26—28], а схемы магнитного расщепления и факторы Ланде рассчитаны нами (кроме общеизвестной линии Fe I $\lambda 6302,5$ Å). Как видно, используемые линии ванадия и титана в магнитном поле показывают аномальный эффект Зеемана. На рис. 1 мы приводим картины их магнитного расщепления. Для каждой линии поглощения внизу указаны σ -компоненты, а наверху — π -компоненты: длина прямых соответствует относительной интенсивности подкомпонент. Интенсивности компонент рассчитаны для поперечного поля. В случае продольного магнитного поля π -компоненты не видны, а интенсивность σ -компонент становится в два раза больше, чем при наблюдении поперек силовых линий поля.

Магнитные расщепления выбранных линий измерены в 78 поляризационных спектрах различных пятен (с диаметром тени примерно от 5 до 25"), наблюдаемых с 1 по 15.VII 1957 г. Спектрограммы получены наблюдателями БСТ по программе службы магнитных полей солнечных пятен. При наблюдении перед щелью спектрографа ставилась поляризационная насадка (1/4 λ пластинка + поляроидная мозаика), описанная в [23, 24]. Линейная дисперсия спектров равна 0,265 Å/мм. Диаметр изображения Солнца на щели спектрографа $D \approx 32$ см. На измерительном приборе МИР-12 определялось расстояние между σ -компонентами (в случае аномального эффекта Зеемана между центрами тяжести σ -компонент) лево- и правокруговой поляризаций на соседних полосках поляризационной спектрограммы. Измерения по линии Fe I $\lambda 6302,5$ Å проводились по всей ширине спектра (вдоль всей щели), пока не начиналось блендирование σ - и π -компонент, а по остальным линиям там, где они значительно усилены и σ -компоненты видны отчетливо. В соответствии с шириной каждой полоски поляризационной спектрограммы [23, 24] и диаметром изображения Солнца напряженность магнитного поля определялась

Схема магнитного расщепления	$g_{\text{эфф}}$	$g_{\text{эфф}} \lambda_0^2 \cdot 10^{10}$, см ²
$\frac{(11, 33), 141, 163, 185, 207}{105}$	3/2	59,3
$\frac{(1, 3, 5, 7), 91, 93, 95, 97, 99, 101, 103, 105}{63}$	3/2	59,5
(0), 5/2	5/2	100,0
(0), 6/5	6/5	47,7
$\frac{(4, 8, 12, 16), 9, 13, 17, 21, 25, 29, 33, 37}{20}$	23/20	45,8

через каждые 2". Измерения расщепления линий между каждыми двумя соседними полосками повторялись пять раз, и определялись среднеарифметические значения напряженности магнитного поля.

Нужно отметить, что из числа значительно усиливающихся линий поглощения в спектре тени пятна самыми удобными для измерения магнитного расщепления оказались линии V I $\lambda 6285,2$, V I $\lambda 6296,5$ и Sc I $\lambda 6306,0$ Å. Линия V I $\lambda 6292,8$ Å слишком близка к теллурической линии O₂ $\lambda 6292,96$ Å, и часто длинноволновая σ -компонента блендируется с нею. Рядом с линией V I $\lambda 6296,5$ Å находится линия Ti I $\lambda 6296,7$ Å, но она почти не мешает измерениям (кроме случаев, когда магнитное поле пятна ближе к поперечному) по линии ванадия, так как линия титана тоже расщепляется в магнитном поле. У линии Ti I $\lambda 6312,2$ Å σ -компоненты широкие, иногда это приводит к большим случайным ошибкам в измерении расщепления. Поэтому измерения по линиям V I $\lambda 6285,2$, V I $\lambda 6296,5$ и Sc I $\lambda 6306,0$ Å более надежны.

Результаты измерений приведены на рис. 2, где в верхнем левом углу каждого графика показаны среднеквадратичные значения случайных ошибок.

Значения напряженности магнитного поля по линиям V I $\lambda 6296,5$ и V I $\lambda 6285,2$ Å сравниваются на рис. 2, а. Видно, что по обеим линиям

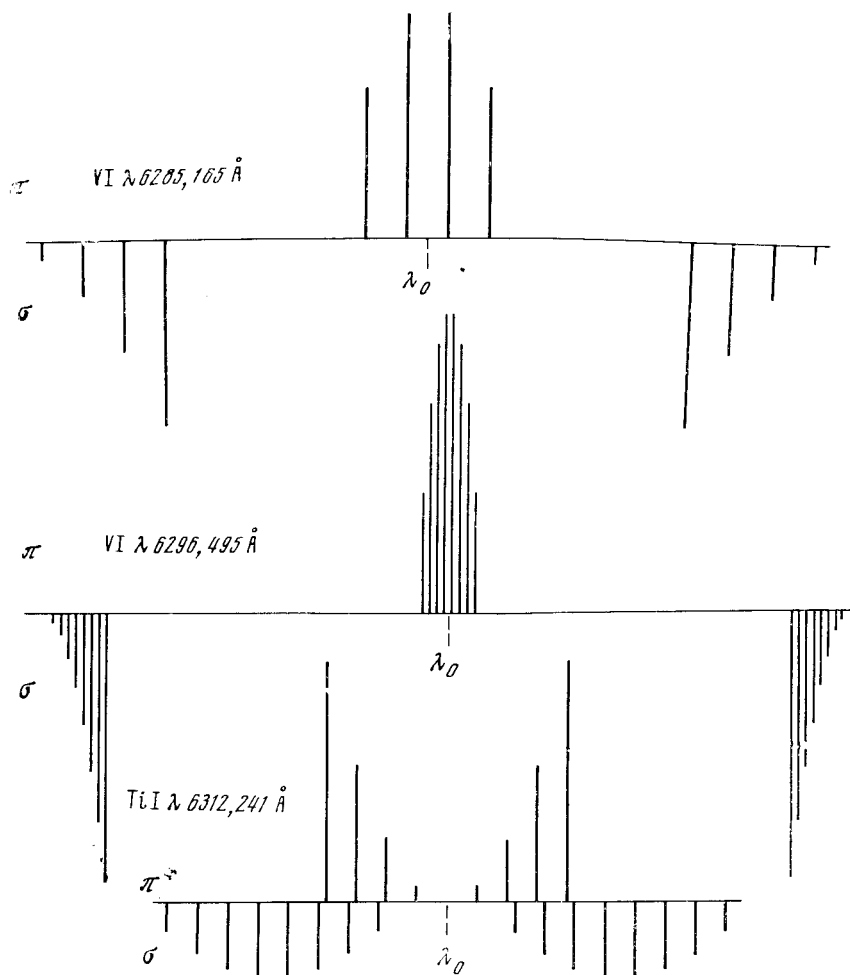


Рис. 1. Картины магнитного расщепления используемых линий поглощения с аномальным эффектом Зеемана

напряженность магнитного поля в среднем одинакова и в основном больше 2000 гс, поля с меньшей напряженностью встречаются очень редко.

Результаты измерений по линиям Ti I $\lambda 6312,2$ и V I $\lambda 6296,5$ Å в среднем хорошо согласуются (рис. 2, б). Основной причиной большого разброса точек, вероятно, является малая точность измерений по линии Ti I $\lambda 6312,2$ Å. По-видимому, не исключено, что в некоторых случаях могут иметь место значительные реальные различия величин H , определенных по линиям Ti I $\lambda 6312,2$ и V I $\lambda 6296,5$ Å.

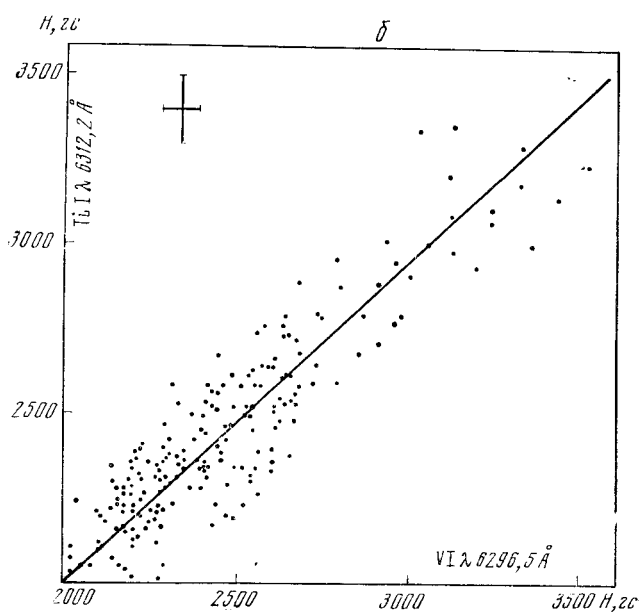
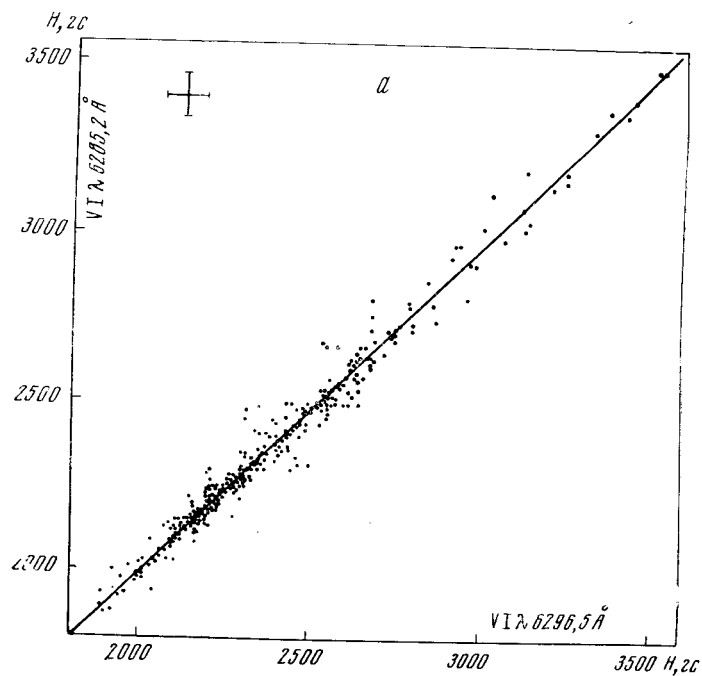


Рис. 2. Соотношения величин напряженности магнитного поля в тени пятен по разным линиям поглощения]

Рис. 2, в показывает, что значения напряженности магнитного поля пятен по линии Sc I $\lambda 6306,0 \text{ \AA}$ в среднем на 200—250 гс превосходят величину H , измеренную по линии V I $\lambda 6296,5 \text{ \AA}$. О возможной причине различия величин напряженности магнитного поля H по этим двум линиям будет сказано ниже.

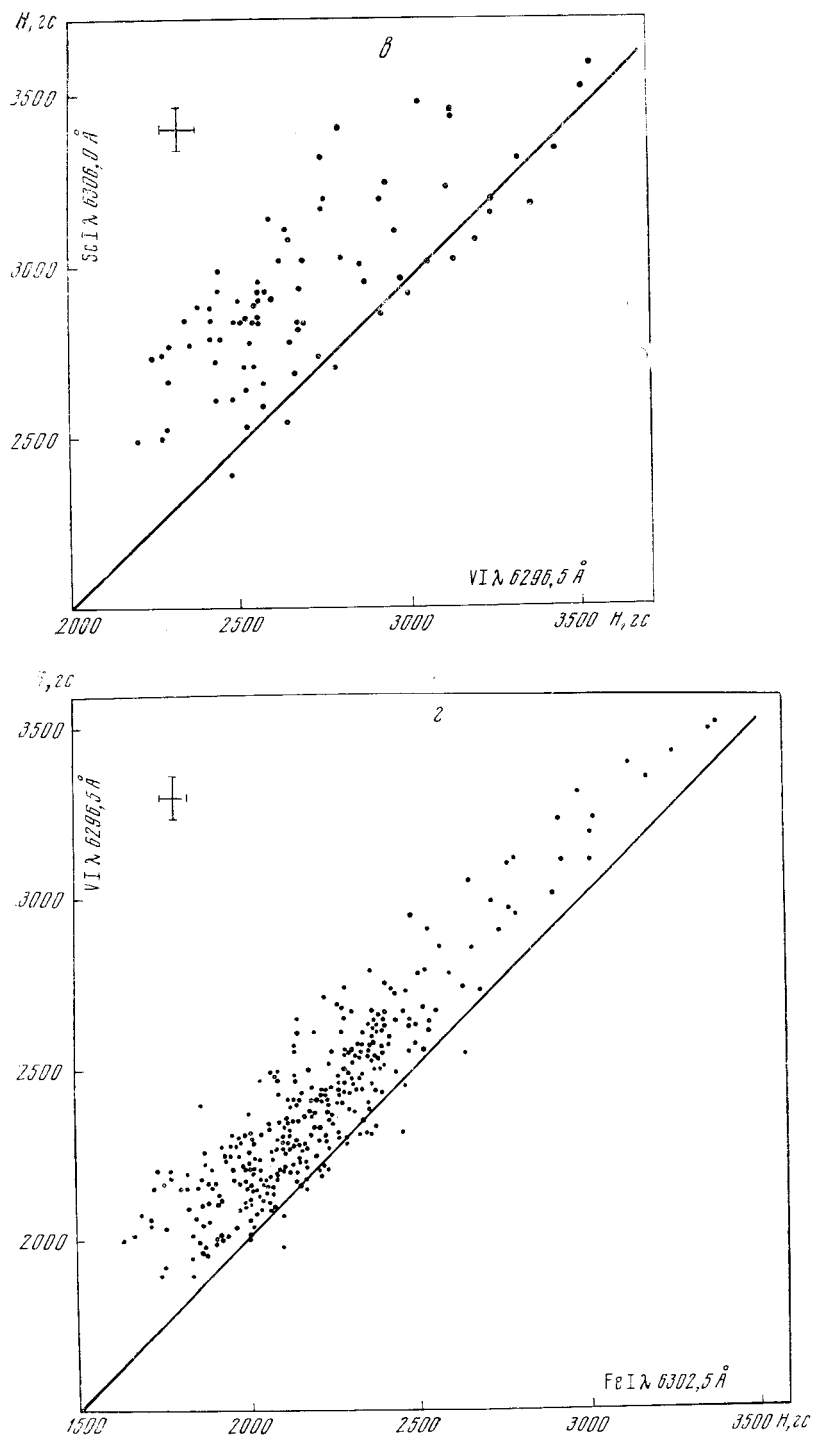


Рис. 2 (продолжение)

На рис. 2, *з* сравниваются величины напряженности магнитных полей по линиям Fe I $\lambda 6302,5$ и V I $\lambda 6296,5$ Å. Заметно, что напряженность магнитного поля по линии ванадия в среднем на 200 *гс* превышает величину напряженности поля, измеренную по линии Fe I $\lambda 6302,5$ Å. Разброс точек, по-видимому, связан с различием физических условий в разных пятнах. Линия ванадия заметно усиливается, когда напряженность магнитного поля по линии Fe I $\lambda 6302,5$ Å превосходит 1800 *гс*.

На рис. 2, *д* приведены результаты сравнения магнитного расщепления линий Fe I $\lambda 6302,5$ и Sc I $\lambda 6306,0$ Å. Можно заметить следующее:

а) величина напряженности магнитного поля по линии скандия в среднем значительно превосходит (на 300—500 *гс*) величину *H*, определенную по линии Fe I $\lambda 6302,5$ Å. При этом с увеличением напряженности поля эта разница уменьшается. Ввиду того, что число измерений больших магнитных полей мало, пока трудно судить о реальности этого явления и нужны дальнейшие исследования;

б) линия Sc I $\lambda 6306,0$ Å заметно усиливается (другими словами, по ней можно надежно измерять магнитное расщепление), когда напряженность магнитного поля в линии Fe I $\lambda 6302,5$ Å больше 2200 *гс*.

Во время измерений спектрограмм было замечено, что используемые здесь линии V I, Sc I и Ti I заметно усиливаются и хорошо видны только в спектре тени пятна: в редких случаях линии V I и Ti I заметны и в спектре полутени (у границы тени), где они очень слабы. Поэтому нужно считать, что все приведенные выше измерения относятся к тени пятна.

Интерпретация полученных результатов затруднена в связи со сложностью проблемы глубин образования линий поглощения в пятнах. Для решения этой задачи мы используем наблюдения Маттига [29].

По измерениям [29] у края диска Солнца пятна в линиях V I $\lambda 6285,2$ и V I $\lambda 6292,8$ Å смещены относительно непрерывного спектра тени ближе к краю на $0'',3$. Линия V I $\lambda 6296,5$ Å является линией того же мультиплета, она имеет примерно тот же потенциал возбуждения и такую же роуландовскую интенсивность в пятне, как первые две линии ванадия. Поэтому можно считать, что и в линии V I $\lambda 6296,5$ Å соответствующее смещение пятен составляет $0'',3$. Другими словами, можно предположить,

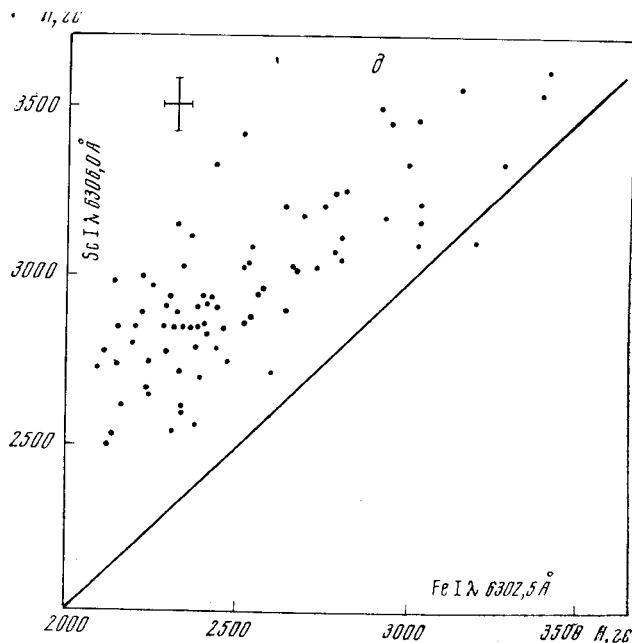


Рис. 2 (окончание)

что все три линии ванадия образуются примерно на одной и той же глубине в тени пятна. Хорошее согласие величин напряженности по трем линиям ванадия указывает на справедливость данного предположения.

По-видимому, глубина образования линии Ti I $\lambda 6312,2 \text{ \AA}$ в пятне очень близка к глубине образования линий ванадия. Согласно [29], у края диска Солнца пятна в линии Ti I $\lambda 6312,2 \text{ \AA}$ относительно непрерывного спектра смещены на $0'',35$.

Смещение пятен в линии Fe I $\lambda 6302,5 \text{ \AA}$ несколько отличается от смещения в линиях ванадия и титана. Необходимо отметить, что линия Fe I $\lambda 6302,5 \text{ \AA}$ в различных пятнах ослабевает в разной степени (в больших пятнах она ослабевает сильнее). Возможно, именно с этим связано то, что у разных авторов роуландовская интенсивность данной линии различна (у одних 4, у других 2). В [29] смещения пятен в линиях относительно их непрерывного спектра измерены для больших пятен. Вероятно, поэтому для линии Fe I $\lambda 6302,5 \text{ \AA}$ получено смещение пятен 0,15, что соответствует роуландовской интенсивности 2. Если для небольших пятен роуландовскую интенсивность линии Fe I $\lambda 6302,5 \text{ \AA}$ принять 4, то, согласно [29], для них смещение в линии поглощения будет $0'',3$. Таким образом, у края диска Солнца величина смещения пятен в линии Fe I $\lambda 6302,5 \text{ \AA}$ относительно их непрерывного спектра, по-видимому, меняется приблизительно в пределах $0,15-0'',30$ для различных пятен. Это говорит о том, что глубины образования линий Fe I $\lambda 6302,5 \text{ \AA}$ и линий ванадия в небольших пятнах, возможно, очень близки. Но для больших пятен глубина образования линии Fe I $\lambda 6302,5 \text{ \AA}$ несколько больше, чем линий ванадия, хотя разница их глубин небольшая.

Смещение пятен в линии Sc I $\lambda 6306,0 \text{ \AA}$ можно определить по соотношению между роуландовскими интенсивностями линий в пятне и смещениями пятен в линиях поглощения, приведенному в [29]. Согласно роуландовской интенсивности линии Sc I $\lambda 6306,0 \text{ \AA}$ в пятне, соответствующее смещение должно быть $\lesssim 0,1$. Поэтому можно считать, что линия Sc I $\lambda 6306,0 \text{ \AA}$ в пятне образуется глубже, чем все остальные линии, используемые нами.

Учитывая изложенное, можно сделать следующее заключение.

1) Все линии поглощения, образующиеся на очень близких глубинах в темных узлах тени пятен, в среднем дают одинаковые значения напряженности магнитного поля (рис. 2, а, б).

2) Разность величин напряженности магнитного поля H , определенная по линиям V I $\lambda 6296,5$ и Sc I $\lambda 6306,0 \text{ \AA}$, по всей вероятности, связана с различием глубин их образования.

Если это в действительности так, то из фиг. 2, в следует, что на соответствующих высотах вертикальные градиенты магнитного поля в темных узлах почти всегда положительны (т. е. поле ослабевает с высотой). Можно грубо оценить среднюю величину вертикальных градиентов напряженности магнитного поля в темных узлах тени, если предположить, что разность смещений пятен в линиях поглощения относительно их непрерывного спектра вблизи края диска Солнца соответствует разности геометрических глубин образования данных фраунгоферовых линий.

Разность смещения пятен в линиях V I $\lambda 6296,5$ и Sc I $\lambda 6306,0 \text{ \AA}$ можно принять $0'',2$. Как было отмечено, величина напряженности магнитного поля, определенная по линиям ванадия и скандия, в среднем различается на $200-250 \text{ гс}$ (рис. 2, в). Тогда средняя величина вертикального градиента напряженности магнитного поля в темных узлах тени пятна будет

$$\left(\frac{\Delta H}{\Delta h}\right)_{\text{ср}} = \frac{200 \div 250}{150} \text{ гс/км} \approx 1,3 \div 1,7 \text{ гс/км}.$$

Эта величина хорошо согласуется со значениями вертикальных градиентов напряженности магнитного поля, определенными по асимметрии контура линии Na D₁ для различных пятен [30].

3) В темных узлах тени пятен на уровне образования линий поглощения V I $\lambda 6285,2$, V I $\lambda 6292,8$, V I $\lambda 6296,5$ и Ti I $\lambda 6312,2$ Å напряженность поля больше 2000 гс, а на уровне образования линии Sc I $\lambda 6306,0$ Å H превосходит 2200 гс: в местах с меньшей напряженностью поля все эти линии поглощения не усиливаются (или усиливаются незначительно).

4) По-видимому, различия значений напряженности магнитного поля, определенные по линиям Fe I $\lambda 6302,5$ и V I $\lambda 6296,5$ Å, в основном связаны с тем, что первая линия образуется в сплошном равномерном темном фоне, а вторая — в темных узелках тени пятен. Если это верно, то можно считать, что в темных узелках напряженность магнитного поля в среднем на 200—300 гс больше, чем на том же уровне в сплошном равномерном темном фоне тени пятен.

Обобщая результаты, полученные в [1—11, 14—17] и здесь, можно сделать вывод о том, что магнитное поле в тени пятна неоднородно. Оно состоит, по-видимому, из трех основных компонент: светлым гранулам тени соответствуют относительно слабые поля, равномерному сплошному темному фону — поля средней напряженности, а темным узелкам тени — более сильные поля.

Теперь найдем средние величины горизонтальных градиентов напряженности магнитного поля в тени пятна, связанных неоднородностью поля по поверхности. Допустим, что в тени пятна среднего размера максимальная напряженность магнитного поля сплошного темного фона, определенная по линии Fe I $\lambda 6302,5$ Å, равна $H_{с.ф} = 2500$ гс, тогда напряженность магнитного поля в темных узелках будет

$$H_{т.у} = H_{с.ф} + 250 \text{ гс} = 2750 \text{ гс},$$

а для светлых гранул тени согласно [14, 15] получим:

$$H_{с.г} = 0,7 \cdot H_{с.ф} = 0,7 \cdot 2500 \text{ гс} = 1750 \text{ гс}.$$

Как было сказано, характерные размеры элементов тонкой структуры тени составляют $0,5\text{--}2''$,0 (на поверхности Солнца $l \approx 360 \div 1450$ км). При этих условиях получаются следующие приблизительные значения горизонтальных градиентов напряженности магнитного поля в тени пятна:

а) при переходе от светлых гранул к сплошному темному фону

$$\left(\frac{\Delta H}{\Delta l}\right)_1 = \frac{750}{1450} \div \frac{750}{360} \text{ гс/км} \approx 0,5 \div 2,1 \text{ гс/км};$$

б) при переходе от сплошного темного фона к более темным узелкам тени

$$\left(\frac{\Delta H}{\Delta l}\right)_2 = \frac{250}{1450} \div \frac{250}{360} \text{ гс/км} \approx 0,2 \div 0,7 \text{ гс/км}.$$

Следовательно, при переходе от светлых гранул тени к сплошному темному фону напряженность магнитного поля растет в три раза быстрее, чем при переходе от сплошного темного фона к более темным узелкам. Значения горизонтальных градиентов магнитного поля, по-видимому, несколько занижены, ибо вполне возможно, что тонкоструктурные образования в тени пятна имеют еще меньшие размеры. Таким образом, можно заключить, что внутри тени пятен существуют большие градиенты магнитного поля (как горизонтальные, так и вертикальные), достигающие до нескольких гаусс на километр.

Несомненно, большой интерес представляет вопрос о направлении силовых линий в отдельных компонентах магнитного поля в тени пятен. Решение его требует тщательной спектрофотометрии соответствующих линий поглощения. Имеет важное значение исследование различий в неоднородностях магнитного поля тени в разных пятнах, изменения неоднородности магнитного поля со временем и его возможной связи со вспышечной активностью групп пятен.

Наконец, нужно отметить, что использование различных фраунгоферовых линий, образующихся в разных физических условиях, открывает широкие возможности для определения физических параметров (температура, давление, турбулентные и лучевые скорости, магнитные поля) в горячих и холодных элементах в пятнах и, возможно, в невозмущенных областях Солнца даже в тех случаях, когда пространственное разрешение в спектре недостаточно для разделения элементов тонкой структуры с различными физическими условиями. Основной трудностью является определение глубин образования линий поглощения в соответствующих элементах.

Выражаю глубокую благодарность Э. Е. Дубову за ценные замечания и советы при оформлении статьи.

Апрель 1972 г.

Л и т е р а т у р а

1. *S. Chevalier*. Ann. Obs. Zo-Se, 1916, 9, VI.
2. *J. Rösch*. C. r. Acad. sci., 1956, 243, 478.
3. *J. Rösch*. Astronomie, 1957, 71, 129.
4. *R. J. Bray, R. E. Loughhead*. Austral. J. Phys., 1959, 12, 320.
5. *R. E. Loughhead, R. J. Bray*. Austral. J. Phys., 1960, 13, 139.
6. *J. M. Beckers, E. H. Schröter*. Solar Phys., 1968, 4, N 3, 303.
7. *R. Danielson*. Astrophys. J., 1964, 139, N 1, 45.
8. *В. А. Крам* и др. Астрон. цирк., 1970, № 597, 1.
9. *В. А. Крам*. Земля и Вселенная, 1971, № 5, 20.
10. *В. А. Крам*. Вестник АН СССР, 1971, № 12, 28.
11. *А. Б. Северный*. Астрон. ж., 1959, 36, вып. 2, 208.
12. *Э. А. Барановский, Н. Н. Петрова*. Солнечные данные, 1957, № 5, 118.
13. *Н. В. Стешенко*. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1967, 37, 21.
14. *V. N. Obridko*. Bull. Astron. Inst. Czechosl., 1968, 19, N 4, 183.
15. *Г. В. Лямова*. Астрон. цирк., 1971, № 662, 5.
16. *M. G. Adam*. Monthly Notices Roy. Astron. Soc., 1969, 145, 1.
17. *E. A. Mallia*. Solar Phys., 1970, 14, N 1, 125.
18. *H. Wöhl*. Solar Phys., 1971, 16, N 2, 362.
19. *H. von Klüber*. Z. Astrophys., 1948, 24, 121.
20. *П. Меррил*. Линии химических элементов в астрономических спектрах. М., Физматгиз, 1959.
21. *М. Е. Боярчук*. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1972, 44, 18.
22. *С. К. Зейналов*. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1970, 41-42, 298.
23. *А. Б. Северный, В. Е. Степанов*. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1956, 16, 3.
24. *В. Е. Степанов, Н. Н. Петрова*. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1958, 18, 66.
25. *V. E. Stepanov, E. F. Shaposhnikova, N. N. Petrova*. Ann. Intern. Geophys. Year, 1962, 23, 2.
26. *C. E. Moore, M. G. J. Minnaert, J. Houtgast*. The solar spectrum 2935 Å to 8770 Å. Second revision of Rowland's preliminary table of Solar spectrum wavelengths. Washington, 1966.
27. *C. E. St. John, C. E. Moore et al.* Revision of Rowland's preliminary table, Carnegie Inst. Washington Publ., 1928, N 396.
28. *C. E. Moore*. A multiplet table of astrophysical interest. Rev. ed., Princeton, 1945.
29. *W. Mattig*. Solar Phys., 1969, 8, N 2, 291.
30. *Э. А. Барановский, В. Е. Степанов*. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1959, 21, 186.

**К ВОПРОСУ ОБ ОПРЕДЕЛЕНИИ ТЕМПЕРАТУРЫ
И ПЛОТНОСТИ В ПЯТНЕ
И В ХРОМОСФЕРЕ НАД ПЯТНОМ**

Э. А. Барановский

Для определения температуры и плотности сравниваются теоретические и наблюдаемые контуры линий H_{α} и $K Ca II$. Учитывается также полученная из наблюдений высота образования ядра H_{α} над пятном. Для вычисления функции источников в рассматриваемых линиях решаются совместно уравнения стационарности и переноса.

Получено, что плотность в пятне и в хромосфере над пятном в 30 раз меньше, чем в невозмущенных областях.

ON THE DETERMINATION OF THE TEMPERATURE AND DENSITY IN THE SUNSPOT AND IN THE CHROMOSPHERE ABOVE THE SUNSPOT, by E. A. Baranovsky. — For the determination of the temperature and density the observed and calculated profiles of the lines H_{α} and $K Ca II$ are compared. The observed height of the layer above the sunspot where the H_{α} core originates is also taken into account. The line source function is found by means of solving the combined equations of statistical equilibrium and radiative transfer.

The density in the sunspot and the chromosphere above the sunspot is found to be 30 times less as compared to the undisturbed regions.

Для построения модели хромосферы над пятном, т. е. зависимости электронной температуры и плотности от высоты, мы изучаем здесь контуры линий H_{α} и $K Ca II$. Наблюдаемые контуры этих линий получены нами на эшелъном спектрографе малого башенного солнечного телескопа Крымской астрофизической обсерватории для пятна с диаметром тени $16''$. Контуры исправлены за рассеянный свет (40%).

Кроме того, мы учитываем полученную из наблюдений по смещению пятна в линии H_{α} [1—4] высоту образования ядра H_{α} над пятном (1000 км). Как выяснилось в процессе вычислений, изучение контуров линий H_{α} и $K Ca II$ позволяет не только получить сведения о хромосферных слоях над пятном, но и уточнить модель самого пятна. Здесь нами получены только предварительные результаты по построению модели хромосферы.

Мы принимаем в следующих ниже расчетах, что плотность атомов водорода меняется с высотой h по экспоненциальному закону.

$$n_H(h) = n_H(0) e^{-\beta h} \quad (1)$$

с $\beta = 10^{-8}$ (как и в невозмущенной хромосфере). Таким образом определение плотности в хромосфере сводится к определению величины $n_H(0)$.

Как показали проделанные нами вычисления ионизации разных элементов, свободные электроны для $T_e < 8000^\circ$ поставляются в основном путем ионизации $Ca I$; так как кальций полностью ионизован и содержание его равно $3 \cdot 10^{-6}$, то

$$n_e(h) = 3 \cdot 10^{-6} n_H(h) = 3 \cdot 10^{-6} n_H(0) e^{-10^{-8}h}. \quad (2)$$

Для $T_e > 8000^\circ$ нужно учитывать ионизацию водорода.

Для задания плотности в пятне мы не пользуемся какой-либо аналитической формулой. Мы задаем какие-то численные значения плотности для разных глубин h , при этом плотность равномерно возрастает вглубь (см., например, таблицу). Для пятна также

$$n_e(h) = 3 \cdot 10^{-6} n_{II}(h). \quad (3)$$

Температуру в пятне мы задаем возрастающей от $T_e(h=0) = 2800^\circ$ в глубь пятна таким образом, что $T_e = 3600^\circ$ для $\tau_{5063} \approx 1$.

Электронная температура в хромосфере растет наружу от $T_e(h=0) = 2800^\circ$. Наша задача заключается в том, чтобы выбрать такой ход $T_e(h)$, при котором наблюдаемые и теоретические контуры H_α и $K\text{ Ca II}$ согласуются между собой, а высота образования ядра H_α равна 1000 км. Последнее означает, что

$$\tau_{H_\alpha}(1000 \text{ км}) = \int_{10^8}^{\infty} \alpha_{23} n_2(h) dh = 1, \quad (4)$$

где α_{23} — коэффициент поглощения в центре H_α , n_2 — число атомов водорода во втором состоянии. Равенство (4) является, конечно, некоторым упрощением. В действительности в ядре линии H_α мы видим излучение, приходящее из слоя $0.1 < \tau_{H_\alpha} < 2.0$ и высота $h = 1000$ км приходится на ту часть этого слоя, где функция вклада имеет максимум.

Очевидно, что задача сводится к определению населенностей уровней атомов H и Ca II , так как функция источников в линии выражается через число атомов

$$S_{ik} = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{g_i}{g_k} \frac{n_k}{n_i}, \quad (5)$$

а выходящая интенсивность в частоте ν равна

$$I_\nu = \int_0^{\infty} (S_{ik}\varphi_\nu + rB_H) e^{-\frac{\tau(\varphi_\nu+r)}{\mu}} \frac{d\tau}{\mu}, \quad (6)$$

где B_H — функция источников для непрерывного излучения (в дальнейшем мы полагаем ее равной функции Планка), $r = k_\nu/n_i\alpha_{ik}$ — отношение коэффициентов непрерывного и селективного поглощений, φ_ν — профиль коэффициента поглощения в линии ($\varphi_\nu = 1$), τ — оптическая глубина в центре линии, $\mu = \cos \theta$.

Для определения населенностей уровней нужно решить совместно уравнения стационарности и уравнения переноса. Уравнения стационарности для 2-го и 3-го уровней атома водорода запишутся следующим образом:

$$\begin{aligned} n_2(A_{21} + n_e q_{21}) + n_2 n_e q_{23} + n_2 \int \alpha_{23} \varphi_\nu d\nu \int I_{23}(\nu) \frac{d\omega}{h\nu} = \\ = n_1 n_e q_{12} + n_1 \int \alpha_{12} \varphi_\nu d\nu \int I_{12}(\nu) \frac{d\omega}{h\nu} + n_3(A_{32} + n_e q_{32}), \end{aligned} \quad (7)$$

$$\begin{aligned} n_3(A_{32} + n_e q_{32} + A_{31} + n_e q_{31}) = n_e(n_1 q_{13} + n_2 q_{23}) + \\ + n_1 \int \alpha_{13} \varphi_\nu d\nu \int I_{13}(\nu) \frac{d\omega}{h\nu} + n_2 \int \alpha_{23} \varphi_\nu d\nu \int I_{23}(\nu) \frac{d\omega}{h\nu}, \end{aligned} \quad (8)$$

здесь A_{21} , A_{31} , A_{32} — вероятности спонтанных переходов, q_{ik} , q_{ki} — вероятности переходов при столкновениях с электронами, α_{ik} — коэффициенты поглощения в центре соответствующих линий, $I_{12}(\nu)$, $I_{13}(\nu)$, $I_{23}(\nu)$ — интенсивность излучения в линиях L_α , L_H , H_α соответственно.

В нашей задаче оказалось возможным не учитывать влияние выше лежащих уровней и свободно-связанных переходов. Это следствие относительно низких температур и низкой ионизации водорода. Населенность

вышележащего уровня на много порядков меньше населенности ниже-лежащего, а число ионизаций и рекомбинаций мало вследствие малости n_H^+ .

Учитывая сказанное, уравнение стационарности для 2-го уровня мы запишем следующим образом:

$$n_2(A_{21} + n_e q_{21}) = n_1 n_e q_{12} + n_1 \int \alpha_{12} \varphi_\nu d\nu \int I_{12}(\nu) \frac{d\omega}{h\nu}. \quad (9)$$

Подставляя в (9) известное выражение интенсивности $I_{12}(\nu)$ через числа атомов

$$I_{12}(\nu) = \int \frac{n_2 A_{21} h\nu \varphi'_\nu}{4\pi n_1 \alpha_{12}} e^{-\frac{|\tau - \tau'| \varphi_\nu}{\mu}} \frac{d\tau'}{\mu}, \quad (10)$$

где $\varphi'_\nu = \varphi_\nu \int_0^\infty \varphi_\nu d\nu$, и обозначая

$$\varepsilon_{21} = \frac{n_e q_{21}}{A_{21} + n_e q_{21}}, \quad B'_{12} = \frac{g_2}{g_1} e^{-\frac{h\nu_{12}}{kT_e}}, \quad (11)$$

получаем интегральное уравнение для величины $S'_{12} = n_2/n_1$:

$$S'_{12}(\tau) = \varepsilon_{21} B'_{12}(\tau) + (1 - \varepsilon_{21}) \int_0^\infty S'_{12}(\tau') K_2 |\tau - \tau'| d\tau', \quad (12)$$

$$K_2(t) = \frac{1}{2} A \int_0^\infty \varphi_\nu^2 E_1(t\varphi_\nu) d\nu, \quad (13)$$

$$E_1(t\varphi_\nu) = \int_0^1 e^{-\frac{t\varphi_\nu}{\mu}} \frac{d\mu}{\mu}, \quad A = \left(\int_0^\infty \varphi_\nu d\nu \right)^{-1}. \quad (14)$$

Аналогичным образом преобразуется уравнение (8)

$$(S'_{13} = n_3/n_1, S'_{23} = n_3/n_2):$$

$$S'_{13}(\tau_{13}) = \varepsilon_{31} \left[\frac{n_e (q_{13} + S'_{12} q_{23})}{A_{32} + n_e q_{32} + n_e q_{31}} + (1 - \varepsilon_{32}) S'_{12} \int_0^\infty S'_{23}(\tau'_{23}) K_2 |\tau_{23} - \tau'_{23}| d\tau'_{23} \right] + (1 - \varepsilon_{31}) \int_0^\infty S'_{13}(\tau'_{13}) K_2 |\tau_{13} - \tau'_{13}| d\tau'_{13}, \quad (15)$$

$$\varepsilon_{31} = \frac{A_{32} + n_e q_{32} + n_e q_{31}}{A_{32} + A_{31} + n_e q_{32} + n_e q_{31}}, \quad \varepsilon_{32} = \frac{n_e q_{32} + n_e q_{31}}{A_{32} + n_e q_{32} + n_e q_{31}}, \quad (16)$$

τ_{13} и τ_{23} — оптические глубины в линиях L_3 и H_α соответственно.

Населенность 2-го уровня мы находим из уравнения (12), населенность 3-го уровня — из уравнения (15) (путем последовательных приближений).

Получение и решение интегрального уравнения вида (12) для функции источников в линии рассматривалось многими авторами [5—7]. Мы используем метод решения уравнения, описанный в [6]. Для численного решения уравнения этим методом ядро K_2 представляют в виде

$$K_2(t) = \sum_1^N a_n e^{-b_n t}, \quad (17)$$

а искомую функцию $S'_{12}(\tau)$ в виде

$$S'_{12}(\tau) = \sum_1^m c_i f_i(\tau), \quad (18)$$

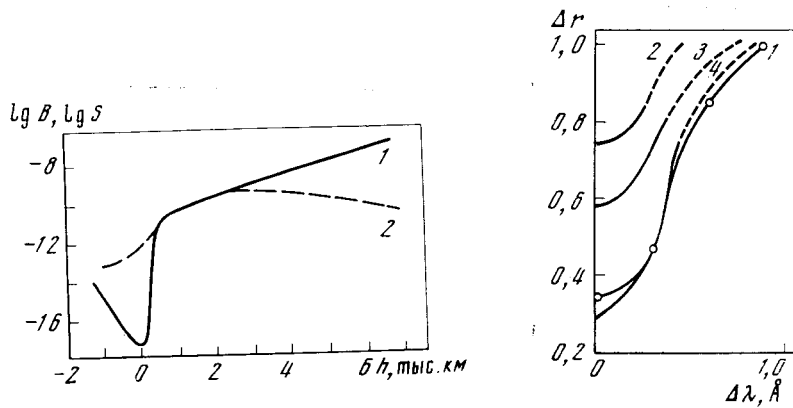


Рис. 1. Населенность второго уровня атома водорода

Кривая 1 — $B'_{12} = \frac{g_2}{g_1} e^{-\frac{h\nu_2}{kT}}$; кривая 2 — $S'_{12} = n_2/n_1$; $h > 0$ в хромосфере, $h < 0$ в пятне

Рис. 2. Теоретические и наблюдаемые контуры линии H_α в пятне

1 — наблюдения; 2—4 — теория (2, 3 — плотное пятно, 4 — прозрачное пятно)

где

$$f_1 = 1, f_m = \tau, f_i(\tau \leq \tau_i) = \left(1 - \frac{\tau}{\tau_i}\right)^2 \quad \text{и} \quad f_i(\tau > \tau_i) = 0$$

для $2 \leq i \leq m - 1$, τ_i — набор каких-то дискретных, произвольно выбираемых значений τ . Подставляя (17) и (18) в (12), получают систему линейных уравнений для неизвестных коэффициентов c_i . Коэффициенты a_h , b_h табулированы в [6].

Уравнения (12) и (15) получены без учета непрерывного поглощения. Учет непрерывного поглощения, характеризующегося величиной $r = k/n_i x_{ik}$, приводит к уравнениям такого же вида, но величины ϵ и B' заменяются величинами $\bar{\epsilon}$ и \bar{B}' ; выражение $\bar{\epsilon}$ и \bar{B}' через ϵ , B' и r дано в [6]. Для $r \ll \epsilon$ (что имеет место в уравнении (12); $\epsilon_{21} \approx 10^{-7}$, $r \approx 10^{-15}$) $\bar{\epsilon} \approx \epsilon$ и $\bar{B}' \approx B'$, так что непрерывное поглощение учитывать не нужно.

Обратимся теперь непосредственно к решению нашей задачи. Задавая какой-то ход $T_e(h)$ и значение $n_H(0)$, мы вычисляем $n_1(h)$ (вследствие низкой ионизации $n_1 = n_{11}$), $n_e(h)$, $\epsilon_{21}(h)$ и $B'_{12}(h)$ по (1), (2) и (14). Сечения q_{21} и q_{12} вычисляются при этом по формулам [8]. Полагая в центре линии $L_\alpha \propto 12 = 5 \cdot 10^{-14}$ (вычислено по [9]), мы переходим к оптической глубине в центре линии τ и находим $\epsilon_{21}(\tau)$ и $B'_{12}(\tau)$. Решая уравнение (12), находим $S'_{12}(\tau)$ (рис. 1). Ход $T_e(h)$ в хромосфере должен быть выбран такой, чтобы выполнялось условие (4), где $n_2(h) = S'_{12}(h)n_1(h)$.

Полученные таким образом значения $T_e(h)$ зависят от принятой плотности хромосферы, т. е. от $n_H(0)$. Чтобы фиксировать плотность, рассмотрим образование линии H_α .

Вычислим величину $r(h)$ для H_α :

$$r = \frac{k_\nu}{n_2 \sigma_{23}} = \frac{3 \cdot 10^{-6} n_1^2 k T k (\text{H}^-)}{n_2 \sigma_{23}}; \quad (19)$$

$T(h)$, $n_1(h)$ и $n_2(h)$ соответствуют рассматриваемой модели хромосферы и пятна. Оказывается, что r возрастает от $\sim 10^{-5}$ для $h = 1000$ км в глубь пятна и достигает значения $r = 1$ на некоторой глубине $h = h^*$. Глубине h^* соответствует оптическая глубина в центре H_α , которую мы обозначим t . Контур линии H_α определяется в основном величиной t и величиной r в области $0 < \tau_{23} < t$. Анализ теоретических контуров H_α , вычисленных по (15) и (6), приводит к следующим выводам.

Модель пятна и хромосферы над пятном ($h > 0$ в хромосфере)

h , км	n_{H}	T , град	h , км	n_{H}	T , град
+4000	$6,1 \cdot 10^{12}$		-600	$1,4 \cdot 10^{16}$	3100
+3000	$1,8 \cdot 10^{13}$	(5300)	-700	$2,1 \cdot 10^{16}$	
+2000	$4,4 \cdot 10^{13}$	4900	-800	$3,1 \cdot 10^{16}$	3200
+1000	$1,2 \cdot 10^{14}$	4600	-900	$4,4 \cdot 10^{16}$	
0	$3,3 \cdot 10^{14}$	2800	-1000	$6,0 \cdot 10^{16}$	3300
-100	$6,6 \cdot 10^{14}$		-1200	$1,1 \cdot 10^{17}$	3400
-200	$1,3 \cdot 10^{15}$	2900	-1400	$1,7 \cdot 10^{17}$	3500
-300	$2,5 \cdot 10^{15}$		-1600	$2,6 \cdot 10^{17}$	3600
-400	$5,0 \cdot 10^{15}$	3000	-1800	$3,5 \cdot 10^{17}$	
-500	$1,0 \cdot 10^{16}$				

Примечание. Высотам -100, -200, -300, -400 соответствует τ_{5063} , равная 0,10; 0,32; 0,83; 1,86.

Если пятно и хромосфера над пятном по плотности не отличаются от невозмущенных областей, то $t = 1,5$ и линия H_{α} получается очень слабая (рис. 2, кривая 2). Для плотного пятна и разреженной хромосферы ($n_{\text{H}}(0) = 10^{15}$) $t = 3$, теоретический контур H_{α} все еще сильно отличается от наблюдаемого (рис. 2, кривая 3). Для $n_{\text{H}}(0) = 0,3 \cdot 10^{15}$ и разреженного пятна ($\tau_{5063}(h = -1600 \text{ км}) = 1$) получаем $t > 10$; теоретический контур намного лучше соответствует наблюдаемому (рис. 2, кривая 4). Таким образом, для удовлетворительного объяснения наблюдаемого контура H_{α} пятно и хромосфера должны быть разреженнее невозмущенных областей в 30 раз. В таблице и на рис. 3 показан ход температуры T_e с глубиной для окончательной модели.

При этом следует иметь в виду, что нашим методом мы определяем температуру, в сущности, для $h < 2000$ км. Для $h > 2000$ км результаты определения T_e будут сильно зависеть от принятого градиента плотности, т. е. от величины β в (4). В дальнейшем мы предполагаем проделать вычисления с другими значениями β .

Мы рассчитываем также контур линии К Са II. Для вычисления функции источников составляется уравнение типа (12). При этом мы принимаем модель атома Са II с двумя уровнями. Необходимые атомные константы взяты из [10]. Наблюдаемый и теоретический контуры показаны на рис. 4. Вычисленный контур не дает центральной эмиссии. Для полу-

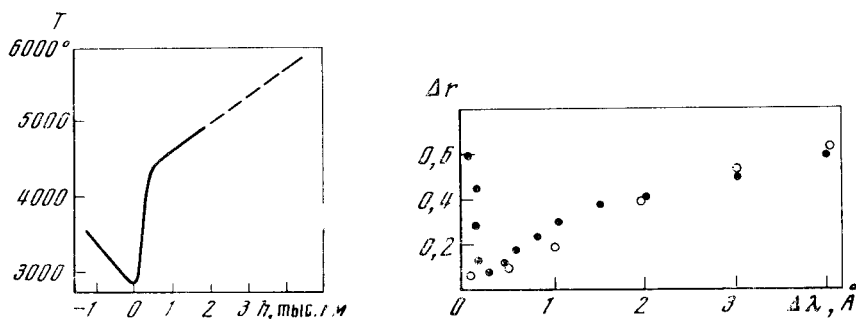


Рис. 3. Распределение температуры в пятне и в хромосфере над пятном Штриховой линией обозначена область неуверенного определения

Рис. 4. Теоретический и наблюдаемый контуры линии К Са II в пятне Темные кружки — наблюдения, светлые — теория

чения эмиссии нужно в области $h \sim 3000$ км увеличить $\epsilon = n_e q_{21}/A_{21} + n_e q_{21}$ на 3—4 порядка (в наших вычислениях $\epsilon \approx 10^{-6}$). Так как $\epsilon \sim n_e$, то причиной увеличения ϵ может быть или соответствующее увеличение плотности или возрастание температуры T_e до значения $\sim 14\,000^\circ$. Во втором случае увеличение электронной концентрации происходит за счет более высокой ионизации водорода. Отметим здесь, что резкое возрастание температуры для $h > 2000$ км получено было в [11] по наблюдениям радиоизлучения из областей над пятнами.

Возможна еще одна причина появления центральной эмиссии — влияние более горячей невозмущенной хромосферы, окружающей хромосферу над пятном. Выяснением роли упомянутых факторов в появлении эмиссии мы предполагаем заняться в дальнейшем.

Вычисление контура К Са II и сравнение его с наблюдаемым показало необходимость глубокого температурного минимума $T_{\text{emin}} = 2800^\circ$. Повышение T_e в этой области приводит к тому, что вычисленный контур К Са II для $\Delta\lambda > 0,4$ А получается слишком мелкий.

Основные результаты

1. Плотность верхних слоев пятна ($0 > h > -500$ км) в 30—40 раз меньше плотности соответствующих слоев (для тех же глубин h) фотосферы.

2. Плотность хромосферы над пятном в 30 раз меньше плотности невозмущенной хромосферы (на равных высотах h).

Май 1972 г.

Л и т е р а т у р а

1. A. B. Severny, V. Bumba. Observatory, 1958, 78, 33.
2. W. Mattig. Naturwissenschaften, 1958, 45, 104.
3. W. Mattig. Mitt. Astrophys. Obs. Potsdam, 1959, N 82.
4. Э. А. Барановский. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1969, 40, 105.
5. E. H. Avrett. Smithsonian Inst. Astrophys. Obs., 1965, N 174, 101.
6. E. H. Avrett, R. Loeser. Smithsonian Inst. Astrophys. Obs., 1966, N 201.
7. В. В. Иванов. Перенос излучения и спектры небесных тел. М., «Наука», 1969.
8. M. J. Seaton. Planet. Space Sci., 1964, 12, 55.
9. Л. Курочка. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1968, 38, 96.
10. J. L. Linsky. Smithsonian Inst. Astrophys. Obs., 1968, N 274.
11. М. А. Лившиц, В. И. Обриджо, С. Б. Пикельнер. Астрон. ж., 1966, 43, № 6, 1135.

**СЕВЕРО-ЮЖНАЯ АСИММЕТРИЯ
СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ
И МЕРИДИОНАЛЬНАЯ СТРУКТУРА
СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА**

Б. М. Владимирский, Л. С. Левицкий

Положение зоны избегания прихода на Землю солнечных протонов в 1938—1963 гг. совпадало с плоскостью солнечного экватора. Показано, что в 1964—1969 гг. зона избегания располагалась на гелиоширотах $-2^\circ \div -5^\circ$. Смещение зоны к югу обусловлено очень большой асимметрией в распределении солнечной активности в северном и южном полушариях Солнца для изученного интервала времени.

NORTH-SOUTH ASYMMETRY IN SOLAR ACTIVITY DISTRIBUTION AND SOLAR WIND'S STRUCTURE IN MERIDIONAL PLANE OF THE SUN, by B. M. Vladimirsky, L. S. Levitsky. — The zone of the avoidance in propagation solar protons was located at solar equatorial plane for years 1938—1963 data [9, 1]. It was shown that this avoidance zone for years 1964—1969 was situated at heliolatitudes $-2^\circ \div -5^\circ$. The displacement of the zone to the south may be caused by very large asymmetry in distribution of the solar activity in northern and southern hemispheres for this time.

К настоящему времени существование структуры в солнечном ветре и межпланетном магнитном поле в направлении, перпендикулярном плоскости эклиптики, можно считать надежно установленным. Первоначально такая структура была обнаружена на основе преимущественно косвенных данных [1]. Проведенные в последние годы длительные прямые измерения скорости и плотности солнечного ветра показали, что скорость ветра заметно ниже (3—12%), а плотность выше (около 25—30%) в относительно узкой зоне гелиоэкватора [2]. Измерения межпланетного магнитного поля на «Маринере-2», «Маринере-4» и «Маринере-5» [3] и спутниках «Эксплорер-33» и «Эксплорер-35» [4] привели к обнаружению компоненты поля, перпендикулярной плоскости эклиптики (θ -составляющая). Величина этой компоненты зависит от гелиошироты, причем в плоскости гелиоэкватора θ -составляющая меняет знак. Дальнейшие исследования годовых и полугодовых вариаций галактических космических лучей [5—7], а также магнитной активности [8] привели к результатам, находящимся в полном соответствии с данными прямых измерений. Накопленный материал в общем полностью подтвердил представления, развитые нами ранее [1]. В то же время аномалии в распространении солнечных космических лучей в экваториальной зоне («зона избегания» [9]) пока не получили удовлетворительного объяснения. Остается в значительной мере неясной и конфигурация силовых линий межпланетного магнитного поля в меридиональной плоскости. В связи с этим в продолжение и развитие [1, 9] было предпринято изучение структуры межпланетного поля на фазе роста активности текущего 20-го солнечного цикла. Некоторые результаты проведенной работы и являются предметом данного сообщения.

1. Экваториальная «зона избегания» на протяжении 1965—1969 годов

Материалом для изучения «зоны избегания» послужили данные о зафиксированных ионосферными методами либо прямыми измерениями случаях прихода к Земле солнечных космических лучей, собранные из литературы [10—12]. Всего в составленный таким образом каталог вошло 76 событий, относящихся к 1965—1969 гг. Мощность события измерялась, как обычно, величиной максимального дневного поглощения на полярных риометрах. Для использованного набора событий определенные таким образом амплитуды эффектов лежали в пределах 0,5—14,5 *дб*. С хромосферными вспышками удалось отождествить 48 событий (63%).

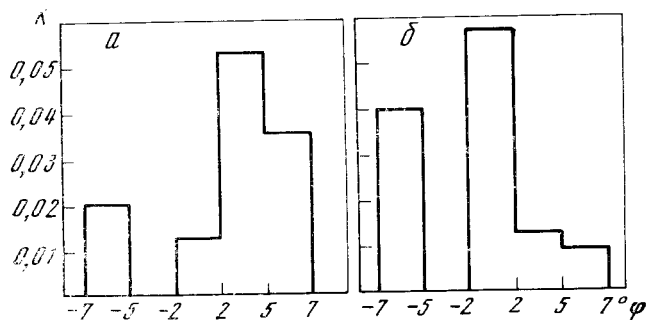


Рис. 1. Отношение K потока протонов от всех событий, зафиксированных в данном интервале изменения гелиошироты φ Земли, к суммарной энергии радиовсплесков на волне 3—10 см в том же интервале

a — северное; b — южное полушарие Солнца

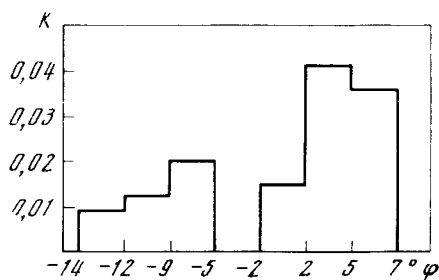


Рис. 2. То же, что и на рис. 1, но для северного и южного полушарий вместе

Включены также и неотожествленные со вспышками события («зона избегания» принята за центр симметрии)

Обработка материала проводилась аналогично тому, как это было сделано в [9]. Годовой интервал был разбит на 12 периодов продолжительностью 30 ± 1 суток. В каждом из таких периодов гелиоширота Земли изменяется в пределах не более 2° . Для каждого периода подсчитывался суммарный поток солнечных протонов от всех событий, попавших в данный период. Для тех же периодов далее подсчитывалась полная энергия всех радиовсплесков, зафиксированных в соответствующий временной интервал. Данные о радиовсплесках (2800—9000 МГц, поток $\geq 10^2$ ед. потока, продолжительность $\geq 10^m$) были взяты из сводок [13]. Для каждого из периодов, наконец, определялось отношение потока протонов P к энергии радиовсплесков R [9]. Величину этого отношения можно рассматривать как некоторую меру, характеризующую условия распространения протонов в межпланетной среде. Отношение $P/R = K$ для данного периода, таким образом, отражает условия распространения частиц для данного интервала гелиошироты и в некотором приближении не зависит от уровня солнечной активности.

Значение величины K для всего диапазона изменения гелиошироты Земли и для всего набора событий представлено на рис. 1 (a — события северного полушария, b — южного). Из рассмотрения гистограмм видно, что они в общих чертах воспроизводят результат, полученный ранее для 1957—1963 гг. [9]: так же как и прежде, видна «зона избегания», к которой примыкают сравнительно узкие гелиоширотные зоны, наиболее благо-

приятные для распространения частиц. Однако «зона избегания» смещена к югу и располагается не в экваториальной плоскости $\pm 2^\circ$, как в 1957—1963 гг., а на гелиоширотах $-5^\circ \div -2^\circ$. Это отчетливо видно также и из рис. 2, где гистограмма построена таким образом, что за ее центр симметрии принята «зона избегания». Набор событий для рис. 1 и 2 отличается, поскольку в последнем случае в рассмотрение включены события, не отождествленные со вспышками. Эффект смещения зоны систематический: он может быть прослежен отдельно за каждый год всего исследуемого периода.

2. О возможной причине смещения «зоны избегания» к югу

Поскольку нет никаких оснований, как показывает анализ, полагать, что смещение «зоны» может быть случайным эффектом, связанным с процедурой обработки, или каким-то видом селекции исходных данных, целесообразно обсудить возможные физические причины такого смещения. Одно из возможных объяснений заключается в том, что эффект смещения может быть связан с асимметрией север — юг в распределении солнечной активности. Как следует из результатов изучения изменения асимметрии север — юг за 1959—1969 гг. [14], в 1963—1967 гг. наблюдалась очень сильная асимметрия: активность на севере была много больше, чем в южном полушарии. Еще в 1965 г. Дж. Вилкоккс [15] высказал соображение о том, что при наличии такой асимметрии в распределении активности более интенсивный ветер с северного полушария будет приводить к смещению линий тока плазмы на низких гелиоширотах к югу.

В связи со сказанным для проверки такого объяснения смещения «зоны избегания» было построено распределение интенсивности корональной линии $\lambda 5303 \text{ \AA}$ для каждого интервала гелиошироты в 5° за каждый месяц для всего изучаемого периода. Использовались данные [13] по наблюдениям станции Кисловодск. Лакуны заполнялись по станции Пик дю Миди. Полученный индекс представляет собой сумму ежесуточных значений интенсивности на восточном плюс западном лимбах за данный месяц.

Выбор в качестве индекса активности интенсивности корональной линии $\lambda 5303 \text{ \AA}$ обусловлен тем, что, как оказалось (см., например, [16]), интенсивность этой линии обнаруживает хорошую корреляцию со скоростью солнечного ветра. На рис. 3 показано в качестве примера распределение интенсивности этой линии по гелиошироте для 1966 г. (среднее за год). В виде гистограммы здесь же приведены значения K_p -индекса за этот год в функции гелиошироты Земли. Как хорошо известно, величина K_p -индекса пропорциональна скорости ветра. Видно, что между асимметрией в распределении интенсивности корональной линии и изменением K_p -индекса в зависимости от гелиошироты Земли наблюдается полное соответствие: минимальное значение K_p -индекса приходится на южные гелиошироты $-2^\circ \div -5^\circ$ (скорость ветра здесь минимальная), самые большие значения K_p соответствуют максимальному значению северной гелиошироты (7°), на которую приходится северный максимум в $\lambda 5303 \text{ \AA}$. Таким образом, зона минимального значения скорости ветра в этом году смещена к югу и приходится на гелиошироты Земли $-2^\circ \div -5^\circ$, т. е. совпадает с положением «зоны избегания».

Такое заключение находится в согласии с данными прямых измерений: для 1966 г. согласно данным, полученным на «Пионере-7» и «Пионере-8» [17], наблюдалась полярная составляющая ветра, соответствующая наклону вектора скорости в среднем на $0^\circ,3—0^\circ,5$ к югу. Интересно отметить, что наклон силовых линий межпланетного магнитного поля примерно для того же интервала времени, согласно [18], в отсутствие возмущений значительно больше — в среднем $3^\circ,2$ к югу. В общем такая же картина наблюдается и в остальные годы изученного интервала (за исключением

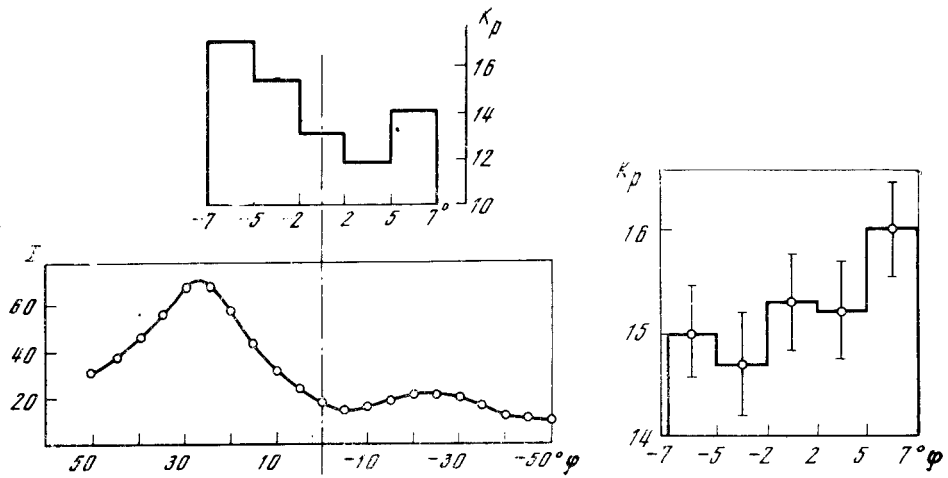


Рис. 3. Средняя за 1966 г. интенсивность корональной линии 5303 \AA и K_p -индекс для разных зон гелиошироты Земли

Рис. 4. Средняя величина K_p -индекса за 1965—1968 гг. для разных зон гелиошироты Земли

1969 г., когда в некоторые месяцы знак асимметрии был обратным). Однако из-за сравнительно большого числа спорадических возмущений картина недостаточно четкая. В среднем за весь исследуемый интервал времени знак асимметрии оставался неизменным и область минимума скорости ветра была смещена к югу. Это видно из рис. 4, где K_p -индекс построен в функции гелиошироты Земли для 1965—1968 гг. Эффект здесь наблюдается лишь как тенденция (в пределах ошибок), так как возмущенные периоды (магнитные бури с внезапным началом) не исключались. Из приведенных данных следует, таким образом, что в 1965—1969 гг. из-за наличия сильной асимметрии в распределении активности между северным и южным полушариями соответствующая асимметрия наблюдалась и в меридиональной структуре солнечного ветра. Зона минимальной скорости ветра при этом оказалась смещенной к югу приблизительно на $3\text{--}4^\circ$. Очевидно, что и силовые линии межпланетного магнитного поля также должны быть смещены к югу (что для определенных периодов подтверждается и прямыми измерениями). Отсюда и смещение «зоны избегания» на южные гелиошироты получает качественное объяснение.

Заключение

Из приведенных данных и их анализа можно сделать следующие выводы.

1. Зона избегания в регистрации солнечных протонов наблюдается и в фазе роста активности текущего 20-го цикла активности.

2. Из-за наличия сильной северо-южной асимметрии в распределении солнечной активности в 1965—1969 гг. зона избегания смещена к югу на $3\text{--}4^\circ$ по гелиошироте.

Следует отметить, что из-за применения усреднения индексов, а также малой статистики событий в солнечных космических лучах многие интересные и важные черты описанного явления, видимо, не выявились.

В этой связи интересен вывод, полученный Дж. Сиску и П. Колманом [19]. Им удалось получить указание на изменение знака асимметрии в структуре ветра при переходе от одного сектора межпланетного магнитного поля к другому.

В заключение авторы выражают признательность В. С. Фостий, проделавшей большую работу по построению распределения интенсивности корональной линии $\lambda 5303 \text{ \AA}$.

Апрель 1972 г.

Л и т е р а т у р а

1. Б. М. Владимирский, Л. С. Левуцкий. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1970, 41-42, 240.
2. A. J. Hundhausen, S. J. Bame, M. D. Montgoemry. J. Geophys. Res., 1971, 76, 5145.
3. P. J. Coleman, R. L. Rosenberg. J. Geophys. Res., 1971, 76, 2917.
4. R. L. Rosenberg, P. J. Coleman, D. S. Colburn. J. Geophys. Res., 1971, 76, 6661.
5. П. П. Чирков, А. И. Кузьмин, Г. Ф. Шафер. Геомагнетизм и аэрономия, 1971, 11, 149.
6. M. C. Barker, C. J. Hatton. Planet. Space Sci., 1971, 19, 549.
7. S. M. Schneider, S. A. Korff. Acta phys. hung., suppl., 1970, 49, 2, 163.
8. B. N. Bhargava, A. Yacob. J. Atmos. and Terrest. Phys., 1970, 70, 1489.
9. Л. С. Левуцкий, Б. М. Владимирский. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1969, 40, 161.
10. A. J. Masley, P. R. Satterblom. Acta phys. Acad. sci. hung., 1970, 29, Suppl. 2, 513.
11. S. Westerlund, F. H. Reeder, C. Abom. Planet. Space Sci., 1969, 17, 1329.
12. A. J. Masley, J. W. McDonough, P. R. Satterblom. Antarct. J. US, 1970, 5, 172.
13. Quart. Bull. Solar Activity N 149—168, 1965—1969 гг.
14. M. Waldmeier. Solar Phys., 1971, 20, 322.
15. J. M. Wilcox. Irish. Astron. J., 1965, 7, 82.
16. J. A. Simpson, J. R. Wang. Astrophys. J., 1970, 171, 265.
17. S. D. Mihalov, J. H. Wolfe. Cosmic electrodynamics, v. 2, 1971, p. 326.
18. N. F. Ness, A. J. Hundhausen, S. J. Bame. J. Geophys. Res., 76, 1971, 6643.
19. G. L. Siscoe, P. J. Coleman. Solar Phys., 1969, 8, 415.

О СВЯЗИ СОЛНЕЧНЫХ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ
С ЭНЕРГИЕЙ ≥ 10 Мэв С ХРОМОСФЕРНЫМИ ВСПЫШКАМИ

Л. С. Левицкий

Получено частотное распределение амплитуд РСА для 5 лет (1965—1969 гг.) нового солнечного цикла и показано, что это распределение не отличается (в пределах ошибок) от найденного ранее [26] для прошлого цикла (1957—1964 гг.). Изучена связь между потоком протонов и баллом хромосферной вспышки, связанной с РСА, за период 1957—1964 гг. Обнаружено, что имеет место тенденция к увеличению потока протонов с возрастанием балла вспышки. Однако эта зависимость выражена значительно хуже, чем аналогичная зависимость между потоком протонов и энергией радиовсплеска на волне 3—10 см, описанная в [26]. Сделан вывод, что генерация к. л. с энергией ≥ 10 Мэв имеет место, по-видимому, во всех хромосферных вспышках балла ≥ 1 и нет качественного различия между протонными и непротонными вспышками.

Найдено, что распределение по географической долготе протонных вспышек и интенсивных радиовсплесков на волне 3—10 см для 4 лет (1965—1968 гг.) нового солнечного цикла отличается от аналогичного распределения, полученного для прошлого цикла. В новом цикле активной оказывается область долгот 120—300°, которая в прошлом цикле была наименее активна.

THE LOW ENERGY SOLAR COSMIC RAYS AND THE CHROMOSPHERIC FLARES, by L. S. Levitsky.— The frequency distribution of the amplitudes of the PCA events is obtained for the years 1965—1969 (new solar cycle). This distribution is the same as at solar cycle No. 19 (1957—1964, see ref. [26]).

A connection between solar proton's flux and the importance of the solar flare is studied. The solar proton's flux are increasing when flares importance is more, this connection is not so clear as the connection between proton's flux and radio burst's energy $\lambda \lambda 3 \div 10$ cm [26].

It was concluded that the generation of solar cosmic rays with energy ≥ 10 Mev take place for the all flares with the importance ≥ 1 . There are no physical differences between proton and non-proton flares.

The longitudinal distribution proton flares and large radio bursts $\lambda \lambda 3 \div 10$ cm was investigated for the new solar cycle. It was shown that the most active longitude's region was situated at 120—300°. It was not active at cycle No. 19.

Давно известно, что в период развития некоторых хромосферных вспышек, сопровождающихся радиовсплесками IV типа, происходит генерация значительных потоков заряженных частиц с энергией 10—100 Мэв, которые достигают Земли и вызывают возрастание ионизации в нижней полярной ионосфере. Это явление приводит к увеличению поглощения космических радиосуммов (Polar Cap Absorption или РСА). Однако хромосферных вспышек (даже высокого балла $\geq 2b$), так же как и всплесков радиоизлучения IV типа, наблюдается значительно больше, чем случаев прихода солнечных космических лучей (с.к.л.). В связи с этим немало работ было посвящено поискам специфических признаков, отличающих вспышки с.к.л. от вспышек без эффектов в к. л. Так, например, Эллисон и др. [1], а также Кривский [2] указали на некоторые морфологические особенности в линии H_{α} вспышек с. к. л.: образование ярких параллельных волокон (У-фаза). Разными авторами был указан целый ряд других признаков: покрытие свечением H_{α} области тени пятна [3], двойной максимум на фо-

тометрической кривой развития вспышек [4], появление темного гало, окружающего область свечения [5], образование петельных протуберанцев [6], свечение в белом свете [7]. Некоторые авторы в качестве признаков вспышки с. к. л. отмечали те или иные особенности радиовсплеска, сопровождающего вспышку, прежде всего вид его спектра [8—10]. В недавно появившихся работах Крума [11—13] особое внимание уделяется радиовсплескам в миллиметровом диапазоне.

Многие из геофизических проявлений вспышек также были использованы для выделения вспышек с. к. л. Например, всплеск жесткого рентгеновского излучения, регистрируемый по возрастанию f_{\min} далеко от подсолнечной точки [14], а также кроше в геомагнитном поле были предложены в качестве критерия, отличающего вспышку с. к. л. [15]. Еще одним критерием вспышки с. к. л. было предложено считать наличие магнитной бури с достаточно большой амплитудой SC [16].

Все процитированные выше авторы исходили из предположения о существовании отличительных признаков для вспышек с. к. л., т. е. из представления о том, что существует два класса вспышек. Они получили название соответственно «протонных» и «непротонных» вспышек. С другой стороны, некоторые из авторов указывали на то, что многие найденные признаки протонных вспышек присущи вообще любой мощной вспышке [17].

Поиски различия между обычными и протонными вспышками по их оптическим спектрам привели к заключению об отсутствии существенных различий между этими двумя классами [18, 19]. В то же время прямые измерения в космосе показали, что повышение чувствительности аппаратуры приводит к систематическому увеличению числа эффектов возрастания к. л. [20]. В связи с этим возникло предположение о том, что ускорение частиц и их эмиссия имеют место в любой вспышке [20—26].

Указанные две точки зрения до сих пор продолжают обсуждаться в литературе, и вопрос о справедливости какого-либо из этих предположений все еще остается открытым. Приводимые ниже результаты, думается, вносят некоторую ясность в этот круг вопросов.

1. Частотное распределение РСА по амплитудам

Наиболее веским доводом в пользу отсутствия качественного различия между протонными и непротонными вспышками могут служить результаты, приведенные в [26]. В [26] получено частотное распределение РСА (в интегральной форме) по амплитудам (под амплитудой понимается поток P протонов с энергией ≥ 10 Мэв в момент максимальной фазы РСА) за прошлый цикл (1957—1964 гг.). Это распределение может быть представлено в виде

$$N(>P) = kP^\alpha,$$

где $\alpha = -0,50 \pm 0,10$. Ошибка в показателе вычислялась на основании среднестатистических ошибок каждой точки графика, приведенного в [26], из-за возможных флуктуаций в числе зафиксированных событий для каждого интервала амплитуд.

Если это распределение проэкстраполировать в область малых потоков вплоть до 10^{-3} протон·см⁻²·сек⁻¹·стер⁻¹ (такие слабые возрастания с. к. л. регистрировались в межпланетном пространстве после некоторых хромосферных вспышек [20]), то полное число событий N достигнет $\sim 10^4$, что по порядку величины совпадает с числом всех вспышек балла ≥ 1 за тот же интервал времени. Этот факт свидетельствует, по-видимому, в пользу того, что ускорение протонов (хотя бы в малых масштабах) до энергий ≥ 10 Мэв происходит во всех хромосферных вспышках балла 1 и выше, но потоки их могут сильно отличаться от вспышки к вспышке (более чем на 7 порядков). Следовательно, разница между протонными и

непротонными вспышками скорее количественная, чем качественная, т. е. имеет место плавный переход от больших протонных вспышек ко все более и более слабым протонным вспышкам без каких-либо резко очерченных границ между ними. Поэтому в дальнейшем под термином «протонная вспышка» будем понимать вспышку, связанную с РСА (т. е. с достаточным большим потоком в окрестности Земли, ≥ 10 протон \cdot см $^{-2}$ \cdot сек $^{-1}$ \cdot стер $^{-1}$).

Аналогичным образом было получено распределение амплитуд РСА для 5 лет (1965—1969 гг.) нового солнечного цикла. Оказалось, что для этого периода распределение имеет такой же вид и значение $\alpha = -0,45 \pm \pm 0,14$, т. е. практически совпадает (в пределах ошибок) со значением α для прошлого цикла. Это может означать, что распределение эффектов возрастаний с. к. л. по амплитудам не меняется от цикла к циклу и в первом приближении имеет вид:

$$N(>P) = \frac{k}{\sqrt{P}}.$$

2. Зависимость между потоком протонов и баллом хромосферной вспышки

Хорошо известно, что протонные вспышки в среднем имеют более высокий балл, чем обычные. Однако количественная связь между баллом F вспышки, связанной с РСА, и потоком P протонов не исследовалась. С целью изучения такой зависимости был использован каталог вспышек с. к. л. за период с 1957 по 1964 г. [26]. Полученный результат представлен на рис. 1.

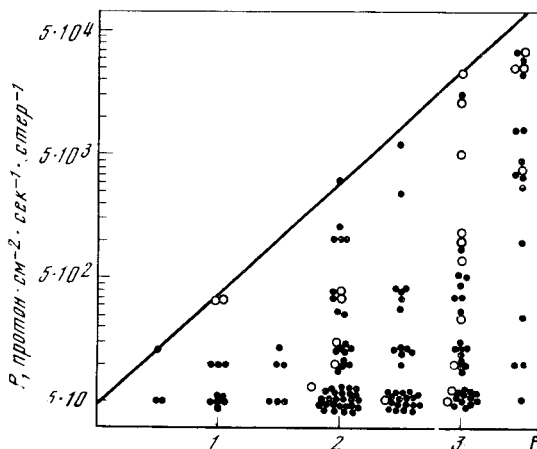
Несмотря на большой разброс точек, отчетливо видна следующая закономерность: большие потоки протонов наблюдаются лишь после мощных хромосферных вспышек, в то время как малые потоки связаны со вспышками как большого, так и низкого балла. Каждому баллу вспышки соответствует некоторый максимальный P_{\max} поток протонов (P_{\max} на рис. 1 ограничен прямой линией), который можно ожидать (по измерениям на Земле) после такой вспышки.

Разброс точек может быть вызван многими причинами, например флуктуациями в мощности ускорительного механизма, изменением наклона энергетического спектра к. л. в источнике, условиями выхода протонов из области генерации и т. п. Одной из важнейших причин являются, по-видимому, условия распространения с. к. л. в межпланетном пространстве.

Кружками с точками на рис. 1 обозначены протонные вспышки с наиболее благоприятными условиями распространения к. л. (те же события РСА, подробно описанные в [26] при исследовании зависимости между потоком протонов и энергией E_R радиовсплеска на волне 3—10 см). Для этих событий наблюдается тенденция к росту потока с баллом вспышки (коэффициент корреляции $0,39 \pm 0,12$) аналогично тому, как это было показано для радиовсплесков [26]. Однако зависимость между P и E_R выражена значительно лучше (коэффициент корреляции $0,79 \pm 0,05$). Из этого, по-видимому, следует вывод, что балл вспышки в меньшей мере является показателем эффективности генерации высокоэнергетических частиц, чем интенсивность (или энергия) радиовсплеска в сантиметровом диапазоне.

Из факта существования зависимости между P и E_R следует, что даже самые слабые явления в радиодиапазоне могут сопровождаться генерацией к. л. Это находится в полном соответствии с результатами, полученными Ю. Ф. Юровским [27], согласно которым даже малые вспышки сопровождаются слабыми радиовсплесками со всеми признаками всплесков

Рис. 1. Зависимость амплитуды РСА от балла связанной с ним хромосферной вспышки
 P — поток протонов в момент максимума РСА; F — балл вспышки



IV типа. Действительно, как видно из рис. 1, в некоторых случаях РСА вызывались даже вспышками балла 1.

Таким образом, эти результаты еще раз показывают, до какой степени условно различие между «протонными» и «непротонными» вспышками.

3. Распределение протонных вспышек по гелиографической долготе

Хотя и не существует, по-видимому, качественного различия между протонными и непротонными вспышками, однако (как уже отмечалось многими авторами [28—31]) большие протонные вспышки имеют четко выраженную тенденцию группироваться в определенных зонах кэррингтоновских долгот. На рис. 2 показано распределение по гелиографической долготе протонных вспышек различной мощности для прошлого (№ 19) 11-летнего цикла. Из этого распределения видно, что в области долгот (λ) 140—320° имеется глубокий минимум в числе протонных вспышек с $P > 200$ протон·см⁻²·сек⁻¹·стер⁻¹ (таким потокам соответствует величина поглощения космических радиосумов > 2 дб на частоте 30 Мгц). Эти вспышки сосредоточены преимущественно в одной полусфере Солнца ($\lambda = 320 \div 0 \div 140^\circ$). В то же время слабые протонные вспышки (величина поглощения < 2 дб) распределены равномерно по гелиографической долготе.

На рис. 3 показано распределение по гелиодолготе суммарного потока протонов от всех протонных вспышек за период с 1955 по 1964 г. В этом случае результат получается наиболее отчетливым. Полная активность долгот сильно различается. На Солнце существуют сравнительно узкие (по долготе) устойчивые области, в которых возникли практически все самые большие протонные вспышки. В активной полусфере (т. е. для $\lambda = 320 \div 0 \div 140^\circ$) имеются два таких интервала долгот: 320—340° и 20—80°. Кроме того, есть небольшой максимум и в неактивной полусфере: $\lambda = 180 \div 220^\circ$. Эта область долгот оставалась активной лишь до середины 1958 г. Аналогичное заключение было сделано и Ю. И. Витинским [30].

Полученное таким же образом распределение протонных вспышек и больших радиовсплесков на волне 3—10 см с энергией $E_R \geq 10^3$ (в единицах $60 \cdot 10^{-22}$ дж·м⁻²·гц⁻¹) и $E_R \geq 10^4$ (заштрихованы) для 4 лет (1965—1968 гг.) нового солнечного цикла показало совершенно противоположную картину (рис. 4). В новом цикле активной оказывается область долгот 120—300°, которая в прошлом была наименее активной.

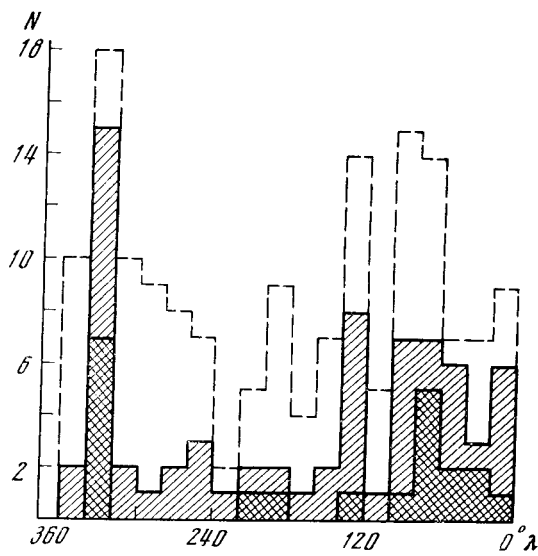


Рис. 2. Распределение по географической долготе протонных всплесков за период 1955—1964 гг.

Двойной штриховкой обозначены всплески с амплитудой $PSA > 5 \text{ dB}$, заштрихованы — с амплитудой PSA от 2 до 5 dB , штриховой линией обозначены всплески с амплитудой $PSA < 2 \text{ dB}$

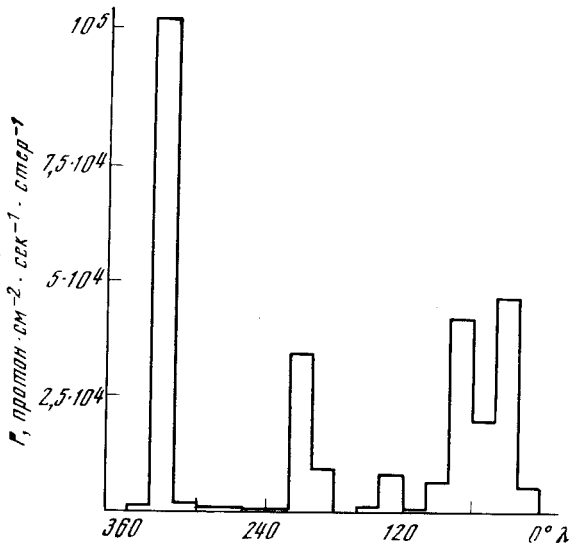


Рис. 3. Распределение по географической долготе суммарного потока от всех протонных всплесков за период 1955—1964 гг.

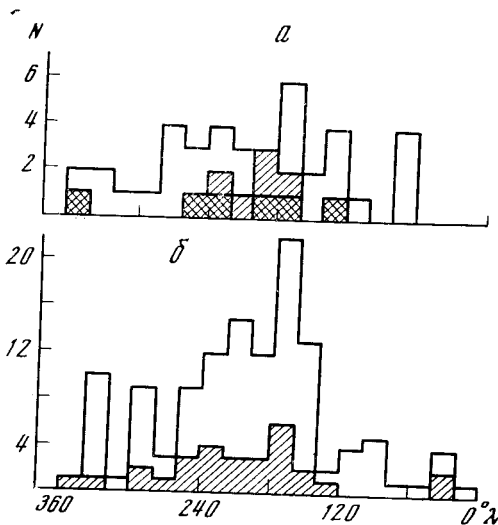


Рис. 4. Распределение по географической долготе протонных всплесков (а) и радиовсплесков на волне 3—10 cm (б) для 4 лет (1965—1968 гг.) нового (№ 20) солнечного цикла

На рис. 4а двойной штриховкой обозначены всплески с амплитудой $PSA > 5 \text{ dB}$, заштрихованы одной штриховкой — с амплитудой PSA от 2 до 5 dB и незаштрихованы — с амплитудой $PSA < 2 \text{ dB}$

Заключение

Из всего изложенного выше можно сделать следующие выводы.

1. Получено частотное распределение (в интегральной форме) амплитуд РСА для 5 лет (1965—1969 гг.) нового солнечного цикла. Это распределение практически совпадает (в пределах ошибок) с аналогичным распределением, найденным нами ранее для прошлого солнечного цикла. Таким образом, этот факт может указывать на то, что распределение эффектов возрастаний с. к. л. по амплитудам не меняется от цикла к циклу.

2. Рассмотрена зависимость между потоком протонов и баллом хромосферной вспышки, связанной с РСА. Показано, что имеет место тенденция к увеличению потока протонов с возрастанием балла вспышки. Однако эта зависимость выражена значительно хуже, чем зависимость между потоком протонов и интенсивностью (и энергией) связанного радиовсплеска в сантиметровом диапазоне (3—10 см). Следовательно, балл вспышки в меньшей мере является показателем эффективности генерации высокоэнергичных частиц, чем интенсивность или энергия радиовсплеска.

3. Анализ полученных закономерностей позволяет сделать вывод, что генерация к. л. с энергией ≥ 10 Мэв (хотя бы в малых масштабах) имеет место во всех хромосферных вспышках балла 1 и выше, но потоки их могут сильно отличаться от вспышки к вспышке (> 7 порядков). Следовательно, класс «протонных» вспышек может быть выделен чисто условно.

4. Изучено распределение по гелиографической долготе протонных вспышек и больших радиовсплесков в сантиметровом диапазоне для 4 лет (1965—1968 гг.) нового солнечного цикла. Показано, что это распределение отличается от аналогичного распределения, полученного для прошлого цикла. В новом цикле активной оказывается область долгот 120—300°, которая в прошлом цикле была наименее активной.

В заключение автор считает своим приятным долгом выразить благодарность Б. М. Владимирскому за полезное обсуждение статьи.

27 апреля 1972 г.

Литература

1. M. A. Ellison et al. Dunsink Obs. Publ., 1961, 1, 53.
2. L. Krivsky. Nuovo cimento, 1963, 27, 1017.
3. H. W. Dodson, E. R. Hedeman. Astron. J., 1960, 65, 51.
4. G. E. Hill. J. Phys. Soc. Japan, 1962, 17, Suppl. A-1.
5. M. A. Ellison et al. Monthly Notices Roy. Astron. Soc., 1961, 122, 491.
6. A. Bruzek. J. Geophys. Res., 1964, 69, 2386.
7. K. G. McGracken. Nuovo cimento, 1959, 13, 1081.
8. C. Warwick, M. Haurwitz. J. Geophys. Res., 1962, 67, 1317.
9. K. Sakurai. J. Geomagn. and Geoelectr., 1963, 14, 144.
10. I. P. Castelli, J. Aarons, G. A. Michael. J. Geophys. Res., 1967, 72, 5491.
11. D. L. Croom. Astrophys. Letters, 1970, 7, N 2, 133.
12. D. L. Croom. Solar Phys., 1971, 19, N 1, 152.
13. D. L. Croom. Solar Phys., 1971, 19, N 1, 171.
14. А. С. Дворяшин, Л. С. Левицкий, А. К. Панкратов. Астрон. ж., 1962, 39, 428.
15. R. V. Subrahmanyan. J. Atmos. and Terrest. Phys., 1964, 26, 119.
16. B. N. Bhargava, R. V. Subrahmanyan. Planet. Space Sci., 1966, 14, 871.
17. C. Athey. Space Res., 1961, 11, 837.
18. А. Н. Коваль, Н. В. Стешенко. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1963, 30, 200.
19. Н. В. Стешенко. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1971, 43, 152.
20. K. G. McCracken, U. R. Rao, R. P. Vikata. J. Geophys. Res., 1967, 72, 4293.
21. А. С. Дворяшин. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1963, 30, 221.
22. А. С. Дворяшин. Дисс. КАО, 1965.
23. Б. М. Владимирский. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1965, 33, 151.
24. Б. М. Владимирский. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1967, 31, 1307.
25. Б. М. Владимирский. Дисс. КАО, 1967.
26. Л. С. Левицкий. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1970, 41-42, 203.
27. Ю. Ф. Юровский. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1969, 40, 147.
28. C. S. Warwick. Astrophys. J., 1965, 141, 500.
29. Л. С. Левицкий. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1967, 37, 137.
30. Yu. I. Vitinskij. Solar Phys., 1969, 7, 210.
31. M. W. Haurwitz. Astrophys. J., 1968, 151, 351.

СВЯЗЬ ИСТОЧНИКОВ ШУМОВЫХ БУРЬ
С МАГНИТНЫМ ПОТОКОМ ПЯТЕН

Л. А. Елисеева, Л. И. Юровская

На основании сопоставления магнитного потока пятен при их прохождении по диску Солнца с излучением фона шумовой бури показано, что источник радиоизлучения в короне возникает в период роста магнитного потока на фотосфере. Максимумы радиоизлучения и магнитного потока совпадают по времени с точностью ± 1 день. Обнаружено, что над молодыми группами возникают наиболее сильные источники шумовых бурь.

THE CONNECTION OF SOURCES OF THE NOISE STORMS WITH THE MAGNETIC FLUX OF SPOTS, by L. A. Eliseyeva, L. I. Yurovskaya.— From the comparison of the magnetic flux of spots during their passage across the solar disk with emission of noise storm was shown that source of radioemission in the corona is appearing in the interval of rise of magnetic flux at photosphere. Maximum of radioemission and of magnetic flux coincide with accuracy of the order of ± 1 day. Very important sources of noise storms were found above young spots.

Известно, что источники шумовой бури (ш. б.) в короне связаны с группами пятен на фотосфере [1]. Однако не все активные центры сопровождаются радиоизлучением этого типа. Так, в [2] показано, что чем выше напряженность магнитного поля и площадь наибольшего пятна в группе, тем больше вероятность возникновения ш. б. Фоккер [3] обнаружил, что ш. б. связаны преимущественно с группами пятен типа *E* и *F*. В [4] указывается, что появление ш. б. зависит от отношения интенсивностей ядра и полутени (по наблюдениям в линии $\lambda 5500$).

Особенностью ш. б. является высокая степень поляризации, достигающая до 100%, что говорит о связи структуры и условий возникновения локальных источников в короне с величиной и конфигурацией магнитного поля. Из-за отсутствия непосредственных измерений полей в короне мы решили провести сопоставление некоторых характеристик ш. б. с магнитным потоком активных областей на уровне фотосферы.

Мы рассмотрели появление ш. б., радиоизлучение ее фона (без всплесков I типа) в зависимости от изменения магнитного потока групп пятен. В отличие от описанных выше исследований каждая активная область и связанная с ней ш. б. рассматривались в развитии за время их прохождения по диску Солнца.

Магнитные потоки пятен для каждой группы были подсчитаны по картам магнитных полей, полученным в Крымской астрофизической обсерватории, и любезно предоставлены нам сотрудниками отдела физики Солнца. Данные о радиоизлучении фона ш. б. на частоте 169 Мгц, полученные в Ханэ на интерферометре с узкой диаграммой направленности, взяты из [5]. В работе использованы сведения о вспышках, публикуемые там же.

Основная часть рассмотренного материала приходится на период с марта 1968 по февраль 1969 г. и один случай за 1970 г., когда источник

ш. б. был определен из затменных наблюдений. Отбор проводился по принципу однозначного отождествления источника ш. б. с группой пятен на фотосфере. Для исключения неточностей, связанных с изменениями на краю солнечного диска, сопоставление проводилось в пределах ± 4 дня от даты прохождения соответствующей группой центрального меридиана.

Для каждого отобранного случая было построено изменение со временем магнитных потоков F_N , F_S , $F_N + F_S$, суммы баллов вспышек B и радиоизлучения фона ш. б. R_Φ . Пример таких кривых для одной из групп (№ 247 по нумерации бюллетеня «Солнечные данные») приведен на рис. 1.

Вначале мы исследовали временные связи между излучением фона ш. б. и магнитным потоком. Были сопоставлены начало радиоизлучения R_Φ и дата максимума суммарного магнитного потока $F_N + F_S$. Распределение числа областей в зависимости от разности дат этих явлений представлено на рис. 2. Как видно из гистограммы, источник ш. б. появляется в период роста магнитного потока (в среднем на 2 дня раньше его максимума). Этот результат согласуется с появлением ш. б. в период роста площади группы пятен, обнаруженным в [6].

Поскольку, как правило, магнитные потоки N- и S-полярностей в каждой группе не равны между собой по величине, в дальнейшем наряду с суммарным потоком $F_N + F_S$ мы будем пользоваться такими характеристиками, как больший F_G и меньший F_M магнитный поток в данной активной области. Тем самым в каждой группе пятен мы выделяем полярность, магнитный поток которой больше (или меньше) безотносительно к знаку поля.

Результаты сопоставления по времени максимума радиоизлучения ш. б. с максимумом суммарного $F_N + F_S$ большего F_G и меньшего F_M для каждой группы магнитного потока представлены на рис. 3. Распределения областей по разностям дат (рис. 3, а и б) практически одинаковы: большинство максимумов совпадает с точностью ± 1 день. Как видно из рис. 3, в, максимум фона ш. б. в примерно одинаковом числе случаев

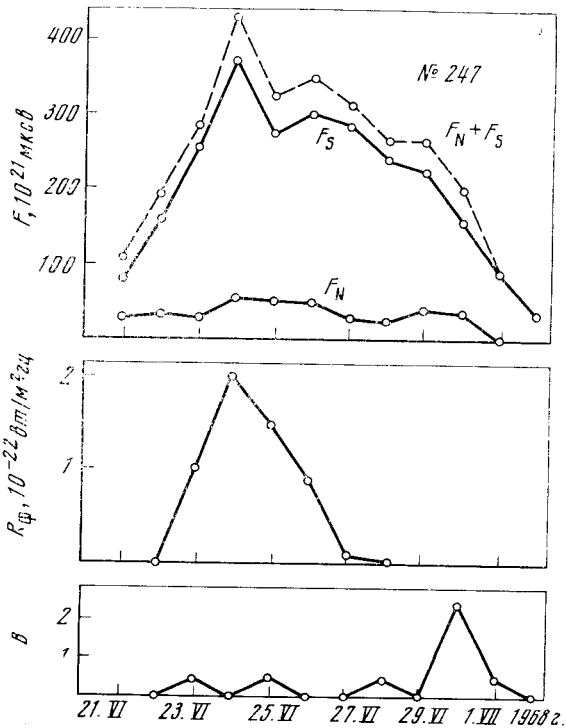


Рис. 1. Изменение магнитных потоков F_N и F_S , суммарного $F_N + F_S$, радиоизлучения фона ш. б. R_Φ и суммы баллов вспышек B со временем для группы пятен № 247

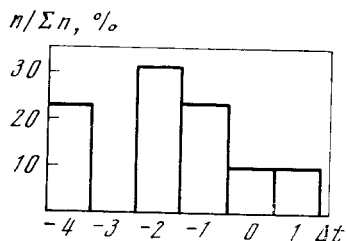
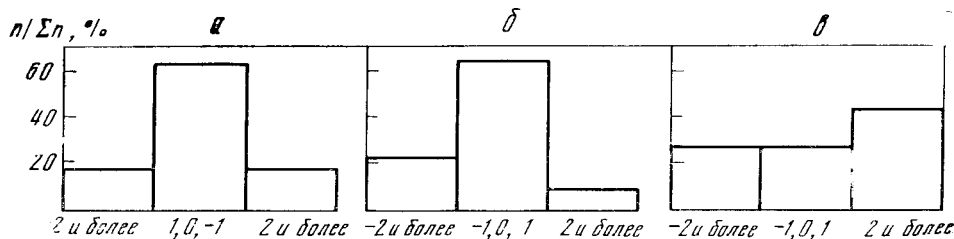


Рис. 2. Гистограмма разностей дат (Δt) появления радиоисточников и максимума магнитного потока. Знак «минус» означает, что радиоизлучение началось раньше максимума магнитного потока.

Рис. 3. Гистограмма разностей между датами максимальных значений магнитного потока и радиоизлучения для суммарного (а), большего (б) и меньшего (в) в данной группе потока.



либо опережает, либо совпадает, либо запаздывает относительно максимума F_M .

При совмещении дат максимальных значений радиоизлучения ход усредненного магнитного потока F_{δ} со временем (рис. 4) обнаруживает максимум вблизи максимума R_{ϕ} , что является дополнительным подтверждением взаимосвязи обоих явлений. В то же время кривая суммы баллов всплеск B вообще не имеет явно выраженного максимума и ее ход говорит скорее об отсутствии связи радиоизлучения ш. б. с площадью всплеск в активной области (рис. 4).

Описанные выше результаты указывают на связь магнитного потока пятен с радиоизлучением фона ш. б. В дальнейшем мы рассматривали уже сами значения магнитных потоков и интенсивность радиоизлучения. Результат исследований связи между максимальными значениями магнитного потока F_{δ} и интенсивностью ш. б. R_{ϕ} представлен на рис. 5. Как видно из рисунка, зависимость между этими величинами довольно слабая, с большим разбросом точек.

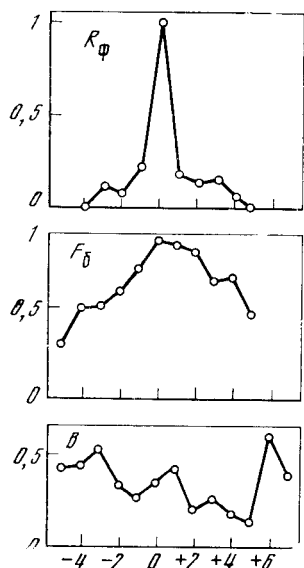


Рис. 4. Усредненный ход радиоизлучения ш. б. R_{ϕ} , большего магнитного потока F_{δ} и суммы баллов всплеск B при совмещении максимумов R_{ϕ} . Знак «минус» означает дату до $R_{\phi \max}$, знак «плюс» — после.

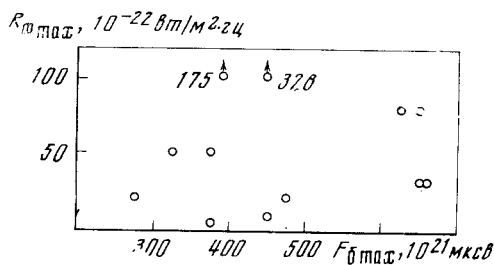


Рис. 5. Зависимость радиоизлучения ш. б. R_{ϕ} от большего в каждой группе магнитного потока F_{δ} .

Принимая во внимание, что источник возникает в период роста магнитного потока, а абсолютная величина F_b слабо связана с радиоизлучением бури, мы рассмотрели, как связаны $R_{\phi \max}$ и скорость изменения магнитного потока dF_b/dt . Нам не удалось обнаружить зависимости между указанными величинами (разброс точек оказался очень большим).

К моменту появления группы на восточном лимбе стадия ее развития может быть различной независимо от того, является группа пятен рекуррентной или впервые проходит по диску Солнца. Учитывая «возраст» активных областей и их развитие, мы разбили все группы на четыре категории.

I. Группы, которые образовались на диске.

II. Группы, которые появились на лимбе уже развитыми, но проходят по диску впервые.

III. Рекуррентные группы, которые в предыдущих прохождениях имели сильное магнитное поле и большую площадь.

IV. Рекуррентные группы, которые в предыдущих оборотах существовали в виде очень слабых пятен и пор.

Для всех описанных категорий было построено распределение максимальных значений R_{ϕ} (рис. 6). Оказалось, что самые

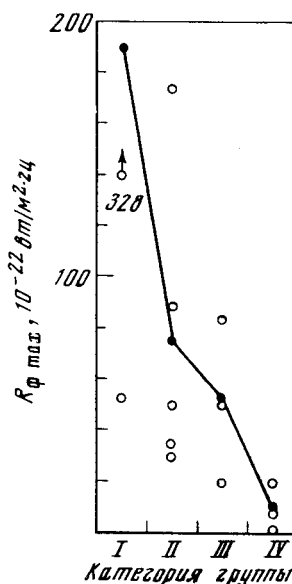


Рис. 6. Зависимость радиоизлучения фона ш. б. $R_{\phi \max}$ от категории соответствующей группы пятен

Темные кружки — отдельные значения, светлые — средние значения $R_{\phi \max}$ для каждой категории

сильные бури связаны с молодыми пятнами, а над рекуррентными пятнами IV категории появляются самые слабые источники. Конечно, количество случаев, попадающих в каждую категорию, недостаточно для определения характерных средних параметров, однако некоторое представление получить можно. Максимальные и минимальные значения F_b в каждой категории показывают ту же нисходящую зависимость, что и средние значения.

В результате всего сказанного можно сделать следующие выводы.

1. Источник радиоизлучения ш. б. возникает в период роста магнитного потока.
2. В большинстве случаев максимумы радиоизлучения и магнитного потока совпадают по времени с точностью ± 1 день.
3. Максимальное излучение источника слабо зависит от величины магнитного потока.
4. Наиболее сильные ш. б. связаны с молодыми пятнами.

Авторы выражают большую благодарность кандидату физ.-матем. наук Н. Н. Степанян за постоянный интерес к работе и ценные консультации.

Апрель 1972 г.

Л и т е р а т у р а

1. В. В. Железняков. Радиоизлучение Солнца и планет. М., «Наука», 1964, стр. 91.
2. А. М. Le Squaren. Ann. astrophys., 1960, 26, N 2, 97.
3. A. D. Jr. Fokker. Rend. Scuola internat. fis. «Enrico Fermi», Corso 12. Bologna, 1960, p. 385.
4. P. Maltby. Nature, 1959, 184, N 4696, Suppl. N 18, 1931.
5. Quart. Bull. Solar Activity, 1968—1969, N 157—161; 1970, N 165.
6. И. Е. Арав. Солнечные данные, 1968, № 9, 79.

НАБЛЮДЕНИЕ СОЛНЕЧНОГО ЗАТМЕНИЯ В КРЫМУ
25 ФЕВРАЛЯ 1971 ГОДА НА ВОЛНЕ 10 см

Ю. Ф. Юровский

Анализ результатов наблюдения частного затмения с максимальной фазой 0,197 показал, что распределение радиояркости на краю диска невозмущенного Солнца на гелиошироте около 70° характеризуется наличием максимума, расположенного на расстоянии порядка $20 \cdot 10^3$ км от видимого лимба Солнца и превышающего яркость невозмущенных участков диска на 20—30%. В день затмения на диске Солнца в районе распавшейся накануне группы пятен существовал локальный радиисточник с диаметром около $30-40''$ и яркостной температурой $1,2 \cdot 10^6$ °К.

THE OBSERVATIONS OF THE SOLAR ECLIPSE ON THE 25 FEBRUARY 1971 IN CRIMEA AT THE WAVELENGTH 10 cm, by Yu. Yurovsky.— The analysis of the observational data received during partial eclipse with maximum phase 0,197 has shown, that the distribution of the radiobrightness on the limb of the quiet Solar disk at latitude 70° has a slight maximum at the distance near $20 \cdot 10^3$ km from visible Solar limb. The brightness of the maximum is 20—30% above brightness of the quiet Solar surface. At the day of eclipse some local source existed on the solar disk near the region preliminary taken up by sunspots. Its size was $30-40''$ and the brightness temperature was of order of $1,2 \cdot 10^6$ °К.

Наблюдения солнечного затмения проводились в Симеизском отделении Крымской астрофизической обсерватории АН СССР на радиотелескопе с шириной диаграммы направленности около $1^\circ \times 2^\circ$. Использовался радиометр с «квазиулевым» методом регистрации плотности потока, при котором антенная температура от всего диска Солнца компенсировалась с помощью генератора шума [1]. Относительная точность регистрации уровня излучения составляла около 0,5%.

Одновременно с наблюдениями в радиодиапазоне производилось фотографирование Солнца и фаз затмения в интегральном свете и в линии H_α . Изучение снимков показало, что диск Луны в течение затмения не закрывал видимых пятен и волокон. Наибольшая фаза затмения в пункте наблюдений составляла $0,197 D_\odot$. На рис. 1 показаны обстоятельства затмения и зарисовки оптически видимых деталей на диске Солнца по материалам [2].

В районе IV контакта по данным [2] в предыдущие и последующие дни активных образований не наблюдалось. В момент затмения на наших фотографиях Солнца в белом свете и в линии H_α в указанном районе также не было видно заметных деталей. Поэтому область вблизи IV контакта рассматривается как участок «спокойного» Солнца. Методика вычисления распределения радиояркости вблизи лимба обсуждалась нами ранее [3], где было получено распределение радиояркости вблизи экваториальной зоны солнечного диска. Материалы данного затмения позволяют получить сведения о характере радиояркости в полярной области, так как IV контакт происходил на широте около 70° .

На рис. 2 показан участок записи радионизлучения, включающий момент IV контакта ($10^h 53^m 30^s \pm 2^s$). На равномерное увеличение плот-

ности потока, связанное с постепенным открытием диска Солнца, накладываются изменения потока периодического характера (штриховая линия на рис. 2) с периодом 5—7 мин. Установить причину происхождения и природу этих колебаний только по нашим материалам довольно затруднительно. Возможно, это периодические изменения интенсивности излучения какой-либо активной области, аналогичные рассматриваемым в [4], или вариации уровня записи, связанные с ошибками механизма сопровождения антенны. Чтобы исключить влияние этих колебаний на вычисление

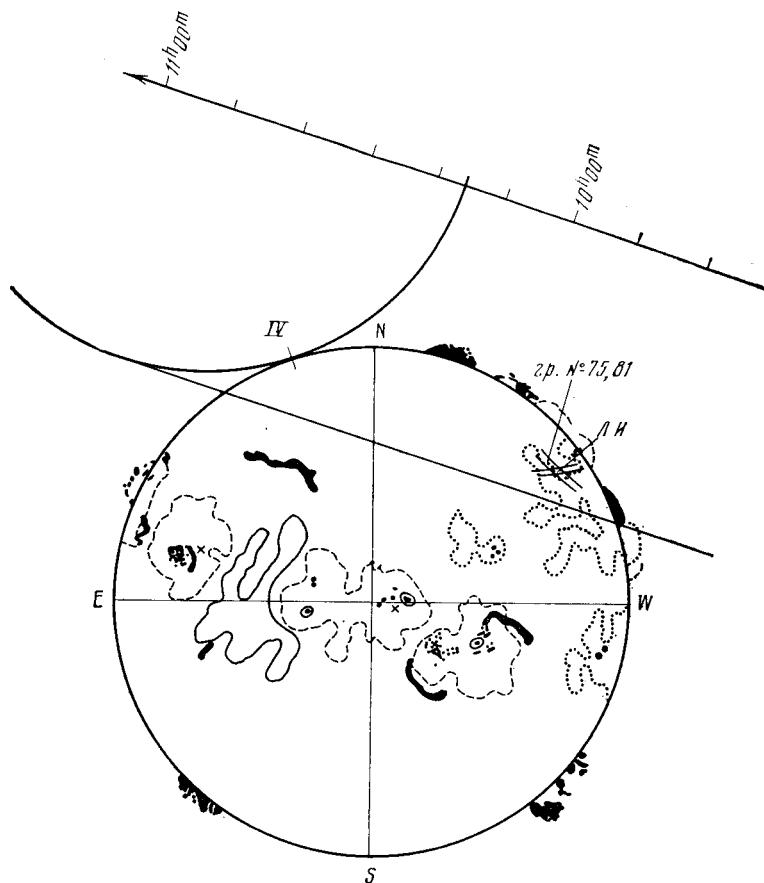


Рис. 1. Эскиз оптически видимых образований на диске Солнца 25.II 1971 г. по материалам [2]

Римской цифрой IV обозначена область четвертого контакта. В верхней части рисунка приведена траектория центра Луны и указано время UT, соответствующее положению центра Луны в каждый момент времени. ЛН — локальный источник

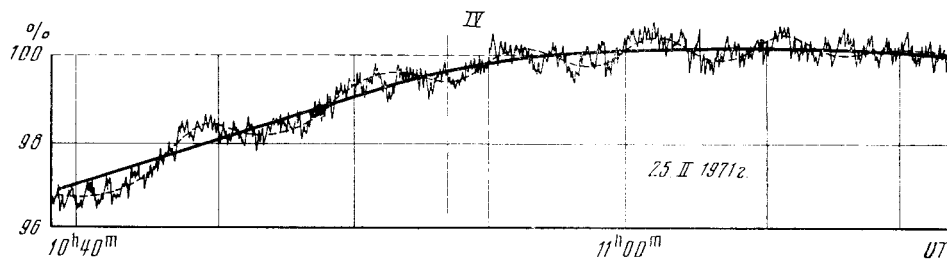


Рис. 2. Участок записи радионизлучения Солнца на волне 10 см, включающий момент IV контакта

распределения радиояркости, ход записи затмения аппроксимировался так (сплошная жирная линия на рис. 2), чтобы амплитуда колебаний по обе стороны аппроксимирующей кривой была примерно одинаковой. Однако наличие шумов затрудняет однозначную аппроксимацию. В связи с этим вычисления проводились по двум кривым, одна из которых проходила по верхнему уровню шумовой дорожки, другая — по нижнему.

Результаты вычислений приведены на рис. 3, где по оси ординат отложена яркостная температура, отнесенная к температуре удаленных от края невозмущенных областей диска Солнца. По оси абсцисс отложены высоты над лимбом. Штриховкой обозначен разброс значений радиояркости, обусловленный влиянием шумов. Следует подчеркнуть, что распределение радиояркости, вычисленное по кривой, проходящей по мини-

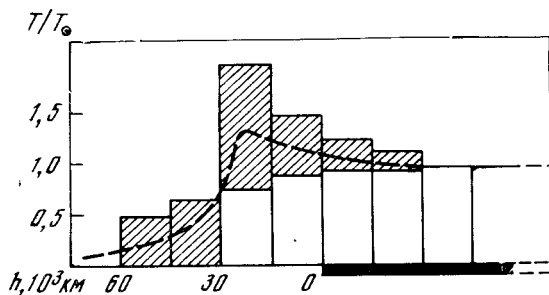


Рис. 3. Распределение радиояркости на краю диска невозмущенного Солнца на гелиошироте около 70°

Жирной линией вдоль оси абсцисс обозначено положение [проекции] видимого диска Солнца

мальным значениям шумовой дорожки, не имеет максимума и характеризуется плавным спадом яркости за лимбом, достигающим половинного значения яркости диска на расстоянии $60 \cdot 10^3 \text{ км}$. В этом случае размер радиодиска Солнца в направлении на полюс получается порядка $1,08R_{\odot}$, что не согласуется с результатами [5], где приведено значение $1,05R_{\odot}$ по уровню половинной яркости. Следовательно, аппроксимацию по нижнему уровню шумовой дорожки нельзя признать удовлетворительной.

Расчеты по кривой, проведенной по максимальным значениям в пределах шумовой дорожки, дают распределение с максимумом, расположенным за пределами видимого диска. Возможно, наиболее вероятное распределение радиояркости заключено между этими крайними случаями (обозначено на рис. 3 штриховой линией). Это распределение характеризуется наличием незначительного максимума, где яркостная температура превышает яркость «спокойного» Солнца на 20—30%. Максимум находится на расстоянии около $20 \cdot 10^3 \text{ км}$ от видимого лимба Солнца. Ширина поярчания по уровню половинной яркости не превышает 30—40". Для сравнения заметим, что распределение радиояркости по диску Солнца, полученное в [5] на основании измерений с помощью многоэлементного интерферометра с разрешением порядка $3'$, не содержит поярчания к краю на широтах более $40 - 50^\circ$. Вероятно, узкое кольцо с повышенной яркостью, окружающее лимб Солнца и более яркое в районе экватора, определялось при интерферометрических наблюдениях по диаграмме направления, что может быть и явилось причиной обнаруженных расхождений в распределении радиояркости, полученном различными методами.

В течение затмения 25.II 1971 г. в Крыму диск Луны не закрывал видимых пятен и пор. Однако на записи радиоизлучения достаточно уверенно можно заметить закрытие в $9^{\text{h}}33^{\text{m}}$ и последующее открытие в $10^{\text{h}}07^{\text{m}}$ компактного локального радиоисточника (рис. 4). Резкое изменение плотности потока при его закрытии и открытии значительно превышает амплитуду случайных флуктуаций уровня записи. Найденное нами положение радиоисточника на диске Солнца показано на рис. 1. Согласно [2], 20 февраля в районе обнаруженного радиоисточника наблюдалась группа

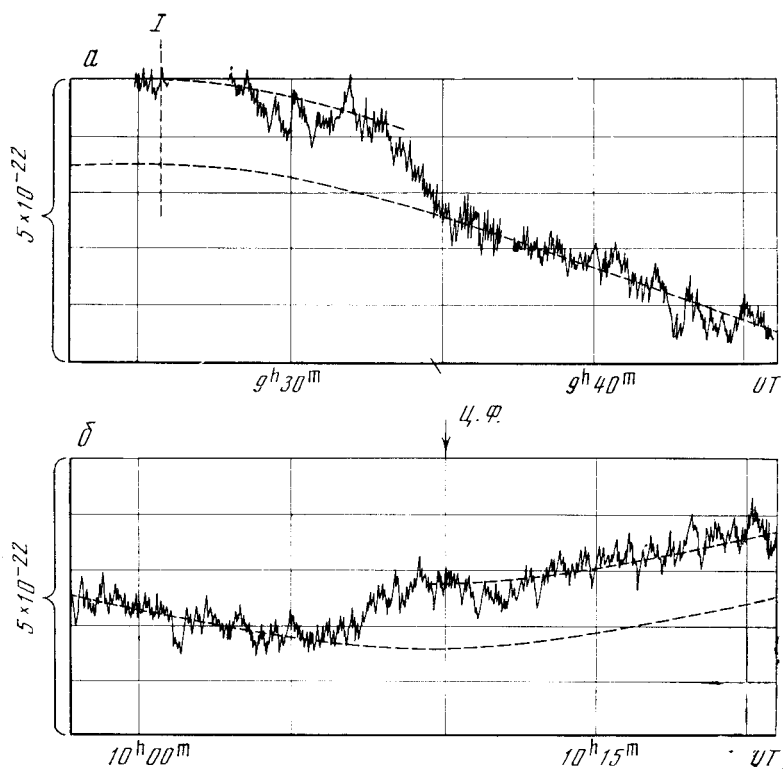


Рис. 4. Закрытие (а) и открытие (б) локального источника в течение затмения 25.II 1971 г.

Ц. ф. — момент центральной (максимальной) фазы затмения

пятен № 75, а 22 февраля — группа № 81. По площади, числу пятен и положению на диске группы очень близки. В каждой из них было по два пятна общей площадью 18 и 11 миллионных долей полусферы соответственно. Вероятно, это была одна и та же группа, просуществовавшая всего около трех суток (с 20 по 22 февраля) и распавшаяся к 23 февраля. Однако, как следует из наших наблюдений, локальный источник в этом районе существовал 25 февраля, т. е. через три дня после распада группы. Координаты центра группы отличаются от координат центра источника на 5° по широте и на 3° по долготе. Расстояние на поверхности Солнца между ними равно приблизительно $40-50 \cdot 10^3$ км, но не в направлении радиуса Солнца. В связи с этим определение высоты источника по эффекту проекции в данном случае нецелесообразно.

Размеры источника в направлении закрытия и открытия приблизительно одинаковы и составляют $30-40''$. Яркостная температура, усредненная по всей площади источника, получилась порядка $1,2 \cdot 10^6$ К, т. е. вполне обычной для локальных источников сантиметрового диапазона [5,6]. Заметим, однако, что малые угловые размеры и высокую яркостную температуру чаще имеют радиоисточники, связанные с группами пятен [5—7]. В нашем же случае в день наблюдений вблизи локального источника никаких видимых пятен не было. Флоккулярное поле было протяженным и слабым (балла 1) и без существенных деталей.

Таким образом, основные выводы, полученные в результате изучения материалов затмения 25.II 1971 г., можно сформулировать следующим образом.

1. Распределение радиояркости по диску невозмущенного Солнца на широте около 70° характеризуется наличием небольшого максимума,

превышающего яркость «спокойного» Солнца на 20—30% и расположенного на расстоянии порядка $20 \cdot 10^3$ км от видимого лимба Солнца.

2. В день затмения на диске Солнца в районе распавшихся накануне групп пятен существовал локальный радиисточник с диаметром около $30-40''$ и яркостной температурой $1,2 \cdot 10^6$ К.

В заключение автор считает приятным долгом поблагодарить В. В. Гаврилова и П. В. Матвеева за участие в проведении оптических и радионаблюдений затмения.

30 марта 1972 г.

Л и т е р а т у р а

1. Ю. Ф. Юровский. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1965, 34, 60.
2. Бюлл. «Солнечные данные», 1971, № 2, 32.
3. И. Я. Николаев, Ю. Ф. Юровский. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1972, 46, 128.
4. М. С. Дурасова, Г. А. Ласринов, А. К. Чандаев, О. И. Юдин. Солнечные данные, 1971, № 8, 90.
5. G. Swarup. Astron. J., 1961, 66, 296.
6. Д. В. Корольков, Н. С. Соболева, Г. В. Гельфрейх. Изв. ГАО, 1960, 21, вып. 5, 81.
7. В. В. Железняков. Радиоизлучение Солнца и планет. М., «Наука», 1964, стр. 91.

УРАВНЕНИЯ ПЕРЕНОСА ИЗЛУЧЕНИЯ В СИЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Д. Н. Рачковский

Выводятся коэффициенты поглощения квантового осциллятора в сильном магнитном поле. Формулируются уравнения переноса излучения в параметрах Стокса.

A SYSTEM OF RADIATIVE TRANSFER EQUATIONS IN STRONG MAGNETIC FIELD, by D. N. Rachkovsky.—Absorption coefficients of a quantum oscillator in strong magnetic field is deduced. A system of radiative transfer equations is formed for Stokes parameter.

В последние годы было обнаружено наличие круговой поляризации в излучении ряда звездных объектов. Так, круговая поляризация излучения белых карликов обнаружена Кемпом и др. [1].

Объяснение существования круговой поляризации довольно затруднительно, так как большинство известных механизмов, как, например, рассеяние на электродах, анизотропных и изотропных молекулах, флуктуациях плотности и температуры, резонансное рассеяние в линиях и другие механизмы, дают релеевский тип рассеяния. Для образования круговой поляризации в среде должно существовать выделенное направление. Но и этого еще недостаточно: например, градиент скорости в среде не дает круговой поляризации в проходящем излучении.

Наличие магнитного поля является почти необходимым условием для образования круговой поляризации. Удовлетворительный механизм ее образования был предложен Кемпом [2]. Он предположил наличие колоссальных магнитных полей ($\sim 10^6$ гс). В качестве модели среды им взят ансамбль невзаимодействующих осцилляторов, такая модель позволяет рассчитать эффект количественно. Кемпом были точно рассчитаны коэффициенты излучения в право- и левополяризованном свете в классической области $\omega < kT$ и приближенно в квантовой области $\omega > kT$.

Идеи Кемпа детализируются нами несколько далее. Предложен точный квантовомеханический метод расчета коэффициентов поглощения в право- и левополяризованном свете. Из полученных формул можно вывести приближенные формулы Кемпа в квантовой области и точные соотношения в классической области. Сформулированы также уравнения переноса излучения при наличии только истинного поглощения. Численным расчетам, а также дальнейшему развитию теории переноса будет посвящена следующая работа.

1. Решение уравнения Шредингера

Уравнение Шредингера в цилиндрических координатах для осциллятора в магнитном поле запишется:

$$-\frac{\hbar^2}{2\mu} \left[\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \left(\rho \frac{\partial \psi}{\partial \rho} \right) + \frac{1}{\rho^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} \right] - i\hbar\Omega \frac{\partial \psi}{\partial \varphi} + \frac{\mu}{2} (\Omega^2 + \omega^2) \rho^2 \psi + \frac{1}{2} k z^2 \psi = E\psi. \quad (1)$$

Здесь

$$\Omega = \frac{|e|H}{2\mu c}. \quad (2)$$

Решение уравнения (1) пишем обычным способом (см. [3]). Полагаем

$$\psi = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} R(\rho) e^{im\varphi f(z)}. \quad (3)$$

При этом переменные в (1) разделяются и мы получаем

$$-\frac{\hbar^2}{2\mu} \left[\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} R + \frac{\partial^2}{\partial \rho^2} R - \frac{m^2}{\rho^2} R \right] + \left[\hbar\mu\Omega + \frac{\mu}{2} (\Omega^2 + \omega^2) \rho^2 \right] R = E_1 R, \quad (4)$$

$$-\frac{\hbar^2}{2\mu} \frac{\partial^2 f}{\partial z^2} + \frac{1}{2} \hbar z^2 f = E_2 f, \quad (5)$$

где

$$E_1 + E_2 = E. \quad (6)$$

Собственная частота осциллятора $\hbar/\mu = \omega$.

Вводя новую переменную

$$\xi = A\rho^2, \quad A = \frac{\mu}{\hbar} \sqrt{\Omega^2 + \omega^2}, \quad (7)$$

преобразовываем (4):

$$\xi R'' + R' + \left[-\frac{\xi}{4} + \beta - \frac{m^2}{4} \frac{1}{\xi} \right] R = 0. \quad (8)$$

Здесь

$$\beta = \frac{E_1}{2\hbar \sqrt{\Omega^2 + \omega^2}} - \frac{\Omega}{\sqrt{\Omega^2 + \omega^2}} \frac{m}{2}. \quad (9)$$

Производя замену

$$R(\xi) = e^{-\frac{\xi}{2}} \xi^{\frac{|m|}{2}} \omega(\xi), \quad (10)$$

находим

$$\xi \omega'' + \{ |m| + 1 - \xi \} \omega' - \left\{ -\beta + \frac{1}{2} |m| + \frac{1}{2} \right\} \omega = 0. \quad (11)$$

Уравнение (11) есть уравнение вырожденной гипергеометрической функции

$$\omega(\xi) = {}_1F_1 \left(-\beta + \frac{1}{2} (|m| + 1), |m| + 1, \xi \right). \quad (12)$$

Условием, налагаемым на собственную функцию ψ , можно удовлетворить, лишь полагая

$$\beta - \frac{1}{2} (|m| + 1) = n_\rho. \quad (13)$$

Здесь $n_\rho = 0, 1, 2, \dots$

Из (13) и (9) находим

$$E_1 = \hbar \sqrt{\Omega^2 + \omega^2} (2n_\rho + |m| + 1) + m\hbar\Omega. \quad (14)$$

Произведем нормировку $R(\rho)$, полагая

$$\int_0^\infty R^2(\rho) \rho d\rho = 1. \quad (15)$$

При целых значениях аргументов вырождения гипергеометрическая функция сводится к полиномам Лаггерра. Имеем

$$R(\rho) = B e^{-\frac{\xi}{2}} \xi^{\frac{|m|}{2}} L_{n_\rho}^{|m|}. \quad (16)$$

Подставляя (16) в (15), получаем

$$B_{n_\rho}^{|m|} = \left[\frac{2.1}{|m|!} \binom{n_\rho + |m|}{n_\rho} \right]^{1/2}. \quad (17)$$

Обозначим собственные функции уравнения (5) через $f_{n_z}(z)$. Поскольку это уравнение есть уравнение Шредингера для линейного осциллятора, то собственные значения энергии будут

$$E_2 = \hbar\omega \left(n_z + \frac{1}{2} \right). \quad (18)$$

Итак, в сильном магнитном поле собственные функции пространственного осциллятора имеют вид

$$\psi = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} B_{n_\rho}^{|m|} e^{-\frac{\xi}{2}} \xi^{\frac{|m|}{2}} L_{n_\rho}^{|m|}(\xi) e^{im\varphi} f_{n_z}(z). \quad (19)$$

Собственные значения будут

$$E = \hbar \sqrt{\Omega^2 + \omega^2} (2n_\rho + |m| + 1) + \hbar m \Omega + \hbar \omega \left(n_z + \frac{1}{2} \right). \quad (20)$$

II. Вычисление матричных элементов

Для дальнейшего нам понадобятся матричные элементы величин

$$x^\pm = x \pm iy, z. \quad (21)$$

Для матричного элемента имеет

$$x_{mm'}^+ = \int \psi_m^* x^+ \psi_{m'} dq. \quad (22)$$

Подставляя (19) в (22), находим

$$(x^+)_{n_\rho n_\rho'}^{m m'} = \frac{1}{2\pi} B_{n_\rho}^{|m|} B_{n_\rho'}^{|m'|} \int e^{-\frac{\xi}{2}} \xi^{\frac{1}{2}(|m|+|m'|)} L_{n_\rho}^{|m|} L_{n_\rho'}^{|m'|} e^{i(-m+m'+1)\varphi} \rho^2 d\rho d\varphi. \quad (23)$$

Таблица 1

m	Матричные элементы	Частота перехода $\omega = \frac{1}{\hbar} (E_1 - E_2)$	Изменение квантового числа $\Delta n = \Delta (n_1 - n_2)$
$m > 0$	$(x^+)_{n_\rho n_\rho}^{m m-1} = \left(\frac{n_\rho + m}{A} \right)^{1/2}$ $(x^+)_{n_\rho n_\rho}^{m m-1} = - \left(\frac{n_\rho + 1}{A} \right)^{1/2}$	$[(\Omega^2 + \omega^2)^{1/2} + \Omega]$ $- [(\Omega^2 + \omega^2)^{1/2} - \Omega]$	+1 изл. -1 погл.
$m \leq 0$	$(x^+)_{n_\rho n_\rho}^{m m-1} = \left(\frac{n_\rho + m + 1}{A} \right)^{1/2}$ $(x^+)_{n_\rho n_\rho}^{m m-1} = - \left(\frac{n_\rho}{A} \right)^{1/2}$	$- [(\Omega^2 + \omega^2)^{1/2} - \Omega]$ $[(\Omega^2 + \omega^2)^{1/2} + \Omega]$	-1 погл. +1 изл.
$m > 0$	$(x^-)_{n_\rho n_\rho}^{m m+1} = \left(\frac{n_\rho + m + 1}{A} \right)^{1/2}$ $(x^-)_{n_\rho n_\rho}^{m m+1} = - \left(\frac{n_\rho}{A} \right)^{1/2}$	$- [\Omega^2 + \omega^2]^{1/2} + \Omega]$ $[(\Omega^2 + \omega^2)^{1/2} - \Omega]$	-1 погл. +1 изл.
$m < 0$	$(x^-)_{n_\rho n_\rho}^{m m+1} = \left(\frac{n_\rho + m }{A} \right)^{1/2}$ $(x^-)_{n_\rho n_\rho}^{m m+1} = - \left(\frac{n_\rho + 1}{A} \right)^{1/2}$	$[(\Omega^2 + \omega^2)^{1/2} - \Omega]$ $- [(\Omega^2 + \omega^2)^{1/2} + \Omega]$	+1 изл. -1 погл.

Из (23) сразу находим правила отбора для магнитных квантовых чисел m

$$m' = m - 1. \quad (24)$$

Итак,

$$(x^+)_{n_\varphi n'_\varphi}^{m m-1} = B_{n_\varphi}^{m|} B_{n'_\varphi}^{m-1|} \int e^{-\frac{z}{\xi}} \xi^{\frac{1}{2} (|m| + |m-1|)} L_{n_\varphi}^{|m|} L_{n'_\varphi}^{|m-1|} \rho^2 d\rho. \quad (25)$$

Интервалы в (25) известны [4]. Результаты сведены в табл. 1.

III. Усреднение матричных элементов

Поскольку в суммарный коэффициент поглощения вносят вклад все переходы между соседними уровнями, необходимо усреднить матричные

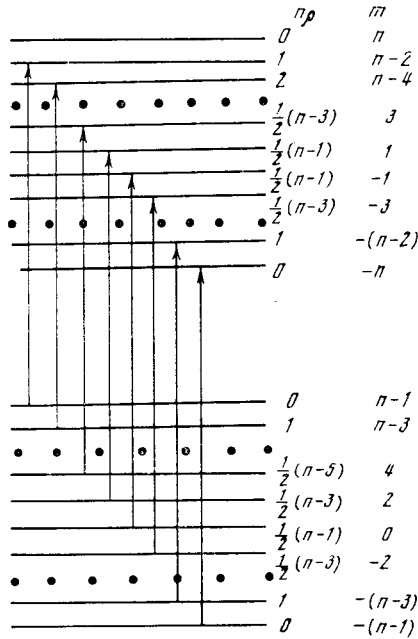


Рис. 1. Схема переходов между соседними уровнями

элементы (x^\pm) , учитывая населенность уровней. При термодинамическом равновесии относительная населенность уровней определяется законом Больцмана. Усреднение проведем в два этапа, сначала усредним по всем переходам между подуровнями соседних уравнений, затем по всем таким группам переходов.

Рассмотрим схему (рис. 1) двух уровней с квантовыми числами n и $n+1$. Для определенности полагаем, что n нечетное.

В табл. 2 приводятся квадраты матричных элементов переходов и относительные населенности начальных уровней.

Вычислим сумму $\sum (x^\pm)_i^2 P_i$ по всем подуровням нижнего уровня. Вводя обозначение

$$\beta = \hbar \frac{\Omega}{kT}, \quad (26)$$

согласно табл. 2 получаем

$$\sum_{i=1}^n (x^+)_i^2 P_i = \frac{1}{A} [e^{-(n-1)\beta} + 2e^{-(n-3)\beta} + \dots + (n-1)e^{-(n-3)\beta} + ne^{-(n-1)\beta}]. \quad (27)$$

После небольших преобразований находим

$$\sum_{i=1}^n (x^+)_i^2 P_i = \frac{ne^{(n+3)\beta} - (n+1)e^{(n+1)\beta} + e^{-(n-1)\beta}}{A(1-e^{2\beta})^2}. \quad (28)$$

Вычислим теперь сумму $\overline{(x^+)^2}$ по всем уровням осциллятора:

$$\overline{(x^+)^2} = \sum_{n=1}^{\infty} P_n \sum_{i=1}^n (x^+)_i^2 P_i = \frac{C}{A} \sum_{n=1}^{\infty} e^{-\gamma n} \frac{ne^{(n+3)\beta} - (n+1)e^{(n+1)\beta} + e^{-(n-1)\beta}}{(1-e^{2\beta})^2}. \quad (29)$$

Здесь

$$\gamma = \hbar \frac{V\Omega^2 + \omega^2}{kT}. \quad (30)$$

i	Матричный элемент	Квадрат величины матричного элемента	Населенности P нижнего уровня
1	$(x^+)_{0}^{n-1} \frac{n-2}{1}$	$\frac{1}{A}$	$\exp\left[-(n-1)\hbar\frac{\Omega}{kT}\right]$
2	$(x^+)_{1}^{n-3} \frac{n-4}{2}$	$\frac{2}{A}$	$\exp\left[-(n-3)\hbar\frac{\Omega}{kT}\right]$

$\frac{1}{2}(n-1)$	$(x^+)_{\frac{1}{2}(n-3)}^2 \frac{1}{2}(n-1)$	$\frac{n-1}{2A}$	$\exp\left[-2\hbar\frac{\Omega}{kT}\right]$
$\frac{1}{2}(n+1)$	$(x^+)_{\frac{1}{2}(n-1)}^0 \frac{0}{2}(n-1)$	$\frac{n}{2A}$	1
$\frac{1}{2}(n+3)$	$(x^+)_{\frac{1}{2}(n-3)}^{-2} \frac{-3}{2}(n-3)$	$\frac{n+1}{2A}$	$\exp\left[2\hbar\frac{\Omega}{kT}\right]$

n	$(x^+)_{0}^{-(n-1)} \frac{-n}{0}$	$\frac{n}{A}$	$\exp\left[(n-1)\hbar\frac{\Omega}{kT}\right]$

Производя суммирование по n в (29) находим

$$\overline{(x^+)^2} = \frac{C}{A} \frac{1}{(1-e^{2\beta})^2} \left\{ e^{3\beta} \frac{e^{-(\gamma-\beta)}}{(1-e^{-(\gamma-\beta)})^2} - e^{\beta} \frac{1}{(1-e^{-(\gamma-\beta)})^2} + e^{\beta} \frac{1}{(1-e^{-(\gamma+\beta)})^2} \right\}. \quad (31)$$

Нормирующий множитель C находим из условия

$$C \sum_{n=1}^{\infty} e^{-n\gamma} \sum_{m=-(n-1)}^{m=(n-1)} e^{-m\beta} = 1,$$

он оказывается равным

$$C = (1 - e^{-(\gamma-\beta)})(1 - e^{-(\gamma+\beta)}) e^{\gamma}. \quad (32)$$

Подставляя (32) в (31), после упрощений получаем

$$\overline{(x^+)^2} = \frac{1}{A} \frac{1}{1 - e^{-(\gamma-\beta)}}. \quad (33)$$

Подставляя (7), (26), (30) в (33), находим

$$\overline{(x^+)^2} = \frac{\hbar}{\mu} \frac{1}{\sqrt{\Omega^2 + \omega^2}} \cdot \frac{1}{1 - e^{-\frac{\hbar}{kT}(\sqrt{\Omega^2 + \omega^2} - \Omega)}}. \quad (34)$$

Аналогичным образом для величины $\overline{(x^-)^2}$ находим

$$\overline{(x^-)^2} = \frac{\hbar}{\mu} \frac{1}{\sqrt{\Omega^2 + \omega^2}} \frac{1}{1 - e^{-\frac{\hbar}{kT}(\sqrt{\Omega^2 + \omega^2} + \Omega)}}. \quad (35)$$

IV. Коэффициенты поглощения

Запишем падающее на осциллятор излучение в виде

$$E \sim e e^{-i\omega t}$$

В этом случае коэффициент поглощения на единице пути, соответству-

ющий переходу $i \rightarrow f$, запишется

$$k_{if} \approx |\mathbf{d}_{fi}\mathbf{e}|^2 \omega_{fi}. \quad (36)$$

Матричные элементы вектора \mathbf{d} пропорциональны

$$(n_{e_j} m_f | \mathbf{d} | n_{e_i} m_i) \sim \mathbf{i} \pm i\mathbf{j},$$

где

$$m_f - m_i = \mp 1.$$

Здесь \mathbf{i} и \mathbf{j} — орты осей координат x и y .

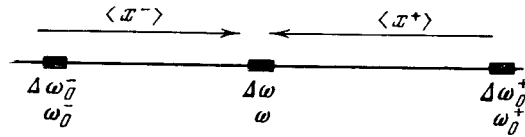


Рис. 2. Относительное расположение осцилляторов по шкале частоты. Осцилляторы (\pm) поглощают соответственно право- и левополяризованное излучение.

Следовательно, комплексный вектор \mathbf{e} в (36) равен

$$\mathbf{e} = \frac{1}{\sqrt{2}}(\mathbf{i} \pm i\mathbf{j}), \quad (37)$$

если $\Delta m_{ij} = m_i - m_j = \mp 1$. Переходу с отличным от нуля матричным элементом x^\pm соответствует согласно табл. 1 $\Delta m_{ij} = \pm 1$, т. е., обращаясь к (37), соответственно право- и левополяризованное поглощаемое излучение.

Рассмотрим теперь, какие осцилляторы дают вклад в поглощение на некоторой частоте ω , в интервале частот $\Delta\omega$. Ясно, что z -переход возникает в осцилляторах с собственной частотой ω .

Из табл. 2 видно, что x^+ -переход соответствует частоте поглощения

$$\omega^+ = \sqrt{\Omega^2 + \omega^2} - \Omega. \quad (38)$$

Здесь ω — собственная частота осциллятора. Переходя к новым обозначениям $\omega \rightarrow \omega_0^+$, $\omega^+ \rightarrow \omega$, получим

$$\omega_0^+ = (\omega^2 + 2\Omega\omega)^{1/2}. \quad (39)$$

Из (39) видно, что собственная частота осциллятора (+) больше частоты ω , т. е. по шкале частот осциллятор (+) лежит справа от частоты ω . Аналогично для осциллятора (−) находим

$$\omega_0^- = (\omega^2 - 2\Omega\omega)^{1/2}. \quad (40)$$

Рис. 2 поясняет расположение осцилляторов (+) и (−) относительно частоты ω .

Примем равномерное распределение плотности осцилляторов на единицу частоты. Тогда количество осцилляторов (+) и (−) будет пропорциональным спектральному интервалу $\Delta\omega_0^+$ и $\Delta\omega_0^-$ соответственно.

Из (39) и (40) находим

$$\begin{aligned} \Delta\omega_0^+ &= \frac{\omega + \Omega}{(\omega^2 + 2\Omega\omega)^{1/2}} \Delta\omega, \\ \Delta\omega_0^- &= \frac{\omega - \Omega}{(\omega^2 - 2\Omega\omega)^{1/2}} \Delta\omega. \end{aligned} \quad (41)$$

Комбинируя (34) — (36) и (41), находим

$$k_r = p(\omega) \frac{\omega^{1,2}}{(\omega + 2\Omega)^{1,2}},$$

$$k_l = p(\omega) \frac{\omega^{1,2}}{(\omega - 2\Omega)^{1,2}}, \quad k_p = p(\omega) \quad (42)$$

Если не учитывать уменьшения коэффициента поглощения из-за вынужденного излучения, то

$$p(\omega) = \frac{C}{1 - e^{-\frac{h\omega}{kT}}}. \quad (43)$$

С учетом вынужденного излучения получим

$$p(\omega) = C. \quad (44)$$

Здесь C — некоторый численный множитель, не зависящий от частоты.

В (42) индексы r, l, p означают, что коэффициенты поглощения соответствуют право-, лево- и линейно-поляризованному излучению.

Применяя формулу Кирхгофа, получаем для спонтанного излучения осциллятора

$$j_{r, l, p} = B(T) k_{r, l, p}, \quad (45)$$

где

$$B(T) = \frac{A\omega^3}{e^{\frac{h\omega}{kT}} - 1}.$$

Здесь $p(\omega)$ определяется формулой (44).

Полная аналогия формулы (42) со случаем зееман-эффекта в линии позволяет сразу написать уравнения переноса излучения в частоте ω [5]:

$$\cos\theta \frac{dI_1}{d\tau} = \left(\eta_p \sin^2\gamma + \frac{\eta_e + \eta_r}{2} \cos^2\gamma \right) \left(I_1 - \frac{1}{2} B(T) \right) + \frac{\eta_r - \eta_e}{4} \cos\gamma V,$$

$$\cos\theta \frac{dI_2}{d\tau} = \frac{\eta_e + \eta_r}{2} \left(I_2 - \frac{1}{2} B(T) \right) + \frac{\eta_r - \eta_e}{4} \cos\gamma V,$$

$$\cos\theta \frac{dV}{d\tau} = \frac{\cos\gamma}{2} (\eta_r - \eta_e) (I_1 + I_2 - B(T)) + \frac{1}{2} \left\{ \eta_p \sin^2\gamma + \frac{\eta_e + \eta_r}{2} (1 + \cos^2\gamma) \right\} V, \quad (46)$$

$$\cos\theta \frac{dU}{d\tau} = \left\{ \frac{\sin^2\gamma}{2} \eta_p + (1 + \cos^2\gamma) \frac{\eta_e + \eta_r}{4} \right\} U.$$

Здесь γ — угол между направлением магнитного поля и направлением распространения луча.

Численные расчеты по уравнениям (46) в применении к атмосфере белого карлика будут проведены в следующей работе.

Апрель 1972 г.

Л и т е р а т у р а

1. J. C. Kemp, J. B. Swedlund, J. D. Landstreet, J. R. P. Angel. *Astrophys. J.*, 1970, **161**, L77.
2. J. C. Kemp. *Astrophys. J.*, 1970, **162**, 169.
3. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. *Квантовая механика*. М., Физматгиз, 1966.
4. И. С. Градштейн, И. М. Рыжик. *Таблицы интегралов сумм, рядов и произведений*. М., «Наука», 1971.
5. W. Unno. *Publ. Astron. Soc. Japan*, 1956, **8**, 108.

ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ СН Cyg
В 1969 ГОДУ

Т. С. Белякина, Э. С. Бродская

С 25 по 31.VIII 1969 г. проведены одновременные фотоэлектрические наблюдения СН Cyg на 70- и 33-см рефлекторах. На первом телескопе, оснащённом трехканальным спектроколориметром, осуществлялась непрерывная регистрация блеска СН Cyg в резко ограниченных полосах $\lambda\lambda 5120-5320$, $4155-4280$ и $3350-3650$ Å. На 33-см телескопе наблюдения проводились в системе *UBV*, что обеспечивало контроль прозрачности и постоянства звезд сравнения.

Показано, что коротковолновый континуум СН Cyg 27—28 августа 1969 г. сравним по величине с его максимальным значением, наблюдаемым в августе 1968 г. С 27 по 31 августа отмечено значительное ослабление континуума. В более поздних наблюдениях СН Cyg в системе *UBV* зарегистрировано особенно сильное ее покраснение в конце сентября и начале октября 1969 г.

Анализ всех фотоэлектрических наблюдений приводит к заключению, что изменения показателей цвета ($B - V$) и ($U - B$) СН Cyg в 1967—1969 гг. сходны с наблюдаемыми у симбиотических звезд. При этом предположении сделана оценка блеска компонента в системе *V*. Максимальный блеск холодной компоненты близок $6^m,6$, минимальный блеск горячей около $11^m,7$.

THE PHOTOELECTRIC OBSERVATIONS OF CH CYG IN 1969, by T. S. Belyakina and E. S. Brodskaya. — During the period from August 25 to August 31 1969 simultaneous photoelectric observations of CH Cyg were carried out using 70-cm and 33-cm reflectors. Continuous records of CH Cyg light in regions of $\lambda\lambda 5120-5320$ Å, $4155-4280$ Å and $3350-3650$ Å were made with a photoelectric spectrophotometer mounted at Cassegrain focus of the 70-cm reflector. Observations in the photometric system similar to *UBV* with the 33-cm reflector secured the check of atmospheric extinction and constancy of comparison stars.

It was shown that the intensity of the UV-continuum on August 27—28 1969 was similar its maximum value observed in August 1968. From August 27 to August 31 considerable decrease of its intensity was noted. The later photometric observations showed considerable reddening of the star on September 30 and October 6 1969.

A two-colour diagram analysis of all photoelectric observations available for the period 1967—1969 led to conclusion that the changes of CH Cyg $B-V$ and $U-B$ colours are similar to that of symbiotic stars. Assuming that CH Cyg is the binary star the luminosity of its components have been estimated. Maximum *V* brightness of the cold component was to be about $6^m,6$, and minimum *V* brightness of the hot one — about $11^m,7$.

Звезда СН Cyg (M6 III) свыше 40 лет была известна как полуправильная переменная со средним периодом 97^d и амплитудой изменения блеска в визуальных лучах $6,5-8^m,0$. За это время накоплен большой материал наблюдений. Однако на спектрограмме, полученной в сентябре 1963 г. Дейчем, был обнаружен сложный спектр: на спектр типа M6 накладывались эмиссионные линии H I, He I, Ca II, Fe II, [Fe II], [S II] и непрерывное излучение в области $5000-3700$ Å, возрастающее по интенсивности в коротковолновую сторону. В сентябре 1966 г. спектр СН Cyg был обычным — типа M6 [1]. В июне 1967 г. спектр снова оказался сложным и, как показали фотометрические наблюдения, интенсивность непрерывного излучения, особенно в коротковолновой области спектра, быстро изме-

нялась нерегулярным образом со значительной амплитудой [2]. В 1968—1969 гг. спектр продолжал оставаться сложным. Как нам стало известно позже, за этот период были получены большие ряды спектральных и фотометрических наблюдений. Анализ этого материала позволил ряду авторов предположить, что СН Суг является сложной системой, состоящей из гиганта М6 и горячей звезды низкой светимости, окруженных газовой оболочкой [3—5]. Прямых указаний на наличие горячей компоненты не имеется.

Для наблюдения объектов с быстрыми колебаниями блеска целесообразно применять два близко расположенных телескопа, на одном из которых непрерывно записывается блеск переменной, другой предназначен в основном для контроля прозрачности и постоянства звезд сравнения.

Такого рода наблюдения СН Суг мы провели в Симеизе с 25 по 31.VIII 1969 г. Непрерывная регистрация в трех участках спектра проводилась на 70 см рефлекторе. Контроль за изменением прозрачности атмосферы и постоянства блеска звезд сравнения проводился на 33-см рефлекторе с электрофотометром в системе, близкой к *UBV*.

Наблюдения

1. На 33-см рефлекторе наблюдения получены с электрофотометром, в котором использовался фотоумножитель ЕМІ 6256 в сочетании с тремя фильтрами, обеспечивающими инструментальную цветовую систему, близкую к *UBV*. Связь этих систем определяется соотношениями

$$\begin{aligned}(B - V) &= a + 0,931 (b - v), \\ (U - B) &= b + 1,031 (u - b).\end{aligned}$$

Наша шкала визуальных величин близка к системе *V*. Наблюдения велись по методу постоянного отклонения с регистрацией на самописце ЭПШ-09. При наблюдениях использовались две звезды сравнения (табл. 1):

Таблица 1

ВД	<i>V</i>	<i>B - V</i>	<i>U - B</i>	Спектр
+49°2994	6 ^m 46	-0 ^m 08	-0 ^m 20	В8 I—II
+50°2791	7,29	+1,67	+2,10	М3 III

Спектральные типы звезд уточнены по нашей просьбе Р. А. Бартая¹ по снимкам Абастуманской обсерватории.

Основной звездой сравнения служила ВД +49° 2994. За время наших наблюдений постоянство звезд сравнения сохранялось в пределах 0^m,02. Поскольку все три звезды располагаются довольно близко, дифференциальная экстинкция пренебрежимо мала. Зависимость экстинкции от цвета в системе (*B - V*) учитывалась.

Продолжительность регистрации в каждом фильтре занимала 20—30 сек. После записи в трех фильтрах звезды сравнения в такой же последовательности наблюдалась СН Суг. Наблюдения ее повторялись через интервалы в 5—10 мин. Во время быстрых изменений блеска СН Суг, особенно в коротковолновой области спектра, например 27—28 августа, такой метод наблюдений не мог обеспечить высокую точность определений показателей цвета, но для наших целей она достаточна.

¹ Согласно частному сообщению.

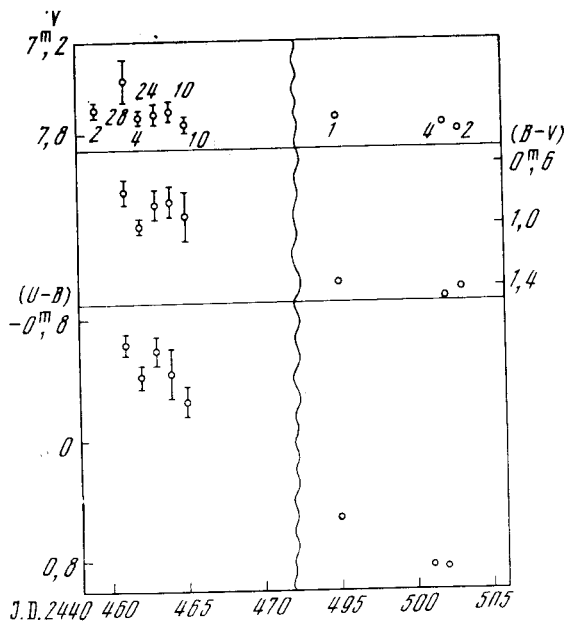


Рис. 1. Оценки блеска и цветов СН Суг в системе UVV

Вертикальными черточками изображена максимальная дисперсия значений. Числа на фигуре обозначают количество оценок блеска и цветов переменной в данную ночь.

На рис. 1 нанесены измерения V , $B - V$ и $U - B$ для каждой даты наших наблюдений. Длина штриха указывает пределы изменений соответствующих величин в эту ночь. Рис. 1 показывает, что за время наших наблюдений СН Суг постепенно ослабевала. Особенно уменьшалось коротковолновое излучение, и звезда быстро краснела. 30 сентября, 7 и 8 октября СН Суг наблюдали 2—4 раза за вечер для того, чтобы определить ее дальнейшее изменение. Характерно, что при незначительном ослаблении блеска в визуальных лучах, хотя звезда и сильно покраснела, ее показатели цвета не достигли значений, соответствующих гиганту Мб.

2. Непрерывная регистрация блеска СН Суг в трех резко ограниченных спектральных полосах $\lambda\lambda 5120-5320$, $4155-4280$ и $3350-3650 \text{ \AA}$ проводилась на трехканальном спектроколориметре, установленном в кассегреновском фокусе 70-см телескопа АЗТ-8. Описание используемой аппаратуры дается в [6, 7].

Рассмотрение регистрограмм и описаний спектра СН Суг [8, 9] показало, что в первую и в третью полосы не попадают сильные эмиссионные линии. В область второй полосы попадает линия нейтрального кальция 4227 \AA , которая значительно меняется со временем [9].

С 25 по 31 августа проведено свыше 20 час наблюдений на спектроколориметре. В течение этого периода характерны синхронные во всех трех полосах, но нерегулярные колебания интенсивности излучения продолжительностью от 1 до 5 мин с амплитудами от $0^m,08$; $0^m,12$ и $0^m,2$ в первой, второй и третьей полосах соответственно. 27—28 августа интенсивность излучения во всех полосах была максимальной за весь период наших наблюдений. В эту ночь наряду с упомянутыми выше короткопериодическими колебаниями наблюдалось несколько подъемов интенсивности излучения с амплитудами до $0^m,25$; $0^m,35$ и $0^m,6$, возрастающими в коротковолновую сторону за промежутки времени около получаса. При обработке непрерывных записей СН Суг интенсивность излучения в каждой полосе осреднялась за промежутки времени 10—40 мин, в течение которых изменения в полосе $\lambda 3500$ не превышали $0^m,15$. Полученные таким путем величины были отнесены к среднему моменту этого интервала. На этот же момент интерполировались соответствующие интенсивности для звезды сравнения $BD + 50^\circ 2791$, которая наблюдалась через часовые интервалы, поскольку состояние прозрачности земной атмосферы контролиро-

валось на втором телескопе. Таким путем были получены усредненные по времени значения интенсивности в трех спектральных полосах, отнесенные к звезде сравнения.

На рис. 2 представлены результаты для четырех ночей, когда непрерывные наблюдения продолжались не менее 2 час. Кривые рис. 2 показывают синхронность изменения интенсивности в разных участках спектра и возрастание амплитуды колебаний в сторону меньших длин волн.

На рис. 3 приводятся пределы изменения блеска в трех участках спектра. Как уже отмечалось, 27—28 августа амплитуды изменений и общее усиление континуума были наибольшими, что, по-видимому, связано с повышением активности процессов, происходящих на звезде. Стрелкой отмечена дата получения спектрограммы Фарраггиана и Хак [3]. На этой спектрограмме показано значительное усиление непрерывного спектра в коротковолновой области, что подтверждается нашими наблюдениями. Интересно отметить, что при сравнимых максимальных интенсивностях коротковолновых континуумов в августе 1968 и 1969 гг. SN Sng в визуальных лучах в 1969 г. была на величину слабее. Как уже отмечалось, с 27 по 31 августа наблюдалось постепенное ослабление излучения в ультрафиолете.

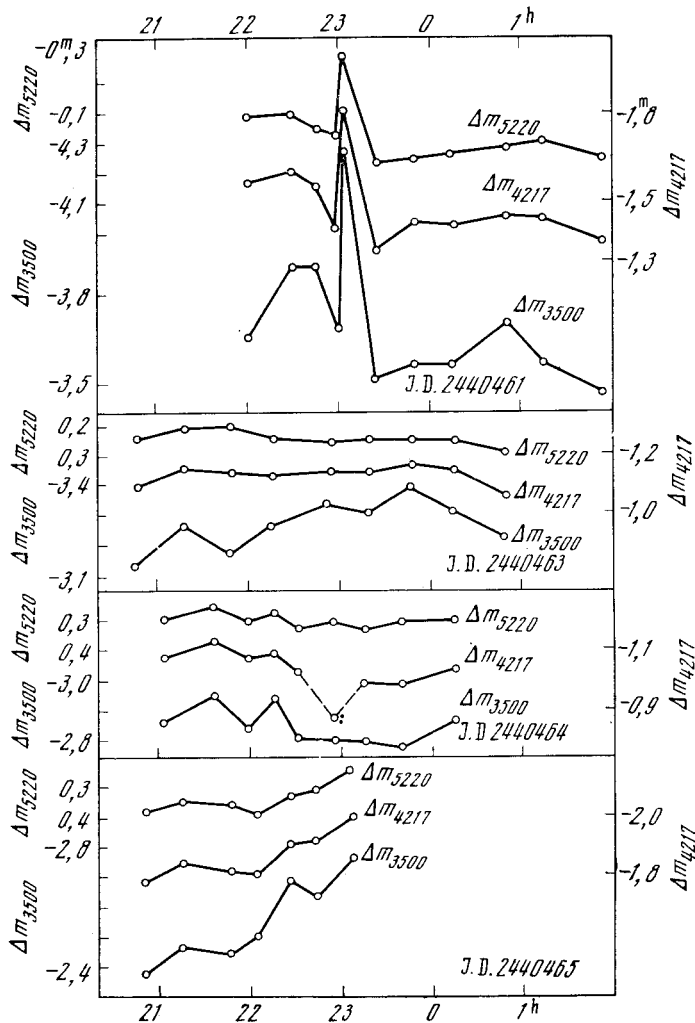


Рис. 2. Изменение блеска SN Sng в узких спектральных участках по отношению к звезде сравнения в течение ночей 27—28, 29—30, 30—31.VIII и 31.VIII — 1.IX 1972 г.

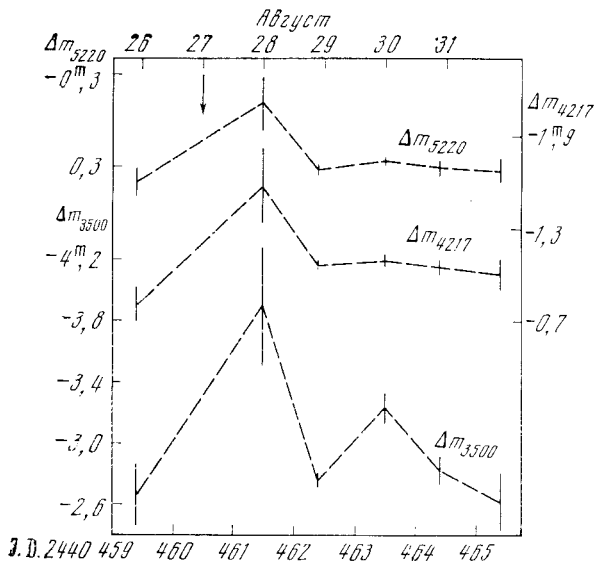


Рис. 3. Изменение средних значений блеска С IV Суг в узких спектральных участках
 Вертикальные черточки изображают величину дисперсии значений. Стрелкой отмечена дата получения спектра С IV Суг [3]

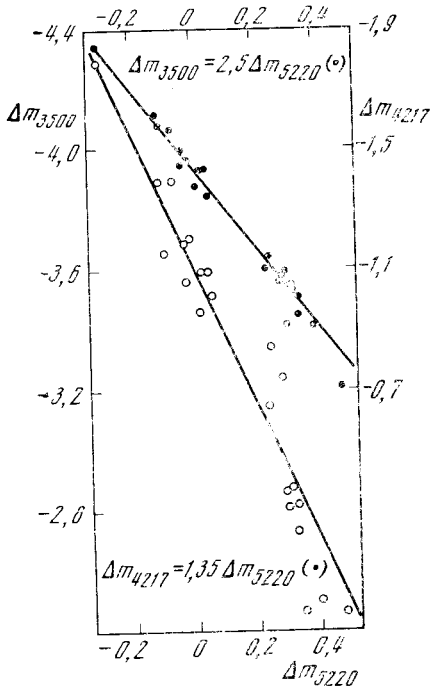


Рис. 4. Сопоставление изменения блеска С IV Суг в различных узких спектральных участках

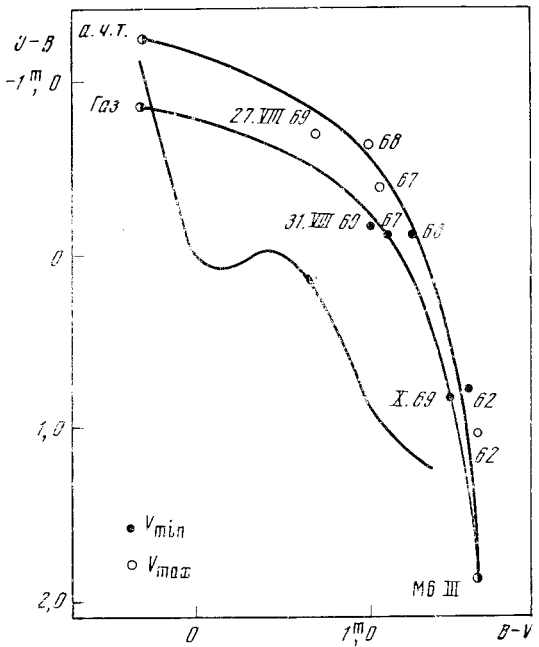


Рис. 5. Двухцветная диаграмма

Сплошными линиями изображены главная последовательность и линии суммарного излучения М6 III + абсолютно черное тело ($T_e = 30\ 000^\circ$) и М6 III + газ ($n_e \geq 10^6 \text{ см}^{-3}$, $T_e = 17\ 000^\circ$). Темными кружками отмечены цвета С IV Суг, соответствующие минимальному значению блеска в 1962, 1967, 1968 и 1969 г., светлыми кружками — максимальному значению

На рис. 4 представлено сопоставление интенсивностей излучения СН Суг в наблюдаемых участках спектра. Рассмотрение рис. 4 показывает, что изменение излучения в полосе $\lambda 5220$ происходит в 1,4 и 2,5 раза медленнее, чем в полосах $\lambda 4217$ и $\lambda 3500$ соответственно.

Обсуждение результатов

Как было уже упомянуто, спектральные и фотометрические наблюдения СН Суг в 1967—1969 гг. можно объяснить, если считать ее двойной звездой [3—5]. Наши наблюдения ультрафиолетового излучения позволяют оценить нижнюю границу плотности газовой составляющей системы, если принять, что свечение газовых облаков, окружающих двойную систему, является рекомбинационным. Согласно В. В. Соболеву [11], имеем

$$\frac{dn_e}{dt} = n_e^2 \sum_{i=2}^{\infty} C_i(T_e),$$

где n_e — плотность газа, $C_i(T_e)$ — коэффициент рекомбинации с i -го уровня.

Преобразуя эту формулу, подобно [11] получим

$$n_e = \frac{dm}{dt} \frac{1}{2 \sum_{i=2}^{\infty} C_i(T_e)}.$$

Подставляя наблюдаемые величины, получаем, что $n_e \geq 10^9 \text{ см}^{-3}$. Эта оценка находится в хорошем согласии с результатами [4].

Луудом сделана оценка параметров системы СН Суг [4]: спектр холодной компоненты М6 III, горячая компонента имеет $T_e = 30\,000^\circ$, а газ $T_e = 30\,000^\circ$ и $n_e \geq 10^8 \text{ см}^{-3}$. Однако Лууд отмечает, что T_e несколько завышена, поскольку He II в излучении не наблюдается. Для анализа наших фотометрических данных была построена двуцветная диаграмма $(B - V)$, $(U - B)$ (рис. 5), где, кроме линии главной последовательности, нанесены линии цветов суммарных излучений: М6 III + абсолютно черное тело с $T_c = 30\,000^\circ$ и М6 III + газ с $n_e \geq 10^8 \text{ см}^{-3}$, $T_e = 17\,000^\circ$. На эту диаграмму нанесены также цвета СН Суг, соответствующие минимальным и максимальным значениям блеска, наблюдавшимся в 1967—1969 гг. Как видно из двуцветной диаграммы, поведение СН Суг в 1967—1969 гг. подобно поведению типичной симбиотической звезды [12].

Интенсивность ультрафиолетового континуума в 1969 г. по величине сравнима с наблюдавшимися в 1968 г. Значительное смещение СН Суг на диаграмме за короткое время указывает на быстрое падение ультрафиолета к началу октября 1969 г., что хорошо согласуется с результатами [13]. На рис. 5 нанесены также показатели цвета СН Суг во время максимума и минимума ее блеска в 1962 г. согласно фотоэлектрическим наблюдениям [14]. В это время ее спектр был М6 III и возрастание блеска сопровождалось покраснением звезды.

Рассматривая многолетние визуальные кривые блеска СН Суг [15, 16], можно заключить, что наблюдения 1962 г. частично совпадали с периодом максимального блеска, и, следовательно, в это время она должна была быть наиболее красной. Однако соответствующая точка располагается на диаграмме значительно выше точки, изображающей цвета гигантов М6 III. Предположив, что этот избыток ультрафиолета обусловлен голубой компонентой, можно оценить максимальную величину блеска холодной компоненты и минимальную горячей. Они оказались в системе V близкими к $6^m,6$ и $11^m,7$ соответственно. Если принять, что за появление ультрафиолетового континуума 1967—1969 гг. ответственна горячая компонента, то амплитуда ее изменений достигает трех величин.

Таблица 2

Звезда	Холодная компонента (спектр)	Горячая компонента (T_c)	Газовая туманность (n_e , см ⁻³)
VV8	G5 III		$\sim 10^7$
AG Dra	K3 III	$> 10^5$	$\sim 10^7$
Z And	M2 III	$0,7-1,4 \cdot 10^5$	$2 \cdot 10^7$
AG Peg	M3 III	WN6	$7 \cdot 10^6$
AX Per	M5 III	$1,3 \cdot 10^5$	$4 \cdot 10^6$
CI Cyg	M5 III	$1,2 \cdot 10^5$	$3 \cdot 10^7$
BF Cyg	M5 III	$0,8 \cdot 10^5$	$1,2 \cdot 10^6$
МП $_{\alpha}$ 328-116	M III	10^5	$2,5 \cdot 10^6$
CH Cyg	M6 III	$3 \cdot 10^4$	10^8-10^9

В табл. 2 приведены параметры компонент симбиотических звезд [17] и CH Cyg [4].

Сравнивая СИ Cyg с симбиотическими звездами, находим, что ее холодная компонента относится к более позднему спектральному классу, горячая имеет более низкую температуру, а ее газовая составляющая — более высокую плотность.

В заключение авторы приносят глубокую благодарность докторам физ.-матем. наук Р. Е. Гершбергу и В. Б. Никонову за полезные дискуссии, лаборанту Т. С. Коркиной за подготовку иллюстративного материала к печати.

6 мая 1972 г.

Л и т е р а т у р а

1. B. Cester. *Astrophys. Space Sci.*, 1969, 3, 198.
2. M. T. Martel-Chossat. *IAU Circ.*, 1967, N 2027.
3. R. Farraggiana, M. Hack. *Mém. Acad. roy. sci. Liege*, 1969, XVII, ser. 5, 317.
4. Л. Лууд. *Изв. АН СССР*, 1970, 49, 177.
5. N. Hamilton, J. Schwarz, J. Veverka, H. Mattei, W. Liller. *Bull. American Astron. Soc.*, 1970, 2, 196.
6. И. А. Димов. *Изв. Крымской астрофиз. обс.*, 1966, 35, 279.
7. И. Ф. Чугайнов. *Изв. Крымской астрофиз. обс.*, 1972, 44, 3.
8. Nguyen-h-Doan. *Astron. and Astrophys.*, 1970, 8, 307.
9. R. Farraggiana, M. Hack. *Astron. and Astrophys.*, 1971, 15, 55.
10. В. В. Соболев. *Астрон. ж.*, 1950, 27, 81.
11. Т. С. Белякина. *Астрофизика*, 1965, 2, 115.
12. Т. С. Белякина. *Изв. Крымской астрофиз. обс.*, 1967, 38, 171.
13. Л. Лууд, М. Руузалепп, Т. Кууск. *Публ. Тартуск. обс.*, 1970, 39, 106.
14. J. Smak. *Astrophys. J. Suppl.*, 1964, 9, N 89.
15. *Ciel et terre*, 1963, 79, 322.
16. J. Comella, A. Man. *Meteor.*, 1962, 18, 6.
17. А. А. Возрчук. Докт. дисс. КАО, 1968 стр. 263.

СПЕКТРАЛЬНЫЕ
И ЭЛЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ
ВСПЫХИВАЮЩЕЙ ЗВЕЗДЫ EQ Peg

А. Н. Кулапова, Н. И. Шаховская

Патрульные электрофотометрические наблюдения суммарного излучения звезд системы EQ Peg = G1 896 AB показали, что вспышечная активность системы в 5—10 раз меньше, чем у наиболее активных вспыхивающих звезд UV Cet, YZ CMi, EV Lac, AD Leo.

Переменность интенсивности эмиссионных линий Ca II в спектре компоненты A дает основание подозревать вспышечную активность этой компоненты. Одновременные фотометрические и спектральные наблюдения подтверждают это предположение. Полученный результат не согласуется с прежним представлением, что только слабая компонента в двойных звездах типа UV Cet является вспыхивающей звездой.

SPECTRAL AND PHOTOELECTRIC OBSERVATIONS OF THE FLARE STAR EQ Peg, by A. N. Kulapova and N. I. Shakhovskaya. — According to photoelectric patrol of combined light of the EQ Peg (G1 896 AB) components it has been found that the flare activity of this star is 5—10 times less than that of the most active flare stars UV Cet, YZ CMi, EV Lac, AD Leo. The variability of Ca II emission in the spectra of the brightest component (G1 896 A) gave some indications on the possible flare activity of this component. That is confirmed by simultaneous photoelectric and spectroscopic observations. This fact forces us to abandon the existent opinion that only faintest components of UV Cet type binaries are flare stars.

EQ Peg = G1 896AB — визуально-двойная звезда, компоненты которой, согласно каталогу [1], имеют следующие характеристики: спектральный класс компонент A и B соответственно dM4e и dM6e; визуальная звездная величина V, соответствующая суммарному излучению компонент, равна $10^m,38$; цвета в системе UVB: $B - V = 1^m,56$, $U - B = 1^m,06$; абсолютная величина в системе V: $M_V = 11^m,33$; тригонометрический параллакс $\pi_r = 0''.155 \pm 0'',009$. Элементы орбиты системы: $P = 177,9$ лет, $a = 3'',94$ [1].

Из спектральных наблюдений Джоя и Вилсона [2] известно, что эмиссия H и Ca II в спектрах компонент A и B весьма сильна. Предполагая, что интенсивные эмиссионные линии являются признаком принадлежности звезды к переменным типа UV Cet, Рок [3, 4] предпринял специальные патрульные фотоэлектрические наблюдения с целью обнаружения вспышечной активности звезды. После 26,6-часового патрулирования суммарного излучения звезд в фотометрической системе V Рок [4] впервые зарегистрировал вспышку этой звезды с амплитудой $0^m,4$. Позже Кубичела и Арсенийевич [5] подвергли эту звезду непрерывным 32,8-часовым поляриметрическим и фотометрическим наблюдениям и зарегистрировали три вспышки этой звезды. Во всех рассмотренных наблюдениях регистрировался суммарный блеск обеих компонент, что не давало возможности выяснить, какая звезда вспыхивает.

Поскольку Джой [6] наблюдал усиление эмиссионных линий на одной из спектрограмм компоненты G1 896B, то до недавнего времени считалось,

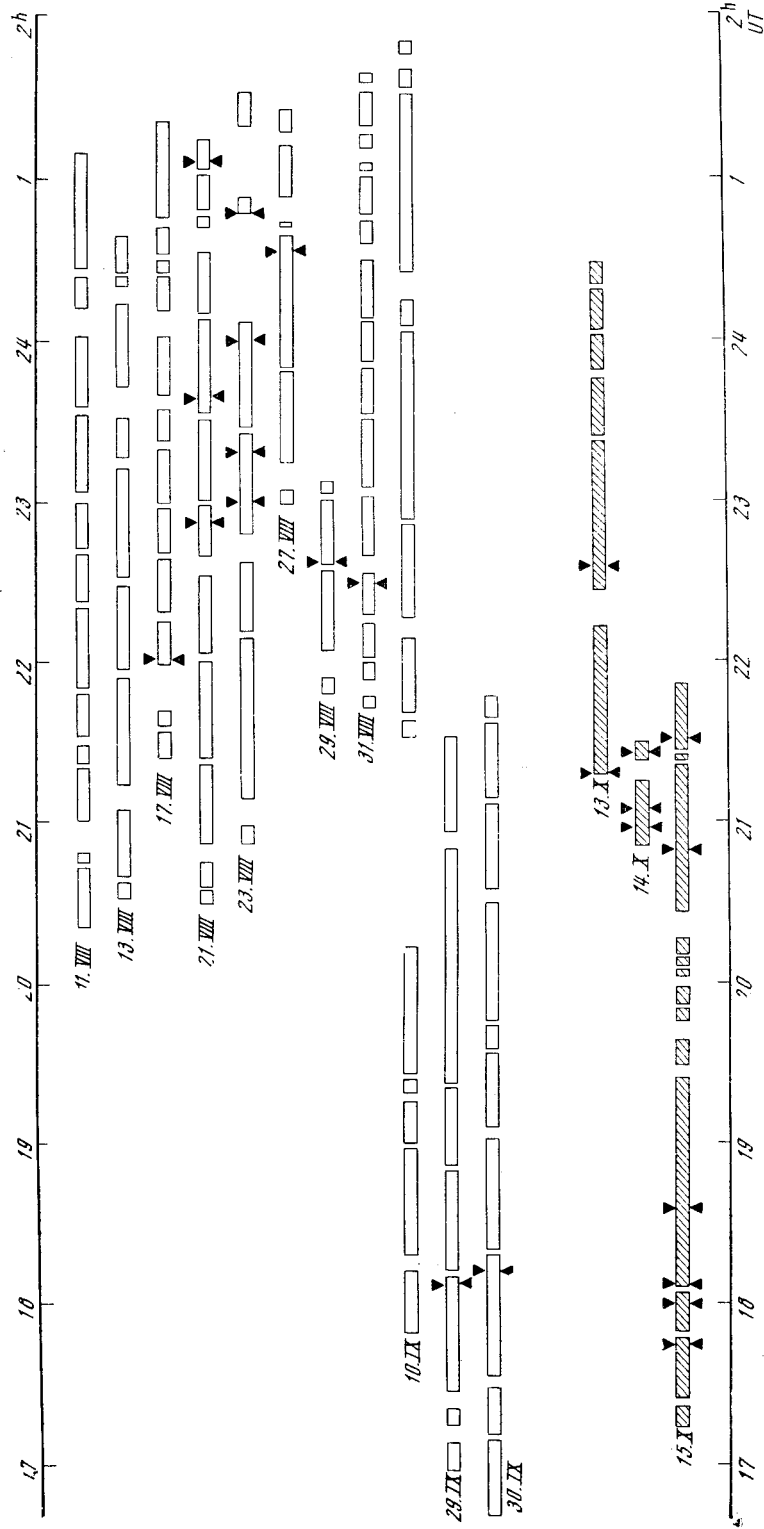


Рис. 1. Даты и время патрулирования (1971 г.)
 Незашированные отрезки соответствуют наблюдениям в фотометрической системе I, заштрихованные — наблюдениями в фотометрической системе II

что вспышечной активности подвержена только слабая компонента системы, которая и получила название EQ Peg. Рассматривая материал наблюдений по другим звездам типа UV Cet, Джой [7] пришел к выводу, что в двойных звездах типа UV Cet всегда вспыхивает только слабая компонента.

Фотоэлектрические наблюдения вспышек

Непрерывные фотоэлектрические наблюдения суммарного излучения звезд системы EQ Peg проводились нами на двух телескопах. Большая часть наблюдений ($35^{\text{h}}41^{\text{m}}$) была выполнена на 64-см менисковом телескопе в фотометрической системе, близкой к *B*; в ходе этих наблюдений было зарегистрировано 13 вспышек. Остальные наблюдения ($7^{\text{h}}13^{\text{m}}$) были выполнены на 70-см телескопе АЗТ-8 в фотометрической системе, близкой к *U*. Здесь зарегистрировано 11 вспышек. Даты и время патрулирования представлены на рис. 1, моменты вспышек отмечены треугольниками. Световые кривые вспышек в фотометрической системе *B* изображены на рис. 2, в фотометрической системе *U* — на рис. 3, где по осям ординат отложена относительная интенсивность вспышки $i = (I_{0+f} - I_0)/I_0$, где I_0 — средняя измеренная интенсивность излучения звезды в спокойном состоянии, а I_{0+f} — интенсивность излучения звезды во время вспышки.

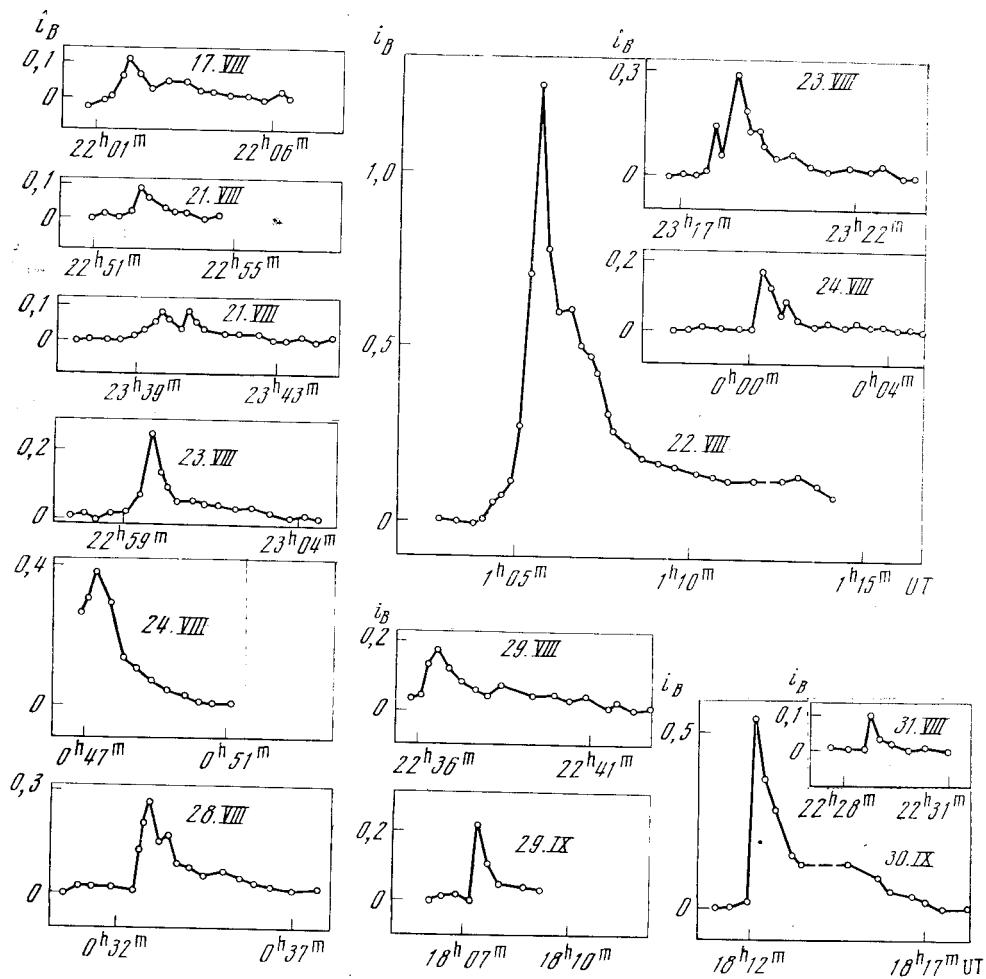


Рис. 2. Световые кривые вспышек в фотометрической системе *B*

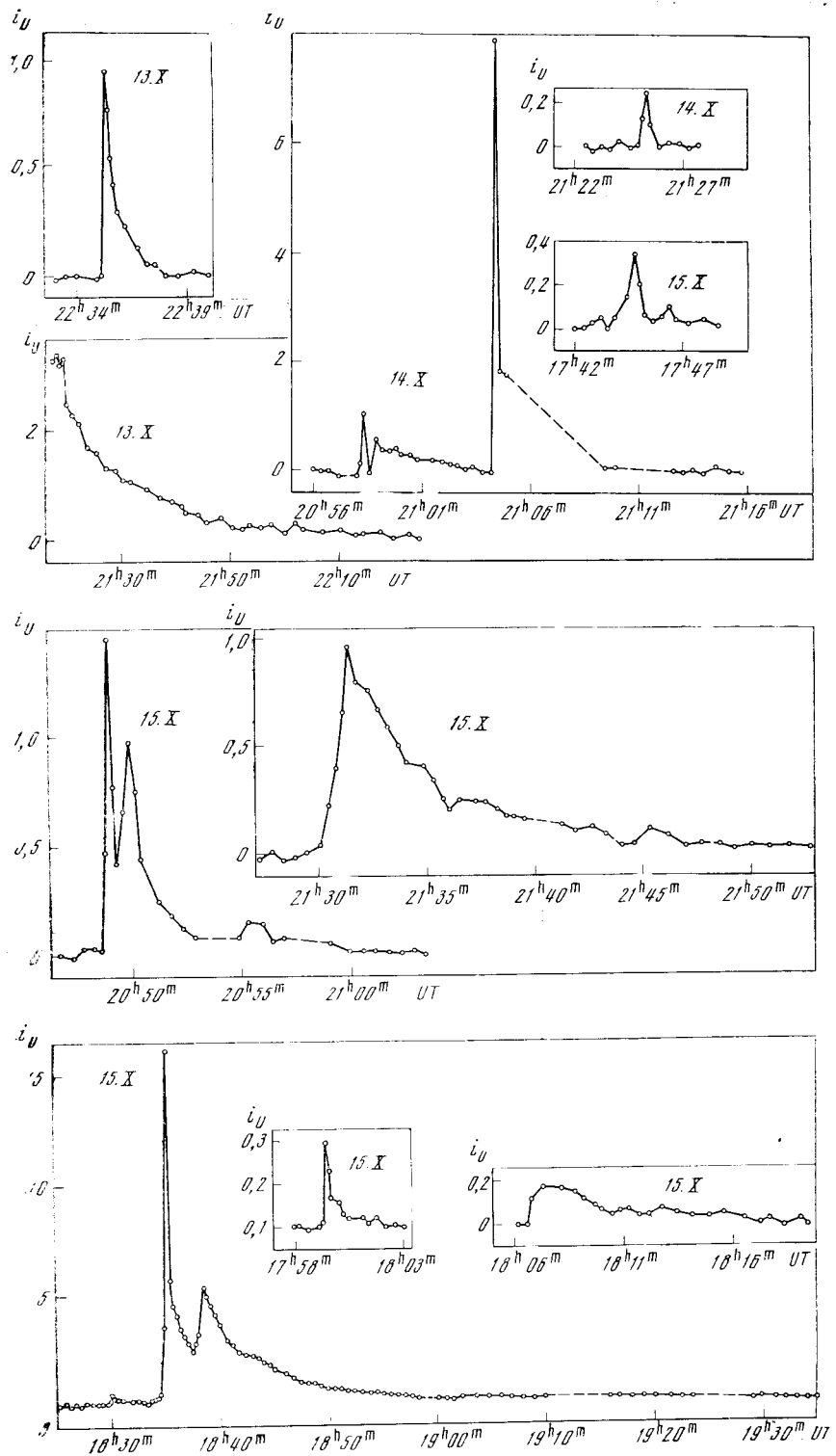


Рис. 3. Световые кривые вспышек в фотометрической системе U

Таблица 1

Дата, август 1971 г.	Время (UT) максимума	$i_{\max B}$	P_B , мин	M_{jB}
17	22 ^h 01 ^m 9	0,11:	0,12:	14 ^m 34:
21	22 52,3	0,08	0,05	14,69
21	23 39,5	0,08	0,12	14,69
22	1 05,7	1,25	2,38	11,69
23	22 59,8	0,25	0,27	13,44
23	23 18,6	0,29	0,36	13,29
24	00 00,4	0,17	0,15	13,86
24	00 47,2	0,38	0,48	12,99
28	00 32,9	0,26	0,31	13,39
29	22 36,6	0,17	0,36	13,86
31	22 28,7	0,10	0,04	14,44
29	18 07,4	0,22	0,13	13,39
30	18 12,1	0,54	0,69	12,61

Таблица 2

Дата, октябрь 1971 г.	Время максимума (UT)	$i_{\max U}$	P_U , мин	M_{jU}
13	21 ^h 15 ^m	3,20	43,6	11 ^m 75
13	22 35,3	0,92	0,66	13,10
14	20 58,3	1,08	1,29	13,07
14	21 03,4	7,90	6,64	10,78
14	21 25,3	0,25	0,10	14,50
15	17 44,8	0,34	0,43	14,17
15	17 59,4	0,29	0,21	14,35
15	18 07,3	0,18	0,82	14,85
15	18 35,4	16,6	50,3	9,95
15	20 48,9	1,45	2,06	12,60
15	21 31,3	0,96	4,64	13,05

В табл. 1 даны характеристики вспышек, наблюдаемых в системе B , в табл. 2 — в системе U . В таблицах приведены:

- 1) момент максимума блеска (UT); 2) i_{\max} — относительная интенсивность в момент максимума блеска; 3) интегральная интенсивность вспышки в минутах $P = \int_{t_1}^{t_2} i dt$, где t_1 и t_2 — моменты начала и конца вспышки; 4) абсолютная величина вспышки в максимуме блеска, определенная по формуле

$$M_j = M - 2,5 \lg i_{\max}, \quad (1)$$

где M — абсолютная величина звезды в соответствующей фотометрической системе.

Предельно обнаружимую величину вспышки $M_{j \text{ лим}}$ можно оценить, согласно [8], по формуле

$$M_{j \text{ лим}} = M - 2,5 \lg \frac{5\sigma}{I_0}, \quad (2)$$

где σ — средняя квадратическая ошибка I_0 . В ходе наблюдений величина σ/I_0 изменялась незначительно и составляла 0,02 для наблюдений на 64-см

телескопе в системе B , и 0,04 для наблюдений на 70-см телескопе в системе U . Этим значениям соответствуют предельно обнаружимые величины вспышек, вычисленные по формуле (2), $M_{jB \text{ lim}} \approx 14^m,4$ и $M_{jU \text{ lim}} \approx 14^m,8$. Вычисленные значения $M_{j \text{ lim}}$ близки к наименьшим наблюдаемым величинам вспышек в табл. 1 и 2. Согласно [9], вблизи максимума блеска вспышек их цвет $U-B = -1^m,3$, следовательно, предельно обнаружимая величина вспышки при наблюдениях на 70-см телескопе в системе U соответствует вспышке $16^m,0$ в фотометрической системе B . Таким образом, порог обнаружения вспышек при наблюдениях на 70-см телескопе в системе U на $1^m,6$ превосходит соответствующий порог обнаружения при наблюдениях на 64-см телескопе в системе B . Этим и объясняется большая частота регистрации вспышек при наблюдениях на 70-см телескопе.

Вспышечная активность системы, определенная как $\sum_{n=1}^N P/T$, где N — число вспышек, а T — суммарное время патрулирования, по нашим наблюдениям в фотометрической системе B равна $2,6 \cdot 10^{-3}$. Сравнивая эту величину с величиной вспышечной активности других звезд типа UV Cet, определенной ранее для фотометрической системы B [10], можно отметить, что активность EQ Peg в 5—10 раз ниже, чем у наиболее активных из наблюдавшихся ранее звезд: UV Cet, YZ CMi, EV Lac, AD Leo, но в 2—3 раза превосходит активность Gl 735 = AC + $8^{\circ}142-393$, Gl 494 = BD + $+13^{\circ}2618$, Gl 644AB = V 1054 Oph = Wolf 630 AB.

Спектральные наблюдения

Мы получили несколько спектрограмм компонент системы Gl 896AB с дисперсией $150 \text{ \AA}/\text{мм}$ на камере $F/1$ спектрографа СП-72, установленного в фокусе Несмита 2,6-м телескопа им. акад. Г. А. Шайна. Использовалась пленка А-700Ф. Спектральная чувствительность системы определялась по спектрограммам звезды 58 Aql, а данные о распределении энергии в спектре этой звезды взяты из [11]. Дифференциальная атмосферная экстинкция учитывалась с помощью средних значений коэффициентов спектральной прозрачности, определенных фотоэлектрически для нашей обсерватории сотрудницей ГАИШ В. Т. Дорошенко.

Спектральные наблюдения проводились со щелью, равной $1''$ при хороших атмосферных условиях, когда изображения не превышали $1'',5$ и компоненты уверенно разделялись. Это исключало возможность попадания на щель спектрографа света от обеих компонент.

В табл. 3 указаны даты и время получения спектрограммы и эквивалентные ширины эмиссионных линий W_{λ} . Ошибка в определении W_{λ} составляет 25%.

Из табл. 3 видно, что различия эквивалентных ширин водородных линий на разных спектрограммах одной звезды не превосходят возможных ошибок измерения. Эквивалентные ширины линий $H_{\epsilon} + H$ и K на двух спектрограммах компоненты А заметно различаются. Переменность интенсивности линий Ca II в спектрах вспыхивающих звезд отмечалась ранее [12, 13], там же рассматривались и возможные причины этой изменчивости. Поэтому обнаруженная переменность интенсивности эмиссионных линий Ca II указывает, что, возможно, и компонента А системы Gl 896AB вспыхивает.

В ночь с 31. VIII на 1. IX 1971 г. спектры компонент А и В были получены последовательно при одновременном патрулировании суммарного излучения звезд на 64-см телескопе. Во время спектрографирования компоненты А заметных изменений суммарного блеска системы не было зарегистрировано, во время же экспонирования компоненты В в системе Gl 896AB произошла небольшая и непродолжительная вспышка (см.

Таблица 3

Дата	Время, UT	Эквивалентная ширина						
		H α	H β	H γ	H δ	H ϵ + H	K	H δ
Компонента А								
9.IX 1970 г.	22 ^h 34 ^m —24 ^h 34 ^m	6,4:	8,2	10	6,9	11	6,4	8:
1.IX 1971 г.	0 29 —1 55	9,2						
10.IX 1971 г.	21 40 —23 10		6,4	7,1	6,4	16	23	
Компонента В								
8.VIII 1969 г.	0 10 —1 40	7,0						
30.VIII 1971 г.	23 18 —1 17	9,2						
31.VIII 1971 г.	21 25 —24 29	6,2						
10.IX 1971 г.	23 16 —2 16		6,3	7,0	7,0	12	11	

табл. 1 и рис. 2). Легко подсчитать, что, если бы эта вспышка была связана с компонентой В, интенсивность ее излучения в момент максимума вспышки увеличилась бы более чем в два раза. Следует ожидать, что вспышка такой амплитуды вызовет заметное усиление эмиссии в спектре. Но, как видно из табл. 3, эквивалентная ширина линии H α на этой spectroграмме не превышает значения, измеренного по spectroграммам компоненты В, полученным в другие даты. Это дает все основания предполагать, что вспышка 31.VIII 1971 г. связана с компонентой А.

Недавно опубликованные результаты одновременных фотометрических и спектральных наблюдений и наблюдений со сканирующим фотометром системы G1 896 AB [14] подтвердили наше предположение, что вспышки обеих компоненты этой системы.

Сравнивая эквивалентные ширины эмиссионных линий в спектрах обеих компонент G1 896 AB, приведенные в табл. 3, с эквивалентными ширинами в спектрах спокойного состояния других вспыхивающих звезд, данные о которых опубликованы [10, 12, 13, 15, 16], отмечаем, что эквивалентные ширины эмиссионных линий в спектрах обеих компонент G1 896 AB близки к эквивалентным ширинам в спектрах спокойного состояния наиболее активных вспыхивающих звезд UV Cet, EV Lac, AD Leo, YZ CMi. Этот факт и обнаружение большой вспыхивающей активности системы подтверждают существование отмеченной ранее корреляции [10] между величиной вспыхивающей активности звезды и интенсивностью эмиссии в ее спектре в спокойном состоянии.

В табл. 4 даны относительные интенсивности эмиссионных линий, определенные по нескольким spectroграммам компонент G1 896 AB.

Таблица 4

Дата, сентябрь 1970 г.	Относительные интенсивности						
	H α	H β	H γ	H δ	H ϵ + H	K	H δ
Компонента А							
9	1,52	1	0,66	0,40	0,54	0,30	0,20:
10		1	0,63	0,39	0,75	0,90	
Компонента В							
10		1	0,61	0,38	0,64	0,62	

Относительные интенсивности водородных линий в спектрах этих компонент близки как между собой, так и к относительным интенсивностям в спектрах других вспыхивающих звезд, данные о которых опубликованы [12, 15—17].

Обнаруженный нами факт вспышечной активности обеих компонент во вспыхивающей звезде G1 896 AB находит подтверждение при рассмотрении имеющихся наблюдений двойных звезд типа UV Cet.

Рассмотрим этот вопрос в свете новых наблюдений. В настоящее время опубликованы сведения о 35 звездах типа UV Cet [18—20], из них 22 звезды являются визуально- или спектрально-двойными. В пяти системах, где обе компоненты красные карлики (G1 65 B = UV Cet, G1 412 B = WX UMa, G1 669 B, G1 752 B = BD + 4°4048 B, G1 860 B = DO Cep), отмечалась [9] вспышка только слабой компоненты. В трех системах наблюдались вспышки обеих компонент, из них системы G1 15 AB = BD + 43°44 AB [21] и G1 896 AB = EQ Peg — визуально-двойные: G1 278 C = YU Gem [7, 20] — спектрально-двойная система, в которой наблюдаются затмения. В сложной системе G1 644 ABC + G1 643 наблюдались вспышки только главной компоненты G1 644 AB = V1054 Oph, которая является тесной двойной звездой с компонентами почти одинакового блеска [18].

Таким образом, совокупность наблюдений, имеющихся в настоящее время, не согласуется с прежним утверждением, что в двойных звездах типа UV Cet вспыхивает только слабая компонента. Следует отметить, что вспышки одинаковой мощности с большей вероятностью будут замечены на слабой звезде. Вероятно, наблюдательная селекция и явилась причиной того, что в небольшой совокупности случайных наблюдений, рассмотренных Джоном [7], не было случая наблюдения вспышки более яркой компоненты в двойных звездах типа UV Cet.

Выражаем благодарность Р. Е. Гершбергу за руководство работой, Г. Н. Шарпаповой и Т. С. Коркиной за помощь при оформлении статьи.

Апрель 1972 г.

Л и т е р а т у р а

1. W. Gliese. Veröff. Astron. Rechen-Institut Heidelberg, 1969, N 22.
2. A. H. Joy, R. E. Wilson. *Astrophys. J.*, 1949, **109**, 231.
3. P. E. Poques. *Publ. Astron. Soc. Pacific*, 1954, **66**, 257.
4. R. E. Poques. *Publ. Astron. Soc., Pacific*, 1955, **67**, 34.
5. A. Kubiševič, J. Arsenijević. *Communication at 13 IAU's meeting*. Prague, 1967.
6. A. H. Joy. In «Non-stable stars» (IAU Sympos. N 3) G. H. Herbig (Ed.). Cambridge, University Press., 1957, p. 31.
7. А. Джой. Звездные атмосферы. Под ред. Дж. Л. Гринстейна. М., ИЛ, 1963, стр. 657.
8. В. С. Оскарян, В. Ю. Теребиж. *Астрофизика*, 1971, **7**, 281.
9. Р. Е. Гершберг. Вспышки красных карликовых звезд. М., «Наука», 1970.
10. R. E. Gershberg, N. I. Shakhovskaya. *Communication at IAU Colloquium № 15*. Bamberg, 1971, p. 126.
11. D. S. Hayes. *Astrophys. J.*, 1970, **159**, 165.
12. И. И. Шаховская. *Изв. Крымской астрофиз. общ.*, 1972, **45**, 124.
13. Р. Е. Гершберг. *Изв. Крымской астрофиз. общ.*, 1972, **45**, 118.
14. F. N. Owen, B. W. Vopp, T. J. Moffet, F. J. Lazor. *Astrophys. Letters*, 1972, **10**, N 1, 37.
15. Р. Е. Гершберг. *Астрофизика*, 1970, **6**, 191.
16. Р. Е. Гершберг, И. И. Шаховская. *Астрон. ж.*, 1971, **48**, 934.
17. Р. Е. Гершберг, С. А. Каплан. *Изв. Крымской астрофиз. общ.*, 1972, **44**, 11.
18. N. I. Shakhovskaya. *Communication at IAU Colloquium № 15*. Bamberg, 1971, p. 138.
19. И. Ф. Чугайнов. *Изв. Крымской астрофиз. общ.*, 1973, **48**, 3.
20. T. J. Moffet, B. W. Vopp. *Astrophys. J.*, 1971, **168**, L117.
21. И. И. Шаховская. *Изв. Крымской астрофиз. общ.*, 1973, **47**, 111.

О ПРИРОДЕ ПЕРЕМЕННОСТИ ЗВЕЗДЫ BY Dra

Р. Е. Гершберг, Н. И. Шаховская

Эмиссионные линии в спектре красной карликовой звезды BY Dra были заметно слабее в 1968—1971 гг. по сравнению с 1965 г. Одновременно, согласно [1], происходило уменьшение «запятнности» звезды. Все известные быстрые вспышки BY Dra оказываются вблизи фаз фотометрического минимума, а по энергиям и частоте близки к вспышкам AD Leo — классической звезды типа UV Cet. Эти факты показывают, что все совокупность наблюдаемых особенностей BY Dra укладывается в рамки модели спектрально-двойной системы с сильной активностью типа UV Cet на поверхности главной компоненты системы.

Рассмотрение альтернативной гипотезы пылевого облака, предложенной Эвансом [16] для объяснения фотометрических свойств родственной BY Dra звезды CC Eri, показывает, что частицы необходимых параметров не могут быть захвачены из межзвездной среды. Образованию таких пылинков в околозвездном пространстве может препятствовать сильный звездный ветер.

ON THE NATURE OF BY Dra VARIABILITY, by R. E. Gershberg, N. I. Shakhovskaya. — Emission lines in spectra of red dwarf star BY Dra were noticeable weaker in 1968—1971 compared to 1965; accordingly to [1] the spottedness of stellar surface was decreasing during this period. All known quick flares have taken place close to minimum brightness phase. Flare energy and occurrence are similar to flares of AD Leo that is a classical UV Cet-type star. These facts show that all observational features of BY Dra can be described within framework of a spectral binary model with a strong UV Cet-type activity on the main component surface.

Alternative Evans' hypothesis [16] on the existence of a dust cloud to explain photometric features of the CC Eri star related to BY Dra is considered. It is shown particles of necessary parameters are not able to be captured from interstellar medium and strong stellar wind may lay obstacles to formation such particles in circumstellar space.

Тщательный анализ многолетних фотометрических наблюдений красной карликовой звезды BY Dra (HD 234677 = BD + 51°2402 = GC 25394 = Gliese 719) позволил Чугайнову [1] заключить, что периодическая переменность блеска этого объекта вызвана его неоднородной поверхностной яркостью. В дополнение к прежним исследованиям [2—4], где было высказано предположение о запятнности BY Dra и где в рамках этой гипотезы оценивались возможные параметры пятен, в работе [1] проанализирован весьма тонкий фотометрический эффект: изменение периода блеска звезды от сезона к сезону на малые доли этого периода. Можно думать, что такой эффект возникает из-за медленного дрейфа области пятен (в течение цикла активности) в сочетании с дифференциальным вращением звезды. Недавно именно такой фотометрический эффект был обнаружен на Солнце [5]. Чугайнову удалось также зарегистрировать сильную вспышку BY Dra, которая по характеру кривой блеска и общей энергии излучения близка к самым мощным вспышкам звезд типа UV Cet. Это обстоятельство позволяет предполагать, что и пятна, и скоротечные вспышки — это различные проявления одной причины: высокого уровня поверхностной электромагнитной активности, свойственной переменным типа UV Cet и сходной с солнечной активностью. Цель нашей заметки — привести дополнительные соображения в пользу этой концепции.

Эмиссионный спектр ВУ Dra

В течение 1965—1971 гг. на щелевом спектрографе СП-72, установленном в фокусе Несмита 2,6-м рефлектора им. акад. Г. А. Шайна, нами было получено около двух десятков спектрограмм звезды ВУ Dra. Качественное описание нескольких спектров 1965 г. приведено в [2]. Рассмотрение всех полученных снимков позволяет оценить характер эмиссионного спектра звезды на разных стадиях ее активности.

На всех спектрах ВУ Dra, простирающихся до ближней ультрафиолетовой области, хорошо видны эмиссионные линии Ca II. На спектрограммах с дисперсией 80 Å/мм заметна асимметрия линии $H + H_\epsilon$, что указывает на заметный вклад линии H_ϵ в эту эмиссию. Линия H_δ видна на всех спектрах, имеющих достаточную плотность в соответствующей области длин волн. Водородные линии H_δ , H_γ и H_β находятся в областях спектра, изрезанных сильными абсорбционными деталями, и на большинстве спектрограмм с дисперсией 155 Å/мм эти линии обнаружить не удается. Эмиссия H_α находится в области, сравнительно свободной от абсорбционных деталей, и уверенно обнаруживается на всех спектрограммах с нормальной плотностью.

Спектрограммы, пригодные для спектрофотометрического изучения, были промерены нами на микрофотометре МФ-2, причем использовалась щель, соответствующая разрешению на спектре 1,5 Å. Результаты определения эквивалентных ширин эмиссионных линий и другие сведения о спектрограммах приведены в табл. 1. Поскольку большинство эмиссионных линий находится в областях длин волн, где проведение истинного непрерывного спектра затруднено из-за переналожения абсорбционных деталей, эквивалентные ширины отнесены к уровню квазиконтинуума в непосредственной близости около каждой эмиссии; существенно, что на всех регистрограммах этот квазиконтинуум проводился единообразно. Ошибка определения такой эквивалентной ширины не превосходит 30%.

Таблица 1

Дата	Экспозиция	Дисперсия, Å/мм	Эмульсия	Эквивалентные ширины эмиссионных линий							Фазы
				H_α	K	$H + H_\epsilon$	H_δ	H_γ	H_β	H_α	
18.VIII 1965 г.	2 ^h	80	0aO	3,3	4,9	7,3	1,0	1,2			0,030
19.VIII 1965 г.	1 ^h	80	0aO	2,1	6,0	7,6	0,9	1,6	0,4		0,268
11.IX 1965 г.	I 1 ^h 20 ^m	80	0aO	1,3	5,5	6,0	0,4	0,8	0,5		0,288
	II 1 ^h 20 ^m	80	0aO	1,4	5,5	6,1	0,6				0,330
11.VIII 1968 г.	I 15 ^m	155	A-700		2,2	1,0	<1,0	0,7:	<1,0		0,555
	II 3 ^m	155	A-700							1,2	0,556
24.VIII 1969 г.		15 ^m	155	A-700						1,2	0,086
10.VII 1970 г.	I 25 ^m	155	A-700Ф		3,0	2,8	0,8:		0,8		0,354
	II 16 ^m	155	A-700Ф							0,8	0,360
11.VIII 1970 г.	I 14 ^m	155	A-700Ф		2,0	1,0:	<1,0	<1,0	1,2:		0,762
	II 7 ^m	155	A-700Ф							1,7	0,770
30.VIII 1971 г.	I 10 ^m	155	A-700Ф	1,5	1,8	1,6	<0,7	<0,7	<1,0		0,761
	II 5 ^m	155	A-700Ф							1,1	0,764
31.VIII 1971 г.	III 20 ^m	155	A-700Ф	2,2	2,6	1,3	<0,7	<0,7	1,5:		0,768
	20 ^m	80	A-700Ф		1,5	<1,5	<1,0	<1,0	<1,0		0,025

Примечание. Во время спектральных наблюдений 1971 г. П. Ф. Чугайнов проводил фотоэлектрический патруль блеска ВУ Dra на 64-см менисковом телескопе.

В тех случаях, когда эмиссионная линия не обнаруживается, в таблице дан верхний предел эквивалентной ширины.

Из рассмотрения табл. 1 следует, что эмиссия кальция в спектре ВУ Дра в 1965 г. была существенно более интенсивной, чем в последующие годы. В связи с этим заметим, что, по оценкам Джоя [6], интенсивность кальциевой эмиссии в спектре ВУ Дра была такая же, как у AD Leo и EV Lac, а по измерениям наших спектрограмм, полученных на том же спектрографе СП-72, эквивалентные ширины эмиссии Ca II в этих звездах составляют от 7 до 16 Å [7, 8]. Если предполагать, что во время наблюдений на Маунт Вилсон AD Leo и EV Lac одновременно не были существенно менее активны, чем в период крымских наблюдений, то интенсивность кальциевой эмиссии в ВУ Дра в период американских наблюдений была еще выше, чем в 1965 г. К сожалению, в 1965 г. мы не получали спектрограмм длинноволновой области, так что сопоставление водородной эмиссии ВУ Дра в разные годы не дает таких четких количественных результатов, как сравнение эмиссии кальция. Во всяком случае, оно не противоречит предположению об ослаблении эмиссионного спектра ВУ Дра в последние годы, когда, согласно [1], произошло уменьшение пятнистости звезды.

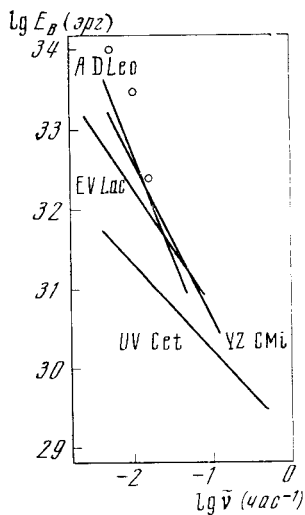
В последнем столбце табл. 1 приведены фотометрические фазы ВУ Дра в моменты получения спектрограмм. Эти данные показывают, что между эквивалентными ширинами эмиссионных линий и фазой нет корреляции. Иными словами, в 1965 г. кальциевая хромосферная эмиссия была усилена по всей звезде, а не только в областях активного пятнообразования, ответственных за фотометрическую переменность звезды.

По наблюдаемым эквивалентным ширинам эмиссионных линий можно оценить абсолютную поверхностную яркость звездной хромосферы, усредненную по всему диску [7]. С этой целью по *UBV*-фотометрии ВУ Дра [3] и с помощью данных многоцветной фотометрии красных звезд [9] мы оценили эффективную температуру исследуемой звезды ($T_e = 4160^\circ \text{K}$) и, полагая яркостную температуру в области H_α близкой к этой эффективной температуре, определили поверхностную яркость $F_{H_\alpha} = (1,2 \div 2,6) \cdot 10^6 \text{ эрг/см}^2 \cdot \text{сек}$. Сравнение с подобными оценками для других эруптивных звезд показывает, что абсолютная поверхностная яркость хромосферы ВУ Дра в линии H_α близка или несколько выше поверхностной яркости наиболее активных звезд типа UV Cet [7]. Напомним, что все наши оценки W_{H_α} относятся к эпохе сравнительно низкой активности ВУ Дра, и спокойная хромосфера этой звезды оказывается по крайней мере столь же мощной, как у самых активных вспыхивающих звезд. Иными словами, естественно ожидать у ВУ Дра существование хромосферы и короны, плотность которых заметно превышает соответствующую плотность на Солнце.

Вспышки ВУ Дра

Рассмотрим теперь некоторые особенности ВУ Дра как вспыхивающей звезды.

За 186 час фотоэлектрического патрулирования блеска у ВУ Дра были зарегистрированы 3 вспышки [1]. (До этого Поппер [10] спектроскопически обнаружил вспышку на одной из 14 спектрограмм, которые фотографировались с экспозициями около 1,5 час.) Фотометрические наблюдения велись в Крыму и в Италии, и в табл. 2 приведены некоторые сведения о вспышках, заимствованные из [1, 11]. Вычисления фаз, основанные на фотометрических элементах [1], показывают, что все фотометрические вспышки произошли вблизи минимума. Аналогичные явления были зарегистрированы у EV Lac [12] и UV Cet [13], и представляется совершенно естественным интерпретировать этот факт как появление вспышки в активной области на звезде вблизи пятен.



Зависимость средней частоты вспышек с энергией, превышающей E_B , от E_B для классических вспыхивающих звезд типа UV Cet (прямые линии) и для ВУ Dга (кружки)

Далее, используя данные о блеске звезды [3] и расстоянии до нее [14], нетрудно оценить светимость ВУ Dга в абсолютных единицах и от эквивалентной продолжительности всплеск P_B перейти к полной энергии их излучения (в полосе B) E_B . Найденные величины E_B были сопоставлены с известными энергетическими спектрами всплеск звезд типа UV Cet. На рисунке по оси абсцисс отложены логарифмы средней частоты всплеск с энергией, превышающей E_B , а по оси ординат — логарифмы E_B ; прямые линии представляют наблюдаемое распределение всплеск четырех наиболее изученных звезд типа UV Cet, причем эти энергетические спектры основаны на большом материале, охватывающем несколько сотен всплеск [15]. Конечно, три зарегистрированные всплески ВУ Dга являются слишком малой выборкой для каких-либо решительных статистических заключений. Тем не менее близость энергетических параметров всплеск ВУ Dга и всплеск классических звезд типа UV Cet очевидна; более того, можно, по-видимому, утверждать, что всплески ВУ Dга наиболее близки к всплескам AD Leo, самой яркой из изученных вспыхивающих звезд [15].

Таблица 2

Дата	UT	Δm_B	Фаза	P_B , мин	E_B , эрг
25.VII 1967 г.	01 ^h 59 ^m	0 ^m 06	0,728	0,16	$2,4 \cdot 10^{32}$
5.VIII 1971 г.	21 34	0,10	0,068	1,90	$2,8 \cdot 10^{33}$
16.VIII 1971 г.	21 34	0,68	0,960	6,50	$9,6 \cdot 10^{33}$

О гипотезе пылевого облака

Недавно появилась интересная работа Эванса [16], посвященная анализу фотометрических свойств красной карликовой звезды SS Egi (HD 16157), очень сходной с ВУ Dга. Согласно оценкам Эванса, периодические изменения блеска SS Egi могут быть объяснены неоднородной поверхностью яркостью звезды, если область с темными пятнами простирается по экватору на $120-160^\circ$. Это заключение согласуется с теоретическими соображениями, приводящими к выводу о крупномасштабных магнитных полях, и, следовательно, больших размерах пятен на поверхности вспыхивающих звезд [17]. Но такие большие и холодные пятна, согласно [16], должны давать изменения цвета $B-V$ звезды, существенно большие, чем наблюдается. Это противоречие между заметной амплитудой блеска и малой амплитудой цвета Эванс считает столь существенным, что предлагает отказаться от гипотезы холодного пятна и в качестве альтернативы рассматривать периодическое ослабление блеска звезды облаком нейтральных частиц, локализованным в одной из осевых точек либрации двойной системы SS Egi. Обсудим оба момента этого заключения Эванса.

Величина ожидаемого изменения цвета $B-V$ при известной амплитуде блеска звезды была получена Эвансом в предположении планковского излучения невозмущенной фотосферы и холодного пятна. Однако

известно, что при охлаждении поверхности звезды позднего подкласса К или М резко усиливаются абсорбционные полосы окиси титана, которые заметны в полосе V и практически отсутствуют в B ; в результате цвет $B - V$ возрастает в меньшей степени, чем это следовало бы ожидать при равновесном излучении, — это обстоятельство было отмечено Чугайновым [4]. С другой стороны, в активной области должна быть сильнее хромосфера, а ее эмиссионные линии в большей мере усиливают излучение в полосе B , чем в полосе V . По-видимому, учет суммарного действия этих двух факторов полностью снимает возражения Эванса против гипотезы пятна.

В то же время гипотеза ослабления света звезды облаком пылевых частиц вызывает ряд возражений. Действительно, согласно [16], область концентрации нейтрально поглощающих частиц должна находиться на расстоянии $(3 \div 5) R_*$ от поверхности главной компоненты СС Егі. На таком расстоянии температура пылинок должна быть порядка $(R_*/R)^2 T_* \approx \approx 200 \div 400^\circ \text{К}$. Для неселективного поглощения в видимой области спектра размер частиц должен быть не менее 1 $\mu\text{м}$. Характерный размер межзвездных пылинок в несколько раз меньше. При захвате межзвездной пылинки в лагранжеву точку и последующем разогреве ее размер должен лишь уменьшиться. Таким образом, предполагаемое облако не может возникнуть в результате захвата частиц извне и должно образоваться в самой системе СС Егі. Однако условия там едва ли благоприятны для конденсации пыли.

Дело в том, что главная компонента СС Егі обнаруживает сильный эмиссионный спектр и, по аналогии с ВУ Дра у нее можно ожидать довольно сильную корону. Гравитационный потенциал на поверхности СС Егі, согласно [16], близок к солнечному:

$$\frac{M_*}{R_*} = \frac{(0,5 \div 0,7) M_\odot}{0,7 R_\odot} = (0,7 \div 1,0) \frac{M_\odot}{R_\odot}.$$

Поэтому характерная температура короны и скорость сверхзвукового течения ветра должны быть близки к соответствующим солнечным параметрам, а геометрические структуры должны быть подобны с коэффициентом пропорциональности R_*/R_\odot . Область точек либрации близка к границе между дозвуковым и сверхзвуковым течением ветра, где корональная плазма подвержена сильному влиянию локальных возмущений на поверхности звезды.

По известным параметрам спокойного солнечного ветра [18] нетрудно оценить отношение силы динамического давления ветра на пылинку к силе притяжения Солнца:

$$\frac{\text{Сила давления ветра}}{\text{Сила притяжения Солнца}} = \frac{n_p m_p v^2 \frac{\pi}{4} d^2}{G \frac{4M_\odot}{(1 \text{ а.е.})^2} \frac{\pi}{6} d^3 \rho} = \frac{2 \cdot 10^{-8}}{d\rho},$$

где n_p — плотность протонов в солнечном ветре и v — его скорость у орбиты Земли, d — диаметр пылинки и ρ — плотность ее вещества. Полагая $d \approx 10^{-4} \text{ см}$ и $\rho \approx 1 \text{ г/см}^3$, получаем, что вблизи Земли сила притяжения в 5000 раз превышает силу давления ветра. Это отношение должно быть приблизительно постоянным во всей сверхзвуковой области течения, так как скорость ветра здесь меняется мало, а $n_p v R^2 = \text{const}$ в силу уравнения неразрывности. Существенно, однако, что на СС Егі, как и на ВУ Дра, следует ожидать значительно бóльшую хромосферную и корональную плотность, чем на Солнце, и давление спокойного звездного ветра в этом случае в десятки раз может превышать давление спокойного солнечного ветра. Но во время активных процессов на Солнце скорость солнечного ветра, а иногда и плотность частиц возрастают в несколько

раз. Тем более следует ожидать такие эффекты во время вспышек на рассматриваемых карликовых звездах, поскольку энергия вспышек на них на 2—4 порядка величины превосходит сильные солнечные вспышки. Поэтому представляется вполне правдоподобным предположение, что пылевое облако, образовавшееся каким-либо образом в лагранжевой точке системы SS Eri , будет выметено первой же мощной вспышкой, подобной той, что произошла на VY Dra 16.VIII 1971 г. Возобновление же такого образования за 100—1000 час представляется совершенно невероятным.

Заключение

История изучения VY Dra как переменной звезды начинается со спектроскопического открытия вспышки, на основании которого Поппер [10] отнес ее к типу UV Cet . Затем Чугайнов [2] открыл периодические изменения блеска, которые не укладывались в традиционную схему затмения и не были известны у других вспыхивающих звезд. Примерно в то же время Крафт открыл спектральную двойственность VY Dra с периодом, отличным от фотометрического, а позднее Кшеминский и Крафт [19] обнаружили изменение амплитуды колебаний блеска. У других переменных звезд не встречался такой набор разнообразных свойств, и VY Dra стала рассматриваться как уникальный объект.

Последние фотометрические исследования [1], приведенные выше спектральные данные и общий прогресс в понимании физической сущности активности красных карликовых звезд [17] позволяют, однако, дать простую общую модель VY Dra . Очевидно, VY Dra — это спектральнодвойная с сильной поверхностной активностью главной компоненты. Такая активность обуславливает и скоротечные вспышки, обнаруживаемые фотометрически и спектроскопически, и периодические колебания малой амплитуды. По мощности и частоте быстрых вспышек VY Dra практически не отличается от типичных звезд типа UV Cet , а то обстоятельство, что у большинства таких звезд до сих пор не обнаружены периодические колебания, может быть связано и с большей запятненностью этих звезд, и с сильным отклонением их оси вращения от картинной плоскости, и просто с их малой изученностью высокоточными методами. Не исключителен и сам факт вспышечной активности главной компоненты двойной системы: такая же ситуация имеет место в широкой паре $\text{BD} + 43^{\circ}44$ [20], в тесной визуальной паре EQ Peg [21, 22] и в спектральнодвойной системе YY Gem [23].

Таким образом, с точки зрения физических процессов, определяющих переменность звезды, нет оснований рассматривать VY Dra как уникальный объект, ее следует отнести к переменным типа UV Cet . Высокая абсолютная светимость этой звезды делает ее малоперспективной с точки зрения фотометрического изучения вспышечной активности; с другой стороны, эта самая яркая звезда типа UV Cet является наиболее подходящим объектом для тонких спектрофотометрических исследований с целью поисков аномалий химического состава атмосферы или эффектов магнитного поля.

Мы благодарны П. Ф. Чугайнову за критические замечания.

Апрель 1972 г.

Л и т е р а т у р а

1. П. Ф. Чугайнов. Изв. Крымской астрофиз. общ., 1973, 48, 3.
 2. P. F. Chugainov. Inform. Bull. Var. Stars, 1965, N 122.
 3. W. Krzeminski. Low-luminosity stars. S. S. Kumar (Ed.), 1969, p. 57.
 4. P. F. Chugainov. Inform. Bull. Var. Stars, 1971, N 520.
 5. R. Albrecht, H. M. Maitzen, K. D. Rakos. Astron. Astrophys., 1969, 3, 236.
 6. A. H. Joy, R. E. Wilson. Astrophys. J., 1949, 109, 231.
 7. P. E. Гершберг. Астрофизика, 1970, 6, 191.
 8. P. E. Гершберг, И. И. Шаховская. Астрон. ж., 1971, 48, 934.
 9. H. L. Johnson. Astrophys. J., 1965, 141, 170.
 10. D. M. Popper. Publ. Astron. Soc. Pacific, 1953, 65, 278; Astrophys. J., 1956, 123, 377.
 11. S. Cristaldi, M. Rodono. Astron. Astrophys. Suppl., 1970, 2, 223.
 12. S. Cristaldi, G. Godoli, M. Narbone, M. Rodono. Proceedings of the Budapest Variable Star Colloquium, 1969, p. 149.
 13. P. F. Chugainov, R. J. Harlen, B. E. Westerlund, R. E. White. Inform. Bull. Var. Stars, 1969, N 343.
 14. W. Gliese. Veroff. Astron. Rechen-Institut Heidelberg, 1969, N 22.
 15. R. E. Gershberg. Astrophys. Space Sci., 1972, 19, 75.
 16. D. S. Evans. Monthly Notices Roy. Astron. Soc., 1971, 154, 329.
 17. R. E. Gershberg, S. B. Pikel'ner. Comments Astrophys. Space Physics, 1972, 4, 113.
 18. R. Lüst. Interstellar gas dynamics. H. J. Habing (Ed.). Dordrecht, 1970, p. 248.
 19. W. Krzeminski, R. Kraft. Astron. J., 1967, 72, 307.
 20. И. И. Шаховская. Изв. Крымской астрофиз. общ., 1973, 47, 111.
 21. F. N. Owen, B. W. Vopp, T. J. Moffett, F. J. Lazor. Astrophys. Letters, 1972, 10, 37.
 22. А. Н. Рюанцева, И. И. Шаховская. Наст. том, стр. 65.
 23. T. J. Moffett, B. W. Vopp. Astrophys. J., 1971, 168, L117.
-

СПЕКТРАЛЬНАЯ ДВОЙСТВЕННОСТЬ δ Cep C

Э. А. Витриченко, В. А. Марсаков,
П. Н. Холопов, Г. С. Царевский

На основании 65 определений лучевой скорости δ Cep C (голубого спутника цефеиды δ Cep A) получены свидетельства в пользу того, что эта звезда является спектрально-двойной. Наиболее вероятные периоды изменения лучевой скорости 0d,89986 и 0d,46458. В обоих случаях величина скорости центра тяжести системы хорошо согласуется со средней скоростью δ Cep A, что является серьезным аргументом в пользу их физической связи. Совокупность имеющихся данных свидетельствует в пользу физической связи δ Cep A и δ Cep C.

Спутником δ Cep C, вероятно, является звезда крайне малой массы (около 0,1 M_{\odot} или меньше).

ON THE SPECTRAL DUPLICITY OF δ CEP C, by E. A. Vitrichenko, V. A. Marsakov, P. N. Kholopov and G. S. Tsarevskij. — The sixty five radial velocity measurements of δ Cep C (blue visual companion of cepheid δ Cep A) have been obtained. The evidences are given that δ Cep C is spectral binary. The most probable periods of system are: 0d,89986 and 0d,46458. In both cases the γ -velocity of δ Cep C is in good agreement with mean velocity of δ Cep A. It is a strong argument on their physical connection.

The secondary component of δ Cep C may have very low mass (near 0.1 solar mass or less).

Долгопериодическая цефеида δ Cep образует визуально-двойную систему, о природе которой существуют противоречивые мнения. Обсуждаются два вопроса. Во-первых, образует ли цефеида δ Cep A и ее голубой спутник δ Cep C физическую систему [1—3]? Во-вторых, если звезды действительно образуют физическую систему, то является ли спутник нормальной звездой и можно ли его использовать для определения расстояния до цефеиды? Для решения первого вопроса необходимо сравнить лучевые скорости звезд. Но спутник звезды (δ Cep C) заподозрен в спектральной двойственности [2]. В связи с этим возникает необходимость изучения лучевой скорости спутника, определения его спектроскопической орбиты и определения скорости центра тяжести системы. Для решения второго вопроса необходим анализ системы δ Cep C.

Здесь оба указанных выше вопроса решаются на основе новых определений лучевой скорости голубого спутника системы.

1. Измерения лучевых скоростей δ Cep C и поиск периода

Измерения лучевых скоростей звезды δ Cep C были сделаны по 60 спектрограммам, полученным в период с августа 1966 г. по ноябрь 1969 г. на 122-см рефлекторе Крымской обсерватории. Дисперсия составляла 37 Å/мм. Измерялись линии бальмеровской серии от H_{γ} до H_{16} , линии He I $\lambda\lambda 4026,22$ и $\lambda\lambda 4471,49$ Å, а также линия межзвездного кальция 3933,66 Å. Спектры звезд снимались с некоторой передержкой, чтобы четче прорабатывались ядра линий. Это позволяет более уверенно наводить нить микроскопа на середину линии.

Таблица 1

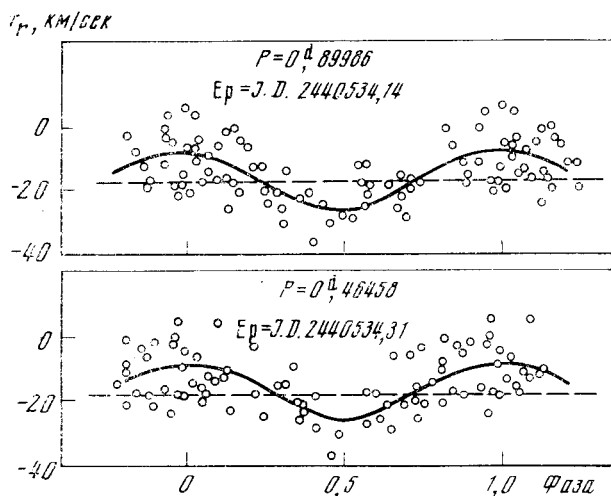
J. D.	v_r , км/сек	σ , км/сек	n	$\langle \text{Ca II} \rangle$, км/сек	J. D.	v_r , км/сек	σ , км/сек	n	$\langle \text{Ca II} \rangle$, км/сек
2439456,47	-20	± 3	11	-14	2440491,28	-23	± 5	13	-17
,51	-21	9	5	-7	,32	-37	4	15	-13
359,55	-26	8	8	+10	92,21	-21	5	15	-18
,58	-29	3	13	-9	,26	-30	3	15	-32
2440361,52	-17	3	15	-31	,30	-28	2	15	-37
75,42	-9	5	15	-1	,34	-29	3	15	-24
,45	-19	6	15	-28	,37	-26	4	14	-2
,49	-23	4	15	-24	96,20	-1	5	15	-32
,53	-17	6	15	-31	,25	-12	4	13	-1
87,34	-6	5	15	-18	,31	-2	5	13	-26
,38	-16	4	15	-28	,37	-9	7	15	-22
,42	0	6	15	0	530,27	-15	4	14	-16
,44	-3	6	15	-9	,29	-20	5	15	-31
,46	-21	5	14	-22	,32	-18	3	15	-25
,53	-16	18	14	-28	534,13	-18	9	15	-27
90,41	-25	4	13	-8	,17	-21	4	15	-29
91,36	-14	6	14	-28	,18	-6	5	15	-20
92,50	-21	3	15	-37	,19	-3	5	14	-16
,52	-9	7	14	-36	,21	-14	5	13	-28
403,29	-18	8	12		,22	-8	7	15	-27
443,26	-14	4	12		,24	-17	6	15	-13
,39	-40	4	15	-53	,25	-5	6	15	-38
,53	-26	5	12		,26	-1	6	14	-37
459,46	-18	7	10		,28	-16	7	14	-15
,50	+5	9	12		,29	+1	8	15	-18
,51	+25	6	11		,31	-4	5	14	-16
469,26	-18	9	14	-28	,32	-6	5	15	-11
,32	+5	9	15	-3	,34	-12	5	14	-15
,36	+7	13	13	+1	,37	-12	4	15	-10
91,23	-31	3	14	-16	565,24	-18	6	13	-31

Результаты измерений представлены в табл. 1. Здесь во 2—4-й графах даны лучевая скорость звезды, квадратичная ошибка ее определения, число измеренных линий звезды и лучевая скорость, определенная по межзвездной линии Ca. В табл. 2 приведены измерения лучевой скорости δ Сер С, выполненные в Торонто и любезно присланные Д. Ферри по нашей просьбе.

Поиск периода изменения лучевой скорости был выполнен с помощью ЭВМ по программе, описанной в [4]. При этом была использована только часть наблюдений из табл. 1 (выше штриховой линии), поскольку остальные наблюдения были получены позднее. Периоды искались в интервале

Таблица 2

J. D.	v_r , км/сек	n	J. D.	v_r , км/сек	n
2438983,83	-26	5	2439002,65	-10	4
84,77	-21	5	28,65	-12	6
87,70	-25	6			



Кривая лучевых скоростей δ Сер С, построенная для двух возможных периодов

Штриховая линия — γ -ось, сплошная линия — синусоида, наилучшим образом удовлетворяющая наблюдениям. Эпоха определена для максимума лучевой скорости

$0^d,25-50^d$. В этом интервале наилучшим образом наблюдениям удовлетворяют три периода: $P_1 = 0^d,90130 \pm 3$, $P_2 = 0^d,89986 \pm 3$ и $P_3 = 1^d,08815 \pm 5$. Ошибки относятся к последнему знаку после запятой. После получения этих «машинных» периодов были выполнены новые наблюдения (последняя часть табл. 1) и получены наблюдения, выполненные в Торонто (табл. 2). Оказалось, что новые наблюдения не удовлетворяют периодам P_1 и P_3 . С другой стороны, был найден новый период $P_4 = 0^d,46458$, который примерно вдвое короче P_2 . На рисунке показаны кривые лучевых скоростей, построенные с периодами P_2 и P_4 .

Из рисунка видно, что оба периода удовлетворительно представляют наблюдения.

Методом наименьших квадратов были вычислены начальная фаза для максимума лучевой скорости, полуамплитуда лучевой скорости K и скорость центра системы γ . Эти величины вместе с их квадратичными ошибками приведены в табл. 3.

В последнем столбце дана сумма квадратов отклонений наблюдаемых значений Δv_r от вычисленной кривой.

Таблица 3

Период	Ер	K , км/сек	γ , км/сек	$\Sigma \Delta v_r^2$, км/сек
$0^d,89986$	J. D. 2440534,14 $\pm 0,02$	8,6 $\pm 1,7$	-16,4 $\pm 1,2$	5758
0,46458	34,31 0,02	8,8 1,8	-16,4 1,2	5958

Из рисунка и табл. 3 видно, что выбор между этими периодами будет возможен только после выполнения новой серии контрольных наблюдений.

Из анализа приведенных ошибок можно заключить, что число таких наблюдений должно быть порядка нескольких десятков.

2. О физической связи δ Сер А и δ Сер С

Перечислим основные свидетельства в пользу физической связи цефеиды и ее голубого спутника:

- собственные движения пределах ошибок у обеих звезд совпадают;
- избытки цвета также одинаковы [1, 5];

в) скорость центра тяжести по обеим вероятным кривым лучевой скорости (табл. 3) для δ Сер С составляет $-16,4 \pm 1,2$ км/сек. Средняя скорость цефеиды δ Сер А равна $-16,8 \pm 0,2$ км/сек. Расхождение между ними настолько мало, что его целиком можно объяснить ошибками наблюдений. Случайное совпадение с такой точностью маловероятно и является важным аргументом в пользу физической связи обеих звезд.

Единственным аргументом против физической связи звезд было расхождение в модулях расстояний [2]. Но и здесь различие лежит целиком в пределах ошибок. Более того, если, к примеру, воспользоваться независимой калибровкой светимостей В-звезд, проведенной Мэрфи [6] по данным о визуально-двойных звездах, то модули расстояний δ Сер А и δ Сер С практически совпадут.

Действительно, для δ Сер С имеем

$$V = 6^m, 37, \quad B - V = -0^m, 4, \quad U - B = -0^m, 35, \quad E_{B-V} = 0^m, 09 [1].$$

$$M_V (B7 V) = -1^m, 0 \pm 0^m, 3 [6].$$

Отсюда $V_0 = 6^m, 40$ и $V_0 - M (\delta \text{ Сер С}) = 7^m, 1$.

Для δ Сер А имеем

$$V = 3^m, 95 [7], \quad B - V = 0^m, 72, \quad E_{B-V} = 0^m, 09 [5], \quad V_0 = 3^m, 68.$$

По зависимости период—светимость Ферри [8] для $P = 5^d, 3$ имеем

$$M_V = -3^m, 6.$$

По зависимости период—светимость Сэндиджа—Таманна [9] имеем

$$M_V = -3^m, 4.$$

Принимая $M_V = -3^m, 5$, получаем $V_0 - M (\delta \text{ Сер А}) = 7^m, 1$ (!).

3. О возможной модели δ Сер С

С целью поисков признаков вторичной компоненты были выполнены микрофотометрические измерения линий в спектре δ Сер С. Если яркости обеих звезд сравнимы, то глубины и ширины линий должны иметь систематический ход. В случае круговой орбиты в фазах 0,0 и 0,5 (максимум и минимум лучевой скорости) ширины линий должны быть наибольшими, а глубины — наименьшими. В фазах 0,25 и 0,75 (соединения) эффект должен быть обратным.

Для проверки этого предположения было отобрано 25 спектрограмм наилучшей фотометрической плотности, измерены полуширины и глубины ряда линий и построены зависимости этих величин от фазы для двух возможных периодов. Указанный выше эффект обнаружен не был. Это говорит о том, что вторичная компонента существенно слабее главной.

Для дальнейшего анализа системы необходимо определить скорость осевого вращения. Величина $v \sin i$ была измерена по линиям He I 4026 и 4471 Å с помощью методики, описанной в [10]. Она оказалась равной 170 ± 10 км/сек. Ширина линий межзвездного Ca в два раза меньше, чем ширина линий He I, так что инструментальный контур не вносит существенных ошибок.

Из имеющегося здесь материала можно получить характеристики вторичной звезды при следующих предположениях:

а) главная звезда в системе δ Сер С имеет массу $4M_{\odot}$ и радиус $3R_{\odot}$, характерные для ее спектрального класса и светимости [9, 11];

б) вращение главной звезды вокруг оси происходит синхронно с ее обращением вокруг центра тяжести системы.

При этих предположениях можно оценить величину $\sin i$, массу и светимость второй компоненты. В табл. 4 приведены их значения, полученные для двух предполагаемых периодов. Величина $\sin i$ выведена из соотношения

$$\sin i = \frac{r \sin i P}{2\pi R_1}.$$

Величина массы вторичной звезды определялась по приближенной формуле

$$m_2 = \frac{\sqrt[3]{f_1 m_1^2}}{\sin i}.$$

Светимость слабой компоненты оценена по соотношению масса — светимость [41].

Таблица 4

Период	$f_1 (M_\odot)$	$\sin i$	$m_2 (M_\odot)$	M_V
$0^d, 89986$	$9 \cdot 10^{-5}$	1,0	0,1	$14^m, 6$
$0, 46458$	$3 \cdot 10^{-5}$	0,5	0,03	$> 14, 6$

Из рассмотрения табл. 4 видно, что в обоих случаях в спектре действительно невозможно найти линии второй звезды, так как она намного слабее главной. В случае периода $0^d, 9$ может иметь место затмение глубиной около $0^m, 01$. Немногочисленные фотоэлектрические наблюдения, выполненные в области соединения, не обнаружили затмения [4]. В случае периода $0^d, 46$ затмение не должно наблюдаться, поэтому этот период кажется более вероятным.

Следует обратить внимание, что для обоих вероятных периодов расстояния между поверхностями компонент δ Сер С составляют порядок сотой доли астрономической единицы.

Заключение

Основные результаты можно резюмировать следующим образом.

1. По 65 определениям лучевой скорости δ Сер С удалось со значительной степенью вероятности установить спектральную двойственность звезды и определить два наиболее вероятных периода. Для однозначного выбора периода необходимы дополнительные наблюдения.

2. Независимо от того, какой из периодов окажется истинным, скорость центра тяжести системы δ Сер С хорошо согласуется со средней скоростью δ Сер А, что является серьезным аргументом в пользу их физической связи.

3. Вторичная компонента δ Сер С может иметь крайне малую массу ($0,1 M_\odot$ или меньше), дальнейшее изучение этой системы помогло бы выяснить, является ли вторая звезда белым карликом, красным карликом или большой планетой. В связи с особым строением системы δ Сер С ее светимость может быть аномальной, поэтому представляется не совсем корректым использование этой системы для определения нуль-пункта зависимости период — светимость для цефеид.

Авторы приносят благодарность Д. Ферни, приславшему индивидуальные наблюдения лучевой скорости δ Сер С, выполненные в Торонто, и Т. Г. Буславской за составление программы вычисления на ЭВМ круговой орбиты спектрально-двойных звезд.

Благодарим Б. В. Кукаркина и П. П. Добронравина за полезные замечания.

Апрель 1972 г.

Крымская астрофизическая обсерватория АН СССР
Государственный астрономический институт
им. П. К. Штернберга
Специальная астрофизическая обсерватория АН СССР

Л и т е р а т у р а

1. Э. А. Витриченко, Г. С. Царевский. Астрон. ж., 1969, **46**, 208.
 2. J. D. Fernie. Astron. J., 1966, **71**, 119.
 3. C. Worley. Publ. Astron. Soc. Pacific, 1966, **78**, 485.
 4. П. И. Холопов. Сообщ. ГАИШ, 1969, № 158.
 5. Г. С. Царевский, П. П. Якимова. Переменные звезды, 1970, **17**, 120.
 6. R. E. Murphy. Astron. J., 1969, **74**, 1082.
 7. J. D. Fernie, J. O. Hube. Astron. J., 1968, **73**, 492.
 8. J. D. Fernie. Publ. Astron. Soc. Pacific, 1969, **81**, 707.
 9. A. Sandage, G. A. Tammann. Astrophys. J., 1969, **157**, 683.
 10. Э. А. Витриченко. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1968, **39**, 63.
 11. К. У. Аллен. Астрофизические величины. М., ИЛ, 1966.
-

ЭФФЕКТ ПОКРАСНЕНИЯ ЦЕНТРАЛЬНЫХ ОБЛАСТЕЙ
НОРМАЛЬНЫХ ГАЛАКТИК

Л. П. Метик, И. И. Проник

Рассмотрен эффект покраснения центральных областей 81 нормальной галактики по сравнению с наиболее голубыми из списка Тифта [4—6]. Если покраснение центральных областей обусловлено межзвездной пылью, то верхний предел содержания пыли в центральных областях равен нескольким единицам $10^5 M_{\odot}$.

REDDENING EFFECT IN CENTRAL REGIONS OF NORMAL GALAXIES, by L. P. Metik and I. I. Pronik.— The reddening of the central regions for 81 normal galaxies has been estimated by comparing the central regions colour indexes [4—6] to that of the bluest ones. If the reddening effect in central regions is due to interstellar dust, the upper limit of dust content in central regions equals to some units $10^5 M_{\odot}$.

Как показал Вокулер [1], наиболее голубые центральные области (ц. о.) нормальных галактик среди относящихся к одному классу, по Моргану [2], имеют показатели цвета, близкие к показателям цвета звезд, вносящих основной вклад в излучение ц. о. Следует отметить, что классификация галактик по Моргану [2] и показатели цвета из [1] относятся примерно к одной фотографической области спектра. В работе [3] по данным, полученным для наиболее голубых ц. о., были определены в фотометрической системе Тифта [4—6] «нормальные» показатели цвета для галактик различных классов по Моргану. Вычитая эти нормальные показатели цвета из показателей цвета каждой ц. о. галактик из списков [4—6], мы получили избытки цвета в системе Тифта для ц. о. галактик с известными классами по Моргану. Затем полученные избытки цвета ц. о. были переведены в систему B, V и освобождены от составляющей (данные взяты из [1]), связанной с крен-эффектом, красным смещением и поглощением в галактике. В результате получены избытки цвета ц. о.— $E_{(B-V)}$, зависящие в основном от состава самих ц. о. галактик. Из рисунка видно, что наиболее сильный эффект покраснения (самые большие $E_{(B-V)}$) наблюдается среди ц. о. галактик классов а—g всех морфологических типов, включая и E-галактики. Ц. о. класса k галактик всех морфологических типов обладают практически одинаковыми показателями цвета, их избытки цвета $E_{(B-V)}$ очень малы. Эти ц. о. имеют более однородный звездный состав и почти не содержат звезд ранних спектральных классов и пыли. Наши выводы относятся в равной степени также и к галактикам с перемычками, которые в этом смысле ведут себя как нормальные галактики типа А.

Если эффект покраснения приписать целиком поглощению межзвездной пылью, равномерно заполняющей ц. о., то можно оценить верхний предел содержания пыли в ц. о. каждой галактики. При вычислении массы пыли в ц. о. галактик нами попутно были вычислены и плотности пыли в них. Величины плотностей оказались равными от 0 до $4 \cdot 10^{-26} \text{ см}^{-3}$, т. е. сравнимыми со значениями плотности пыли в окрестностях Солнца.

Методом, описанным в [3], оценка массы пыли была сделана для 81 ц. о. галактик. Результаты приведены в 6-м столбце таблицы. В других столбцах помещены соответственно: 1 — номер по каталогу NGC; 2 — морфологический тип, согласно [7]; 3 — класс по Моргану [2]; 4 — размер ц. о. D в парсеках, для которой определялся избыток цвета по данным [3—6]; 5 — поглощение света в визуальных лучах, определенное по избытку цвета, согласно [3] ($\Delta m = 1,086\tau$, где τ — оптическая толщина пыли).

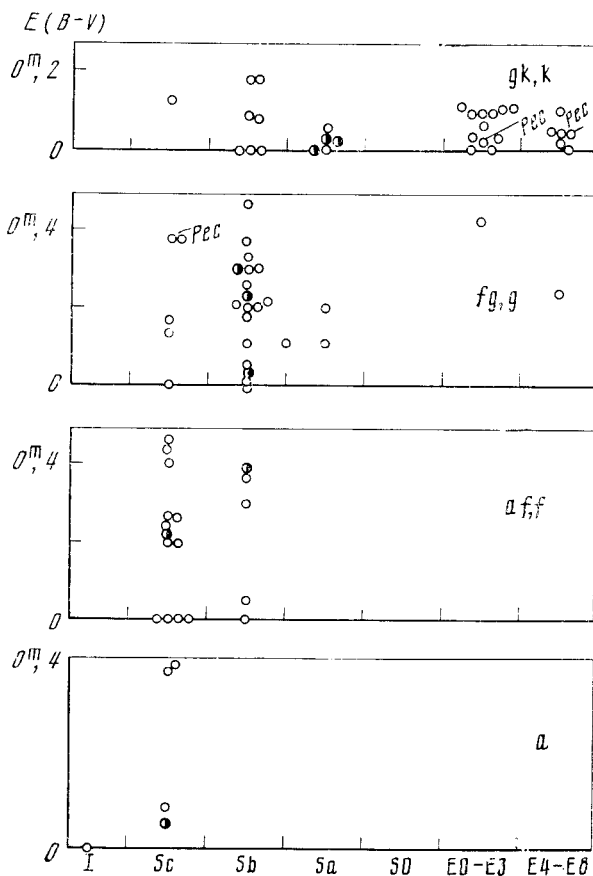
Формальный подход к оценке массы пыли в ц. о. привел, скорее всего, к завышению результатов. Так, например, у галактик NGC 3368 и NGC 5457 размеры ц. о. в действительности несколько меньше взятых

Таблица

NGC	Морфологический тип	Тип по Моргану	D, pc	Δm_V	$\frac{M_d}{M_\odot} \cdot 10^{-4}$	NGC	Морфологический тип	Тип по Моргану	D, pc	Δm_V	$\frac{M_d}{M_\odot} \cdot 10^{-4}$
224	Sb	k	160	0 ^m 0	0,0	4548	SBb	g	550	2 ^m 7	2,5
598	Sc	f	250	0,0	0,0	4552	E0	k	550	0,8	0,8
2683	Sb	g	750	1,0	1,6	4565	Sb	gk	1300	1,6	8,2
2841	Sb	k	350	0,8	0,3	4569	Sb	f	550	0,4	0,4
2903	Sb	f	250	0,0	0,0	4579	Sb	gk	550	0,7	0,7
3031	Sb	k	600	0,0	0,0	4621	E3	k	550	0,9	0,8
3351	SBb	fg	1200	0,3	1,2	4631	Sc	af	1300	0,0	0,0
3368	Sa	gk	1200	0,5	2,3	4636	E1	k	550	0,3	0,3
3510	SBc	a	700	0,4	0,6	4643	SBa	k	550	0,3	0,3
3623	Sb	g	300	1,8	0,5	4649	E1	k	550	1,0	0,9
3627	Sb	fg	300	2,7	0,7	4651	Sc	g	550	1,5	1,4
3810	Sc	f	950	2,2	6,7	4654	Sc	a	550	4,3	4,1
4088	Sc	a	900	4,1	10,0	4665	SBa	k	550	0,0	0,0
4179	E8	k	900	0,4	0,8	4666	Sc	g	1200	1,3	5,7
4192	Sb	fg	550	4,2	4,0	4698	Sa	k	1200	0,0	0,0
4216	Sb	g	550	2,7	2,5	4699	Sb	k	1200	0,0	0,0
4254	Sc	f	550	2,4	2,3	4713	Sc	af	3400	0,0	0,0
4261	E2	k	550	0,8	0,7	4762	Sn	gk	550	1,2	1,1
4274	Sa	g	2500	1,0	18,0	4900	Sc	a	550	1,0	0,9
4293	Pec	fg	550	3,4	3,2	5005	Sb	g	1200	0,4	1,9
4303	Sc	f	550	1,8	1,7	5055	Sb	g	200	1,9	0,3
4321	Sc	fg	550	0,0	0,0	5194	Sc	f	450	2,3	1,6
4365	E2	k	550	0,8	0,7	5364	Sb	fg	650	2,3	3,2
4382	E _p	gk	550	0,2	0,2	5457	Sc	f	750	1,8	3,2
4406	E3	k	550	0,5	0,5	5566	SBa	gk	1500	1,2	1,3
4429	En3	fg	550	3,8	3,5	5576	E2	k	750	0,0	0,0
4435	E4	k	550	0,2	0,2	5633	Sb	g	2500	0,0	0,0
4438	Sn	g	550	3,4	3,2	5676	Sc	f	1200	4,0	16,0
4442	E5 _p	k	550	0,4	0,3	5846	E0	k	900	0,9	2,1
4449	I	a	450	0,0	0,0	5850	SBb	g	1800	2,0	21,0
4450	Sbn	g	550	1,8	1,7	5866	E6	k	500	0,0	0,0
4457	Sba	g	550	1,0	0,9	5907	Sb	g	350	1,6	0,6
4472	E4	k	550	0,9	0,8	5982	E3	k	1500	0,0	0,0
4473	E4	k	550	0,4	0,7	5985	Sb	fg	1300	2,0	9,9
4486	E1	k	550	0,3	0,3	6239	(Sc)	af	1200	0,0	0,0
4501	Sb	fg	550	3,3	3,1	6340	Sa	g	1200	1,8	7,5
4517	Sc	af	1500	4,1	26,0	6503	Sb	af	900	1,9	4,7
4526	E7	g	550	2,2	2,0	6574	Sb	f	2800	1,8	44,0
4527	Sb	g	550	3,0	2,8	7331	Sb	gk	1200	1,6	7,4
4535	SBc	af	550	2,0	1,9	7479	SBb	f	2800	3,5	85,0
4536	Sc	f	550	3,6	3,4						

Эффект покраснения центральных областей в визуальных лучах для галактик различных классов, по Моргану, и различных морфологических типов, выраженный как избыток цвета $E(B-V)$

Полузачерченными кружками выделены галактики с перемычками



нами. Последнее было обнаружено при просмотре всех рассматриваемых галактик по картам Паломарского атласа [8] и атласу Хаббла [9]. Маловероятно также, что пыль равномерно заполняет целиком ц. о. в несколько килопарсек, как это было принято нами для галактик NGC 4274, NGC 4713, NGC 6574 и NGC 7479, в которых оценка массы пыли приближается к $10^6 M_{\odot}$.

Исходя из сказанного можно считать, что результаты, приведенные в нашей таблице, дают верхний предел массы пыли в ц. о. нормальных галактик. Этот предел не превышает несколько единиц $10^5 M_{\odot}$.

Апрель 1972 г.

Литература

1. G. Vaucouleurs. *Astrophys. J. Suppl.*, 1961, 5, 233.
2. W. Morgan. *Publ. Astron. Soc. Pacific*, 1958, 70, 364.
3. И. П. Пруник. *Астрон. ж.*, 1973, 50, 715.
4. W. Tifft. *Astron. J.*, 1961, 66, 399.
5. W. Tifft. *Astron. J.*, 1963, 68, 302.
6. W. Tifft. *Astron. J.*, 1969, 74, 353.
7. S. van den Bergh. *Publ. David Dunlap Obs. Univ. Toronto*, 1960, 11, 159.
8. National Geographic Society—Palomar Observatory Sky Atlas. Pasadena, 1954.
9. A. Sandage. *The Hubble Atlas of Galaxies*. Washington, 1961.

ТЕЛЕВИЗИОННЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ УЛЬТРАКОРОТКОПЕРИОДИЧЕСКИХ ИСТОЧНИКОВ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

А. Н. Абраменко, О. П. Голландский, В. В. Прокофьева

Предложен телевизионный метод поиска и изучения оптического излучения источников с ультракороткопериодическими изменениями блеска в диапазоне от 0,001 до 1 сек, дающий возможность выявить такие объекты в некотором поле зрения. Метод позволяет наблюдать на экране телевизионной установки и фотографировать изучаемый объект одновременно в n фазовых интервалах изменения его блеска, где число элементов разложения n может быть сделано достаточно большим.

Приведена функциональная схема установки, позволяющей вести поиск и исследование источников как с известными (пульсары), так и с неизвестными периодами изменения их блеска. Даны расчеты необходимой точности совпадения периода электронного разложения изображения на n фазовых интервалов с периодом изменения блеска источника. Сделан расчет максимально допустимой (за время экспонирования) величины изменения частоты развертки при поиске объектов с неизвестными периодами пульсаций.

Приведены результаты проверки метода при наблюдениях пульсара NP 0532, а также лабораторного испытания метода поиска периодичности изменений оптического излучения объекта.

Даны предварительные результаты поиска ультракороткопериодического источника блеска в окрестностях рентгеновского источника Cyg X-1. Фотометрическая обработка снимков, полученных 30.VII 1971 г., позволяет заподозрить одну из звезд в области [12] в том, что ее блеск меняется с периодом 0,0745 сек.

TV INVESTIGATION OF ULTRASHORTPERIODIC OPTICAL RADIATION SOURCES, by A. N. Abramenko, O. P. Gollandskiy and V. V. Prokofjeva. — A TV method for search and study of optical radiation sources having ultrashortperiodic light variations (with periods from 0.001 to 1 sec) is suggested. Using this method it is possible to observe and to photograph on the TV screen the object to be studied being resolved into a set of n phases of its light variation period. The number n can be made large enough. A functional scheme is given which enables to search and to study light sources with known (pulsars) as well as unknown period of light variation.

The method was checked by study of the pulsar NP 0532 as well as by study of a laboratory variable light source.

Preliminary results on search for an ultrashortperiodic light source in the vicinity of the X-ray source Cyg X-1 are given. Photometric treatment of photographs [12] taken on July 30, 1971 showed that there is a star of 16.5 vis. magnitude suspected to be variable with the period of 0.0745 sec.

Поиск и исследование ультракороткопериодических источников оптического излучения (с периодами менее 1 сек) связаны со значительными трудностями, так как за один период изменения их блеска (T_0) от этих объектов приходит ничтожно малое количество световой энергии. Так, например, от пульсара NP 0532 за $T_0 = 33 \cdot 10^{-3}$ сек на 1 м² поверхности Земли в видимой области спектра поступает всего лишь около 250 квантов. Из этого следует, что приемная аппаратура, используемая для регистрации такого излучения, должна обладать высоким значением обобщенного квантового выхода [1, 2], а также способностью синфазного накопления информации в течение многих периодов изменения блеска источника.

В настоящее время для поиска и наблюдений пульсирующий блеска астрономических объектов с периодами от нескольких секунд до сотых их долей наибольшее распространение получил фотоэлектрический метод, способный обеспечить получение кривых блеска с наибольшей точностью [3]. Для осуществления синфазной интеграции светового потока в течение многих периодов здесь используются многоканальные электронные анализаторы. Однако фотоэлектрический метод обладает тем недостатком, что не дает возможность получать изображение наблюдаемого участка неба, а суммирует весь световой поток, поступающий на фотокатод через диафрагму поля. Это несколько сужает его применимость, не позволяя локализовать отдельные источники излучения в пределах участка неба, ограниченного диафрагмой. В случае, когда координаты объекта известны недостаточно точно (нет оптического отождествления), для его обнаружения приходится «обходить» заданную площадку с использованием диафрагмы поля, что очень резко снижает эффективность наблюдений.

Одним из методов поиска и локализации ультракороткопериодических источников оптического излучения является применение регистрирующей аппаратуры, позволяющей получать изображение звездного поля в окрестностях исследуемого объекта, с осуществлением модуляции светового потока во всем поле зрения. При этом период модуляции света должен в точности совпадать с периодом изменения блеска объекта. В качестве приемника света может быть использована любая система воспроизведения изображения — фотоэмульсия, электронно-оптический преобразователь (ЭОП), электронно-графическая камера или телевизионная аппаратура, — позволяющая достаточно долго накапливать информацию. Таким, например, методом с использованием фотоэмульсии Kodak II-O на полутораметровом телескопе исследовались звезды в окрестностях рентгеновского источника Cen X-3 с целью поиска пульсирующий блеска [4]. Такой же принцип модуляции светового потока был применен Миллером и Вамплером при наблюдении пульсара NP 0532 в Крабовидной туманности [5]. В качестве приемника света ими применялась телевизионная аппаратура с электронно-оптическим преобразованием. Перед фотокатодом ЭОП был установлен обтюратор, вращение которого синхронизировалось с периодом изменения блеска источника.

Однако принцип модуляции светового потока обладает тем недостатком, что не дает возможности наблюдать исследуемый объект одновременно в ряде фазовых интервалов, охватывающих весь период изменения его блеска. Поэтому в описываемой здесь аппаратуре, предназначенной для изучения и поиска ультракороткопериодических источников оптического излучения, был применен другой принцип, свободный от этого недостатка. Он заключается в том, что на поток фотоэлектронов, эмитированных фотокатодом, накладывается поперечное электростатическое или магнитное поле со ступенчатым изменением напряженности. При этом изображение, наблюдаемое на экране ЭОП, будет скачкообразно менять свое положение. Число таких перемещений (назовем их элементами разложения) будет соответствовать числу ступенек изменения напряженности поля. В случае, если период разложения совпадает с периодом пульсирующий блеска наблюдаемого объекта, последний будет виден на экране ЭОП в n фазовых интервалах изменения блеска (где n — число элементов временного разложения).

Чтобы отдельные изображения, наблюдаемые на экране ЭОП, не перекрывались, просцируемое на фотокатод изображение ограничивается диафрагмой, размер которой подбирается в соответствии с числом элементов разложения. В описываемой аппаратуре с целью максимального использования полезной площади фотокатода временно разложение (развертка) изображения производится по двум взаимно перпендикулярным направлениям. Для удобства изложения введем понятие строчной и кадровой разверток на ЭОП по аналогии с телевизионными, имея в виду,

что, в отличие от последних, эти развертки осуществляются не плавно, а скачкообразно. В этом случае число элементов разложения будет равно числу элементов в строке, умноженному на число строк в кадре.

Функциональная схема телевизионной аппаратуры Крымской астрофизической обсерватории, в которой применен описанный принцип временной развертки на ЭОП, приведена на рис. 1. Остановимся на некоторых ее особенностях. В установке могут быть использованы два типа ЭОП.

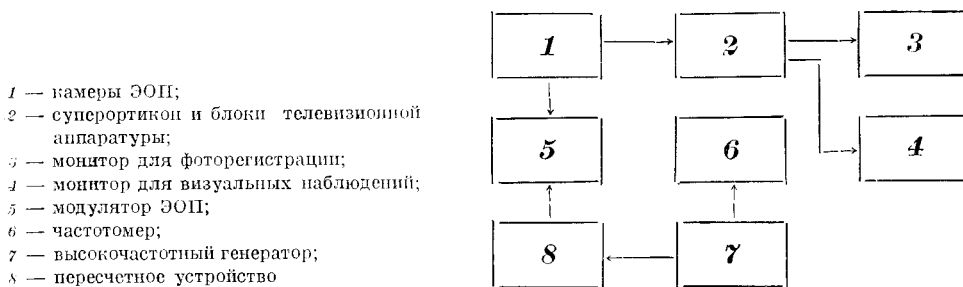


Рис. 1. Функциональная схема телевизионной установки для поиска ультракороткопериодических изменений блеска астрономических объектов

Один — это УМИ-92 [6], в котором первая камера имеет электростатическую фокусировку, а остальные — магнитную. Развертка изображения в этом преобразователе осуществляется путем подачи соответствующих напряжений на отклоняющие пластины (по типу осциллографических), устанавливаемые в первой камере. Преимуществом его применения является возможность осуществлять развертки с очень короткими периодами, достигающими до 10^{-8} сек. Однако УМИ-92, как всякий ЭОП со статической фокусировкой, обладает сравнительно малым рабочим полем фотокатода, большими дисторсионными искажениями, астигматизмом и плохой разрешающей способностью на краю поля; кроме того, он велик по габаритам.

Поэтому в случаях, когда не требуются слишком высокие частоты разверток, в установке применяется ЭОП УМ-92 [6] с магнитной фокусировкой во всех трех камерах. Он дает возможность использовать во много раз большую площадь фотокатода со значительно лучшей равномерностью фокусировки. Это весьма важно при отождествлении наблюдаемого участка неба, когда диафрагма у фотокатода полностью открыта.

При использовании этого типа преобразователя развертка осуществляется с помощью двух пар взаимно перпендикулярных катушек, устанавливаемых непосредственно на баллоне первой камеры. При тщательном их изготовлении удастся получить хорошее качество изображения вплоть до длительности интервалов разложения, равного $2 \cdot 10^{-4}$ сек.

Модулятор 5 (рис. 1), вырабатывающий скачкообразно меняющиеся напряжения (или токи) строчной и кадровой разверток ЭОП, запускается от импульсов, генерируемых специальным комплексом приборов, который состоит из пересчетного устройства 8, генератора высокочастотных колебаний 7 и частотомера 6. Применение высокочастотного генератора (с соответствующим делением частоты посредством пересчетного устройства) вызывается необходимостью контроля периода развертки с высокой степенью точности, что при использовании электронно-счетного частотомера возможно только при употреблении высокой задающей частоты. Остальные блоки аппаратуры обычные, они уже описаны ранее [7].

В зависимости от задач аппаратура может использоваться в двух режимах работы. Первый соответствует условию, когда частота пульсации блеска изучаемого или искомого объекта известна с достаточной степенью точности. В этом случае период временной развертки на ЭОП устанавли-

ливается по показаниям частотомера и при наблюдениях только корректируется. Второй режим работы предусматривает поиск или наблюдение объектов с неизвестными (или известными только приблизительно) периодами изменения блеска. Рассмотрим оба режима отдельно.

1. Поиск и наблюдения объектов с известными периодами изменения блеска

Для успешного поиска и изучения слабых ультракороткопериодических источников обязательным условием является синфазное накопление падающей на фотокатод световой энергии за достаточно большой промежуток времени. Это условие влечет за собой необходимость высокой точности совпадений периода развертки с периодом изменения блеска источника.

Пусть m_1 — предельная звездная величина, которая получается при работе с телевизионной системой без разложения за одну секунду; m_0 — звездная величина изучаемого объекта; t — время экспонирования, необходимое для получения снимка объекта звездной величины m_0 при разложении его изображения на n элементов. Тогда величина t при выполнении закона взаимозаменяемости и отсутствии помех со стороны фона неба будет определяться выражением

$$t = 2,5^{m_0 - m_1} n. \quad (1)$$

Обозначим периоды пульсара и развертки на ЭОП соответственно через T_0 и T . В случае, когда эти периоды различаются, за время t может произойти довольно значительное их фазовое расхождение, которое обозначим через a . Примем, что максимально допустимое значение a не должно превышать $1/2n$ от периода пульсара:

$$a = \frac{T_0}{2n}. \quad (2)$$

Это означает, что на телевизионном экране за время, равное $2t$, изображение всплеска яркости пульсара может переместиться не далее соседнего элемента разложения. Разность периодов пульсара и развертки в этом случае составит величину, не превышающую

$$T_0 - T = \Delta T = a : \frac{t}{T_0} = \frac{aT_0}{t}, \quad (3)$$

или с учетом (1) и (2)

$$\Delta T = \frac{T_0^2}{2n^2 2,5^{m_0 - m_1}}. \quad (4)$$

Например, необходимая точность совпадения периодов при $T_0 = 33 \cdot 10^{-3}$ сек, $n = 16$, $m_0 = m_1 = 16,5$ (условия наблюдения пульсара NP 0532 на телескопе с диаметром зеркала 0,7 м) получается равной $2 \cdot 10^{-6}$ сек.

Из формулы (4) следует, что при достаточно больших значениях n и m_0 величина ΔT может оказаться очень малой. Поэтому для детальных исследований кривой блеска, когда число элементов разложения увеличивается до нескольких сотен, необходимы как телескопы большого размера (увеличение m_1), так и специальная аппаратура для установки заданной частоты с точностью до 10^{-8} от номинала. Малые и средние телескопы пригодны лишь для поиска ультракороткопериодических источников излучения с использованием временного разложения на небольшое число элементов.

С помощью описанного выше метода в 1970 г. были получены снимки пульсара NP 0532 в Крабовидной туманности в разных фазах его блеска (рис. 2). Наблюдения велись в каскадном фокусе 70-см телескопа

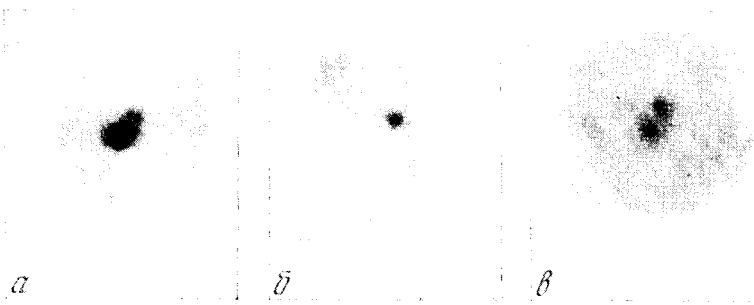


Рис. 2. Фрагменты телевизионного фотоснимка пульсара NP 0532 в Крабовидной туманности

a — $1/16$ периода, в которой находится главный пульс яркости; *b* — один из фазовых промежутков, в котором пульсар не виден; *c* — часть периода, в котором виден интерпульс. На всех снимках хорошо видна северная звезда, не меняющая свой блеск

АЗТ-8 Симеизского отделения КАО при разложении периода пульсаций на 16 элементов со временем экспонирования 1 мин [8]. При установке частоты развертки учитывалось как систематическое увеличение периода пульсара [9], так и поправка, обусловливаемая движением Земли вокруг Солнца. Несмотря на это, достаточно точное совпадение частоты развертки с частотой изменения блеска пульсара было достигнуто только после коррекции, введенной на основании визуального наблюдения объекта на телевизионном экране, на котором при несовпадении частот генератора и пульсара наблюдалось перемещение максимума яркости из одного элемента разложения в другой.

2. Поиск и наблюдения объектов с неизвестными ультракороткопериодическими изменениями блеска

Телевизионная аппаратура, используемая для наблюдений источников с известными периодами изменения блеска, может быть (с небольшими изменениями) применена и для поиска новых источников подобного типа с неизвестным заранее периодом колебаний блеска [10, 11]. Осуществленная для этой цели в КАО установка имеет практически ту же блок-схему (рис. 1), что и для поиска пульсаров с известными периодами. Иными являются только методика наблюдений и режим работы некоторых узлов установки.

Поиск пульсаций оптического излучения блеска в заданном диапазоне частот производится методом получения ряда снимков, сделанных при различных значениях периода разложения. В общем случае значения периодов T_k и T_{k+1} будут соответствовать k -му и $k+1$ -му снимкам. Разность $T_{k+1} - T_k$ обозначим через ΔT_k . В случае слишком большого значения ΔT_k , при попадании истинного периода T_0 в интервал (T_k, T_{k+1}) , разности $T_0 - T_k$ и $T_{k+1} - T_0$ могут оказаться настолько большими, что импульс излучения «размажется» по нескольким элементам разложения. С другой стороны, чем меньше ΔT_k , тем больше необходимое время наблюдений, а также количество материала, требующего обработки. Оптимальной представляется величина ΔT_k , равная длительности одного фазового интервала, деленного на отношение времени экспонирования к длительности периода разложения:

$$\Delta T_k = \frac{T_k/n}{1/T_k} = \frac{T_k^2}{n}. \quad (5)$$

При таких изменениях периода разложения всегда будет хотя бы один снимок, в котором несовпадение периода развертки и источника вызовет

смещение импульса излучения всего на один элемент разложения. При этом объект с достаточно коротким всплеском излучения будет виден в одном или в двух элементах.

Из (5) следует

$$T_{k+1} = T_k + \frac{T_k^2}{tn} = \frac{T_k(tn + T_k)}{tn} \quad (6)$$

или для частоты:

$$F_{k+1} = \frac{1}{T_{k+1}} = \frac{tn}{T_k(tn + T_k)}. \quad (7)$$

Тогда соответствующее изменение частоты развертки определяется разностью

$$\Delta f = F_{k+1} - F_k = \frac{tn}{T_k(tn + T_k)} - \frac{1}{T_k} = -\frac{1}{tn + T_k}. \quad (8)$$

Так как величина $T_k \ll tn$, ею в данном выражении можно пренебречь. Тогда

$$|\Delta f| \approx \frac{1}{tn}. \quad (9)$$

Определим число дискретных установок частоты K (число снимков), необходимых для перекрытия заданного диапазона частот $\Delta F = F_{\max} - F_{\min}$ (где F_{\max} — максимальная искомая частота пульсаций, F_{\min} — минимальная):

$$K = \frac{\Delta F}{|\Delta f|} = \Delta F tn. \quad (10)$$

Отсюда следует, что даже при $t = 1$ сек и числе разложений, равном 4, количество снимков при $\Delta F = 1000$ гц будет равно 4000. Этот результат наглядно показывает, что поиск источников с неизвестными периодами изменения блеска возможен только с помощью высокочувствительной электронной аппаратуры и обязательной автоматизации процесса наблюдений. Перестройка генератора может быть дискретной или плавной, но непременно автоматической, не требующей дополнительных затрат времени наблюдений.

Оценим теперь величину экспозиции отдельного снимка, исходя из приемлемого количества времени наблюдений. Пусть A — количество часов наблюдений. Тогда время экспонирования (в секундах) будет равно

$$t = \frac{3600 A}{K},$$

откуда с учетом (10) получим

$$t = 60 \sqrt{\frac{A}{\Delta F n}}. \quad (11)$$

Если A принять равным 18 час, $\Delta F = 1000$ гц и $n = 4$, то максимально допустимая длительность экспонирования будет около 4 сек. Естественно, что для обеспечения высокой проникающей способности при таких экспозициях требуется применение телескопов большого размера.

Методика поиска периода колебаний яркости изучаемого объекта была проверена в лабораторных условиях. В качестве пульсирующего источника был применен светодиод ОЛ-1026, модулируемый импульсами тока от генератора Г5-6А. Этим светодиодом освещался тест с отверстием, имитирующим изображение звезды. Он проектировался на фотокатод ЭОП с помощью соответствующей оптической системы. В качестве задающего генератора использовался прибор ГСС-6 со специальным устройством для автоматической перестройки частоты с заданной скоростью.

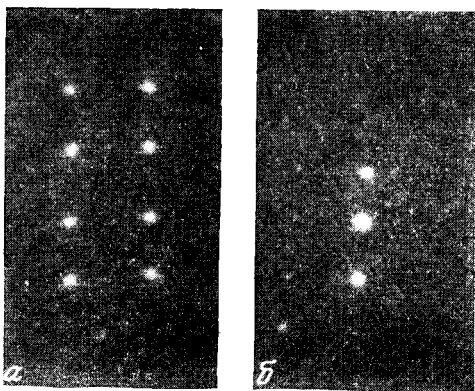


Рис. 3. Иллюстрация поиска пульсаций яркости объекта с неизвестным периодом

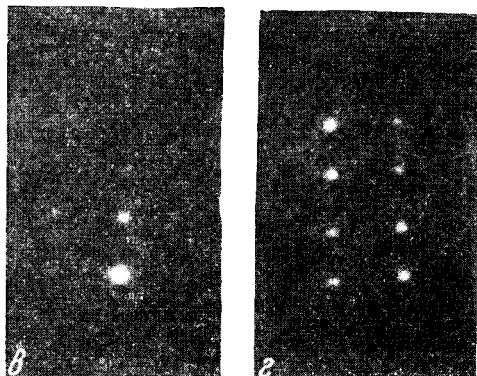
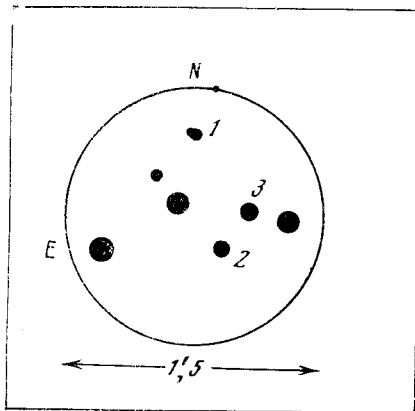


Рис. 4. Схематическое расположение звезд в кружке элемента разложения



Фоторегистрация велась в режиме автоматической работы кинокамеры с промежутками между кадрами не более $0,15 \text{ сек}$. Период пульсаций имитатора был около 10^{-2} сек , экспозиция на фотопленке 2 сек , число элементов разложения 8. Работа велась в режиме поиска периодических изменений блеска.

На рис. 3 приведен ряд снимков, сделанных при различных значениях периода развертки на ЭОИ. На первом снимке *a* изображение «звезды» имеет одинаковую яркость во всех фазовых интервалах периода (частота пульсаций и частота развертки отличаются на большую величину). Снимок *б* иллюстрирует момент, когда значения частот близки. Снимок *в* сделан во время совпадения частот; из его рассмотрения можно сделать вывод, что длительность импульса «звезды» больше $1/8$, но меньше $2/8$ периода пульсаций. Наконец, снимок *г* сделан тогда, когда периоды пульсаций и развертки вновь значительно отличаются.

Описанная аппаратура и методика были применены в конце июля 1971 г. для наблюдений звездного поля в окрестностях рентгеновского источника Cyg X-1. Работа велась в фокусе куде менискового телескопа МТМ-500 ($D = 0,5 \text{ м}$, $F = 6,5 \text{ м}$). Для поиска пульсирующего объекта была выбрана площадка, где место рентгеновского источника в то время можно было считать наиболее вероятным [12]. Временное разложение на восемь элементов ограничивало поле зрения $1',5$, поэтому на выбранной нами площадке производились последовательные наблюдения ряда ее участков. Экспозиция t составляла 30 сек . Периоды разложения изменялись в диапазоне от $0,072$ до $0,078 \text{ сек}$, согласно данным предварительного сообщения об открытии пульсаций рентгеновского излучения источника Cyg X-1 [13]. В каждом из наблюдавшихся нами участков на площадке [12] было сделано примерно по 200 снимков. Визуальный просмотр их позволил заподозрить, что одна из звезд, расположенная в северо-западной части площадки, имеет пульсации блеска. Снимки с изображением

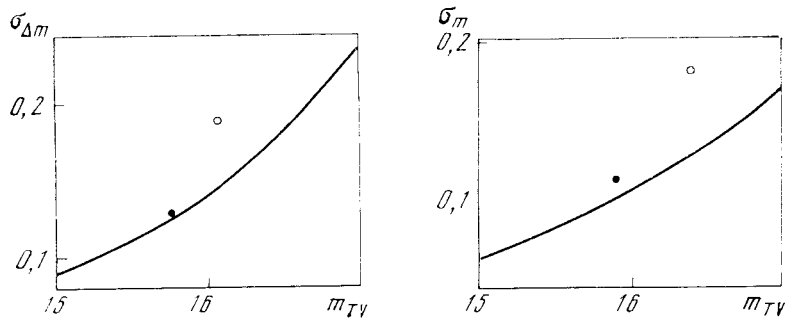


Рис. 5. Сравнение средних квадратичных ошибок $\sigma_{\Delta m_{1;23}}$ (светлый кружок) и $\sigma_{\Delta m_{23}}$ (темный кружок) с теоретической оценкой точности измерения разности блеска двух звезд (сплошная кривая)

Рис. 6. Сравнение средних квадратичных ошибок σ_{m_1} (светлый кружок) и σ_{m_2} (темный кружок) с теоретической оценкой точности измерения блеска звезды (сплошная кривая)

этой звезды были подвергнуты фотометрической обработке. На приведенной схеме (рис. 4) подозреваемая звезда обозначена цифрой 1, а две звезды сравнения — цифрами 2 и 3. Рассмотрение паломарских карт показало, что звезда 3 по блеску и цвету близка к звезде № 154, для которой U , B и V были измерены Кристианом и др. [14]. Это позволило нам приблизительно оценить блеск указанных звезд: 1 — $16^m,4$; 2 — $15^m,9$; 3 — $15^m,6$. Предельная проникающая способность оценивалась величиной $17^m,2$. Наблюдения велись без фильтров, поэтому цветовая система определялась спектральной чувствительностью мультищелочного фотокаатода.

Обработка результатов микрофотометрических измерений была проведена двумя способами. Первый из них заключался в том, что были найдены разности блеска (в звездных величинах) звезды 1 и среднего арифметического блеска звезд 2 и 3 ($\Delta m_{1;23} = m_1 - [m_2 + m_3]/2$) для всех восьми элементов разложения каждого снимка. Графики, показывающие зависимость этих разностей от времени наблюдения, дали основание заподозрить, что при некоторых частотах временной развертки поярчание звезды 1 в одних элементах разложения соответствует уменьшению ее яркости в других. По выборке из 20 снимков, расположенных симметрично заподозренным, были вычислены средние квадратичные ошибки отдельного определения разности $\Delta m_{1;23}$. Результат их усреднения по восьми элементам разложения изображен на рис. 5 светлым кружком. Там же темным кружком показана соответствующая величина средней квадратичной ошибки определения разности блеска Δm_{23} звезд сравнения. Сплошная кривая на рис. 5 иллюстрирует ход теоретической погрешности измерения разности блеска двух звезд в условиях наших наблюдений при использовании квазиидеального приемника света с квантовым выходом 0,03 (согласно [1], обобщенный квантовый выход описанной аппаратуры равен 0,03). Из рис. 5 видно, что значения $\sigma_{\Delta m_{1;23}}$ лежат значительно дальше от теоретической кривой, чем $\sigma_{\Delta m_{23}}$, что может быть объяснено наличием колебаний блеска звезды 1.

Второй способ обработки результатов измерений основан на том, что суммарная яркость изображения звезды по всем восьми элементам разложения всегда остается постоянной: при наличии на снимках пульсаций поярчание в одних элементах компенсируется уменьшением яркости в других. Для звезд 1 и 2 были вычислены разности

$$\Delta m_k = m_k - \frac{\sum_{(i \neq k)} m_i}{7} \quad (k = 1, 2, \dots, 8),$$

где k — порядковый номер элемента разложения, а суммирование велось по семи элементам, за исключением k -го.

Среднеквадратичные ошибки этих разностей, усредненные по восьми элементам, σ_{m_1} и σ_{m_2} , для звезд I и 2 соответственно, представлены на рис. 6. Для их определения использовалась та же выборка из 20 снимков, что и в первом способе обработки. Сплошная кривая (так же как аналогичная кривая на рис. 5) показывает предел точности измерения блеска звезд, обусловленный естественными флуктуациями светового потока. Из рис. 6 видно, что величина σ_{m_2} легла близко к теоретической кривой, тогда как величина σ_{m_1} лежит приблизительно на 30% выше соответствующего ей теоретического значения.

Построение графика зависимости Δm_k для звезды I от времени наблюдения отчетливо показало ее поярчание на одном из элементов разложения снимка № 97 (30 июля, 20^h23^mUT), который был отмечен нами также и при первом способе обработки измерений. Величина отклонения m_k от ее среднего значения на остальных семи элементах, полученного в интервале из 25 кадров (с серединой в № 97), составляет 3,1 σ . Если учесть плавные изменения блеска звезды I , вызванные ошибками поля телевизионной аппаратуры (при перемещении изображения звезды из-за вращения поля телескопа), то величина Δm_k становится равной 3,7 σ . Обнаруженный период пульсаций составляет 0,0745 сек. Однако этот результат следует считать лишь самым предварительным. Звезда I требует дальнейшего изучения.

Таким образом, применение разработанного в Крымской астрофизической обсерватории метода поиска оптических объектов с ультракороткопериодическими изменениями блеска позволило заподозрить наличие пульсаций у одной из звезд площадки [12].

Авторы выражают благодарность академику А. Б. Северному за советы и внимание к работе, а также лаборанту А. К. Дабахову и аспиранту М. Бегханову за участие в наблюдениях и подготовке аппаратуры.

Май 1972 г.

Литература

1. А. И. Абраменко, В. В. Прокофьева. Переменные звезды, 1971, 18, № 2, 134.
2. W. Livingston. *Advanc. in Electronics and Electron Phys.*, 23, 347.
3. W. J. Cocks, M. J. Disney, D. J. Taylor. *Nature*, 1969, 221, N 5180, 525.
4. J. L. Elliot et al. *Astrophys. J.*, 1971, 168, Lett. 95.
5. J. S. Miller, E. J. Wampler. *Nature*, 1969, 221, N 5185, 1037.
6. Е. К. Завойский, М. М. Бутслов, С. Д. Фашченко. *Природа*, 1970, № 8, 10.
7. А. И. Абраменко, Л. Ф. Истомина, В. В. Прокофьева. *Изв. Крымской астрофиз. обс.*, 1970, 41-42, 372.
8. А. И. Абраменко, В. В. Прокофьева. *Астрон. циркул.*, 1970, № 584, 6.
9. P. E. Boynton et al. *Astrophys. J.*, 1969, 157, N 3, pt. 2, Lett. 197.
10. В. Л. Гинзбург. *Усп. физ. н.*, 1969, 99, вып. 3, 514.
11. Н. С. Кардашов. *Астрон. ж.*, 1970, 47, № 3, 465.
12. A. N. Tananbaum et al. *Astrophys. J.*, 1971, 165, N 2, pt. 2, Lett. 37.
13. M. Oda et al. *Astrophys. J.*, 1971, 166, Lett. 1.
14. J. Kristian et al. *Astrophys. J.*, 1971, 168, N 3, pt. 2, Lett. 91.

**МЕТОДИКА ПОЛУЧЕНИЯ
И ТОЧНОСТЬ ФОТОМЕТРИРОВАНИЯ
ТЕЛЕВИЗИОННЫХ СНИМКОВ ПЛАНЕТ**

А. Н. Абраменко, В. В. Прокофьева, Н. А. Ушакова

В Крымской астрофизической обсерватории АН СССР начиная с 1969 г. с помощью телевизионной техники проводятся систематические исследования планет. Применяемая методика включает ряд обязательных операций, позволяющих контролировать правильность получаемой информации.

Анализ точности фотометрирования телевизионных снимков Марса, полученных в 1969 г., показывает, что относительная погрешность измерения яркостей и контрастов деталей планет, обусловленная свойствами телевизионной аппаратуры, составляет 8 и 6% соответственно. Пороговая величина контраста равна 5%.

ON THE APPLICATION OF TV METHOD TO PLANETARY OBSERVATIONS, by A. N. Abramenko, V. V. Prokofjeva, N. A. Ushakova.— Observations of planets using TV technique are being carried out at the Crimean Astrophysical Observatory since 1969. The method of observations is described. Photometry of TV photographs of Mars taken in 1969 shows that the accuracy of the brightness and contrast measurements equals to 8 and 6% respectively. The threshold contrast is 5%.

Наиболее широкое распространение до сих пор имел фотографический метод наблюдений планет (см. например [1, 2]). Однако в последние годы для получения их прямых снимков все шире начинают применяться и оптико-электронные системы воспроизведения изображения: электронно-графические камеры [3], электронно-оптические преобразователи (ЭОП) [4] и телевизионная аппаратура [5, 6].

Преимуществами телевизионного метода (так же как и метода электронной фотографии и ЭОП) являются высокая величина обобщенного квантового выхода аппаратуры [7], который при коротких экспозициях приближается к величине квантового выхода мультищелочного фотокатода, и широкая область спектральной чувствительности. По сравнению с ЭОП различных типов телевизионная аппаратура обладает значительно большей контрастной чувствительностью [8]. От электронно-графических камер телевизионная техника отличается возможностью регулировать контраст изображения, величину усиления видеотракта и фотометрическую широту; телевидение позволяет также визуально наблюдать изображение исследуемой планеты на телевизионном экране.

Дисторсионные искажения и фотометрическая ошибка поля телевизионной системы могут быть учтены. Малое линейное разрешение (около 15 *штр/мм* на фотокатоде) легко компенсируется соответствующим увеличением фокусного расстояния телескопа, что вполне допустимо вследствие высокой чувствительности аппаратуры. Ограниченные размеры поля (в большинстве случаев, $28 \times 28'$) при наблюдениях всех планет, кроме Луны, несущественны.

Систематическое исследование планет с помощью телевизионной техники впервые начато в 1969 г. в Крымской астрофизической обсерватории.

Опытные снимки Венеры в ультрафиолетовой области спектра показали, что с помощью телевизионной аппаратуры можно уверенно регистрировать детали с контрастом¹ $K = 0,06$ [9], в то время как при обычных фотографических наблюдениях достичь этого весьма трудно [10]. В 1969 и 1971 гг. было получено большое количество снимков Марса. Результаты наблюдений 1969 г. опубликованы в [11—14], а предварительные результаты наблюдений 1971 г. — в [15]. В этой статье дается подробное описание методики получения прямых телевизионных снимков планет и приводится критический разбор ошибок, которые могут возникнуть при их фотометрической обработке.

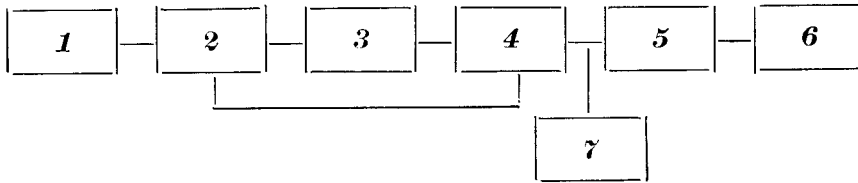


Рис. 1. Блок-схема телевизионного телескопа

1 — телескоп; 2 — турель со светофильтрами, мирой, ступенчатым ослабителем и имитатором планеты; 3 — передающая телевизионная камера; 4 — блоки управления и питания; 5 — кинескоп для фоторегистрации; 6 — кинокамера; 7 — кинескоп для визуального контроля

1. Для наблюдений планет использовалась телевизионная аппаратура, подробно описанная в [16]. Блок-схема ее приведена на рис. 1. Работа велась при частоте кадров 12,5 и 25 *гц* и количестве строк прогрессивной развертки, равном 1200. Частоты строчной и кадровой разверток между собой не синхронизированы, поэтому при длительностях экспозиций больше 0,5 *сек* строчная структура на снимках отсутствует. Фотографирование телевизионного изображения производилось на мелкозернистую пленку «Микрат-200».

В качестве передающей телевизионной трубки употреблялась трубка ЛИ-217, представляющая собой высокочувствительный суперортикон с одним каскадом электронно-оптического преобразования сигнала [17, 18]. ЛИ-217 обладает высокой контрастной чувствительностью и хорошей равномерностью чувствительности по полю, позволяющими регистрировать детали с контрастом в несколько процентов. Однако вследствие невысокого отношения сигнал-шум, которым обладает эта трубка, при наблюдениях планет приходится применять интеграцию получаемой информации на фотоснимке. Практически оказалось приемлемым проводить фотографирование телевизионного изображения с экспозицией 1 *сек*.

Методика телевизионных наблюдений планет в силу сложности аппаратуры и некоторых ее особенностей включает в себя ряд операций, позволяющих контролировать правильность получаемой информации, а также — в некоторых случаях — уменьшать влияние турбуленции земной атмосферы на качество получаемых снимков. Рассмотрим их в той последовательности, в какой эти операции осуществляются при наблюдениях.

1. Каждый раз перед началом наблюдений после прогрева телевизионной аппаратуры производится проверка настройки телевизионного тракта. Для этого изображение телевизионной таблицы или миры (используется мира ГОИ) проецируется на фотокатод передающей телевизионной трубки при помощи оптической системы, смонтированной в турели

¹ Принято определение контраста $K = (B_{\max} - B_{\min})/B_{\max}$, где B_{\max} и B_{\min} — максимальная и минимальная яркость деталей объекта соответственно.

2 (рис. 1). Установка таблицы или миры в рабочее положение и регулировка яркости ее освещения производятся с пульта управления телевизионной аппаратурой.

2. Проверяется равномерность чувствительности по полю. Это делается при равномерной засветке фотокатода (по снимкам с телевизионного экрана или по визуальным оценкам). Участки поля со значительной неравномерностью (пятна, отдельные яркие точки и т. п.) очерчиваются на экране кинескопа визуального контроля и в дальнейшем при наблюдениях не используются.

3. Для оценки величины искажений, вносимых аппаратурой при наблюдениях протяженных объектов, в течение ночи несколько раз фотографируется имитатор планеты, представляющий собой равномерно освещенный диск, размеры изображения которого на фотокатоде передающей трубки близки к размерам изображения планеты. Для удобства имитатор планеты смонтирован вместе со ступенчатым ослабителем, что позволяет производить его фотографирование одновременно с фотометрической калибровкой снимков.

4. Для оценки дисторсионных искажений с телевизионного экрана фотографируется изображение сетки, изготовленной с высокой точностью. Сетка проектируется на фотокатод передающей трубки с помощью той же оптической системы, что и имитатор планеты.

5. Фотометрическая калибровка телевизионных снимков производится по ступенчатому ослабителю с малыми грациями яркости, изображение которого проектируется на входной фотокатод. Фотографирование его производится обязательно в том же режиме работы телевизионной аппаратуры, что и фотографирование планеты. Поскольку точно воспроизвести режим работы аппаратуры весьма сложно, необходимо фотографировать изображение ступенчатого ослабителя непосредственно после каждой серии снимков планеты.

6. Для оценки масштаба снимков в угловой мере в течение каждой ночи наблюдений один-два раза фотографируется изображение двойных звезд.

7. Для уменьшения искажений изображений планет, вносимых турбулентцией земной атмосферы, фотографирование целесообразно производить в моменты кратковременного уменьшения турбулентции по лучу зрения. Телевизионная система позволяет наблюдателю легко сделать это при рассмотрении изображения планеты на экране кинескопа визуального контроля. Количество снимков планеты должно быть достаточно большим, чтобы потом можно было выбрать необходимое число наилучших для получения составных снимков [19].

8. Время экспозиции при фотографировании изображения планет с телевизионного экрана желательно выбрать малым, так как тогда меньше сказываются искажения изображений, вызываемые турбулентцией земной атмосферы. Однако надо помнить, что применяемая высокочувствительная передающая телевизионная трубка ЛИ-217 имеет высокое значение уровня собственных шумов и для повышения точности фотометрирования приходится на одном фотоснимке с телевизионного экрана накапливать информацию нескольких десятков телевизионных кадров.

II. Фотометрирование телевизионных снимков может производиться на тех же приборах, что и фотометрирование обычных фотоснимков, например на микрофотометрах МФ-2, МФ-4 или на любой их модификации.

Размер анализирующей диафрагмы зависит от величины исследуемого образования и от качества изображений планеты в данную ночь. Диафрагма выбирается достаточно большой, чтобы усреднить шумы передающей трубки, проявляющиеся в характерной зернистости структуры негативов. Практически размер диафрагмы выбирается равным или несколько большим элемента разрешения, обусловленного турбулентцией земной атмосферы при получении данного ряда снимков.

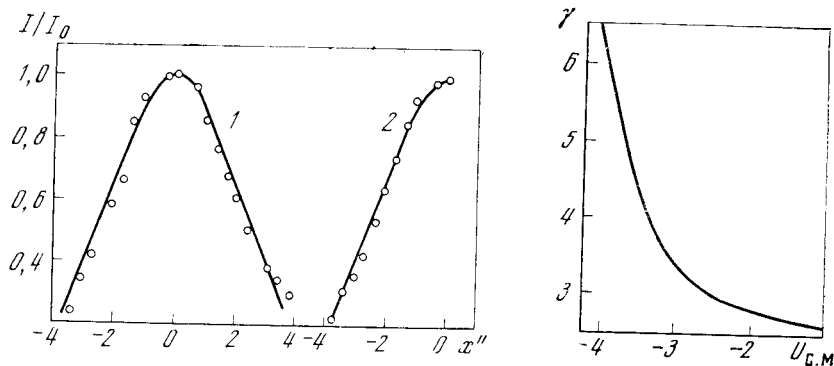


Рис. 2. Фотометрические разрезы изображения звезды (1) и края диска Марса (2), сделанные на снимках 9.VII 1969 г.

Сплошные линии — кривые Гаусса для $\sigma = 2'',2$

Рис. 3. Пример зависимости коэффициента контрастности телевизионных снимков от напряжения на сетке мишени передающей телевизионной трубки ЛИ-217

Обычно при планетных исследованиях качество изображений определяется по фотометрическим разрезам изображений звезд, находящихся (при наблюдениях) на тех же зенитных расстояниях, что и планета. Распределение яркости в них представляется гауссовской кривой: $\exp(-x^2/2\sigma)$ ($x = \sigma$ на уровне яркости 0,6). Параметр σ характеризует качество изображения, а численно он равен радиусу кружка рассеяния (в секундах дуги), обусловленного турбуленцией земной атмосферы. Сравнение фотометрических разрезов изображения звезды и края диска Марса, сделанное по снимкам, полученным практически одновременно (при наблюдениях Марса в 1969 г.), показало, что распределение яркости в обоих случаях достаточно хорошо согласуется с гауссовской кривой при одном и том же значении параметра σ (см. рис. 2). Поэтому при отсутствии наблюдений звезды оценку σ можно проводить по фотометрическим разрезам края диска планеты.

Процесс образования электронного изображения в передающей трубке и его трансформация в видеосигнал приводят к некоторым искажениям истинного распределения яркости на получаемом снимке планеты. При наблюдениях планет наиболее существенными, на наш взгляд, являются искажения, возникающие при увеличении отрицательного напряжения на сетке мишени передающей телевизионной трубки ($U_{c.m.}$). Дело в том, что величина $U_{c.m.}$ сильно влияет на контрастность γ телевизионных снимков, а именно, с ее уменьшением быстро растет γ (рис. 3). Этим можно пользоваться при наблюдениях, выбирая такой режим работы, в котором лучше выявляются малоконтрастные детали планет (необходимо только учитывать, что уменьшение напряжения на сетке мишени ведет к уменьшению чувствительности аппаратуры и ее фотометрической широты). Однако, как показали исследования, при большом отрицательном потенциале на сетке мишени возникает особый вид искажений, который проявляется в относительном уменьшении яркости в центре изображения. Для иллюстрации на рис. 4, а приведены фотометрические разрезы телевизионных снимков имитатора, которые показывают, что начиная с некоторого значения напряжения на сетке мишени эти искажения следует обязательно учитывать. Эти разрезы даны для одного из экземпляров трубки ЛИ-217: для других трубок они могут отличаться конкретными значениями числовых величин, однако характер искажений остается одинаковым. Необходимо отметить, что на величину этих искажений большое влияние оказывает размер наблюдаемого объекта, что иллюстрируется на рис. 4, б. В связи с показанной нами сильной зависимостью

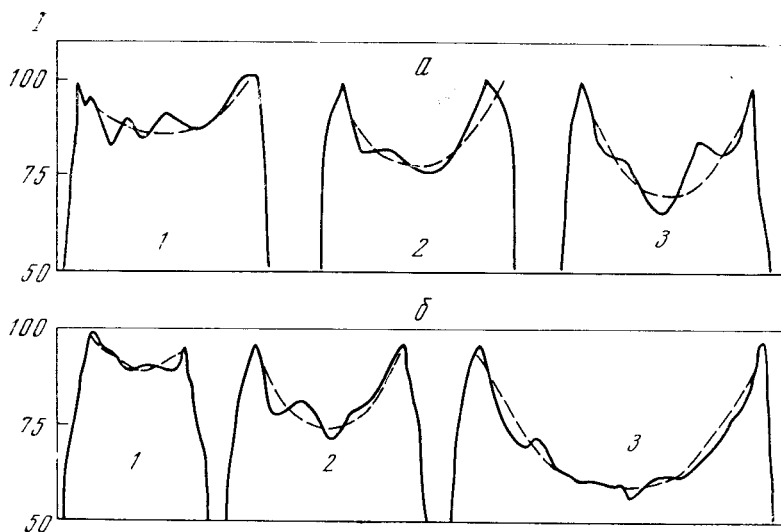


Рис. 4. Фотометрические разрезы изображений равномерно освещенных дисков, полученные для диаметра диска 4,6 мм при напряжениях на сетке мишени —4, —4,4 и —4,6 в (а, кривые 1, 2 и 3 соответственно); при напряжении на сетке мишени — 4 в для диаметров дисков 3: 4,6 и 7 мм (б, кривые 1, 2 и 3 соответственно)

величины таких искажений от режима работы аппаратуры и размера изображения объекта необходимо размер и форму имитатора подбирать такими, чтобы его изображение на фотокатоде было близким к изображению наблюдаемого объекта: необходимо также тщательно подбирать оптимальный режим работы аппаратуры и строго его контролировать.

Анализ точности измерения яркости и контраста деталей на телевизионных снимках планет был проведен по наблюдениям Марса, полученным в 1969 г.

На точность измерений яркости деталей влияет ряд факторов: погрешность построения характеристической кривой, неточность наведения диафрагмы микрофотометра на исследуемую деталь, изменение усиления видеотракта, неодинаковое число телевизионных кадров, экспонированных на каждый отдельный снимок, а также происходящие от снимка к снимку изменения качества изображения и прозрачности земной атмосферы.

Проведенные нами оценки показали, что среднее квадратичное отклонение отдельных измерений от средней характеристической кривой на ее линейном участке составляет 5—7%. При большом количестве используемых ступеней градации яркости погрешность построения характеристической кривой составляет не более 2—3%.

Контраст определялся нами по формуле $K = (V_{обл} - V) / V_M$, где $V_{обл}$ — яркость исследуемой детали (облако), V_M — яркость моря. $V_{обл}$ и V_M измеряются на одном и том же снимке, поэтому только некоторые из перечисленных факторов влияют на погрешность измерения контраста: ошибка определения наклона характеристической кривой, неточность наведения диафрагмы на исследуемую деталь и изменение качества изображения, происходящее за время между снимками. Последний фактор особенно существенно искажает измерения контраста мелких деталей, угловые размеры которых близки к величине 2σ .

С другой стороны, контраст определяется отношением яркостей $V_{обл}$ и V_M , так что относительная погрешность измерения контраста может быть найдена из погрешностей измерения $\Delta V_{обл}$ и ΔV_M [20]:

$$\frac{\Delta K}{K} = \pm \sqrt{\frac{\Delta V_{обл}^2}{V_{обл}^2} + \frac{\Delta V_M^2}{V_M^2}}$$

Результаты определения средних квадратичных отклонений, полученные при измерениях яркости и контраста одного из облаков на Марсе, наблюдавшегося в июне 1969 г. (выборка из 20 кадров), приведены в таблице. Данные расположены в порядке возрастания параметра σ .

В первом столбце таблицы приведены даты наблюдений, во втором — значения параметра σ (напомним, что они равны половине диаметра кружка рассеяния), в третьем — относительная погрешность измерений яркости ($\Delta V_{обл}/V_{обл}$) облака, в четвертом — относительная погрешность измерений контраста $\Delta K/K$ облака; в том же столбце в скобках приведены значения погрешности $\Delta K/K$, вычисленные по приведенной выше формуле. Сравнение этих чисел показывает, что, как и следовало ожидать, точность определения контраста облака относительно моря, выполненного по измерениям на одном снимке, выше точности, оцененной теоретически, если исходить из погрешности измерения яркости облака и моря на разных снимках. Связано это с тем, что на точность измерения яркости влияет ряд дополнительных (перечисленных выше) факторов, несущественных при измерениях контраста. В пятом столбце приведена величина погрешности измерения контраста ΔK . Рассмотрение полученных результатов показывает, что для одних и тех же снимков относительная погрешность измерения контраста облака $\Delta K/K$ оказывается несколько меньше относительной погрешности измерений его яркости $\Delta V_{обл}/V_{обл}$. Это согласуется с приведенными выше рассуждениями об источниках ошибок измерений. Данные таблицы показывают заметное увеличение погрешности измерений $\Delta V_{обл}/V_{обл}$ и $\Delta K/K$ с увеличением значения параметра σ .

Дата, июнь 1969 г.	σ''	$\Delta V_{обл}/V_{обл}$, %	$\Delta K/K$, %	ΔK
20	1,2	8,0	6,0 (9,0)	0,054
24	1,6	8,7	6,5 (10,0)	0,056
21	1,8	10,0	8,0 (12,0)	0,056
23	1,9	12,5	11,0 (13,5)	0,067

Это свидетельствует о том, что в данном случае точность измерений определялась в основном не свойствами аппаратуры, а качеством изображений, обусловленным турбуленцией земной атмосферы. Приведенные в последнем столбце значения средних квадратичных отклонений одного измерения контраста облака (от среднего значения его контраста) показывает слабую зависимость от качества изображений.

Поскольку, как мы видели, условия наблюдений явно влияют на точность измерения контраста и яркость деталей на планетном диске, для оценки погрешностей, вносимых аппаратурой, можно взять минимальные значения из полученных нами величин ошибок измерений. Таким образом, в условиях наблюдений планет телевизионная аппаратура обеспечивает измерение яркостей и контрастов деталей планет с относительной точностью не менее 8 и 6% соответственно. Среднее квадратичное отклонение одного измерения контраста составляет 0,05. Использование нескольких негативов, как это было при фотометрической обработке снимков Марса в 1969 г., позволяет соответственно уменьшать эту величину.

Отметим, что при проведении наблюдений Марса в 1969 г., которые были сейчас использованы нами для анализа точности телевизионной фотометрии планет, не было сделано никаких специальных предосторожностей, направленных на повышение точности измерений: не учитывалась также и ошибка поля телевизионной системы. Поэтому мы полагаем, что приведенные оценки являются верхним пределом и возможности для повышения точности телевизионной фотометрии протяженных объектов еще имеются.

В заключение авторы благодарят профессора В. К. Прокофьева за обсуждение методики получения и фотометрирования телевизионных снимков планет, а также А. К. Дабахова за помощь при разработке методики и участие в наблюдениях.

Май 1972 г.

Л и т е р а т у р а

1. В. В. Шаронов. Природа планет. М., Физматгиз, 1958, 41.
2. Н. П. Барабашов. О методах фотографического фотометрирования планет. Изд. Харьковского ун-та, 1966, 7.
3. G. Wierick, J. Rösch, M-lle Dupré, M-lle Bellier. *Advances Electronics and Electron Physik*, 1962, **16**, 371.
4. М. М. Бутслов, А. А. Калиняк, Л. А. Камюнок. Изв. ГАО в Пулкове, 1958, **21**, вып. 3, 63.
5. Н. Ф. Куревич. Природа, 1963, № 4, 90.
6. Ю. Н. Липский и др. Природа, 1963, № 7, 96.
7. А. Н. Абраменко, В. В. Прокофьева. Переменные звезды, 1971, **18**, № 2, 134.
8. М. Э. Гос, Р. Я. Чукина. Вопросы радиоэлектроники, 1964, серия 9, Техникателевидения, вып. 3, 3.
9. В. В. Прокофьева, С. И. Услибер. Астрон. цирк., 1969, № 518, 1; Изв. Крымской астрофиз. obs., 1971, **43**, 201.
10. В. А. Домбровский, В. Г. Христич. Уч. зап. ЛГУ, 1969, № 347, 63.
11. В. В. Прокофьева, П. А. Ушакова, А. Н. Абраменко, А. К. Дабахов. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1973, **47**, 139.
12. В. В. Прокофьева, П. А. Ушакова, А. Н. Абраменко, А. К. Дабахов. Астрон. цирк., 1972, № 635, 7.
13. В. В. Прокофьева, В. К. Прокофьев, П. А. Ушакова. Астрон. цирк., 1971, № 636, 6.
14. В. В. Прокофьева, П. А. Ушакова. Астрон. цирк., 1971, № 648, 3.
15. А. Н. Абраменко, А. К. Дабахов, М. Н. Паугольная, В. В. Прокофьева. Астрон. цирк., 1971, № 666, 1; 1972, № 673, 1.
16. А. Н. Абраменко, Л. Ф. Истомин, В. В. Прокофьева. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1970, **41-42**, 372.
17. А. Н. Абраменко, В. Б. Никонов, В. В. Прокофьева. Новая техника в астрономии, 1970, вып. 3, 28.
18. А. Н. Абраменко, П. П. Петров, В. В. Прокофьева. Астрон. цирк., 1968, № 491, 1.
19. А. К. Дабахов. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1972, **44**, 134.
20. О. П. Кассандрова, В. В. Лебедев. Обработка результатов наблюдений. М., «Наука», 1970.

ПРОСТАЯ СВЕТОСИЛЬНАЯ ЗЕРКАЛЬНО-ЛИНЗОВАЯ КАМЕРА СО СФЕРИЧЕСКИМИ ПОВЕРХНОСТЯМИ

Г. М. Попов, В. И. Проник

Излагается методика расчета оптических систем на ЭВМ, которая использовалась для расчета различных вариантов системы типа отрицательная линза — зеркало (все поверхности сферические). Изучены варианты системы с линзой из стекла К8, Ф1 и плавленого кварца. Рассмотрена также ахроматизованная система, линза которой склеена из стекол ТК16 и Ф1.

SIMPLE FAST SPEED MIRROR-LENS SYSTEM WITH SPHERICAL SURFACES, by *G. M. Popov* and *V. I. Pronik*. — Method of designing of the optical system by means of computer is described. Method was used for calculation of many systems of lens and concave mirror (all surfaces are spherical). Some systems, having lens of glass K8, Ф1 and fused quartz, are investigated. The achromatic system with cemented lens (glasses TK16 and Ф1) is discussed.

Основным типом фотографических камер, применяемых в настоящее время в светосильных спектрографах, является система Шмидта. Преимущества такой камеры хорошо известны: малое количество поверхностей, большое поле, полное отсутствие хроматической аберрации, комы и астigmatизма. Однако изготовление асферической пластины для камеры Шмидта — дело весьма трудоемкое. Применение сложных линзовых или зеркально-линзовых систем не выгодно из-за больших потерь света. Поэтому нами была подробно рассчитана, а затем изготовлена (для спектрографа прямого фокуса 2,6-м телескопа ЗТШ) зеркально-линзовая камера с отрицательной линзой (рис. 1). Эта система была выбрана в качестве камеры спектрографа по двум причинам: 1) она имеет малое количество поверхностей и 2) все поверхности сферические, что весьма облегчает ее изготовление и контроль. Наша задача заключалась в том, чтобы сделать систему как можно более светосильной, обладающей минимальными аберрациями для заданной длины волны на оси и для других длин волн вне оси (при заданных углах наклона). Ниже излагается применяемая нами методика расчета оптических систем на ЭВМ и приводятся конструктивные элементы камер рассматриваемого типа, представляющие практический интерес.

1. Методика расчета. Формулы

Все расчеты системы проводились на ЭВМ по двум программам: простой и автоматической. Простая программа была составлена для трех поверхностей по схеме и формулам, приведенным в книге Герцбергера [1]. По этой программе для заданных значений конструктивных элементов рассчитывается ход лучей после каждого прохождения через оптическую поверхность и получаются координаты точек пересечения лучей с плос-

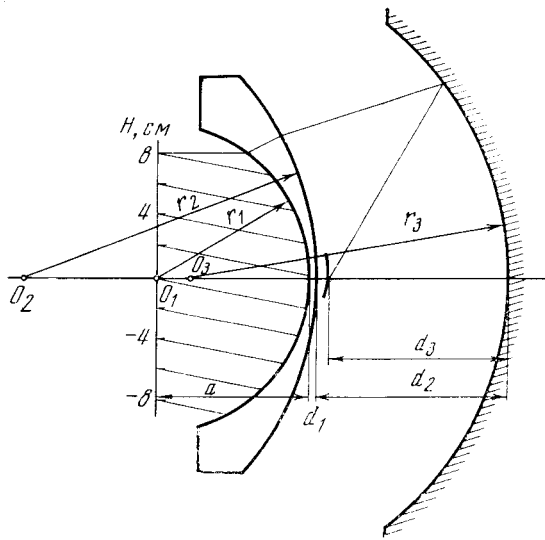


Рис. 1. Оптическая схема зеркально-линзовой камеры с отрицательной линзой

костью, находящейся на любом заданном расстоянии от последней поверхности. Таким образом, расчет системы заключался в последовательном подборе конструктивных элементов до тех пор, пока минимальный кружок рассеяния для заданной длины волны на оси или вне ее не станет меньше определенной величины.

Для ускорения и облегчения расчетов оптических систем на ЭВМ «Минск-1» была составлена программа, обеспечивающая одновременное исправление осевых aberrаций и комы (астигматизм не исправлялся). Ниже приводятся формулы, лежащие в основе этой программы.

Рассмотрим систему из m сферических поверхностей (центрированную). Из геометрических соображений (рис. 2) для луча, прошедшего через одну поверхность, можем записать

$$u_2 = \arcsin \frac{H_1}{P_1} + \arcsin \frac{n_1 H_1}{n_2 r_1} - \arcsin \frac{H_1}{r_1}, \quad P_1' = \frac{n_1 H_1}{n_2 \sin u_2}.$$

После прохождения луча через вторую поверхность получим

$$u_3 = \arcsin \frac{H_1}{P_1} + \arcsin \frac{n_1 H_1}{n_2 r_1} - \arcsin \frac{H_1}{r_1} + \arcsin \frac{n_1 H_1 + A_1 n_2 \sin u_2}{n_3 r_2} - \arcsin \frac{n_1 H_1 + A_1 n_2 \sin u_2}{n_2 r_2}, \quad P_2' = \frac{n_1 H_1 + A_1 n_2 \sin u_2}{n_3 \sin u_3}.$$

Продолжая эту запись, можно записать общее выражение для луча, прошедшего через m поверхностей:

$$u_{m+1} = \arcsin \frac{H_1}{P_1} + \arcsin \frac{n_1 H_1}{n_2 r_1} - \arcsin \frac{H_1}{r_1} + \dots + \arcsin \frac{n_1 H_1 + A_1 n_2 \sin u_2 + \dots + A_{m-1} n_m \sin u_m}{n_{m+1} r_m} - \arcsin \frac{n_1 H_1 + A_1 n_2 \sin u_2 + \dots + A_{m-1} n_m \sin u_m}{n_m r_m} = u', \quad (1)$$

$$P_m' = \frac{n_1 H_1 + A_1 n_2 \sin u_2 + \dots + A_{m-1} n_m \sin u_m}{n_{m+1} \sin u_{m+1}}. \quad (2)$$

Здесь введены следующие обозначения: n — показатель преломления, r — радиус поверхности, A — расстояние между центрами кривизны двух последовательных поверхностей, P — расстояние точки пересечения луча с осью от центра кривизны первой поверхности (до преломления

через поверхность), P' — соответствующее расстояние после преломления луча через поверхность, u — угол луча с осью, H_1 — величина перпендикуляра, опущенного из центра кривизны первой поверхности на луч в пространстве предметов. Правила знаков для всех величин, общепринятые [2] в оптике. Очевидно, что нет необходимости вычислять после каждой поверхности величину P' , — это достаточно сделать один раз в конце расчета. Для вычисления лучей, близких к оси (параксиальных), можно записать упрощенные формулы, аналогичные приведенным, в которых синус и арксинус заменены их аргументами. Заметим, однако, что при вычислениях на ЭВМ проще вести расчет параксиальных лучей по формулам (1), (2), взяв H_1 достаточно малым: при этом во избежание потери точности вычисления должны производиться с удвоенным числом значащих цифр. Если в системе встречается плоская поверхность, ее заменяют поверхностью с достаточно большим радиусом кривизны.

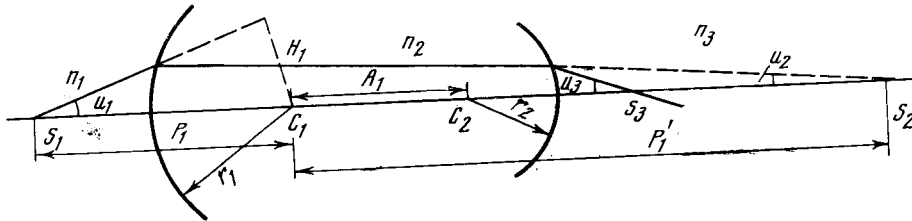


Рис. 2. Ход луча через систему сферических поверхностей

Вычисление значений тригонометрических функций на ЭВМ производится по специальным программам, использующим разложения этих функций в степенной ряд: составленные в КАО подпрограммы (программист Н. В. Годовников) обеспечивают вычисление этих функций за доли секунды с точностью до 9 значащих цифр.¹

Выражение для продольной сферической аберрации $\Delta s'$ в системе имеет вид

$$\Delta s' = \overline{P'_m} - P'_m,$$

где $\overline{P'_m}$ — параксиальное расстояние, соответствующее P'_m . Поперечная сферическая аберрация $\delta g'$ вычисляется по формуле

$$\delta g' = \Delta s' \operatorname{tg} u'.$$

Условие исправления сферической аберрации на зоне H_1 записывается в виде

$$\delta g' = \Delta s' = 0,$$

или

$$P'_m = \overline{P'_m},$$

откуда следует, что

$$u' = \arcsin \left(\frac{k_m}{n_{m+1} P'_m} \right), \quad (3)$$

где u' выражается формулой (1), а

$$k_m = u_1 H_1 + A_1 u_2 \sin u_2 + \dots + A_{m-1} u_m \sin u_m. \quad (4)$$

Формула (3) представляет условие исправления сферической аберрации

¹ В оптической литературе [3] встречаются утверждения, что ЭВМ не может использовать формулы, в которых имеются тригонометрические функции, и рекомендуется использовать значительно более сложные и трудные для программирования формулы, в которых тригонометрических функций нет.

для одной длины волны λ_1 на зоне H_1 . Аналогично **выглядит и условие** исправления сферической аберрации для другого значения λ_2 :

$$u'' = \arcsin \frac{k'_m}{n'_{m+1} P'_m} \quad (5)$$

где u'' выражается формулой (3), но с заменой показателей преломления n_i на n'_i (показатели преломления для λ_2). Аналогичная замена производится и для k'_m (формула (4)).

Найдем теперь условие исправления комы; расчет **наклонных лучей** по-прежнему производится по формулам (1) и (2). **Рассмотрим три луча**

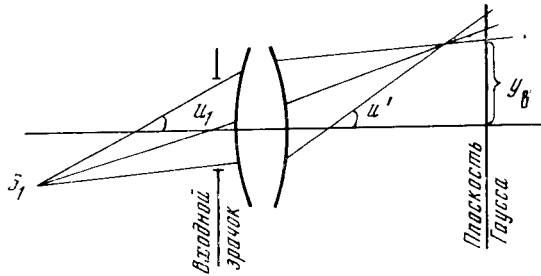


Рис. 3. **Ход наклонных лучей** через оптическую систему

(рис. 3), определенные параметрами u_1 и H_1 и исходящее из точки предмета S_1 . Эти лучи пересекают плоскость Гаусса в точках с координатами y , определяемыми формулой

$$y = (P' - \bar{P}'_m) \operatorname{tg} u',$$

где P' — расстояние точки пересечения луча с осью от центра кривизны последней поверхности. \bar{P}'_m — расстояние плоскости Гаусса от центра кривизны последней поверхности, u' — угол луча с осью после выхода из системы (формула (3)). Кома l может быть вычислена по известной и достаточно точной для наших целей формуле:

$$l \approx \frac{y_{\text{в}} + y_{\text{н}}}{2} - y_{\text{ц}}, \quad (6)$$

где $y_{\text{в}}$, $y_{\text{н}}$, $y_{\text{ц}}$ — координаты верхнего, нижнего и центрального (главного) лучей на плоскости Гаусса (рис. 3). Условие **исправления** комы запишется в виде

$$\frac{y_{\text{в}} + y_{\text{н}}}{2} - y_{\text{ц}} = 0. \quad (7)$$

Выражения (3), (5) и (7) представляют собой **трансцендентные уравнения** относительно r , n и A , которые можно решить **совместно методом Ньютона** [2]. При этом частные производные du'/dr , dn'/dr и др. **при вычислениях** на ЭВМ выгодно заменить конечными разностями (отношением соответствующих приращений):

$$\frac{\partial u'}{\partial r} \approx \frac{\Delta u'}{\Delta r} \text{ и т. д.,}$$

где Δr — приращение аргумента, а $\Delta u'$ — соответствующее приращение функции.

Опыт показал, что нет необходимости брать очень **малые приращения** аргумента (следовательно, получать достаточно точное значение производной): напротив, в каждом конкретном случае можно **выбрать** такие приращения, при которых процесс последовательных **приближений** Ньютона сходится наилучшим образом.

В КАО по описанной методике Н. В. Годовниковым была составлена программа, автоматически исправляющая осевые аберрации и кому; после каждого приближения по методу Ньютона выдаются на печать значения уточненных конструктивных элементов (в качестве нулевого приближения можно взять какой-нибудь вариант системы, рассчитанный приближенно по формулам для аберраций третьего порядка, либо какой-нибудь похожий вариант). Если в нашем распоряжении имеется вариант, сильно отличающийся от требуемого, то следует постепенно в нужном направлении изменять параметры на небольшую величину (несколько процентов), чтобы избежать расходимости процесса последовательных приближений. Полученные измененные значения искомым величин в каждом предыдущем цикле используются в качестве нулевого приближения в следующем цикле. Вычисления ведутся до тех пор, пока осевые аберрации на заданной зоне и кома для выбранных наклонных лучей не будут устранены с требуемой точностью, после чего ЭВМ проводит расчет остаточных аберраций на оси и вне оси для обоих заданных λ и выдает их на печать. Обычно достаточно 2—4 приближений, что занимает от 5 до 20 мин счета на ЭВМ «Минск-1».

Как правило, количество параметров системы больше, чем число уравнений, поэтому следует выбрать три параметра в качестве неизвестных (уточняемых по методу Ньютона), а остальным придать численные значения, руководствуясь при этом конструктивными или другими соображениями: обычно в качестве неизвестных лучше брать значения минимальных кривизн поверхностей. Заметим, также, что, как правило, зависимость сферической аберрации от кривизны поверхности $\rho = 1/r$ ближе к линейной, чем зависимость этих аберраций от r , поэтому решение системы уравнений (3), (5) и (7) по методу Ньютона следует производить, приняв за неизвестные именно ρ , но не r . Во многих случаях в качестве неизвестных удобно взять A — расстояния между центрами кривизны двух соседних поверхностей, но при этом следует внимательно следить за выдаваемыми машиной результатами, иначе можно получить неосуществимую линзу с отрицательной толщиной и т. п.

Укажем на некоторые возможные случаи, когда процесс последовательных приближений расходится. — это может случиться, если одно уравнение имеет два (или более) близких корня, а также в том случае, когда одно из уравнений — следствие другого (например, в концентрической системе, в которой кома определяется осевой сферической аберрацией и автоматически устраняется при исправлении последней [4]). Аналогичным свойством обладают изопланатические системы [5]. В этих случаях якобиан для функций (3), (5) и (7) равен нулю, а так как он является определителем рассматриваемой системы уравнений, то ее решить нельзя.

С помощью изложенной выше программы были рассчитаны многочисленные варианты системы линза-зеркало, причем в качестве неизвестных (уточняемых величин) служили $1/r_3 = \rho_3$ и $A_2 = r_3 - r_2 + d_2$: сходимость процесса получалась весьма хорошей. Поскольку хроматическая аберрация в камере спектрографа не является помехой, уравнение (5) исключалось и решалась система двух уравнений (3) и (7), причем сферическая аберрация на оси исправлялась для одной длины волны λ_1 , а вне оси, для заданного угла поля, — для другой λ_2 . Угол поля для λ_2 определяется угловой дисперсией выбранной решетки.

Опыт работы с описанной программой показал, что она может успешно использоваться при расчетах различных систем, применяемых в астрономии, — двухлинзовых (и трехлинзовых) объективов для телескопов-рефлекторов, систем Чуриловского и Аргунова, состоящих из главного сферического зеркала и двухлинзовых компенсаторов, менисковых зеркально-линзовых систем различного типа, — чрезвычайно облегчая и ускоряя работу по проектированию оптических приборов.

2. Результаты расчетов

Система рассматриваемого нами типа рассчитывалась для трех сортов стекол: кварца, К8 и флинта Ф1. Как и следовало ожидать, наибольшей светосилы ($1 : 0,65$) при заданных aberrациях удалось достичь в системе с линзой из флинта: светосила системы с кварцевой линзой близка к единице, при этом минимальный кружок рассеяния не превосходит 15 мкм .

Система с линзой из флинта. Первоначально расчет проводился только для D линии ($\lambda = 5890 \text{ \AA}$) и вычислялась поперечная сферическая aberrация на оси. Улучшение системы заключалось в уменьшении сферической aberrации и одновременном увеличении светосилы за счет исправления aberrации для внешних зон. Для этого с помощью простой программы было выяснено, как и в какой мере влияют на кривую сферической aberrации небольшие изменения каждого из параметров r_2 , r_3 , d_1 и d_2 в отдельности (рис. 1). Так постепенно мы пришли к варианту (обозначим его А), в котором сферическая aberrация на оси составляет 5 мкм при светосиле $1 : 0,55$ и диаметре камеры $18,5 \text{ см}$ (рис. 4. а). На рис. 5 приве-

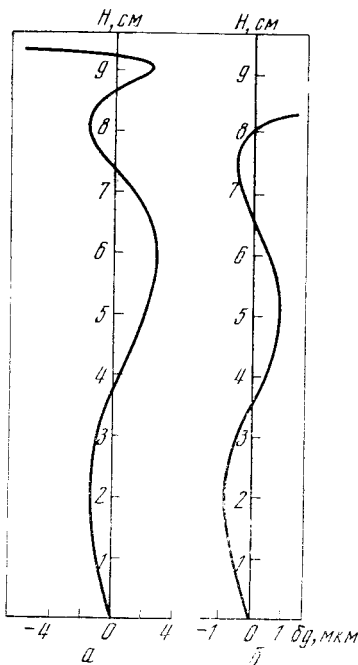
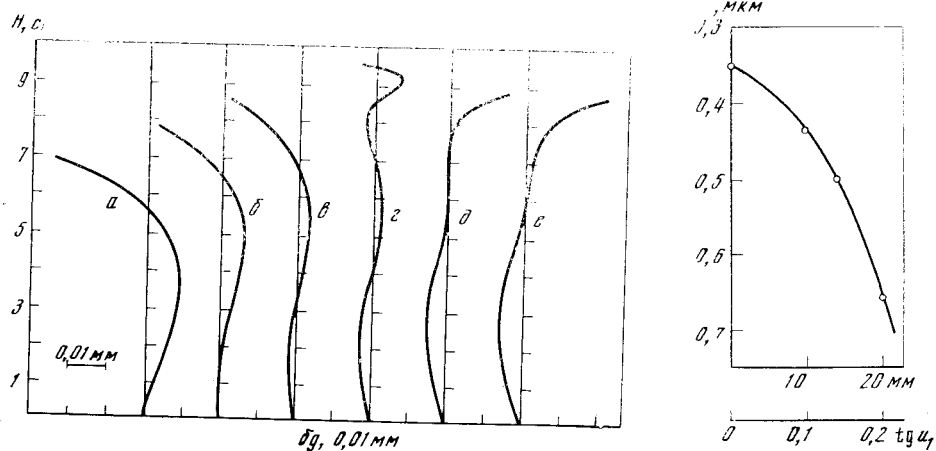


Рис. 4. Поперечная сферическая aberrация на оси
а — для $\lambda = 5890 \text{ \AA}$ (вариант А); б — для $\lambda = 3500 \text{ \AA}$ (вариант В)

Рис. 5. Поперечная сферическая aberrация на оси для разных длин волны (вариант А)
а — 4000 \AA ; б — 5000 \AA ; в — 5500 \AA ; г — 5890 \AA ;
д — 6500 \AA ; е — 7000 \AA

Рис. 6. Зависимость между углом поля (расстоянием точки от оптической оси) и длиной волны, для которой исправлена кома (вариант В)



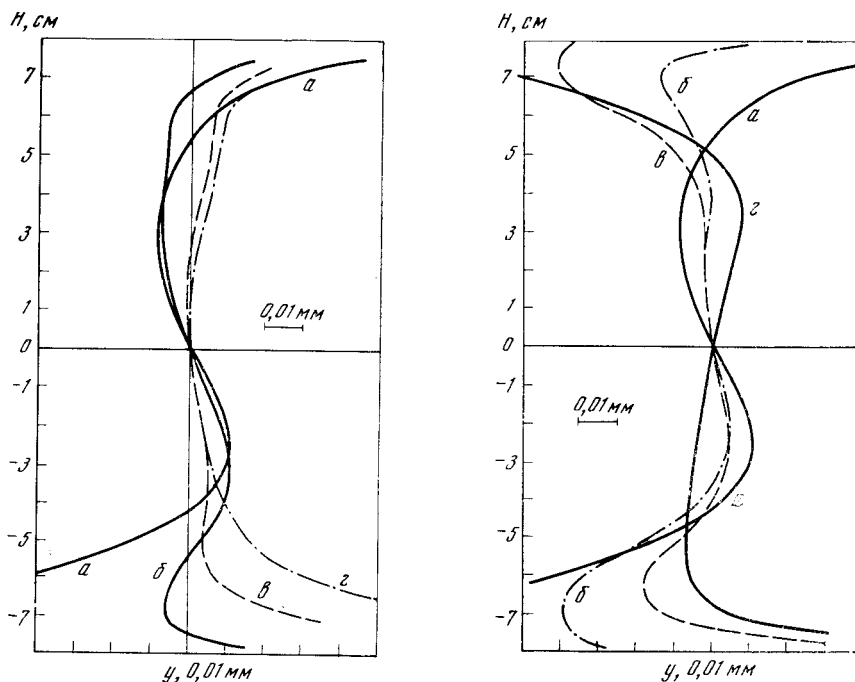


Рис. 7. Внеосевые aberrации для лучей различной длины волны, но с одним и тем же углом наклона $\text{tg } u_1 = 0,1$

a — 6560 Å; b — 5000 Å; c — 4300 Å; z — 3727 Å (вариант В)

Рис. 8. Внеосевые aberrации для лучей с одинаковой длиной волны 6560 Å, но различным наклоном (вариант В)

a — $\text{tg } u_1 = 0,1$; b — $\text{tg } u_1 = 0,15$; c — $\text{tg } u_1 = 0,17$; z — $\text{tg } u_1 = 0,20$

дена сферическая aberrация на оси для других длин волн. Из рисунка видно, что в этом варианте хорошо исправлена сферическая aberrация для желтых лучей, но она совсем не исправлена для синих и фиолетовых. Расчет наклонных лучей показал, что с удалением точки от оптической оси кома исправляется только для лучей более длинноволновых, чем лучи D . Таким образом, стало ясно, что камера рассматриваемого типа, предназначенная для фотографирования всего спектра (3500—7000 Å), должна иметь исправленную сферическую aberrацию на оси для фиолетовых лучей. Поэтому был рассчитан новый вариант системы В), в котором удалось исправить aberrацию на оси ($\delta g = 2$ мм) для длины волны $\lambda = 3500$ Å (рис. 4, б).

Расчет наклонных лучей в меридиональной плоскости показал, что каждому наперед заданному наклону соответствует определенная длина волны, для которой наилучшим образом удастся исправить кому. Эта зависимость показана на рис. 6, где по горизонтальной оси отложен тангенс угла наклона лучей к оптической оси и примерное расстояние точки от оптической оси в фокальной плоскости). В качестве иллюстрации на рис. 7 приведены aberrации лучей с одним и тем же наклоном ($\text{tg } u_1 = 0,1$), но для разной длины волны; а на рис. 8 — aberrации для лучей с одинаковой длиной волны (λ), но с разными наклонами ($\text{tg } u_1 = 0,1; 0,15; 0,17$ и $0,20$).

Из рис. 6 видно, что камера, выполненная по расчетам варианта В, пригодна для фотографирования спектров с дисперсией 170 Å/мм. Для наблюдений спектров слабых объектов и туманностей целесообразно иметь существенно меньшую дисперсию (360—380 Å/мм). Поэтому был рассчитан третий вариант (С), в котором на оси исправлена aberrация для $\lambda = 4300$ Å. Этот вариант оказался оптимальным в том смысле, что зави-

А	В	С
$r_1 = -100$ мм	$r_1 = -100$ мм	$r_1 = -100$ мм
$d_1 = 0,62$ мм (Ф1)	$d_1 = 4,2$ мм (Ф1)	$d_1 = 3$ (Ф1)
$r_2 = -192,50$ мм	$r_2 = -193,25$ мм	$r_2 = -193$ мм
$d_2 = 129,6$ мм	$d_2 = 126,1$ мм	$d_2 = 127,15$ мм
$r_3 = -210,1$ мм	$r_3 = -209,9$ мм	$r_3 = -210,0$ мм
$\delta g = 5$ мкм для $\lambda = 5890$ Å	$\delta g = 2$ мкм для $\lambda = 3500$ Å	
$f = 100$ мм, $\frac{D}{f} = 0,55$	$f = 100$ мм, $\frac{D}{f} = 0,60$	$f = 100$ мм, $\frac{D}{f} = 0,65$

симность между наклоном лучей и длиной волны, для которой наилучшим образом исправлена кома, согласуется с требуемой дисперсией.

На рис. 9 приведены aberrации для различных длин волн и соответствующих им наклонов (последние имеют место при угловой дисперсии, даваемой решеткой с 200 штр/мм), а на рис. 10 — фокальная кривая (кривизна поля) и расположение спектра относительно оптической оси камеры. В табл. 1 приведены конструктивные элементы всех трех вариантов — А, В и С. Вариант С был осуществлен и используется в качестве камеры для спектрографа в прямом фокусе 2,6-м телескопа. Ширина линий на спектрах не превосходит 15 мкм (рис. 11). Заметим, что все варианты, рассчитанные для стекла Ф1, могут быть использованы и со стеклом ТК16 (при этом угловая дисперсия решетки должна быть меньше).

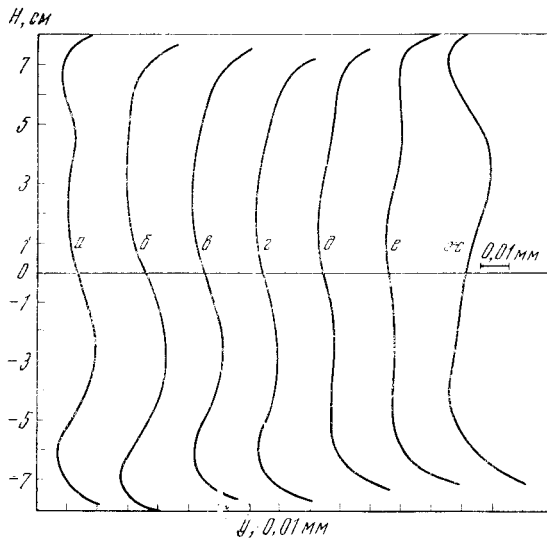


Рис. 9. Внеосевые aberrации для различных длин волн (вариант С)

$\alpha - \lambda = 6563$ Å, $\text{tg } u_1 = 0,1$;
 $\beta - \lambda = 5800$ Å, $\text{tg } u_1 = 0,08$;
 $\gamma - \lambda = 5050$ Å, $\text{tg } u_1 = 0,06$;
 $\delta - \lambda = 4680$ Å, $\text{tg } u_1 = 0,05$;
 $\epsilon - \lambda = 4300$ Å, $\text{tg } u_1 = 0,04$;
 $\zeta - \lambda = 4000$ Å, $\text{tg } u_1 = 0,035$;
 $\eta - \lambda = 3727$ Å, $\text{tg } u_1 = 0,025$

Рис. 10. Фокальная кривая (кривизна поля) и расположение спектра относительно оптической оси

По вертикали отложены расстояния фокуса от зеркала, по горизонтали — расстояние от оптической оси камеры

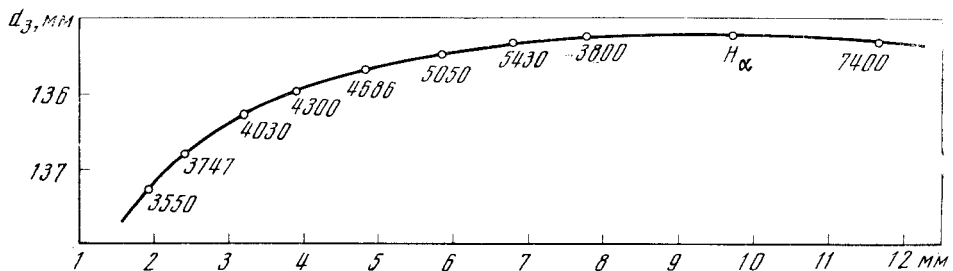


Рис 11. Фотография спектра неоновой лампы, полученная с дисперсией 360 Å/мм

Система с кварцевой линзой. Максимальная светосила камеры рассматриваемого типа с кварцевой линзой близка к единице, что объясняется низким показателем преломления кварца. Однако камера обладает высоким пропусканием света в ультрафиолетовой области спектра. На рис. 12 приведены aberrации для одной из камер, пригодных для фотографирования коротковолновой области спектра с дисперсиями 120 и 360 Å/мм. В этом варианте на оси исправлена aberrация для $\lambda = 3420 \text{ Å}$. Наклон лучей с длиной волны 4300 Å одинаков для обеих дисперсий (в этой точке фокальные кривые обеих дисперсий пересекаются). Расположение спектров и фокальные кривые показаны на рис. 13.

Из других вариантов камер с кварцевой линзой могут представлять интерес еще две системы. В одной из них (КII) исправлена aberrация для $\lambda = 3000 \text{ Å}$ как на оси, так и для лучей с углом наклона $\text{tg } u_1 = 0,4$; в другой (КIII) на оси исправлены aberrации для $\lambda = 3000 \text{ Å}$ и в линии H_α для наклонных лучей с $\text{tg } u_1 = 0,4$. В табл. 2 приведены конструктивные элементы камер с кварцевой линзой.

Таблица 2

КI	КII	КIII
$r_1 = -100 \text{ мм}$	$r_1 = -100 \text{ мм}$	$r_1 = -100 \text{ мм}$
$r_2 = -240 \text{ мм}$	$d_1 = 2 \text{ мм}$	$r_2 = -200 \text{ мм}$
$r_3 = -216 \text{ мм}$	$r_2 = -200 \text{ мм}$	$r_3 = -213 \text{ мм}$
$d_1 = 2 \text{ мм}$	$d_2 = 133,32$	$d_1 = 2 \text{ мм (Q)}$
$d_2 = 133,3 \text{ мм}$	$r_3 = -215,907 \text{ мм}$	$d_2 = 127,8 \text{ мм}$
$f \approx 100 \text{ мм}; \frac{D}{f} \approx 1,0$	$f \approx 100 \text{ мм}$	$f \approx 100 \text{ мм}, \frac{D}{f} \approx 1$
	$\frac{D}{f} \approx 1,0$	

Камера с большим полем. Из систем, в которых отрицательная линза сделана из стекла К8 представляет интерес камера с большим полем. В этой камере исправлены сферическая aberrация и кома для линии D ($\lambda = 5890 \text{ Å}$). Светосила камеры равна $D/f = 1,2$, $D = 8 \text{ см}$, поле зрения $2\omega = 40^\circ$ (при этом входной зрачок камеры находится на расстоянии 13 см от первой поверхности). На рис. 14 приведены aberrации на оси и для наклонных лучей с $\text{tg } u_1 = 0,3$. Конструктивные элементы даны ниже.

$$\begin{aligned}
 r_1 &= -100,0 \text{ мм} & r_3 &= -224,25 \\
 d_1 &= 2 \text{ мм (K8)} & f &= 106 \text{ мм}, \frac{D}{f} = 1,3 \\
 r_2 &= -140 \text{ мм} & & \\
 d_2 &= 141 \text{ мм} & &
 \end{aligned}$$

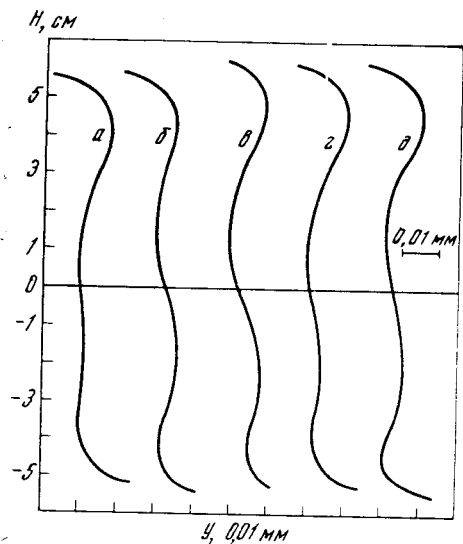


Рис. 12. Внеосевые aberrации для различных длин волн для камеры с кварцевой линзой (вариант К1)

- а — $\lambda = 3000 \text{ \AA}$, $\text{tg } u_1 = 0,035$;
- б — $\lambda = 3420 \text{ \AA}$, $\text{tg } u_1 = 0,00$;
- в — $\lambda = 4300 \text{ \AA}$, $\text{tg } u_1 = 0,07$;
- г — $\lambda = 5050 \text{ \AA}$, $\text{tg } u_1 = 0,13$;
- д — $\lambda = 6563 \text{ \AA}$, $\text{tg } u_1 = 0,13$

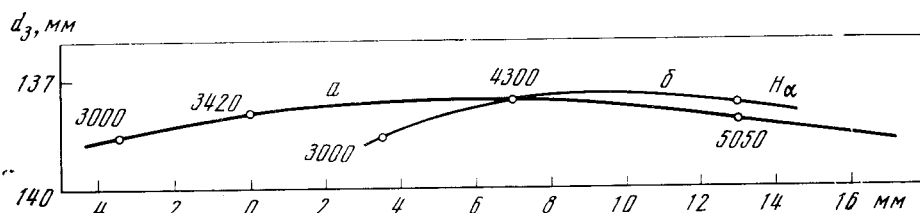


Рис. 13. Фокальные кривые для двух дисперсий и расположение спектров относительно оптической оси в кварцевой камере

а — большая дисперсия; б — малая дисперсия

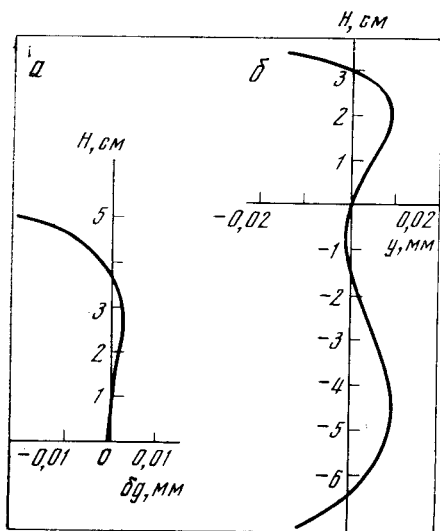


Рис. 14. Aberrации для системы с большим полем для $\lambda = 5876 \text{ \AA}$ (табл. 3)

а — на оси; б — для наклонных лучей
 $\text{tg } u_1 = 0,3$

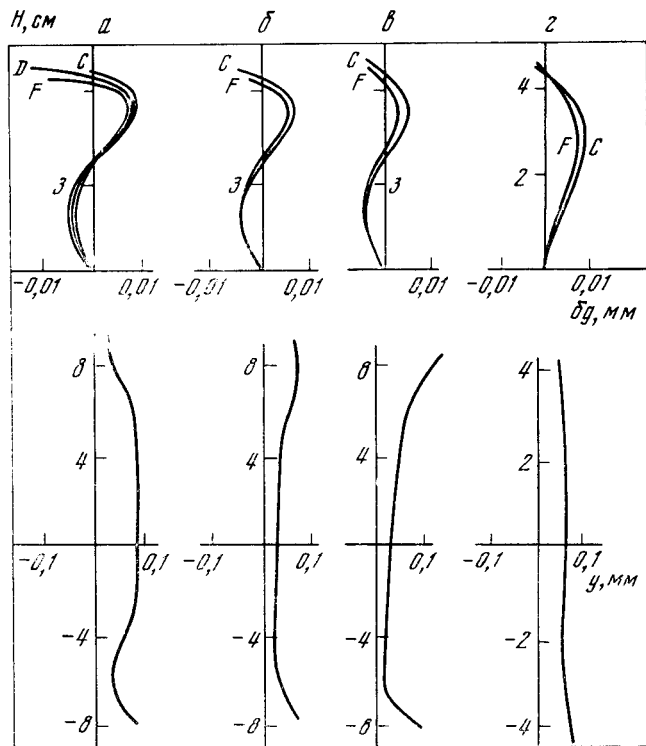


Рис. 15. Аберрации для систем с исправленным хроматизмом

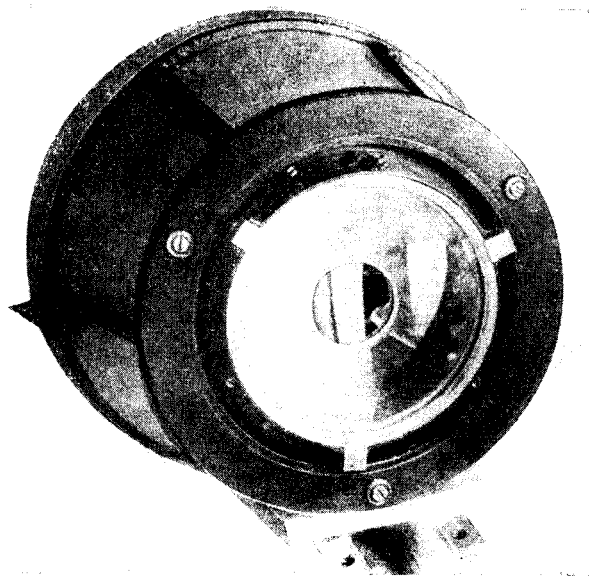


Рис. 16. Светосильная камера с исправленным хроматизмом (в центре камеры видно отверстие для кассеты)

№ 1	$r_1 = -100$ мм	$D = 120$ мм	№ 3	$r_1 = -100$ мм	$D = 120$ мм
	$d_1 = 3$ мм (ГК16)			$d_1 = 5$ мм	
	$r_2 = -222,5$			$r_2 = -335,14$	
	$d_2 = 17$ (Ф1)			$d_2 = 15$	
	$r_3 = -140$			$r_3 = -150$	
$d_3 = 124$	Поле $2\omega = 20^\circ$	$d_3 = -122$	Поле $2\omega = 30^\circ$		
$r_4 = -232,25$		$r_4 = -225,28$			
№ 2	$r_1 = -100$ мм	$D = 70$ мм	№ 4	$r_1 = -100$ мм	$D = 70$ мм
	$d_1 = 5$ мм (ГК16)			$d_1 = 5$ мм	
	$r_2 = -1164,3$			$r_2 = -148,06$	
	$d_2 = 15$ (Ф1)			$d_2 = 7$	
	$r_3 = -170$			$r_3 = -121$	
$d_3 = 118$	Поле $2\omega = 20^\circ$	$d_3 = 163$	Поле $2\omega = 30^\circ$		
$r_4 = -219,867$		$r_4 = -259,89$			

Описанные системы выгодно использовать в спектрографах с коллиматором из простой линзы, поскольку в этом случае хроматизм камеры значительно уменьшается, а в некоторых случаях полностью устраняется. Сферическая aberrация коллиматорной линзы должна быть исправлена ретушью. В ряде случаев хроматизм может быть устранен и тогда, когда обе линзы изготовлены из одного сорта стекла (например, из плавленого кварца).

Система с исправленным хроматизмом. Было изучено также несколько вариантов описанной системы с исправленным хроматизмом. В этом случае линза представляет собой склеенную систему из двух линз из стекол ГК16 и Ф1, имеющих одинаковый показатель преломления для желтых лучей, но разные дисперсии. Выбором радиуса поверхности склейки наряду со сферической aberrацией и комой можно исправить хроматическую aberrацию и получить светосильную систему, пригодную для фотографирования в белом свете. При расчете в качестве уточняемых величин удобно выбрать $\rho_2 = 1/r_2$ (кривизна поверхности склейки), A_3 и $\rho_4 = 1/r_4$ (решается система из трех трансцендентных уравнений (3), (5) и (7)).

Приведем конструктивные элементы нескольких систем такого типа (табл. 3); графики aberrаций изображены на рис. 15.

Светосильная камера такого типа была изготовлена. Диаметр входного зрачка камеры 200 мм при $A = 1 : 0,9$ и поле зрения около 20° ; система предназначена для фотографирования слабых метеоров (рис. 16).

Авторы весьма признательны программисту Н. В. Годовникову за составление программ и помощь в работе.

Апрель 1972 г.

Л и т е р а т у р а

1. М. Герцбергер. Современная геометрическая оптика. М., ИЛ, 1962.
2. Г. Г. Слюсарев. Методы расчета оптических систем. М., ОНТИ, 1937.
3. В. Чуриловский. Теория хроматизма и aberrаций третьего порядка. Л., «Машиностроение», 1968.
4. Г. Попов. Концентрические оптические системы и их применение в оптическом приборостроении. М., «Наука», 1969.
5. М. Русинев. Техническая оптика. Л., Техиздат, 1961.

АНТОН ГРИГОРЬЕВИЧ ПЕРЕГУДА

25 июня 1973 г. скоропостижно скончался заместитель директора Крымской астрофизической обсерватории АН СССР по строительству Антон Григорьевич Перегуда.

Антон Григорьевич родился в 1910 г. Свою трудовую жизнь он начал с 18 лет, работая вначале рабочим-строителем, затем десятником, одновременно занимаясь в строительном техникуме, а затем в Харьковском инженерно-строительном институте, который он окончил в 1935 г. За эти годы он вырос от рабочего-строителя до крупного инженера.

Призванный в 1941 г. в Красную Армию, он прошел в ее рядах всю Великую Отечественную войну, работая на сооружения оборонительных рубежей, а затем обеспечивая инженерное обслуживание наших победно наступающих войск. Этот ратный труд А. Г. Перегуды отмечен правительственными наградами. — он награжден орденом «Красной Звезды» и медалями. Войну закончил в звании майора.

В 1946 г. Антон Григорьевич по ходатайству Академии наук СССР был направлен в Крымскую астрофизическую обсерваторию АН СССР, с которой была связана вся его дальнейшая жизнь и работа. В 1946 г. только начиналось строительство обсерватории на новом месте, в пос. Научном, и поэтому нет ни одного строения, в которое не был бы вложен труд и умение Антона Григорьевича.

Особенно велики его заслуги в сооружении 2,6-м телескопа им. акад. Г. А. Шайна—крупнейшего телескопа в Европе, а также одного из наиболее совершенных в мире 22-м радиотелескопа обсерватории. Им выполнена также огромная и очень ответственная работа по модернизации большого солнечного телескопа, после которой телескоп стал одним из наиболее крупных в мире. За отличную работу по созданию телескопов он был награжден орденом Трудового Красного Знамени.

Велики заслуги Антона Григорьевича в создании поселка Научный, его совершенного жилого фонда, в обеспечении отличных условий жилья и работы научного коллектива обсерватории.

Антон Григорьевич был добрым, отзывчивым человеком, хорошим товарищем по работе. Все сотрудники обсерватории долго будут вспоминать его с большой благодарностью и теплотой за огромную проделанную им работу.

*Сотрудники Крымской астрофизической
обсерватории АН СССР*

Особенности эволюции магнитного поля в невозмущенной атмосфере солнца. Г о п а с ю к С. И., Ц а п Т. Т. Изв. Крымской астрофиз. общ., 1974, 49, 3.

По данным наблюдений магнитных полей в линиях Fe I 25250 Å и Ca I 26103 Å изучались особенности эволюции магнитного поля в невозмущенной атмосфере Солнца.

Показано, что число элементов (холмов) магнитного поля уменьшается примерно по экспоненте с ростом максимальной напряженности. Площадь магнитного элемента растет с увеличением в нем максимальной напряженности. Распределение магнитного поля внутри элементов подобное для элементов разных размеров. Магнитные элементы, образующие одну ячейку хромосферной сетки в K₂ Ca II, в одно и то же время эволюционируют по-разному: одни растут, другие разрушаются, а третьи остаются неизменными. Изменение магнитного поля элементов не сопровождается изменениями магнитного поля вне их (фоновое поле). Нередко наблюдается коэволюция и быстрое развитие магнитного элемента (одной полярности на фоне противоположной).

На основании полученных результатов сделан вывод, что изменение магнитного поля происходит главным образом за счет выноса поля на поверхность Солнца и затем его погружения. Илл. 10, библи. 18 назв.

УДК 523.745, 523.746

О неоднородности магнитного поля в тени солнечных пятен. Г у с е й н о в М. Дж. Изв. Крымской астрофиз. общ., 1974, 49, 15.

По 78 поляризационным спектрограммам измерены напряженности магнитного поля H в различных пятнах, наблюдаемых с 1 по 15. VII 1957 г. на ИСТ Крымской астрофизической обсерватории. Сравниваются значения H , определенные по линиям Fe I 26362.0, V I 26285.2, V I 26236.5, Se I 26306.0 и Ti I 26312.2 Å.

Найдено, что в темных участках тени напряженность магнитного поля в среднем на 200 — 300 гс больше, чем в равномерном сплошном темном фоне тени. Сделан вывод о том, что магнитное поле в тени пятна неоднородно и, по-видимому, состоит из трех основных компонент: светлым гранулам тени соответствуют относительно слабые поля, равномерному сплошному фону — поля средней напряженности, а темным участкам тени — более сильные поля.

Табл. 1, илл. 2, библи. 30 назв.

УДК 523.746

К вопросу об определении температуры и плотности в пятне и в хромосфере над пятном. Б а р а н о в с к и й Э. А. Изв. Крымской астрофиз. общ., 1974, 49, 25.

Для определения температуры и плотности сравниваются теоретические и наблюдаемые контуры линий H_α и K Ca II. Учитывается также полученная из наблюдений высота образования ядра H_α над пятном. Для вычисления функции источников в рассматриваемых линиях решаются совместно уравнения стационарности и переноса.

Получено, что плотность в пятне и в хромосфере над пятном в 30 раз меньше, чем в невозмущенных областях.

Табл. 1, илл. 4, библи. 11 назв.

УДК 523.755 + 523.152,3

Северо-южная асимметрия солнечной активности и меридиональная структура солнечного ветра. В л а д и м и р с к и й Б. М., Л е в и ц к и й Л. С. Изв. Крымской астрофиз. общ., 1974, 49, 31.

Положение зоны избегания прихода на Землю солнечных протонов в 1938—1963 гг. совпадало с плоскостью солнечного экватора. Показано, что в 1964—1969 гг. зона избегания располагалась на гелиоширотах — 2° ÷ — 5°. Смещение зоны к югу обусловлено очень большой асимметрией в распределении солнечной активности в северном и южном полушариях Солнца для излучаемого интервала времени.

Илл. 4, библи. 19 назв.

УДК 523.76/77

О связи солнечных космических лучей с энергией ≥ 10 Мэв с хромосферными вспышками. Л е в и ц к и й Л. С. Изв. Крымской астрофиз. общ., 1974, 49, 36.

Получено частотное распределение РСА по амплитудам для 5 лет (1965—1969 гг.) нового солнечного цикла и показано, что это распределение не отличается (в пределах ошибок) от найденного ранее для прошлого цикла (1957—1964 гг.). Изучена связь между потоком протонов и баллом хромосферной вспышки, связанной с РСА, за период 1957—1964 гг. Обнаружено, что имеет место тенденция к увеличению потока протонов с возрастанием балла вспышки. Однако эта зависимость выражена значительно хуже, чем аналогичная зависимость между потоком протонов и энергией радиовсплеска на волне 3—10 см. Сделан вывод, что генерация к. л. с энергией ≥ 10 Мэв имеет место, по-видимому, во всех хромосферных вспышках балла ≥ 1 и нет качественного различия между протонными и непротонными вспышками.

Найдено, что распределение по гелиографической долготе протонных вспышек и интенсивных радиовсплесков на волне 3—10 см для 4 лет (1965—1968 гг.) нового солнечного цикла отличается от аналогичного распределения, полученного для прошлого цикла. В новом цикле активной оказывается область долгот 120—300°, которая в прошлом цикле была наименее активной.

Илл. 4, библи. 31 назв.

УДК 523.164.32

Связь источников шумовых бурь с магнитным потоком пятен. Е л и с с е в а Л. А., Ю р о в с к а я Л. И. Изв. Крымской астрофиз. общ., 1974, 49, 42.

Проведено сопоставление магнитного потока пятен при их прохождении по диску Солнца с излучением фона шумовой бури. Показано, что источник радиоизлучения в короне возникает в период роста магнитного потока на фотосфере. В большинстве случаев максимумы радиоизлучения и магнитного потока совпадают по времени в интервале ± 1 день. Не обнаружено зависимости между интенсивностью радиоизлучения бури и скоростью изменения магнитного потока пятен. Наиболее сильные источники шумовых бурь связаны с молодыми активными центрами на Солнце.

Илл. 6, библи. 6 назв.