

УДК 523.4:520.85

## Спектрополяриметрия планет.

### I. Специфика наблюдений и методика их обработки

А. Л. Гуральчук, В. А. Кучеров, А. В. Мороженко

Кратко описывается специфика работы со спектрополяриметром, в качестве модулятора которого используется  $127^\circ$  ахроматическая фазосдвигающая пластинка. Приводится алгоритм обработки измерений.

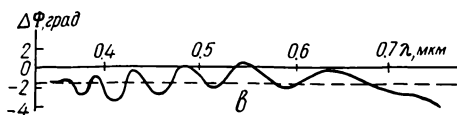
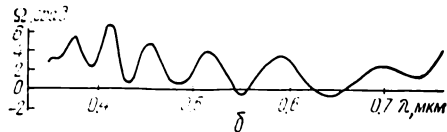
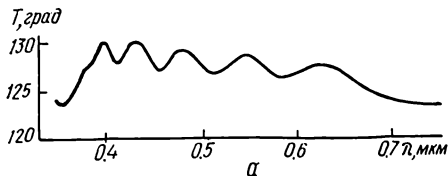
*THE SPECTROPOLARIMETRY OF PLANETS. I. THE PROCEDURE OF OBSERVATIONS AND THE REDUCTION OF THE DATA, by Gural'chuk A. L., Kucherov V. A., Morozhenko A. V. — The procedure of observations with the spectropolarimeter equipped with a  $127^\circ$  achromatic waveplate is briefly described. The algorithm for the data reduction is given.*

**Введение.** В настоящее время поляризационный метод наблюдений является единственным дистанционным методом, позволяющим изучать физические характеристики атмосферного аэрозоля. Уже сейчас, базируясь на поляризационных измерениях в отдельных участках спектра, выделяемых светофильтрами с различной шириной полос пропускания, определены действительные части показателя преломления облачных частиц и параметры функций распределения этих частиц по размерам для атмосфер Венеры, Марса, Юпитера и Сатурна. Однако эти характеристики описывают какой-то усредненный (по всей глубине, где формируется в процессе многократного рассеяния диффузно-отраженное излучение) аэрозоль. Только в случае, когда оптические свойства аэрозоля не меняются с глубиной, полученные по поляриметрическим наблюдениям параметры аэрозоля будут соответствовать реальным их значениям. В противном случае полученные параметры не будут соответствовать реальным характеристикам аэрозоля.

Сейчас уже экспериментально доказана слоистая структура облачного слоя Венеры (см., например, [9]). На основе математического моделирования процесса образования облаков показано, что атмосферы планет-гигантов также должны иметь слоистую структуру облаков [16]. Анализ спектрофотометрических измерений полос поглощения метана различной интенсивности [10, 11] показал возможность получения сведений об оптической толщине отдельных слоев и их линейных размерах. Так как отдельные облачные слои могут иметь различную природу и различные функции распределения частиц по размерам, то сейчас одной из основных задач физики атмосфер планет является изучение этих различий. Здесь также основным дистанционным методом должны стать поляризационные измерения, а конкретнее — измерения поляризационных характеристик в контурах различных полос поглощения. Дело в том, что даже в случае полубесконечной атмосферы диффузно-отраженное излучение в основном формируется в верхнем слое атмосферы конечной оптической толщины, эффективное значение которой пропорционально  $(1 - \omega_v)$  (см., например, [1]), где  $\omega_v$  — спектральное значение альbedo однократного рассеяния. Поэтому полосы поглощения различной интенсивности или отдельные участки контура одной и той же полосы поглощения формируются на различных уровнях атмосферы, а именно: центр полосы поглощения формируется в более высоких слоях, чем не-

прерывный спектр. Кроме того, излучение лимбовых областей формируется также в более высоких слоях, чем центр диска. Следует отметить, что уже первые работы в этом направлении [15, 17] показали отчетливое выписывание полосы поглощения метана на 0.725 мкм в спектрополяриметрических сканах Юпитера и Сатурна.

Данной статьей мы начинаем цикл работ по спектрополяриметрии планет. Разработан и изготовлен спектрополяриметр для одновременно измерения всех четырех параметров Стокса. Так как конструкция



Спектральная зависимость эквивалентных оптических параметров АФП-127°

оптико-механического (ОМБ) и принцип работы электронно-логического (ЭЛБ) блоков подробно описаны в [2, 4, 5], то здесь мы приведем только основные характеристики этого прибора.

**Характеристики спектрополяриметра.** ОМБ обеспечивает работу прибора либо в режиме спектрометра, когда спектральное сканирование осуществляется с помощью поворота дифракционной решетки, либо в режиме фильтрового фотометра. Переход от одного режима работы к другому осуществляется вводом частично прозрачного наклонного зеркала, пропускающего в канал фотометра около 10 % света. В режиме «спектрополяриметрия» канал фотометра может использоваться для контроля за изменением прозрачности земной атмосферы или для одновременных измерений 4 параметров Стокса еще и через светофильтры.

Регистрирующая аппаратура работает в режиме счета фотонов. В качестве приемника использовался ФЭУ-79. Максимальный объем счетчика составлял  $9 \cdot 10^6$  импульсов. Вывод информации предусмотрен на перфоленту, цифровая печать, а также на визуальное табло. Основным элементом спектрополяриметра является блок поляризационного модулятора, состоящего из неподвижного поляроида и вращающейся с частотой 62.5 Гц ахроматической фазосдвигающей пластинки. Блок поляризационного модулятора легко выводится с оптической оси прибора, если необходимо использовать другие режимы работы аппаратуры. Неподвижный поляризатор установлен непосредственно перед полупрозрачным наклонным зеркалом, и его плоскость поляризации параллельна штрихам решетки. Это позволяет свести к минимуму погрешности, вызванные влиянием наклонных оптических элементов на состояние вектора поляризации. Быстрое вращение фазосдвигающей пластинки сводит к минимуму погрешности, обусловленные мерцанием звезд, временным изменением величины турбулентного размытия звезд и низкочастотными изменениями коэффициента прозрачности земной атмосферы. В качестве фазосдвигателя использовалась 127° ахроматическая фазовая пластинка (АФП), состоящая из 5 кристаллических кварцевых пар, собранных на оптическом контакте. Выбранный фазовый сдвиг обеспечивает одинаковую точность измерений компонент  $Q$ ,  $U$  и  $V$  вектора Стокса [4]. 127° АФП рассчитана на основании методов, разработанных в [6—8]. Изготовленная в ГАО АН УССР, она оказалась ахроматичной с точностью  $\pm 3^\circ$  в спектральной области 0.36—0.75 мкм (рисунок).

Рассмотрим алгоритм работы поляризационного модулятора с произвольной составной вращающейся фазовой пластинкой. Пусть на

вход модулятора падает свет с произвольным состоянием поляризации, определяемой вектором Стокса

$$\vec{S} = (I, Q, U, V)^t. \quad (1)$$

Здесь  $t$  — знак транспонирования.

Для описания прохождения света через модулятор необходимо знать матрицы Мюллера его элементов. Так как направление оси поляроида служит началом отсчета, определяющим приборную плоскость, то матрица Мюллера поляроида имеет вид:

$$\hat{M}_{\text{пол}} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}. \quad (2)$$

Матрица сложной фазосдвигающей системы, состоящей из  $N$  монохроматических пластинок, может быть представлена в виде произведения матрицы простой фазовой пластинки с некоторыми эквивалентными параметрами и матрицы вращения [8]

$$\hat{M}_{\text{сост}} = \prod_{i=1}^N \hat{M}_i(\tau_i, \varphi_i) = \hat{M}_{\text{экв}}(T, \Phi) \hat{R}_{\Omega}. \quad (3)$$

Здесь  $\hat{M}_i$  — матрицы Мюллера простых пластинок;  $\tau_i$  и  $\varphi_i$  ( $i=1, 2, \dots, N$ ) — фазовые сдвиги и положения оптических осей отдельных компонентов;  $T$  — эквивалентный фазовый сдвиг;  $\Phi$  — положение эквивалентной оптической оси системы;  $\Omega$  — дополнительный поворот. Матрица вращения  $\hat{R}_{\Omega}$  имеет вид:

$$\hat{R}_{\Omega} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & c_{2\Omega} & s_{2\Omega} & 0 \\ 0 & -s_{2\Omega} & c_{2\Omega} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (4)$$

Буквы  $c$  и  $s$  обозначают тригонометрические функции  $\cos$  и  $\sin$ , соответственно. Эквивалентный фазовый сдвиг составной пластинки и дополнительный поворот являются инвариантами по отношению к вращению системы координат и зависят только от разностей направлений оптических осей отдельных компонентов, а не от абсолютных значений  $\varphi_i$ ,  $i=1, 2, \dots, N$ .

Если ввести обозначения

$$G = (1 + c_T)/2; \quad H = (1 - c_T)/2; \quad F = -s_T, \quad (5)$$

то матрица эквивалентной фазовой пластинки запишется в виде

$$\hat{M}_{\text{экв}} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & G + Hc_{4\Phi} & Hs_{4\Phi} & Fc_{2\Phi} \\ 0 & Hs_{4\Phi} & G - Hc_{4\Phi} & -Fc_{2\Phi} \\ 0 & -Fs_{2\Phi} & Fc_{2\Phi} & c_T \end{pmatrix}. \quad (6)$$

Угол  $\Phi$  непрерывно меняется с вращением АФП.

Матричное уравнение прохождения света через модулятор можно записать следующим образом:

$$\vec{S}' = \hat{M}_{\text{пол}} \hat{M}_{\text{экв}} \hat{R}_{\Omega} \vec{S}, \quad (7)$$

где  $\vec{S}'$  — вектор Стокса выходящего из модулятора излучения.

Поскольку фотоприемник регистрирует только интенсивность, то нас будет интересовать 1-е уравнение из (7)

$$I' = (1/2) [I + G(c_{2\Omega}Q + s_{2\Omega}U) + H(c_{4\Phi+2\Omega}Q + s_{4\Phi+2\Omega}U) + Fs_{2\Phi}V]. \quad (8)$$

По формуле (8) с помощью метода синхронного детектирования [4] можно определить параметры Стокса  $I$ ,  $Q$ ,  $U$  и  $V$  измеряемого светового потока.

Синхронное детектирование происходит следующим образом. Один полуоборот фазосдвигателя разбивается на 8 интервалов по  $22.5^\circ$ , в каждом из которых осуществляется интегрирование интенсивности  $I'$ . Полученные интегральные интенсивности  $I_1 \div I_8$  накапливаются в четырех каналах спектрополяриметра с определенными знаками, которые выбираются так, чтобы выделить соответствующие гармоники из сигнала, представляемого формулой (8). Расчет при наличии дополнительного поворота оптической оси производится таким же образом, как это сделано в [4]. Если в момент начала интегрирования эквивалентная оптическая ось фазосдвигателя составляла угол  $\Phi_0$  с основной приборной плоскостью и  $\beta_I$ ,  $\beta_Q$ ,  $\beta_U$  и  $\beta_V$  есть количество импульсов, накопленных в четырех каналах спектрополяриметра за один полуоборот, то для последних величин имеем следующие формулы:

$$\begin{aligned} \beta_I &= (\pi/2) [I + G(c_{2\Omega}Q + s_{2\Omega}U)]; \\ \beta_Q &= H [c_{4(\Phi_0+\Delta\Phi)+2\Omega}Q + s_{4(\Phi_0+\Delta\Phi)+2\Omega}U]; \\ \beta_U &= H [-s_{4(\Phi_0+\Delta\Phi)+2\Omega}Q + c_{4(\Phi_0+\Delta\Phi)+2\Omega}U]; \quad \beta_V = -Fc_{2(\Phi_0+\Delta\Phi)}V. \end{aligned} \quad (9)$$

Здесь  $\Delta\Phi$  — отклонение эквивалентной оптической оси от положения  $\Phi_0$ , обусловленное ее спектральной зависимостью. Поскольку в большинстве случаев углы  $\Omega$  и  $\Delta\Phi$  малы, угол  $\Phi_0$  убирается юстировкой модулятора и для многих астрономических объектов  $|Q|$ ,  $|U|$ ,  $|V| \ll I$ , то при фазовом сдвиге пластинки  $T=127^\circ$  имеем:

$$\beta_I \approx (\pi/2) I; \quad \beta_Q \approx 0.8Q; \quad \beta_U \approx 0.8U; \quad \beta_V \approx 0.8V. \quad (10)$$

Если считать, что накопленная интенсивность в канале  $I$  равна единице, то степень линейной поляризации, угол ориентации ее плоскости и степень круговой поляризации определяются формулами

$$p \approx 2 \sqrt{\beta_Q^2 + \beta_U^2}; \quad \text{tg } 2\theta \approx \beta_U/\beta_Q; \quad v \approx 2\beta_V. \quad (11)$$

Если приближение (10) является недостаточным, например, когда мы имеем дело с большими поляризациями и существенно неахроматичными фазосдвигателями, система линейных уравнений (9) может быть решена относительно неизвестных  $I$ ,  $Q$ ,  $U$  и  $V$  для каждого полученного набора величин  $\beta_I$ ,  $\beta_Q$ ,  $\beta_U$  и  $\beta_V$ . При этом спектральные свойства фазосдвигателя, т. е. зависимость величин  $T$ ,  $\Omega$  и  $\Phi$  от длины волны, должны быть определены заранее.

Методы обработки измерений и учета инструментальной поляризации при наблюдениях со стандартными поляриметрами хорошо разработаны и описаны, например, в [3, 12—14]. В нашем случае переход от измеренных величин  $\beta_I$ ,  $\beta_Q$ ,  $\beta_U$  и  $\beta_V$  к относительным компонентам вектора Стокса, согласно (5) и (9), осуществляется по формулам

$$\gamma_Q = \frac{(1 - c_T)(c_a q + s_a u)}{\pi [1 + 0.5(1 + c_T)(c_{2\Omega} q + s_{2\Omega} u)]}; \quad (12a)$$

$$\gamma_U = \frac{(1 - c_T)(-s_a q + c_a u)}{\pi [1 + 0.5(1 + c_T)(c_{2\Omega} q + s_{2\Omega} u)]}; \quad (12б)$$

$$\gamma_V = \frac{2s_T c_{2\Delta\Phi} v}{\pi [1 + 0.5(1 + c_T)(c_{2\Omega} q + s_{2\Omega} \mu)]}; \quad (12в)$$

$$I = \beta_I / [1 + 0.5(1 + c_T)(c_{2\Omega} q + s_{2\Omega} \mu)], \quad (12г)$$

где  $\alpha = 4\Delta\Phi + 2\Omega$ ;  $\gamma_Q = \beta_Q/\beta_I$ ,  $\gamma_U = \beta_U/\beta_I$  и  $\gamma_V = \beta_V/\beta_I$  — относительные показания поляризационных каналов спектрополяриметра.

Если в канале  $I$  накапливается единичная интенсивность, то отсчеты каналов  $Q$ ,  $U$  и  $V$  непосредственно определяются формулами (12). Как уже отмечалось, параметры  $T$ ,  $\Omega$  и  $\Delta\Phi$  определяются заранее. Они вводятся в ЭВМ вместе с массивом наблюдательных данных, так что все коэффициенты в уравнениях (12) известны. После простых преобразований уравнения (12а) и (12б) сводятся к системе двух линейных уравнений с двумя неизвестными, решение которых дает нормированные параметры  $q$  и  $\mu$ . Зная последние, из уравнения (12в) легко определяем компонент  $v$ .

Для ориентирования поляризационных элементов модулятора и для определения спектральных свойств фазосдвигателя в лабораторных условиях изготовлен «Генератор векторов Стокса» (ГВС), состоящий из осветителя и диска с точным вращением, в который помещается поляроид, идентичный поляриду модулятора. С его помощью проводилось исследование и ахроматической фазосдвигающей  $127^\circ$  пластинки. Результаты приведены на рисунке. Каждый из приведенных графиков строился по 137 точкам. Накопление в каждой точке  $1 \cdot 10^6$  импульсов обеспечило статистическую точность около 0.2%. Поскольку ориентация проводилась на длине волны 0.58 мкм, где  $\Omega \neq 0$ , положение эквивалентной оси в этой точке также отличается от нуля. Это приводит к небольшой общей разориентации, показанной на рисунке пунктиром, т. е. величина  $\Delta\Phi$  на длине волны ориентации имеет значение порядка  $-1.6^\circ$ . Поскольку позиционный угол при малых поляризациях определяется, как правило, с ошибкой не менее нескольких градусов, подобную малую поправку в упрощенном алгоритме можно не учитывать.

Испытания спектрополяриметра проводились на 60-см телескопе ИКИ АН СССР, установленном на Симеизской наблюдательной станции Астросовета АН СССР, в периоды 12—26 июля и 20 сентября — 1 октября 1984 г.

Привязка шкалы длин волн спектрометра проводилась по линиям бальмеровской серии  $H_\alpha$ ,  $H_\beta$ ,  $H_\gamma$  и  $H_\delta$  в спектре звезды  $\alpha$  Lyr, измерявшейся с разрешением 0.0006 мкм. Переход от показаний шкал поворотного механизма дифракционной решетки к длинам волн производился по известной формуле

$$\lambda = k s_{\varphi - \varphi_0}, \quad (13)$$

где коэффициенты  $k$  и  $\varphi_0$  определялись из наблюдений. Ошибка привязки длин волн для обоих периодов наблюдений оказалась лучше 1 нм. Поскольку в основном наблюдались яркие объекты (Юпитер, Сатурн, Марс, Луна, Вега) учет фона неба не проводился. Это связано с тем, что регистрируемые потоки от исследуемых объектов составляли 20000—500000 имп/с, в то время как фон от неба находился на уровне 100—200 имп/с. Темновой ток ФЭУ-79 составлял в зависимости от температуры несколько десятков имп/с. Поляризация фона эпизодически измерялась в сумерки и при полной Луне. Измерения исследуемых объектов начинались только после того, как сумеречная поляризация упадет до величин 1—2% и ниже. Таким образом, и фоновая поляризация, и деполаризующее действие темнового тока и фоновой засветки в нашем случае оказались пренебрежимо малыми.

В каждой длине волны накапливалось  $9 \cdot 10^6$  фотоэлектронов, что обеспечило статистическую точность единичного измерения компонентов линейной и круговой поляризации (с учетом применения  $127^\circ$  АФП

и синусоидального способа модуляции сигнала) порядка 0.053 %. Для некоторых объектов измеренные компоненты поляризации усреднялись по 6—8 записям, полученным за одну или несколько ночей. Поэтому наилучшая ожидаемая точность, обусловленная фотонной статистикой, должна была находиться вблизи значения 0.025 %. Результаты обработки показали, что для наиболее удачных усредненных сканов ошибки, полученные по внутренней сходимости, действительно приближаются к этой цифре. Однако для большинства случаев средняя квадратичная ошибка наших наблюдений была несколько больше и составляла 0.03—0.05 %.

После перехода из инструментальной системы в шкалу поляризации по (12) в каждой длине волны проводилось усреднение и вычислялись средние значения и его дисперсия. Если априорно известно, что спектр достаточно гладкий (по спектральной зависимости компонентов поляризации), то может быть применено его сглаживание методом скользящего среднего. Ширина прямоугольного окна в нашем случае составляла  $3\Delta\lambda$  ( $\Delta\lambda$  — шаг сканирования). Дисперсия среднего вычислялась по известной формуле

$$\sigma_a^2 = \sum_{i=1}^n (a_i - \bar{a})^2 / [n(n-1)], \quad (14)$$

где  $a$  — любая из нормированных компонент Стокса.

Пусть значения компонентов Стокса для стандарта имеют индекс 0. Тогда исправление за инструментальную поляризацию производится следующим образом:

$$a^{\text{испр}} = a - a_0. \quad (15)$$

Если измерения объекта и стандарта проводятся с разными шагами сканирования, для сведения к одной длине волны может быть применена линейная или параболическая интерполяция. Поскольку ошибки величин  $a$  и  $a_0$  являются статистически независимыми, ошибки  $a^{\text{испр}}$  вычисляются по закону

$$(\sigma_a^{\text{испр}})^2 = \sigma_a^2 + \sigma_{a_0}^2. \quad (16)$$

Для привязки приборной плоскости могут использоваться наблюдения планет, имеющих большую поляризацию, и Луны. Известно, что плоскость поляризации этих объектов либо совпадает с экватором интенсивности, либо перпендикулярна ему. Положение экватора интенсивности на любой момент наблюдений известно. В «Астрономическом Ежегоднике СССР» приводится положение точки наименьшей освещенности диска или (для Луны) положение линии рогов (терминатора), отличающиеся от экватора интенсивности на  $90^\circ$ .

Пробные наблюдения показали, что инструментальная поляризация системы телескоп — спектрополяриметр в июле находилась на уровне 0.1 %, а в сентябре — 0.2 %. Степень инструментальной круговой поляризации была примерно в два раза больше. Причину этого предстоит выяснить. Поэтому в последующих статьях мы приведем результаты измерений только линейной поляризации.

В заключение отметим, что изготовленный спектрополяриметр уже в настоящем варианте с успехом может использоваться для измерения линейной поляризации небесных тел. В то же время необходимы дальнейшие его исследования, чтобы устранить пока еще очень большое значение инструментальной круговой поляризации.

1. Аврамчук В. В., Бугаенко Л. А., Мороженко А. В., Яновский Э. Г. Результаты исследований Юпитера, выполненные в Главной астрономической обсерватории АН УССР // Астрометрия и астрофизика.—1977.— Вып. 31.— С. 54—68.
2. Бугаенко Л. А., Бугаенко О. И., Гуральчук Л. А. и др. Астрономический спектрофотополяриметр. III. Информационно-измерительная и регистрирующая система // Фо-

- тометрические и поляриметрические исследования небесных тел.— Киев : Наук. думка, 1985.— С. 169—178.
3. Бугаенко О. И., Галкин Л. С., Мороженко А. В. Поляриметрические исследования планет — гигантов. I. Распределение поляризации по диску Сатурна // Астрон. журн.—1971.—48, № 2.— С. 373—379.
  4. Бугаенко О. И., Гуральчук А. Л. Астрономический спектрофотополариметр. I. Основные принципы работы // Фотометрические и поляриметрические исследования небесных тел.— Киев : Наук. думка, 1985.— С. 160—163.
  5. Бугаенко Л. А., Мельников М. А., Рагозина Л. Е., Самойлов В. С. Астрономический спектрофотополариметр. II. Оптико-механический блок // Там же.— С. 164—169.
  6. Кучеров В. А. Многокомпонентные симметричные ахроматические фазовые пластинки. I. Расширение панчаратнамовской системы на случай произвольного числа компонент // Там же.— С. 152—159.
  7. Кучеров В. А. Многокомпонентные симметричные ахроматические фазовые пластинки. II. Составные фазосдвигатели с небольшим числом элементов // Кинематика и физика небес. тел.—1986.—2, № 1.— С. 82—87.
  8. Кучеров В. А. Многокомпонентные симметричные ахроматические фазовые пластинки. III. Теоретическое моделирование оптических свойств 10-элементной кварцевой фазосдвигающей системы // Там же.—1986.—2, № 2.— С. 59—66.
  9. Маров М. Я. Исследование атмосферы Венеры // Астрон. вестн.—1979.—13, № 1.— С. 3—23.
  10. Мороженко А. В. О структуре облачного слоя Юпитера // Письма в Астрон. журн.—1984.—10, № 10.— С. 775—779.
  11. Мороженко А. В. Вертикальная структура широтных деталей диска Юпитера // Астрон. вестн.—1985.—19, № 1.— С. 64—76.
  12. Шаховской Н. М. Методы изучения поляризации переменных звезд // Методы исследования переменных звезд / Под ред. В. Б. Никонова.— М. : Наука, 1971.— С. 199—224.
  13. Serkowski K. Polarization techniques // Methods of experimental physics : Astrophysics.— New York, London : Acad. Press, 1974.— Pt A.— P. 361—414.
  14. Serkowski K. Polarimeters for optical astronomy // Planets, stars and nebulae studied with photopolarimetry / Ed. T. Gehrels.— Tucson : Univ. Arizona Press, 1974.— P. 135—174.
  15. Smith R. J., Wolstencroft R. D. High precision spectropolarimetry of Jupiter and Saturn // Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.—1983.—205, N 1.— P. 39—55.
  16. Weidenschilling S. S., Lewis J. S. Atmospheric and cloud structures of the Jovian planets // Icarus.—1973.—20, N 3.— P. 465—476.
  17. Wolstencroft R. D., Smith R. S. Spectropolarimetry of the methane and ammonia bands of Jupiter between 6800 and 8200 Å // Ibid.—1979.—38, N 2.— P. 155—165.

Глав. астрон. обсерватория АН УССР,  
Киев

Поступила в редакцию 02.09.85,  
после доработки 30.10.85

## РЕФЕРАТ ДЕПОНИРОВАННОЙ РУКОПИСИ

УДК 523.4:520.85

**СПЕКТРАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЛИНЕЙНОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ ЮПИТЕРА ПРИ ИЗБРАННЫХ ФАЗОВЫХ УГЛАХ / Гуральчук А. Л., Кучеров В. А., Мороженко А. В.**

(Рукопись деп. в ВИНТИ; № 823—В86)

Приводятся значения степени и положения плоскости поляризации всего диска Юпитера и его центра в  $\lambda\lambda$  0.42—0.75 мкм с дискретностью 2.5—10 нм для фазовых углов 4.0, 5.1 и 11.1°.