

КИНЕМАТИКА И ФИЗИКА НЕБЕСНЫХ ТЕЛ

АКАДЕМИЯ НАУК
УКРАИНСКОЙ ССР

ОТДЕЛЕНИЕ
ФИЗИКИ
И АСТРОНОМИИ

ВСЕСОЮЗНЫЙ
НАУЧНО-
ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ
ЖУРНАЛ

ТОМ 7 № 5 СЕНТЯБРЬ-ОКТАБРЬ 1991

Основан в январе 1985 г. ● Выходит 6 раз в год ● Киев Наукова думка

Содержание

Проблемы астрономии

Гопасюк С. И. Магнитные поля и движения в солнечной атмосфере

Физика тел Солнечной системы

Архипов А. В. Рефракция дециметрового радиоизлучения Юпитера. II. Искажение диаграммы направленности L -компоненты

Чернова Г. П., Луишко Д. Ф., Шевченко В. Г., Киселев Н. Н., Сальес Р. Фотометрия и поляриметрия астероида 47 Аглая

Гулак Ю. К., Дычко И. А. О возможных дискретных пылевых кольцевых образованиях вокруг Марса и Венеры

Фомин Н. Н., Яновицкий Э. Г. Формирование линии поглощения в оптически толстой слабопоглощающей планетной атмосфере. I. Однородный слой

Фомин Н. Н., Яновицкий Э. Г. Формирование линии поглощения в оптически толстой слабопоглощающей планетной атмосфере. II. Вертикально неоднородная среда

Физика Солнца

Костык Р. И. Изменения со временем линий поглощения в спектре Солнца

Дружинин С. А., Певцов А. А., Левковский В. И., Никонова М. В. Временные изменения тангенциальной составляющей скорости в эффекте Эвершеда

Contents

Problems of Astronomy

- 3 Gopasyuk S. I. Magnetic fields and motions in the solar atmosphere

Physics of Bodies of the Solar System

- 11 Arkhipov A. V. Refraction of Jovian decimetric radio emission. II. Distortion of the L -radiation pattern
- 20 Chernova G. P., Lupishko D. F., Shevchenko V. G., Kiselev N. N., Saljes R. Photometry and polarimetry of asteroid 47 Aglaja
- 27 Gulak Yu. K., Dychko I. A. On possible discrete dusty annular formations around Mars and Venus
- 29 Fomin N. N., Yanovitskij E. G. Absorption line formation in an optically thick, weakly absorbing planetary atmosphere. I. Homogeneous slab
- 39 Fomin N. N., Yanovitskij E. G. Absorption line formation in an optically thick, weakly absorbing planetary atmosphere. II. Vertically inhomogeneous medium

Solar Physics

- 48 Kostyk R. I. Time variability of absorption lines in the solar spectrum
- 51 Druzhinin S. A., Pevtsov A. A., Levkovskij V. I., Nikonova M. V. Time variations of the tangential component of velocity in the Evershed effect

Жилыев Б. Е. Быстрые вспышки звезд. Методы обнаружения и оценивания параметров

Терез Г. А., Терез Э. И. О точности учета атмосферной экстинкции при спектрофотометрических наблюдениях звезд

Структура и динамика Галактики

Данилов В. М. Об одном классе моделей сферических звездных скоплений

Марченко С. В., Сергеева Т. П. Химически пекулярные звезды и звезды главной последовательности: распределение по галактической z -координате

Краткие сообщения

Мищенко М. И. Сечение рассеяния для хаотически ориентированных частиц произвольной формы

Рефераты препринтов и депонированных рукописей

Пилугин Л. С. Эволюция содержания азота и кислорода в карликовых неправильных галактиках

Рыбка С. П. Каталог положений и собственных движений 632 звезд в областях неба с галактиками

Финкельштейн А. М., Байкова А. Т. Радиointерферометрический комплекс «КВАЗАР»: построение изображений

Байкова А. Т. Восстановление изображений в радиointерферометрии. Результаты численного моделирования

Байкова А. Т. Пакет научно-исследовательских программ «IMAGE» на персональном компьютере IBM-PC-AT для задач построения изображений в радиointерферометрии. (Руководство для пользователя)

Байкова А. Т. Радиointерферометрический комплекс «КВАЗАР»: мгновенный многочастотный синтез изображений когерентных источников

Байкова А. Т. Численное решение задачи восстановления изображений в радиоастрономии методом максимальной энтропии

Байкова А. Т. Восстановление комплексной двумерной функции методом максимальной энтропии

Байкова А. Т. Обобщение метода максимальной энтропии для восстановления комплексных функций

Zhilyaev B. E. The short-lived stellar flares. Identification and estimation technique

Terez G. A., Terez E. I. On the accuracy of atmospheric extinction determination during spectrophotometric observations of stars

Structure and Dynamics of the Galaxy

Danilov V. M. On one type of models of spherical stellar clusters

Marchenko S. V., Sergeeva T. P. Chemically peculiar and main sequence stars: the distribution on the Galactic z -coordinate

Notes

Mishchenko M. I. Scattering cross section for randomly oriented particles of arbitrary shape

Abstracts of Preprints and Deposited Papers

Pilyugin L. S. The evolution of nitrogen and oxygen abundances in dwarf irregular galaxies

Rybka S. P. The catalogue of positions and proper motions of 632 stars in the regions with galaxies

Finkel'shtejn A. M., Bajkova A. T. Radio interferometric complex «KVAZAR»: image construction

Bajkova A. T. Image reconstruction in radio interferometry. Numerical modeling results

Bajkova A. T. A set of scientific programs «IMAGE» for image construction in radio interferometry using personal computer IBM-PC-AT (user's guide)

Bajkova A. T. Radio interferometric complex «KVAZAR»: momentary multi-frequency synthesis of coherent source images

Bajkova A. T. Numerical solution of the problem of image reconstruction in radio astronomy using maximum entropy technique

Bajkova A. T. Reconstruction of a complex two-dimensional function using maximum entropy technique

Bajkova A. T. The generalization of maximum entropy method for reconstruction of complex functions

УДК 523.98+523.94

С. И. Гопасюк

Магнитные поля и движения в солнечной атмосфере

Обзор посвящен анализу результатов наблюдений структуры магнитного поля и движений в активной области Солнца. Выделены характерные виды движений, их связи с магнитными структурами и электрическими токами. Показана роль структуры магнитного поля в формировании некоторых видов движений плазмы. Отмечено сходство структуры магнитного поля и связи движений плазмы с магнитным полем в активных и невозмущенных областях.

MAGNETIC FIELDS AND MOTIONS IN THE SOLAR ATMOSPHERE, by Gopasyuk S. I.— The results of observations of magnetic field structure and motions in the active region of the Sun are analysed in the review. Typical classes of motions are derived. Connection of motions with magnetic field structures and electric currents is established. The importance of the magnetic field structure in formation of some typical plasma motions is indicated. Similarity of the magnetic field structure and relations of plasma motion with the magnetic field in active and undisturbed regions is noted.

Изменения структуры магнитного поля в активной области. Вращение и собственные движения пятен. Создание вектор-магнитографа [29] в Крымской астрофизической обсерватории АН СССР — новая веха в исследовании магнитного поля и электрических токов на Солнце. Достоверность результатов наблюдений вектора магнитного поля с этим магнитографом проверялась многократно. По исследованиям [28] ошибка в измерениях модуля вектора поля в пятнах не превышает 12 %. Вне пятен она определяется шумами регистрации сигнала [26]. Подтверждением надежности магнитографических наблюдений является также и установленное совпадение с хорошей точностью ориентации тонкой структуры полутени пятна в белом свете и H_{α} -волоконце тонкой структуры хромосферы с азимутами поперечного поля (см. [18] и цит. лит.).

Уже первые наблюдения с этим прибором показали, что структура поля в активной области (АО) весьма нетривиальна. В одних местах она напоминает структуру потенциального поля (взаимодействие отдельных магнитных центров, перпендикулярность силовых линий поля к изолиниям, в том числе и к нулевой линии). В других местах она существенно отклоняется от нее: силовые линии бывают практически параллельными изолиниям поля. Силовые линии не у всех пятен расходятся радиально от центра пятна, а показывают закрученность в спираль.

Закрученность силовых линий (вихревая структура поля вокруг пятна) появляется не мгновенно и не остается неизменной в течение всех дней наблюдений. Она появляется и усиливается в результате

вращения пятна вокруг оси в направлении, противоположном закрученности спирали [11, 28].

Собственные движения пятен приводят к переориентации силовых линий магнитного поля: силовые линии деформируются и сжимаются перед движущимся пятном, а за ним — вытягиваются вдоль траектории [18, 37]. Р. Н. Ихсанов [17] и независимо Танг [46] установили, что образование δ -конфигураций — наиболее вспыхивающих активных магнитных конфигураций — обусловлено собственными движениями пятен в двух или даже в трех близких биполярных группах. Так что наиболее существенные изменения структуры поля в АО происходят за счет вращений и собственных движений пятен.

Плазменные вихри, глобальный ток. Быстрые повороты вектора поперечного магнитного поля на поверхности и с глубиной стали экспериментальным доказательством скрученности магнитных полей и наличия электрических токов в АО.

Прямые вычисления электрических токов впервые были проведены А. Б. Северным [26] по наблюдениям $B_{\perp}$ -поля. Примечательной особенностью токов является их тонкая структура: токовые петли концентрируются вокруг каждого жгута магнитного поля. Свойство баланса вертикальных токов выполняется с точностью до нескольких процентов и указывает на то, что токи замкнуты [26].

Новую информацию о структуре магнитного поля дает сопоставление ее с моделями. Наиболее подходящей является потенциальная модель, вычисленная по B_z -составляющей на основе решения задачи Неймана. Очевидно, что все отклонения наблюдаемой структуры поперечного поля от потенциального связаны с наличием электрического тока. Оказывается, что вектор наблюдаемого поперечного поля повернут относительно потенциального практически по всей АО. Эти повороты имеют регулярный характер. Для наглядности мы [1] разложили вектор наблюдаемого поперечного поля на составляющие вдоль $B_{\perp\parallel}$ и поперек $B_{\perp\perp}$ векторов потенциального поля. Поперечная составляющая $B_{\perp\perp}$ обусловлена только наличием тока. Преимущественное направление $B_{\perp\perp}$ в одну сторону, как оказалось, образует две системы вихрей поля.

Направление собственных движений пятен совпадает в подавляющем большинстве случаев с направлением этой вихревой структуры [5]. Вблизи центра вихревых структур скорости пятен небольшие, но они значительные (0.12—0.21 км/с) у пятен, которые находятся вблизи периферии. Движение пятен и поворот вектора поля имеют общую природу и, очевидно, обусловлены движением плазмы не только в фотосфере, но и в более глубоких слоях. Так что в АО имеется два плазменных вихря: один охватывает всю лидирующую часть АО, а второй — хвостовую. Вращение плазмы в них имеет противоположное направление. И независимо от того, в северном или в южном полушарии находится АО, а также независимо от знака поля лидирующей части, направление вращения плазмы приводит к генерации тока, направленного вверх по всему лидирующему вихрю и соответственно вниз — по всему хвостовому. Величина токов одинакова и составляет примерно $2 \cdot 10^{12}$ А. Этот ток был назван глобальным [1]. Глобальный ток создает на границе АО поле напряженностью $B_{\phi} \approx 10$ мТл. Сила натяжения его недостаточна для удержания в равновесии магнитных структур АО в целом. Однако роль этой азимутальной составляющей поля может быть важной для устойчивости АО, ее формирования и распада, а также влияния на появление вспышек [1, 3].

Выход магнитных структур, изменение токов. На глобальный ток налагается система локальных мелкомасштабных токовых структур. Локальные токи намного сильнее глобального. Величина их плотности в фотосфере нередко составляет $(3 \div 4) \cdot 10^4$ А/км², а полная величина локальных токов в большой АО — примерно $2 \cdot 10^{13}$ А [2]. Между энер-

гией наблюдаемого поперечного магнитного поля в слое толщиной 1 м и величиной полного тока в фотосфере АО отмечается линейная зависимость (коэффициент корреляции 0.92). Она означает, что существенная часть фотосферного магнитного поля связана с электрическими токами, которые текут на том же уровне в фотосфере [6, 31].

Баланс вертикальных токов выполняется не только в одиночных пятнах [26], но и в сложных АО [1]. Равенство токов встречных направлений не зависит от величины разбаланса магнитных потоков в АО: равенство токов выполняется с точностью до 2 % даже тогда, когда разбаланс магнитных потоков может достигать 30 % [1].

Разбаланс магнитных потоков связан с тем, что часть силовых линий уходит за пределы АО. Ситуация, при которой отмечается существенный разбаланс магнитных потоков и практически полное равенство токов, возможна только в том случае, когда в магнитных петлях, которые уходят за пределы АО, не текут токи. Очевидно, уходят за пределы АО высокие и большие петли, которые по структуре поля ближе к потенциальным. На потенциальность поля в короне указывают и другие исследования, а именно:

1) морфология короны над АО, полученная с высоким разрешением в мягком рентгеновском диапазоне на КА Skylab, хорошо соответствует структуре потенциального поля [40, 45];

2) плотность тока в верхней фотосфере АО меньше по сравнению с нижней фотосферой [22];

3) суммарный ток одного знака в АО убывает с переходом в корону быстрее, чем магнитный поток [4, 31].

Попробуем осознать эти результаты. До тех пор, пока токовый контур остается неизменным и индуктивность его постоянна, последняя не влияет на циркулирующий в нем постоянный ток. Ситуация становится совершенно другой, если индуктивность токового контура изменяется. Действительно, уравнение, описывающее токовый контур со стороны ЭДС U , током I , индуктивностью L и активным сопротивлением R имеет вид [30]:

$$U = IR + \frac{d}{dt}(IL). \quad (1)$$

При постоянной и однородной магнитной проницаемости μ токового контура и окружающей плазмы коэффициент индуктивности L определяется только геометрической конфигурацией контура. В предположении, что U постоянна, а активное сопротивление контура изменяется пропорционально индуктивности ($R = \frac{R_0}{L_0} L$), решение уравнения (1) дается выражением [7]:

$$IL = U \frac{L_0}{R_0} \left(U \frac{L_0}{R_0} - I_0 L_0 \right) \exp \left(- \frac{R_0}{L_0} t \right), \quad (2)$$

где L_0 , R_0 и I_0 — значения параметров контура до начала его деформации.

При характерных временах $t \ll L_0/R_0$ ток в контуре согласно (2) изменяется в соответствии с

$$I = I_0 \frac{L_0}{L}, \quad (3)$$

т. е. так, что $IL = \text{const}$.

Применительно к Солнцу U находится в фотосфере и более глубоких слоях и связана с деформациями магнитного поля движущейся плазмой. В хромосфере и короне электрический ток должен течь в основном вдоль магнитного поля. Магнитные петли находятся в постоянном изменении. С учетом вышесказанного, выражение (3) показывает, что в случае, когда индуктивность увеличивается, а следовательно,

увеличивается и сама длина магнитной петли, ток в ней убывает обратно пропорционально индуктивности L . Отсюда следует, что более высокие и длинные магнитные петли должны быть менее заполнены током, т. е. должны быть более потенциальными.

Влияние структуры магнитного поля на движение плазмы в активной области. *Движения плазмы вдоль поля.* Подъем магнитных структур в стратифицированной атмосфере сопровождается выносом более плотного вещества в верхние слои Солнца. Затем более плотный газ под действием силы тяжести стекает вниз. Характерный пример — процесс зарождения пятен в АО.

В начальный период развития группы скорость подъема магнитного поля максимальна [23].

Предположив, что магнитная трубка, образующая пару пятен, имеет форму тора, Ю. И. Витинский и Р. Н. Ихсанов [10] связали скорость подъема трубки со скоростью расхождения ее оснований — пятен в фотосфере. Найденная ими таким способом скорость подъема магнитной петли в фотосфере составила 0.1 км/с.

За несколько часов до появления пор и пятен наблюдается подъем фотосферной плазмы в области слабых магнитных полей, т. е. на периферии АО. В то же время в местах сильных магнитных полей происходит увеличение потока опускающегося газа. С развитием пятна увеличивается скорость опускания плазмы и в фотосфере, и в хромосфере [12]. На уровне хромосферы (наблюдения в H_β с магнитографом) во время появления пятна вещество опускается почти по всей активной области. Наибольшая скорость опускания газа в хромосфере и фотосфере приходится на область появляющегося пятна и совпадает по времени с его зарождением [12]. Наибольшая скорость опускания фотосферного газа в пятно составляет примерно 1 км/с [12], а по наблюдениям в D_1 Na I — около 1.5 км/с [39]. По наблюдениям в H_β плазма опускается в область пятна со скоростью 4—5 км/с [12]. Скорость опускания в основаниях арочных волокон развивающихся АО составляет 20—50 км/с по наблюдениям в H_α . В вершине арок происходит, как правило, подъем со скоростью до 10 км/с [19, 20, 36, 47]. Системы арочных волокон наблюдаются в течение нескольких суток. Типичное время жизни отдельного волокна — примерно 30 мин [35]. Устойчивый характер движений в арочных волокнах прослеживается на протяжении 1 ч. Однако величина скорости опускания в основаниях волокна и скорости подъема в его вершине непрерывно, порой резко, изменяется со временем. Эти изменения скорости тесно коррелируют по времени со вспышками и кратковременными (2—3 мин) появлениями в основаниях волокон [19, 20].

Шибата [44] получил численное решение задачи о движении плазмы внутри искривленной магнитной трубки, поднимающейся с заданной скоростью в атмосфере Солнца. Геометрия трубки также предполагалась заданной. Результаты решения подтвердили ранее выдвигавшиеся предположения, что направленные вниз движения плазмы, которые наблюдаются во время зарождения пятен, обусловлены стеканием плазмы вдоль искривленных силовых линий поля. Величина скорости этого движения тем выше, чем больше скорость подъема трубки и чем больше величина отклонения от гидростатического равновесия плазмы внутри магнитной трубки. При скорости подъема трубки около 0.2 км/с максимальная скорость движения плазмы вдоль поля может составлять примерно 6 км/с.

С появлением полутени начинаются движения газа в пятне, характерные для эффекта Эвершеда. Эти движения, наблюдаемые по слабым линиям, указывают на растекание газа от центра пятна преимущественно вдоль поверхности Солнца. Вытекание вещества из пятна, ответственное за эффект Эвершеда в фотосфере, происходит внутри темных волокон полутени [32, 33].

Газ движется преимущественно к пятну в ярких волокнах полутени [33] и в окружающей ее фотосфере [16]. Максимальная горизонтальная скорость ярких зерен, образующих светлые волокна полутени, иногда составляет 5 км/с и достигается на границе тень — полутень [43].

Хромосферное вещество втекает в пятно тоже по магнитным петлям, ширина и протяженность которых увеличивается с высотой [32, 41].

Однако для сверхполутени наиболее характерные движения в хромосфере — это перетекание вещества от одного конца магнитной петли к другому. На концах петель, примыкающих к пятну, вещество (по наблюдениям в H_α) стекает со скоростью до 50 км/с. На противоположных концах, лежащих в невозмущенной хромосфере, наблюдается подъем со скоростями обычно до 10 км/с, а в стелельных местах — до 20—25 км/с [34, 38, 41]. Однако иногда к полутени или даже тени пятна примыкают отдельные волокна, выделяющиеся среди других самыми крупными размерами (длиной до 60 000 км) и высоким контрастом. В таких волокнах наблюдается опускание вещества в обоих его основаниях и подъем в вершине [19, 20]. Это указывает на то, что и в пятне происходит подъем петель.

Итак, в целом можно выделить две разновидности процессов, которые приводят к движению плазмы вдоль силовых линий поля. В одном случае — стекание вещества в поднимающихся трубках. В другом — движения плазмы происходят вдоль магнитных трубок, уходящих от пятна в соседнюю фотосферу (эффект Эвершеда).

Сифонный механизм. На том конце магнитной петли, который находится в невозмущенной атмосфере, напряженность поля, вероятно, ниже, а температура выше, чем в пятне. Если это так, то давление плазмы будет больше в том основании петли, в котором напряженность поля меньше. Разность давлений на концах магнитной петли должна создать движение плазмы, направленное в сторону большей напряженности поля, т. е. в сторону пятна. Здесь уместно напомнить исследования В. Е. Степанова [27] 30-летней давности, в которых было показано, что в хромосфере (наблюдения в линии K_3 Ca II) вещество преимущественно опускается в местах сильных магнитных полей и поднимается главным образом там, где поле слабое (менее 0.8 мТл).

Наблюдения в хромосфере укладываются в концепцию о движении плазмы вдоль силовых линий поля в сторону большей напряженности. В то же время наблюдения в фотосфере противоречат ей.

Рассмотрим эту проблему детальнее.

Предположим, что движение плазмы происходит вдоль магнитного поля. Это означает, что

$$\mathbf{B} = \alpha \mathbf{V}, \quad (4)$$

где $\mathbf{B}$ — вектор магнитного поля, $\mathbf{V}$ — вектор скорости плазмы, α — некоторая скалярная функция координат. С учетом выражения (4) в стационарном случае уравнение движения вязкой жидкости в магнитном поле можно записать [24]:

$$\rho \left(1 - \frac{\alpha^2}{4\pi\rho} \right) (\mathbf{V} \nabla) \mathbf{V} = - \nabla \left(P + \frac{B^2}{8\pi} \right) - \frac{\alpha^2}{4\pi} \mathbf{V} \operatorname{div} \mathbf{V} + \rho \mathbf{g} + \eta \nabla^2 \mathbf{V}, \quad (5)$$

где η — коэффициент вязкости, ρ — плотность плазмы, P — ее давление, $\mathbf{g}$ — ускорение свободного падения.

В хромосфере, согласно вычислениям [4], текут электрические токи. На этом уровне и на больших высотах магнитное поле, для которого $B^2/8\pi > P$, скорее всего бессильное (если оно потенциальное, то это несущественно), и сила Ампера $\mathbf{j} \times \mathbf{B} \approx 0$. В этом случае на основании уравнения (5) можно рассматривать движение хромосферной плазмы

мы вдоль магнитной трубки от меньшей напряженности поля к большей, как в трубе переменного сечения.

С учетом уравнения непрерывности вещества

$$\rho V \alpha = \text{const} \quad (6)$$

уравнение (5), если пренебречь силой Ампера и членом, учитывающим вязкость, принимает вид [25]:

$$\left(V - \frac{a^2}{V}\right) \frac{dV}{ds} = \frac{a^2}{A} \frac{dA}{ds} - g \cos(z, s), \quad (7)$$

где A — сечение трубки, ds — элемент длины ее, (z, s) — угол между вертикальной линией и осью трубки, a — скорость звука.

Первыми применили уравнение (7) для анализа движения хромосферной плазмы в магнитных трубках Мейер и Шмидт [42].

Инверсия сифонного механизма? В фотосфере положение совершенно другое. Значительная часть поперечного магнитного поля в фотосфере обусловлена электрическими токами, которые тоже текут в фотосфере [6, 31]. На уровне фотосферы сила Ампера не равна нулю и величина ее значительна [15, 22]. Из уравнения (5) мы видим, что при движении плазмы вдоль поля может случиться, что

$$1 - \frac{\alpha^2}{4\pi\rho} < 0. \quad (8)$$

Согласно (4) неравенство (8) выполняется, когда плотность магнитной энергии больше плотности кинетической энергии плазмы. В этом случае движение (особенно в направлении, перпендикулярном силе тяжести) происходит точно так же, как в обычной жидкости, но с отрицательной плотностью. Это означает, что жидкость может двигаться в обратном направлении по сравнению со случаем обычной гидродинамики. Вероятно, такое явление мы и наблюдаем в фотосфере как эффект Эвершеда.

При фотосферной плотности $\rho \approx 2 \cdot 10^{-4}$ кг/м³ и скорости, характерной для эффекта Эвершеда $V \approx 3$ км/с, величина поля на основании выражений (4) и (8) должна превышать $B \approx 50$ мТл, т. е. такие движения возможны только в сильных магнитных полях (в частности, в полутени). Очевидно, что для движений плазмы с меньшими скоростями пороговое значение поля ниже.

Чтобы действовал механизм перекачки плазмы из одного конца магнитной трубки в другой, скважность магнитного поля внутри нее не должна быть большой. Так что движение плазмы по магнитным трубкам накладывает вполне определенные требования на их структуру. В замкнутой магнитной трубке сифонный механизм будет приводить к выравниванию на ее концах давления плазмы. Поэтому действие его в отдельной трубке будет вполне ограниченным по времени. Однако в тех случаях, когда на некотором участке магнитной трубки выполняется условие (8), возможно появление вдоль трубки циркуляции плазмы. Для понимания процессов эволюции таких магнитных структур крайне необходимы длительные наблюдения в них доплеровских движений. В этой связи наблюдения [20, 21] очень важны.

Мы уже отмечали, что на уровне фотосферы в ярких волокнах полутени наблюдаются движения, направленные к тени пятна. Иногда горячая плазма проникает и в саму тень. Горизонтальная скорость отдельных ярких образований составляет примерно 5 км/с [43]. Это скорее всего результат неустойчивости конфигурации магнитного поля с плазмой.

Сходство процессов в активных и невозмущенных областях. Проведение подобных детальных исследований по прямым наблюдениям вне

АО пока что не представляется возможным. Тем не менее некоторые результаты, полученные в этом направлении, можно выделить.

Исследования [14] показали, что максимальные напряженности в элементах магнитного поля невозмущенной фотосферы приходятся, как правило, на нулевую линию лучевых скоростей. Это означает, что в элементах общего магнитного поля наблюдается ситуация, подобная эффекту Эвершеда в пятнах — нулевая линия фотосферных лучевых скоростей проходит через пятно.

В элементах фотосферного магнитного поля по наблюдениям выявлена азимутальная составляющая магнитного поля и скорости [13]. Оказалось, что магнитные трубки, образующие элементы общего магнитного поля на поверхности Солнца, скручены подобно тем, которые образуют пятна, и в них текут электрические токи. Структура электрических токов в магнитных элементах подобна структуре токов в одиночном пятне [8, 9]. Изменения плотности тока с уменьшением напряженности магнитного поля в спокойных и активных областях очень близки [9].

Отмеченные соответствия в структуре магнитного поля, электрических токов и связь их с движениями плазмы в пятнах и в отдельных магнитных элементах спокойной фотосферы указывает на глубокое родство процессов в активных и невозмущенных областях.

Заключение. Мы обратили внимание на структуру магнитного поля и поля скоростей среднего и глобального (по сравнению с размерами АО) масштабов. Движения плазмы этих масштабов наиболее сильно деформируют структуру магнитного поля и порождают электрические токи. Они в магнитном поле приводят к различного рода неустойчивостям, с которыми связано и появление вспышек. Токи исключительно чувствительны к изменениям, происходящим в АО. Изучение их структуры позволяет получать информацию о том, какие динамические процессы и в каких местах АО являются доминирующими. Именно поэтому изучение электрических токов открывает новые возможности в исследовании взаимодействия движений плазмы с магнитным полем.

Движение плазмы вдоль магнитного поля налагает вполне определенные требования на его структуру. Для перетекания плазмы из одного конца магнитной петли к другому необходимо, чтобы скважность поля внутри нее не была большой.

Структуры магнитного поля, их электрических токов и связь магнитного поля с движениями плазмы в активных и невозмущенных областях показывают глубокое сходство. Поэтому многие процессы, протекающие в спокойных областях, очень напоминают те, которые характерны для АО, но по мощности слабее.

1. Абраменко В. И., Гопасюк С. И. Система электрических токов и структура магнитного поля активной области // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории.— 1987.— 76.— С. 147—168.
2. Абраменко В. И., Гопасюк С. И. Изменения ориентации и величины магнитного поля и их роль в формировании токовых структур // Там же.— 1988.— 80.— С. 89—97.
3. Абраменко В. И., Гопасюк С. И., Огирь М. Б. Эволюция активной области, ее токовых систем и вспыхивающая активность // Там же.— 78.— С. 151—170.
4. Абраменко В. И., Гопасюк С. И., Огирь М. Б. Определение электрических токов по вертикальной составляющей магнитного поля и H_{α} -волоконцам // Там же.— 80.— С. 97—106.
5. Абраменко В. И., Гопасюк С. И., Огирь М. Б. Движения плазмы и электрические токи в активной области // Там же.— 1990.— 81.— С. 3—8.
6. Абраменко В. И., Гопасюк С. И., Огирь М. Б. Электрические токи и петельные структуры магнитного поля активных областей на Солнце // Там же.— 82.— С. 108.
7. Абраменко В. И., Гопасюк С. И., Огирь М. Б. Магнитные петли с током в окрестности H_{α} -вспышек // Там же.— 1991.— 83.— С. 3—7.
8. Абраменко В. И., Гопасюк С. И., Огирь М. Б. Электрические токи в невозмущенной области на Солнце // Там же.— 84.— С. 147—156.
9. Абраменко В. И., Гопасюк С. И., Огирь М. Б. Электрические токи в спокойных и активных областях на Солнце. Их сравнение // Там же.— 86.— С. 153—164.
10. Витинский Ю. И., Ихсанов Р. Н. О некоторых особенностях выхода магнитного

- поля пятен на поверхность Солнца // Солнеч. данные.— 1964.— № 10.— С. 57—63.
11. Гопасюк С. И. Временные изменения структуры поперечного магнитного поля в группах пятен и оптические явления // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории.— 1965.— 33.— С. 100—110.
 12. Гопасюк С. И. Поле скоростей в активной области на стадии появления пятен // Там же.— 1967.— 37.— С. 29—43.
 13. Гопасюк С. И., Дёжкина Л. Б. Структура магнитного поля и движение плазмы в элементах общего магнитного поля Солнца // Солнеч. данные.— 1985.— № 11.— С. 61—68.
 14. Гопасюк С. И., Цап Т. Т. Крупномасштабное поле скоростей, магнитные поля и яркости в атмосфере Солнца // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории.— 1972.— 45.
 15. Зверева А. М., Северный А. Б. Магнитные поля и протонные вспышки 6 июля и 2 сентября 1966 года // Там же.— 1970.— 41—42.— С. 97—157.
 16. Иргашев Дж. И. Некоторые особенности поля скоростей в активных областях // Там же.— 1976.— 54.— С. 233—240.
 17. Ихсанов Р. Н. Развитие вспыхивающих магнитных конфигураций в группах солнечных пятен. II // Солнеч. данные.— 1983.— № 10.— С. 99—106.
 18. Калман Б. Магнитные поля и собственные движения солнечных пятен. I // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории.— 1976.— 55.— С. 60—69.
 19. Карташова Л. Г. О характере движений вещества вдоль некоторых хромосферных волокон // Там же.— 1990.— 82.— С. 116—124.
 20. Карташова Л. Г. Движения вещества в арочных волокнах на диске Солнца // Там же.— 1991.— 84.— С. 156—162.
 21. Карташова Л. Г. Динамика системы арочных волокон в развивающейся активной области // Там же.— 86.— С. 164—171.
 22. Котов В. А. Магнитное поле и электрические токи униполярного солнечного пятна // Там же.— 1970.— 41—42.— С. 67—96.
 23. Куклин Г. В., Степанов В. Е. Движение газа и магнитного поля в солнечном пятне. I // Солнеч. данные.— 1963.— № 1.— С. 55—67.
 24. Куликовский А. Г., Любимов Г. А. Магнитная гидродинамика.— М.: Гос. изд-во физ.-мат. лит., 1962.— 246 с.
 25. Лойцянский Л. Г. Механика жидкости и газа.— М.: Гос. изд-во физ.-мат. лит., 1959.— 784 с.
 26. Северный А. Б. Исследование магнитного поля и электрических токов униполярных солнечных пятен // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории.— 1965.— 33.— С. 34—79.
 27. Степанов В. Е. Движение Ca^+ в хромосфере и связь движения с магнитными полями // Там же.— 1960.— 23.— С. 184—211.
 28. Степанов В. Е., Гопасюк С. И. К структуре магнитных полей в активной области Солнца // Там же.— 1962.— 28.— С. 194—223.
 29. Степанов В. Е., Северный А. Б. Фотоэлектрический метод измерения величины и направления магнитного поля на поверхности Солнца // Там же.— С. 166—193.
 30. Тамм И. Е. Основы теории электричества.— М.: Гос. изд-во тех.-теор. лит., 1956.
 31. Abramenko V. I., Gopasyuk S. I., Ogir M. V. Electric currents in the atmosphere of the Sun // Solar Photosphere: Structure, Convection and Magnetic Fields / Ed. by J. O. Stenflo.— Dordrecht-Boston, 1990.— P. 267—271.
 32. Beckers J. M. Motions in the chromosphere near sunspots // Austral. J. Phys.— 1962.— 15, N 3.— P. 327—333.
 33. Beckers J. M., Schröter E. H. The intensity, velocity and magnetic structure of a sunspot region. I: Observational technique, properties of magnetic knots // Solar Phys.— 1968.— 4, N 2.— P. 142—164.
 34. Bray R. J. High-resolution photography of the solar chromosphere // Ibid.— 1974.— 38, N 2.— P. 377—388.
 35. Bruzek A. On arch-filament systems in spotgroups // Ibid.— 1967.— 2, N 4.— P. 451.
 36. Bruzek A. Motions in arch filament systems // Ibid.— 1969.— 8, N 1.— P. 29—36.
 37. Gopasyuk S. I., Moreton G. E. Motions of magnetic fields and umbrae within a spot group // Proc. Astron. Soc. Austral.— 1967.— 1, N 1.— P. 8—9.
 38. Haugen E. The velocity field surrounding sunspots, as derived from observations of $\text{H}\alpha$ // Solar Phys.— 1967.— 2, N 2.— P. 227—230.
 39. Kawaguchi I., Kitai R. The velocity field associated with the birth of sunspots // Ibid.— 1976.— 46, N 1.— P. 125—135.
 40. Krieger A. S., Chese R. C., Gerassimenko M. et al. Time variations in coronal active regions // Solar Gamma-, X-, and EUV Radiat.— Dordrecht-Boston, 1975.— P. 103.
 41. Maltby P. The chromospheric Evershed flow // Solar Phys.— 1975.— 43, N 1.— P. 91.
 42. Meyer F., Schmidt H. U. Magnetically aligned flows in the solar atmosphere // Astron. J.— 1968.— 73, N 5.— Pt. 2.— S. 72.
 43. Muller R. // Solar Phys.— 1976.— 48, N 1.— P. 101—102.
 44. Shibata K. // Ibid.— 1980.— 66, N 1.— P. 79—87.
 45. Stewart R. T., Vorpahl J. // Ibid.— 1977.— 55, N 1.— P. 111—120.
 46. Tang F. On the origin of δ -spots // Ibid.— 1983.— 89, N 1.— P. 43—50.
 47. Weart S. R. // Astrophys. J.— 1970.— 162, N 3.— P. 987—992.

УДК 523.45—77

А. В. Архипов

Рефракция декаметрового радиоизлучения Юпитера.

II. Искажение диаграммы направленности L -компоненты

Показано, что при использовании реалистической плазменной модели рефракция может объяснить наблюдаемую геометрию диаграммы направленности L -излучения, а также асимметрию плотности потока в такой диаграмме. Впервые рассмотрено влияние электрических токов магнитной трубки Ио на рефракцию декаметрового радиоизлучения Юпитера.

REFRACTION OF JOVIAN DECA-METRIC RADIO EMISSION. II. DISTORTION OF THE L -RADIATION PATTERN, by Arkhipov A. V.— It is shown that the realistic plasma model being used, refraction can account for observed radiation pattern of L -emission as well as the asymmetry of a peak flux density there. An electrical current influence on the Jovian decametric radioemission refraction is considered for the first time.

Введение. Для интерпретации динамических спектров декаметрового (ДКМ) радиоизлучения Юпитера (в основном L -компоненты) нередко привлекается рефракция электромагнитных волн во внутренней магнитосфере планеты [2, 11, 12]. Новое рассмотрение возможного влияния рефракции на диаграмму направленности (ДН) L -излучения актуально по нескольким причинам.

Во-первых, плазменная модель [15], использовавшаяся во всех работах по рефракции ДКМ-излучения Юпитера, основана на экстраполяции к планете оценок электронной концентрации n_e , выполненных с помощью АМС «Пионер-10» приблизительно в экваториальной плоскости на расстояниях не менее трех экваториальных радиусов Юпитера R_0 от центра планеты. Так как ДКМ-излучение на частотах выше 10 МГц генерируется на удалении менее $0.5 R_0$ от верхнего слоя облаков, то такая модель может давать ошибочные значения n_e . С другой стороны, в [2] было показано, что зависимость геометрии ДН S -излучения от частоты может быть легко объяснена рефракцией, если вместо модели [15] используется более реалистическое распределение n_e (плазменная модель № 2, ПМ2). Поэтому необходимо проверить пригодность этой модели для интерпретации ДН L -излучения.

Во-вторых, выполненные с борта АМС «Вояджер-1» измерения показали, что в окрестностях источников ДКМ-излучения, зависящего от Ио, вдоль силовых линий планетарного магнитного поля, проходящих через Ио (в магнитной трубке Ио — далее ТИ), текут токи силой около $2.8 \cdot 10^6$ А [8]. Некоторые авторы допускают увеличение силы тока до 10^7 и даже 10^8 А [6]. Поэтому необходимо рассмотреть возможное влияние таких токов на ДН L -излучения Юпитера. До сих пор такая задача не ставилась.

В-третьих, средние пиковые плотности потоков ДКМ-излучения в источниках Ио-А и Ио-В существенно различны [14], хотя эти источники отождествляются с двумя стенками единой ДН типа полого ко-

нуса с осью, приблизительно параллельной магнитному полю в области генерации. Генерация происходит в ТИ там, где частота излучения f близка к циклотронной частоте электронов f_c [6, 9, 10]. Аналогична ситуация и в случае пары источников не зависящего от Ио излучения не-Ио-А и не-Ио-В. Причиной такой асимметрии может являться рефракция. Поэтому есть смысл рассмотреть не только геометрию ДН, но и фокусировку L -излучения за счет преломления в магнитосфере Юпитера. Такая фокусировка могла бы исказить частотные спектры отдельных источников ДКМ-излучения.

В настоящей работе предпринята попытка решения перечисленных выше задач в лучевом приближении, которое широко используется в подобных исследованиях.

Вычисление рефракции. Трехмерная траектория луча во внутренней магнитосфере Юпитера вычислялась путем численного интегрирования на ЭВМ ЕС-1033 по программе TRACK, описанной в [2]. Здесь уместно напомнить лишь основные особенности алгоритма.

Задается следующий набор параметров: f ; f/f_c в области генерации; λ_0 — долгота Ио относительно планетарного магнитного поля в системе вращения Юпитера III 1965.0; θ — угол между волновым вектором и вектором магнитного поля в начальной точке траектории луча; D_E — иовицентрическое склонение Земли. По значениям f , f/f_c и $\lambda_{\text{Ио}}$, для выбранного полушария вычисляются координаты области генерации, которая считается точкой на магнитной силовой линии, проходящей через центр Ио с учетом дополнительного искривления ТИ. Начиная с этой начальной точки, методом последовательных приближений, а также путем пошагового применения закона Снеллиуса и, при необходимости, законов отражения находилась траектория луча, достигающего Земли. Иовицентрическое склонение такого луча было близким к D_E . Показатель преломления плазмы вычислялся в «холодном» приближении согласно формуле Эпплтона — Хартри (использовались модель ПМ2 [2] и октупольное O_4 описание магнитного поля планеты [1]). Точность вычислений конечной ориентации луча была повышена по сравнению с вариантом программы TRACK в [2].

Описанный алгоритм был включен в качестве процедуры в модернизированную программу TRACK*, предназначенную для учета изменения плотности потока ДКМ-излучения за счет рефракции. Этот эффект удобно исследовать путем вычисления фактора фокусировки β , который показывает [4], во сколько раз удельный поток энергии через сечение лучевой трубки в неоднородной среде больше аналогичной величины в однородной среде. В случае регистрации ДКМ-излучения с очень больших расстояний от Юпитера этот фактор может быть вычислен как отношение малого телесного угла Ω_0 , в который испущено L -излучение в области генерации, к соответствующему телесному углу Ω , в который рефракция перераспределяет это же излучение вне магнитосферы планеты ($\beta = \Omega_0/\Omega$). Для нахождения Ω формировалась узкая лучевая трубка, которая прослеживалась от исходной точки до $10 R_0$. Алгоритм учета влияния токов ТИ на рефракцию описан ниже.

Искажение диаграмм направленности L -излучения. Рассмотрим возможное искажение ДН ДКМ-излучения Юпитера на примере мощной L -бури, зарегистрированной 18.04.82 г. с помощью УТР-2 (рис. 1) по методике [5]. Резкие границы бури, заметно дрейфующие с частотой, свидетельствуют о четкой и узкой ДН излучения. Во время наблюдений L -бури орбитальная долгота Ио $\Phi_{\text{Ио}}$, отсчитываемая от точки верхнего геоцентрического соединения в сторону движения спутника, изменялась от 241.9 до 254.6° . Вне этого сектора L -излучение отсутствовало. Очевидно, в данном случае регистрировалось зависящее от Ио излучение, которое, как известно [3], наблюдается только в узких секторах $220^\circ \leq \Phi_{\text{Ио}} \leq 260^\circ$ и $65^\circ \leq \Phi_{\text{Ио}} \leq 115^\circ$. Кроме того, эта буря регистрировалась при долготах центрального меридиана $30.3^\circ <$

$\angle \lambda_{III} < 85.3^\circ$ (в системе вращения планеты III 1965.0). Но в данном секторе на частотах выше 16 МГц не зависящее от Ио излучение практически отсутствует [3]. Согласно общепринятой точке зрения [6, 10], ДКМ-излучение Юпитера испускается вдоль конической поверхности, обращенной вершиной к планете. Осью симметрии такого конуса считается вектор магнитного поля в области генерации, направленный от планеты на северной ветви ТИ и к планете — на южной ветви. Соответственно, угол ψ между конечным направлением распространения

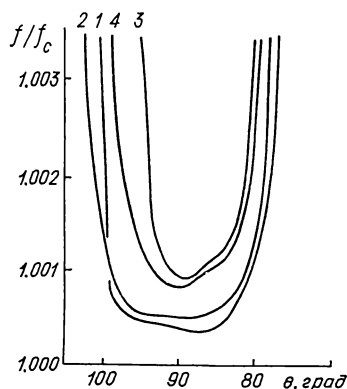
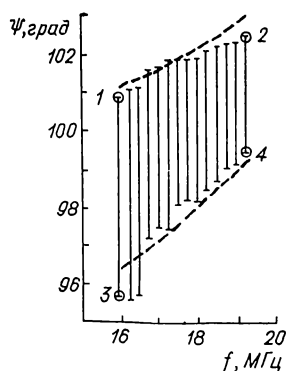


Рис. 1. Распределение L -излучения бури 18.04.82 г. на плоскости ψ , f . Сплошные линии соответствуют отдельным частотным каналам, штриховые — модельные границы бури

Рис. 2. Зависимости f/f_c от θ для точек L -бури 18.04.82 г., отмеченных на рис. 1 кружками с соответствующими цифрами. Каждая кривая — это множество комбинаций значений f/f_c и θ , для которых модельное значение ψ равно экспериментальному

L -излучения к Земле и вектором магнитного поля в области генерации на севере является острым, а на юге — тупым. Вычисления показали, что наблюдения бури согласуются с описанной геометрией ДН только в случае генерации ее на южной ветви ТИ. Действительно, излучение наблюдалось при $94.62^\circ \leq \psi \leq 104.23^\circ$ (северный вариант) и $95.65^\circ \leq \psi \leq 102.46^\circ$ (южный вариант). Более того, попытки моделирования ДН с $\psi > 90^\circ$ на северной ветви ТИ при разумных значениях параметра f/f_c (не более 1.1 [12]) успехом не увенчались. Рефракция искажала исходную ДН с любым начальным значением угла θ так, что всегда $\psi < 90^\circ$. Таким образом, L -буря, наблюдавшаяся 18.04.82 г., генерировалась на южной ветви ТИ.

В случае южного варианта, учет влияния рефракции позволяет легко моделировать наблюдаемые границы L -бури. Например, для среднего значения λ_{IO} бури (350°) при $93^\circ < \theta < 99^\circ$ на всех частотах и $f/f_c = 1.001$ вычисленные по программе TRACK границы оказываются близкими к экспериментальным (рис. 1). Вообще говоря, существует множество комбинаций значений θ и f/f_c , приводящих к согласию модельных и наблюдаемых границ бури (рис. 2). Но в любом случае должно быть: $f/f_c > 1.00036$.

Если механизм генерации L -излучения — циклотронная мазерная неустойчивость, как предполагается во многих работах [7, 10—12], то, как следует из рис. 2, можно наложить более жесткие ограничения на значения параметра f/f_c и оценить скорость излучающих электронов. Действительно, при генерации должно соблюдаться условие резонанса излучающего электрона с электромагнитной волной, определяемое релятивистским эффектом Доплера:

$$f/f_c = \sqrt{1 - (v/c)^2} / [1 - (v_{\parallel}/v_p) \cos \theta], \quad (1)$$

где v_p — фазовая скорость волны; v — скорость электрона; $v_{\parallel}$ — составляющая скорости электрона, параллельная магнитному полю. Для

грубых оценок примем $v_p \approx c$ (в нашем случае $0.98 \leq c/v_p \leq 1$) и $v \approx v_{||}$. Тогда уравнение (1) определяет резонансные зависимости f/f_c от θ . При определенных значениях v/c эти резонансные кривые пересекают область возможной локализации L -излучения (рис. 2), расположенную между кривой 3 с одной стороны и кривыми 2, 1 — с другой.

Пусть электроны летят от Юпитера. Анализ показал, что в данной ситуации циклотронное мазерное усиление излучения в точке 3 L -бури (рис. 1) возможно лишь при $0.04 \leq |v/c| \leq 0.1$. В противном случае не

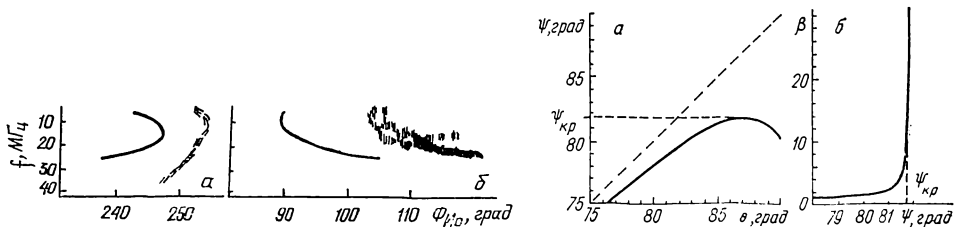


Рис. 3. Модельные (сплошные кривые) и наблюдаемые по данным АМС «Вояджер-2» (штриховка) арочные структуры в динамическом спектре ДКМ-излучения Юпитера для 07.07.79 (а) и 08.07.79 г. (б)

Рис. 4. Формирование рефракцией узконаправленной ДН декаметрового излучения Юпитера (стандартный набор параметров, северное излучение, $\Phi_{i0} \approx 90^\circ$). Диагональ соответствует отсутствию рефракции

выполняется условие резонанса (1). Для других точек бури (и, соответственно, для других кривых рис. 2) диапазон резонансных скоростей шире ($0.005 \leq |v/c| \leq 0.37$). Но оценка для кривой 3 оказывается близкой к среднему геометрическому значению резонансных скоростей.

Для электронов, летящих к планете, мазерное усиление возможно при $0.0043 \leq |v/c| \leq 0.43$. Тем не менее, случай восходящего от Юпитера потока электронов представляется физически более предпочтительным. Такие электроны, в отличие от нисходящих к планете, должны иметь более четко выраженную анизотропию функции распределения типа конуса потерь, еще почти не размытую диффузией электронов по pitch-углам. Поэтому в восходящем электронном потоке следует ожидать повышенный инкремент неустойчивости и, как следствие, более мощное ДКМ-излучение.

Поэтому в качестве характерной скорости излучающих электронов можно принять $|v/c| \approx 0.07$, что соответствует средней резонансной скорости в случае кривой 3 (рис. 2). Эта оценка близка к среднему геометрическому допустимых значений резонансных скоростей восходящих электронов и согласуется с оценками других авторов ($v/c = 0.1$ [11, 12]).

Из (1) следует, что $f/f_c \leq 1/\sin \psi$. Учитывая, что максимальное значение $\psi = 102.46^\circ$ реализуется в точке 2 бури (рис. 1), получаем $f/f_c \leq 1.024$. С другой стороны, из рис. 2 следует, что $f/f_c \geq 1.00036$. Пределы будут более жесткими, если $f/f_c = \text{const}$. Тогда, исходя из минимальных значений $\psi = 95.65^\circ$ и f/f_c на кривой 3 (рис. 2), получаем: $1.00093 \leq f/f_c \leq 1.0049$.

Рефракция позволяет дать простую интерпретацию хорошо известным арочным структурам в динамическом спектре L -излучения Юпитера [9, 12]. Для иллюстрации на рис. 3 показаны наблюдаемые арки зависящего от Φ_0 северного L -излучения и модельные структуры, вычисленные при $\theta = 87.1^\circ$ и $f/f_c = 1.00109$. Эти значения параметров удовлетворяют условию резонанса (1) при $v/c = 0.07$, $v_p \approx c$, $v \approx v_{||0}$ и вместе с $D_E = -2^\circ$ (типичное значение во время наблюдений на УТР-2) и $\lambda_{i0} = 210^\circ$ (средняя долгота генерации L -излучения) образуют стандартный набор, широко используемый в дальнейшем. Даже при $\theta \equiv \text{const}$ показатель преломления среды в окрестностях зоны генерации и соответственно ψ по мере понижения f сначала увеличиваются, а за-

тем уменьшаются. Это и формирует арки, похожие на наблюдаемые. Из-за флуктуаций значений n_e в реальной магнитосфере планеты, можно говорить лишь о качественном сходстве структур. Смещение модельных арок от экспериментальных вдоль оси $\Phi_{Ю}$, по-видимому, объясняется отличием принятого значения $D_E = -2^\circ$ от неопубликованных истинных склонений для АМС «Вояджер-2».

На частотах $f \lesssim 10$ МГц по мере уменьшения f показатель преломления плазмы близ области генерации уменьшается и на определенной частоте формально стремится к нулю. Прием на Земле быстрой необыкновенной моды на более низких частотах невозможен. Поэтому при $f/f_c = 1.00109$ и $\theta = 87.1^\circ$ низкочастотная граница радиоизлучения ТИ, согласно модели ПМ2, должна располагаться около 0.27 МГц. Действительно, низкочастотное продолжение ДКМ-излучения Юпитера обрывается на частотах 0.2 [9] — 0.4 МГц [3].

Необходимо отметить, что рефракция L -излучения в мультипольном магнитном поле приводит к нарушению исходной симметрии ДН. Так, на частоте 25 МГц при $\Phi_{Ю} \approx 90^\circ$ угол $\psi = 73.59^\circ$, а при $\Phi_{Ю} \approx 240^\circ$ угол $\psi = 76.99^\circ$.

Кроме того, рефракция способна трансформировать даже изотропную ДН в узконаправленную диаграмму, сходную с наблюдаемой ДН L -излучения. На рис. 4, а видно, что при разных исходных значениях θ ДКМ-излучение может быть принято только с направлений $\psi \leq \psi_{кр} = 81.68^\circ$. Лучи, направленные в сторону планеты, отражаются в близкой окрестности области генерации и выходят к Земле под углами $\psi < \psi_{кр}$. При $\psi \approx \psi_{кр}$ ($d\psi/d\theta \approx 0$) формируется простая каустика, и на Земле должна регистрироваться повышенная плотность потока ДКМ-излучения. Результаты вычислений β с помощью программы TRACK* приведены на рис. 4, б. Приближение геометрической оптики формально предсказывает бесконечно большие значения β в области каустики (лучевая трубка «схлопывается» по одному из направлений, и $\Omega \rightarrow 0$). Это справедливо лишь в пределе бесконечно малой длины волны излучения λ по сравнению с характерным масштабом. В реальной ситуации минимальная ширина лепестка ДН составляет около λ/a (a — линейный размер области генерации излучения). Поэтому для $\lambda = 20$ м линия каустической фокусировки на небесной сфере расплывается в полосу шириной около 0.06° , если $a = 20$ км. В результате кривая на рис. 4, б сглаживается путем свертки зависимости $\beta(\psi)$ с некоторой функцией-окном шириной $\Delta\psi \sim \lambda/a$. Так как структура области генерации L -излучения неизвестна, в первом приближении примем, что сглаживающая функция имеет прямоугольную форму и ширину λ/a . Тогда максимальное значение коэффициента фокусировки $\beta_{\max}$ можно грубо оценить путем усреднения β , вычисленного при $\lambda/a \rightarrow 0$, на интервале $\psi_{кр} \geq \psi \geq \psi_{кр} - 0.06^\circ$. В этом приближении получено $\beta_{\max} \approx 12$. Но каждому значению ψ может соответствовать два луча: прямой луч с $\theta < \theta_{кр}$ и отраженный луч с $\theta > \theta_{кр}$ ($\theta_{кр}$ — исходный угол между волновым вектором и магнитным полем в области генерации, соответствующий $\psi_{кр}$). В окрестности каустики значения β , вычисленные отдельно для прямого и отраженного лучей, оказались практически одинаковыми. Следовательно, плотность потока излучения за счет фокусировки может увеличиться примерно в 24 раза. Аналогичная ситуация отмечается и на противоположной стенке ДН.

Таким образом, формируется ДН, похожая на наблюдаемую. Действительно, даже при изотропном испускании L -излучения по всем направлениям в области генерации $\beta = 0$ снаружи конечной ДН (т. е. со стороны Юпитера), $2\beta \approx 2$ внутри ДН, $2\beta \approx 24$ в узком секторе фокусировки. Контрастность ДН может повышаться из-за генерации излучения преимущественно в квазипоперечном (к магнитному полю) направлении [7, 10—12]. Важным отличием модельной ДН от реальной является узость (около 0.1°) интервала углов ψ , где осуществляется

эффективная фокусировка L -излучения. Ведь повышенная пиковая плотность потока излучения наблюдается на значительно больших интервалах ψ (около 10°) [14]. Но расширить стенку ДН могут быстрые флуктуации параметров f/f_c и n_e в области генерации, приводящие к изменениям $\psi_{кр}$ в пределах 10° за время порядка нескольких минут. Вычисления показали, что увеличение n_e в три раза по сравнению с ПМ2 приводит к уменьшению $\psi_{кр}$ на 4.83° ($\Phi_{Ио} \approx 90^\circ$). Уменьшение f/f_c от 1.00109 до 1.0003 уменьшает $\psi_{кр}$ на 6.43° . Асимметрия магнитного поля приводит к различию значений $\psi_{кр}$, вычисленных для двух

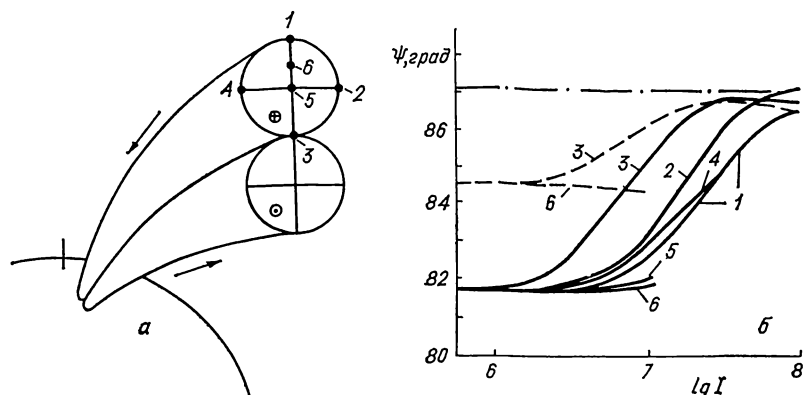


Рис. 5. Моделирование влияния токов магнитной трубки Ио на рефракцию L -излучения: a — идеализированная структура токовой системы (точки 1, 2, 3, 4, 5, 6 отмечают рассмотренные положения области генерации излучения); b — зависимости ψ от силы тока (нумерация кривых соответствует областям генерации на рис. 5, a ; сплошные линии вычислены при $\Phi_{Ио} \approx 90^\circ$, штриховые — при $\Phi_{Ио} \approx 240^\circ$; стандартный набор параметров; северная ветвь ТИ). Штрих-пунктирная линия соответствует отсутствию рефракции

стенок ДН. Так, при стандартном наборе параметров $f=15$ МГц и $\Phi_{Ио} \approx 90^\circ$ было найдено $\psi_{кр}=81.68^\circ$, а при $\Phi_{Ио} \approx 240^\circ$ оказалось, что $\psi_{кр}=86.46^\circ$. При $f=25$ МГц и $\Phi_{Ио} \approx 90^\circ$ было получено $\psi_{кр}=78.86^\circ$. Этот результат согласуется с хорошо известным свойством реальной ДН уменьшать свой угол раствора при увеличении частоты, если $f > 15$ МГц [12].

Фактор фокусировки, вообще говоря, зависит от f , что может привести к искажению частотных спектров радиоизлучения Юпитера. Например, при $\theta=87.1^\circ$ на всех частотах для источника Ио-В ($\Phi_{Ио} \approx 90^\circ$) и стандартного набора параметров получено $\beta=22.2$, 26.5 и 7.3 для $f=10$, 15 и 20 Гц соответственно. Эти значения вычислены без учета дифракции, которая, как показано выше, при $\lambda/a=10^{-3}$ ограничивает фактор фокусировки величиной $\beta \approx 12$. Поэтому приведенные значения справедливы в случае $\lambda/a \ll 10^{-3}$. Так как размеры и геометрия области генерации неизвестны, точно учесть влияние дифракции на β невозможно.

В случае источника Ио-А (параметры те же, но $\Phi_{Ио} \approx 240^\circ$) для $f=10$, 15, 25 МГц получено $\beta=1.7$, 1.6 и 2.3 соответственно. Следовательно, при $\lambda/a \ll 10^{-3}$ рефракция может существенно нарушить исходную симметрию плотности потока L -излучения в ДН. Это обстоятельство могло бы объяснить известный наблюдательный факт, заключающийся в том, что средняя пиковая плотность потока в источнике Ио-В значительно больше, чем в Ио-А [3, 14], хотя эти источники отождествляются с двумя стенками единой ДН. Аналогично для объяснения четырехкратного превышения средней пиковой плотности потока (на 10-минутном интервале) в не-Ио-А над плотностью в не-Ио-В, как следует из наблюдений на УТР-2 при $f=15$ МГц [5], достаточно в стандартном наборе параметров уменьшить f/f_c до 1.0002. Тогда $\beta=$

$=4.4$ для источника не-Ио-В, и $\beta=13.7$ для не-Ио-А. При этом считалось, что область генерации не зависящего от Ио излучения лежит в северном полушарии на тех же магнитных силовых линиях, что и в случае зависящего от Ио L -излучения. В рамках данной модели источник не-Ио-А должен наблюдаться при $\lambda_{\text{III}}=268^\circ$, а источник не-Ио-В виден с Земли при $\lambda_{\text{III}}=135^\circ$. Указанные долготы не противоречат экспериментальным данным ($195^\circ < \lambda_{\text{III}} < 285^\circ$ для не-Ио-А; $95^\circ < \lambda_{\text{III}} < 195^\circ$ для не-Ио-В [3]).

Влияние токов, текущих в магнитной трубке Ио, на диаграмму направленности. До сих пор в исследованиях рефракции ДКМ-излучения Юпитера игнорировалось магнитное поле токов ТИ. Точно учесть это обстоятельство нельзя, так как неизвестны параметры и конфигурации токов. Тем не менее, полезно рассмотреть возможные последствия включения в обсуждаемую модель идеализированной токовой системы.

Известно [7], что благодаря униполярной индукции вращающееся планетарное магнитное поле наводит э. д. с. в ионосфере Ио и порождает два антипараллельных тока, текущих между Ио и Юпитером вдоль магнитных силовых линий (рис. 5, а). Для простоты будем считать, что сечение каждого тока плоскостью, перпендикулярной к планетарному магнитному полю, является кругом, в пределах которого плотность тока постоянна. Расстояние между осями токов принято равным 100 км, что примерно соответствует диаметру ТИ в области генерации ДКМ-излучения. Как показали вычисления, основное рефракционное искажение ДН отмечается при удалении от области генерации на расстояние ($d \lesssim 100$ км), много меньшее, чем характерный радиус кривизны ТИ (порядка 10^5 км). Поэтому дополнительное магнитное поле можно вычислять так же, как для двух прямых бесконечно длинных токов, параллельных вектору магнитного поля Юпитера в области генерации. Слабым магнитным полем, вызванным движением заряженных частиц по ларморовским спиралям, можно пренебречь. Действительно, на единице длины токового цилиндра поперек планетарного магнитного поля течет ток

$$I_B \sim en_e v_\perp r_H, \quad (2)$$

где e , $v_\perp$ и r_H — соответственно заряд, поперечная составляющая скорости (относительно планетарного магнитного поля) и ларморовский радиус траектории электрона. Такой ток создает внутри бесконечного цилиндра однородное магнитное поле $B=4\pi I_B/c$. В случае правдоподобного набора параметров ($n_e \leq 10^3$ см $^{-3}$; $v_\perp \leq 0.1$ с; $r_H \leq 20$ см) имеем $B \lesssim 10^{-9}$ Тл. Это по меньшей мере в тысячи раз меньше ожидаемой величины магнитного поля токов ТИ (при силе каждого тока $I \geq 2.8 \cdot 10^6$ А [6, 8]).

Зависимости углов ψ от I были вычислены для северной ветви ТИ, $f=15$ МГц и стандартного набора остальных параметров задачи (рис. 5, б). Как и следовало ожидать, результат расчетов существенно зависит от начальной точки траектории луча. Но, как правило, чем сильнее ток, тем меньше рефракция излучения. Исключение составляет лишь луч с начальной точкой 6, где магнитные поля двух антипараллельных токов взаимно компенсируются, и кривые 3 при $I > 3 \cdot 10^7$ А. Ослабление рефракции происходит благодаря тому, что градиент показателя преломления фоновой плазмы стремиться стать квазипараллельным лучу в окрестностях ТИ. Конечно, и при больших I рефракция может быть значительной. Но это возможно лишь при значениях параметра f/f_c , более близких к единице, чем было принято. Из рис. 5, б следует, что влияние токов ТИ на ψ мало при $I \leq 2.8 \cdot 10^6$ А, измеренного магнитометром АМС «Вояджер-1» [8]. Учет влияния токов сдвигает кривые на рис. 2 в сторону меньших значений f/f_c , что должно привести к расширению интервала возможных значений v/c излучающих электронов. Но модельные вычисления показали, что при $I=2.8 \times$

$\times 10^6$ А кривые 1 и 3 изменяются пренебрежимо мало. Поэтому для силы тока в ТИ, измеренной АМС «Вояджер-1», справедлива полученная выше оценка характерных скоростей электронов, излучающих в режиме циклотронного мазера. Из рис. 5, 6 следует также, что флуктуации I от $2.8 \cdot 10^6$ до 10^7 А приводят к значительным вариациям ДН. Кроме того, изменяются и $\psi_{\text{кр}}$. Например, при увеличении силы тока от $2.8 \cdot 10^6$ до 10^7 А $\psi_{\text{кр}}$ увеличивается от 81.6 до 85.8° .

Выводы. Модельные вычисления демонстрируют, что при реалистических значениях параметров рефракция способна объяснить многие свойства L -излучения:

1. Рефракция позволяет легко моделировать наблюдаемую зависимость ДН L -бури 19.04.82 г. от частоты, а также наложить ограничения на параметры f/f_c и v/c .

2. Диаграмма направленности L -излучения, сходная с наблюдаемой, может быть сформирована рефракцией даже из первоначально изотропной ДН.

3. Даже если $f/f_c \equiv \text{const}$ и $\theta \equiv \text{const}$ вдоль ТИ, показатель преломления фоновой плазмы в области генерации минимален при $f = 10 \div 15$ МГц. Соответственно по мере уменьшения частоты угол раствора кснусной ДН сначала увеличивается, а начиная с $f \approx 10 \div 15$ МГц, уменьшается. Это приводит к появлению в динамическом спектре ДКМ-излучения характерных арочных структур, хорошо известных из наблюдений.

4. Несимметричность рефракции излучения двух стенок ДН в мультипольном магнитном поле планеты способна объяснить различия средней пиковой плотности потока L -излучения в источниках Ио-А и Ио-В, а также не-Ио-А и не-Ио-В.

5. Наблюдаемые частотные спектры пиковых значений плотности потока L -излучения могут отличаться от истинных из-за рефракционной фокусировки излучения.

6. Изменения параметров n_e , $f/f_c - 1$ и I в несколько раз могут привести к заметным изменениям ДН излучения.

7. В рассмотренных примерах токи, текущие вдоль ТИ, слабо влияют на ДН, если сила тока в контуре Ио — ТИ — Юпитер не превышает значения $2.8 \cdot 10^6$ А, измеренного АМС «Вояджер-1».

8. В рамках использованной плазменной модели при $f/f_c = 1.001$ (в ближайших окрестностях области генерации) быстрая необыкновенная волна не может распространяться на частотах ниже 0.27 МГц. Эта оценка близка к наблюдаемой границе (0.2—0.4 МГц) гектометрового излучения, являющегося низкочастотным продолжением ДКМ-излучения Юпитера.

Таким образом, показано, что рефракция может играть не последнюю роль в формировании наблюдаемой диаграммы направленности ДКМ-излучения Юпитера. Продемонстрирована также приемлемость плазменной модели ПМ2 для моделирования ДН не только S -, но и L -излучения.

1. Акуна М. Х., Несс Н. Ф. Результаты, полученные с помощью феррозондового магнитометра на борту КА «Пионер-11» // Юпитер.— М.: Мир, 1979.— Т. 3.— С. 248—266.
2. Архипов А. В. Рефракция декаметрового радиоизлучения Юпитера. I. Искажение диаграммы направленности S -компоненты // Кинематика и физика небес. тел.— 1989.— 5, № 5.— С. 68—74.
3. Карр Т. Д., Деш М. Д. Новейшие наблюдения Юпитера в декаметровой и гектометровой областях // Юпитер.— М.: Мир, 1979.— Т. 3.— С. 91—144.
4. Кравцов Ю. А., Орлов Ю. И. Геометрическая оптика неоднородных сред.— М.: Наука, 1980.— 304 с.
5. Рябов Б. П., Архипов А. В., Шевченко В. А. Декаметровое радиоизлучение Юпитера. I. Морфология S -бурь // Астрон. вестн.— 1985.— 19, № 4.— С. 296—318.
6. Рябов Б. П., Герасимова Н. Н. Декаметровое спорадическое радиоизлучение Юпитера.— Киев: Наук. думка, 1990.— 240 с.

7. Смит Р. А. Модели декаметрового излучения Юпитера // Юпитер.— М.: Мир, 1978.— Т. 1.— С. 433—485.
8. Acuna M. H., Neubauer F. M., Ness N. F. Standing Alfvén wave current system at Io: Voyager 1 observations // J. Geophys. Res.— 1981.— 86, N A10.— P. 8513—8521.
9. Carr T. D., Desch M. D., Alexander J. K. Phenomenology of magnetospheric radio emissions // Physics of the Jovian magnetosphere / Ed. by A. J. Dessler.— Cambridge: Cambridge Univ. press, 1983.— P. 230.
10. Goldstein M. L., Goertz C. K. Theories of radio emissions and plasma waves // Ibid.— P. 317—352.
11. Hewitt R. G., Melrose D. B., Rönmark K. G. A cyclotron theory for the beaming pattern of Jupiter's decametric radio emission // Proc. Astron. Soc. Austral.— 1981.— 4, N 2.— P. 221—2226.
12. Menietti J. D., Green J. L., Gulkis S., Six N. F. Jovian decametric arcs: an estimate of the required wave normal angles from three-dimensional ray tracing // J. Geophys. Res.— 1984.— 89, N A10.— P. 9089—9094.
13. Menietti J. D., Green J. L., Six N. F., Gulkis S. Ray tracing of Jovian decametric radiation from southern and northern hemisphere sources: comparison with Voyager observations // Ibid.— 1987.— 92, N 1.— P. 27—38.
14. Miller H. R., Smith A. G. Flux-density maps of Jupiter's decametric radio sources // Astrophys. J.— 1973.— 186, N 2.— P. 687—694.
15. Sentman D. D., Goertz C. K. Whistler mode noise in Jupiter's inner magnetosphere // J. Geophys. Res.— 1978.— 83, N A7.— P. 3151—3165.

Радиоастрон. ин-т АН УССР,
Харьков

Поступила в редакцию
06.02.91

РЕФЕРАТ ПРЕПРИНТА

УДК 524.7

ЭВОЛЮЦИЯ СОДЕРЖАНИЯ АЗОТА И КИСЛОРОДА В КАРЛИКОВЫХ НЕПРАВИЛЬНЫХ ГАЛАКТИКАХ / Пилюгин Л. С.

(Препринт / АН УССР. Ин-т теорет. физики; ИТФ-91-47Е)

В рамках модели «closed box» химической эволюции галактик рассмотрена эволюция содержаний азота и кислорода в карликовых неправильных галактиках. Используемая в работе база данных представляет собой компиляцию большого числа опубликованных определений содержаний азота, кислорода и неона в областях Н II спиральных, неправильных и голубых компактных карликовых галактик. Подтверждена тесная корреляция содержаний кислорода и неона в областях Н II галактик всех типов. Показано, что наблюдаемые содержания азота и кислорода в областях Н II карликовых неправильных галактик объясняются довольно просто, если основная масса азота имеет первичное происхождение и гигантские области Н II являются самообогащающимися.

УДК 523.44

Г. П. Чернова, Д. Ф. Лупишко, В. Г. Шевченко, Н. Н. Киселев, Р. Сальес

Фотометрия и поляриметрия астероида 47 Аглая

В сентябре — ноябре 1989 г. в течение 33 ночей проведены наблюдения кривых блеска и фазовых зависимостей блеска, цвета и поляризации астероида С-типа 47 Аглая. Полученная фазовая зависимость блеска в области фазовых углов $\alpha=0.1\div 12.9^\circ$ свидетельствует об отсутствии у астероида 47 резкого оппозиционного увеличения яркости в области $\alpha=0\div 2^\circ$, ранее обнаруженного у высокоальбедных астероидов Е-типа. Указано на различие механизмов формирования оппозиционного хода яркости у высоко- и низкоальбедных астероидов и возможную причину этого. Впервые проведена поляриметрия астероида 47 Аглая и получены параметры кривой поляризации. Уточнено значение периода вращения $P=13.178\pm 0.005$ час, оценены альbedo $p_V=0.073$ и диаметр $D=122.0$ км.

PHOTOMETRY AND POLARIMETRY OF ASTEROID 47 AGLAJA, by Chernova G. P., Lupishko D. F., Shevchenko V. G., Kiselev N. N., Saljes R.— Light-curves and phase dependences of magnitude, colour and polarization of C-type asteroid 47 Aglaja were observed for 33 nights in September — November 1989. The magnitude — phase dependence obtained for phase angles $\alpha=0.1\div 12.9^\circ$ shows the lack of sharp opposition increase of Aglaja brightness at $\alpha=0\div 2^\circ$ found for high-albedo E-type asteroids. The difference of opposition effect mechanisms for low and high albedo asteroids and probable reason of the difference is indicated. The polarimetry of Aglaja was carried out for the first time and parameters of polarization phase curve were obtained. The improved value of the rotation period ($P=13.178\pm 0.005$ hr), estimations of albedo ($p_V=0.073$) and diameter ($D=122.0$ km) are given.

Введение. Астероид главного пояса 47 Аглая был открыт еще в середине прошлого века. Согласно имеющимся данным это объект С-типа с альbedo 0.072 и диаметром 133 ± 8 км [11]. Фотоэлектрические наблюдения астероида были проведены в 1977—1980 гг. и в 1984 г. (см. [13]). В 1978 г. была получена первая кривая блеска астероида 47 [7] (амплитуда изменения блеска 0.17^m), которая охватывала два максимума, разделенных интервалом времени 6—7 ч, что соответствовало значению периода вращения астероида сколо 13 ч. Авторы [13], обработав фотометрические наблюдения 1979 г. [6, 9], получили значение периода вращения 13.19 ± 0.02 ч при амплитуде изменения блеска $\Delta m=0.02\text{—}0.03^m$. Столь малое значение амплитуды указывало на то, что астероид в это время наблюдался со стороны полюса (близполярный аспект). На основании этого предположения оценены [13] координаты полюса астероида $\lambda_0=333^\circ$ и $\beta_0=-3^\circ$ с точностью $\pm 20^\circ$.

В сентябре 1984 г. в США были проведены наблюдения покрытия звезды SAO 146 599 астероидом 47 Аглая и параллельно — его фотометрические наблюдения [13]. В результате было получено, что проекция фигуры астероида на картинную плоскость хорошо описывается окружностью диаметром 136.4 ± 1.2 км, что вместе с фотометрическими

данными дает альбедо $p_V = 0.071 \pm 0.002$. Эти значения хорошо согласуются с радиометрическими данными ИСЗ IRAS [11], приведенными выше. Было уточнено также значение периода вращения $P = 13.21 \pm \pm 0.01$ ч, и по данным 1979 и 1984 гг. построена фазовая кривая блеска в диапазоне углов фаз $\alpha = 2 \div 19^\circ$, которая не учитывала аспектных различий этих двух противостояний (долгота астероида различалась примерно на 20°).

В последнее время снова возрос интерес к изучению фазовых зависимостей блеска астероидов, особенно в области оппозиционного эффекта ($\alpha \lesssim 7^\circ$). Этому в значительной мере способствовала работа [10], в которой обнаружено необычно большое увеличение блеска высокоальбедных астероидов Е-типа 44 Низа и 64 Ангелина вблизи оппозиции ($\alpha < 2^\circ$). Фактически наблюдения относились к трем разным поверхностям: астероид 44 наблюдался при одном аспекте (1986 г.), а астероид 64 — при обоих околополярных аспектах ($\lambda = 313^\circ$, $\beta = -17^\circ$ в 1981 г. и $\lambda = 123^\circ$, $\beta = 20^\circ$ в 1988 г.). Все эти фотометрические данные показали, во-первых, удивительное сходство фазовых зависимостей блеска во всем диапазоне наблюдаемых углов фаз $\alpha = 0.1 \div 22.5^\circ$, а во-вторых, резкое увеличение блеска (примерно на 0.3^m) в диапазоне $\alpha = 0 \div 2^\circ$, которое авторы называли «спайк-эффект» [10].

Наблюдения астероидов при предельно малых углах фазы очень ценны для изучения оппозиционного эффекта, однако возможность таких наблюдений случается довольно редко и именно тогда, когда астероид в момент оппозиции находится в одном из узлов своей орбиты. Для астероидов редкого Е-типа, у которых альбедо $p_V = 0.4 \div 0.5$, такие наблюдения проведены. Однако для понимания механизма возникновения спайк-эффекта крайне желательны наблюдения астероидов других типов, в том числе и низкоальбедных. Возможность таких наблюдений появилась в 1989 г., когда минимальный угол фазы астероида 47 Аглая составлял 0.1° согласно подробной эфемериде, присланной нам А. Харрисом (США). Основная цель настоящей работы — получение фазовой зависимости блеска и цвета низкоальбедного С-астероида 47 Аглая в первую очередь в области предельно малых значений фазового угла.

Наблюдения астероида 47 Аглая в стандартной системе *UBVR* проведены в сентябре — ноябре 1989 г. в течение 33 ночей на 1-м телескопе обсерватории Института астрофизики АН ТаджССР на г. Санглок (ИА), 70-см рефлекторе Астрономической обсерватории Харьковского университета (АО ХГУ) и 60-см рефлекторе Боливийско-Советской обсерватории близ г. Тариха, Боливия (БСО).

В табл. 1 представлены аспектные данные наблюдений: средний момент наблюдений в данную ночь, эклиптические координаты астероида на эпоху 1950.0, гео- и гелиоцентрические расстояния астероида Δ и r и фазовый угол α . Наблюдения проводились дифференциальным методом; звезды сравнения находились на расстояниях не более $30'$ от астероида. В табл. 2 приведены величины *UBVR* звезд сравнения, полученные путем их привязки к фотометрическим стандартам 271, 273 (SA 115) [12] (звезды сравнения 1—7) и к стандарту 20463 [4] (звезды 8—12).

Кривые блеска, период вращения. Изменение блеска астероида 47 Аглая при вращении его вокруг своей оси необходимо знать как при построении фазовой зависимости, так и для уточнения периода вращения, а в дальнейшем — для определения формы, ориентации оси вращения и др. Однако, несмотря на обширный наблюдательный материал, эта задача оказалась непростой из-за малой амплитуды кривых блеска.

Уточнение периода вращения и построение составной кривой блеска по всем наблюдениям проводились путем перебора всех ожидаемых значений периода с шагом 0.0001^d и оценки среднего квадратичного

разброса точек относительно среднего хода составной кривой блеска. На рис. 1 представлена полученная составная кривая блеска астероида 47 Аглая в 1989 г., соответствующая минимуму разброса наблюдаемых данных. Амплитуда ее составляет $\Delta m = 0.06 \div 0.07^m$, а период вращения $P = 13.178 \pm 0.005$ ч. Вариации показателя цвета $B-V$ с вращением астероида не превышают ошибок измерений ($0.010-0.015^m$).

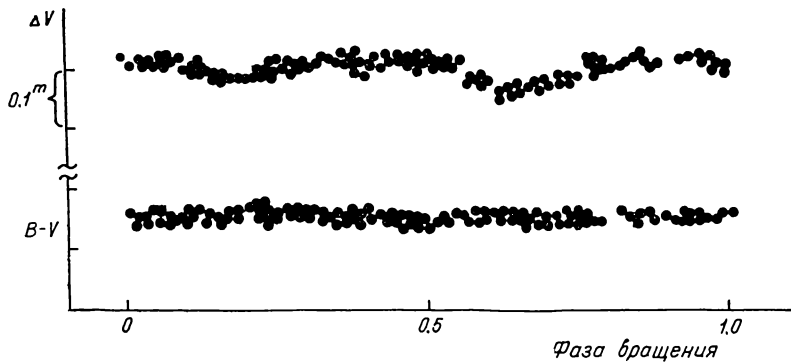


Рис. 1. Составные кривые блеска и цвета астероида 47 Аглая. Нулевая фаза вращения соответствует J.D. = 2 447 783.2149 (13.09.89 г.)

На рис. 2 показана зависимость амплитуды кривых блеска астероида 47 Аглая от его эклиптической долготы по всем имеющимся наблюдениям. Минимум функции $\Delta m(\lambda)$ на этом графике соответствует эклиптической долготе полюса вращения астероида. Таким образом, на

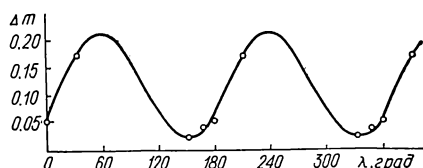
Таблица 1. Аспектные данные наблюдений и результаты фотометрии астероида 47 Аглая

Дата, 1989 г. UT		$\lambda_{\text{экл}}$ град	$\beta_{\text{экл}}$ град	r , а. е.	Δ , а. е.	α , град	$V(1, \alpha)$	$U-B$	$B-V$	$V-R$	Звезда сравнения	Обсерва- тория
Сент.	5.870	5.05	-0.89	2.571	1.610	8.57	8.555	0.27	0.67	0.52	12	ИА
	6.856	4.17	-0.85	2.572	1.607	8.15	8.479	0.27	0.67	0.52	12	ИА
	7.770	4.71	-0.82	2.573	1.604	7.76	8.463	0.29	0.67	0.53	12	ИА
	8.838	4.51	-0.79	2.574	1.600	7.29	8.437	0.27	0.67	0.51	12	ИА
	9.792	4.33	-0.76	2.574	1.597	6.87	8.420	0.27	0.66	0.54	12	ИА
	10.773	4.14	-0.73	2.575	1.595	6.44	8.392	0.29	0.67	0.51	12	ИА
	11.777	3.94	-0.69	2.576	1.593	5.99	8.385	0.26	0.67	0.52	12	ИА
	12.784	3.74	-0.66	2.577	1.590	5.54	8.357	0.26	0.67	0.51	12	ИА
	13.785	3.54	-0.62	2.578	1.588	5.09	8.338	0.30	0.67	0.51	12	ИА
	17.805	2.70	-0.48	2.582	1.584	3.26	8.242	0.27	0.67	0.51	3,4	ИА
	19.801	2.27	-0.41	2.584	1.583	2.33	8.202	0.27	0.67	0.51	3,4	ИА
	20.885	2.04	-0.38	2.585	1.583	1.83	8.157	—	—	—	4	АО ХГУ
	21.910	1.82	-0.34	2.586	1.583	1.36	8.103	—	—	—	4	АО ХГУ
	22.858	1.55	-0.31	2.587	1.584	0.86	8.102	—	—	—	12	АО ХГУ
	23.799	1.50	-0.28	2.587	1.584	0.59	8.083	0.29	0.66	0.49	5	ИА
	23.838	1.40	-0.27	2.588	1.585	0.47	8.056	—	—	—	8	АО ХГУ
	24.800	1.19	-0.24	2.588	1.585	0.10	8.024	0.30	0.66	0.51	5	ИА
	24.958	1.15	-0.23	2.589	1.586	0.10	8.021	—	—	—	8	АО ХГУ
	25.754	0.98	-0.24	2.589	1.587	0.43	8.141	0.27	0.67	0.52	5	ИА
	27.773	0.54	-0.13	2.591	1.590	1.36	8.145	0.30	0.67	0.53	5	ИА
	30.832	359.89	-0.03	2.594	1.598	2.76	8.225	0.29	0.66	0.52	6,7	ИА
Окт.	1.832	359.68	0.00	2.595	1.601	3.21	8.271	0.31	0.66	0.52	6,7	ИА
	2.779	359.49	0.03	2.596	1.604	3.64	8.275	0.28	0.67	0.51	6,7	ИА
	3.803	359.28	0.04	2.597	1.606	4.10	8.318	0.28	0.67	0.52	6,7	ИА
	4.804	359.04	0.11	2.598	1.609	4.58	8.334	0.29	0.66	0.52	6,7	ИА
	6.932	358.66	0.17	2.600	1.620	5.49	8.315	—	—	—	9	АО ХГУ
	20.956	356.38	0.62	2.615	1.708	11.16	8.643	—	—	—	10	АО ХГУ
	24.792	355.96	0.73	2.619	1.740	12.52	8.629	—	—	—	11	АО ХГУ
	25.812	355.86	0.76	2.620	1.749	12.87	8.677	—	—	—	11	АО ХГУ

основании имеющихся данных можно оценить долготу полюса $\lambda_0 = 330^\circ$ с неопределенностью около 10° .

Фазовые зависимости блеска, цвета и поляризации. Наблюдения астероида 47 Аглая проведены в диапазоне фазовых углов от 12.9 до 0.10° с достаточно большой плотностью точек в области оппозиционного эффекта. Измеренные значения блеска, приведенные к единичным

Рис. 2. Зависимость амплитуды кривых блеска Δm от эклиптической долготы астероида 47 Аглая. Светлые кружки — симметричный перенос измерений на 180°



расстояниям от Земли и Солнца, а также соответствующие показатели цвета приведены в табл. 1. На рис. 3 представлены фазовые зависимости блеска $V(1, \alpha)$ и показателей цвета $U-B$ и $B-R$. Для сравнения приведена также фазовая зависимость блеска астероидов 44 и 64 согласно [10]. Как видно из рисунка, особенностями фазовой кривой астероида 47 являются: а) отсутствие резкого увеличения яркости в области $\alpha = 0 \div 2^\circ$ (спайк-эффекта); б) нелинейное увеличение яркости начинается при угле фазы $\alpha = 4^\circ$, а не, как обычно, при $\alpha \approx 7^\circ$; в) величина оппозиционного эффекта астероида 47 (превышение блеска в точке $\alpha = 0^\circ$ над экстраполяцией линейного хода) примерно в два раза меньше, чем для остальных астероидов с измеренным оппозиционным эффектом [2].

Поскольку параметры H и G [5] плохо описывают фазовые кривые в области оппозиционного эффекта [10], последние были аппроксимированы двумя функциями: квадратичной параболой в области эффекта оппозиции и линейной зависимостью вне этой области (рис. 3, сплошные линии). Значение блеска $V(1, \alpha) = 8.141$ при $\alpha = 0.43^\circ$ в вычислениях не использовалось, поскольку это измерение значительно отклоняется от остальных.

В результате аппроксимации для астероида 47 получено:

$$V(1, \alpha) = 8.023 + 0.082 \alpha - 0.0029 \alpha^2, \quad \alpha < 5^\circ;$$

$$V(1, \alpha) = 8.123 + 0.043 \alpha, \quad \alpha > 4^\circ.$$

Аналогично для астероидов 44 и 64:

$$V(1, \alpha) = 6.911 + 0.148 \alpha - 0.0147 \alpha^2, \quad \alpha < 7^\circ;$$

$$V(1, \alpha) = 7.143 + 0.021 \alpha, \quad \alpha > 5^\circ.$$

Таблица 2. Звездные величины и показатели цвета звезд сравнения

Номер звезды	$\alpha_{1950.0}$	$\beta_{1950.0}$	V	$U-B$	$B-V$	$V-R$
1	0h 17.40 ^m	0° 56.1'	8.632	0.198	0.842	0.726
2	0 17.20	0 55.0	11.634	0.016	0.565	0.527
3	0 7.80	0 31.0	10.071		0.457	
4	0 7.30	0 29.1	10.650		1.030	
5	0 5.60	0 25.1	10.525		1.030	
6	23 57.54	—0 22.0	10.716		0.693	
7	33 57.41	—0 22.0	10.368		1.316	
8	0 4.45	0 25.7	10.490			
9	23 54.90	—0 25.0	11.681			
10	23 45.70	—0 53.0	11.738			
11	23 43.60	—0 58.0	11.106			
12	0 6.70	0 23.0	11.381			

Наклон линейной части фазовой кривой астероида 47, описываемый фазовым коэффициентом $\beta_V = 0.043$ зв. вел./град, является типичным для С-астероидов, так же как $\beta_V = 0.021$ зв. вел./град — для высокоальбедных Е-астероидов 44 и 64.

Как видно из рисунка, квадратичная парабола тоже недостаточно хорошо аппроксимирует фазовую зависимость блеска вблизи противостояния (см. кривую для астероидов 44 и 64), хотя и несколько лучше, чем параметры H и G . Полином третьей или более высокой степени,

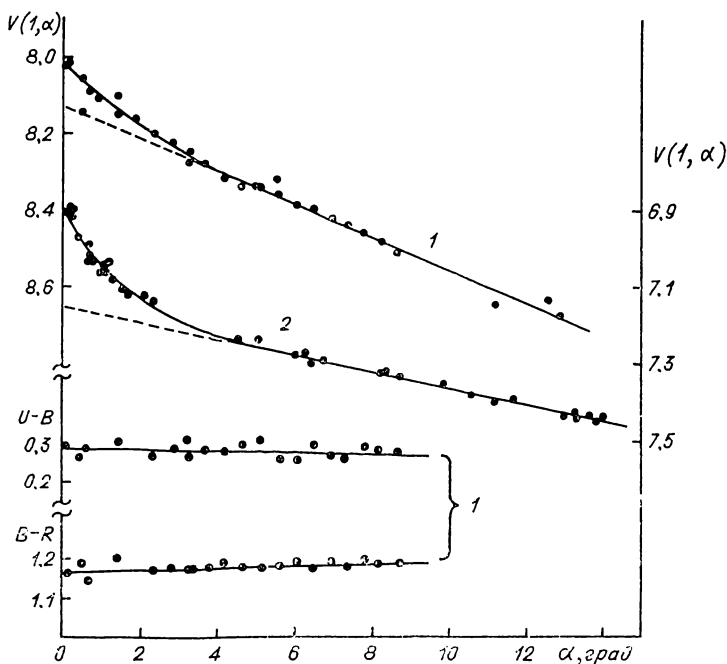


Рис. 3. Фазовые зависимости блеска и показателей цвета астероидов: 1 — 47 Аглая, 2 — 44 Низа и Ангелина [10] (шкала ординат — справа)

безусловно, дает лучшее приближение, однако соответствующим образом увеличивается число параметров, описывающих фазовую зависимость. Коэффициент при линейном члене полинома ($\beta_1 = 0.082$ для астероида 47 и $\beta_1 = 0.148$ для астероидов 44 и 64) характеризует градиент изменения блеска астероида в момент оппозиции ($\alpha = 0^\circ$) и является удобным для сравнения оппозиционного пика яркости астероидов. Так, согласно приведенным значениям β_1 градиент оппозиционного изменения блеска у высокоальбедных астероидов 44 и 64 выше, чем у астероида 47 в 1.8 раза (при более точной аппроксимации полиномом третьей степени это отношение составляет 2.4). Такие большие различия в значениях коэффициента β_1 и фазового коэффициента β_V и, следовательно, в фазовых зависимостях блеска астероида С-типа 47 и Е-астероидов 44 и 64, указывают прежде всего на большие различия в оптических свойствах их поверхностей. Для астероида 47 показатель цвета $U - B$ уменьшается, а $B - R$ увеличивается линейно с углом фазы вплоть до $\alpha = 0^\circ$ (рис. 3) в соответствии с выражениями:

$$U - B = 0.293 - 0.0023 \alpha,$$

$$B - R = 1.172 + 0.0025 \alpha.$$

В табл. 3 приведены результаты поляриметрии Аглаи в полосе V : дата, угол фазы α , степень поляризации P и позиционный угол плоскости поляризации θ в экваториальной системе координат, их средние квадратичные ошибки, позиционный угол плоскости рассеяния ψ и сте-

пень поляризации $P_r = P \cdot \cos 2\theta_r$, где θ_r — угол между измеренным положением плоскости поляризации и нормалью к плоскости рассеяния. На рис. 4 показана полученная фазовая кривая поляризации, которая описывается следующими параметрами:

$$\begin{aligned} P_{\min} &= -1.44 \pm 0.08 \%, & \alpha_{\min} &= 8.5 \pm 0.6^\circ, \\ \alpha_{inv} &= 17.8 \pm 0.5^\circ, & h &= 0.204 \pm 0.018. \end{aligned}$$

По известной зависимости поляриметрического наклона от альбеда [14] $\lg p_v = -0.93 \lg h - 1.78$ оценим альbedo астероида 47, которое оказалось равным $p_v = 0.073 \pm 0.006$. Однако, реальная погрешность этой оценки будет несколько больше (около 0.01) из-за погрешности коэффициентов используемой зависимости. Это значение альбеда вместе с абсолютной звездной величиной астероида $V(1, 0) = 8.023^m$, дают оценку его диаметра $D = 122 \pm 5$ км, что примерно на 10 % меньше, чем по данным ИСЗ IRAS и покрытия звезды астероидом (см. выше).

Заключение. Таким образом, в настоящей работе удалось осуществить редкую возможность наблюдения астероида при предельно малых значениях фазового угла (вплоть до 0.1°) и впервые получить для низкоальбедного астероида С-типа характер и величину опозиционного эффекта яркости практически во всем диапазоне углов фаз с достаточно высокой точностью. Эти данные свидетельствуют об отсутствии у астероида 47 резкого опозиционного увеличения яркости в области $\alpha = 0 \div 2^\circ$, ранее обнаруженного у высокоальбедных астероидов Е-типа. Отсутствие спайк-эффекта и малая величина опозиционного эффекта у астероида 47 говорят о различии механизмов формирования хода яркости вблизи $\alpha = 0^\circ$ у высоко- и низкоальбедных астероидов. В первом случае эффекты затенения должны быть пренебрежимо малы из-за большой интенсивности многократно рассеянного излучения, и поэтому опозиционное увеличение яркости обусловлено в основном эффектами оптической концентрации света на источник [1, 3]. Спайк-эффект как раз и является результатом таких механизмов, проявляющихся именно в этой области углов фаз. В случае же низкоальбедных астероидов значительное количество поглощающего вещества в их поверхностях (магнетит, углерод и его соединения) приводит к подавлению эффектов рассеяния и преломления света внутри прозрачных и полупрозрачных частиц поверхности и, следовательно, к существенному изменению характера рассеяния падающего излучения (см., например, лабораторные эксперименты [8]). Не исключено, что теневая состав-

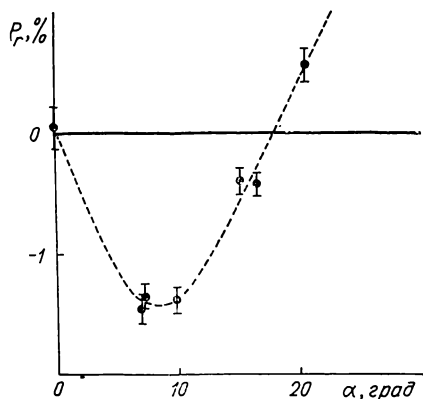


Рис. 4. Фазовая кривая поляризации астероида 47 Аглая в полосе V

Таблица 3. Результаты поляриметрии астероида 47 Аглая

Дата, 1989 г. UT	α , град	P , %	σ_P	θ , град	σ_θ	ψ , град	P_r , %	Обсерватория
Сент. 2.792	9.9	1.42	0.11	61.3	2.2	68.7	-1.37	ИА
8.759	7.3	1.36	0.12	65.6	2.5	69.0	-1.35	ИА
9.266	7.1	1.50	0.13	62.5	2.7	69.0	-1.46	БСО
24.796	0.10	0.05	0.17	45.8	101	120.7	+0.04	АО ХГУ
Нояб. 2.679	15.3	0.41	0.12	72.2	8.1	67.6	-0.40	ИА
6.680	16.4	0.42	0.10	67.2	7.0	67.6	-0.42	ИА
30.704	20.5	0.54	0.14	156.2	7.4	67.0	+0.54	ИА

ляющая является доминирующей в формировании слабого оппозиционного эффекта астероида 47. Подчеркнем также, что область спайк-эффекта ($\alpha < 2^\circ$) является наиболее информативной для разделения разных механизмов формирования оппозиционного эффекта.

Впервые проведена поляриметрия астероида 47 Аглая и получены параметры фазовой кривой поляризации. Совпадение поляриметрического альбедо астероида с данными, полученными из наблюдений покрытия звезды, и с данными ИСЗ IRAS указывает на то, что, во-первых, альбедо этого астероида, измеренное тремя независимыми методами, известно с хорошей точностью, и во-вторых, зависимость поляриметрического наклона от альбедо, прокалиброванная по измерениям образцов метеоритов и лунного грунта, хорошо описывает поверхности астероидов.

Авторы выражают благодарность А. Харрису за предложение наблюдать астероид 47 и присланную подробную эфемериду.

1. Акимов Л. А. О природе оппозиционного эффекта // Вестн. Харьков. ун-та.— 1980.— Вып. 15, № 204.— С. 3—12.
2. Лупишко Д. Ф., Бельская И. Н. Результаты астрофизических исследований астероидов. I. (обзор) // Астрон. вестн.— 1982.— 16, № 4.— С. 195—208.
3. Шкуратов Ю. Г. Дифракционный механизм формирования оппозиционного эффекта яркости поверхностей со сложной структурой // Кинематика и физика небес. тел.— 1988.— 4, № 4.— С. 33—39.
4. Blanco W. M., Demers S., Douglass G. G., Fitzgerald M. P. Photoelectric catalogue magnitudes and colors of stars in U, B, V and U_c, B, V system // *Publs U. S. Nav. Observ.* 2nd Ser.— 1968.— 21.— 772 p.
5. Bowell E., Harris A. W., Lumme K. A two parameter magnitude system for asteroids // *Icarus*.— 1991.
6. Carlsson M., Lagerkvist C.-I. Physical studies of asteroids. IV. Photoelectric observations of the asteroids 47, 95, 431 // *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.*— 1981.— 45, N 1.— P. 1—4.
7. Debehogne H. Photometric observations of minor planets at ESO (1976—1979) // *ESO Messenger*.— 1979.— 18, N 1.— P. 27—29.
8. Feierberg M. A., Larson H. P., Chapman C. R. Spectroscopic evidence for undifferentiated S-type asteroids // *Astrophys. J.*— 1982.— 257, N 1.— P. 361—372.
9. Harris A. W., Young J. W. Asteroid rotation // *Icarus*.— 1983.— 54, N 1.— P. 59—109.
10. Harris A. W., Young J. W., Contreiras L. et al. Phase relations of high albedo asteroids: the unusual opposition brightening of 44 Nysa and 64 Angelina // *Ibid.*— 1989.— 81, N 2.— P. 365—374.
11. *Infrared Astronomical Satellite asteroid and comet survey* / Ed. by D. L. Matson.— Pasadena: Jet Propulsion Laboratory, California Inst. Technology, 1986.— 33 p.— (Prepr. version N 1).
12. Maffett T. J., Barnes T. G. Equatorial *UBVRI* photometric sequences // *Astron. J.*— 1979.— 84, N 5.— P. 627—632.
13. Millis R. L., Wasserman L. H., Bowell E. et al. The diameter, shape, albedo and rotation of 47 Aglaja // *Icarus*.— 1989.— 81, N 2.— P. 375—385.
14. Zellner B., Leake M., Lebertre T. et al. The asteroid albedo scale. Laboratory polarimetry of meteorites: *Proc. Lunar Sci. Conf.* 8.— Oxford: Pergamon press, 1977.— P. 1091—1110.

Ин-т астрофизики АН ТаджССР, Душанбе,
Астрон. обсерватория Харьков. ун-та им. А. М. Горького,
Боливийско-Советская обсерватория, Тариха (Боливия)

Поступила в редакцию
22.01.91

УДК 523.41/.43

Ю. К. Гулак, И. А. Дычко

О возможных дискретных пылевых кольцевых образованиях вокруг Марса и Венеры

На основе предложенной одним из авторов статистической теории квазиизоэнергетических комплексов в виде радиальных стоячих волн вычисляются положения возможных кольцевых пылевых поясов вокруг Марса и Венеры.

ON POSSIBLE DISCRETE DUSTY ANNULAR FORMATIONS AROUND MARS AND VENUS, by Gulak Yu. K., Dychko I. A. — The positions of the possible annular dusty belts around Mars and Venus are calculated on the base of the statistical theory of quasi-isoenergetic complexes in a form of radial standing waves.

К настоящему времени имеется достаточно информации, которая убеждает нас в том, что вокруг каждого гравитирующего центра образуются дискретные пылевые кольцевые пояса с единой закономерностью распределения вокруг этого центра (см., например, [2—6]).

Средние расстояния изокомплексов пылевых поясов близки к

$$\alpha_n = n a_0 / 2, \quad n = 2, 3, 4, \dots,$$

или

$$a_k = k a_0 \quad \text{для четных } n,$$

$$a_k = (k + 1/2) a_0 \quad \text{для нечетных } n, \quad (1)$$

$$k = 1, 2, 3, \dots$$

Здесь

$$a_0 = \beta M^{7/9} = a_\odot (M/M_\odot)^{7/9}, \quad (2)$$

где β — постоянная интегрирования; M и $M_\odot$ — массы притягивающего центра и Солнца; $a_\odot = 42\,648\,300$ км.

В связи с подготовкой полета человека на Марс актуальным является всестороннее изучение этой планеты, в том числе микрометеоритной обстановки вокруг нее. Согласно (2) для Марса $a_\oplus = 381.246$ км ($M_\oplus/M_\odot = 3\,098\,610$ взято из [1]). Сравнение вычисленных a_k больших полуосей орбит Фобоса и Деймоса с их наблюдаемыми значениями

Сравнение теоретически вычисленных и наблюдаемых больших полуосей орбит спутников Марса ($a_\oplus = 381.25$ км)

Спутник	$a_{\text{набл}}, \text{ км}$	$k+1/2$	$a_k, \text{ км}$	$\Delta a = a_{\text{набл}} - a_k, \text{ км}$	$\Delta a / (0.5 a_\oplus)$
Фобос	9378	24.5	9341	37	0.19
Деймос	23 459	61.5	23 447	12	0.06

ми $a_{\text{набл}}$ приведено в таблице. Расхождения не кажутся существенными, особенно если учесть, что положение Фобоса неустойчиво из-за его ускорения на орбите.

При достаточном количестве пыли расположение середин кольцевых поясов можно ожидать начиная с высоты от поверхности Марса $h=9.5 a_{\mathcal{D}_0} - R_{\mathcal{D}} = 229$ км и выше. Возможно, что положения пылевых изоэнергокомплексов могут быть изменены под действием спутников Марса, поэтому оценки $a_{\mathcal{D}_0}$ следует рассматривать как предварительные.

Весьма вероятно наличие тонкой структуры колец, детали которой должны укладываться в $a_{\mathcal{D}_0}$ целое число раз. С другой стороны, могут обнаружиться более протяженные, чем $a_{\mathcal{D}_0}$, образования. Одним из свидетельств этого может быть соизмеримость 2:5 орбит Фобоса и Деймоса, проявляющаяся с точностью до четвертого знака (2.501). При этом за элемент соизмеримости можно принять половину большой полуоси орбиты Фобоса и тогда на высотах 1296, 10 674, 15 363 км можно ожидать проявления структурных деталей этой крупной гармоник (моды).

Вокруг Венеры и Меркурия пыли, вероятно, меньше, чем в системах других планет, за счет действия негравитационных эффектов, а также отсутствия спутников у этих планет, что существенно уменьшает вероятность захвата пыли [8]. И все же расположение пылевых поясов здесь также можно прогнозировать, используя формулы (1) и (2). Середина нижнего пылевого пояса для Венеры должна располагаться на высоте

$$h = 3.5 a_{\mathcal{Q}_0} - R_{\mathcal{Q}} = 400 \text{ км} \quad (3)$$

(так как $a_{\mathcal{Q}_0} = 1843.409$ км при $M_{\odot}/M_{\mathcal{Q}} = 408\,523.5$ [1], а положения более высоких поясов — на высотах $h_n = h + na_{\mathcal{Q}_0}/2$ ($n > 7$)).

Как показывают исследования, выполненные с КА «Венера-9, -10», элементы пылевых образований регистрировались на высотах от 120 до 490 км, при существенном усилении эффектов около 300 км, что отличается от предвычисленного теоретически (3) на 100 км (11 % от $a_{\mathcal{Q}_0}/2$) [7].

Для Меркурия $a_{\mathcal{F}} = 227.342$ км. Однако в связи с близостью Солнца — мощного источника излучения и гравитации, а также большой эллиптичности его орбиты, теоретические прогнозы в этой системе могут оказаться ненадежными.

Еще раз обратим внимание, что все указанные изокомплексы могут быть заполнены при наличии в системе достаточного количества пылевого вещества разной измельченности.

1. *Астрономический ежегодник СССР*...— Л.: Наука, 1987.— Т. 68: на 1989.— 683 с.
2. Барсуков В. Л., Назарова Т. Н. К вопросу о пылевой оболочке Земли // *Астрон. вестн.*— 1983.— 17, № 4.— С. 238—243.
3. Барсуков В. Л., Назарова Т. Н. О пылевых кольцевых образованиях вокруг Земли и Луны и некоторых структурных элементах пылевого образования вокруг Солнца // *Там же.*— 1988.— 22, № 1.— С. 61—70.
4. Гулак Ю. К. О возможности образования дискретных пылевых поясов вокруг Земли // *Там же.*— 1983.— 17, № 4.— С. 232—237.
5. Гулак Ю. К. К открытию тонкой структуры кольца Сатурна и пояса астероидов // *Астрон. циркуляр.*— 1981.— № 1165.— С. 5—7.
6. Гулак Ю. К. О межпланетных стабильных многопоясных резервуарах кометных тел // *Кинематика и физика небес.*— 1987.— 3, № 6.— С. 13—18.
7. Краснопольский В. А., Крысько А. А. Пылевые кольца Венеры? // *Космич. исслед.*— 1978.— 16, № 4.— С. 570—574.
8. Радзиевский В. В. Гравитационный захват космической пыли Солнцем и планетами и эволюция околоземного облака // *Астрон. журн.*— 1967.— 44, № 1.— С. 166—177.

Полтав. пед. ин-т им. В. Г. Короленко,
Полтав. гравиметр. обсерватория
Ин-та геофизики им. С. И. Субботина АН УССР

Поступила в редакцию
02.04.91

УДК 523.4—852—6

Н. Н. Фомин, Э. Г. Яновицкий

Формирование линии поглощения в оптически толстой слабопоглощающей планетной атмосфере.

I. Однородный слой

Развита строгая асимптотическая теория формирования линии поглощения в однородной слабопоглощающей облачной атмосфере большой оптической толщины. Получены основные формулы, определяющие профиль и эквивалентную ширину линии, как для диффузно отраженного, так и для диффузно пропущенного излучения. В последнем случае профиль и эквивалентная ширина линии не зависят от зенитного расстояния Солнца и направления прихода излучения к наблюдателю. Рассчитаны соответствующие кривые роста. Подробно рассмотрена задача об образовании «сверхслабой» линии поглощения, когда процесс многократного рассеяния света никак не деформирует исходный профиль коэффициента поглощения линии или молекулярной полосы.

ABSORPTION LINE FORMATION IN AN OPTICALLY THICK, WEAKLY ABSORBING PLANETARY ATMOSPHERE. I. HOMOGENEOUS SLAB, by Fomin N. N., Yanovitskij E. G.—A rigorous asymptotic theory of absorption line formation in a homogeneous, weakly absorbing cloudy atmosphere is developed. The main formulae, that determine the profile and equivalent width of the absorption line are derived both for diffusely reflected and diffusely transmitted light. In the latter case, the profile and equivalent width do not depend on the zenith angle of the Sun and the direction to the receiver. Tables of the corresponding curves of growth are given. Formation of the «superweak» absorption line is discussed in detail relevant to the case when the multiple scattering processes do not disturb the initial profile of the absorption coefficient of the line or molecular band.

Введение. Проблема формирования молекулярных линий поглощения в планетных атмосферах относится к одной из сложнейших задач оптики атмосферы. Эта сложность вызвана, в основном, двумя причинами. Во-первых, объемный коэффициент поглощения κ_0 в пределах линии сильно зависит от частоты ν . Следовательно, нахождение профиля линии поглощения обуславливает необходимость проведения вычислений для большого набора частот. А во-вторых, уже сам расчет интенсивности излучения для заданной частоты с учетом многократного рассеяния света в облачной атмосфере, особенно когда последняя неоднородна по высоте, также представляет собой довольно трудную проблему. Поэтому представляет значительный интерес рассмотрение тех случаев, когда указанная проблема допускает достаточно простое решение. Как станет ясно из дальнейшего, если линия формируется в оптически толстой слабопоглощающей атмосфере, то задача существенно упрощается, и ее решение в некоторых случаях может быть найдено даже в явном аналитическом виде.

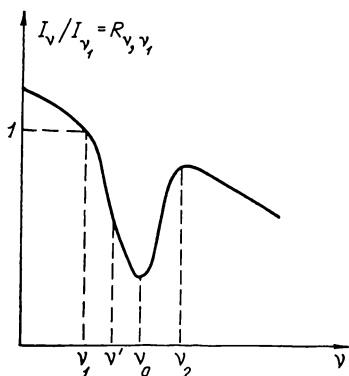
Впервые проблема образования слабой линии поглощения в полубесконечной анизотропно рассеивающей однородной атмосфере была строго изучена В. В. Соболевым [4] (см. также [5, гл. 9, § 4]). Мы

рассмотрим ту же проблему, но для более реалистической модели, когда атмосфера большой оптической толщины $\tau_0 \gg 1$ прилегает к изотропно отражающей поверхности с заданным альбедо A . Однородной атмосфере посвящена первая часть настоящей работы. Во второй же части мы рассмотрим неоднородный слой, в котором давление и температура изменяются по заданному закону. Будут найдены соответствующие формулы как для профиля линии, так и для ее эквивалентной

ширины, а также приведены результаты некоторых расчетов.

Основные определения и исходные формулы. Следуя [5, гл. 9, § 3], напомним основные положения теории образования линии поглощения в спектрах планет при многократном рассеянии света.

Излучение Солнца, попадая в атмосферу планеты, рассеивается в ней на частицах аэрозоля и молекулах. Вместе с тем оно может испытывать и истинное поглощение. При этом в непрерывном спектре истинное поглощение вызывается частицами аэрозоля, а в частотах линий — не только ими, но, в основном, соответствующими молекулами, ответственными за появление



Профиль линии поглощения

этих линий. Поэтому в теории образования линий поглощения в спектрах планет должны быть заданы следующие величины: объемный коэффициент истинного поглощения $\kappa_\nu(z)$ в частоте ν соответствующей линии на геометрической глубине z в атмосфере; объемный коэффициент истинного поглощения аэрозоля $\kappa(z)$; объемный коэффициент рассеяния на молекулах и аэрозоле $\sigma(z)$, а также индикатриса рассеяния $\chi(\gamma, z)$ (γ — угол рассеяния). В пределах линии поглощения величина $\kappa_\nu(z)$ сильно зависит от частоты, тогда как три остальные величины в тех же частотных пределах можно приближенно считать не зависящими от ν . В принципе величины $\chi(\gamma, z)$, $\sigma(z)$ и $\kappa(z)$ можно найти из результатов спектрофотометрических и поляризметрических исследований планет в непрерывном спектре. Однако для нахождения этих величин могут быть привлечены также данные спектроскопических наблюдений в соответствующих линиях поглощения. Для простоты мы сейчас будем рассматривать изолированную линию поглощения, профиль которой описывается функцией $\kappa_\nu(z)$.

Пусть $I_{\nu_1}(\mu, \mu_0, \varphi; \tau_0^{\nu_1})$ — интенсивность излучения, диффузно отраженного атмосферой планеты в непрерывном спектре для частоты ν_1 вблизи рассматриваемой линии (см. рисунок). Здесь μ_0 и μ — косинусы зенитного угла Солнца и угла между внешней нормалью к границе атмосферы и направлением отражения излучения в азимуте φ . Эта интенсивность определяется заданием величин $\chi_{\nu_1}(\gamma, z)$, альбедо однократного рассеяния $\lambda_{\nu_1}(z)$, оптической толщины атмосферы $\tau_0^{\nu_1}$ и альбедо поверхности A , причем

$$\tau_0^{\nu_1} = \int_0^{z_1} [\sigma_{\nu_1}(z) + \kappa_{\nu_1}(z)] dz, \quad (1)$$

$$\lambda_{\nu_1}(z) = \frac{\sigma_{\nu_1}(z)}{\sigma_{\nu_1}(z) + \kappa_{\nu_1}(z)}, \quad (2)$$

где z_0 — геометрическая толщина атмосферы.

Соответствующую интенсивность излучения в частотах линии обозначим $I_\nu(\mu, \mu_0, \varphi; \tau_0^\nu)$. При этом

$$\tau_0^\nu = \int_0^{z_0} [\sigma_{\nu_1}(z) + \kappa_{\nu_1}(z) + \kappa_\nu(z)] dz \quad (3)$$

и

$$\lambda_v(z) = \frac{\sigma_{v_1}(z)}{\sigma_{v_1}(z) + \kappa_{v_1}(z) + \kappa_v(z)}. \quad (4)$$

Обычно для характеристики профиля линии поглощения используется величина

$$R_{v,v_1}(\mu, \mu_0, \varphi) = \frac{I_v(\mu, \mu_0, \varphi; \tau_0^v)}{I_{v_1}(\mu, \mu_0, \varphi; \tau_0^{v_1})} = \frac{\rho_v(\mu, \mu_0, \varphi; \tau_0^v)}{\rho_{v_1}(\mu, \mu_0, \varphi; \tau_0^{v_1})}. \quad (5)$$

В этом отношении мы перешли от интенсивностей к коэффициентам отражения ρ_v (см. [2, гл. 1, § 5]). В качестве же интегральной по спектру характеристики линии поглощения используется ее эквивалентная ширина

$$W_{v_1,v_2}(\mu, \mu_0, \varphi) = \int_{v_1}^{v_2} [1 - R_{v',v_1}(\mu, \mu_0, \varphi)] dv'. \quad (6)$$

Здесь интегрирование по частоте проводится в пределах линии поглощения (см. рисунок). В теории обычно используют следующее определение эквивалентной ширины линии:

$$W(\mu, \mu_0, \varphi) = \int_0^\infty [1 - R_{v'}(\mu, \mu_0, \varphi)] dv'. \quad (7)$$

В случае наблюдателя, находящегося на поверхности планеты (например, Земли), вместо формул (5) и (7) получим

$$R_{v,v_1}^{(t)}(\mu, \mu_0, \varphi) = \frac{\sigma_v(\mu, \mu_0, \varphi; \tau_0^v)}{\sigma_{v_1}(\mu, \mu_0, \varphi; \tau_0^{v_1})}, \quad (8)$$

$$W^{(t)}(\mu, \mu_0, \varphi) = \int_0^\infty [1 - R_{v'}^{(t)}(\mu, \mu_0, \varphi)] dv', \quad (9)$$

где верхним индексом t отмечено то, что эти величины относятся уже к свету, диффузно пропущенному атмосферой, коэффициент пропускания которой обозначен через σ_v (см. [5, гл. 1, § 5]). Здесь уже величина μ есть косинус угла между осью z и направлением прихода излучения к наблюдателю в азимуте φ . Однако возвратимся к случаю, когда планета изучается извне.

Профиль и эквивалентная ширина линии поглощения для части диска планеты. Формулы (5)–(7) определяют профиль и эквивалентную ширину линии для произвольной точки на диске планеты. Но спектроскопические наблюдения проводятся, как правило, со щелью, вырезающей часть диска. В этом случае, согласно [5, гл. 9, § 2], для угла фазы планеты α профиль $R_v(\alpha)$ линии дается формулой:

$$[1 - R_v(\alpha)] H(\alpha) = \iint [\rho(\mu, \mu_0, \varphi) - \rho_v(\mu, \mu_0, \varphi)] \mu \mu_0 \cos \psi d\omega d\psi, \quad (10)$$

где

$$H(\alpha) = \iint \rho(\mu, \mu_0, \varphi) \mu \mu_0 \cos \psi d\omega d\psi. \quad (11)$$

Здесь интегрирование проводится по наблюдаемому участку диска планеты, а величины ω и ψ — планетоцентрические координаты точки на диске. Например, если щель спектрографа ориентирована параллельно экватору интенсивности и охватывает весь участок диска в пределах широт от ψ_0 до ψ_1 , то вместо (11) будем иметь

$$H(\alpha) = \int_{\alpha-\pi/2}^{\pi/2} d\omega \int_{\psi_0}^{\psi_1} \rho(\mu, \mu_0, \varphi) \mu \mu_0 \cos \psi d\psi. \quad (12)$$

В рассматриваемом случае эквивалентная ширина линии $W(\alpha)$ определяется формулой:

$$W(\alpha) H(\alpha) = \iint W(\mu, \mu_0, \varphi) \rho(\mu, \mu_0, \varphi) \mu \mu_0 \cos \psi d\omega d\varphi. \quad (13)$$

Применим теперь полученные выше общие формулы для нахождения величин R_v и $R_v^{(t)}$, а также эквивалентных ширин W и $W^{(t)}$ в случае, когда оптическая толщина рассматриваемой атмосферы в непрерывном спектре велика ($\tau_0 \gg 1$), а роль истинного поглощения как в непрерывном спектре, так и в линии — мала.

Линия поглощения в оптически толстой почти консервативно рассеивающей атмосфере. Пусть в непрерывном спектре и в частотах линии поглощения атмосфера является почти консервативно рассеивающей, т. е. выполняются неравенства

$$1 - \lambda \ll 1 \text{ и } 1 - \lambda_v \ll 1. \quad (14)$$

В этом случае, как мы увидим, приведенные выше формулы существенно упрощаются.

Согласно [9] и [5, гл. 2, § 6], если оптически толстый почти консервативно рассеивающий однородный слой атмосферы прилегает к изотропно отражающей поверхности с заданным альбедо A , то справедливы следующие асимптотические формулы:

$$\bar{\rho}^{as}(\mu, \mu_0; \tau_0) = \rho_0^\infty(\mu, \mu_0) - 4 \sqrt{\frac{1-\lambda}{3-x_1}} \operatorname{cth} \bar{l} \sqrt{1-\lambda} u_0(\mu) u_0(\mu_0) + O[(1-\lambda)], \quad (15)$$

$$\bar{\sigma}^{as}(\mu, \mu_0; \tau_0) = 4 \sqrt{\frac{1-\lambda}{3-x_1}} \frac{\bar{u}_0(\mu) u_0(\mu_0)}{\operatorname{sh} \bar{l} \sqrt{1-\lambda}} + O[(1-\lambda)^{3/2}], \quad (16)$$

где

$$\bar{l} = (3-x_1)^{-1/2} \left[(3-x_1) \tau_0 + 6\gamma_0 + \frac{4A}{1-A} \right], \quad (17)$$

$$\bar{u}_0(\mu) = u_0(\mu) + \frac{A}{1-A}. \quad (18)$$

Здесь верхняя черта над функциями обозначает, что они относятся к случаю атмосферы, прилегающей к отражающей свет поверхности; верхний индекс «as» свидетельствует о том, что рассматривается оптически толстый слой ($\tau_0 \gg 1$). Величины $\rho_0^\infty(\mu, \mu_0)$ и $u_0(\mu)$ относятся к случаю консервативного рассеяния ($\lambda \equiv 1$) и представляют собой соответственно коэффициент отражения от полубесконечной атмосферы и функцию выхода. Параметр x_1 — первый коэффициент в разложении индикатрисы рассеяния в ряд по полиномам Лежандра, а γ_0 — величина, которая очень слабо зависит от вида индикатрисы рассеяния, и ее обычно полагают равной 0.71.

Подставляя (15) в (5) и (10), а выражение (16) в (8), опустив для простоты индекс v_1 для профиля линии поглощения получим

$$\begin{aligned} & [1 - \bar{R}_v(\mu, \mu_0, \varphi)] \bar{\rho}(\mu, \mu_0, \varphi; \tau_0) = \\ & = \frac{4}{\sqrt{3-x_1}} (\sqrt{1-\lambda_v} \operatorname{cth} \sqrt{1-\lambda_v} \bar{l} - \sqrt{1-\lambda} \operatorname{cth} \sqrt{1-\lambda} \bar{l}) u_0(\mu) u_0(\mu_0), \end{aligned} \quad (19)$$

$$\begin{aligned} [1 - \bar{R}_v(\alpha)] \bar{H}(\alpha) &= \frac{8}{\sqrt{3-x_1}} (\sqrt{1-\lambda_v} \operatorname{cth} \sqrt{1-\lambda_v} \bar{l} - \\ & - \sqrt{1-\lambda} \operatorname{cth} \sqrt{1-\lambda} \bar{l}) h(\alpha), \end{aligned} \quad (20)$$

$$\bar{R}_v^{(t)}(\mu, \mu_0, \varphi) \equiv \bar{R}_v^{(t)}(\tau_0) = \sqrt{\frac{1 - \lambda_v}{1 - \lambda}} \frac{\operatorname{sh} \bar{l} \sqrt{1 - \lambda}}{\operatorname{sh} \bar{l} \sqrt{1 - \lambda_v}}, \quad (21)$$

где

$$h(\alpha) = \frac{1}{2} \iint u_0(\mu) u_0(\mu_0) \mu \mu_0 \cos \psi \, d\omega d\psi. \quad (22)$$

Черта сверху напоминает о том, что рассматривается атмосфера, прилегающая к отражающей свет поверхности.

Формулы (19)–(21) являются искомыми. Что касается формулы (19), то она определяет профиль линии поглощения в любом месте диска планеты как произведение двух сомножителей, один из которых зависит только от частоты, а другой — только от положения на диске. Следовательно, в рассматриваемом случае профиль линии поглощения в относительных единицах одинаков на всем диске (конечно же, если атмосфера горизонтально однородна). Этот важный вывод был сделан В. В. Соболевым (см. [5, гл. 9, § 3]) для линии поглощения, формирующейся в однородной полубесконечной атмосфере. Как мы видим, он сохраняется и для атмосферы большой оптической толщины, а также, как будет показано далее, и для неоднородной атмосферы.

Заметим, что величину $\bar{\rho}(\mu, \mu_0, \varphi; \tau_0)$, входящую в формулу (19), можно считать известной из наблюдений. В то же время, как установлено (см., например, [2, гл. 8, § 1]), функция $u_0(\mu)$ весьма слабо зависит от оптических свойств атмосферы. Таким образом, задав функцию $u_0(\mu)$ для некоторой индикатрисы рассеяния, предполагаемой из априорных соображений, можно считать известной из наблюдений величину

$$\frac{[1 - \bar{R}_v(\mu, \mu_0, \varphi)] \bar{\rho}(\mu, \mu_0, \varphi; \tau_0)}{u_0(\mu) u_0(\mu_0)}. \quad (23)$$

Следовательно, приняв ту или иную оптическую модель атмосферы (путем задания функций $\chi(\nu)$ и λ_ν), можно искать ее параметры, сопоставляя модельные расчеты величины, стоящей в скобках в правой части выражения (19), с найденной из наблюдений величиной (23). Аналогичные соображения справедливы и в отношении формулы (20).

Что же касается линии поглощения, наблюдаемой с поверхности планеты, которая обладает оптически толстой атмосферой, то как следует из формулы (21), величина $R_v^{(t)}$ вообще не зависит от положения на небесной сфере и зенитного расстояния Солнца. Иными словами, профиль такой линии поглощения в однородной почти консервативно рассеивающей атмосфере определяется только ее оптическими свойствами. Этот важный вывод, как мы увидим далее, справедлив также и в случае неоднородной атмосферы.

Что же касается соответствующих эквивалентных ширин, то из (7), (9) и (13) с учетом (19)–(21) легко находим

$$\bar{W}(\mu, \mu_0, \varphi) = \frac{1}{2} \bar{Q}(\tau_0) \frac{u_0(\mu) u_0(\mu_0)}{\bar{\rho}(\mu, \mu_0, \varphi; \tau_0)}, \quad (24)$$

$$\bar{W}(\alpha) = \bar{Q}(\tau_0) \bar{\Psi}(\alpha), \quad (25)$$

$$\bar{W}^{(t)}(\tau_0) = \int_0^\infty \left(1 - \sqrt{\frac{1 - \lambda_v}{1 - \lambda}} \frac{\operatorname{sh} \bar{l} \sqrt{1 - \lambda}}{\operatorname{sh} \bar{l} \sqrt{1 - \lambda_v}} \right) d\nu, \quad (26)$$

где

$$\bar{Q}(\tau_0) = \frac{8}{\sqrt{3 - x_1}} \int_0^\infty (\sqrt{1 - \lambda_v} \operatorname{cth} \bar{l} \sqrt{1 - \lambda_v} - \sqrt{1 - \lambda} \operatorname{cth} \bar{l} \sqrt{1 - \lambda}) d\nu, \quad (27)$$

$$\bar{\Psi}(\alpha) = h(\alpha)/\bar{H}(\alpha). \quad (28)$$

Функция $\Psi(\alpha)$ для полубесконечной атмосферы при консервативном рассеянии в случае, когда интегрирование в (12) и (22) ведется по всему диску планеты, табулирована в [1]. Использовалась индикатриса рассеяния Хенны — Гринштейна, а также линейная суперпозиция таких индикатрис.

Таким образом, расчет эквивалентных ширин линий поглощения сводится к нахождению функций $\bar{Q}(\tau_0)$ и $\bar{W}^{(t)}(\tau_0)$ для заданного профиля коэффициента поглощения κ_ν .

Эквивалентная ширина линии для лоренцовского профиля. Предположим, что коэффициент поглощения имеет лоренцовский профиль:

$$\kappa_\nu = \frac{\kappa_0}{1 + \left(\frac{\nu - \nu_0}{\Delta\nu} \right)^2}, \quad (29)$$

где κ_0 — коэффициент поглощения в центральной частоте ν_0 линии, $\Delta\nu$ — ее полуширина. Величины λ и λ_ν должны удовлетворять неравенствам (14), причем, как нетрудно найти из (2), (4) и (29),

$$1 - \lambda_\nu = 1 - \lambda + \frac{\lambda^2 b}{1 + \lambda b + \xi^2} \approx 1 - \lambda + \frac{b}{1 + \xi^2}, \quad (30)$$

где

$$b = \kappa_0/\sigma, \quad (31)$$

$$\xi = \frac{\nu - \nu_0}{\Delta\nu}. \quad (32)$$

Используя известные разложения

$$x \operatorname{cth} x = 1 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{x^2}{x^2 + (\pi n)^2}, \quad (33)$$

$$x \operatorname{ch}^{-1} x = 1 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^n x^2}{x^2 + (\pi n)^2}, \quad (34)$$

соответствующие множители, стоящие в правых частях формул (20) и (21), можем переписать следующим образом:

$$\begin{aligned} & \sqrt{1 - \lambda_\nu} \operatorname{cth} \bar{l} \sqrt{1 - \lambda_\nu} - \sqrt{1 - \lambda} \operatorname{cth} \bar{l} \sqrt{1 - \lambda} = \\ & = 2(\lambda - \lambda_\nu) \bar{l} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(\pi n)^2}{[\bar{l}^2(1 - \lambda_\nu) + (\pi n)^2][\bar{l}^2(1 - \lambda) + (\pi n)^2]}, \end{aligned} \quad (35)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\sqrt{1 - \lambda_\nu}}{\sqrt{1 - \lambda}} \frac{\operatorname{sh} \bar{l} \sqrt{1 - \lambda}}{\operatorname{sh} \bar{l} \sqrt{1 - \lambda_\nu}} = 1 - 2 \frac{\bar{l} \operatorname{sh} \bar{l} \sqrt{1 - \lambda_\nu}}{\sqrt{1 - \lambda}} (\lambda - \lambda_\nu) \times \\ & \times \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^{n+1} (\pi n)^2}{[\bar{l}^2(1 - \lambda_\nu) + (\pi n)^2][\bar{l}^2(1 - \lambda) + (\pi n)^2]}. \end{aligned} \quad (36)$$

Подставляя (35) и (36) в (26) и (27), с учетом (30) после интегрирования получим

$$\bar{Q}(\tau_0) = \frac{16 \pi \Delta\nu b}{V(1 - \lambda + b)(3 - x_1)} f_r(y, z^2), \quad (37)$$

$$\bar{W}^{(t)}(\tau_0) = \frac{2\pi\Delta\nu b \operatorname{sh} \bar{l} \sqrt{1-\lambda}}{V(1-\lambda)(1-\lambda+b)} f_t(y, z^2), \quad (38)$$

где

$$f_r(y, z^2) = y \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(\pi n)^2}{(y^2 + \pi^2 n^2)^{1/2} (z^2 y^2 + \pi^2 n^2)^{3/2}}, \quad (39)$$

$$f_t(y, z^2) = y \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^{n+1} (\pi n)^2}{(y^2 + \pi^2 n^2)^{1/2} (z^2 y^2 + \pi^2 n^2)^{3/2}}, \quad (40)$$

причем

$$y^2 = (1 - \lambda + b) \bar{l}^2; \quad z^2 = (1 - \lambda)/(1 - \lambda + b).$$

Функции $f_r(y, z^2)$ и $f_t(y, z^2)$ представляют собой, по существу, *модифицированные кривые роста* для диффузно отраженного и пропущенного излучения, поскольку определяют соответствующие эквивалентные ширины линий в зависимости от числа поглощающих молекул, характеризуемого величиной b . Указанные функции табулированы (см. таблицу).

Полезно иметь в виду, что

$$f_r(\infty, z^2) = \frac{K(V\sqrt{1-z^2}) - E(V\sqrt{1-z^2})}{\pi(1-z^2)} (z \neq 0); \quad (41)$$

$$\lim_{y \rightarrow 0} \frac{f_r(y, z^2)}{y} = \frac{1}{6}; \quad \lim_{y \rightarrow 0} \frac{f_t(y, z^2)}{y} = \frac{1}{12}; \quad (42)$$

$$f_r(y, 1) = \frac{\operatorname{sh} 2y - 2y}{8 \operatorname{sh}^2 y}; \quad f_t(y, 1) = \frac{y \operatorname{ch} y - \operatorname{sh} y}{4 \operatorname{sh}^2 y}, \quad (43)$$

а при $y \rightarrow \infty$

$$f_r(y, 0) \approx \frac{1}{2\pi} \left(1 + 2 \ln \frac{2y}{\pi} \right), \quad (44)$$

$$f_t(y, 0) \approx \frac{\ln 2}{\pi}. \quad (45)$$

Модифицированные кривые роста $f_r(y, z^2) \cdot 10$ и $f_t(y, z^2) \cdot 10$

y	z ²															
	0		0.05		0.1		0.2		0.4		0.6		0.8		1.0	
	f _r	f _t	f _r	f _t	f _r	f _t	f _r	f _t	f _r	f _t	f _r	f _t	f _r	f _t	f _r	f _t
0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
0.5	0.83	0.41	0.82	0.41	0.82	0.41	0.82	0.41	0.82	0.40	0.81	0.40	0.81	0.40	0.81	0.39
1.0	1.61	0.79	1.61	0.78	1.60	0.77	1.58	0.76	1.55	0.74	1.53	0.71	1.50	0.69	1.47	0.67
1.5	2.34	1.11	2.31	1.08	2.29	1.07	2.24	1.03	2.15	0.95	2.07	0.89	2.00	0.83	1.93	0.77
2.0	2.98	1.37	2.93	1.32	2.88	1.28	2.78	1.19	2.60	1.05	2.45	0.93	2.33	0.83	2.21	0.74
2.5	3.56	1.57	3.46	1.48	3.36	1.41	3.19	1.27	2.92	1.04	2.69	0.87	2.51	0.74	2.36	0.63
3.0	4.06	1.72	3.90	1.59	3.76	1.47	3.51	1.27	3.12	0.97	2.84	0.76	2.62	0.61	2.43	0.50
3.5	4.50	1.83	4.27	1.64	4.08	1.48	3.74	1.22	3.26	0.86	2.92	0.63	2.67	0.48	2.47	0.38
4.0	4.90	1.91	4.59	1.66	4.33	1.45	3.91	1.13	3.34	0.74	2.96	0.51	2.69	0.37	2.49	0.28
4.5	5.26	1.98	4.85	1.65	4.53	1.39	4.03	1.03	3.39	0.61	2.99	0.40	2.70	0.27	2.50	0.19
5.0	5.58	2.02	5.07	1.62	4.68	1.32	4.11	0.92	3.42	0.50	3.00	0.30	2.71	0.20	2.50	0.13
6.0	6.14	2.08	5.41	1.51	4.90	1.14	4.21	0.70	3.44	0.32	3.01	0.17	2.71	0.10	2.50	0.06
7.0	6.62	2.12	5.65	1.38	5.03	0.95	4.25	0.51	3.45	0.19	3.01	0.09	2.71	0.05	2.50	0.03
8.0	7.04	2.14	5.82	1.23	5.11	0.78	4.28	0.37	3.45	0.11	3.01	0.05	2.71	0.02	2.50	0.01
9.0	7.41	2.16	5.94	1.09	5.15	0.63	4.28	0.26	3.45	0.07	3.01	0.02	2.71	0.01	2.50	0.00
10.0	7.74	2.17	6.02	0.95	5.18	0.49	4.29	0.18	3.45	0.04	3.01	0.01	2.72	0.00	2.50	0.00

Здесь $K(x)$ и $E(x)$ — полные эллиптические интегралы соответственно первого и второго рода.

Итак, если объемный коэффициент поглощения имеет лоренцовский профиль (29), то сформировавшийся в процессе многократного рассеяния в оптически толстой атмосфере контур линии поглощения определяется формулами (19) и (20), а эквивалентная ширина — выражениями (25), (24) и (37) (для отраженного света) и формулами (21) и (38) (для пропущенного излучения), где величина λ_v описывается соотношениями (30) — (32). Теперь рассмотрим один интересный частный случай.

«Сверхслабая» линия поглощения. Как следует из формул (2) и (4), при условиях (14) имеем

$$1 - \lambda_v \approx 1 - \lambda + \kappa_v/\sigma. \quad (46)$$

Рассмотрим линию поглощения, для которой будет выполняться неравенство $\kappa_v/\sigma \ll (1 - \lambda)$ (конечно же, при одновременном выполнении условий (14)). Такую линию будем называть «сверхслабой».

В этом случае вместо формул (35) и (36) можем записать

$$\begin{aligned} & \sqrt{1 - \lambda_v} \operatorname{cth} \bar{l} \sqrt{1 - \lambda_v} - \sqrt{1 - \lambda} \operatorname{cth} \bar{l} \sqrt{1 - \lambda} = \\ &= \frac{1}{4} \frac{\kappa_v}{\sigma} \frac{1}{\sqrt{1 - \lambda}} \frac{\operatorname{sh} 2 \bar{l} \sqrt{1 - \lambda} - 2 \bar{l} \sqrt{1 - \lambda}}{\operatorname{sh}^2 \bar{l} \sqrt{1 - \lambda}}, \end{aligned} \quad (47)$$

$$\begin{aligned} & 1 - \frac{\sqrt{1 - \lambda_v}}{\sqrt{1 - \lambda}} \frac{\operatorname{sh} \bar{l} \sqrt{1 - \lambda}}{\operatorname{sh} \bar{l} \sqrt{1 - \lambda_v}} = \\ &= \frac{1}{2} \frac{\kappa_v}{\sigma} \frac{\bar{l} \sqrt{1 - \lambda} \operatorname{ch} \bar{l} \sqrt{1 - \lambda} - \operatorname{sh} \bar{l} \sqrt{1 - \lambda}}{(1 - \lambda) \operatorname{sh} \bar{l} \sqrt{1 - \lambda}}. \end{aligned} \quad (48)$$

Подставив (47) и (48) в исходные формулы (19) — (21), для профиля «сверхслабой» линии поглощения находим

$$\begin{aligned} & [1 - \bar{R}_v(\mu, \mu_0, \varphi)] \bar{\rho}(\mu, \mu_0, \varphi; \tau_0) = \\ &= \frac{\kappa_v}{\sigma} \frac{u_0(\mu) u_0(\mu_0)}{\sqrt{(1 - \lambda)(3 - x_1)}} \frac{\operatorname{sh} 2 \bar{l} \sqrt{1 - \lambda} - 2 \bar{l} \sqrt{1 - \lambda}}{\operatorname{sh}^2 \bar{l} \sqrt{1 - \lambda}}, \end{aligned} \quad (49)$$

$$1 - \bar{R}_v(\alpha) = 2 \frac{\kappa_v}{\sigma} \frac{\bar{\Psi}(\alpha)}{\sqrt{(1 - \lambda)(3 - x_1)}} \frac{\operatorname{sh} 2 \bar{l} \sqrt{1 - \lambda} - 2 \bar{l} \sqrt{1 - \lambda}}{\operatorname{sh}^2 \bar{l} \sqrt{1 - \lambda}}, \quad (50)$$

$$1 - \bar{R}_v^{(t)}(\tau_0) = \frac{1}{2} \frac{\kappa_v}{\sigma} \frac{\bar{l} \sqrt{1 - \lambda} \operatorname{ch} \bar{l} \sqrt{1 - \lambda} - \operatorname{sh} \bar{l} \sqrt{1 - \lambda}}{(1 - \lambda) \operatorname{sh} \bar{l} \sqrt{1 - \lambda}}. \quad (51)$$

Важно подчеркнуть, что формулы (49) — (51) справедливы не только для «сверхслабой» линии, но и для крыльев *любой* слабой линии в тех частотах, где выполняется условие $\kappa_v/\sigma \ll (1 - \lambda)$. Иными словами, в рассматриваемом случае процесс многократного рассеяния света в атмосфере никак не деформирует крылья *любой* линии.

Аналогично для эквивалентной ширины имеем

$$\begin{aligned} & \bar{W}(\mu, \mu_0, \varphi) \bar{\rho}(\mu, \mu_0, \varphi; \tau_0) = \\ &= \frac{w}{\sigma} \frac{u_0(\mu) u_0(\mu_0)}{\sqrt{(1 - \lambda)(3 - x_1)}} \frac{\operatorname{sh} 2 \bar{l} \sqrt{1 - \lambda} - 2 \bar{l} \sqrt{1 - \lambda}}{\operatorname{sh}^2 \bar{l} \sqrt{1 - \lambda}}, \end{aligned} \quad (52)$$

$$W(\alpha) = 2 \frac{w}{\sigma} \frac{\bar{\Psi}(\alpha)}{\sqrt{(1 - \lambda)(3 - x_1)}} \frac{\operatorname{sh} 2 \bar{l} \sqrt{1 - \lambda} - 2 \bar{l} \sqrt{1 - \lambda}}{\operatorname{sh}^2 \bar{l} \sqrt{1 - \lambda}}, \quad (53)$$

$$W^{(t)}(\tau_0) = \frac{1}{2} \frac{w}{\sigma} \frac{\bar{l} \sqrt{1-\lambda} \operatorname{ch} \bar{l} \sqrt{1-\lambda} - \operatorname{sh} \bar{l} \sqrt{1-\lambda}}{(1-\lambda) \operatorname{sh} \bar{l} \sqrt{1-\lambda}}, \quad (54)$$

где

$$w = \int_0^{\infty} \kappa_v dv. \quad (55)$$

В частности, для лоренцовского контура (29) величина $w = \pi \kappa_0 \Delta v$. Особенно упрощаются формулы (49)–(54) при консервативном рассеянии:

$$[1 - \bar{R}_{0v}(\mu, \mu_0, \varphi)] \bar{\rho}_0(\mu, \mu_0, \varphi; \tau_0) = \frac{4}{3} \frac{\kappa_v}{\sigma} \frac{u_0(\mu) u_0(\mu_0)}{\sqrt{3-x_1}} \bar{l}, \quad (56)$$

$$1 - \bar{R}_{0v}(\alpha) = \frac{8}{3} \frac{\kappa_v}{\sigma} \frac{\Psi(\alpha)}{\sqrt{3-x_1}} \bar{l}, \quad (57)$$

$$1 - R_{0v}^{(t)}(\tau_0) = \frac{1}{6} \frac{\kappa_v}{\sigma} \bar{l}^2, \quad (58)$$

$$\bar{W}_0(\mu, \mu_0, \varphi) \bar{\rho}_0(\mu, \mu_0, \varphi; \tau_0) = \frac{4}{3} \frac{w}{\sigma} \frac{u_0(\mu) u_0(\mu_0)}{\sqrt{3-x_1}} \bar{l}, \quad (59)$$

$$\bar{W}_0(\alpha) = \frac{8}{3} \frac{w}{\sigma} \frac{\bar{\Psi}(\alpha)}{\sqrt{3-x_1}} \bar{l}, \quad (60)$$

$$\bar{W}_0^{(t)}(\tau_0) = \frac{1}{6} \frac{w}{\sigma} \bar{l}^2, \quad (61)$$

где, как обычно, нижний индекс «0» означает, что соответствующая величина относится к случаю консервативного рассеяния в непрерывном спектре.

Из формул (49)–(61) вытекают два интересных следствия. Во-первых, оказывается, что контур «сверхслабой» линии ничем не отличается от исходного профиля. Иными словами, многократное рассеяние его никак не деформирует. То же самое происходит, если рассматривать профиль линии, формирующейся в оптически тонком слое. Этот парадоксальный на первый взгляд результат является следствием того, что в частотах «сверхслабой» линии вероятность столкнуться с поглощающей частицей и, следовательно, погибнуть для фотона очень мала, и весь процесс многократного рассеяния фактически осуществляется в непрерывном спектре. Все это позволяет перенести результаты, полученные выше для изолированной линии, на соответствующую молекулярную полосу, задав ее модель. Поскольку здесь не возникает никаких отличий от той методики, которая хорошо развита в спектроскопии для тонкого слоя газа, т. е. без учета многократно рассеянного света, то за дальнейшими подробностями мы отсылаем читателя к монографии Гуди [2].

Во-вторых, при консервативном рассеянии в непрерывном спектре для отраженного света как профиль, так и эквивалентная ширина линии пропорциональны τ_0 (поскольку из (17) следует, что $\bar{l} \approx \sqrt{3-x_1} \tau_0$), тогда как для пропущенного излучения эти величины уже пропорциональны τ_0^2 . Причину такой зависимости можно установить из общих соображений о случайных блужданиях фотона, из которых следует, что для фотонов, формирующих отраженный свет, среднее время пребывания в среде пропорционально τ_0 , тогда как для фотонов, пропущенных слоем, это время уже пропорционально τ_0^2 . Грубое говоря, суть дела состоит в том, что отраженные фотоны в основном блуждают в поверхностном слое среды, тогда как пропущенные — вынуждены диф-

фундировать сквозь оптически толстый слой, и следовательно, вероятность погибнуть у них существенно больше. В результате значительно большей будет и эквивалентная ширина. Подробнее эти вопросы излагаются в [3, 6], а также в монографии Чемберлена [8, гл. 4.2].

Подчеркнем, что в настоящей работе понятие «слабая» линия отнюдь не означает, что такая линия имеет малую центральную глубину, т. е. слабо выделяется на фоне непрерывного спектра. Как следует, например, из формул (49)—(51) при определенных условиях даже «сверхслабая» линия может быть сколь угодно глубокой. Иначе говоря, понятие «слабая» линия следует трактовать лишь в том смысле, что для атмосферы, в которой она формируется, должны выполняться условия (14). В частности, как видно из (58), второе из этих условий в рассматриваемом случае имеет следующий конкретный вид: $b \leq 6/\bar{l}^2$. Тогда из (61) имеем $\bar{W}_0^{(t)} \leq \omega/\chi_0$, или же для лоренцовского контура — $\bar{W}_0^{(t)} \leq \pi \Delta\nu$. Как легко видеть, последние две оценки справедливы и для $\bar{W}_0$.

Разумеется, соответствующие результаты, полученные в настоящей работе, для полубесконечной среды переходят в формулы, найденные ранее В. В. Соболевым [4]. Выражения для эквивалентной ширины линии, измеряемой для всего диска планеты, практически без вывода были приведены нами в [7] и использованы для изучения поведения эквивалентных ширин линий $R(0)$ слабых полос поглощения CO_2 в ближней ИК-области спектра Венеры.

В следующей части настоящей работы мы продолжим изучение линий поглощения, формирующихся в оптически толстых атмосферах, но уже для случая, когда их оптические свойства изменяются с глубиной.

1. Аниконов А. С. Интерпретация слабых линий поглощения в спектре Венеры // Астрон. журн.— 1977.— 54, вып. 1.— С. 169—177.
2. Гуди Р. Атмосферная радиация.— М.: Мир, 1966.— 522 с.
3. Иванов В. В., Гутшабаш С. Д. Распространение волны яркости в оптически толстой атмосфере // Физ. атмосферы и океана.— 1974.— 10, № 8.— С. 851—856.
4. Соболев В. В. О спектрах планет // Астрон. журн.— 1972.— 49, вып. 2.— С. 397—405.
5. Соболев В. В. Рассеяние света в атмосферах планет.— М.: Наука, 1972.— 336 с.
6. Фомин Н. Н. Нестационарное поле излучения в оптически толстой атмосфере // Физ. атмосферы и океана.— 1985.— 21, № 1.— С. 42—49.
7. Фомин Н. Н., Яновичский Э. Г. Глобальные вариации оптической толщины атмосферы Венеры. II. Анализ эквивалентных ширин линий CO_2 // Кинематика и физика небес. тел.— 1990.— 6, № 1.— С. 10—18.
8. Чемберлен Дж. Теория планетных атмосфер.— М.: Мир, 1981.— 352 с.
9. Яновичский Э. Г. Поле излучения в оптически толстой атмосфере при почти консервативном рассеянии // Физ. атмосферы и океана.— 1980.— 16, № 8.— С. 807—815.

Глав. астрон. обсерватория АН УССР,
Киев

Поступила в редакцию
23.04.91

РЕФЕРАТ ДЕПОНИРОВАННОЙ РУКОПИСИ

УДК 524.3—325.2

КАТАЛОГ ПОЛОЖЕНИЙ И СОБСТВЕННЫХ ДВИЖЕНИЙ 632 ЗВЕЗД В ОБЛАСТЯХ НЕБА С ГАЛАКТИКАМИ / Рыбка С. П.

(Рукопись деп. в ВИНТИ; № 2085-B91)

На основе сравнения Голосеевских каталогов с данными AGK3, SAO и PPM составлен каталог положений и собственных движений 632 звезд в 66 областях неба с галактиками. В результате анализа разностей собственных движений звезд сравниваемых каталогов получены также поправки прецессии.

УДК 523.4—852—6

Н. Н. Фомин, Э. Г. Яновицкий

Формирование линии поглощения в оптически толстой слабопоглощающей планетной атмосфере.

II. Вертикально неоднородная среда

Изучается формирование линии поглощения в оптически толстой неоднородной атмосфере. Считается, что как в частотах линии, так и в непрерывном спектре атмосфера является слабопоглощающей. Дано строгое аналитическое решение проблемы в случаях: 1) изотермического слоя с барометрическим законом изменения давления с глубиной; 2) политропной модели атмосферы (для центральной частоты линии). Изложен метод расчета профиля линии поглощения в общем случае произвольной зависимости оптических свойств атмосферы от глубины. Метод основан на сведении соответствующей краевой задачи к задаче Коши.

ABSORPTION LINE FORMATION IN AN OPTICALLY THICK, WEAKLY ABSORBING PLANETARY ATMOSPHERE. II. VERTICALLY INHOMOGENEOUS MEDIUM, by Fomin N. N., Yanovitskij E. G. — Absorption line formation in an optically thick, vertically inhomogeneous atmosphere is studied. It is assumed that the absorption is weak both in the line and continuum. The problem is rigorously solved for the following two cases: 1) isothermal slab with pressure varying in accordance with the barometric law; 2) polytropic model of the atmosphere (for the central line frequency). A method is described for computing the line profile in the general case of arbitrary dependence of the optical properties of the atmosphere on the optical depth. The method is based on reducing the corresponding boundary value problem to the Cauchy problem.

Введение. В работе [5] мы рассмотрели проблему образования линии поглощения в оптически толстой атмосфере для классического случая однородной по вертикали среды. Здесь распространим полученные результаты на более реалистичный случай, когда оптические свойства среды изменяются с высотой. При этом постановку задачи, основные определения и обозначения, данные в [5], заново разъяснять, как правило, не будем. Ссылки на формулы первой части настоящей работы даются в виде (1.*n*), где *n* — номер формулы в [5].

Основные исходные соотношения. Пусть как в непрерывном спектре, так и в частотах линии поглощения атмосфера является почти консервативно рассеивающей, т. е. выполняются неравенства:

$$1 - \lambda(\tau) \ll 1, \quad 1 - \lambda_\nu(\tau_\nu) \ll 1. \quad (1)$$

Для простоты будем рассматривать случай, когда альбедо поверхности $A=0$. Тогда для атмосферы большой оптической толщины выражение для коэффициента отражения в частотах линии поглощения можно записать следующим образом [6]:

$$\rho_\nu(\mu, \mu_0, \varphi; \tau_0^\nu) = \rho_\nu(\mu, \mu_0, \varphi) - \frac{M_\nu \tilde{N}_\nu(\tau_0^\nu)}{1 - N_\nu \tilde{N}(\tau_0^\nu)} u_\nu(\mu) u_\nu(\mu_0), \quad (2)$$

где $\rho_v(\mu, \mu_0, \varphi)$ — коэффициент отражения полубесконечной атмосферы, а индексом v отмечена зависимость от частоты соответствующих величин. Аналогично для непрерывного спектра имеем

$$\rho(\mu, \mu_0, \varphi; \tau_0) = \rho(\mu, \mu_0, \varphi) - \frac{M\tilde{N}(\tau_0)}{1 - N\tilde{N}(\tau_0)} u(\mu) u(\mu_0), \quad (3)$$

где подразумевается, что входящие сюда величины относятся к частоте ν_1 непрерывного спектра. Здесь

$$\tilde{N}(\tau_0) y_0(-\tau_0) = y_0(\tau_0) - \frac{3}{4} M\tilde{\gamma}_0(\tau_0)/y_0(-\tau_0), \quad (4)$$

$$M = -8y'_0(0)/(3 - x_1(0)), \quad (5)$$

$$N = 1 - \frac{3}{4} M\gamma_0. \quad (6)$$

Функция $y_0(\tau)$ в P_1 -приближении находится из решения краевой задачи

$$\left. \begin{aligned} y'_1(\tau) + [1 - \lambda(\tau)] y_0(\tau) &= 0, \\ y'_0(\tau) + [3 - \lambda(\tau) x_1(\tau)] y_1(\tau) &= 0, \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

при граничных условиях

$$y_0(0) = 1, \quad y_0(\infty) = 0. \quad (8)$$

Для отрицательных значений оптической толщины τ существует соотношение

$$y_0(-\tau) = \left[1 + \frac{1}{4} M \int_0^\tau \frac{3 - x_1(t)}{y_0^2(t)} dt \right] y_0(\tau), \quad (9)$$

т. е. функцию $y_0(\tau)$ достаточно найти лишь для положительных значений τ . Так же как и в случае однородной среды, величины γ_0 и $\tilde{\gamma}_0(\tau)$ очень слабо зависят от вида индикатрисы рассеяния, и обычно можно полагать $\gamma_0 = \tilde{\gamma}_0(\tau_0) = 0.71$.

При выполнении условий (1) можем записать [6]:

$$\rho_v(\mu, \mu_0, \varphi) = \rho_0(\mu, \mu_0, \varphi) - \frac{1}{2} M_v u_0(\mu) u_0(\mu_0), \quad (10)$$

причем

$$u_v(\mu) = \left(1 - \frac{3}{8} \gamma_0 M_v \right) u_0(\mu). \quad (11)$$

Для непрерывного спектра в этих формулах достаточно опустить индекс v . Подставив выражения (10) и (11) в (2) и (3), а полученные в результате соотношения — в формулу (1.5) (опустив при этом индекс ν_1), окончательно получим:

$$\begin{aligned} 1 - R_v(\mu, \mu_0, \varphi) &= \frac{1}{2} \left[M_v \frac{1 + N_v \tilde{N}_v(\tau_0)}{1 - N_v \tilde{N}_v(\tau_0)} - \right. \\ &\quad \left. - M \frac{1 + N\tilde{N}(\tau_0)}{1 - N\tilde{N}(\tau_0)} \right] \frac{u_0(\mu) u_0(\mu_0)}{\rho(\mu, \mu_0, \varphi)}. \end{aligned} \quad (12)$$

Здесь мы учли, что, как следует из (11) и (6),

$$u_v(\mu) u_v(\mu_0) \approx N_v u_0(\mu) u_0(\mu_0), \quad (13)$$

а также то, что при условиях (1), как это вытекает из (1.1) и (1.3), для всех частот линии можно положить $\tau_0^v = \tau_0^{v_1} = \tau_0$.

Для случая, когда наблюдения проводятся со щелью, вырезающей часть диска планеты, вместо (12) очевидно имеем

$$1 - R_v(\alpha) = \left[M_v \frac{1 + N_v \tilde{N}_v(\tau_0)}{1 - N_v \tilde{N}_v(\tau_0)} - M \frac{1 + N \tilde{N}(\tau_0)}{1 - N \tilde{N}(\tau_0)} \right] \frac{h(\alpha)}{H(\alpha)}, \quad (14)$$

где функции $h(\alpha)$ и $H(\alpha)$ определяются соответственно выражениями (1.22) и (1.11).

Для профиля слабой линии поглощения, формирующейся в неоднородной почти консервативно рассеивающей атмосфере и наблюдающейся с поверхности планеты, с помощью (1.8) и формул, приведенных в [6], находим

$$R_v^{(t)}(\mu, \mu_0, \varphi) \equiv R_v^{(t)}(\tau_0) = \frac{t_v^{(1)}(\tau_0)}{t^{(1)}(\tau_0)}, \quad (15)$$

где фактор пропускания $t^{(1)}(\tau_0)$, найденный в P_1 -приближении (при почти консервативном рассеянии), определяется формулой

$$t^{(1)}(\tau_0) = \frac{M \left[1 + \frac{3\gamma_0 y'_0(0)}{3 - x_1(0)} \right] \left\{ 1 - \frac{3y'_0(-\tau_0) \tilde{\gamma}_0(\tau_0)}{[3 - x_1(\tau_0)] y_0(-\tau_0)} \right\}}{1 - N \tilde{N}(\tau_0)}. \quad (16)$$

Для эквивалентной же ширины из (1.9) и (15) получаем

$$W^{(t)}(\mu, \mu_0, \varphi) \equiv W^{(t)}(\tau_0) = \frac{1}{t^{(1)}(\tau_0)} \int_0^\infty [t^{(1)}(\tau_0) - t_v^{(1)}(\tau_0)] d\nu. \quad (17)$$

Из приведенных выше формул видно, что поставленная проблема сводится к решению краевой задачи (7). Рассмотрим ее для разных моделей атмосферы.

Неоднородная изотермическая атмосфера. Как следует из (12) и (14), основная проблема сводится к нахождению разности $r_v^*(\tau_0) = r_v^{(1)}(\tau_0) - r^{(1)}(\tau_0)$, где

$$r_v^{(1)}(\tau_0) = \frac{1}{2} M_v \frac{1 + N_v \tilde{N}_v(\tau_0)}{1 - N_v \tilde{N}_v(\tau_0)} \quad (18)$$

— фактор отражения для слоя толщиной τ_0 , найденный в P_1 -приближении. Кроме того, в том же приближении необходимо также найти фактор пропускания $t_v^{(1)}(\tau_0)$, который определяется формулой (16).

Пусть в непрерывном спектре атмосфера является однородной, т. е. величины σ , κ и x_1 не изменяются с глубиной. Будем считать зависящим от глубины лишь объемный коэффициент поглощения газа, т. е. величину κ_v . В таком случае в P_1 -приближении характеристическую систему уравнений (7) после перехода к геометрическим глубинам z при учете (1.4) и (1) можно переписать так:

$$y'_1(z) + [\kappa + \kappa_v(z)] y_0(z) = 0, \quad (19)$$

$$y'_0(z) + (3 - x_1) \sigma y_1(z) = 0. \quad (20)$$

В результате приходим к следующему характеристическому уравнению

$$y''_0(z) = (3 - x_1) \sigma [\kappa + \kappa_v(z)] y_0(z), \quad (21)$$

которое должно быть решено при граничных условиях

$$y_0(0) = 1, \quad y_0(\infty) = 0. \quad (22)$$

Как и ранее, будем предполагать, что коэффициент поглощения имеет лоренцовский профиль (1.29). Величину $\kappa_0(z)$ можно представить в виде

$$\kappa_0(z) = \frac{S(j, T) n(z)}{\pi \Delta v(P, T)}, \quad (23)$$

где полуширина линии

$$\Delta v(P, T) = \Delta v_0 \left[\frac{T(0)}{T(z)} \right]^{1/2} \frac{P(z)}{P(0)}; \quad (24)$$

$S(j, T)$ — интегральное сечение поглощения в линии с начальным состоянием j при температуре T ; Δv_0 — полуширина линии при $T_0 = T(0)$ и давлении $P_0 = P(0)$ (т. е. на границе атмосферы $z=0$); $n(z)$ — число молекул поглощающего газа в единице объема.

Рассмотрим случай изотермической атмосферы ($T = \text{const}$). Пусть

$$P(z) = P_0 \exp(z/H), \quad (25)$$

где H — высота однородной атмосферы. Обозначив $n_0 = n(0)$, вместо (1.29) можем записать

$$\kappa_v(z) = \frac{\kappa_0}{1 + \xi_v^2 \exp(-2z/H)}, \quad (26)$$

где

$$\kappa_0 = n_0 S / (\pi \Delta v), \quad (27)$$

$$\xi_v = (v - v_0) / \Delta v. \quad (28)$$

Подставляя (26) в (21) и вводя новую переменную

$$x = \xi_v^2 \exp(-2z/H), \quad (29)$$

приходим к уравнению

$$x \frac{d^2 y_0(x)}{dx^2} + \frac{dy_0(x)}{dx} = \frac{(3 - x_1) H^2 \sigma [\kappa_0 + \kappa(1 + x)]}{4x(1 + x)} y_0(x). \quad (30)$$

Решение этого уравнения непосредственно выражается через гипергеометрическую функцию $F(a, b, c; z)$. Учитывая граничные условия (22), имеем

$$y_0(z) = \frac{F(a, b, c; -\xi_v^2 \exp(-2z/H))}{F(a, b, c; -\xi_v^2)} \exp(-k_v \sigma z), \quad (31)$$

где

$$k_v^2 = (3 - x_1) (\kappa + \kappa_0) / \sigma \approx (1 - \lambda_v) (3 - x_1), \quad (32)$$

$$a = (k_v + k_0) \sigma H / 2; \quad b = (k_v - k_0) \sigma H / 2; \quad c = 1 + k_v \sigma H; \quad (33)$$

$$k_0^2 = (3 - x_1) \kappa / \sigma \approx (1 - \lambda) (3 - x_1). \quad (34)$$

Из (31) находим

$$y'_0(z) = - \frac{2}{H} \frac{V(a, b, c; -\xi_v^2 \exp(-2z/H))}{F(a, b, c; -\xi_v^2)} \exp(-k_v \sigma z), \quad (35)$$

где

$$V(a, b, c; x) = b F(a, b + 1, c; x) - [b - (c - 1)/2] F(a, b, c; x). \quad (36)$$

Если поглощение в непрерывном спектре отсутствует ($\lambda = 1$), то соответствующие расчеты по вышеприведенным формулам существенно упрощаются, поскольку вместо функции $F(a, b, c; -x)$, зависящей

от двух параметров, необходимо будет вычислять функцию

$$F(a_0, a_0, 1 + 2a_0; -x) \equiv F_1(a_0, -x) = \\ = \frac{2\Gamma(2a_0)}{a_0 \Gamma^2(a_0)} \left\{ 1 - a_0 \int_0^1 \left[1 - \left(\frac{1-t}{1+xt} \right)^{a_0} \right] \frac{dt}{t^{1-a_0}} \right\}, \quad (37)$$

которая уже зависит только от одного параметра $a_0 = k_{v_0} \sigma H / 2$. При вычислениях по формуле (37) полезно иметь в виду, что

$$F_1(a_0, -x) = 1 - \frac{a_0^2 x}{1 + 2a_0} [1 + (1 + a_0 x / 4)] + O(x^3), \quad (38)$$

$$F_1(1, -x) = \frac{2}{x} \left[\left(1 + \frac{1}{x} \right) \ln(1+x) - 1 \right]. \quad (39)$$

Итак, для всех $z \geq 0$ мы получили аналитические представления функций $y_0(z)$ и $y_0'(z)$. Для того, чтобы найти соответствующие выражения этих функций при $z < 0$, достаточно воспользоваться формулой (9). Следовательно, для рассматриваемой модели атмосферы профиль линии и ее эквивалентная ширина выражаются в квадратурах.

Политропная модель атмосферы. Рассмотрим теперь более общий случай, когда газовая составляющая атмосферы удовлетворяет уравнению политропы

$$PT^{-\alpha} = \text{const}, \quad (40)$$

где $\alpha = m/(m-1)$, m — показатель политропы. С помощью (40) мы сможем учесть в (24) зависимость полуширины линии не только от давления, но и от температуры. Ее связь с глубиной z можно задать линейным законом

$$T(z) = T_0(1 + tz), \quad (41)$$

где t — параметр. Из (40) и (41) находим

$$P(z) = P_0(1 + tz)^\alpha. \quad (42)$$

В результате, пренебрегая зависимостью интегрального сечения S от температуры, вместо (23) получаем

$$\kappa_0(z) = \kappa_0(1 + tz)^{-1/2}, \quad (43)$$

где величина κ_0 определяется формулой (27). Таким образом, выражение (1.29) приобретает следующий вид:

$$\kappa_v(z) = \frac{\kappa_0(1 + tz)^{-1/2}}{1 + \xi_v^2(1 + tz)^{1-2\alpha}}, \quad (44)$$

где величина ξ_v дается формулой (28).

Планетой, для атмосферы которой хорошо оправдывается модель политропы, является Венера. Согласно модели атмосферы [1, § 2.05] при $\alpha = 6.86$ и $t = 3.07 \cdot 10^{-2} \text{ км}^{-1}$, формулы (41) и (42) в интервале глубин $z = 0-70$ км описывают ход температуры и давления с погрешностью, не превышающей 16 и 10 % соответственно.

Для простоты рассмотрим случай центральной частоты линии $\nu = \nu_0$ и предположим, что в непрерывном спектре поглощение отсутствует (т. е. $\kappa = 0$). В таком случае вместо (19) и (20) находим

$$y_0''(z) = \frac{(3 - x_1) \sigma \kappa_0}{(1 + tz)^{1/2}} y_0(z). \quad (45)$$

Это уравнение сводится к уравнению Бесселя, решение которого при граничных условиях (22) дается формулой

$$y_0(z) = (1 + tz)^{1/2} \frac{K_{2/3}[\beta(1 + tz)^{3/4}]}{K_{2/3}(\beta)}, \quad (46)$$

где

$$\beta = 4 \sqrt{(3 - x_1) \sigma \kappa_0 / (3t)}, \quad (47)$$

$K_n(z)$ — модифицированная функция Бесселя (функция Макдональда). Из (20) и (46) находим

$$y_1(z) = \frac{4}{3} \frac{\kappa_0}{\beta t} (1 + tz)^{1/4} \frac{K_{1/3}[\beta(1 + tz)^{3/4}]}{K_{2/3}(\beta)}. \quad (48)$$

Для отрицательных значений z соответствующие формулы можно получить с помощью (9).

Итак, у нас есть все необходимые соотношения для вычисления интенсивности излучения в центре линии поглощения, учитывающие изменение температуры с глубиной согласно закону (41). При этом интенсивность не зависит от давления (т. е. от параметра α , через который, как следует из (42), определяется ход давления с глубиной). В то же самое время, как вытекает из (44), в крыльях линии поведение интенсивности, в основном, будет определяться давлением (особенно если $2\alpha \gg 1$).

Учитывая это обстоятельство, обратимся к формуле (31). Как мы видим, функция $y_0(z)$ представляется в виде двух сомножителей. Один из них, равный $\exp(-k_{v_0} \sigma z)$, определяет поведение величины $y_0(z)$ при $v = v_0$ (т. е. в центральной частоте), второй же — описывает профиль линии для остальных частот. Поэтому в нашем случае (когда $(1 - \lambda) \ll \ll \kappa_0 / \sigma$) для вычисления функции $y_0(z)$ мы можем предложить следующую приближенную формулу

$$y_0(z) = \frac{F_1(a_0; -\xi_v \exp(-z/H))(1 + tz)^{1/2} K_{2/3}[\beta(1 + tz)^{3/4}]}{F_1(\alpha_0, -\xi_v^2) K_{2/3}(\beta)}, \quad (49)$$

где функция $F_1(a_0, -x)$ дается выражением (37). Иными словами, в (31) вместо множителя, который определяет интенсивность излучения в центре линии (атмосфера в этом случае однородная) взят множитель, учитывающий неоднородность атмосферы из-за изменения температуры с глубиной.

Таким образом, расчеты, выполненные с помощью формулы (49), будут приближенно учитывать зависимость профиля линии и ее эквивалентной ширины как от закона изменения с глубиной давления (параметр H), так и температуры (параметр t). Отметим, что ряд результирующих формул, полученных выше, был без вывода приведен ранее в нашей работе [4].

Выше мы рассматривали атмосферу, которая в непрерывном спектре является однородной и характеризуется объемным коэффициентом рассеяния $\sigma = \text{const}$ и поглощения $\kappa = \text{const}$. Однако в случае преимущественно газового рассеяния в среде (например, в подоблачном слое атмосферы Венеры) необходимо учесть, что коэффициент рассеяния будет возрастать с глубиной. В связи с этим рассмотрим еще следующую модель атмосферы.

Пусть в непрерывном спектре поглощение отсутствует ($\kappa \equiv 0$), а объемный коэффициент рассеяния изменяется согласно закону политропы, т. е.

$$\sigma(z) = \sigma_0(1 + tz)^{\alpha-1}. \quad (50)$$

Поскольку атмосфера считается чисто газовой, положим в (7) величину $x_1 = 0$.

Будем рассматривать центральную частоту линии. В этом случае коэффициент поглощения определяется формулой (43). Подставляя (50) и (43) в (19) и (20), перейдя затем к новой переменной

$$x = 1 + tz, \quad (51)$$

получим следующее уравнение

$$xy_1''(x) + \frac{1}{2} y_1'(x) - \frac{3\kappa_0\sigma}{t^2} x^{\alpha-1/2} y_1(x) = 0, \quad (52)$$

при граничных условиях

$$y_1'(1) = -\kappa_0/t, \quad y_1'(\infty) = 0. \quad (53)$$

Решение уравнения (52) при граничных условиях (53) также выражается через функцию Макдональда и имеет вид:

$$y_1(z) = \sqrt{\frac{\kappa_0}{3\sigma_0}} (1 + tz)^{1/4} \frac{K_l[s(1 + tz)^{1/4l}]}{K_{l-1}(s)}. \quad (54)$$

Отсюда следует

$$y_1'(z) = -\kappa_0 (1 + tz)^{1/4l-1} \frac{K_{l-1}[s(1 + tz)^{1/4l}]}{K_{l-1}(s)}, \quad (55)$$

где

$$l = (2\alpha + 1)^{-1}, \quad s = \frac{4\sqrt{3\kappa_0\sigma_0}}{(2\alpha + 1)t}. \quad (56)$$

Как видим, в рассматриваемом случае интенсивность в центре линии уже существенно зависит от давления.

Формулы (46), (48) и (54), (55) позволяют получить решение задачи о нахождении интенсивности выходящего из атмосферы излучения в центральной частоте линии, которая формируется в двухслойной среде, верхний слой которой в непрерывном спектре представляет собой однородную аэрозольную среду, а нижний — чисто газовую, свойства которой изменяются с глубиной в соответствии с формулой (50) (простейшая модель атмосферы Венеры). Процедура, с помощью которой можно получить указанное решение, подробно описана в [3].

Произвольная модель атмосферы. Сведение к задаче Коши. Перейдем теперь к рассмотрению общего случая, когда оптические свойства атмосферы описываются произвольными заданными функциями оптической глубины. При этом мы продолжаем рассматривать слабо поглощающую среду, т. е. по-прежнему считаем, что выполняются условия (1). В таком случае главная проблема состоит в том, чтобы решить краевую задачу (7), которую мы переформулируем следующим образом:

$$\left. \begin{aligned} y_1'(\tau) &= -p(\tau) y_0(\tau), \\ y_0'(\tau) &= -q(\tau) y_1(\tau), \\ y_0(0) &= 1, \quad y_0(\infty) = 0, \end{aligned} \right\} \quad (57)$$

где

$$p(\tau) = 1 - \lambda(\tau); \quad q(\tau) = 3 - \lambda(\tau) x_1(\tau). \quad (58)$$

Если указанная задача решена, то легко могут быть вычислены факторы отражения и пропускания света оптически толстым слоем.

Таким образом, сформулированная выше краевая задача носит вспомогательный характер. Основная же цель состоит в том, чтобы найти в P_1 -приближении факторы отражения $r_v^{(1)}(\tau_0)$ и пропускания $t_v^{(1)}(\tau_0)$ света, которые определяются соответственно формулами (18) и (16). Тем самым находится профиль слабой линии поглощения. Поэтому возникает естественный вопрос: нельзя ли определить указанные

факторы непосредственно, минуя процедуру решения краевой задачи (57), т. е. не находя функции $y_0(\tau)$ и $y_1(\tau)$.

Это можно сделать следующим образом. Определим функции $r^{(1)}(\tau_0)$ и $t^{(1)}(\tau_0)$ с помощью соотношений

$$r^{(1)}(\tau_0) = \frac{4y_1(0)}{y_0(0) + 3\gamma_0 y_1(0)} + \frac{M\tilde{N}(\tau_0)}{[1 - \tilde{N}(\tau_0)][y_0(0) + 3\gamma_0 y_1(0)]^2}, \quad (59)$$

$$t^{(1)}(\tau_0) = \frac{M}{[1 - \tilde{N}(\tau_0)][y_0(0) + 3\gamma_0 y_1(0)][y_0(-\tau_0) + 3\tilde{\gamma}_0(\tau_0)y_1(-\tau_0)]}. \quad (60)$$

Не представляет большого труда убедиться, что в P_1 -приближении формулы (59) и (60) сводятся соответственно к выражениям (18) и (16).

Введем четыре вспомогательные функции $V_0(\tau)$, $V_1(\tau)$, $W_0(\tau)$ и $W_1(\tau)$ с помощью равенств

$$\left. \begin{aligned} 2y_0(0)W_0(\tau) &= y_0(-\tau) + y_0(\tau), \\ 2y_0(0)W_1(\tau) &= y_1(-\tau) - y_1(\tau), \\ 2y_1(0)[V_0(\tau) - 3\gamma_0 W_0(\tau)] &= y_0(-\tau) - y_0(\tau), \\ 2y_1(0)[V_1(\tau) - 3\gamma_0 W_1(\tau)] &= y_1(-\tau) + y_1(\tau). \end{aligned} \right\} \quad (61)$$

Тогда формулы (59) и (60) можно переписать так:

$$r^{(1)}(\tau) = t^{(1)}(\tau)[W_0(\tau) + 3\tilde{\gamma}_0(\tau_0)W_1(\tau)], \quad (62)$$

$$t^{(1)}(\tau) = 4[V_0(\tau) + 3\tilde{\gamma}_0(\tau_0)V_1(\tau)]^{-1}. \quad (63)$$

Учитывая, что в P_1 -приближении величины $y_0(\tau)$ и $y_1(\tau)$ получаются при решении краевой задачи (57), для нахождения функций $V_0(\tau)$, $V_1(\tau)$, $W_0(\tau)$ и $W_1(\tau)$ на промежутке $[0, \tau_0]$ можно сформулировать следующую задачу Коши:

$$\left. \begin{aligned} V_1'(\tau) &= p(\tau)V_0(\tau), \\ V_0'(\tau) &= q(\tau)V_1(\tau), \\ V_0(0) &= 3\gamma_0, \quad V_1(0) = 1 \end{aligned} \right\} \quad (64)$$

и

$$\left. \begin{aligned} W_1'(\tau) &= p(\tau)W_0(\tau), \\ W_0'(\tau) &= q(\tau)W_1(\tau), \\ W_0(0) &= 1, \quad W_1(0) = 0. \end{aligned} \right\} \quad (65)$$

При этом четыре указанные функции не являются независимыми, а, как следует из (64) и (65), должны удовлетворять равенству

$$V_1(\tau)W_0(\tau) - V_0(\tau)W_1(\tau) = 1, \quad (66)$$

которое может служить контролем при решении этих уравнений.

В качестве примера рассмотрим случай однородной атмосферы. Тогда из (64) и (65) находим

$$W_0(\tau) = \operatorname{ch} k_0 \tau; \quad W_1(\tau) = \frac{k_0}{3 - x_1} \operatorname{sh} k_0 \tau, \quad (67)$$

$$V_0(\tau) = (3 - x_1) \left[\frac{\operatorname{sh} k_0 \tau}{k_0} + \frac{3\gamma_0}{3 - x_1} \operatorname{ch} k_0 \tau \right], \quad (68)$$

$$V_1(\tau) = \operatorname{ch} k_0 \tau + \frac{3\gamma_0 k_0}{3 - x_1} \operatorname{sh} k_0 \tau, \quad (69)$$

где $k_0^2 = (1 - \lambda)(3 - x_1)$. Если подставить эти выражения в (62) и (63), то получим соответствующие формулы для факторов отражения и пропускания, которые выводятся из (18) и (16) в случае однородной среды при малом истинном поглощении.

Существенное преимущество задачи Коши по сравнению с краевой состоит в том, что ее численное решение не вызывает, как правило, затруднений. Это же нельзя однозначно утверждать в отношении краевой задачи даже в том случае, когда заранее доказаны единственность и существование решения.

Приведенный выше метод сведения краевой задачи к задаче Коши значительно детальнее изложен в работе [2] одного из авторов настоящей статьи.

Заключение. Итак, мы рассмотрели несколько конкретных физических реализуемых моделей формирования линии поглощения в неоднородных планетных атмосферах большой оптической толщины и получили их строгие аналитические решения. Кроме того, описали численный метод решения указанной задачи для произвольной зависимости оптических свойств среды от глубины. Применение полученных результатов к изучению свойств атмосферы Венеры, основанное на данных наблюдений слабых полос поглощения CO_2 в ближней ИК-области спектра (см. [7]), мы намерены опубликовать отдельно.

В [5] и настоящей работе у нас речь шла о спектральной линии, которая наблюдается или за пределами атмосферы или же на поверхности планеты. Однако, как известно, на некоторых из спускаемых аппаратов серии «Венера» проводились измерения спектра диффузного излучения на разных высотах в атмосфере (подробности и ссылки на первоисточники см. в [1, § 2.12]). Учитывая, что подобные измерения проводятся также в атмосфере Земли, в следующей части настоящей работы мы намерены развить теорию формирования линии поглощения внутри слабопоглощающей планетной атмосферы.

1. Ксанфомалити Л. В. Планета Венера.— М.: Наука, 1985.— 376 с.
2. Фомин Н. Н. Факторы отражения и пропускания света планетной атмосферой при почти консервативном рассеянии.— Киев, 1989.— 21 с.— (Препр./АН УССР. Ин-т теорет. физики; ИТФ-89-76Р).
3. Фомин Н. Н. Поле излучения в среде, состоящей из плоских неоднородных слоев.— Киев, 1989.— 21 с.— (Препр./АН УССР. Ин-т теорет. физики; ИТФ-89-77Р).
4. Фомин Н. Н., Яновицкий Э. Г. Формирование линии поглощения в неоднородной атмосфере при почти консервативном рассеянии // Численные методы решения уравнения переноса: Тез. докл.— Тарту, 1988.— С. 201—204.
5. Фомин Н. Н., Яновицкий Э. Г. Формирование линии поглощения в оптически толстой слабопоглощающей планетной атмосфере. I. Однородный слой // Кинематика и физика небес. тел.— 1991.— 7, № 5.— С. 29—38.
6. Яновицкий Э. Г. Анизотропное рассеяние света в неоднородной атмосфере. Асимптотическое разделение угловых переменных в оптически толстом слое // Астрон. журн.— 1980.— 57, вып. 6.— С. 1277—1286.
7. Young L. D. G. High resolution spectra of Venus — a review // Icarus.— 1972.— 17, N 3.— P. 632—658.

Глав. астроном. обсерватория АН УССР,
Киев

Поступила в редакцию
23.04.91

УДК 523.94—355

Р. И. Костык

Изменения со временем линий поглощения в спектре Солнца

Ставится под сомнение полученный из анализа вариаций центральных глубин фраунгоферовых линий, наблюдавшихся в 1960—1985 гг., вывод Б. Т. Бабия (Кинематика и физика небес. тел.—1991.—7, № 2.—С. 16—22) о том, что до некоторого уровня (в области образования слабых линий поглощения) фотосфера Солнца находится в стационарном состоянии, а выше этого уровня — в нестационарном.

TIME VARIABILITY OF ABSORPTION LINES IN THE SOLAR SPECTRUM, by Kostyk R. I.—The conclusion by B. T. Babij (Kinematika i Fizika Nebesnykh Tel.—1991.—7, N 2.—P, 16—22) obtained by him from the analysis of variation of central depths of Fraunhofer lines observed in 1960-1985 seems doubtful. The conclusion is that up to some level (in the region where weak absorption lines are formed) the solar photosphere is in stationary state, and above that level the solar photosphere may be considered as unstationary formation.

В статье [1] Б. Т. Бабий приводит значения центральных остаточных интенсивностей 48 солнечных линий поглощения, зарегистрированных на протяжении 1960—1985 гг. Для каждой линии, наблюдавшейся в разные годы, находилось среднее значение центральной глубины $\bar{d}$, а также среднее отклонение Δd от $\bar{d}$. Значения Δd трактуются им (с некоторой оговоркой) как реальные изменения фраунгоферовых линий со временем.

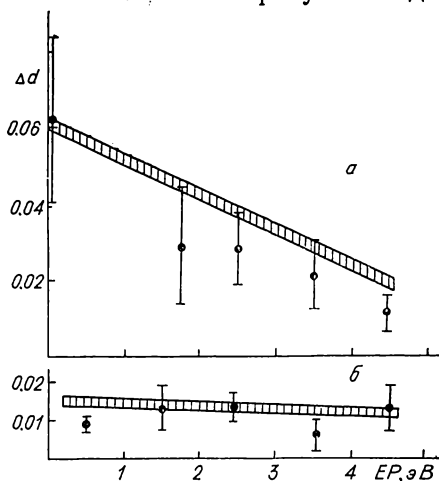
Сорок линий нейтральных атомов затем были разбиты на две группы: условно сильные линии с центральными глубинами $d \geq 40\%$ и условно слабые линии с центральными глубинами $d < 40\%$. Для каждой группы линий построена зависимость величин Δd от потенциала возбуждения нижнего уровня EP . На рис. 1 мы воспроизводим из статьи Б. Т. Бабия [1] эту зависимость для условно сильных (рис. 1, а, точки) и условно слабых линий (рис. 1, б, точки), усреднив значения Δd в интервалах $\Delta EP = 1$ эВ. Как видно, для условно сильных линий значения Δd уменьшаются с увеличением EP ; для условно слабых — такой зависимости не наблюдается: величины Δd не зависят от EP . Отсюда Б. Т. Бабий делает вывод: поскольку высоты образования в атмосфере Солнца фраунгоферовых линий тем больше, чем сильнее линия и чем меньше потенциал ее возбуждения, то найденные зависимости свидетельствуют о том, что до некоторого уровня (в области образования слабых линий) фотосферу Солнца можно рассматривать как стационарную во времени, а выше этого уровня — как относительно нестационарную. На наш взгляд, это утверждение — основной итог работы [1] — не следует из тех данных, которые анализируются в ней.

Мы определили высоту образования в атмосфере Солнца центра каждой из сорока фраунгоферовых линий нейтральных атомов, восполь-

зовавшись, в основном, данными работы [2]. Эти результаты приведены в шестой графе таблицы. Данные в первых пяти графах взяты из [1]: длина волны фраунгоферовой линии, потенциал возбуждения нижнего уровня EP , название химического элемента, средняя центральная глубина линии $\bar{d}$, среднее отклонение Δd от $\bar{d}$.

На рис. 2 приведена зависимость величин Δd от высоты H . Значения Δd усреднены в интервале высот $\Delta H=50$ км. Из рисунка видно, что вариации центральных глубин фраунгоферовых линий Δd сначала увеличиваются с высотой в атмосфере Солнца, а затем уменьшаются. Таким образом, нет основания утверждать, что до некоторого уровня фотосфера Солнца стационарна во времени, а выше этого уровня — нестационарна. По наше-

Рис. 1. Зависимость вариаций Δd центральных глубин линий от потенциала возбуждения нижнего уровня EP . Точки — данные наблюдений. Штрихи — результаты вычислений при изменении скорости макротурбулентных движений на величину 0.25 км/с: а — условно сильные линии ($d \geq 0.4$); б — условно слабые линии ($d < 0.4$)



му мнению, из зависимости, представленной на рис. 2, можно лишь сделать вывод, что наиболее сильным вариациям (реальным или инструментального происхождения) подвержены умеренные фраунгоферовы линии. Это подтверждает и рис. 3 (точки), где представлена зависимость Δd от $\bar{d}$, построенная нами по данным таблицы. Из рис. 2 не следует также, что на тех высотах в атмосфере Солнца, где функция $\Delta d(H)$ достигает максимума ($H=300-400$ км), отмечается более сильное изменение физических параметров среды, чем на высотах $H < 300$ км или $H > 400$ км. В этом можно убедиться из рис. 3 (сплошная линия), где приведены вычисленные нами вариации центральных интенсивностей фраунгоферовых линий при изменении скоро-

Данные о фраунгоферовых линиях

λ , нм	EP , эВ	Эле- мент	$\bar{d}$	Δd	H , км	λ , нм	EP , эВ	Эле- мент	$\bar{d}$	Δd	H , км
460.733	0	Sr	0.654	0.064	280	625.124	0.29	V	0.126	0.012	210
769.897	0	K	0.829	0.011	440	615.015	0.30	V	0.073	0.007	200
525.021	0.12	Fe	0.754	0.049	410	633.000	0.94	Cr	0.264	0.007	220
514.541	1.45	Ti	0.430	0.011	220	613.537	1.05	V	0.089	0.001	190
530.736	1.61	Fe	0.787	0.033	450	612.622	1.07	Ti	0.224	0.010	210
676.748	1.83	Ni	0.652	0.018	420	584.700	1.68	Ni	0.246	0.019	200
543.500	1.98	Ni	0.582	0.054	270	612.898	1.70	Ni	0.278	0.016	210
615.162	2.16	Fe	0.511	0.009	280	609.281	1.89	Ti	0.046	0.021	170
617.334	2.22	Fe	0.623	0.019	360	608.281	2.22	Fe	0.350	0.017	230
621.343	2.22	Fe	0.675	0.027	410	639.254	2.27	Fe	0.177	0.009	200
606.549	2.49	Fe	0.765	0.020	540	526.039	2.51	Ca	0.353	0.008	170
616.644	2.52	Ca	0.598	0.027	290	622.924	2.83	Fe	0.358	0.017	220
667.797	2.69	Fe	0.735	0.014	590	530.418	3.45	Cr	0.168	0.001	150
627.023	2.86	Fe	0.496	0.036	270	612.674	3.67	Fe	0.269	0.010	180
476.586	2.93	Mn	0.760	0.019	350	622.399	4.09	Ni	0.280	0.008	170
557.609	3.43	Fe	0.794	0.030	430	613.014	4.25	Ni	0.222	0.011	160
624.632	3.60	Fe	0.720	0.012	480	529.531	4.40	Fe	0.336	0.019	170
638.074	4.19	Fe	0.472	0.019	240	610.515	4.55	Fe	0.107	0.006	140
585.222	4.55	Fe	0.400	0.008	190	609.364	4.61	Fe	0.310	0.007	170
580.673	4.61	Fe	0.498	0.007	230	608.957	5.00	Fe	0.365	0.022	180

сти макротурбулентных движений на постоянную по всей толщине фотосферы величину 0.25 км/с: вариации центральных интенсивностей Δd сначала увеличиваются с силой линии, достигая максимума при $d \approx 0.6$, а затем уменьшаются. Аналогична реакция центральных интенсивностей и на изменение температуры, а также на некоторые погрешности инструментального происхождения (например, рассеянный свет, аппаратная функция). Мы, конечно, не утверждаем, что вариации центральных интенсивностей фраунгоферовых линий обусловлены только

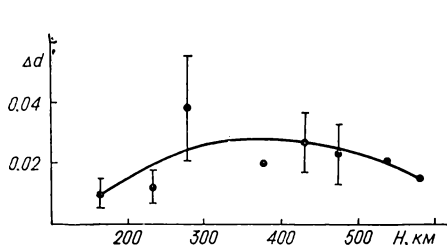
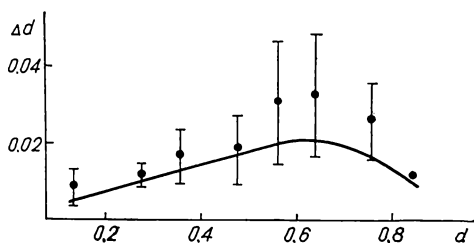


Рис. 2. Зависимость вариаций Δd центральных глубин линий от высоты H в атмосфере Солнца (данные наблюдений)

Рис. 3. Зависимость вариаций Δd от центральной глубины d фраунгоферовых линий. Точки — данные наблюдений. Сплошная линия — результаты вычислений при изменении скорости макротурбулентных движений на постоянную по всей толщине фотосферы Солнца величину 0.25 км/с



инструментальными факторами. Отмечаем лишь, что наиболее сильно инструментальным искажениям подвержены умеренные ($d \approx 0.6$) линии поглощения.

Чем обусловлен факт уменьшения Δd с увеличением потенциала возбуждения нижнего уровня, изображенный на рис. 1, а (точки), если он, как мы показали (рис. 2), не отражает увеличение Δd с высотой в атмосфере Солнца? На наш взгляд, это может быть связано с тем обстоятельством, что при прочих одинаковых условиях, чем меньше потенциал возбуждения спектральной линии, тем она уже, а значит, тем сильнее реагирует на изменения, например, скорости турбулентных движений в атмосфере Солнца или аппаратной функции спектрографа, с которым велись наблюдения. В подтверждение сказанному мы вычислили вариации центральных глубин условно сильных ($\bar{d} = 0.6$) и условно слабых линий ($\bar{d} = 0.2$) с разными потенциалами возбуждения нижнего уровня ($EP = 0 \div 5$ эВ) при изменении скорости макротурбулентных движений на постоянную величину 0.25 км/с. Как видно из рис. 1, а (штриховая линия) для условно сильных линий эти вариации значительны и они уменьшаются с увеличением потенциала возбуждения нижнего уровня. Условно слабые линии (рис. 1, б, штриховая линия) такой зависимости не обнаруживают: вариации на изменение макротурбулентных скоростей почти не зависят от потенциала возбуждения.

Резюмируем вышеизложенное. Основной вывод работы Б. Т. Бабий [1] о том, что фотосферу Солнца до некоторого уровня (в области образования слабых фраунгоферовых линий) можно считать стационарным во времени образованием, а выше этого уровня (где образуются умеренно сильные линии) — относительно нестационарным, не следует, на наш взгляд, из приведенных наблюдательных данных.

1. Бабий Б. Т. Про зміни з часом центральних залишкових інтенсивностей фраунгоферових ліній сонячного спектру // Кінематика і фізика небес. тел.— 1991.— 7, № 2.— С. 16—22.
2. Гуртовенко Э. А., Костык Р. И. Фраунгоферов спектр и система солнечных сил осцилляторов.— Киев: Наук. думка, 1989.— 220 с.

УДК 523.98

С. А. Дружинин, А. А. Певцов, В. И. Левковский, М. В. Никонова

Временные изменения тангенциальной составляющей скорости в эффекте Эвершеда

Представлены результаты наблюдений тангенциальной составляющей скорости в эффекте Эвершеда (крутильных колебаний солнечных пятен). Для шести пятен исследовался спектральный состав сигналов лучевой скорости от двух участков полутени, расположенных симметрично относительно тени пятна. Выбранные участки находились на линии, перпендикулярной к направлению на центр изображения Солнца, т. е. измерялись скорости вращения газа в солнечном пятне. Наблюдения проводились в линиях Fe I λ 543.45 нм и H β λ 486.13 нм при помощи диссектора, управление электронным сканированием которого было построено так, чтобы квазиодновременно двумя каналами измерять сдвиги спектральной линии на двух участках его фотокатода. Результаты работы подтверждают наличие крутильных колебаний солнечных пятен на уровне фотосферы с периодом порядка часа. Впервые измерены подобные колебания на хромосферном уровне (период около 30 мин). Из наблюдений двух солнечных пятен в течение трех и четырех дней соответственно делается вывод о наличии в этих пятнах крутильных колебаний с периодом несколько суток. Наблюдаемое изменение спектрального состава сигналов лучевых скоростей в полутенях пятна NOAA 5556 при его движении от центра диска Солнца к лимбу интерпретируется как наличие в полутени нескольких типов колебаний: собственно крутильных колебаний с периодом около часа, вертикальных колебаний больших участков полутени (характерный размер не меньше 10", период около 24 мин) и вертикальных квазипятиминутных колебаний с размером меньше 5".

TIME VARIATIONS OF THE TANGENTIAL COMPONENT OF VELOCITY IN THE EVERSLED EFFECT, by Druzhinin S. A., Pevtsov A. A., Levkovskij V. I., Nikonova M. V.— Results of observations of the tangential velocity in the Evershed effect (torsional oscillations of sunspots) are presented. For six sunspots, the spectral composition of line-of-sight velocity signals from two areas of the penumbra located symmetrically about the sunspot umbra has been studied. The areas chosen lay perpendicular to the direction toward the solar image centre, i. e. gas rotation velocities in a sunspot were measured. The observations were made in lines of Fe I λ 543.45 nm and H β λ 486.13 nm using a dissector-tube, whose electronic scanning control permits measuring (quasi-simultaneously in two channels) spectral line shifts on two sections of its photocathode. The results obtained confirm the presence of torsional oscillations of sunspots at the photospheric level with a period of about one hour. For the first time such oscillations have been measured at the chromospheric level (with a period of about 30 minutes). Based on observations of two sunspots during 3 and 4 days, respectively, it is concluded that these sunspots involve torsional oscillations with a period of several days. The observed variation in spectral composition of line-of-sight velocity signals in penumbrae of the sunspot NOAA 5556 as it moves from the solar disk centre to the limb, is interpreted as the presence in the penumbra of se-

veral type of oscillations: the torsional oscillations proper with a period of about one hour, vertical oscillations of large areas of the penumbra (the typical size 10" at least and the period of about 24 minutes), and vertical quasi-five-minute oscillations with the size less than 5".

Введение. Согласно [7] тангенциальная составляющая скорости движения вещества в эффекте Эвершеда является по существу суммой двух типов движения: вращения пятна как геометрического целого и вращения газа в пятне, вызванного движением вещества вдоль спиральных волокон полутени. Вращение первого типа исследовалось рядом авторов (см. обзор в [5], [7]) путем измерения координат выбранных деталей на фотоснимках пятен. В [1] по серии магнитограмм (одна-две в сутки) изучались вариации тангенциальной составляющей скорости в эффекте Эвершеда, восстановленной в предположении цилиндрической симметрии. Были обнаружены крутильные колебания пятен с периодом 6 сут и найдено, что скорость вращения газа в пятне заметно превышает скорость вращения пятна как целого. В [2] по изменению тангенциальной составляющей вектора скорости в пятне (также рассчитанной в предположении цилиндрической симметрии) обнаружены крутильные колебания пятна с периодом 40 мин. Временной интервал между отдельными магнитограммами, использованными в [2] для вычисления тангенциальной составляющей скорости, достигал 15 мин. Первая попытка прямых измерений колебаний скорости вращения газа в солнечных пятнах предпринята нами в [5]. Результаты этой работы не свидетельствуют о бесспорном наличии крутильных колебаний солнечных пятен с периодом порядка часа и менее. Однако ограниченность статистического материала и невыясненность некоторых методических вопросов заставляют нас продолжить это исследование.

Наблюдения проводились на горизонтальном солнечном телескопе АЦУ-5 Астрономического института АН УзССР (Ташкент). В [5] дано подробное описание прибора и метода наблюдений. Напомним, что в нашем эксперименте измеряются вариации лучевых скоростей от двух участков полутени пятна, находящегося вблизи лимба. При этом изображение ориентируется так, чтобы входная щель спектрографа располагалась вдоль лимба (т. е. измеряются скорости вращения газа в пятне). Лучевые скорости регистрировались при помощи телевизионной трубки — диссектора (входная апертура $0.1 \times 3 \text{ мм}^2$) на спектро-

Характеристики наблюдательного материала

Дата	Время UT	θ , град	Номер группы NOAA	λ , нм	Периоды, мин
10.06.88	$6^h05^m-10^h20^m$	59	5031-L	543.45	74, 53, 34, 9
12.06.88	$4^h25^m-10^h15^m$	27	5041-F	543.45	112, 53, 45, 37, 6
15.06.88	$6^h00^m-8^h52^m$	72	5047	543.45	128, 54, 27, 20, 17, 15, 9, 5
16.06.88	$4^h20^m-10^h00^m$	62	5047	543.45	158, 57, 5
17.06.88	$3^h37^m-8^h01^m$	50	5047	543.45	70, 51, 25, 20, 12, 11, 9, 6, 5
18.06.89	$6^h04^m-7^h39^m$	50	5530-L	486.13	48, 27, 15, 9, 5, 3,
19.06.89	$6^h16^m-9^h06^m$	62	5530-L	486.13	75, 32, 15, 8
24.06.89	$5^h29^m-6^h51^m$	33	5556	486.13	5, 3
26.06.89	$9^h40^m-12^h22^m$	20	5556	543.45	6, 5
28.06.89	$7^h11^m-12^h06^m$	32	5556	543.45	112, 66, 50, 17, 15, 12, 7, 6, 5
29.06.89	$3^h52^m-6^h20^m$	41	5556	543.45	65, 24, 10, 9, 5
30.06.89	$5^h29^m-11^h07^m$	53	5556	543.45	140, 40, 25, 20, 6, 5
01.07.89	$2^h33^m-8^h22^m$	66	5556	543.45	139, 86, 62
02.07.89	$4^h25^m-6^h37^m$	70	5561	543.45	74, 39, 23, 19, 15, 13, 6, 4

Примечание. L — лидер, F — последующее пятно.

графе АСП-20 в двух линиях: Fe I λ 543.45 нм (IV порядок, дисперсия 0.045 нм/мм) и H β λ 486.13 нм (V порядок, 0.032 нм/мм). Солнечное пятно удерживалось на щели спектрографа при помощи специального местного фотогида [4], работающего непосредственно по изображению пятна.

Наблюдения трех групп пятен выполнены в течение 9 дней в июне — июле 1989 г.; при обсуждении результатов мы используем и наблюдения трех групп пятен в июне 1988 г. [5]. Данные о всех наблюдениях представлены в таблице.

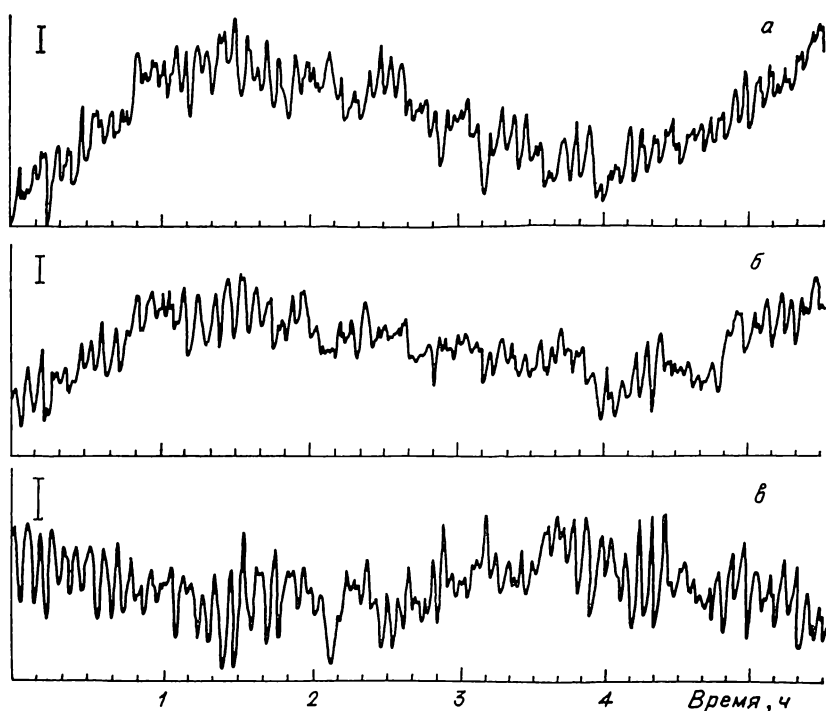


Рис. 1. Группа NOAA 5556 (30.06.89 г.): а, б — сигналы лучевой скорости от двух участков полутени; в — дифференциальный сигнал. Длина масштабного отрезка соответствует 80 м/с

Два пятна из наблюдавшихся в 1989 г. были униполярными (NOAA 5556 и 5561), одно пятно — лидер в большой биполярной группе (NOAA 5530). В 1988 г. наблюдения проводились в лидере биполярной группы (NOAA 5031), в последующем пятне группы 5041 и в группе 5047 (большое пятно, окруженное порами).

Одновременно с сигналами лучевых скоростей V_1 и V_2 от двух участков полутени и дифференциального сигнала V_3 во все дни наблюдений 1989 г. регистрировались сигналы смещения пятна на щели спектрографа, которые компенсируют местный гид и сигнал средней яркости в спектральной линии.

Опишем характерные особенности регистрировавшихся в 1988—1989 гг. сигналов.

1. Прежде всего в обоих каналах сигналы V_1 и V_2 показывают одинаковый тренд в коротковолновую сторону. Смещение линии достигает 3.8 пм. Исследование показало, что этот тренд связан с изменением температуры в спектрографе. По наблюдениям в теллурической линии найдено, что в течение дня тренд монотонен и хорошо аппроксимируется параболой. В отдельные дни тренд был меньше или даже отсутствовал.

2. После удаления параболического тренда сигналы скоростей V_1 и V_2 зачастую испытывают почти синфазные низкочастотные колеба-

ния (периоды от одного до нескольких часов), амплитуды же этих колебаний разные (рис. 1). Для некоторых пятен замечен сдвиг фаз между колебаниями лучевой скорости в разных участках полутени, но противофазные колебания не отмечались.

3. В сигналах каждого из каналов периодически наблюдаются возмущения скорости (до 200 м/с для Fe I и до 1000 м/с для H β), напоминающие по форме одиночные колоколообразные импульсы. Эти

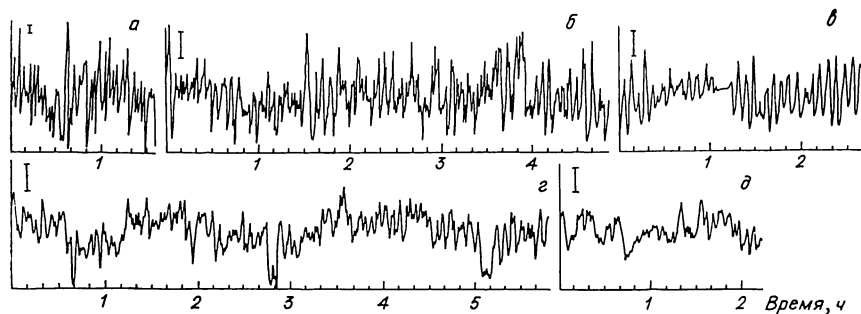


Рис. 2. Дифференциальный сигнал скорости (крутильные колебания пятен) в разные дни наблюдений: а — 18.06.89; б — 28.06.89; в — 29.06.89; г — 01.07.89; д — 02.07.89 г.

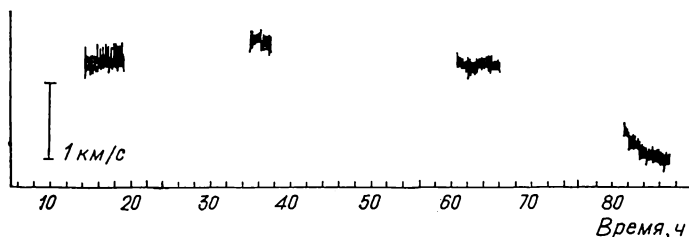


Рис. 3. Изменение наклона дифференциального сигнала за четыре дня для пятна NOAA 5556

флуктуации вносятся в дифференциальный сигнал от одного из каналов и более заметны в те дни, когда пятно находится ближе к краю диска Солнца. Такие же возмущения наблюдаются и при радиальном расположении щели спектрографа, когда регистрируются скорости движения вещества из пятна. Ниже будет приведен пример описанных возмущений скорости.

4. Во все дни наблюдений в дифференциальном сигнале скорости отмечаются колебания с периодами от 30 мин до нескольких часов (рис. 2). Для группы NOAA 5556 наблюдались колебания с периодом, превышающим длину записи. Этот период уменьшался в течение четырех дней наблюдений (рис. 3).

5. Дифференциальные сигналы для пятна 5556 за четыре последовательных дня наблюдений имели разные наклоны (рис. 3). (Аналогично для пятна 5047 в 1988 г.).

6. Практически во все дни наблюдения в сигналах скорости в фотосферной линии отмечены квазипятиминутные флуктуации с амплитудой до 300 м/с, имеющие цуговый характер. Как правило, флуктуации в разных каналах несинхронны. При удалении пятна от края диска Солнца амплитуда флуктуаций увеличивается (рис. 2, б — д). В хромосферной линии также наблюдаются подобные флуктуации, но их периоды — около 3 мин (рис. 2, а).

7. Сигналы смещения пятна в главном фокусе (те смещения, которые компенсирует местный гид) имеют тренд, связанный с движением пятна из-за вращения Солнца, а сигнал средней яркости показывает изменения с высотой Солнца в течение дня. Для двух групп (NOAA

5047 и 5556) в сигналах смещения пятна по направлению центр — край наблюдались низкочастотные колебания с амплитудой около $1''$, почти синфазные с долгопериодическими колебаниями в сигналах лучевой скорости V_1 и V_2 от двух участков полутени.

Обсуждение возможных погрешностей наблюдений. В нашем наблюдательном эксперименте лучевые скорости измеряются квазиодно-временно в двух участках спектра, разнесенных по высоте (поперек дисперсии) на 2.5—3 мм. Шумы спектрографа в этих точках могут различаться (согласно [3] различия достигают 10 м/с. Последнее будет приводить к появлению ложного сигнала дифференциальной скорости. Для проверки влияния шумов на наши измерения было проведено несколько серий наблюдений в атмосферной линии O_2 λ 687.47 нм. Такие измерения 2 июля проводились сразу же после наблюдений крутильных колебаний, а 3 и 4 июля измерениям в теллурической линии посвящался весь день. На рис. 4 показан пример записей скоростей V_1 , V_2 и дифференциального

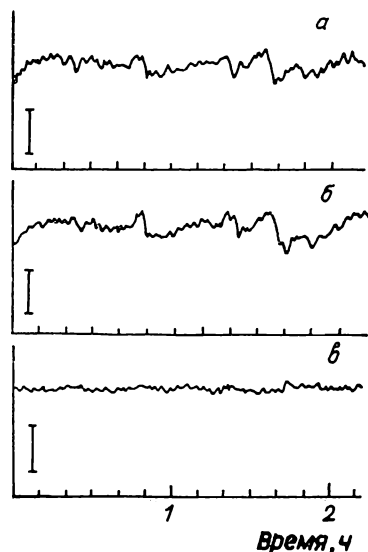


Рис. 4. Сигналы лучевой скорости в теллурической линии: а, б — скорости от двух участков полутени; в — дифференциальный сигнал. Длина масштабного отрезка соответствует 80 м/с

сигнала V_3 для наблюдения 4 июля; из сигналов V_1 и V_2 удален параболический тренд. Оказалось, что шумы спектрографа не имеют выраженного колебательного характера. Средние квадратичные шумы составили для первого канала 31 м/с (4 июля) и 46 м/с (3 июля), для второго канала — 38 м/с и 50 м/с, а для дифференциального сигнала — 10 м/с и 18 м/с, соответственно. Небольшое систематическое различие шумов в двух каналах, вероятно, связано с балансировкой электронных трактов диссектора.

Наблюдения в теллурической линии показали, что тренд в сигналах V_1 и V_2 связан с температурным дрейфом спектрографа и хорошо аппроксимируется параболой. Устранение параболического тренда, однако, может приводить к появлению ложных периодов, сравнимых с длиной реализации, если истинный тренд отличен от параболического. Для исключения возможного влияния процедуры устранения тренда, при последующей обработке мы анализировали сигналы дважды, вычитая параболический и кубический тренды. В сомнительных случаях предпочтение отдавалось кубическому тренду.

Обсуждение результатов наблюдений. После удаления тренда исследовался спектральный состав сигналов методом, описанным в [6]. Этим методом находится коэффициент множественной корреляции ρ исходного массива данных и набора гармонических функций с пробными периодами. Далее ρ^2 будем называть спектральной мощностью или просто мощностью. Сигналы V_1 и V_2 имеют сложный спектральный состав, причем спектры скоростей в обоих каналах различны. На рис. 5 дан пример спектров сигналов скоростей от двух участков полутени (V_1 и V_2) и дифференциального сигнала V_3 для группы 5556 (28.06.89 г.). На приведенных спектрах выделяются две области: 1) вблизи 5 мин; 2) от 20 мин до нескольких часов. Для сигналов V_1 и V_2 спектральная мощность больше во второй области, а для дифференциального сигнала — она доминирует в первой области. Показанные на рис. 5 спектры являются характерными для участков вблизи центра диска ($\theta = 32^\circ$).

Для наблюдений ближе к лимбу (01.07.89 и 02.07.89 г.) в спектре дифференциального сигнала преобладает пик в области часовых периодов; пятиминутные колебания ослаблены.

Такое поведение спектров мы объяснили наличием в пятнах нескольких типов колебаний. Прежде всего это квазипятиминутные колебания, которые зарегистрированы во все дни наблюдений (исключая 2 июля, когда пятно находилось близко к лимбу, $\theta = 70^\circ$). При движе-

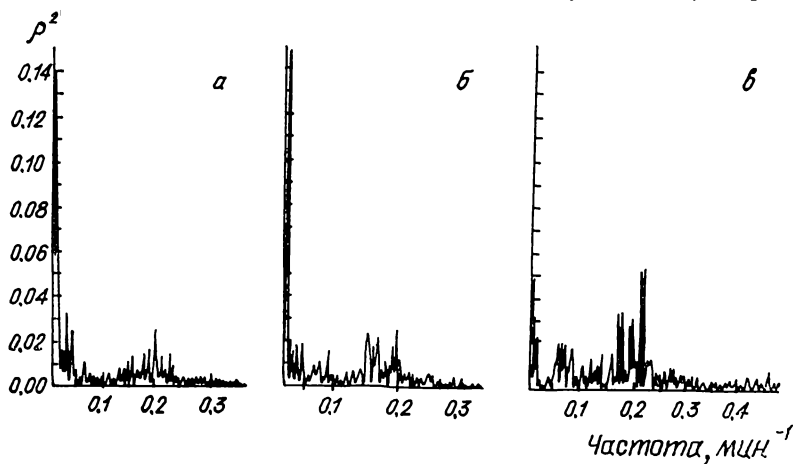


Рис. 5. Спектры сигналов скорости: а, б — от полутеней; в — дифференциального сигнала

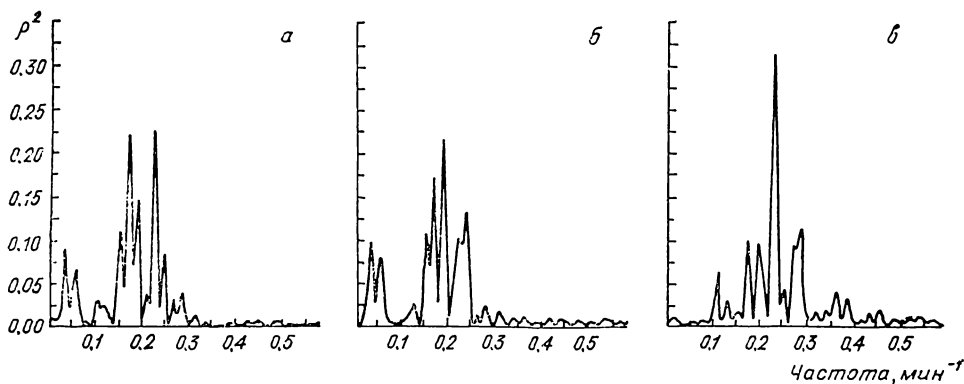


Рис. 6. Спектры сигналов скорости: а, б — от двух участков одной полутени; в — дифференциального сигнала

нии пятна от центра к краю амплитуда пятиминутных флуктуаций уменьшается. Так, для пятна группы 5556 амплитуда составляла: 320 (28.06.89), 240 (29.06.89) и 200 м/с (30.06.89 г.). Этот факт, а равно и отсутствие пятиминутных колебаний вблизи лимба, говорит об их вертикальном характере в полутени пятна, что согласуется с результатами прежних исследований [11]. Даже в достаточно близких участках полутени пятиминутные колебания имеют случайную фазу. На рис. 6 приведен пример спектров дифференциального сигнала V_3 и сигналов V_1 и V_2 при прохождении пятна 5556 через центральный меридиан (26.06.89 г.). Измерялись скорости (в H_β) движения вещества в пятно (входная щель спектрографа располагалась перпендикулярно лимбу) в двух точках одной полутени, разнесенных на расстояние около $4''$. Видно, что даже в таких близких точках пятиминутные колебания происходят не синхронно.

Другим типом колебаний в пятне, на наш взгляд, являются вертикальные колебания больших участков полутени. Из рис. 6 видно, что в

противоположность пятиминутным колебаниям, колебания с периодами 20—60 мин происходят синфазно в двух точках полутени и в дифференциальном сигнале полностью вычитаются. Наличие мелкомасштабных пятиминутных колебаний в пятне и синфазных колебаний (периоды 20—60 мин) больших участков полутени и приводит к тому, что в спектре дифференциального сигнала V_3 центральной зоны диска Солнца усиливаются пятиминутные колебания и ослабляются квазичасовые (рис. 5).

Следующим типом колебаний в полутени пятна являются соответственно крутильные колебания, или (лучше сказать) колебания тангенциальной составляющей скорости в эффекте Эвершеда. Спектральный анализ сигналов V_1 и V_2 обнаружил в них колебания с близкими периодами (от 20 мин и выше). Сдвиг фаз между колебаниями в разных полутенях составлял в разные дни от 30° до 130° , за счет чего в дифференциальном сигнале наблюдались колебания с теми же периодами. Лишь однажды (19.06.89 г.) сдвиг фазы составил 180° , т. е. наблюдались противофазные колебания лучевой скорости в полутенях с периодами 24 и 30 мин. В предыдущий день (18.06.89 г.) в сигналах V_1 и V_2 также отмечался период 23 мин, но сдвиг фазы между колебаниями в полутенях составлял 130° ; в конце дня в группе произошла субвспышка, что, возможно, и привело к изменению режима колебаний данного пятна. Следует отметить, что это наблюдение крутильных колебаний солнечного пятна на уровне хромосферы (в H_β) является пока единственным, до сих пор такие колебания наблюдались лишь на уровне фотосферы.

Как мы уже отмечали выше, после удаления параболического тренда сигналы V_1 и V_2 испытывают почти синфазные низкочастотные колебания с разной амплитудой. Такое поведение сигналов мы объясняем возможными вертикальными колебаниями всего пятна одновременно с крутильными. В результате на синфазные сигналы от вертикальных колебаний наложатся противофазные от крутильных, что приведет к различию амплитуд сигналов в двух каналах. Предположение, что все пятно может совершать колебания как единое целое, высказывалось в [8]. Возможны, на наш взгляд, и такие движения, когда пятно совершает колебания вокруг точки, находящейся за его пределами (подобно колебаниям маятника). Это также приведет к различию амплитуд регистрируемых сигналов в полутенях пятна. Существование такого «маятникового» движения подтверждается при рассмотрении собственных движений пятен. Картина этих движений была восстановлена нами по сигналам смещения пятна в главном фокусе (смещениям, которые компенсируют гид для пятна). Так, например, оказалось, что 28.06.89 г. скорость движения пятна группы 5556 была больше скорости среднего вращения Солнца для данной широты и, кроме этого, оно совершало колебания с периодом около 4 ч вдоль меридиана (амплитуда $0.7''$). Наблюдались также низкочастотные колебания положения пятна 5047 в направлении центр — край (амплитуда $0.8''$, период 158 мин). В [10] сообщалось о «меридиональных» колебаниях пятен с периодами 155 и 185 мин.

Визуальное рассмотрение дифференциальных сигналов для пятна группы 5556 за 28.06.89, 30.06.89 и 01.07.89 г. свидетельствует о наличии в них низкочастотных колебаний с периодом больше длины реализации (рис. 3). Проведенный затем спектральный анализ, примененный к дифференциальным сигналам без удаления тренда (в наблюдениях 01.07.89 г. удалялся параболический тренд) подтвердил наличие таких низкочастотных колебаний. При этом оказалось, что имеется тенденция к уменьшению этого периода на протяжении трех дней наблюдений: 319 мин (28.06.89), 235 мин (30.06.89), 132 мин (01.07.89 г.). Колебания с периодом 60—70 и 30—40 мин при этом сохранялись неизменными (рис. 7). (Подобные колебания наблюдаются и в белом свете. Так, в

[10] по измерениям фотогелиограмм описаны крутильные колебания солнечного пятна группы СД 135/84 с периодами 120 и 50 мин). Одновременно с уменьшением периода низкочастотных колебаний происходило и уменьшение их амплитуды. Вероятно, это были затухающие колебания. (В [9] по наблюдениям в белом свете описаны затухающие крутильные колебания солнечного пятна с периодом около суток).

В таблице приведены периоды наиболее сильных колебаний [6] в дифференциальном сигнале для всех дней наблюдений. Вероятность всех периодов — не ниже 0.9995, выделены периоды колебаний с наибольшей спектральной мощностью.

Поведение дифференциального сигнала для пятна группы 5556 за четыре последовательных дня — разный наклон сигналов — позволяет высказать предположение, что это пятно совершало крутильные колебания с периодом больше 8—10 сут и амплитудой колебаний скорости около 2 км/с. Аналогичное предположение высказывалось нами

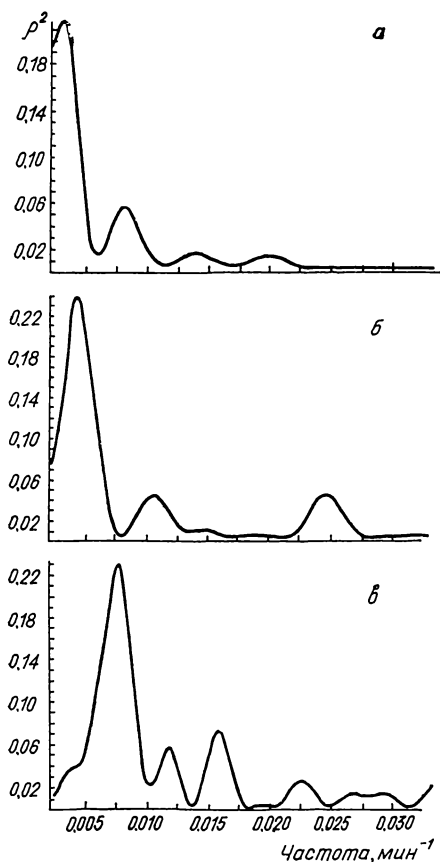


Рис. 7. Изменение спектрального состава дифференциального сигнала пятна группы 5556 за четыре дня: 28.06.89 (а), 30.06.89 (б), 01.07.89 г. (в)

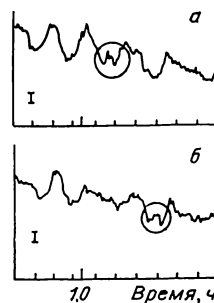


Рис. 8. Пример распространения возмущения в полутени пятна. Длина масштабного отрезка соответствует 80 м/с. Положение возмущения отмечено кружком

в [5] относительно пятна 5047 и нашло косвенное подтверждение при рассмотрении зарисовок солнечных пятен. Существование крутильных колебаний пятен с такими периодами описано в [1].

Как мы отмечали в [5], особенностью одиночных колоколообразных возмущений в сигналах V_1 и V_2 является то, что они как бы вызываются движением в одну сторону, от наблюдателя. Учитывая случайный характер их появления и то, что они заметнее выделяются, когда пятно находится ближе к краю диска Солнца, мы предположили, что эти возмущения можно объяснить яркими сгустками плазмы, распространяющимися от внешней границы полутени в тень вдоль дугообразных волокон полутени. Для проверки этого предположения в один из дней мы провели наблюдения лучевых скоростей в двух соседних точках одной полутени с «тангенциальной» щелью, как и при измерении вращательных скоростей в пятне. При этом мы ожидали увидеть проявление возможного распространения таких сгустков. На рис. 8 приведена регистрируемая этого наблюдения, где показано возмущение, которое появляется сначала в точке полутени, расположенной

далее от тени (а), а затем в точке — ближе к тени (б). Из сопоставления расстояния между точками полутени, в которых регистрировались скорости, и временного запаздывания появления возмущения, можно сделать вывод, что скорость распространения этого возмущения составила 7 км/с. За два часа наблюдений отмечено два случая таких возмущений.

Сравнение колебаний скорости в дифференциальном сигнале со вспышечной активностью наблюдававшихся пятен позволяет высказать предположение, что такого рода колебания не являются причиной возникновения вспышек. Так, в группе 5047 (наблюдения 1988 г.) регистрировались колебания тангенциальной составляющей скорости эффекта Эвершеда, и было много субвспышек и одна вспышка балла 2 в течение всего периода прохождения этой группы по диску. В группе 5556 (1989 г.), напротив, при наличии таких же колебаний, субвспышек почти не было. Сама вспышка, однако, может изменять режим колебаний в пятне. В [5] описан случай совпадения начала вспышки со сбоем фазы пятиминутных колебаний.

Заключение. Согласно нашему исследованию, в полутени пятна одновременно происходят колебания больших участков полутени и крутильные колебания (изменения скорости вращения газа в пятне). Наблюдаются вариации положения пятна вдоль меридиана. Периоды и фазы этих вариаций близки к колебаниям лучевой скорости. Отмечен случай [5] явного совпадения изменения режима колебания с началом вспышки вблизи пятна. Анализ этих наблюдательных фактов позволяет высказать предположение, что периодическое изменение тангенциальной составляющей скорости в полутенях является откликом пятна на внешнее возмущение. Такое возмущение может быть связано, например, с мощной вспышкой и последующим распространением волны Моретона по поверхности Солнца. При прохождении возмущения через область, занятую пятном, может произойти подъем (опускание) пятна, и, если его магнитное поле скручено, вертикальное перемещение вызовет поворот и последующее распространение волны скручивания по магнитному жгуту, образующему пятно. Если возмущение, вызывающее крутильные колебания, носит разовый характер, будут наблюдаться затухающие колебания. Кроме этого, суперпозиция волн скручивания, отраженных от концов магнитного жгута, и волн, генерируемых затухающими колебаниями пятна, может привести к трансформации волн к более коротким периодам (20—40 мин) или даже образованию стоячих волн скручивания. Сказанное относится только к крутильным колебаниям с периодом порядка одного часа. Колебания с большими периодами (порядка одних суток) — это, на наш взгляд, другое явление, вызванное, возможно, собственными движениями пятна и его окружения.

Авторы благодарят И. С. Саттарова за помощь при организации наблюдений на телескопе АЦУ-5.

1. Гопасюк С. И. Некоторые особенности вращения пятен // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории.— 1981.— 64.— С. 108—118.
2. Гопасюк С. И. О возможном присутствии в пятнах крутильных колебаний с периодом около 40 мин // Там же.— 1985.— 73.— С. 9—15.
3. Дружинин С. А. Методы фотоэлектрических измерений лучевых скоростей и результаты наблюдений в спокойной фотосфере и тени пятен: Автореф. дис. ... канд. физ.-мат. наук.— Киев, 1985.— 14 с.
4. Дружинин С. А., Маслов И. Л., Певцов А. А. Фотогид для солнечного пятна // Исслед. по геомагнетизму, аэронавигации и физике Солнца.— 1988.— Вып. 83.— С. 149—153.
5. Дружинин С. А., Певцов А. А., Левковский В. И., Никонова М. В. Прямые измерения короткопериодических крутильных колебаний солнечных пятен // Кинематика и физика небес. тел.— 1990.— 6, № 4.— С. 29—35.
6. Копецкий М., Ку克林 Г. В. К вопросу об 11-летней вариации средней продолжитель-

- ности жизни групп солнечных пятен // Исслед. по геомагнетизму, астрономии и физике Солнца.— 1971.— Вып. 2.— С. 167—179.
7. Певцов А. А., Саттаров И. С. Исследование крутильных колебаний солнечных пятен // Солнеч. данные.— 1985.— № 3.— С. 65—71.
 8. Kobanov N. I. On spatial characteristics of fine-minute oscillation in sunspot umbra // Solar Phys.— 1990.— 125, N 1.— P. 25—30.
 9. Kučera A. Irregular rotation of the main sunspot in active region Hale 17570 of 5—13 April 1981 // Bull. Astron. Inst. Czech.— 1982.— 33, N 6.— P. 345—349.
 10. Nagovitsin J. A., Vyalshin G. F. Variations of physical parameters and oscillatory motions in selected sunspot groups // Solar photosphere: structure, convection and magnetic fields.— Kiev: Nauk. dumka, 1989.— P. 115.
 11. Thomas J. H. Oscillations in sunspots // Austral. J. Phys.— 1985.— 38.— P. 811—824.

Сиб. ин-т зем. магнетизма,
ионосферы и распространения радиоволн
Сиб. отд-ния АН СССР, Иркутск

Поступила в редакцию
04.10.90

РЕФЕРАТЫ ПРЕПРИНТОВ

УДК 520.27

РАДИОИНТЕРФЕРОМЕТРИЧЕСКИЙ КОМПЛЕКС «КВАЗАР»: ПОСТРОЕНИЕ ИЗОБРАЖЕНИЙ / Финкельштейн А. М., Байкова А. Т.

(Препринт / АН СССР. Ин-т прикл. астрономии; ИПА-90-15)

Радиоинтерферометрический комплекс «КВАЗАР», создаваемый Институтом прикладной астрономии АН СССР, представляет собой систему из девяти радиотелескопов диаметром 32 м, расположенных на территории Советского Союза (под Ленинградом, на Северном Кавказе, под Иркутском, Ашхабадом, Одессой, на Камчатке) и за рубежом (в Индии, Китае, Болгарии) и объединенных каналами спутниковой связи с Центром управления, сбора и обработки данных в Ленинграде. Основными задачами комплекса являются задачи высокоточного построения земной и небесной систем координат, определение взаимной ориентации этих систем и получение высокоточной баллистической информации при навигации космических аппаратов. При определении координат источников, входящих в радиоастрономическую инерциальную систему координат с погрешностью, меньшей $0.001''$, необходимо принимать во внимание структуру источников и, следовательно, осуществлять их картографирование. В статье рассматривается радиоинтерферометрический комплекс «КВАЗАР» с точки зрения задачи построения изображений радиоисточников с высоким угловым разрешением. Приводятся характеристики комплекса. Рассматриваются различные алгоритмы восстановления возможности радиоинтерферометрического комплекса для качественного картографирования радиоисточников как естественного, так и искусственного происхождения.

УДК 621.391:53.08

ВОССТАНОВЛЕНИЕ ИЗОБРАЖЕНИЯ В РАДИОИНТЕРФЕРОМЕТРИИ. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ / Байкова А. Т.

(Препринт / АН СССР. Ин-т прикл. астрономии; ИПА-90-17)

Рассматриваются нелинейные процедуры восстановления радиоинтерферометрических изображений: «чистки» по Хегбому, модифицированной «чистки», гибридной «чистки», включающей уравнивания замыкания фаз и амплитуд, методов нелинейного программирования (максимума энтропии, минимума квадратичного функционала) и метода Фьенапа восстановления по амплитудному спектру. Приводятся результаты численного моделирования апертурного синтеза изображений в радиоинтерферометрии со сверхдлинными базами в сочетании с перечисленными процедурами восстановления. Рассматриваются вопросы интерполяции и экстраполяции спектра, проблема восстановления фазовой характеристики спектра источника при частично известной амплитудной.

УДК 524.3—56+520.8

Б. Е. Жилиев

Быстрые вспышки звезд.**Методы обнаружения и оценивания параметров**

Разработана методика обнаружения быстрых вспышек звезд на основе статистического анализа групповых отклонений отсчетов в пуассоновских и нормальных потоках квантов. Приведены оценки параметров вспышек: интегральных амплитуд, длительностей, их ошибок. Исследованы ложные вспышки звезд, вызываемые мерцаниями, аппаратными помехами.

THE SHORT-LIVED STELLAR FLARES. IDENTIFICATION AND ESTIMATION TECHNIQUE, by Zhilyaev B. E. — The procedure of short-lived stellar flares identification is developed. The statistical analysis is used for burst count rate in the photon fluxes with the Poisson and Gaussian statistics. The estimations of integrated amplitudes and flare duration as well as their r. m. s. errors are given. There are considered phantom flares induced both by the Earth atmosphere scintillations and by the equipment noises.

Введение. Скоростная фотометрия открывает возможность исследовать переменность звезд на временных интервалах, сравнимых с промежутками между двумя последовательными отсчетами счетчика квантов. Для телескопов умеренных размеров в полосе V характерные времена составляют около 1 мс для звезды $V=12^m$ и около 50 мс для звезд на пороге обнаружения. Очевидно, что на таких временных интервалах теряет смысл понятие кривой блеска и переменность можно обнаружить только статистическими методами.

Применение статистики отсчетов для поиска сверхбыстрой переменности реализовано Бонадзола и Шевертоном [10] для исследования рентгеновских и γ -всплесков. Коллура и др. [11] разработали методику определения эффективной амплитуды, характерных временных масштабов для поиска быстрой переменности звезд на основе χ^2 -критерия. В программно-алгоритмическом комплексе «МАНИЯ» реализован подход для поиска быстрой переменности звезд путем анализа статистики временных интервалов между отсчетами [6]. В. П. Залинян, Г. М. Товмасын [3] используют двухканальный скоростной фотоэлектрический фотометр для одновременной регистрации звездных вспышек в полосах U и B с разрешением 0.01—1 с.

Быстрые вспышки длительностью 0.5—5 мс обнаружены у рентгеновской Новой А 0620—00 с помощью комплекса «МАНИЯ», установленного на 6-м телескопе [8]. Оптические вспышки с амплитудой $2-3^m$, длительностью 0.2—0.3 с зарегистрированы у транзиентного рентгеновского источника А 0535+26 [7]. Уорнер, О'Донохью [13] наблюдали оптическую вспышку с амплитудой около 2^m у поляра V2051 Ori. Арсениевич [9] зарегистрировал вспышку типа солнечной у М-сверхгиганта μ Сер с амплитудой $\Delta V \approx 0.034^m$, временем нарастания

около 12 с. Быстрые вспышки длительностью около 1 с обнаружены у вспыхивающей звезды EV Lac В. П. Залиняном, Г. М. Товмасыном [14], Цветковым, Антоновым, Цветковой [12], Р. Е. Гершбергом, П. П. Петровым [1].

В настоящей статье автором разработана методика обнаружения и оценивания параметров быстрых вспышек звезд на основе статистического анализа групповых отклонений отчетов счетчика квантов в пуассоновских и нормальных потоках. Анализ показывает, что при хорошем фотометрическом качестве изображений, слабой турбулентности атмосферы поток излучения от звезды описывается статистикой Пуассона. При среднем качестве изображений, низком уровне мерцаний излучение звезды может быть описано моделью нормального дискретного потока. И только при плохом качестве изображений, сильно развитых турбулентных и волновых процессах в атмосфере поиск вспышек звезд становится проблематичным. В статье анализируются ложные вспышки звезд, вызванные мерцаниями и аппаратурными помехами.

Метод поиска быстрых вспышек звезд реализован на скоростном двухканальном фотометре ГАО АН УССР, установленном на 60-см телескопе Цейса ВНБ «Терскол». Алгоритм позволяет автоматически обнаруживать и регистрировать вспышки звезд в диапазоне частот до 100 Гц *on-line*. В заключение демонстрируются возможности методики на примере регистрации быстрой вспышки EV Lac длительностью около 150 мс.

Обнаружение вспышек. В качестве моделей потока квантов от звезды будем рассматривать пуассоновский случайный поток и дискретный нормальный случайный поток (ограниченный белый шум). Рассмотрим вначале пуассоновский поток с распределением вероятности отсчета x счетчиком квантов

$$p(x) = \exp(-\theta) \theta^x / x!, \quad x = 0, 1, 2, \dots, \quad (1)$$

где θ — интенсивность потока за время накопления τ . Группа из k отсчетов ($k \geq 1$) с интенсивностью больше среднего значения $x > \theta$ может оказаться как реальной вспышкой, так и пуассоновским фантомом, вызванным игрой случая. Предположим, что выборочная оценка θ известна. Оценим вероятность группового отклонения отсчетов

$$x_i \geq \theta, \quad i = 1, 2, \dots, k. \quad (2)$$

Если вероятность окажется достаточно малой, есть основания считать событие реальной вспышкой. Вероятность группового отклонения отсчетов (2) можно оценить, воспользовавшись фундаментальным свойством пуассоновского процесса: сумма n независимых случайных пуассоновских величин X_i с параметрами θ_i есть пуассоновская случайная величина с параметром θ , равным

$$\theta = \sum_{i=1}^n \theta_i; \quad X = \sum_{i=1}^n X_i,$$

т. е. распределение X является устойчивым (самовоспроизводящимся) и описывается распределением (1) с параметром θ .

Составим из отсчетов (2) сумму

$$S = \sum_{i=1}^k x_i.$$

Тогда S — пуассоновская величина с интенсивностью $\theta_S = k\theta$. Будем считать «вспышку» реальным событием, если значение величины S та-

ково, что накопленная вероятность

$$\sum_{x=0}^S \exp(-\theta_S) \theta_S^x / x! \geq \alpha, \quad (3)$$

где α — уровень значимости.

С увеличением θ_S согласно центральной предельной теореме распределение Пуассона (1) стремится к нормальному распределению. При $\theta_S \geq 30$ для расчетов можно воспользоваться аппроксимацией [2]:

$$\sum_{x=0}^S \exp(-\theta_S) \theta_S^x / x! \approx \Phi[2(\sqrt{S+1} - \sqrt{\theta_S})], \quad (4)$$

где

$$\Phi[X] = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^X \exp\left(-\frac{u^2}{2}\right) du$$

— интеграл нормального распределения с нулевым средним и единичной дисперсией. В области $\theta_S > 30$ ошибка аппроксимации — не более 40 % и уменьшается с увеличением θ_S .

Вероятность группового отклонения отсчетов (2) составит

$$P = 1 - \Phi[2(\sqrt{S+1} - \sqrt{\theta_S})]. \quad (5)$$

Точное значение вероятности при необходимости можно рассчитать, воспользовавшись табличными значениями накопленной вероятности в соотношении (3) [5].

Для оценки порядка величин рассмотрим вариант «прямоугольной» вспышки интенсивностью $a\theta$, длительностью k отсчетов счетчика квантов. При этом

$$S = \sum_{i=1}^k x_i = a\theta k, \quad \theta_S = k\theta.$$

Вероятность такой вспышки равна

$$P = 1 - \Phi[2\sqrt{k\theta}(\sqrt{a} - 1)].$$

Условие обнаружения вспышки:

$$2\sqrt{k\theta}(\sqrt{a} - 1) \geq b.$$

Критическое значение амплитуды равно

$$a_{кр} = \left(1 + \frac{b}{2\sqrt{k\theta}}\right)^2.$$

Вероятности случайного появления вспышек в пуассоновском потоке квантов для разных значений порога обнаружения составляют

$$P = 1 - \Phi[3] = 1.3 \cdot 10^{-3}, \quad b = 3;$$

$$P = 1 - \Phi[4] = 3.2 \cdot 10^{-5}, \quad b = 4;$$

$$P = 1 - \Phi[5] = 2.9 \cdot 10^{-7}, \quad b = 5.$$

В таблице приведены критические значения амплитуд вспышек $a_{кр}$, их значения в звездных величинах в зависимости от интенсивности среднего потока квантов от звезды θ и длительности вспышки для порога обнаружения $b=4$. Величины отсчетов приведены в отсчетах счетчика квантов.

Критические амплитуды вспышек

$k\theta$	$a_{кр}$	$-\Delta m$	$\sigma_{\Delta m}$	$k\theta$	$a_{кр}$	$-\Delta m$	$\sigma_{\Delta m}$
4	4.0	1.51	± 0.54	49	1.65	0.54	0.16
9	2.78	1.11	0.36	64	1.56	0.48	0.14
16	2.25	0.88	0.27	100	1.44	0.40	0.11
25	1.96	0.73	0.22	900	1.14	0.14	0.04
36	1.78	0.63	0.18				

Из данных таблицы следует, например, что на 60-см телескопе у звезды с $V=10^m$ в полосе V (5000 отсчетов/с) можно обнаружить вспышку длительностью 0.02 с с амплитудой 0.4^m .

Оценим частоту появления случайных пуассоновских вспышек. Вероятность события обычно трактуется как отношение числа благоприятных испытаний к общему числу испытаний. Рассматривая групповое отклонение отсчетов (2) как испытание, можно оценить среднее время ожидания случайной пуассоновской вспышки

$$T \approx k\tau/P, \quad (6)$$

где τ — время накопления счетчика квантов, P — вероятность (5). Для $k=2$, $\tau=0.01$ с, время ожидания случайной пуассоновской вспышки составит около 300 с при пороге обнаружения $b=4$ и 16.6 ч при $b=5$. Рациональный выбор порога обнаружения позволяет практически избавиться от регистрации ложных пуассоновских вспышек.

Рассмотрим вторую модель потока квантов от звезды — дискретный нормальный случайный поток $N(\xi, \sigma^2)$ со средним ξ и дисперсией σ^2 . Сумма независимых нормальных случайных величин также является нормальной случайной величиной. Поэтому все выкладки для вспышек в нормальном потоке квантов могут быть повторены аналогично случаю пуассоновского потока. Имеем:

$$S = \sum_{i=1}^k x_i, \quad x_i = N(\xi, \sigma^2), \quad S = N(k\xi, k\sigma^2).$$

Функция распределения вероятностей S имеет вид, аналогичный (4):

$$P(S) = \Phi[(S - k\xi)/(\sigma \sqrt{k})].$$

Условие обнаружения вспышки:

$$(S - k\xi)/(\sigma \sqrt{k}) \geq b.$$

Вероятность случайного появления вспышки составит

$$P = 1 - \Phi[(S - k\xi)/(\sigma \sqrt{k})].$$

Оценка параметров вспышек, их ошибок. Определение длительности вспышек не вызывает затруднений. Из условия (2) за оценку длительности вспышки можно принять продолжительность группового отклонения отсчетов $k\tau$, где τ — время накопления квантов.

В условиях малой интенсивности потока излучения θ понятие кривой блеска вспышки может терять смысл из-за большой величины квантовых флуктуаций. Определим интегральную амплитуду вспышки как

$$\Delta m = -2.5 \lg [S/(k\theta)].$$

Тогда дисперсия оценки интегральной амплитуды будет иметь вид:

$$D[\Delta m] = (2.5 \lg e / \bar{S})^2 D[S].$$

В случае пуассоновского потока

$$D[S] = \bar{S} = \theta_S = k\theta,$$

и средняя квадратичная ошибка интегральной амплитуды равна

$$\sigma_{\Delta m} = 1.086/\sqrt{k\theta}. \quad (7)$$

Для нормального потока квантов $N(\xi, \sigma^2)$ ошибка составит

$$\sigma_{\Delta m} = (1.086/\sqrt{k}) (\sigma/\xi).$$

Ошибки интегральных амплитуд согласно формуле (7) приведены в таблице.

Влияние атмосферных помех. Классические источники излучения демонстрируют пуассоновскую статистику отсчетов (1). С увеличением интенсивности θ распределение отсчетов асимптотически стремится к

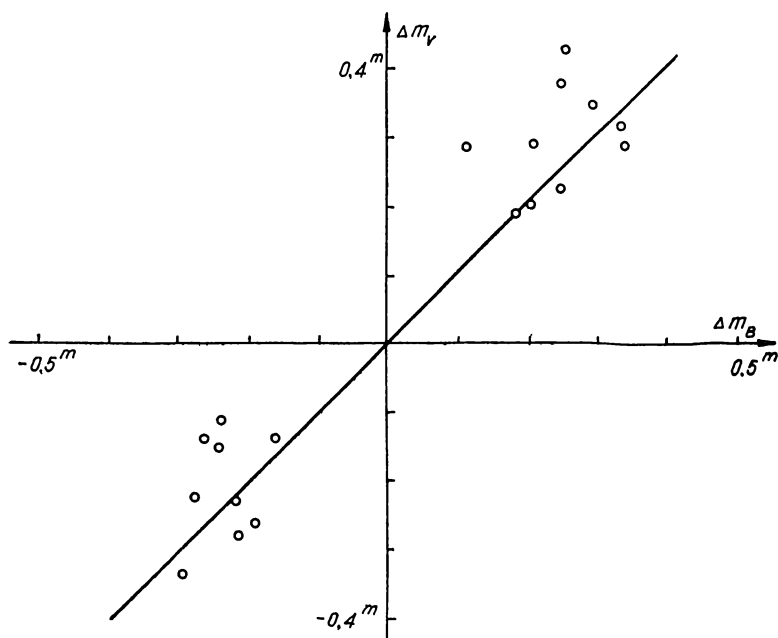
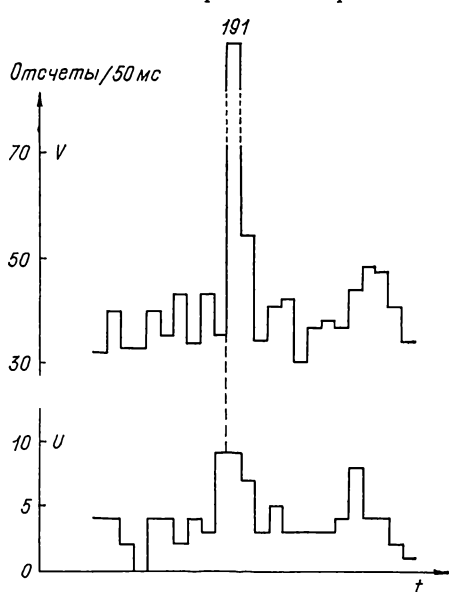


Рис. 1. Диаграмма амплитуд мерцаний звезды γ Leo в полосах B , V . Пиковые значения амплитуд. Время накопления счетчиков квантов 2 мс

нормальному распределению с параметрами $N(\theta, \theta)$. Атмосферные помехи искажают статистику квантов. На низких частотах основным источником помех являются вариации атмосферной прозрачности, на высоких (примерно до 100 Гц) — мерцания звезд, вызванные турбулентностью атмосферы. По измерениям в Абастуманской астрофизической обсерватории на телескопе диаметром 1.25 м мощность мерцаний максимальна в полосе U и составляет около $0.011 \text{ зв. вел.}/\sqrt{\text{Гц}}$ в полосе частот 50 Гц [4]. На частотах выше 100 Гц мерцания практически отсутствуют. Шумы в этой области определяются исключительно квантовыми флуктуациями потока излучения (1).

Мерцания могут приводить к появлению ложных вспышек звезд. Вспышки мерцаний легко наблюдать на записи кривой блеска яркой звезды с высоким временным разрешением. На рис. 1 приведена диаграмма пиковых значений амплитуд мерцаний γ Leo в полосах B , V по записи, полученной на скоростном фотометре с разрешением 2 мс ночью с сильно развитой турбулентностью атмосферы. Важная особенность вспышек мерцаний — их нейтральный цвет $B - V$. Пиковые амплитуды мерцаний достигают примерно 0.5^m , интегральные — 0.3^m . Ми-

нимальные длительности зарегистрированных вспышек мерцаний составляют около 30 мс; очевидно здесь сказывается ограничение полосы частот спектра мерцаний величиной около 100 Гц. Частота вспышек мерцаний при сильно развитой турбулентности может достигать в среднем 10 Гц. Отсюда следует, что поиск вспышек звезд необходимо проводить в ночи с хорошим фотометрическим качеством изображений, выполнять мониторинг контрольных звезд, проводить селекцию вспышек,



Аппаратурные шумы. Ложные вспышки могут вызываться аппаратными помехами (паразитные процессы в колбе ФЭУ, импульсные помехи электросети). Мониторинг искусственных источников излучения в лабораторных условиях с временным разрешением 2 мс выявил следующие особенности аппаратных вспышек. Время ожидания вспышки может составлять от нескольких минут до часа и более и зависит, по-видимому, от состояния импульсных помех в электро-

Рис. 2. Быстрая вспышка EV Lac 3 сентября 1989 г. Время накопления счетчиков квантов 50 мс

сети. Отмечено, что выключение электроприборов может инициировать «вспышку». Длительность аппаратных вспышек составляет 2—6 мс. В подавляющем большинстве случаев вспышки регистрируются только в одном канале фотометра в виде одиночного выброса. Амплитуда составляет несколько десятков отсчетов в режиме счета квантов.

Таким образом, при регистрации вспышек звезд необходимо проводить селекцию ложных событий, вызванных мерцаниями и аппаратными помехами, по морфологическим признакам.

Применение полученных соотношений к быстрой вспышке EV Lac. На рис. 2 представлена запись отсчетов в полосах U и V быстрой вспышки EV Lac, полученная с двухканальным скоростным фотометром, установленным на 60-см телескопе ВНБ «Терскол», 3 сентября 1989 г. Время накопления счетчиков квантов 50 мс. Средние интенсивности в полосах U и V составляют 3.20 и 38.8, фона — 3.0 и 7.0. Оценка параметров вспышки в полосе U дает: $k=3$, $\theta=3.2$, $S=25$, $\theta_s=9.6$. Длительность вспышки в полосе U составляет 150 мс. Вероятность случайного появления вспышки, согласно (5), равна

$$P = 1 - \Phi[4.0] = 3.2 \cdot 10^{-5}.$$

Время ожидания случайного появления пуассоновской величины находим из (6):

$$T = 4687 \text{ с} \approx 1.3 \text{ ч.}$$

Амплитуды вспышки за вычетом фона составляют:

$$\Delta m_V = -1.05 \pm 0.12^m, \quad \Delta m_U = -3.46 \pm 0.35^m;$$

пиковые

$$\Delta m_V = -1.70 \pm 0.19^m, \quad \Delta m_U = -3.70 \pm 0.61^m.$$

1. Гершберг Р. Е., Петров П. П. Наблюдения на Астроне: очень быстрая вспышка EV Lac // Вспыхивающие звезды и родственные объекты.— Ереван: Изд-во АН АрмССР, 1986.— С. 38—41.
2. Джонсон Н., Лион Ф. Статистика и планирование эксперимента в технике и науке. Методы обработки данных / Пер. с англ.— М.: Мир, 1980.— 610 с.
3. Залинян В. П., Товмасьян Г. М. Двухканальный электрофотометр с высоким временным разрешением // Сообщ. Бюракан. астрофиз. обсерватории.— 1989.— № 61.— С. 142—150.
4. Кахиани В. О., Жилыев Б. Е. Оценка атмосферных мерцаний и медленных изменений прозрачности при фотометрических наблюдениях в Абастуманской астрофизической обсерватории // Атмосферная нестабильность и адаптивный телескоп.— Л.: Наука, 1988.— С. 101—103.
5. Мюллер П., Нойман П., Шторм Р. Таблицы по математической статистике / Пер. с нем.— М.: Финансы и статистика, 1982.— 272 с.
6. Плахотниченко В. Л. Программно-алгоритмический комплекс эксперимента «МАНИЯ». Второй этап. Программа поиска переменности // Сообщ. Спец. астрофиз. обсерватории АН СССР.— 1983.— Вып. 38.— С. 29—81.
7. Урасин Л. А., Шаймухаметов Р. Р. Кратковременные оптические вспышки A0535+26 // Астрон. циркуляр.— 1987.— № 1492.— С. 7.
8. Шварцман В. Ф., Бескин Г. М., Митронова С. Н. и др. Поиск сверхбыстрой переменности и UBVR-фотометрия A 0620—00.— М., 1988.— 12 с.— (Препр. / АН СССР. Спец. астрофиз. обсерватория АН СССР; № 12).
9. Arsenijevič J. A possible eruptive event on M supergiant μ Cephei // Astron. and Astrophys.— 1985.— 145, N 2.— P. 430—432.
10. Bonazzola S., Sheverson M. X- and γ -ray superfast photometry // Ibid.— 1982.— 105, N 1.— P. 1—5.
11. Collura A., Maggio A., Sciortino S. et al. Variability analysis in low count rate sources // Astrophys. J.— 1987.— 315, N 1.— P. 340—348.
12. Tsvetkov M. K., Antov A. P., Tsvetkova A. G. Photoelectric observations of EV Lac in 1984: fast flare activity? // Commun. Konkoly Obs.— 1986.— N 86.— P. 423—424.
13. Warner B., O'Donoghue D. V2051 Ophiuchi: a low-field polar? // Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.— 1987.— 224, N 3.— P. 733—759.
14. Zalinian V. P., Tovmassian H. M. A system for recording fast variations of stellar brightness // Commun. Konkoly Obs.— 1986.— N 86.— P. 435—436.

Глав. астрон. обсерватория АН УССР,
Киев

Поступила в редакцию
08.01.91

РЕФЕРАТ ПРЕПРИНТА

УДК 621.391:53.08

ПАКЕТ НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИХ ПРОГРАММ «IMAGE» НА ПЕРСОНАЛЬНОМ КОМПЬЮТЕРЕ IBM-PC-AT ДЛЯ ЗАДАЧ ПОСТРОЕНИЯ ИЗОБРАЖЕНИЙ В РАДИОИНТЕРФЕРОМЕТРИИ. (Руководство для пользователя) / Байкова А. Т.

(Препринт / АН СССР. Ин-т прикл. астрономии; ИПА-90-22)

Дается описание пакета программ «IMAGE», разработанного в Институте прикладной астрономии АН СССР для задач моделирования апертурного синтеза изображений в радиоинтерферометрии, в том числе со сверхдлинными базами (РСДБ), и реализованного на персональном компьютере IBM-PC-AT в системе TURBO—PASCAL. Пакет содержит эффективные процедуры восстановления изображений: «чистку» по Хегбому, модифицированную «чистку», гибридную «чистку», включающую уравнения замыкания фаз и амплитуд, метод максимальной энтропии, метод минимизации квадратичного функционала и метод Фьенапа восстановления по амплитудному спектру. Пакет предусматривает также возможность обработки реальной функции видности. Имеется ряд программ графического представления результатов обработки двумерных карт — в виде изолиний, рельефных и цветных изображений.

УДК 524.3+520.84

Г. А. Терез, Э. И. Терез

О точности учета атмосферной экстинкции при спектрофотометрических наблюдениях звезд

Методом численного моделирования выполнен анализ возможной точности определения величины атмосферной экстинкции при спектрофотометрических наблюдениях звезд. Получена зависимость итоговых значений средних квадратичных погрешностей внеатмосферных звездных величин от количества наблюдаемых в течение ночи звезд и их взаимного расположения.

ON THE ACCURACY OF ATMOSPHERIC EXTINCTION DETERMINATION DURING SPECTROPHOTOMETRIC OBSERVATIONS OF STARS, by Terez G. A., Terez E. I. — An analysis of possible accuracy of atmospheric extinction determination for spectrophotometric observations of stars by the numerical modeling method is made. A dependence of final values of the root-mean-square errors of extraterrestrial magnitudes on the number of stars observed during the night and their relative positions is obtained.

В настоящее время существует ряд методов и их модификаций для определения атмосферной экстинкции. Точность этих методов оценивается по-разному, так как анализ погрешностей проводится на реальном наблюдательном материале. А в этом случае погрешности самих наблюдений и изменения величины экстинкции в течение наблюдательной ночи сильно осложняют расчеты и приводят к субъективным выводам. Поэтому представляется целесообразным провести анализ погрешности определения величины атмосферной экстинкции методом численного моделирования.

Суть метода численного моделирования заключается в «проигрывании» картины спектрофотометрических наблюдений звезд на ЭВМ. Для этого выбираются несколько гипотетических звезд, например, звезды A , B , C с внеатмосферными звездными величинами m_0^A , m_0^B и m_0^C . Если этим звездам присписать определенные координаты, то для пункта наблюдений, имеющего географическую широту φ , можно вычислить воздушные массы этих звезд для любых моментов $(t_1, t_2, t_3, \dots, t_n)$ их «наблюдений». Далее задается определенная величина атмосферной экстинкции и характер ее изменения $\alpha = f(t)$ в течение условной наблюдательной ночи (т. е. выбранного промежутка времени от t_1 до t_n). Затем вычисляются «наблюдаемые» звездные величины $m_1^A, m_2^B, m_3^C, m_4^A, m_5^B, \dots$ для моментов наблюдений $t_1, t_2, t_3, \dots, t_n$, соответственно по известной формуле Бугера $m_i = m_0 + \alpha x_i$.

Полученные данные соответствуют реальным наблюдениям звезд A , B , C , и, естественно, если к ним применить тот или иной метод редукции, используемый при обработке данных, то можно снова вычислить внеатмосферные звездные величины M_0^A, M_0^B, M_0^C наблюдавшихся в течение ночи звезд (т. е. решить обратную задачу). Критерием точности использованного в обратной задаче метода учета атмосферной экстинкции является совпадение первоначально взятых величин m_0^A, m_0^B, m_0^C и вычисленных M_0^A, M_0^B, M_0^C .

Метод численного моделирования использовался в Симферопольском университете с 1979 г. [6] для анализа точности редукции спектрофотометрических наблюдений звезд. (В 1986 г. этот метод был применен также и в астрономической обсерватории Казанского университета [5]).

В работе [7] проанализированы основные способы учета атмосферной экстинкции. Показано, что минимальные погрешности должен иметь метод решения избыточной системы бугеровских уравнений (РИСБУ), идея которого была предложена еще в 1968 г. [4]. Действительно, если предположить, что функция изменения величины экстинкции $\alpha = f(t)$ непрерывна, то любой малый участок кривой $\alpha = f(t)$ можно аппроксимировать отрезком прямой или параболы. В этом случае бугеровские уравнения, соответствующие всем наблюдениям звезд в течение ночи, образуют решаемую систему уравнений. В [7] приведены основные методы решения этой системы. Возникает вопрос, какова минимальная величина погрешности определения величины атмосферной экстинкции при использовании метода РИСБУ и как она зависит от характера изменения экстинкции в течение ночи, от выбора звезд и программы наблюдений.

Вначале проанализируем идеальную ситуацию, предполагая, что не существует ни эффектов мерцаний звезд, ни инструментальных ошибок. Будем считать, что величина атмосферной экстинкции равна 0.5^m в начале ночи и линейно увеличивается (уменьшается) с градиентом $\Delta\alpha$ в час. (Если α постоянна в течение ночи, то анализ не имеет смысла, так как систематических погрешностей не может быть при любом методе определения атмосферной экстинкции). Далее примем географическую широту условного пункта наблюдений $\varphi = 45^\circ$ и склонение $\delta = 45^\circ$ для всех звезд. В этом случае воздушные массы всех звезд в меридиане будут равны единице. Для проведения анализа рассмотрим пять возможных комбинаций наблюдаемых звезд.

Случай 1: звезда A вечером находится в зените и заходит в полночь, т. е. ее воздушная масса изменяется от 1 до 3; воздушная масса звезды B изменяется в течение ночи от 3 до 1 (в полночь) и снова до 3 в конце ночи; для звезды C воздушная масса изменяется от 3 (в полночь) до 1 в конце ночи.

Случай 2: все звезды A , B , C — восходящие, воздушные массы их изменяются от 3 до 1. При этом звезды A , B , C сдвинуты по часовому углу на некоторую величину. (Для расчетов этот сдвиг принимали равным 0.5 ч). Общее время наблюдения такой комбинации звезд равно примерно половине ночи.

Случай 3: аналогичен случаю 2, только наблюдаются заходящие звезды. Воздушные массы их изменяются от 1 до 3.

Случай 4: в течение ночи воздушная масса каждой наблюдаемой звезды изменяется от 3 до 1 и снова до 3. Но звезды A , B , C сдвинуты по часовому углу на 0.5 ч.

Случай 5: аналогичен случаю 4, только отсчеты при воздушных массах больше 1.5 не используются. Считается, что при наблюдениях воздушные массы всех звезд изменяются от 1.5 до 1 и снова до 1.5. Иными словами, для наблюдений используется область неба, близкая к зениту.

Расчеты были выполнены по программам [2]. Анализ показал, что в идеальном случае учет атмосферной экстинкции методом РИСБУ не дает никаких систематических погрешностей при любой комбинации наблюдаемых звезд, т. е. для всех вышеперечисленных пяти случаев. При этом не важно, какая интерполяция (линейная или параболическая) используется при обработке. Следует особо отметить, что систематические погрешности отсутствуют даже для случаев 2 и 3, т. е. когда наблюдаются только восходящие или только заходящие звезды.

При реальных измерениях наблюдаемые величины звезд ($m_1^A, m_2^B, m_3^C, m_4^A, m_5^B, \dots$) содержат случайные ошибки, вызванные целым рядом факторов. Совершенно очевидно, что при использовании любого метода редукции, это приведет к ошибкам в определении внеатмосферных величин звезд.

Для проведения анализа возможных погрешностей результатов наблюдений рассмотрим сначала случай, когда средняя квадратичная погрешность σ каждого измерения, сделанного в течение ночи, одинакова. Это возможно, например, если используется регистрирующая аппаратура [8], позволяющая программно изменять время регистрации каждого отсчета с целью получения постоянной величины σ .

Далее мы рассуждали следующим образом. Наблюдения каждой звезды, выполненные в течение ночи, содержат отклонения от истинного значения, т. е. регистрируются величины $m_1^A = m_1^A + \Delta m_1^A, m_2^B = m_2^B + \Delta m_2^B, \dots$. Как определить эти случайные отклонения $\Delta m_1^A, \Delta m_2^B, \dots$ и каково их влияние на погрешность определения внеатмосферных величин звезд?

Обычно применяемые методы вычислений [3] верхних пределов для погрешностей дают слишком грубые оценки. Для решения данной задачи было решено воспользоваться нормальным законом распределения ошибок:

$$\varphi(x) = \frac{1}{\sigma \sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(x - \bar{x})^2}{2\sigma^2}\right). \quad (1)$$

Для данного случая $x - \bar{x} = \Delta m, \sigma = \sigma_m$ — средняя квадратичная ошибка измерений. Принимая определенное значение σ_m , вычисляем максимальное отклонение $\Delta m_{\max}$. Затем полученный интервал отклонений (от $-\Delta m_{\max}$ до $+\Delta m_{\max}$) условно делится на 10 участков, для каждого из которых по (1) определяется плотность вероятности. Зная общее число наблюдений в течение ночи, легко найти количество отклонений, соответствующее каждому из принятых интервалов. Далее формируется массив значений Δm , расположенных в течение наблюдательной ночи случайным образом. Мы использовали для этого генератор случайных чисел. И, наконец, определяются наблюдаемые величины каждой звезды. Например, для звезды A к расчетным наблюдаемым значениям $m_1^A, m_2^A, m_3^A, \dots$ прибавляются (со знаком «+» или «-») найденные величины $\Delta m_1^A, \Delta m_2^A, \Delta m_3^A, \dots$. В итоге мы получим для звезды A массив наблюдаемых величин, в которых «заложена» средняя квадратичная погрешность измерений σ_m . Полученный материал является исходным для обработки.

Как и в предыдущем (идеальном) случае, величина атмосферной экстинкции в начале ночи была принята равной 0.5^m с последующим линейным увеличением (или уменьшением) на величину $\Delta\alpha$ в час. Расчеты проводились по методу РИСБУ для всех пяти комбинаций наблюдаемых звезд, описанных выше. При этом рассматривались два случая: наблюдения проводятся с интервалами Δt , равными 5 мин и 20 мин. Результаты представлены в табл. 1. Прежде всего анализ показал, что средние квадратичные погрешности σ_{m_0} внеатмосферных величин звезд не зависят ни от того, какая интерполяция (линейная или параболическая) используется при обработке, ни от величины градиента изменения экстинкции (результаты расчетов для $\Delta\alpha$, равного $\pm 0.005, \pm 0.01$ и $\pm 0.02^m$ в час полностью совпали). Поэтому они отдельно в табл. 1 не приводятся. Далее, как и следовало ожидать, наименьшая погрешность σ_{m_0} получается при наблюдении первого набора звезд. При этом значение σ_{m_0} существенно не увеличивается, даже если наблюдать только половину ночи, т. е. две звезды (восходящую и заходящую). Наихудший случай — наблюдения только восходящих или только захо-

дящих звезд (второй и третий наборы звезд). Здесь погрешность сильно зависит от сдвига по часовому углу звезд A, B, C . Чем сдвиг больше, т. е. чем больше различие воздушных масс x_i и x_{i+1} для двух соседних наблюдений t_i и t_{i+1} , тем меньше погрешность σ_{m_0} определения внеатмосферных величин звезд. В табл. 1 приведены значения σ_{m_0} при наблюдении восходящих и заходящих звезд, сдвинутых по часовому углу на 0.5 ч. Отметим, что интервал между двумя соседними наблюдениями звезд не должен быть равным тоже 0.5 ч. В противном случае различие воздушных масс для этих двух наблюдений будет близко к нулю, что существенно увеличит итоговую погрешность. Погрешности σ_{m_0} для второго и третьего наборов звезд зависят также от относительного числа наблюдений, приходящихся на ту часть ночи, когда звезды имели большие воздушные массы, и ту часть, когда они были близки к зениту. Поэтому величины σ_{m_0} для этих наборов звезд могут несколько различаться. Из табл. 1 также видно, что погрешности σ_{m_0} существенно уменьшаются, если звезды наблюдаются при больших диапазонах изменения воздушных масс (ср. четвертый и пятый наборы звезд, нижние строки). Это объясняется тем, что если воздушные массы звезд изменяются быстрее, то опять различие воздушных масс x_i и x_{i+1} для двух соседних наблюдений t_i и t_{i+1} будет больше.

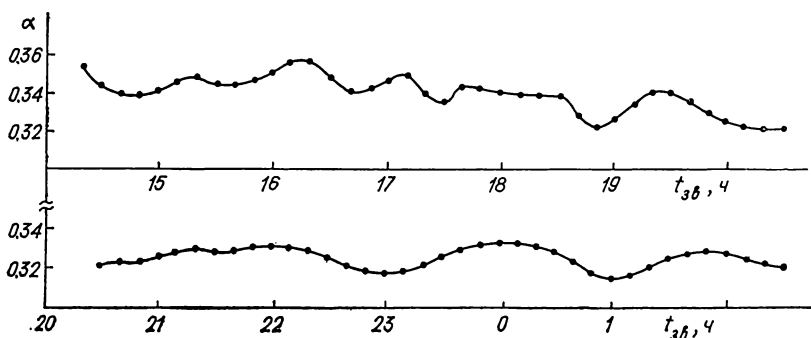
В табл. 1 приведены также (нижние строки) расчеты погрешностей величин σ_{m_0} для тех же комбинаций наблюдаемых звезд, но в предположении, что погрешности отсчетов зависят от зенитного расстояния звезды согласно формуле $\sigma_{m_x} = \sigma_m x^\beta$. При этом принималось $\beta = 2$ [9]. Основное различие в методике расчета верхних и нижних строк

Таблица 1. Средние квадратичные погрешности (σ_{m_0}) внеатмосферных величин звезд при линейном изменении экстинкции в течение наблюдательной ночи и при условии, что средние квадратичные погрешности (σ_m) каждого наблюдения для всех звезд одинаковы (верхние строки) или зависят от зенитного расстояния (нижние строки)

Набор звезд	Изменение x	σ_{m_0} (в 0.001^m)			
		$\Delta t = 5$ мин		$\Delta t = 20$ мин	
		$\sigma_m = 0.005^m$	$\sigma_m = 0.02^m$	$\sigma_m = 0.005^m$	$\sigma_m = 0.02^m$
1	A 1→3	1	4	2	6
	B 3→1→3	2	7	3	12
	C 3→1				
2	A 3→1	16	65	25	100
	B 3→1	32	126	48	193
	C 3→1				
3	A 1→3	15	58	27	110
	B 1→3	29	114	62	248
	C 1→3				
4	A 3→1→3	6	25	12	49
	B 3→1→3	12	48	20	80
	C 3→1→3				
5	A 1.5→1→1.5	11	43	16	64
	B 1.5→1→1.5	14	54	20	81
	C 1.5→1→1.5				

таблицы — формирование массива наблюдаемых величин звезд. В данном случае к расчетным наблюдаемым величинам звезд $m_1, m_2, m_3, \dots$ прибавляются найденные величины $\Delta m_1, \Delta m_2, \Delta m_3, \dots$ со своим весом, равным значению x^2 для каждого момента наблюдения звезды.

Анализ показывает, что абсолютные величины погрешностей σ_{m_0} увеличиваются примерно в два раза. В остальном при наблюдениях разных комбинаций звезд сохраняются те же закономерности, что и для случая, когда σ_m одинаковы. Исключение составляет пятый набор



Изменения величины атмосферной экстинкции в течение одной из ночей при $\lambda = 420$ нм

звезд. В данном случае изменения воздушных масс наблюдаемых звезд невелики ($x = 1 \div 1.5$), и поэтому погрешности отсчетов при наблюдении звезд имеют минимальный вес. Это в конечном счете существенно уменьшает итоговую погрешность σ_{m_0} внеатмосферных величин звезд.

До сих пор мы рассматривали некоторую идеальную ситуацию, предполагая, что атмосферная экстинкция изменяется по линейному закону. На самом деле изменение экстинкции в течение наблюдательной ночи имеет произвольный характер. Поэтому целесообразно оценить погрешности внеатмосферных величин звезд, которые могут возникнуть при обработке реальных наблюдений. На рисунке приведена кривая изменения экстинкции, принятая нами для дальнейших расчетов. Эта кривая получена экспериментально в Араратской экспедиции ГАО АН СССР для одной из наблюдательных ночей (не лучших в фотометрическом отношении) при регистрации спектров звезд в области $\lambda = 420$ нм.

Все расчеты, как и ранее, проводились методом численного моделирования, с использованием для определения внеатмосферных величин звезд метода РИСБУ. Учитывая, что в основу анализа заложена произвольная кривая изменения экстинкции, при аппроксимации этой кривой ломаной линией (метод линейной интерполяции) или отрезками параболы (метод параболической интерполяции) должны возникнуть некоторые ошибки. Эти ошибки неизбежно приведут к погрешности σ_{m_0} внеатмосферных величин наблюдаемых звезд даже при идеальной регистрации (т. е. если считать, что нет ни инструментальных ошибок, ни атмосферных мерцаний). В табл. 2 (верхние строки) приведены результаты расчетов значений σ_{m_0} при отсутствии ошибок регистрации ($\sigma_m = 0$), а также для случая, когда средняя квадратичная погрешность каждого измерения, сделанного в течение ночи, одинакова.

Отметим, что различие величин σ_{m_0} при использовании линейной и параболической интерполяции в этом случае также незначительно, и поэтому в таблице эти данные не отражены. В целом характер погрешностей σ_{m_0} , получающихся при наблюдениях разных комбинаций звезд, аналогичен данным табл. 1.

Наконец, рассмотрим последний случай, когда атмосферная экстинкция в течение ночи изменяется по произвольному закону (рисунок),

Таблица 2. Средние квадратичные погрешности (σ_{m_0}) внеатмосферных величин звезд при реальном изменении экстинкции в течение наблюдательной ночи и при условии, что средние квадратичные погрешности (σ_m) каждого наблюдения всех звезд одинаковы (верхние строки) или зависят от зенитного расстояния (нижние строки)

Набор звезд	Изменение x	σ_{m_0} (в 0.001^m)					
		$\Delta t = 5$ мин			$\Delta t = 20$ мин		
		$\sigma_m = 0$	$\sigma_m = 0.005^m$	$\sigma_m = 0.02^m$	$\sigma_m = 0$	$\sigma_m = 0.005^m$	$\sigma_m = 0.02^m$
1	A 1→3	0.1	1	4	2	3	7
	B 3→1→3		2 (1.5)	7 (6)		4 (3)	14 (12)
	C 3→1						
2	A 3→1	3	16	65	30	60	128
	B 3→1		32	126		82	221
	C 3→1						
3	A 1→3	3	15	58		46	112
	B 1→3		29	114	30	71	248
	C 1→3						
4	A 3→1→3	1	6	25	12	17	50
	B 3→1→3		12	48		23	80
	C 3→1→3						
5	A 1.5→1→1.5	1.5	11	43	20	27	70
	B 1.5→1→1.5		13	54		30	85
	C 1.5→1→1.5						

а погрешности отсчетов от звезд зависят от их зенитного расстояния (по формуле $\sigma_{m_x} = \sigma_m x^2$). Результаты расчетов представлены в табл. 2 (нижние строки). Анализ этой таблицы показывает, что они аналогичны данным табл. 1. По-прежнему наименьшая погрешность σ_{m_0} — в случае наблюдения первого набора звезд. Следует также отметить, что в этом случае σ_{m_0} заметно уменьшается, особенно при малых σ_m , при использовании параболической интерполяции. (Величины σ_{m_0} для параболической интерполяции приведены в табл. 2 для первого набора звезд в скобках). При наблюдениях других наборов звезд различие между линейной и параболической интерполяцией несущественно.

Проведенный теоретический анализ точности учета атмосферной экстинкции при спектрофотометрических наблюдениях звезд показал, что погрешности внеатмосферных величин σ_{m_0} существенно зависят от расположения наблюдаемых звезд на небесной сфере. Лучший вариант — это такая программа, когда два соседних по времени наблюдения относятся к звездам, наблюдаемым при наибольшем различии воздушных масс. Логически это естественно, так как в этом случае метод РИСБУ — не что иное, как модификация метода «верхняя — нижняя звезда», позволяющая обрабатывать совместно все наблюдения звезд в течение ночи. При этом анализ показал, что достаточно аппроксимировать кривую изменения атмосферной экстинкции в течение ночи линейно-ломаной линией. Это не намного увеличивает погрешность по сравнению с параболической аппроксимацией, но значительно упрощает обработку.

Современные звездные спектрометры позволяют регистрировать довольно широкий участок спектра. Полученные регистрограммы (ска-

ны) звезд обрабатываются отдельно для каждой длины волны λ . Таким образом, для одной наблюдательной ночи получается большой массив значений экстинкции. Из теории случайных функций известно, что для повышения точности необходимо обработать совместно весь массив измерений. Удобно эту процедуру выполнить с помощью ЭВМ, построив для каждой наблюдательной ночи трехмерный график $\alpha = f(\lambda, t)$. Такой график, представляющий атмосферную экстинкцию в виде некоторой поверхности, позволяет оценить «качество» ночи и выявить (и исключить из дальнейшей обработки) явно ошибочные измерения. Может возникнуть опасение, что при сглаживании исчезает мелкая структура спектрального и временного хода атмосферной экстинкции. Однако следует отметить, что эта мелкая структура — чаще всего результат ошибок измерений. Иногда такие быстрые изменения экстинкции могут быть вызваны кратковременными флуктуациями прозрачности, связанными с турбулентностью атмосферы и пространственной неоднородностью распределения аэрозолей. Во всяком случае, если даже при наблюдениях будет отмечаться какой-либо аномальный эффект изменения экстинкции (подобный, например, эффекту селективного спектрального поглощения аэрозоля [1]), такой эффект легко обнаружим на трехмерных графиках $\alpha = f(\lambda, t)$.

В заключение необходимо отметить, что проведенный нами анализ многолетних спектрофотометрических наблюдений позволяет сделать однозначный вывод, что освобожденные от «шума» и случайных помех данные о наиболее вероятном спектральном и временном изменении атмосферной экстинкции являются наиболее надежными и позволяют получить наибольшую точность определения внеатмосферных величин звезд.

1. Алексеева Г. А. Спектральная прозрачность атмосферы в южных пунктах наблюдений ГАО АН СССР.— М., 1980.— 18 с.— Деп. в ВИНТИ 05.06.80, № 3473.
2. Донская Н. А., Терез Э. И., Терез Г. А., Пантелеев С. К. Вычисление спектральных коэффициентов атмосферной экстинкции по спектрофотометрическим наблюдениям звезд // Алгоритмы и программы.— 1988.— № 1.— С. 14.
3. Мак-Кракен Д., Дорн У. Численные методы и программирование на Фортране. Пер. с англ.— М.: Мир, 1977.— 584 с.
4. Сарычев А. П. Об одном способе учета атмосферной экстинкции // Атмосферная оптика / Под ред. Н. Б. Дивари.— М.: Наука, 1986.— С. 154—160.
5. Соловьев В. Я. Исследование точности учета атмосферной экстинкции методами Никонова и Сарычева путем численного моделирования // Тр. Казан. гор. астрон. обсерватории.— 1986.— 50.— С. 102—109.
6. Терез Г. А., Терез Э. И. Выбор оптимального метода учета атмосферной экстинкции // Фотометрия и ее метрологическое обеспечение.— М.: Изд-во ВНИИОФИ, 1979.— 209 с.
7. Терез Г. А., Терез Э. И. Основные проблемы учета атмосферной экстинкции при фотоэлектрических наблюдениях.— Киев, 1990.— 39 с.— Деп. в Укр. НИИТИ 14.08.90, № 1265 Ук-90.
8. Терез Э. И. Новый астрономический спектрометр // Астрон. циркуляр.— 1986.— № 1455.— С. 7—8.
9. Gutierrez-Moreno A., Stock J. The accuracy of extinction determinations // Publ. Depart. Astron. Univ. Santiago de Chile.— 1966.— N 1.— P. 19—22.

Симферопольский ун-т им. М. В. Фрунзе

Поступила в редакцию
18.02.91

УДК 524.4—32

В. М. Данилов

**Об одном классе моделей
сферических звездных скоплений**

Даны оценки времени переходов звезд $t_{1\rightarrow 2}$ между гало и ядром в сферических скоплениях вследствие звездных сближений. Выполнено численное интегрирование уравнений gross-эволюции квазистационарных и нестационарных (в регулярном поле) звездных скоплений. В зависимости от начальных условий возможны три различных типа эволюции структур гало — ядро в квазистационарных звездных скоплениях. Все рассеянные звездные скопления в течение большей части своей жизни эволюционируют вблизи определенной последовательности в пространстве gross-параметров ξ (отношение радиуса ядра к радиусу гало скопления) и μ (отношение массы ядра к массе гало). Большинство рассеянных скоплений должно концентрироваться вблизи последовательности $\xi = \xi(\mu)$, соответствующей балансу скоростей переходов звезд между ядром и гало в ходе релаксации скопления. Обсуждаются результаты сравнения расчетов нашей модели скопления с данными наблюдений и численных экспериментов.

ON ONE TYPE OF MODELS OF SPHERICAL STELLAR CLUSTERS, by Danilov V. M. — The estimates of the time $t_{1\rightarrow 2}$ of star transitions between halo and core in spherical clusters as a result of stellar encounters are given. Numerical integration of gross-evolution equations for quasi-stationary and nonstationary (in a regular field) stellar clusters has been performed. There are three possible types of «halo-core» structure evolution in the quasi-stationary stellar clusters depending upon the initial conditions. All the open stellar clusters evolve near a certain sequence in the space of gross-parameters ξ and μ during the most of their lifetime. The parameters ξ and μ are the ratio of core radius to halo radius and the ratio of core mass to halo mass respectively. The majority of open clusters must be concentrated near the sequence $\xi = \xi(\mu)$. This sequence corresponds to the balance of rates of transitions between core and halo during the cluster relaxation. The results of comparison of our cluster model calculations with observations and numerical N-body experiments are discussed.

Введение. В последние годы опубликованы новые каталоги структурно-динамических параметров ряда рассеянных и шаровых звездных скоплений [10, 29]. Использование этих каталогов при интерпретации данных наблюдений и оценках динамического состояния скоплений [8] приводит к настоящей необходимости иметь удобный и сравнительно простой алгоритм исследования эволюции скоплений.

В настоящее время известны разные способы моделирования эволюции структур гало — ядро (Г — Я) в звездных скоплениях. Часто используется численное интегрирование уравнений движения в задаче N тел [18, 27] либо интегрирование уравнений гидродинамики [24, 25].

Возможно также использование уравнений Власова [6, 7, 21, 23, 28], метода Монте-Карло [15, с. 85] и уравнения Фоккера — Планка [20, 15, с. 91]. Все перечисленные способы расчета эволюции структуры Γ — Я скоплений со временем являются весьма трудоемкими и громоздкими. Поэтому их применение в настоящее время ограничено лишь рядом начальных условий. Кроме того, анализ решений задачи N тел осложняется одновременным действием многих механизмов в таких системах [3, 18].

В обзорной части [4] автором обсуждались разные применения гросс-динамического (ГсД) подхода к изучению эволюции звездных скоплений, и было показано, что в рамках ГсД-описания проблема учета эволюционных изменений пространственных распределений плотности в скоплениях окончательно не решена. Вместе с тем использование ГсД-подхода для анализа развития структуры Γ — Я скоплений позволяет сравнительно легко получить основные формулы и результаты, разделить известные механизмы по степени их влияния на структуру скопления, расширить спектр начальных условий в исследованных моделях и др. Вследствие недостаточной детальности ГсД-описания возможности этого метода ограничены, однако простота используемого подхода позволяет понять основные тенденции динамической эволюции звездных систем в довольно сложных ситуациях.

Цель данной работы — ГсД-анализ процессов развития структур Γ — Я в квазистационарных и нестационарных (в регулярном поле) звездных скоплениях. Для изучения эволюции этих структур вследствие звездных сближений в квазистационарных сферических скоплениях в [4] получены уравнения (5), (11) и вспомогательные формулы (18), (20), (21), (47) (для краткости обозначим их 1.1).

При выводе уравнений 1.1 использовались следующие предположения:

1. Гало и ядро системы представлены в виде однородных гравитирующих шаров с совпадающими центрами масс. 2. Система находится в вириальном равновесии. 3. Вследствие звездных сближений диссипируют в основном звезды из ядра системы. 4. Распределение скоростей звезд ядра является сферически-симметричным и близко к максвелловскому. Первое предположение является упрощающим, остальные подтверждаются результатами численных экспериментов [18] для звездных скоплений, находящихся на разных стадиях динамической эволюции.

Система 1.1 содержит уравнения, задающие скорость $\dot{M}_i \equiv \frac{dM_i}{dt}$ изменения массы ядра ($i=1$) и гало ($i=2$) вследствие переходов звезд между гало и ядром:

$$\dot{M}_{i \rightarrow j} \propto \gamma_i t_{i \rightarrow j}^{-1}, \quad t_{2 \rightarrow 1} > t_{cr,1}, \quad \dot{M}_{1 \rightarrow \infty} \propto \gamma_2 t_{1 \rightarrow \infty}^{-1}, \quad \gamma_i = \text{const},$$

где стрелками показаны направления переходов звезд; $\dot{M}_{1 \rightarrow \infty}$ — скорость изменения массы ядра за счет диссипации звезд из системы; $t_{cr,1}$ — среднее время пересечения звездой ядра скопления; $t_{i \rightarrow j}$ — средние промежутки времени, за которые звезда ядра (или гало) вследствие звездных сближений может испытать изменения энергий $\Delta \varepsilon$, необходимые для соответствующего ($i \rightarrow j$) перехода*; $t_{1 \rightarrow \infty}$ — время, необходимое для достижения пробной звездой энергии «отрыва» $\varepsilon_\infty = 0$ вследствие звездных сближений. В систему 1.1 входят также уравнения (11) из [4], задающие темп изменения радиусов R_i ядра и гало в зависимости от скоростей изменения масс ядра и гало M_i . Уравнения для R_i получены в рамках ГсД-описания, и при их выводе использовались уравне-

* Звезды гало и ядра имеют в среднем разные энергии $\bar{\varepsilon}_i$ (в том числе и в области ядра, где оба компонента модели взаимно проникают друг в друга). Поэтому требуется определенное изменение энергии звезды для перехода $i \rightarrow j$ из одной группы звезд в другую.

ния Лагранжа — Якоби для гало и ядра скопления, уравнения для изменения энергий E_i этих групп звезд, интеграл энергии системы $E = \text{const}$ (см. формулы (1), (2) из [4]), а также условие (3) из [2], отражающие постоянство энергии системы E при переходах звезд между гало и ядром. В Приложении дается вывод формул для величин $t_{1 \rightarrow 2}$ и $t_{1 \rightarrow \infty}$, обеспечивающих замкнутость системы уравнений 1.1, которые описывают динамику структур Г — Я в «вириализованных» моделях скоплений.

Эволюция гало и ядра в квазистационарных системах. В данной работе ГсД-уравнения 1.1 использованы для расчета эволюции структуры Г — Я в квазистационарных скоплениях звезд под действием звездных сближений. Рассматривались модели рассеянных звездных скоплений (РЗС) с начальными значениями параметров:

$$M = M_1 + M_2 = 500 M_\odot, \quad R_2 = 10 \text{ пк}, \quad \xi = R_1/R_2 \in [0.04 - 0.9], \\ \mu = M_1/M_2, \quad \mu \in [0.1 - 4.0], \quad (1)$$

где M , M_1 и M_2 — полные массы системы, ядра и гало соответственно. Все звезды в рассмотренных моделях имеют одинаковые массы, равные массе Солнца. Уравнения 1.1 с учетом формул (П.4) Приложения были проинтегрированы численно методом Рунге — Кутты четвертого порядка. Расчетами охватывались промежутки времени от $t=0$ до момента коллапса ядра системы $t_c \approx (0.4 \div 29.4) \tau_{st}$. Здесь τ_{st} — время релаксации системы за счет звездных сближений [17]. В качестве контроля правильности решения уравнений 1.1 использовалось условие постоянства полной энергии E скопления [4]:

$$E = \sum_{i=1}^2 \left(E_i - \frac{1}{2} \Omega_{ic} \right) = \text{const},$$

где E_i — полная энергия i -ой группы звезд, Ω_{ic} — потенциальная энергия взаимодействия звезд i -ой группы со звездами другой группы; $\Omega_{ic} = \Omega_{12} = \Omega_{21}$ (см. формулу (8) из [4]). Погрешности при вычислении величины E в процессе интегрирования уравнений 1.1 не превышали $\pm 0.0005 E$. Результаты вычислений для ряда начальных условий приведены на рис. 1. Штриховой обозначена линия, вдоль которой скорость изменения массы ядра вследствие переходов $1 \rightleftharpoons 2$ равна нулю.

Область над ней соответствует условию $\dot{M}_1 > 0$, в области ниже и справа — условию $\dot{M}_1 < 0$.

Все рассмотренные модели скоплений заканчивают эволюцию в области $\xi \approx \mu \approx 0.1 \div 0.2$. Значительную роль в дальнейшей эволюции таких систем должны играть процессы, связанные с формированием и эволюцией тесных двойных звезд [18]. В случае больших положительных значений $\dot{M}_1(0)$, например при $\xi = 0.9$, $\mu = 0.1 \div 0.7$ (модели 1), средняя плотность гало $\rho_2 = 3 M_2 / 4\pi R_2^3$ выше средней плотности ядра $\rho_1 = 3 M_1 / 4\pi R_1^3$, и звездные сближения в системе активно «переводят» звезды из гало в ядро. При этом из гало уходят звезды с малыми (в среднем) энергиями $\varepsilon \approx \varepsilon_1 < \varepsilon_2$, и величина $E_2/M_2 \rightarrow 0$. Эти звезды ($\varepsilon = \varepsilon_1$) приходят в ядро и, следовательно, $E_1/M_1 \approx \text{const} < 0$, т. е. полная энергия ядра на единицу массы слабо изменяется со временем ($\bar{\varepsilon}_i$ — средняя полная энергия звезд i -ой группы). Так как $E_1 \approx \text{const} \cdot M_1 < 0$, то при увеличении M_1 энергия E_1 убывает ($E_1 \rightarrow -\infty$). Поэтому ядро системы сжимается, а гало расширяется (рис. 1). Масса ядра и потенциал регулярного поля вблизи центра системы увеличиваются в течение нескольких τ_{st} , пока плотность ρ_1 не начнет заметно превышать величину ρ_2 и значения $|\dot{M}_{1 \rightarrow 2}|$ станут сравнимы с $|\dot{M}_{2 \rightarrow 1}|$.

В этом случае $\dot{M} \rightarrow 0$ и становится отрицательной, $|\dot{M}_{1 \rightarrow 2}| \approx |\dot{M}_{2 \rightarrow 1}| \gg \gg |\dot{M}_1|$, $E_1/\dot{M}_1 \rightarrow -\infty$, $E_2/M_2 \rightarrow 0$, плотность ядра и отношение ρ_1/ρ_2 продолжают увеличиваться. Скорость эволюции моделей в окрестности $\xi \approx \mu \approx 0.1 \div 0.2$ увеличивается. Величина $\dot{M}_1$ достигает значений $-(0.9 \div 1.8) M/\tau_{V.R.}$, где $\tau_{V.R.}$ — время быстрой релаксации системы [27]. Большие значения $|\dot{M}_1|$ в системах с параметрами $\xi \approx \mu \approx 0.1 \div 0.2$

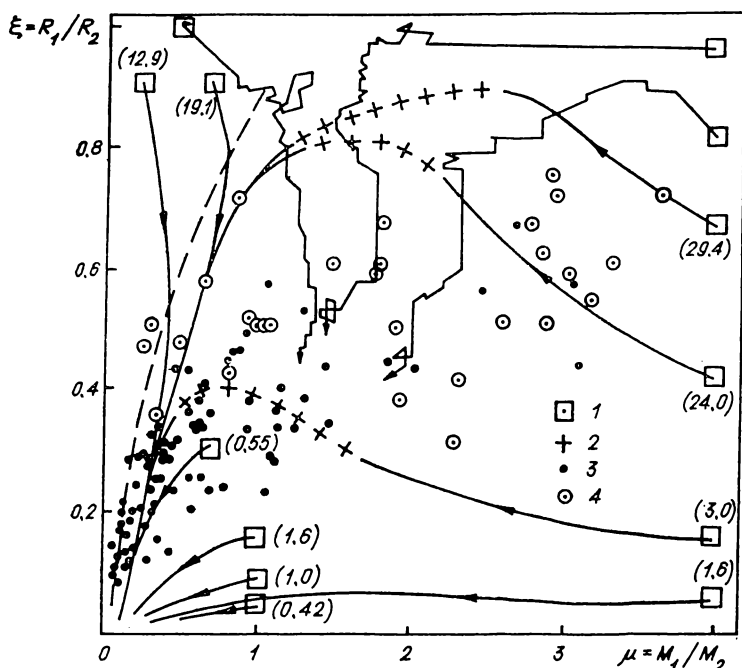


Рис. 1. График зависимости $\xi = \xi(\mu)$ для квазистационарных ГсД-моделей (сплошные гладкие линии) и нестационарных моделей (ломанные линии [5]) сферических звездных скоплений: 1 — соответствует начальным параметрам модели; стрелкой показано направление эволюции модели; в круглых скобках для ГсД-моделей дано время эволюции модели в долях τ_{st} ; 2 — соответствует участкам кривых, где значение $|\dot{M}_1|$ велико, и использование квазистационарного приближения недопустимо; 3 — положение наблюдаемых РЗС [9]; 4 — положения скоплений с переходными областями повышенной плотности между ядром и гало [9]

указывают на возможность отклонения таких систем от стационарности в регулярном поле. Подобное явление возникает и в период развития гравитермической неустойчивости в изотермических ядрах систем вследствие звездных сближений [14, с. 357; 15, с. 70]. Такие отклонения систем от стационарности в регулярном поле не должны быть значительными, так как масса ядра в этот период ($\xi \approx \mu \approx 0.1 \div 0.2$; модели 1) составляет лишь малую часть массы системы (см. ниже).

В системах с плотными массивными ядрами ($\xi \approx 0.04 \div 0.65$, $\mu \approx 2.5 \div 4.0$; модели 2) величина $\dot{M}_1$ достигает больших отрицательных значений, переходы звезд из ядра в гало под действием иррегулярных сил наиболее часты. Вследствие этого значительная часть массы ядра (и системы) переходит в гало, потенциал регулярного поля вблизи центра системы убывает. Величина E_1 слабо изменяется со временем, так как уходящие в гало звезды ядра имеют близкие к нулю энергии $\varepsilon \approx \bar{\varepsilon}_2$. Следовательно, в этот период ($\Delta t \approx (1 \div 3) \tau_{st}$) величина $E_2/M_2 \approx \approx \text{const} < 0$, и при увеличении массы M_2 энергия гало E_2 убывает, что приводит к сжатию гало и расширению ядра (регулярные силы тяготения системы вблизи ее центра масс ослабевают). Сходный с указан-

ным тип эволюции звездной системы (с расширением ядра) приближенно рассматривался и в [11] при обсуждении возможных путей динамической эволюции ядра Галактики. В системах с $\mu \approx 4$, $\xi = 0.15 \div 0.65$ за время $(1 \div 3)\tau_{st}$ происходит расширение ядер (см. рис. 1), одновременно с этим темп уменьшения массы M_1 убывает от $(0.014 \div 0.28)M/\tau_{v.R.}$, при $t=0$ до $(0.006 \div 0.1)M/\tau_{v.R.}$ в момент достижения максимальных размеров ядра системы. В дальнейшем размеры гало лишь слабо увеличиваются, а развитие структуры Г—Я происходит

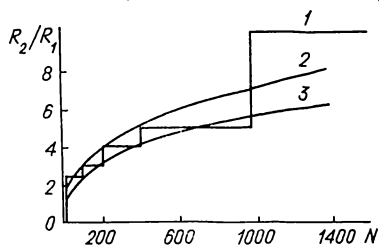


Рис. 2. График зависимости величины R_2/R_1 от полного числа звезд N в скоплении: 1 — по данным [1]; 2 и 3 — кривые из семейства $R_2/R_1 \propto N^{0.35}$

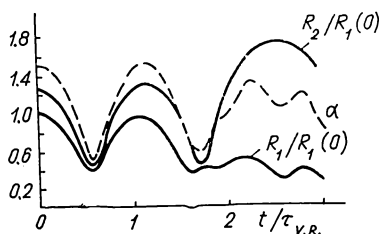


Рис. 3. График зависимостей относительных радиусов $R_i/R_1(0)$ (сплошные линии) и вириального коэффициента α (штриховая) от времени для ГсД-модели скопления с начальными параметрами: $M=500 M_\odot$, $\mu=1$, $R_2=10$ пк, $\xi=0.8$, $x_1=x_2=0.2$, $\alpha(0)=1.5$

в основном за счет сжатия ядра и уменьшения его массы как для моделей 1. В период расширения массивных ядер моделей 2 скорость изменения массы M_1 достигает значений $\dot{M}_1 \approx -(0.3 \div 0.7)M/\tau_{v.R.}$, что указывает на возможность значительных отклонений таких моделей от стационарности в регулярном поле вследствие переходов звезд ($1 \rightleftharpoons 2$) под действием звездных сближений.

В моделях 3 с массивными протяженными ядрами и слабо развитыми гало ($\xi(0) \geq 0.9$, $\mu=4$) за время $\Delta t \leq \tau_{st}$, как и в моделях 2, происходит расширение ядра, сжатие гало с последующей переменой ролей гало и ядра. По-видимому, в данном случае формулы для $\dot{M}_{1 \rightleftharpoons 2}$ из [4] дают завышенные значения этих величин. Численное интегрирование уравнений движения $N=100$ звезд скопления по методике [3] с начальными условиями, соответствующими моделям 3, показывает, что смены ролей гало и ядра в таких системах не происходит и $R_1 < R_2$ для рассмотренных промежутков времени $\Delta t \approx 3\tau_{v.R.}$ (см. [5]).

В [9] даны оценки параметров гало и ядер 103 РЗС из окрестностей Солнца. Наблюдательная оценка величины μ принята приближенно равной N_1/N_2 , где N_1 и N_2 — число звезд соответственно в ядре и гало РЗС. Методика оценки величин R_1 , R_2 и ξ описана в [9]. Сравнение параметров ξ , μ РЗС с эволюционными «треками» $\xi = \xi(\mu)$ моделей 1, 2 (рис. 1, сплошные гладкие линии) и с «треками» $\xi = \xi(\mu)$, полученными для моделей изолированных нестационарных скоплений в численных экспериментах [5] (рис. 1, сплошные ломаные линии) показало, что все РЗС расположены (и эволюционируют) вблизи некоторой последовательности $\xi = 0.39 \mu^{0.35}$ [9]. Данная линия при $\xi < 0.4$ хорошо согласуется со штриховой, т. е. соответствует равновесию в процессе обмена звездами между гало и ядром квазистационарных моделей 1, 2. «Треки» нестационарных моделей из [5] лучше описывают формирование данной последовательности при $\xi > 0.4$. Учет нестационарности моделей в [5] несколько изменяет положение и уменьшает наклон линии баланса темпов переходов $1 \rightleftharpoons 2$ звезд между ядром и гало. Отметим, что время пребывания моделей 1, 2 скоплений на значительном расстоянии от штриховой линии на порядок меньше времени эволюции РЗС вдоль нее, что способствует группированию скоплений вблизи этой последовательности. В процессе эволюции моделей

1, 2 до коллапса ядра скопления диссипирует лишь малая часть звезд (примерно 4—6 % от их общего числа $N = N_1 + N_2$ [4]), т. е. величина N_1 слабо зависит от M . С учетом соотношения $\xi \propto \mu^{0.35}$ в частном случае $N_1 \ll N$ легко получить: $R_2/R_1 \propto N^{0.35}$ [9]. Подобная зависимость для РЗС отмечалась в [1, 16]. На рис. 2 приведены зависимости $R_2/R_1 \propto N^{0.35}$ и данные наблюдений [1]. Согласно наблюдательных оценок значений ξ и μ для РЗС с результатами расчетов динамики изолированных скоплений при интегрировании уравнений 1.1, а также с результатами расчетов [5] свидетельствуют, что РЗС находится в состоянии, близком к равновесию в процессе обмена звездами между гало и ядром. Кроме того, согласие данных наблюдений и результатов расчетов моделей изолированных скоплений показывает, что формирование и развитие гало и ядра в РЗС в значительной степени обусловлено внутренними релаксационными процессами, действием иррегулярных сил в скоплении, а влияние внешних силовых полей на развитие структуры Г—Я РЗС менее существенно [9].

Эволюция гало и ядра в системах, нестационарных в поле регулярных сил. Такой тип эволюции может быть исследован с помощью уравнений (1) из [4], которые для рассмотренных нами моделей групп звезд, согласно [2], запишем в следующем виде:

$$\begin{aligned} \dot{y}_i &= -\frac{y_i^2}{R_i} + \frac{5(2E_i - \Omega_i + \Theta_i)}{3M_i R_i}; & \dot{R}_i &= y_i; \\ \dot{E}_1 &= \frac{3}{2} \frac{GM_1 M_2}{R_2^2} \left(1 - \frac{3}{5} \frac{R_1^2}{R_2^2}\right) \dot{R}_2 + \bar{\varepsilon} \dot{M}_1; \\ \dot{E}_2 &= \frac{3}{5} \frac{GM_1 M_2}{R_2^3} R_1 \dot{R}_1 - \bar{\varepsilon} \dot{M}_1 + \sum_{i=1}^2 \dot{M}_i \frac{\partial \Omega_{12}}{\partial M_i}; \\ \bar{\varepsilon} \dot{M}_1 &= \bar{\varepsilon}_2 \dot{M}_{1 \rightarrow 2} + \bar{\varepsilon}_1 \dot{M}_{1 \leftarrow 2}; \\ \dot{M}_i &= \dot{M}_{i \rightarrow j} + \dot{M}_{i \leftarrow j}; & i, j &= 1, 2, \end{aligned} \quad (2)$$

где

$$\begin{aligned} \Theta_i &= \frac{3}{5} \frac{GM_i}{R_i^3} \sum_{\substack{l=1 \\ (R_l < R_i)}}^2 M_l R_l^2 + \frac{3}{2} GM_i \sum_{\substack{l=1 \\ (R_l > R_i)}}^2 \frac{M_l}{R_l^3} \left(R_l^2 - \frac{3}{5} R_i^2\right); \\ i &= 1, 2; & R_1' &< R_2. \end{aligned}$$

Здесь $\Omega_i = -\frac{3}{5} \frac{GM_i^2}{R_i} + \Omega_{ic}$ — потенциальная энергия i -ой группы звезд.

Систему уравнений (2), а также (21), (47) из [4] и (П.4) обозначим для краткости 1.2. Уравнения 1.2 могут быть использованы для изучения эволюции сферических звездных скоплений с малыми отклонениями от стационарности в регулярном поле при следующих начальных условиях:

$$\alpha(0) = \frac{2E}{\Omega(0)} = 1, \quad y_i(0) = 0, \quad i = 1, 2, \quad (3)$$

где α — вириальный коэффициент, характеризующий степень нестационарности скопления, $\Omega = \sum_{i=1}^2 \left(\Omega_i - \frac{1}{2} \Omega_{ic} \right)$ — потенциальная энергия

скопления [4], а параметры $\xi(0)$, $\mu(0)$ и $M(0)$ удовлетворяют условиям (1).

В данной работе уравнения 1.2 численно проинтегрированы методом Рунге — Кутты четвертого порядка с использованием начальных условий (1), (3). Контролем правильности вычислений служило постоянство полной энергии системы E ; максимальные погрешности при вычислении E не превышали $\pm 0.0005 E$. Выполненные расчеты приводят к следующим результатам.

1. В процессе эволюции моделей 1 общий характер эволюционных кривых $\xi = \xi(\mu)$ для нестационарных и квазистационарных моделей скоплений приблизительно одинаков, за исключением конечных стадий $\xi \approx \mu \approx 0.1 \div 0.2$, где величины R_i и M_i слабонестационарных скоплений испытывают колебания относительно их «вириальных» значений. Период колебаний значений указанных характеристик приблизительно равен максимальному времени пересечения звездной системы $t_{cr} = 2 \bar{t}_{cr} = 2R_2/(\bar{v}_2^2)^{1/2}$. Колебания маломассивного ядра имеют подчиненный характер, обусловлены колебаниями гало, и в основном происходят в противофазе с ними. Амплитуды колебаний вириального коэффициента $\Delta\alpha/\alpha(0)$ в рассмотренных моделях составляют $0.01 \div 0.02$.

2. Использование квазистационарного приближения для моделей 2 с наиболее массивными и плотными ядрами при расчете величин $\dot{E}_{1 \rightarrow 2}$ и $\dot{M}_{1 \rightarrow 2}$ оказывается в основном неприемлемым, так как быстрые систематические изменения масс и энергий гало и ядра вследствие переходов звезд между ними приводят к развитию колебаний радиусов R_i и к развитию нестационарности системы в регулярном поле. В модели с $\xi(0) = 0.14$, $\mu(0) = 4.0$ такие колебания начинаются в период достижения максимальных значений ξ . Амплитуда колебаний вириального коэффициента в этой модели достигает значений $\Delta\alpha/\alpha(0) = 0.52$. В моделях 2 с менее плотными ядрами при $\xi(0) = 0.4 \div 0.65$, $\mu(0) = 4.0$ колебания регулярного поля начинаются несколько раньше, чем в модели $\xi(0) = 0.14$, $\mu(0) = 4.0$, но степень нестационарности таких систем и амплитуды колебаний вириального коэффициента α снижаются ($\Delta\alpha/\alpha(0) \approx 0.18 \div 0.03$), что делает квазистационарное приближение для оценки величин $\dot{E}_{1 \rightarrow 2}$ и $\dot{M}_{1 \rightarrow 2}$ более приемлемым. Небольшие колебания радиусов R_i в указанных моделях происходят с близкими периодами и в противофазе. В случае колебаний ядра и гало, происходящих в противофазе, радиальные перемещения звезд одной группы частично компенсируются противоположным движением звезд другой группы, и степень нестационарности в регулярном поле таких моделей снижается. Согласно численным экспериментам [5] в скоплениях, удовлетворяющих в начальный момент условиям квазистационарности (6) из [4] и условиям (3), в случае $\xi(0) = 0.4$ и $\mu(0) = 4.0$ за время около $1.5 \tau_{v.r.}$ развивается нестационарность в регулярном поле с максимальной амплитудой $\Delta\alpha/\alpha(0) = 0.18$, что согласуется по величине с оценками данной работы. Такой уровень нестационарности в указанной модели [5] поддерживается вне финальной стадии коллапса ядра на протяжении всего рассмотренного промежутка времени примерно $3.7 \tau_{v.r.}$ (т. е. около $1.5 \cdot 10^8$ лет для типичных РЗС [8, 10]) и является одним из проявлений гравитермической неустойчивости звездных систем [14, с. 357; 15, с. 70].

3. В моделях 3 колебания значений вириального коэффициента α со временем невелики ($\Delta\alpha/\alpha(0) \approx 0.002$), и квазистационарное приближение при расчете величин $\dot{M}_{1 \rightarrow 2}$ и $\dot{E}_{1 \rightarrow 2}$ можно считать допустимым, хотя в этом случае и необходимо уточнение формул для $\dot{M}_{1 \rightarrow 2}$ из [4] (см. выше).

Отметим, что параметры колебаний регулярного силового поля звездных скоплений и величины $\dot{E}_{1 \rightarrow 2}$, $\dot{M}_{1 \rightarrow 2}$ при отказе от использования квази

стационарного приближения могут отличаться от полученных в данной работе. Значительную роль в переносе массы и энергии между гало и ядром в нестационарных системах играют процессы релаксации за счет изменения энергий звезд в переменном регулярном поле [26], здесь не учитывавшиеся. Поэтому результаты расчетов моделей 2 в данной работе необходимо рассматривать лишь как подтверждение возможности начала крупномасштабных колебаний регулярного поля первоначально «вириализованных» систем вследствие звездных сближений (см. также [14, с. 357; 15, с. 70]).

Рассмотрим формирование структур Г—Я в нестационарных бесстолкновительных системах с большими отклонениями от вириального равновесия. Согласно работам [6, 7, 19, 21—23, 28] неравновесная в начальный момент звездная система в процессе дальнейшей эволюции проходит через стадию быстрой релаксации. В результате взаимодействия звезд через самосогласованное поле происходит перемешивание элементов, занятых звездами системы в фазовом пространстве. Вклад в такое перемешивание вносят звезды, изменяющие свою энергию, а также звезды с разными энергиями за счет различия фазовых скоростей (см. размешивание 2-го рода [12, 13]). Согласно [6] в системе постепенно происходит «перемешивание» орбит звезд и достигается хаотизация движений масс за счет формирования обособленных групп звезд высоких энергий, фазы движения которых не совпадают с фазой основных колебаний системы. Указанные группы звезд формируются в периоды максимальных сжатий бесстолкновительной системы. Согласно [6, 22] заметный вклад в перемешивание орбит и хаотизацию движений звезд обусловлен случайным характером задания начальных положений и скоростей звезд в сферической системе, вследствие чего звезды из разных точек фазового пространства, занятого системой, в различные моменты времени проходят через зону активных изменений регулярного поля в ядре системы и получают разные по величине и знаку приращения энергий. В целях качественного анализа задачи о формировании структур Г—Я в нестационарных системах рассмотрим скопления с большим числом звезд ($N > 250$) и массами $M = 500 M_{\odot}$ и будем пренебрегать действием иррегулярных сил на промежутках времени $(1 \div 3) \tau_{V.R.}$ [6].

Вычисление значений $\dot{M}_{1 \leftrightarrow 2}$ и $\dot{E}_{1 \leftrightarrow 2}$ в таких системах оказывается затруднительным даже в случае бесстолкновительных звездных систем. Примем следующую простую модель изменения масс M_i вследствие взаимодействий звезд с изменяющимся регулярным полем системы:

$$\dot{M}_{i \rightarrow j} = -\frac{x_i M_i}{\tau_{V.R.}(0)}; \quad x_i = \text{const}; \quad i, j = 1, 2; \quad i \neq j. \quad (4)$$

Значения коэффициентов x_i в (4) определяют скорость развития структур Г—Я в бесстолкновительных системах. Сравнивая полученные из уравнений 1.2 с учетом (4) решения с результатами расчетов эволюции сферических бесстолкновительных систем [6, 7], можно определить примерные значения параметров x_i . На рис. 3 приведены результаты вычислений для случая: $M = 500 M_{\odot}$, $\mu = 1$, $R_2 = 10$ пк, $\xi = 0.8$, $x_1 = x_2 = 0.2$, $\alpha(0) = 1.5$. Расчетами охватывался промежуток времени $3 \tau_{V.R.}$. Погрешности в вычислениях контролировались с использованием постоянства энергии системы E ; ошибки на счете E не превышали $\pm 0.0005 E$.

Интегрирование уравнений 1.2 с учетом (4) на промежутке времени $3 \tau_{V.R.}$ обнаруживает стремление системы к стационарности в регулярном поле ($\Delta\alpha/\alpha(0) \rightarrow 0$ при увеличении t , $\alpha(t) \rightarrow 1$) и к развитию структуры Г—Я (рис. 3). Как и в квазистационарных моделях, постепенное сжатие ядра и расширение гало вызвано изменением энергий

E_i на единицу групп E_i/M_i (см. выше). Стремление рассмотренной модели системы к стационарности в регулярном поле ($\alpha \rightarrow 1$) обусловлено действием фазового размешивания, модель которого на уровне ГсД-описания задана уравнениями 1.2 и (4). В ходе фазового размешивания ядро и гало системы вследствие переходов $1 \rightleftharpoons 2$ непрерывно обогащаются звездами, движущимися по радиусу r в фазе, не совпадающей с фазами основных радиальных колебаний гало и ядра. Указанный процесс приводит к хаотизации движений звезд в группах, стабилизации гало и ядра, а также всей системы в целом.

Подобные результаты о формировании структуры Г—Я бесстолкновительных звездных систем, естественные для более сложных и более подробных методов [6, 19, 21], впервые корректно получены в рамках ГсД-описания [4]. Если встречные переходы звезд и соответствующий перенос энергии между гало и ядром системы отсутствуют либо имеются переходы звезд только в одном направлении ($1 \rightarrow 2$ или $2 \leftarrow 1$), то развитие структуры Г—Я со сжатием ядра и расширением гало не происходит, и стремление ГсД-моделей к стационарности в регулярном поле отсутствует.

Выводы: 1. В работе выполнено гросс-динамическое описание динамики ядра и гало в квазистационарных и нестационарных сферических звездных системах. Это описание охватывает весь имеющийся набор прямых численных экспериментов по данной проблеме и может быть использовано для сравнения ГсД-моделей с данными наблюдений и прямыми численными экспериментами. Предложенное описание охватывает достаточно необычные физические ситуации в системах с гало и ядром (временное сжатие ядра с увеличением его массы или временное расширение ядра с уменьшением его массы, развитие значительной нестационарности системы в поле регулярных сил вне стадии коллапса ядра).

2. Получена сетка эволюционных «треков» квазистационарных моделей РЗС в пространстве гросс-параметров ξ и μ . Согласно данным расчетов все РЗС эволюционируют в пространстве ξ, μ вдоль основной последовательности $\xi = \xi(\mu)$ и на порядок меньшее время проводят вдали от нее. Следовательно, рассеянные звездные скопления должны группироваться вблизи этой последовательности, что и наблюдается в действительности. Согласно расчетам моделей 1.2 это свидетельствует о близости большинства реальных РЗС к состоянию равновесия в процессе обмена звездами между гало и ядром вследствие звездных сближений.

3. Использование определенных здесь начальных условий позволяет моделировать гравитермическую неустойчивость в системах с гало и ядром с помощью прямых численных экспериментов в задаче N тел. В ходе таких экспериментов в [5] удалось обнаружить, что гравитермическая неустойчивость в РЗС может продолжаться более $3.7 \tau_{\text{в.р.}}$ (т. е. более $1.5 \cdot 10^8$ лет для РЗС с характеристиками из [8, 10]).

4. Стремление рассмотренных моделей систем с гало и ядром к стационарности в регулярном поле возможно лишь при одновременном сжатии ядра и расширении гало. Такое стремление системы к стационарности и развитие структуры Г—Я в указанном направлении происходит лишь при появлении встречных потоков звезд и энергий между гало и ядром. Если доминирует один из потоков ($1 \rightarrow 2$ либо $2 \leftarrow 1$), в системе происходит развитие нестационарности в регулярном поле.

Приложение

Вычисление коэффициентов $t_{1 \rightleftharpoons 2}$, $t_{1 \rightarrow \infty}$. Для оценки этих величин воспользуемся методикой расчета средней скорости изменения энергии групп звезд в иррегулярном поле сил системы [17]. Пусть $\Sigma \Delta E_s^2$ —

квадрат изменения кинетической энергии пробной звезды s за счет сближений со звездами поля в интервале времени dt . Пусть распределения скоростей звезд гало и ядра имеют вид:

$$n_i(v) dv = \frac{4J_i^3}{V\pi} n_i \exp(-J_i^2 v^2) v^2 dv, \quad J_i = \text{const}, \quad i=1,2 \quad (\text{П.1})$$

где n_i — концентрация звезд i -ой группы, $J_i^2 = 3/(2\overline{v_i^2})$ [17]; $\overline{v_i^2}$ — средний квадрат скорости звезд i -ой группы. Запишем выражение для $\Sigma \Delta E_s^2$ [17, формула (2.367)] для случая распределения $\sum_{i=1}^2 n_i(v) dv$

$$\Sigma \Delta E_s^2 = 8\pi G^2 \ln(q_s \overline{v_s^2}) m_s^2 dt \sum_{i=1}^2 Q_{si} m_i^2 n_i, \quad (\text{П.2})$$

$$Q_{si} = \frac{1}{V\pi} \frac{j_s j_i}{(J_s^2 + J_i^2)^{3/2}}, \quad \bar{m} = \sum_{i=1}^2 m_i N_i / \sum_{i=1}^2 N_i.$$

Здесь $q_s = D_s/G(\bar{m} + m_s)$, где $D_s = 2\bar{R}_s/N_s^{1/3}$ [17] — среднее расстояние между звездами группы s , N_s — число звезд в s -ой группе, $\bar{R}_s$ — средний радиус группы s скопления.

Усредняя величину $\Sigma \Delta E_s^2$ по скоростям и координатам для каждой группы звезд, находим:

$$\overline{\Sigma \Delta E_k^2} = \int_0^{R_k} d\omega \int_0^\infty \Sigma \Delta E_k^2 n_k(v) dv / \int_0^{R_k} d\omega \int_0^\infty n_k(v) dv, \quad (\text{П.3})$$

$$d\omega = 4\pi r^2 dr, \quad k = 1, 2.$$

Обозначим $L_i = 8\pi G^2 \ln q \overline{v_i^2}$, $a_{ki} = m_k^2 m_i^2$. Согласно (П.3), находим:

$$\overline{\Sigma \Delta E_1^2} = L_1 \sum_{i=1}^2 a_{1i} Q_{1i} n_i t_{1 \rightarrow 2} \simeq \frac{m_1^2}{4} (\overline{v_1^2} - \overline{v_2^2})^2,$$

$$\overline{\Sigma \Delta E_{1 \rightarrow \infty}^2} = L_1 \sum_{i=1}^2 a_{1i} Q_{1i} n_i t_{1 \rightarrow \infty} \simeq \frac{m_1^2}{4} (\overline{v_1^2} - 2\bar{\Phi}_1)^2, \quad (\text{П.4})$$

$$\overline{\Sigma \Delta E_2^2} = L_2 \sum_{i=1}^2 a_{2i} Q_{2i} n_i V_{i t_{2 \rightarrow 1}} / V_2 = \overline{\Sigma \Delta E_1^2},$$

где $V_i = \frac{4}{3} \pi R_i^3$, $n_i = 0$ при $r > R_1$, $\bar{\Phi}_1$ — среднее по объему ядра значение потенциала системы (см. формулу (4) из [4]).

При оценке величин $\overline{\Sigma \Delta E_i^2}$ в (П.4) необходимо учитывать изменения потенциальных энергий звезд, переходящих из ядра в гало и обратно. Рассмотрим первое уравнение из (П.4). Уходящие в гало звезды ядра приобретают необходимые для этого энергии либо за счет отдельных тесных сближений (если $R_1 \ll R_2$), либо в результате большого числа слабых сближений с другими звездами системы (если $R_1 \approx R_2$). Здесь R_1 и R_2 — радиусы ядра и гало соответственно. Продолжительность соответствующих изменений энергий звезд при этом мала по сравнению с временем пересечения t_{cr} (см. формулы (14) из [4]), и звезды, в основном, не успевают покинуть исходные объемы

пространства до окончания указанных сближений. В этом случае изменение потенциальной энергии звезды в каждом сближении невелико, но при оценке величин $\overline{\Sigma \Delta E_i^2}$ необходимо рассматривать приращение кинетической энергии, равное $\frac{1}{2} m_1 (\overline{v_1^2} - \overline{v_2^2})$, где $\overline{v_{2,1}^2}$ — средний квадрат скорости звезд гало в ядре скопления.

Используя теорему Джинса, запишем распределение скоростей звезд гало (П.1) в точке r стационарной изотермической системы в следующем виде:

$$n_2(r, v) dv \propto v^2 \exp(-2J_2^2(\Phi_0 - \Phi(r)) - J_2^2 v^2), \quad (\text{П.5})$$

где $\Phi_0 = \Phi(0)$ — потенциал в центре системы ($r=0$). Согласно (П.5) получим:

$$\begin{aligned} \overline{v_{2,1}^2} &= \frac{\int_0^{R_1} Y d\omega \int_0^{\sqrt{2\Phi}} \exp(-J_2^2 v^2) v^4 dv}{\int_0^{R_1} Y d\omega \int_0^{\sqrt{2\Phi}} \exp(-J_2^2 v^2) v^2 dv}; \\ \overline{v_2^2} &= \frac{\int_0^{R_2} Y d\omega \int_0^{\sqrt{2\Phi}} \exp(-J_2^2 v^2) v^4 dv}{\int_0^{R_2} Y d\omega \int_0^{\sqrt{2\Phi}} \exp(-J_2^2 v^2) v^2 dv}; \quad (\text{П.6}) \\ Y &= \exp(-2J_2^2(\Phi_0 - \Phi)). \end{aligned}$$

Считается, что звезды со скоростями выше критической $\sqrt{2\Phi}$ не принадлежат системе. В рассмотренных моделях скоплений величины $\overline{v_2^2}$ и $\overline{v_{2,1}^2}$ различаются не более, чем на 5—6%. Это обусловлено тем, что основной вклад в значения $\overline{v_{2,1}^2}$ и $\overline{v_2^2}$ вносят звезды, расположенные в ядре на малых расстояниях от центра масс системы ($J_2 \simeq 2.5—3$ с/км, $\overline{v_2} = 0.4—0.5$ км/с, а Y определяется формулой (П.6). Поскольку при переходах $1 \rightleftharpoons 2$ средние величины квадратов изменения энергий звезд $\overline{\Sigma \Delta E_1^2}$ и $\overline{\Sigma \Delta E_2^2}$ должны быть равны между собой, формулы (П.4) могут быть использованы для приближенной оценки величин $t_{1 \rightarrow 2}$.

1. Бархатова К. А., Пыльская О. П. Границы корон рассеянных звездных скоплений // Звездные скопления и двойные звезды.— Свердловск: Изд-во Урал. ун-та, 1978.— С. 65—96.
2. Данилов В. М. О сегрегации звезд переменных масс в нестационарных звездных скоплениях // Физика Солнца и звезд.— Свердловск: Изд-во Урал. ун-та, 1982.— С. 93—115.
3. Данилов В. М. О динамике распада нестационарных рассеянных звездных скоплений // Астрон. журн.— 1985.— 62, вып. 4.— С. 704—710.
4. Данилов В. М., Рязанов А. П. О динамике структур «гало—ядро» в сферических звездных скоплениях // Там же.— 1988.— 65, вып. 4.— С. 716—729.
5. Данилов В. М. Численные эксперименты по изучению динамики гало и ядра в звездных скоплениях // Астрон. циркуляр.— 1989.— № 1536.— С. 15—16.
6. Данилов В. М., Рязанов А. П. О моделировании сферических нестационарных бесстолкновительных звездных систем // Астрономо-геодезические исследования.— Свердловск: Изд-во Урал. ун-та, 1985.— С. 19—47.
7. Данилов В. М., Рязанов А. П. О динамике сферических нестационарных звездных систем // Астрон. циркуляр.— 1987.— № 1487.— С. 3—4.
8. Данилов В. М., Селезнев А. Ф. Изучение структурных и динамических характеристик рассеянных звездных скоплений (РЗС). II. Проявление нестационарности // Кинематика и физика небес. тел.— 1988.— 4, № 1.— С. 51—58.

9. Данилов В. М., Селезнев А. Ф. Оценки параметров гало и ядер звездных скоплений // Астрон. циркуляр.— 1989.— № 1538.— С. 9—10.
10. Данилов В. М., Селезнев А. Ф., Гурто Е. Ю., Лапина Е. А. Исследование структурных и динамических характеристик рассеянных звездных скоплений (РЗС). I. Результаты звездных подсчетов в 50 РЗС // Кинематика и физика небес тел.— 1987.— 3, № 6.— С. 77—83.
11. Докучаев В. И., Озерной Л. М. Эволюция звездных систем с притоком звезд извне: модель ядер галактик // Письма в Астрон. журн.— 1985.— 11, № 5.— С. 335—342.
12. Осипков Л. П. Фазовое размешивание 2-го рода в звездных системах. I // Астрофизика.— 1972.— 8, № 1.— С. 139—147.
13. Осипков Л. П. Фазовое размешивание 2-го рода в звездных системах. II // Астрофизика.— 1972.— 8, № 2.— С. 295—304.
14. Саслау У. Гравитационная физика звездных и галактических систем.— М.: Мир, 1989.— 542 с.
15. Спитцер Л., мл. Динамическая эволюция шаровых скоплений.— М.: Мир, 1990.— 184 с.
16. Холопов П. Н. О единстве строения звездных скоплений // Астрон. журн.— 1968.— 45, № 4.— С. 786—794.
17. Чандрасекар С. Принципы звездной динамики.— М.: Изд-во иностр. лит., 1948.— 263 с.
18. Aarseth S. J. Computer simulations of star cluster dynamics // *Vistas in Astron.*— 1973.— 15.— P. 13—37.
19. Bouvier P., Janin G. Dynamical mixing of orbits in the spherical water-bag // *Astron. and Astrophys.*— 1970.— 5, N 1.— P. 127—134.
20. Cohn H. Direct Fokker-Planck calculations // *Dynamics of star clusters: IAU Symp. N 113* / Eds J. Goodman, P. Hut.— Dordrecht: Reidel, 1985.— P. 161—178.
21. Fujiwara T. Integration of the collisionless Boltzmann equation for spherical stellar systems // *Publ. Astron. Soc. Jap.*— 1983.— 35.— P. 547—558.
22. Henon M. L'evolution initiale d'un amas spherique // *Ann. d'Astrophys.*— 1964.— 27.— P. 83—91.
23. Hoffman Y., Shlosman L., Shaviv G. Collapse and violent relaxation of a spherical protogalaxy // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*— 1979.— 189, N 3.— P. 737—749.
24. Larson R. B. A model for the formation of a spherical Galaxy // *Ibid.*— 1969.— 145, N 4.— P. 405—422.
25. Larson R. B. A method for computing the evolution of star clusters // *Ibid.*— 1970.— 147, N 4.— P. 323—337.
26. Lynden-Bell D. Statistical mechanics of violent relaxation in stellar systems // *Ibid.*— 1967.— 136, N 1.— P. 101—121.
27. McGlynn T. A. Dissipationless collapse of galaxies and initial conditions // *Astrophys. J.*— 1984.— 281, N 1.— P. 13—30.
28. Shlosman L., Hoffman Y., Shaviv G. Non-linear dynamics stability of spherical stellar systems // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*— 1979.— 189, N 3.— P. 723—736.
29. Webbink R. F. Structure parameters of galactic globular clusters // *Dynamics of star clusters: IAU Symp. N 113* / Eds J. Goodman, P. Hut.— Dordrecht: Reidel, 1985.— P. 541—578.

Астрон. обсерватория
Урал. ун-та им. А. М. Горького, Свердловск

Поступила в редакцию
12.11.90

РЕФЕРАТ ПРЕПРИНТА

УДК 621.391:53.08

РАДИОИНТЕРФЕРОМЕТРИЧЕСКИЙ КОМПЛЕКС «КВАЗАР»: МГНОВЕННЫЙ МНОГОЧАСТОТНЫЙ СИНТЕЗ ИЗОБРАЖЕНИЙ КОГЕРЕНТНЫХ ИСТОЧНИКОВ / Байкова А. Т.

(Препринт / АН СССР. Ин-т прикл. астрономии; ИПА-90-24)

Рассматривается возможность использования радиоинтерферометрического комплекса со сверхдлинными базами «КВАЗАР» для задач построения изображений когерентных быстропеременных источников в режиме мгновенного многочастотного синтеза. Рассматриваются новые алгоритмы восстановления комплексных полей. Приводятся результаты численного моделирования.

УДК 524.312.7+524.314.3—323.7

С. В. Марченко, Т. П. Сергеева

Химически пекулярные звезды и звезды главной последовательности: распределение по галактической z -координате

Для химически пекулярных звезд (СР) и звезд главной последовательности (ГП) получено распределение по галактической z -координате для трех случаев: 1) одиночные звезды из «Каталога ярких звезд» ($m_V \leq 6.5^m$); 2) двойные и предполагаемые двойные звезды ($m_V \leq 8.0^m$); 3) звезды в зоне $\approx 14^\circ \times 14^\circ$ в направлении на галактический антицентр ($m_V \leq 12.5^m$). В первом случае СР-звезды и звезды ГП имеют идентичные z -распределения. Наиболее интересен третий случай: СР-звезды значительно сильнее сконцентрированы к галактической плоскости, чем звезды ГП. Проведен кластерный анализ пространственного распределения СР-звезд и звезд ГП и показано, что химически пекулярные звезды в направлении на галактический антицентр сохраняют тенденцию к образованию компактных ($d \leq 50$ пк) пространственных группировок, как это было ранее установлено для ближайших ($r \leq 1$ кпк) СР-звезд. В то же время распределение звезд ГП более равномерное.

CHEMICALLY PECULIAR AND MAIN SEQUENCE STARS: THE DISTRIBUTION ON THE GALACTIC z -COORDINATE, by Marchenko S. V., Sergeeva T. P. — Chemically peculiar (CP) and main sequence (MS) stars distribution on the Galactic z -coordinate are obtained for three samples: 1) single stars from «Catalogue of Bright Stars» ($m \leq 6.5^m$); 2) suspected binaries ($m_V \leq 8.0^m$); 3) CP and MS stars from the $\approx 14^\circ \times 14^\circ$ zone in the Galactic anticenter direction ($m_V \leq 12.5^m$). In the first case CP and MS stars have identical z -distribution. The third case is most interesting: CP stars are much more concentrated to the Galactic plane than the MS stars. It is shown that CP stars keep tendency to create compact ($d \leq 50$ pc) space clusters as it was found for the nearest ($r \leq 1$ kpc) CP stars. At the same time, space distribution of MS stars is more homogeneous.

Ранее было показано, что ближайшие ($r \leq 1$ кпк) химически пекулярные (СР) звезды образуют компактные пространственные группировки с характерными размерами $d \leq 50$ пк [10]. Однако информация о звездах главной последовательности (ГП) в окрестностях Солнца ($r \leq 1$ кпк) не отличается достаточной полнотой, позволяющей связать особенности пространственного распределения СР-звезд со звездами ГП. Появление довольно глубокого (до 12.5^m) спектрального обзора в направлении на галактический антицентр [12] открывает возможность одновременного исследования пространственного распределения звезд ГП и СР-звезд по статистически однородной выборке.

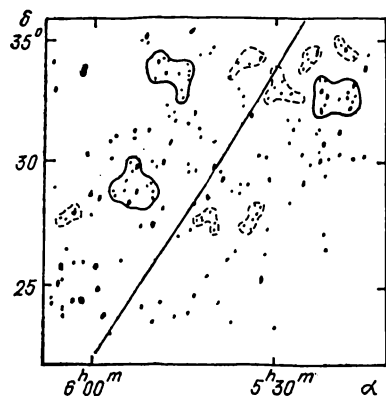
Кластерный анализ пространственного распределения звезд ГП и СР-звезд проводился по данным двумерной спектральной классификации МК звезд до 12.5^m в направлении на галактический антицентр в зоне $\approx 14^\circ \times 14^\circ$ [12]. Точность определения: ± 0.6 спектрального подкласса и ± 0.5 класса светимости. Было использовано 1269 звезд В7

V — A3 V и 208 CP-звезд тех же спектральных подклассов и классов светимости. Отметим, что, используя термин «химически пекулярные звезды», мы имеем в виду звезды CP2 (классические Ap), согласно традиционной схеме классификации (см., например, [21]).

С целью получения пространственного распределения звезд на автоматической измерительной машине ПАРСЕК для 1269 звезд ГП и 208 CP-звезд были определены звездные величины m_V по пластинкам программы «ФОН» ГАО АН УССР. Отметим, что внутренняя точ-

ность определения m_V составила 0.05—0.07^m, а внешняя — 0.02—0.08^m.

При проведении кластерного анализа мы в основном придерживались схемы, изложенной в [9]. Каждая звезда очерчивалась кругом радиуса r . Если внутри круга находилась другая звезда,



Пространственное распределение химически пекулярных звезд в направлении на галактический антицентр. Точками больших размеров обозначены более яркие звезды; сплошными линиями — контуры «богатых» кластеров; штриховыми — контуры «бедных» кластеров; прямая — галактическая плоскость

то она становилась центром круга и включалась в состав кластера и т. д. Использовался набор $r=0.1 \div 0.6^\circ$ с шагом 0.05° . Для выявления кластеров CP-звезд оптимальным оказался $r=0.55^\circ$, что, с учетом большей удаленности звезд обзора [12], хорошо согласуется с оптимальным $r=1^\circ$, найденным для ближайших CP-звезд [9]. Дальнейший отбор членов кластеров проводился по критерию $m_V - M_V = (\overline{m_V} - \overline{M_V}) \pm 1.5 \sigma_M$, где $(\overline{m_V} - \overline{M_V})$ — средний для кластера модуль расстояния, $\sigma_M = 0.70^m$ — среднее квадратичное отклонение M_V для CP-звезд [8].

В результате анализа выявлено три «богатых» (число членов $n \geq 10$) группировки CP-звезд с характерными размерами $d \leq 50$ пк (рисунок). Такие же размеры имеют и ранее обнаруженные кластеры ближайших CP-звезд [9]. Состав кластеров приведен в табл. 1. Скобками отмечены звезды, для которых $m_V - M_V$ выходят за пределы $\pm 1.5 \sigma_M$.

Для каждого из трех кластеров построены функции распределения поверхностной плотности согласно алгоритму, изложенному в [9]. Кластер описывается последовательностью прямоугольников с общим центром, совпадающим с центром кластера. Площади прямоугольников увеличиваются на постоянную величину, в нашем случае $\Delta S = 0.5$ кв. град. На каждом шаге подсчитывается число звезд, попадающих в заданный прямоугольник. Затем это число по критерию Колмогорова — Смирнова сравнивается с числом, ожидаемым в случае равномерного распределения звезд. Тест поверхностной плотности показал, что кластеры с вероятностями 99.8 % — 99.99 % отличаются от равномерно распределенных звезд фона. Поверхностная плотность кластеров выше плотности звезд поля в среднем в 3.3 раза.

Пространственное распределение звезд ГП значительно более равномерно. Для того, чтобы показать различия в распределении CP-звезд и звезд ГП, был проведен ряд численных экспериментов. Из генеральной совокупности $N=1269$ звезд ГП случайным образом формировались выборки объемом N (ГП) = $214 \div 277$, близким к N (CP) = 208, и затем проводился кластерный анализ с $r=0.55^\circ$. Анализ проведен для пяти выборок: 254, 277, 244, 214, 244. Если выделить все

«богатые» ($n \geq 10$) и «бедные» ($5 \leq n < 10$) кластеры, то окажется, что $\Sigma n_i(\text{rich})/\Sigma n_i(\text{poor}) = 0.85$ у СР-звезд, и $\Sigma n_i(\text{rich})/\Sigma n_i(\text{poor}) = 0.29$ у звезд ГП. У СР-звезд наблюдается значительный избыток «богатых» кластеров, а пространственное распределение звезд ГП, наоборот, представлено в основном «бедными» кластерами, т. е. звезды ГП распределены в пространстве равномернее, чем СР-звезды. Используя критерий, введенный в [2], можно рассчитать ожидаемое отношение числа «богатых» кластеров к числу «бедных»:

$$\mathfrak{R} = \frac{C_N^{\bar{n}(r)} B^{\bar{n}(r)-1} [1 - B]^{N-\bar{n}(r)}}{C_N^{\bar{n}(p)} B^{\bar{n}(p)-1} [1 - B]^{N-\bar{n}(p)}},$$

где $N = 208$ — общее число СР-звезд, $\bar{n}(r)$, $\bar{n}(p)$ — среднее число звезд в «богатом» и «бедном» кластере соответственно, $C_N^{\bar{n}}$ — число сочетаний, $B = V(\bar{n})/V(N)$ — отношение объемов пространства, занимаемых кластером с числом звезд $\bar{n}$ и всеми звездами каталога N . Для СР-звезд отношение $\mathfrak{R}$ оказывается весьма близким к фактическому:

$$\text{ожидаемое } \frac{m(n \geq 10)}{m(5 \leq n < 10)} = 0.39, \text{ фактическое — } 0.43 (3:7).$$

Можно также оценить число «богатых» кластеров, случайно образовавшихся из данной выборки:

для СР-звезд $m(\bar{n} = 15) = 1.5$, а фактически $m = 3$;

для звезд ГП $m(\bar{n} = 12) = 1.8$, а фактически $m = 2$.

Т. е. фактическое число кластеров у СР-звезд вдвое превосходит число, ожидаемое при их случайном образовании. У звезд ГП фактическое и ожидаемое числа близки, и обнаруженные кластеры можно считать случайными образованиями.

Непараметрический ранговый критерий Спирмена [6] позволяет исследовать взаимосвязь пространственных распределений СР-звезд и

Таблица 1. Состав «богатых» кластеров химически пекулярных звезд

α_{1950}	δ_{1950}	Sp	m_B	α_{1950}	δ_{1950}	Sp	m_B
5 ^h 17 ^m 15.9 ^s	32°33'13"	B8p	10.98	5 ^h 46 ^m 33.0 ^s	33°26'40"	B5p	(10.70)
17 37.1	33 02 13	B8p	9.68	48 22.5	33 58 08	B8p	10.93
17 50.3	32 22 55	B9p	(12.34)	48 42.9	33 32 31	A0p	(9.48)
18 4.0	32 05 15	B5p	9.68	49 9.6	34 05 33	B8p	10.94
18 22.1	32 42 39	A0p	10.60	50 28.4	33 16 39	B9p	10.49
18 33.3	32 27 51	B8p	10.60	50 46.0	34 01 17	B8p	9.88
19 53.0	32 28 36	B8p	10.74				
22 0.9	32 38 04	A2p	(10.60)	5 49 52.9	28 32 41	B8p	10.92
22 1.8	32 34 22	B8p	9.64	50 31.5	28 40 03	A1p	10.27
22 11.8	32 37 25	A0p	11.59	50 41.4	28 22 08	B9p	11.47
22 20.3	33 13 09	B8p	(12.01)	50 49.7	29 00 39	B8p	10.95
22 24.9	33 16 33	B9p	11.82	51 22.5	28 53 32	B9p	10.78
22 26.6	32 15 28	B8p	10.22	51 31.1	28 03 49	A0p	10.28
22 52.4	32 45 43	A1p	(9.90)	53 10.8	28 43 46	B8p	9.79
22 57.3	31 59 30	B8p	9.62	53 18.9	29 44 45	B8p	(8.60)
22 59.4	33 13 11	B8p	10.84	53 50.5	29 32 25	A2p	10.92
				53 59.4	28 06 00	B8p	10.31
5 45 1.7	33 34 19	A3p	(10.82)	54 14.0	29 52 57	A0p	10.50
45 4.5	33 25 41	B9p	11.64	54 31.4	28 17 10	A0p	(8.83)
45 5.0	33 12 28	B8p	(11.98)	55 4.9	29 08 40	B9p	10.78
45 18.4	33 51 59	A3p	12.04	55 19.1	28 43 46	B8p	(11.82)
45 54.3	32 27 49	A0p	11.02	57 0.3	28 34 35	B9p	10.26
46 8.1	32 49 05	B8p	11.35	57 13.9	28 42 11	A0p	(11.94)

звезд ГП. Для этого в зонах $3.5^\circ \times 3.5^\circ$ подсчитаны количества тех и других звезд. Критерий дает низкую ($P=90.2\%$) вероятность связи поверхностных плотностей СР-звезд и звезд ГП, т. е. структурные особенности пространственного распределения СР-звезд (кластеры, места избегания) можно считать не связанными с особенностями распределения звезд ГП.

Если на рисунке отметить как «богатые», так и «бедные» кластеры, то они образуют кольцеобразную структуру. Следует также дополнительно выделить кластер в области $\alpha \approx 6^h 05^m$, $\delta \approx 25^\circ$, в состав которого входит по меньшей мере семь ярких звезд.

Сравнение распределения СР-звезд и звезд ГП по галактической z -координате проведено для трех случаев: 1) яркие ($m_V \leq 6.5^m$) одиночные звезды из «Каталога ярких звезд» [16], 224 СР-звезды и 1564 звезды ГП; 2) предполагаемые и уверенно отождествляемые двойные звезды ($m_V \leq 8^m$) из каталогов [4, 13, 14, 17], 68 СР-звезды и 707 звезды ГП; 3) звезды ($m_V \leq 12.5^m$) в направлении на галактический антицентр [12], 208 СР-звезды и 1269 звезды ГП. Во всех трех случаях рассматривались звезды спектральных классов В7 V — А3 V.

Распределение поглощающего вещества учтено по формуле Паренано [11]

$$A(r, b) = \frac{A_0 \beta}{|\sin b|} \left[1 - \exp \left(- \frac{r |\sin b|}{\beta} \right) \right],$$

где β — полутолщина однородного слоя, b — галактическая широта, $A_0 = RE_{B-V}$ — коэффициент поглощения света в галактической плоскости на единицу пути. Значения E_{B-V} , β взяты из [18], а $R=3.1$ — из [23]. Абсолютные звездные величины для звезд ГП принимались согласно [1] с учетом того, что СР-звезды несколько ярче звезд ГП [19, 22]. Введены следующие поправки ΔM_V к абсолютным величинам СР-звезд: -0.20^m (В7), -0.15^m (В8, В9), -0.10^m (А0), 0 (А1—А3). Для определения расстояния до спектрально-двойной звезды принципиальным моментом является учет вклада второго компонента. Его можно провести следующим образом. Известно, что 60 % двойных систем содержит компоненты, абсолютные величины M_V которых различаются не более чем на 4^m [20]. Очевидно, что при $\Delta M_V > 4^m$ вклад второго компонента можно не учитывать. Используя данные о визуально-двойных системах [17], один из компонентов которых — звезда В7 V — А3 V, можно оценить для звезд с $\Delta M_V < 4^m$:

$$\overline{\Delta M} = (\overline{M_A} - \overline{M_B}) \approx 0.7^m.$$

Таким образом, для 60 % спектрально-двойных звезд при вычислении расстояния следует вносить в M_V поправку $+0.46^m$, а для 40 % двойных — оставлять без изменения. Как уже отмечалось, для звезд, расположенных в направлении на галактический антицентр были измерены величины m_B . Для перехода к величинам m_V мы использовали показатели $B-V$ звезд В7—А3 этой же зоны из каталогов [5, 15]. В табл. 2 приведены результаты расчета z -распределений для всех трех случаев с соответствующими средними значениями и средними квадратичными отклонениями (в скобках — количество звезд).

Для ближайших звезд различий в распределении нет. Не исключено, что различия маскируются неоднородностью каталога. Очевидно, что наибольшее влияние оказывают ошибки определения классов светимости (III — V). Так, СР-звездам нередко приписывается класс светимости III, в то время как абсолютное большинство СР-звезд принадлежит к главной последовательности. Подобные подмены возможны и у звезд ГП. Для двойных звезд наблюдается некоторый избыток СР-систем в интервале $50 \text{ пк} \leq |z| < 75 \text{ пк}$, однако количество звезд в

выборке слишком мало для сколько-нибудь уверенных статистических выводов. Наибольший интерес представляет третий случай. Так как спектральные классы (что особенно важно) и звездные величины определены в единых системах, данная выборка наиболее статистически однородна, что позволяет делать наиболее надежные статистические выводы.

Наблюдается ярко выраженная тенденция большей концентрации СР-звезд к галактической плоскости. По критерию χ^2 распределения СР-звезд и звезд ГП по z -координате различны с вероятностью $P = 99.5\%$. Причем эти различия не исчезают и при учете повышенного процента двойственности у звезд ГП. Примем, что около 40 % звезд ГП и 20 % СР-звезд — двойные [7], и введем затем для 60 % двойных звезд поправку $+0.46^m$. Распределения в общем сохраняют свои особенности. Различие z -распределений не может быть и селекционным эффектом, так как $(m_V - M_V)_{ГП} = 10.16^m$, а $(m_V - M_V)_{СР} = 10.43^m$.

Обсуждение результатов. Обнаружение кластеров СР-звезд в направлении на галактический антицентр, по-видимому, указывает на общую тенденцию СР-звезд образовывать компактные ($d \lesssim 50$ пк), плотные (плотность в 2—3 раза выше, чем плотность СР-звезд поля) группировки с числом членов $n \gtrsim 10 \div 15$. Причем СР-звезды образуют независимую от звезд ГП структуру. Если СР-звезды рождаются в подобных группировках, то не исключено, что это будет влиять на их кинематические характеристики. Так как в целом дисперсия пекулярных скоростей звезд в скоплениях и ассоциациях меньше, чем у звезд поля, то можно ожидать, что у СР-звезд доля звезд с большими скоростями будет ниже, чем у звезд ГП. Это действительно наблюдается [10]. Далее, мы заключаем, что СР-звезды должны распределяться более компактно по галактической z -координате, чем звезды ГП. Одна выборка из трех, наиболее статистически однородная, указывает на это с вероятностью $P = 99.5\%$. Свидетельства о возможных различиях z -распределений СР-звезд и звезд ГП были получены в [3], где сделан противоположный нашему вывод о меньшей, чем у звезд ГП, концентрации СР-звезд к галактической плоскости. Отметим лишь, что z -распределение в [3] было построено для отдельных площадок Каптейна, а общее число рассмотренных звезд составляло $N = 49$. При малых N перекрытие хотя бы одной из площадок с кластером СР-звезд, как это имеет место, по-видимому, в КА 21, может сильно повлиять на результирующее z -распределение.

В качестве перспективы можно поставить задачу поиска подобных

Таблица 2. Функции распределения СР-звезд и звезд ГП по расстоянию до галактической плоскости

$ z $, пк	Двойные		Одичные		Антицентр	
	СР	ГП	СР	ГП	СР	ГП
0—25	0.338(23)	0.389(275)	0.415(93)	0.438(685)	0.577(120)	0.488(619)
25—50	0.279(19)	0.267(189)	0.263(59)	0.283(443)	0.327 (68)	0.299(379)
50—75	0.265(18)	0.157(111)	0.174(39)	0.174(272)	0.067 (14)	0.136(172)
75—100	0.059 (4)	0.089 (63)	0.103(23)	0.075(117)	0.019 (4)	0.054 (69)
100—125	0.044 (3)	0.034 (24)	0.022 (5)	0.021 (33)	0.005 (1)	0.012 (15)
125—150	0.015 (1)	0.034 (24)	0.018 (4)	0.004 (7)	0.005 (1)	0.008 (10)
150—175	—	0.017 (12)	0.004(1)	0.003 (5)	—	0.004 (5)
175—200	—	0.004 (3)	—	0.001 (2)	—	—
200—225	—	0.003 (2)	—	—	—	—
>225	—	0.006 (4)	—	—	—	—
Среднее	43.0	46.2	40.0	36.4	26.5	32.4
σ , пк	± 30.2	± 44.0	± 31.5	± 28.7	± 19.9	± 27.1

группировок СР-звезд в Большом и Малом Магеллановых Облаках. Обзор в системе $UBVR$ и специальных узкополосных фильтрах, центрированных на длину волны λ 520 нм и на континуум около нее, позволит определить возможный градиент отношения СР-звезд и звезд ГП в направлении центр — антицентр БМО и ММО и выделить группировки СР-звезд. Помимо этого, необходимо определение лучевых скоростей и детального химического состава СР-звезд, входящих в ближайшие кластеры, и СР-звезд поля около кластеров.

Выводы. В результате проведенного кластерного анализа подтверждена тенденция СР-звезд образовывать компактные ($d \lesssim 50$ пк) пространственные группировки с числом членов $n \gtrsim 10-15$. Показано, что в одном случае из трех СР-звезды сконцентрированы к галактической плоскости значительно сильнее, чем звезды ГП.

1. Аллен К. У. *Астрофизические величины*. — М.: Мир, 1977. — 446 с.
2. Аносова Ж. П. Обобщенный статистический критерий выделения оптических и физических кратных систем — случайных и неслучайных группировок объектов // *Астрофизика*. — 1987. — 27, вып. 3. — С. 535—548.
3. Бартая Р. А. Массовая двумерная спектральная классификация звезд в площадках Каптейна и применение ее данных к решению звездноастрономических задач // *Бюл. Абастум. астрофиз. обсерватории*. — 1979. — № 50. — 240 с.
4. *Библиография спектрально-двойных звезд* / Под ред. Д. Я. Мартынова. — М., 1961—1963. — Вып. 1—4.
5. Ворошилов В. И., Гусева Н. Г., Каландадзе Н. Б. и др. *Каталог BV-величин и спектральных классов 18 000 звезд*. — Киев: Наук. думка, 1976. — 292 с.
6. Корн Г., Корн Т. *Справочник по математике для научных работников и инженеров*. — М.: Наука, 1978. — 832 с.
7. Крайчева З. Г., Попова Е. И., Тутуков А. В., Юнгельсон Л. Р. Распределение тесных двойных звезд с пекулярными компонентами по массам компонентов и большим полуосям орбит // *Науч. информ.* — 1990. — № 68. — С. 82—91.
8. Лебедев В. С. Статистическое изучение химически пекулярных звезд. IV. Светимости звезд различных типов // *Астрофиз. исслед. Изв. Спец. астрофиз. обсерватории*. — 1986. — 23. — С. 64—73.
9. Марченко С. В. Пространственные группировки химически пекулярных звезд и их связь со звездами Вольфа—Райе // *Кинематика и физика небес. тел.* — 1989. — 5, № 3. — С. 15—22.
10. Марченко С. В. Различие кинематических характеристик химически пекулярных звезд и звезд главной последовательности // Там же. — 1990. — 6, № 3. — С. 14—17.
11. Паренаго П. П. О темных туманностях и о поглощении света в Галактике // *Астрон. журн.* — 1940. — 17, № 4. — С. 1—22.
12. Чаргейшвили К. Б. *Каталог спектральных классов и классов светимости 6037 звезд в направлении на антицентр Галактики* // *Бюл. Абастум. астрофиз. обсерватории*. — 1988. — № 65. — 240 с.
13. Abt H. A., Snowden M. S. The binary frequency for Ap stars // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* — 1973. — 25, N 215. — P. 137—162.
14. Batten A. M., Fletcher J. M., MacCarthy D. G. Eighth catalogue of the orbital elements of spectroscopic binary systems // *Publ. Domin. Astrophys. Observ. Victoria*. — 1989. — 17. — P. 1—317.
15. Baugue R., Boulton J., Pedoussaut A. Contribution aux recherches de photometrie photo-electrique dans la Galaxie // *Publ. observ. Haute-Provence*. — 1962. — 5, N 49. — P. 1—26.
16. *Catalogue of Bright Stars* / Ed. by D. Hoffleit. — New Haven, Connecticut: Yale Univ. Observatory, 1964.
17. Finsen W. S., Worley C. E. Third catalogue of orbits of visual binary stars // *Republ. Observ. Johannesburg. Circulars*. — 1970. — 7, N 129. — P. 203—254.
18. FitzGerald M. P. The distribution of interstellar reddening material // *Astron. J.* — 1968. — 73, N 10. — P. 983—994.
19. Grenier S., Jaschek M., Gomez A. E. et al. The absolute magnitudes of the Ap stars // *Astron. and Astrophys.* — 1981. — 100, N 1. — P. 24—27.
20. Heintz W. D. A statistical study of binary stars // *J. Roy. Astron. Soc. Can.* — 1969. — 63, N 6. — P. 275—298.
21. Maitzen H. M. Chemically peculiar stars of the upper main sequence // *Reviews in Modern Astronomy*. — Berlin etc.: Springer, 1989. — Vol. 2. — P. 205—220.
22. Megessier C. The absolute magnitudes of the Bp—Ap stars // *Astron. and Astrophys.* — 1988. — 206, N 1/2. — P. 74—78.
23. Savage B. D., Mathis J. S. Observed properties of interstellar dust // *Annu. Rev. Astron. and Astrophys.* — 1979. — 17. — P. 73—111.

УДК 52—64

М. И. Мищенко

Сечение рассеяния для хаотически ориентированных частиц произвольной формы

Рассмотрено рассеяние света хаотически ориентированными частицами произвольной формы. Т-матричный подход Уотермана использован для вывода простого аналитического выражения для полного сечения рассеяния.

SCATTERING CROSS SECTION FOR RANDOMLY ORIENTED PARTICLES OF ARBITRARY SHAPE, by Mishchenko M. I. — Light scattering by randomly oriented particles of arbitrary shape is considered. Waterman's T-matrix approach is used to derive a simple analytical formula for the total scattering cross section.

В работе [3] нами рассмотрен расчет сечения рассеяния для ансамбля хаотически ориентированных осесимметричных частиц. Было показано, что в рамках Т-матричного подхода Уотермана [11] можно аналитически выполнить усреднение по ориентациям частиц и получить весьма простую окончательную формулу*

$$\langle C_{sca} \rangle = \frac{2\pi}{k^2} \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{n'=1}^{\infty} \sum_{m=0}^{\min(n,n')} \sum_{i,j=1,2} (2 - \delta_{m0}) |T_{mnn'}^{ij}(A)|^2, \quad (1)$$

где k — волновое число, δ_{ij} — символ Кронекера, $T_{mnn'}^{ij}(A)$ — элементы Т-матрицы осесимметричной частицы, вычисленные в сферической системе координат с осью Z вдоль оси симметрии [10].

Предположение осесимметричности частиц приводит к существенному упрощению как аналитических преобразований, так и численных расчетов. Вместе с тем, Т-матричный подход является общим методом решения задач светорассеяния для частиц произвольной формы, вследствие чего представляет интерес обобщить формулу (1) путем отказа от предположения осевой симметрии частиц. Такое обобщение было бы тем более своевременным, что уже предпринимались попытки использования Т-матричного формализма для расчета светорассеивающих свойств неосесимметричных частиц (например, в [9] изучалось рассеяние света произвольными эллипсоидами).

Рассмотрим ансамбль идентичных хаотически ориентированных частиц произвольной формы. Обозначим через B некоторую фиксированную лабораторную систему координат и через A систему координат, жестко связанную с отдельной частицей. Ориентацию частицы относительно лабораторной системы координат будем задавать углами поворота Эйлера α, β, γ , переводящими B в A . По определению, усредненное по ориентациям частиц сечение рассеяния дается

* Аналогичная формула, в которой, однако, пропущен существенный множитель под знаком суммирования, получена в [4].

формулой [1, 5]

$$\langle C_{sca} \rangle = 2\pi \int_0^\pi d\theta \sin \theta \langle Z_{11}^S(\theta) \rangle, \quad (2)$$

где [8]

$$\langle Z_{11}^S(\theta) \rangle = \frac{1}{8\pi^2} \int_0^{2\pi} d\alpha \int_0^\pi d\beta \sin \beta \int_0^{2\pi} d\gamma Z_{11}^S(\theta; \alpha\beta\gamma) \quad (3)$$

— усредненный элемент (1,1) матрицы Мюллера в обычном (*SP*) представлении вектора Стокса. Предполагается, что излучение падает вдоль оси *Z* лабораторной системы координат и рассеивается под углом θ к этой оси. В дальнейшем для упрощения выкладки будем пользоваться *CP*-представлением вектора Стокса. Тогда имеем [6]

$$\begin{aligned} Z_{11}^S &= \frac{1}{2} (Z_{00}^C + Z_{0-0}^C + Z_{-00}^C + Z_{-0-0}^C) = \\ &= \frac{1}{2} (C_{+1+1}C_{+1+1}^* + C_{+1-1}C_{+1-1}^* + C_{-1+1}C_{-1+1}^* + C_{-1-1}C_{-1-1}^*), \end{aligned} \quad (4)$$

где Z^C и C — циркулярные матрица Мюллера и амплитудная матрица рассеяния соответственно.

Через $T(\alpha\beta\gamma)$ обозначим T -матрицу частицы с ориентацией $(\alpha\beta\gamma)$, вычисленную в лабораторной системе координат. Как показано в [8], выражения для элементов амплитудной матрицы рассеяния имеют вид

$$\begin{aligned} C_{+1+1}(\theta; \alpha\beta\gamma) &= \sum_{nn'm} t_{mnn'} d_{-1m}^n(\theta) [T_{mn-1n'}^{11}(\alpha\beta\gamma) - T_{mn-1n'}^{12}(\alpha\beta\gamma) - \\ &- T_{mn-1n'}^{21}(\alpha\beta\gamma) + T_{mn-1n'}^{22}(\alpha\beta\gamma)]; \end{aligned} \quad (5)$$

$$C_{+1-1} = \sum_{nn'm} t_{mnn'} d_{-1m}^n (T_{mn1n'}^{11} + T_{mn1n'}^{12} - T_{mn1n'}^{21} - T_{mn1n'}^{22}); \quad (6)$$

$$C_{-1+1} = \sum_{nn'm} t_{mnn'} d_{1m}^n (T_{mn-1n'}^{11} - T_{mn-1n'}^{12} + T_{mn-1n'}^{21} - T_{mn-1n'}^{22}); \quad (7)$$

$$C_{-1-1} = \sum_{nn'm} t_{mnn'} d_{1m}^n (T_{mn1n'}^{11} + T_{mn1n'}^{12} + T_{mn1n'}^{21} + T_{mn1n'}^{22}), \quad (8)$$

где

$$t_{mnn'} = \frac{1}{2k} i^{n'-n-1} (-1)^{m+1} [(2n+1)(2n'+1)]^{1/2}, \quad (9)$$

$d_{mm'}^n(\theta)$ — функции Вигнера [2]. Обозначая T -матрицу частицы, вычисленную в системе координат *A*, через $T(A)$, имеем [10]

$$T_{m_1m_2}^{ij}(\alpha\beta\gamma) = \sum_{m_1m_2} D_{m_1m_2}^{n'*}(\alpha\beta\gamma) T_{m_1nm_2n'}^{ij}(A) D_{mm_1}^n(\alpha\beta\gamma), \quad i, j = 1, 2, \quad (10)$$

де $D_{mm'}^n(\alpha\beta\gamma)$ — *D*-функции Вигнера [2]. Подставляя формулы (3) — (10) (2) и пользуясь соотношениями ортогональности

$$\int_0^{2\pi} d\alpha \exp [-i(m-m')\alpha] = 2\pi\delta_{mm'}, \quad (11)$$

$$\int_0^\pi d\beta \sin \beta d_{mm'}^n(\beta) d_{mm'}^{n'}(\beta) = \delta_{nn'} \frac{2}{2n+1}, \quad (12)$$

а также формулой

$$\sum_{m''} d_{mm''}^n(\beta) d_{m'm''}^n(\beta) = \delta_{mm'}, \quad (13)$$

после нетрудных, но громоздких преобразований окончательно получаем

$$\langle C_{sca} \rangle = \frac{2\pi}{k^2} \sum_{mnm'n'} \sum_{i,j=1,2} |T_{mnm'n'}^{ij}(A)|^2. \quad (14)$$

Таким образом, усредненное по ориентациям частиц сечение рассеяния очень просто выражается через элементы **T**-матрицы, вычисленной для одного произвольного направления ориентации частицы относительно системы координат *A*. Как нетрудно показать, формула (14) инвариантна относительно выбора системы координат *A*. Действительно, пусть система координат *A'* получается поворотом системы *A* на углы Эйлера ($\alpha\beta\gamma$). Тогда, используя (10) и свойство унитарности *D*-функций Вигнера [2]

$$\sum_{m''} D_{mm''}^{n*}(\alpha\beta\gamma) D_{m'm''}^n(\alpha\beta\gamma) = \delta_{mm'}, \quad (15)$$

получаем

$$\sum_{mnm'n'ij} |T_{mnm'n'}^{ij}(A)|^2 = \sum_{mnm'n'ij} |T_{mnm'n'}^{ij}(A')|^2. \quad (16)$$

Не менее простая формула была получена нами для сечения экстинкции, усредненного по ориентациям частиц произвольной формы [7]:

$$\langle C_{ext} \rangle = -\frac{2\pi}{k^2} \text{Re} \sum_{mn} [T_{mnmn}^{11}(A) + T_{mnmn}^{22}(A)]. \quad (17)$$

После расчета сечений рассеяния и экстинкции по формулам (14) и (17) сечение поглощения $\langle C_{abs} \rangle$ и альбедо однократного рассеяния w находятся из соотношений

$$\langle C_{abs} \rangle = \langle C_{ext} \rangle - \langle C_{sca} \rangle, \quad w = \langle C_{sca} \rangle / \langle C_{ext} \rangle.$$

В заключение отметим, что выражение (1) для осесимметричных частиц получается из (14) путем учета соотношений симметрии

$$T_{mnm'n'}^{ij}(A) = \delta_{mm'} T_{mnn'}^{ij}(A), \\ T_{-mnm'n'}^{ij}(A) = (-1)^{i+j} T_{mnn'}^{ij}(A).$$

1. ван де Хюлст Г. Рассеяние света малыми частицами.— М.: Изд-во иностр. лит., 1961.— 536 с.
2. Варшавский Д. А., Москалев А. Н., Херсонский В. К. Квантовая теория углового момента.— Л.: Наука, 1975.— 440 с.
3. Мищенко М. И. Расчет интегральных характеристик светорассеяния для ансамбля хаотически ориентированных неферических частиц // Кинематика и физика небес. тел.— 1990.— 6, № 5.— С. 95—96.
4. Парамонов Л. Е., Лопатин В. Н. К сходимости метода **T**-матриц // Оптика и спектроскопия.— 1990.— 69, вып. 3.— С. 632—634.
5. Bohren C. F., Huffman D. R. Absorption and scattering of light by small particles.— New York: Wiley, 1983.— 530 p.
6. Hovenier J. W., van der Mee C. V. M. Fundamental relationships relevant to the scattering of polarized light in a scattering atmosphere // Astron. and Astrophys.— 1983.— 128, N 1.— P. 1—16.
7. Mishchenko M. I. Extinction of light by randomly-oriented non-spherical grains // Astrophys. and Space Sci.— 1990.— 164, N 1.— P. 1—13.
8. Mishchenko M. I. Light scattering by randomly oriented nonspherical particles.— Kiev, 1987.— 28 p.— (Prepr. / AN UkrSSR. Inst. Theor. Phys.; ITP-90-43E).
9. Schneider J. B., Peden I. C. Differential cross section of a dielectric ellipsoid by the *T*-matrix extended boundary condition method // IEEE Trans. Antennas and Propag.— 1988.— 36, N 9.— P. 1317—1321.
10. Tsang L., Kong J. A., Shin R. T. Radiative transfer theory for active remote sensing of a layer of nonspherical particles // Radio Sci.— 1984.— 19, N 2.— P. 629—642.
11. Waterman P. C. Symmetry, unitarity, and geometry in electromagnetic scattering // Phys. Rev.— 1971.— 3D, N 4.— P. 825—839.

УДК 621.391:53.08

ЧИСЛЕННОЕ РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ ВОССТАНОВЛЕНИЯ ИЗОБРАЖЕНИЙ В РАДИОАСТРОНОМИИ МЕТОДОМ МАКСИМАЛЬНОЙ ЭНТРОПИИ / БАЙКОВА А. Т.*(Препринт / АН СССР. Ин-т прикл. астрономии; ИПА-90-13)*

Рассматривается задача восстановления изображений радиоисточников, получаемых в радиоастрономии методом апертурного синтеза. Приводится численное решение задачи восстановления методом максимальной энтропии с функционалом вида $\sum x \ln(1/x)$ без учета и с учетом аддитивных ошибок измерения функции пространственной когерентности (видности). Предложена новая модификация регуляризующего члена в функционале энтропии. На результатах численного моделирования продемонстрировано высокое качество восстановления изображений как точечных, так и протяженных источников. Дается сравнение с хорошо известным в радиоастрономии методом чистки по Хегбому (CLEAN).

УДК 621.391:53.08

ВОССТАНОВЛЕНИЕ КОМПЛЕКСНОЙ ДВУМЕРНОЙ ФУНКЦИИ МЕТОДОМ МАКСИМАЛЬНОЙ ЭНТРОПИИ / Байкова А. Т.*(Препринт / АН СССР. Ин-т прикл. астрономии; ИПА-90-14)*

Предлагается новая модификация метода максимальной энтропии для восстановления комплексных распределений. Получено численное решение двумерной задачи восстановления комплексного распределения поля по источнику когерентного излучения по конечному набору измеренных отсчетов спектра. Приводятся результаты численного моделирования.

УДК 620.27

THE GENERALIZATION OF MAXIMUM ENTROPY METHOD FOR RECONSTRUCTION OF COMPLEX FUNCTIONS (ОБОБЩЕНИЕ МЕТОДА МАКСИМАЛЬНОЙ ЭНТРОПИИ ДЛЯ ВОССТАНОВЛЕНИЯ КОМПЛЕКСНЫХ ФУНКЦИЙ) / Байкова А. Т.*(Препринт / АН СССР. Ин-т прикл. астрономии; ИПА-91-32)*

Предлагается обобщенный алгоритм метода максимальной энтропии для восстановления функций любого типа, не только вещественных неотрицательных, но и вещественных знакопеременных и комплексных. Предлагаемый алгоритм может быть успешно применен для восстановления функций распределения поля вблизи источников когерентного излучения, например, при картографировании объектов искусственного происхождения в радиологическом режиме работы антенных решеток. Результаты численного моделирования демонстрируют высокое качество восстановления распределений любого вида, а также достаточно высокую устойчивость алгоритма к ошибкам во входных данных.