

1	2	3	4	5	6	7	8	9
536	1621	5,3	—18 33	23 41 36,604	+11	20,34	5	9
537	1623	5,6	— 3 2	45 22,402	+15	20,69	10	9
538	897	6,1	—10 15	47 40,126	+22	20,75	8	10
539	898	5,2	+18 51	49 56,423	+ 2	20,74	14	5
540	1625	5,4	+10 40	50 3,888	— 6	21,35	4	10
541	1628	6,3	+22 22	23 54 8,333	—14	20,73	4	2
542	1629	4,8	+24 52	55 12,334	+ 8	20,80	9	6
543	900	5,1	— 3 50	56 6,677	—16	20,65	15	4
544	902	4,0	+ 6 35	56 44,700	— 4	20,65	6	5

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Деркач К. Н., Зуев Н. Г., Кузьменко К. Н. Предварительное исследование хода по склонению инструментальных параметров Харьковского меридианного круга. — В кн.: Современные проблемы позиционной астрометрии, 1975, с. 134—137.
2. Деркач К. Н. Результаты наблюдений, произведенных на меридианном круге Харьковской обсерватории в 1968—1973 гг. — «Вестн. Харьк. ун-та. Астрономия», 1974, вып. 9, с. 64—72.
3. Зверев М. С., Положенцев Д. Д. Об одном методе редукции относительных меридианных наблюдений прямых восхождений с использованием ЭВМ. — «Учен. зап. Ленингр. ун-та. Тр. астроном. obs.», 1973, вып. 48, с. 196—201.
4. Деркач К. Н. Дифференциальный каталог прямых восхождений 1746 ярких звезд в системе FK4 на эпоху наблюдений и равнодействие 1950.0 (зона — 16—+30°). — «Вестн. Харьк. ун-та. Физика Луны и планет. Вопросы астрометрии», 1976, № 137, с. 31—65.

УДК 522.982

П. П. Павленко

О СИСТЕМАТИЧЕСКИХ ОШИБКАХ КОРОТКОФОКУСНОГО АСТРОГРАФА ЦЕЙССА

В 1974—1975 гг. продолжено изучение короткофокусного астрографа Цейсса, начатое в 1973 г. [1, 2].

Исследована дисторсия и положение оптического центра методом скользящих звездных пар [3]. В январе 1975 г. получены две пластинки со снимками скользящих звездных пар по α , две пластинки — по δ . На каждой пластинке производилось по 20 экспозиций со сдвигом астрографа по одной из координат. Максимальное расстояние одной из звезд пары до оптического центра достигало 3°. Вычисления проведены по формулам, предоставленным Х. И. Поттером. Для каждой экспозиции составлены уравнения:

$$x + Ay + Bz = L, \quad (1)$$

где

$$A = -\frac{x_2^2 - x_1^2}{f^2}; \quad B = x_2^3 - x_1^3; \quad L = x_2 - x_1 - \frac{1}{3f^2}(x_2^3 - x_1^3);$$

$$x = f\sigma; \quad y = x_0; \quad z = d.$$

Выше были введены следующие обозначения:

x_1 — координата первой звезды пары, расположенной параллельно оси X измерительного прибора; x_2 — координата второй звезды пары; x_0 — координата оптического центра пластинки; σ — угловое расстояние между звездами пары; f — фокусное расстояние объектива; d — коэффициент кубической дисторсии. Предполагается, что положение оптического центра известно с точностью до ± 2 мм. Фокусное расстояние f известно [2]. Решая уравнения (1) способом наименьших квадратов, находим x , y , z . Таким образом получаем коэффициент кубической дисторсии d и уточняем положение оптического центра x_0 на пластинке.

Как показал анализ вывода формулы (1), ошибки из-за упрощений при выводе не превышают $\pm 0,1\mu$ для решаемой нами реальной задачи. Исключение составляет ошибка, равная $\pm 0,3\mu$, которая возникает из-за того, что оптический центр известен с точностью до ± 2 мм. Получив первое приближение x_0 , можно повторить вычисления и найти его второе приближение. Если в результате одного из приближений x_0 получено с точностью до $\pm 0,2$ мм, то d находится с точностью до 1,5%.

Интересно было получить по скользящим звездным парам коэффициенты дисторсии d_1 и d_2 , представив дисторсию с учетом влияния члена пятой степени, и сравнить результаты с прежними, полученными в 1973—1974 гг. [2]. В этом случае по аналогии с выведенной Х. И. Поттером формулой (1) получим следующую формулу:

$$ax_0 + bd_1 + cd_2 = l, \quad (2)$$

$$\text{где } a = \frac{x_1^2 - x_2^2}{f^2}; \quad b = x_2^3 - x_1^3; \quad c = x_2^5 - x_1^5; \quad l = x_2 - x_1 - f\sigma - \frac{1}{3f^2}(x_2^3 - x_1^3).$$

Найдя для каждой экспозиции a , b , c , l , решаем уравнения (2) способом наименьших квадратов и находим x_0 , d_1 , d_2 .

По указанному алгоритму автором составлена программа на языке АЛГОЛ-60. В программу включены два варианта решения задачи: получение x_0 и d , а также получение x_0 , d_1 , d_2 . Вычисления проводились на ЭВМ М-222 ХГУ.

Результаты вычислений первого варианта (по α и δ соответственно):

$$\alpha, x_0 = +1,0 \pm 0,5 \text{ мм}; d = (+0,353 \pm 0,087) \cdot 10^{-6} \text{ мм}^{-2};$$

$$\delta, y_0 = +1,5 \pm 0,3 \text{ мм}; d = (+0,413 \pm 0,071) \cdot 10^{-6} \text{ мм}^{-2}.$$

Таким образом, среднее значение коэффициента дисторсии по прямому восхождению и склонению $d = (+0,383 \pm 0,056) \times 10^{-6} \text{ мм}^{-2}$. Средняя квадратичная невязка решения уравнений (1) равна $\pm 1,5\mu$ (α) и $\pm 1,2\mu$ (δ). Среднее значение модулей невязок $1,00\mu$.

Сравнивая эти результаты с прежними, полученными по широким парам [2], можно прийти к выводу, что коэффициенты дисторсии в пределах ошибок хорошо согласуются между собой. Соответствующие ошибки тоже мало отличаются друг от друга. В нашем случае метод широких пар дал несколько лучшую внутреннюю сходимость, чем метод скользящих пар. Число экспозиций в каждом случае было около 40 по каждой координате. Для редукций можно брать среднее значение, полученное по двум методам. Таким образом, $d = (+0,420 \pm 0,037) \cdot 10^{-6} \text{ мм}^{-2}$.

Результаты вычислений второго варианта:

$$\alpha, x_0 = +1,0 \pm 0,5 \text{ мм}; d_1 = (+0,721 \pm 0,042) \cdot 10^{-6} \text{ мм}^{-2};$$

$$d_2 = (-1,97 \pm 0,42) \cdot 10^{-10} \text{ мм}^{-4};$$

$$\delta, y_0 = +1,5 \pm 0,3 \text{ мм}; d_1 = (+0,523 \pm 0,053) \cdot 10^{-6} \text{ мм}^{-2};$$

$$d_2 = (-1,50 \pm 0,44) \cdot 10^{-10} \text{ мм}^{-4}.$$

Средняя квадратичная невязка решения уравнений (2) равна $\pm 1,4\mu$, (α) и $\pm 1,2\mu$ (δ). Среднее значение модулей невязок $0,96\mu$. Средние значения d_1 и d_2 по α и δ следующие: $d_1 = (+0,622 \pm 0,099) \cdot 10^{-6} \text{ мм}^{-2}$; $d_2 = (-1,74 \pm 0,30) \cdot 10^{-10} \text{ мм}^{-4}$. Сравнивая эти результаты с ранее полученными по наблюдениям широких пар [2], приходим к заключению, что соответствующие коэффициенты дисторсии отличаются друг от друга в пределах ошибок.

Сравнение невязок первого и второго вариантов решения задачи показало, что они практически не уменьшились во втором варианте. Следовательно, для объектива нашего астрографа достаточно представление дисторсии с учетом члена третьей степени.

Коэффициент дисторсии объектива короткофокусного астрографа Цейсса АО ХГУ в пять раз превышает максимальное значение коэффициента дисторсии, полученное Т. П. Киселевой в ГАО АН СССР на астрографе АКД [3]. Но в АКД четырехлинзовый объектив, а в астрографе Цейсса — трехлинзовый, что и объясняет разницу дисторсии этих объективов.

Положения оптического центра, полученные экспериментальным и аналитическим методом (с помощью скользящих звезд-

ных пар), отличаются между собой на 0,4 мм по α и 1,0 мм по δ . Следовательно, среднее значение положения оптического центра, полученное двумя методами в первой половине 1975 г., оказалось известным с точностью до $\pm 0,2$ мм (α) и $\pm 0,5$ мм (δ). Такая точность удовлетворительна для редукций.

Сделана попытка выявить аномалии дисторсии. С этой целью две пластинки, полученные в феврале 1974 г., обработаны следующим образом. Измерены все звезды 8—11 звездной величины в радиусе $1,5-2^\circ$ от центров пластинок. По звездам спектральных классов $F-G$ 9—10 звездной величины вычислены постоянные пластинок, которые затем использовали для вычисления координат всех измеренных звезд. Поправки за дисторсию вводились. Коэффициент дисторсии d взят по результатам вышеизложенных исследований. По разностям вычисленных и каталожных положений звезд $\alpha-\alpha_{\text{кат}}$, $\delta-\delta_{\text{кат}}$ построены векторы ошибок. Они представлены как функции координат звезд с началом в оптическом центре. Оказалось, что векторы расположены хаотически. Аномалий дисторсии не выявлено. Если существуют незначительные аномалии, то описанным выше методом их невозможно выявить из-за случайных ошибок положений звезд на пластинках, характерных для нашего астрографа, а также ошибок каталожных положений звезд и их собственных движений.

Уравнение блеска исследовали по снимкам в двух положениях камеры относительно колонны (E и W) [4]. Снимки получены 20 октября 1974 года. Координаты оптического центра на пластинках следующие: $\alpha_0 = 20^h 08^m$, $\delta_0 = +16^\circ 20'$. Обработка измерений 35 звезд, имеющих блеск в пределах $7^{m,5}-10^{m,5}$, привела к такому выводу: для ярких звезд по сравнению со звездами $9^{m,5}$ необходимо вводить поправки в измеренные координаты $+0'',28 \pm 0'',03 (+0,97 \pm 0,10\mu)$ на одну звездную величину по α (положение камеры E). Соответствующая поправка по δ должна быть $+0'',47 \pm 0'',06 (+1,64 \pm 0,20\mu)$ для положения камеры E . Для слабых звезд по сравнению со звездами $9^{m,5}$ поправки должны быть те же, но со знаками «минус». К координатам звезд, снятых при положении камеры W относительно колонны, поправки должны прибавляться с противоположными знаками по сравнению с положением камеры E .

Хроматизм увеличения [4] исследован следующим образом. В 1974 г. получены 3 пластинки с изображениями звезд. 145 звезд 9—10 звездной величины в радиусе 2° от центров пластинок были сгруппированы по спектральным классам $B-A$, $F-G$, $K-M$. Координаты и собственные движения звезд взяты из каталога $AGK3$. По звездам спектрального класса G вычислены постоянные пластинок, которые использовались для вычисления координат всех измеренных звезд. Уравнение блеска учтено. Затем получены разности вычисленных и каталожных координат звезд $\alpha-\alpha_{\text{кат}}$, $\delta-\delta_{\text{кат}}$. Построены графики зависимос-

тей этих разностей от расстояний звезд до оптического центра. Оказалось, что $\alpha - \alpha_{\text{кат}}$ $\delta - \delta_{\text{кат}}$ в среднем близки к нулю для вышеупомянутых трех групп спектральных классов и не зависят от расстояний звезд до оптического центра. Таким образом, хроматизм увеличения не оказывает заметного влияния на положения звезд в радиусе 2° от центров пластинок.

Средняя квадратичная ошибка определения одного положения звезды (получено по одной экспозиции каждой звезды на пластинках), найденная по 145 звездам, равна $\pm 0'',41$ (α) $\pm 0'',40$ (δ). При этом ошибки каталожных положений и собственных движений звезд не учитывались.

Таким образом, наиболее значительной систематической ошибкой астрографа оказалось уравнивание блеска. При редукциях необходимо учитывать поправки за уравнивание блеска, найденное положение оптического центра, а также коэффициент дисторсии d (или коэффициенты дисторсии d_1 и d_2).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Павленко П. П. Оптический центр и наклон пластинки короткофокусного астрографа Цейсса. — «Вестн. Харьк. ун-та. Астрономия», 1975, вып. 10, 3—9.
2. Павленко П. П. Исследование объектива короткофокусного астрографа Цейсса. — «Вестн. Харьк. ун-та. Астрономия», 1975, вып. 10, с. 9—14.
3. Киселева Т. П. Определение систематических ошибок пулковского двойного короткофокусного астрографа. — «Изв. ГАО в Пулкове», Л., 1966, т. XXIV, вып. 5, № 181, с. 153—158.
4. Дейч А. Н. Фотографическая астрометрия. — «Курс астрофизики и звездной астрономии», М., 1973, т. 1, с. 178—271.

УДК 521.27 : 523.44

П. П. Павленко

НАБЛЮДЕНИЯ ИЗБРАННЫХ МАЛЫХ ПЛАНЕТ В 1974 ГОДУ

В 1974 г. на короткофокусном астрографе Цейсса АО ХГУ [1, 2] продолжались позиционные фотографические наблюдения избранных малых планет, начатые в 1973 г. [3].

Наблюдали Палладу, Весту, Гебу. На каждой из 18 полученных пластинок обработано по 3—5 экспозиций согласно инструкции [4]. Опорные звезды подбирали из каталога AGK3, измерения осуществляли на приборе КИМ-3. Вычисления проводены методом Тернера-Шлезингера на ЭВМ М-222 ХГУ с учетом уравнивания блеска объектива астрографа.

Для оценки точности наблюдений малых планет по внешней сходимости их эфемериды (топоцентрические координаты) сравнивали с результатами наших наблюдений. Получены разности «наблюдения минус вычисления», т. е. $(O - C)_\alpha$ и $(O - C)_\delta$. Для Паллады $(O - C)_\alpha$ и $(O - C)_\delta$ наносили на графики в зависимости от времени и проводили прямые, по отклону

нениям от которых $(O-C)_\alpha$ и $(O-C)_\delta$ оценивали точность наблюдений. Оказалось, что средние квадратичные ошибки наблюдения Паллады по одной пластинке равны $\pm 0'',24(\alpha)$ и $\pm 0'',12(\delta)$.

Таблица 1

Топоцентрические координаты малых планет (1974 г.)

№ п.п.	UT	$\alpha_{1950,0}$	$\delta_{1950,0}$	$(O-C)_\alpha$	$(O-C)_\delta$
--------	----	-------------------	-------------------	----------------	----------------

2 Паллада

1	Август	17,80994	19 ^h 22 ^m 56 ^s ,285	+15°08'10",03	-0°,018	+0'',49
2		18,81143	19 22 25,918	+14 56 59 ,20	+0,002	+0 ,31
3		19,78650	19 21 57,385	+14 45 59 ,78	+0,004	+0 ,36
4		21,79892	19 21 01,777	+14 23 00 ,59	+0,034	+0 ,48
5		22,80554	19 20 35,580	+14 11 22 ,08	-0,024	+0 ,54
6	Сентябрь	12,77559	19 16 05,661	+09 58 43 ,79	-0,013	-0 ,25
7		13,77000	19 16 06,206	+09 46 44 ,38	-0,001	+0 ,23
8	Октябрь	14,68270	19 25 49,255	+04 08 55 ,14	+0,015	-0 ,22
9		15,71274	19 26 25,784	+03 59 17 ,36	-0,002	-0 ,42
10		19,69177	19 28 56,154	+03 23 17 ,92	+0,001	-0 ,43

4. Веста

1	Февраль	28,00378	13 18 18,145	+03 48 36 ,26	+0,068	-0 ,38
2	Июнь	7,82980	12 33 34,390	+06 14 36 ,68	-0,012	-1 ,11
3		9,82689	12 34 37,753	+05 58 12 ,28	-0,001	-0 ,82
4		11,82764	12 35 46,846	+05 41 14 ,96	0,000	-1 ,50
5		21,83597	12 42 52,321	+04 09 43 ,54	+0,092	-0 ,39
6		22,82715	12 43 41,251	+04 00 06 ,43	+0,048	-0 ,36

6 Геба

1	Февраль	27,91388	08 54 30,925	+18 26 32 ,70	-0,025	-0 ,13
2	Апрель	21,82424	08 55 44,277	+21 27 36 ,27	-0,017	-0 ,23

В табл. 1 даны полученные координаты α , δ малых планет и соответствующие им моменты времени, а также $(O-C)_\alpha$ и $(O-C)_\delta$, в табл. 2 — опорные звезды и их «зависимости» D_1 .

Таблица 2

Опорные звезды и их «зависимости» D_i
(малые планеты, 1974 г., каталог AGK3)

№ п.п.	№ звезд- ды	$\alpha_{зв}$	$\delta_{зв}$	D_i	№ п.п.	№ звезд- ды	$\alpha_{зв}$	$\delta_{зв}$	D_i
1	2	3	4	5	1	2	3	4	5

2 Паллада

1	152024	55° 695	03" 69	0,2659	4	131926	19° 967	57" 43	0,0780
	152016	16,044	43,19	0,1899		142018	31,377	49,65	0,1391
	152015	07,130	05,76	0,1374		142022	30,909	50,34	0,2415
	142029	41,954	21,71	0,0955		142029	41,954	21,71	0,3067
	142030	28,035	05,87	0,0910		142030	28,035	05,87	0,2110
	152026	38,064	11,53	0,2202		131930	09,338	03,56	0,0237

2	152024	55,695	03,69	0,2022	5	131926	19,967	57,43	0,1769
	142027	03,654	55,37	0,1763		142018	31,377	49,65	0,2304
	152015	07,130	05,76	0,2345		142022	30,909	50,34	0,2162
	142029	41,954	21,71	0,1727		142029	41,954	21,71	0,1673
	142030	28,035	05,87	0,0834		142030	28,035	05,87	0,1112
	152026	38,064	11,53	0,1310		131930	09,338	03,56	0,0980

3	142022	30,909	50,34	0,1279	6	102399	52,914	20,55	0,1998
	142027	03,654	55,37	0,1545		102394	29,758	02,31	0,1201
	152015	07,130	05,76	0,1681		102390	18,983	39,37	0,1328
	142023	13,100	42,80	0,1512		092419	11,023	28,47	0,1192
	142030	28,035	05,87	0,1825		092427	21,618	38,85	0,1926
	152026	38,064	11,53	0,2158		092434	53,538	25,53	0,2355

7	102399	52° 914	20" 55	0,1014	9	042529	05° 994	14" 07	0,0471
	092444	48,093	16,40	0,1776		042532	15,561	57,62	0,0473
	102390	18,983	39,37	0,1177		042533	24,235	49,71	0,2350
	092419	11,023	28,47	0,1954		042536	32,322	38,89	0,2720
	092427	21,618	38,85	0,2066		042527	29,948	21,51	0,0722
	092434	53,538	25,53	0,2012		032468	18,197	47,25	0,3263

8	042535	27,955	13,10	0,1279	10	032479	15,050	42,86	0,3379
	042532	15,561	57,62	0,1464		032477	08,782	15,43	0,2878
	042533	24,235	49,71	0,0724		032482	14,432	43,06	0,0996
	042536	32,322	38,89	0,0486		032484	56,129	32,77	0,0664
	042527	29,948	21,51	0,3788		032488	31,756	46,66	0,1153
	032468	18,197	47,25	0,2259		032491	51,272	06,24	0,0931

4 Веста

1	041698	30,835	01,77	0,1806	2	051749	15,339	36,62	0,1400
	031697	34,414	06,44	0,1498		051752	08,647	44,90	0,1022
	031696	33,459	36,08	0,1422		051756	21,282	14,06	0,0510
	031701	42,259	58,44	0,1533		071658	57,562	47,66	0,1208
	031703	04,341	55,84	0,1604		061542	48,171	18,97	0,2984
	031707	11,244	36,94	0,2137		061543	59,971	28,37	0,2876

1	2	3	4	5	1	2	3	4	5
3	051749	15°,339	36",62	0,1543	5	031644	02°,003	16",85	0,1776
	051752	08,647	44,90	0,1487		031647	59,871	32,95	0,1718
	051756	21,282	14,06	0,1416		031648	18,574	42,92	0,1589
	061550	20,622	40,44	0,1481		051772	41,773	31,02	0,1366
	061542	48,171	18,97	0,2077		041643	43,431	58,97	0,1798
	061543	59,971	28,37	0,1996		041645	26,039	21,60	0,1753
4	051749	15,339	36,62	0,1687	6	031644	02,003	16,85	0,1779
	051752	08,647	44,90	0,1669		031647	59,871	32,95	0,2623
	051756	21,282	14,06	0,1644		031648	18,574	42,92	0,2580
	061550	20,622	40,44	0,1631		051772	41,773	31,02	0,1300
	051754	43,426	54,29	0,1665		041643	43,431	58,97	0,0471
	061543	59,971	28,37	0,1703		041645	26,039	21,60	0,1248
6 Геба									
1	180924	54,463	03,98	0,2675	2	221051	33,029	45,81	0,2052
	180919	13,284	40,28	0,2230		210996	33,707	38,70	0,2473
	180921	46,222	42,53	0,1982		210995	25,884	10,47	0,2256
	180920	17,250	46,17	0,1470		210997	57,342	17,33	0,1759
	170974	56,893	26,90	0,0238		201061	08,795	02,95	0,0860
	180926	21,286	18,64	0,1405		211001	36,095	30,11	0,0600

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Павленко П. П. Исследование объектива короткофокусного астрографа Цейсса. — «Вестн. Харьк. ун-та. Астрономия», 1975, вып. 10, с. 9—14.
2. Павленко П. П. Оптический центр и наклон пластинки короткофокусного астрографа Цейсса. — «Вестн. Харьк. ун-та. Астрономия», 1975, вып. 10, с. 3—9.
3. Павленко П. П. Позиционные фотографические наблюдения Паллады в 1973 г. на АО ХГУ. — «РЖ Астр.», 1975, 8.51.167. (Рукопись депонирована в ВИНТИ 20 марта 1975 г., № 781—75. 13 с.)
4. Инструкция по фотографическим наблюдениям малых планет для ориентировки каталога слабых звезд. — «Труды 11-й Астрометрической конференции СССР», Л., 1955, с. 261—262.

УДК 521.852

С. Р. Измайлов, В. М. Кирпатовский

НАБЛЮДЕНИЕ ПОКРЫТИЙ ЗВЕЗД ЛУНОЙ НА АСТРОНОМИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ ХАРЬКОВСКОГО УНИВЕРСИТЕТА В 1969—1972 ГОДАХ

Наблюдения покрытий звезд и планет Луной по предвычислениям *Nauticul Almanac Offic* (Англия, Гринвичская обсерватория) регулярно ведутся на астрономической обсерватории Харьковского университета. В 1969—1972 гг. эти наблюдения продолжались.

Для наблюдений применяли инструменты: АЗТ-7 ($D=20$ см, $F=200$ см); рефрактор Цейсса ($D=20$ см, $F=320$ см); рефрактор Мерца ($D=16$ см, $F=180$ см). Увеличения использовали соответственно 1×150 , 1×300 , 1×140 .

До 22 марта 1972 г. включительно регистрацию моментов времени осуществляли при помощи секундомеров. После наблюдения секундомеры сравнивали со средним хронометром «СМХ» № 3955, поправки которого определяли по приему сигналов радиостанций РАТ.

Наблюдатель СИ использовал секундомер «СМ-60» с ценой деления $0^s,2$. Другие наблюдатели — секундомер «1 СО» с ценой деления $0^s,1$. Лишь 19 марта 1972 г. наблюдатель ВК применил секундомер (СН-60) при наблюдении звезд 549,552, Анопима 1 и Анопима 3.

С 17 мая 1972 г. регистрацию моментов времени осуществляли методом «глаз-клавиша». Моменты нажатия клавиши регистрировали на печатающем хронографе типа 21-П, питаемого кварцевым генератором. Поправки хронографа находили интерполяцией из нескольких сеансов приема сигналов точного времени радиостанции РАТ. Уравнения наблюдателей не учитывали.

Год, месяц	Всемирное время	Звезда		Телескоп	Наблюдатель	Явление	Оценка	Примечание
		№	Величина					
1	2	3	4	5	6	7	8	9

1969								
Февраль	21 ^d 16 ^h 30 ^m 09 ^s ,9	+15°176	8 ^m ,4	I	СИ	ПТ	3	2; 13
	21 16 59 55,9	273	7 ,5	I	„	„	4	2
	22 17 53 08,8	+20°265	5 ,8	I	„	„	5	2; 13
	23 15 29 58,8	+23°507	3 ,8	I	„	„	5	1; 4; 14
	23 16 06 28,7	+23°505	5 ,4	I	„	„	3	1; 4; 14
	23 16 26 24,7	+23°522	4 ,2	I	„	„	4	1; 4; 14
	23 16 35 27,0	+23°523	7 ,0	I	„	„	1	1; 4; 14
	23 16 48 06,8	+23°516	4 ,0	I	„	„	4	1; 4; 14
	23 17 01 00,5	1168	6 ,8	I	„	„	4	1; 4; 15
	23 17 06 40,2	+23°541	3 ,0	I	„	„	5	1; 4; 14
	23 17 50 04,7	+23°553	6 ,6	I	„	„	4	1; 4; 14
	23 18 31 45,1	+23°557	3 ,8	I	„	„	4	1; 4; 14

Март	22 17 14 30,3	501	6 ,1	I	„	„	5	2
Август	24 20 30 27,8	2910	4 ,8	III	ВК	ПТ	3	3

1970								
Январь	11 15 16 21,6	3379	6 ,4	II	СИ	ПТ	5	2
	11 15 29 12,6	—07°5911	7 ,5	II	„	„	5	2; 14
	11 16 06 11,5	3383	6 ,5	II	„	„	4	2

1	2	3	4	5	6	7	8	9
1971								
Апрель	2 18 28 55,5 7 18 35 40,8	1068 1599	6,9 5,0	II II	ПВ ПВ	ПТ ПТ	4 4 4 4	4; 5
Июнь	7 19 44 21,6	2287	3,0	II	ПВ	ОС	3 6; 12	
Сентябрь	3 21 03 29,2	3173	5,3	II	ПВ	ПС	4 —	
Октябрь	28 19 10 20,4	3186	6,7	III	ВК	ПТ	4 4; 7	
Ноябрь	6 22 40 00,4	1030	3,2	III	ВК	ПС	4 8	
1972								
Январь	20 16 09 46,5 21 15 36 56,4 21 18 04 44,9	3462 45 51	7,5 8,6 7,2	III III III	ВК „ „	ПТ „ „	5 2 4 2 5 2	
Февраль	19 15 56 58,2 20 18 19 21,5 22 20 33 20,4 24 18 01 26,0	287 438 762 1070	8,3 6,7 6,6 5,2	III III III III	„ „ „ „	„ „ „ „	4 2 4 2 4 2; 10 4 2; 10	
Март	7 00 06 18,2 19 19 29 59,4 19 19 46 57,0 19 20 19 40,3 19 20 22 39,0 19 20 24 44,6 19 20 55 40,8 19 20 58 38,8 20 19 03 13,2 22 21 42 03,4	2287 537 <i>Anonima</i> 1 551 549 552 <i>Anonima</i> 2 <i>Anonima</i> 3 717 1052	3,0 3,8 — 7,1 8,1 3,0 „ „ 7,5 6,8	III III III III III III III III III III	„ „ „ „ „ „ „ „ „ „	ОТ ПТ „ „ „ „ „ „ „ „	4 11 4 2 3 2; 9 4 2 4 2 3 2 3 3; 10 4 4; 10 4 3 3 4	
Май	17 19 24 43,7	1227	7,9	III	„	„	4 2; 9; 10	
Июнь	15 19 09 46,4	1409	5,1	III	„	„	4 2; 6; 11	
Октябрь	18 16 05 22,0 18 20 06 22,2 27 19 58 02,6 27 20 33 49,4	3269 3285 1110 1110	4,3 6,1 3,5 3,5	III III III III	„ „ „ „	„ „ ПС ОТ	5 4 5 4 3 2; 6; 11 4 2; 5; 11	

В таблице дана сводка результатов наблюдений. Приняты следующие сокращения и обозначения.

Телескоп: I — АЗТ-7; II — рефрактор Цейсса; III — рефрактор Мерца.

Наблюдатель: СИ — Измайлов С. Р., ВК — Кирпатовский В. М., ПВ — Полунинчев В. И.

Явление: ПТ — покрытие темным краем; ОТ — открытие темным краем; ПС — покрытие светлым краем; ОС — открытие светлым краем.

Оценка согласно шкале оценок К. К. Дубровского *:

* Дубровский К. К. Инструкция для наблюдений покрытий звезд Луной. Астроном. календарь, постоянная часть. М., Физматгиз, 1962. 487 с.

- 5 — точность до 0,1 — 0,2 сек;
- 4 — точность до 0,5 сек;
- 3 — точность до 1 сек;
- 2 — точность небольшая, возможно до 1 сек;
- 1 — грубое, неаккуратное наблюдение.

Примечания. 1. В атмосфере много пыли. 2. Темный край Луны виден. 3. Темный край Луны едва заметен. 4. Темный край Луны не виден. 5. Вокруг Луны ореол. 6. Луна в легкой дымке. 7. Невдалеке от Луны перистые облака. 8. Звезда скрывалась постепенно. 9. Звезда едва видна. 10. Перистая дымка на всем небе. 11. Имело место дрожание изображения звезд и Луны. 12. Звезду увидел не сразу. 13. Номер звезды по *AGK₂*. 14. Номер звезды по *BD*. 15. Номер звезды по Иельским каталогам.

Если нет примечаний 13—15, номер звезды дан по Зодиакальному каталогу Робертсона. Звезды с примечаниями 13—15 и Апопима в предвычислениях отсутствовали.

УДК 522.617.538.81

В. Н. Дудинов, канд. физ.-мат. наук,

В. С. Цветкова, канд. физ.-мат. наук,

В. А. Кришталь, А. Н. Гуренко, Л. Ф. Шпилинский

КОГЕРЕНТНО-ОПТИЧЕСКИЙ ВЫЧИСЛИТЕЛЬ ХАРЬКОВСКОГО УНИВЕРСИТЕТА

Одной из актуальных научно-технических проблем является скоростная и эффективная обработка больших массивов информации. В наблюдательной астрономии, наряду с традиционной проблемой повышения четкости астрономических изображений, в последнее время все большую актуальность приобретает автоматизация процедуры анализа изображений, преобразование изображений с целью улучшения их качества или упрощения их интерпретации человеком.

Развитие цифровой вычислительной техники, несмотря на достигнутые успехи, уже сейчас отстает от возрастающих требований в области переработки информации. В связи с этим повышается интерес к оптическим и, в частности, когерентно-оптическим методам, что связано в первую очередь с высокой информационной емкостью светового поля, а также с потенциальной возможностью достижения максимального быстродействия. В настоящее время известны специализированные когерентно-оптические вычислители, позволяющие производить интегральные преобразования двумерных функций со скоростью, недостижимой для современных ЦВМ. Сравнительно невысокая точность оптических аналоговых вычислителей, обусловленная

транспаранта T . В параксильном приближении это преобразование отличается в плоскости Φ_1 от точного преобразования Фурье лишь наличием квадратичного фазового множителя перед интегралом, определяемого геометрией схемы.

Плоскость Фурье-образа исходного сигнала Φ_1 совпадает с плоскостью изображения точечной диафрагмы S_0 узла формирования U и расположена внутри некоторого Фурье-преобразующего объектива Q_2 , идентичного объективу Q_1 . В плоскости Φ_1 располагаются пространственно-частотные фильтры. Изображение, отфильтрованное по заданному закону, строится объективом Q_2 в плоскости T_1 . Последовательное соединение двух таких блоков обработки позволяет иметь две частотные плоскости, что чрезвычайно удобно, например, при синтезе комплексных фильтров. Удвоенная схема позволяет также при необходимости вести обработку в промежуточной координатной плоскости T_1 . Объективы Q_3 и Q_4 и их взаимное расположение такие же, как в первом блоке обработки. Для достижения минимальной общей длины установки расстояние между точечной диафрагмой узла формирования пучка и первым Фурье-преобразующим объективом, а также все расстояния между соседними объективами выбраны равными их удвоенному фокусному расстоянию.

Установка смонтирована на жестких направляющих, лежащих на кирпичных фундаментах, изолированных от поля. Параметры установки следующие: фокусные расстояния объективов — 3 м, световые диаметры — 250 мм, общая протяженность жестких направляющих — 25 м.

Описанная оптическая схема когерентного вычислителя выгодно отличается от известных ранее низким уровнем когерентного шума, что связано со значительным сокращением числа преломляющих поверхностей благодаря совмещению в одном оптико-механическом узле функций Фурье-преобразующего объектива и иммерсионной кюветы. К достоинствам установки относится также простота и сравнительно невысокая стоимость изготовления оптических элементов. Некоторая громоздкость установки с избытком компенсируется удобством работы с пространственными фильтрами большого размера.

2. Далее рассмотрен принцип действия описанного когерентного вычислителя и дана оценка его реальной пропускной способности. Для этого проанализирован процесс формирования спектра пространственных частот обрабатываемого изображения.

Любая обработка сигнала оптическими методами сводится к преобразованию поля в плоскости входного сигнала в поле в плоскости выходного сигнала. Согласно математической формулировке принципа Гюйгенса — Френеля при $r \gg \lambda$ комплексное распределение амплитуды $E(x, y)$ в какой-либо области σ

плоскости (x, y) связано со значением поля в некоторой точке плоскости наблюдения (ξ, η) уравнением

$$E(\xi, \eta) = \frac{1}{i\lambda} \iint_{\sigma} E(x, y) \frac{\cos(\hat{n} \hat{r})}{r} \exp[ikr(x, y, \xi, \eta)] d\sigma, \quad (1)$$

где λ — длина волны; $k = \frac{2\pi}{\lambda}$; $r(x, y, \xi, \eta)$ — расстояние между точкой наблюдения (ξ, η) и точками области σ ; $(\hat{n} \hat{r})$ — угол между направлением на точку наблюдения и нормалью к волновому фронту.

Уравнение (1) можно рассматривать как математическое выражение принципа линейной суперпозиции, согласно которому отклик линейной системы на сложное воздействие $E(x, y)$ можно получить, суммируя элементарные возмущения $E(x, y) dx dy$ с весовой функцией

$$\frac{\exp[ikr(x, y, \xi, \eta)]}{r(x, y, \xi, \eta)} \cos(\hat{n} \hat{r}). \quad (2)$$

В зависимости от закона изменения расстояния $r(x, y, \xi, \eta)$ может быть получена различная весовая функция обработки входного сигнала.

Таким образом, математическое выражение принципа Гюйгенса — Френеля является основой для создания линейного оптического счетно-решающего устройства. Весовую функцию обработки входного сигнала можно выбирать, меняя вид $r(x, y, \xi, \eta)$, что достигается размещением на пути распространения световой волны различных оптических элементов. Уравнение (1) физически обозначает, что каждый элементарный сигнал $E(x, y) dx dy$ излучает сферическую волну $\frac{1}{r} \exp(ikr)$ с ампли-

тудным множителем $\cos(\hat{n} \hat{r})$. При r , стремящемся к бесконечности, сферические волны превращаются в плоские, и распределение поля $E(\xi, \eta)$ является с точностью до постоянного фазового множителя двумерным преобразованием Фурье от распределения $E(x, y)$, т. е. такое устройство представляет собой оптический спектроанализатор.

3. Простейшим спектроанализатором является линза, которая преобразует расходящиеся сферические волны в передней фокальной плоскости в плоские волны в задней фокальной плоскости. Рассмотрим подробно формирование спектра пространственных частот транспаранта T , производимое линзой L (рис. 2).

Все дальнейшие выкладки будут основываться на предположении, что расстояние r между областью σ в плоскости (x, y)

и точкой наблюдения значительно превышает максимальные размеры области σ . Кроме того, будем предполагать, что область наблюдения также имеет размеры, существенно меньшие r .

Обратимся к рис. 2. На транспарант T , расположенный вплотную к линзе L , падает от точечного источника S_0 расходящаяся сферическая волна единичной амплитуды. Записанный

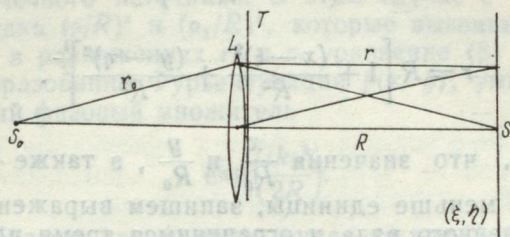


Рис. 2.

на транспарант T входной сигнал $f(x, y)$ осуществляет амплитудную модуляцию падающей сферической волны:

$$f(x, y) \frac{\exp(ikr_0)}{r_0}.$$

Предположим вначале, что линза L тонкая и идеальным образом преобразует расходящийся из точки S_0 сферический фронт волны в сферический же фронт, сходящийся в точке S . Этому условию всегда можно удовлетворить соответствующим выбором поверхности линзы. Тогда поле непосредственно за линзой можно представить в виде

$$f(x, y) \frac{\exp(ikr_0)}{r_0} \exp(ikn\Delta_0) \exp\left[-ik \frac{x^2 + y^2}{2f}\right]. \quad (3)$$

Экспоненциальный множитель $\exp\left[ik\left(n\Delta_0 - \frac{x^2 + y^2}{2f}\right)\right]$ описывает фазовое преобразование, совершаемое линзой L (Δ_0 — толщина линзы в центре, n — показатель преломления стекла). Это выражение соответствует также параксиальному приближению для фазового преобразования, совершаемого тонкой сферической линзой.

В этом случае выражение для поля дифрагированной волны в плоскости (ξ, η) имеет вид

$$E(\xi, \eta) = \frac{\exp(ikn\Delta_0)}{i\lambda} \iint_{\sigma} f(x, y) \frac{\exp(ikr_0)}{r_0} \times \quad (4)$$

$$\times \exp \left(-ik \frac{x^2 + y^2}{2f} \right) \frac{\exp(ikr)}{r} dx dy. \quad (4)$$

Запишем выражения для r_0 и r :

$$r_0 = R_0 \left(1 + \frac{x^2 + y^2}{R^2} \right)^{\frac{1}{2}}; \quad (5)$$

$$r = R \left[1 + \frac{(x - \xi)^2}{R^2} + \frac{(y - \eta)^2}{R^2} \right]^{\frac{1}{2}}.$$

Учитывая, что значения $\frac{x}{R_0}$ и $\frac{y}{R_0}$, а также $\frac{x - \xi}{R}$ и $\frac{y - \eta}{R}$ существенно меньше единицы, запишем выражения для r_0 и r в виде степенного ряда и ограничимся тремя членами разложения:

$$r_0 = R_0 \left[1 + \frac{x^2 + y^2}{2R_0^2} - \frac{(x^2 - y^2)^2}{8R_0^4} + \dots \right]; \quad (6)$$

$$r = R \left\{ 1 + \frac{(x - \xi)^2 + (y - \eta)^2}{2R^2} - \frac{[(x - \xi)^2 + (y - \eta)^2]^2}{8R^4} + \dots \right\}. \quad (7)$$

Принимая во внимание слабую зависимость амплитудного множителя от координат (x, y) и (ξ, η) , можно положить $\cos(\vec{n} \vec{r}) = 1$, величины r_0 и r в знаменателе заменить на R_0 и R и вынести их за знак интеграла. Подставив выражение (6, 7) для r_0 и r в уравнение (4) с точностью до постоянного фазового сдвига, получим

$$E(\xi, \eta) = A \exp[i\varphi(\xi, \eta)] \cdot \int \int f(x, y) \exp \left[\frac{ik\rho_1^2}{2} \left(\frac{1}{R_0} + \frac{1}{R} - \frac{1}{f} \right) \right] \times$$

$$\times \exp \left\{ -\frac{ik}{R} (x\xi + y\eta) \left[1 - \frac{\rho^2}{2R^2} - \frac{\rho_1^2}{2R^2} \right] \right\} \exp \left\{ -ik \left[\frac{\rho_1^2 \rho^2}{4R^3} + \right. \right.$$

$$\left. \left. + \frac{(x\xi + y\eta)^2}{2R^3} \right] \right\} dx dy. \quad (8)$$

Для сокращения записи здесь введены следующие обозначения:

$$\rho_1^2 = x^2 + y^2; \quad \rho^2 = \xi^2 + \eta^2.$$

Экспоненциальный множитель

$$\exp[i\varphi(\xi, \eta)] = \exp \left[ik \left(\frac{\rho}{2R} - \frac{\rho}{8R^3} \right) \right],$$

стоящий перед интегралом, описывает фазовое искривление в плоскости наблюдения (ξ, η) . Множитель в подынтегральном

$$\left[\frac{ik\rho_1^2}{2} \left(\frac{1}{R_0} + \frac{1}{R} - \frac{1}{f} \right) \right]$$

выражении обращается в единицу в случае, когда плоскость наблюдения (ξ, η) совпадает с плоскостью, где строится изображение точечного источника. В этом случае с точностью до членов порядка $(\rho/R)^4$ и $(\rho_1/R)^4$, которые вызваны учетом третьих членов в разложениях r_0 и r , уравнение (8) представляет собой преобразование Фурье-функции $f(x, y)$, умноженное на квадратичный фазовый множитель

$$\exp\left(\frac{ik\rho^2}{2R}\right).$$

Таким образом, схема, приведенная на рис. 2, является спектроанализатором, осуществляющим двумерное преобразование Фурье-функции $f(x, y)$, равной нулю вне области σ , с масштабом в спектральной плоскости

$$\omega_\xi = \frac{2\pi}{\lambda R} \xi; \quad \omega_\eta = \frac{2\pi}{\lambda R} \eta.$$

Проанализируем влияние членов более высокого порядка в разложениях (6, 7) на спектр функции $f(x, y)$ и сформулируем условия, при которых их влиянием можно пренебречь.

Множитель в экспоненте $\left[1 - \frac{\rho^2}{2R^2} - \frac{\rho_1^2}{2R^2} \right]$ описывает нелинейные искажения масштаба спектра в зависимости от пространственной частоты ω_ξ, ω_η и координат (x, y) , которые можно скомпенсировать внесением соответствующих метрических искажений в транспарант и спектр при их регистрации. Заметим, что влияние этих членов может оказаться существенным лишь при решении задачи выделения заданной детали с неизвестными координатами методом согласованной фильтрации. Что же касается таких задач, как спектральная коррекция или измерение спектральной плотности, то эти члены описывают лишь незначительное ухудшение разрешения в спектре. В большинстве случаев достаточно потребовать малости членов $\frac{\rho^2 + \rho_1^2}{2R^2}$ по сравнению с единицей. Обращаясь

снова к выражению (8) и учитывая малость членов $\frac{\rho^2 + \rho_1^2}{2R^2}$, можно утверждать, что в плоскости (ξ, η) формируется с достаточной степенью точности пространственный спектр функции $f(x, y) \exp\left\{ -ik \left[\frac{\rho^2 \rho_1^2}{4R^3} + \frac{(x\xi + y\eta)^2}{2R^3} \right] \right\}$.

Экспоненциальный множитель можно рассматривать как фазовую модуляцию, искажающую чисто амплитудную запись исходного сигнала $f(x, y)$.

Влиянием этих фазовых искажений, очевидно, можно пренебречь лишь в случае, когда

$$\frac{\rho_1^2 \rho^2}{4R^3} + \frac{1}{2R^3} (x^2 + y^2)^2 \ll \lambda. \quad (9)$$

Будем считать это условие выполненным, если

$$\frac{3\rho_1^2 \rho^2}{4R^3} \leq \frac{\lambda}{4}. \quad (10)$$

Это выражение позволяет оценить максимально допустимые размеры областей в координатной и частотной плоскостях в виде следующего соотношения между ними:

$$(\rho_1 \rho) \leq R \sqrt{\frac{\lambda R}{3}}. \quad (11)$$

Как отмечено выше, условие (11) получено в предположении, что изображение точечного источника S_0 строится линзой без aberrаций. Можно показать, что этому условию удовлетворяет двояковыпуклая линза с поверхностями раздела

$$x_1^2 + y_1^2 + z_1^2 = R_1^2 + n^2 (R_1 - z_1)^2,$$

$$x_2^2 + y_2^2 + z_2^2 = R_2^2 + n^2 (R_2 - z_2)^2$$

соответственно (R_1, R_2 — радиусы кривизны преломляющих поверхностей в центре линзы; n — показатель преломления стекла, ось z направлена вдоль оптической оси; начала координат выбраны в соответствующих центрах кривизны). Величина уклонения каждой из этих поверхностей от соответствующей сферической в зависимости от размеров зоны ρ_1 при $\rho_1 = \rho = R(n-1)$ составляет величину

$$\delta = \frac{n^2 \rho_1^4}{8R^3 (n-1)^3}. \quad (12)$$

Воспользовавшись предельным значением условия (11) при $\rho_1 = \rho$, получим

$$\delta_{\max} = \frac{n^2 \lambda}{24 \cdot (n-1)^3} < \lambda, \quad (13)$$

из чего следует, что применение в установке сферических двояковыпуклых линз практически не уменьшает размеров допустимых рабочих зон в координатной и частотной плоскостях.

4. Соотношение между размерами входного и выходного окна (11) можно рассматривать как максимальную информационную пропускную способность системы при заданном R

(предельное число независимых точек отсчета, которое может быть обработано на установке).

Согласно теореме отсчетов, функция, спектральные компоненты которой отличны от нуля внутри круга радиусом C в плоскости частот, может быть задана с любой наперед заданной степенью точности в виде

$$f(x, y) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \sum_{m=-\infty}^{+\infty} f\left(\frac{n}{2C}, \frac{m}{2C}\right) \times \\ \times \left\{ \frac{2\pi C^2 I_1 \left[2\pi C \sqrt{\left(x - \frac{n}{2C}\right)^2 + \left(y - \frac{m}{2C}\right)^2} \right]}{2\pi C \sqrt{\left(x - \frac{n}{2C}\right)^2 + \left(y - \frac{m}{2C}\right)^2}} \right\}, \quad (14)$$

где $f\left(\frac{n}{2C}; \frac{m}{2C}\right)$ — значение функции в точке отсчета с координатами $x = n/2C$ и $y = m/2C$.

Расстояние между точками отсчета равно $1/2C$, если функция $f(x, y)$ задана внутри прямоугольника со стороны $2A$ и $2B$, то пределы суммирования будут $-2AC \leq n \leq 2AC$; $-2BC \leq m \leq 2BC$. Таким образом, функция будет представлена конечным числом независимых точек отсчета $N = 16ABC^2$.

Граничная частота $C = \frac{\rho_{\max}}{\lambda R}$, где $\rho_{\max}$ — предельно допустимые

размеры спектрального окна. Отсюда $N = \frac{16\rho_1^2 \rho^2}{\lambda^2 R^2}$ и учиты-

вая, что $\rho_1^2 \rho^2 \leq \frac{\lambda R^3}{3}$, находим, что максимальный объем информации, пропускаемый системой без искажений, определяется числом точек отсчета

$$N_{\max} = \frac{16R}{3\lambda}. \quad (15)$$

5. Поскольку фотопластинка фиксирует в выходной плоскости квадрат поля (интенсивность), приведенную схему можно рассматривать как вычислительное устройство, предназначенное для одновременной обработки больших массивов информации и выполняющее операцию

$$[F(x, y)]^{2\gamma} = \left[\iint f(x', y') D(x - x', y - y') dx' dy' \right]^{2\gamma}, \quad (16)$$

где γ — коэффициент контрастности фотопластинки; $f(x, y)$ — амплитудный коэффициент пропускания транспаранта; $D(x, y)$ —

Фурье-преобразование фильтра $\tilde{D}(\omega_x, \omega_y)$, расположенного в плоскости Φ_1 . Здесь и в дальнейшем волна над буквой обозначает Фурье-образ соответствующей величины.

Заметим, что определенная описанным образом пропускная способность когерентной оптической установки при обработке оптического изображения удовлетворяет требованию минимума среднеквадратичного отклонения между распределением поля в плоскости входного и выходного зрачков. Однако изображение $f(x, y)$, представляющее распределение амплитудного коэффициента пропускания исходного транспаранта, является положительно определенной функцией, и естественно потребовать, чтобы функция $F(x, y)$ также удовлетворяла требованию положительной определенности. Тогда возведение в квадрат результата фильтрации будет эквивалентно увеличению γ фотопластинки, и операцию, описываемую уравнением (16), можно рассматривать как линейную фильтрацию.

Для реальных изображений требование положительной определенности выходной функции не всегда удовлетворяется, что может привести к существенному отличию выходного сигнала от входного. Действительно, из теории рядов и интеграла Фурье известно, что с увеличением размеров спектрального окна Ω сумма ряда сходится к исходной функции лишь в среднем, т. е. $\iint |f(x, y) - F(x, y)|^2 dx dy \rightarrow 0$ при $\Omega \rightarrow \infty$. Отсутствие равномерной сходимости приводит к появлению вблизи точек скачка функции $f(x, y)$ положительных и отрицательных всплесков, достигающих 18% от величины скачка (эффект Гиббса). Практически это означает, что размер спектрального окна должен обеспечить передачу самых высоких пространственных частот изображения, включая и характерные частоты шума зерна фотоэмульсии. В противном случае зерно из-за возведения в квадрат окажется дважды оконтуренным, т. е. существенно увеличенным в размерах.

В случае оптического изображения задачу достижения наилучшего соответствия между входным и выходным сигналом при конечном размере спектрального окна удобно решить, заменив требование равномерной сходимости требованием того, чтобы изображение, полученное на выходе когерентной оптической системы, совпадало с изображением, полученным в некогерентном свете с дифракционным пределом разрешения. При этом в случае центральной симметрии

$$D(\omega) = \begin{cases} \frac{2}{\pi} \arccos \left[\frac{\omega}{\omega_{\max}} - \frac{\omega}{\omega_{\max}} \sqrt{1 - \left(\frac{\omega}{\omega_{\max}} \right)^2} \right] & \text{при } \left| \frac{\omega}{\omega_{\max}} \right| < 1 \\ 0 & \text{при } \left| \frac{\omega}{\omega_{\max}} \right| > 1 \end{cases} \quad (17)$$

$$D(\rho_1) = \frac{I_1^2(\omega_{\max} \rho_1)}{\omega_{\max}^2 \rho_1^2}$$

представляет собой ядро Фежера для двумерной функции.

Ядро Фежера является положительно определенной функцией и свертка его с $f(x, y)$ дает положительно определенное $F(x, y)$. Заметим, что объектив с такой аподизирющей маской должен иметь в два раза больший размер для построения в когерентном свете изображения, соответствующего по качеству некогерентному.

6. В рассматриваемой оптической схеме условия формирования изображения исходного сигнала $f(x, y)$ объективом Q_2 в некогерентном свете были бы аналогичны условиям формирования изображения точечного источника S_0 объективом Q_1 . Так как объективы Q_1 и Q_2 одинаковы, можно ожидать одинаковых искажений в изображении и спектре. Но при когерентном освещении объектив Q_2 работает в таких условиях, что основная доля энергии любого сигнала проходит через центральные зоны линзы. Действительно, спектральная плотность любого реального изображения, полученного в некогерентном свете, всегда убывает с ростом пространственной частоты, причем ввиду положительной определенности функции, записанной на транспаранте, на нулевой максимум приходится не менее половины энергии всего канала. Таким образом, требования к качеству объектива Q_2 не превосходят таковых для объектива Q_1 . Однако следует помнить, что увеличение размеров спектрального окна возможно лишь до пределов, определяемых соотношением (11).

7. Проведенный анализ позволяет утверждать, что реальный объектив Q_1 со сферическими поверхностями можно считать идеальным, если размеры координатного и спектрального окон ограничены условием (11). Это условие означает, что если исходное изображение задано в круге радиусом ρ_1 , то объектив Q_1 сформулирует с точностью до несущественного фазового множителя его точное преобразование Фурье в области (ξ, η) , ограниченной радиусом ρ . При использовании гелий-неонового лазера ($\lambda = 6,34 \cdot 10^{-5}$ см) в случае $R = 2f = 600$ см $(\rho_1 \rho)_{\max} = 81,6$ см². Если выбрать окна в координатной и частотной плоскостях одинаковыми $\rho_1 = \rho \approx 9$ см, из выражения для максимальной информационной пропускной способности (15) получим $N_{\max} \approx 5 \cdot 10^7$.

Это означает, что рассматриваемая установка позволяет пропустить без искажений изображение, состоящее из $5 \cdot 10^7$ независимых точек отсчета. Отметим, что для обработки такого изображения на ЦВМ, например, по корреляционному алгоритму, требуется машинное время, измеряемое часами, а когерентно-оптический вычислитель совершает эту процедуру практически мгновенно.

Эксперименты по проверке реальной пропускной способности полностью подтвердили приведенные оценки. Для проверки был взят аэрофотоснимок размером 18×18 см с разрешением около 30 мм^{-1} в центре поля. При использовании аподизирующего фильтра (17) изображение, пропущенное через установку, практически не отличалось от его контактной копии, полученной в некогерентном свете, включая отсутствие геометрических искажений.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Fletcher J. Optical Data Processing using Paraboloidal Mirror Segments. USA Patent, 1973, ang. 14.
2. Престон К. Когерентные оптические вычислительные машины. М., «Мир», 1974, с. 9—15.

УДК 522.617.538.81

В. Н. Дудинов, канд. физ.-мат. наук,
В. С. Цветкова, канд. физ.-мат. наук, *В. А. Кришталь*,
Н. П. Стадникова, *Л. Ф. Шпилинский*

ПРИМЕНЕНИЕ КОГЕРЕНТНО-ОПТИЧЕСКИХ МЕТОДОВ ДЛЯ ОБРАБОТКИ АСТРОНОМИЧЕСКИХ ИЗОБРАЖЕНИЙ

Когерентно-оптическая установка, разработанная в Харьковском университете [1], представляет собой один из возможных вариантов когерентно-оптического вычислителя, осуществляющего ряд последовательных преобразований Фурье. Обработка изображений в когерентно-оптической системе состоит в воздействии на пространственный спектр $\tilde{F}(\omega_x, \omega_y)$ исходного изображения $F(x, y)$ фильтра $\tilde{D}(\omega_x, \omega_y)$, который размещается в спектральной плоскости. Поскольку выходной сигнал $\tilde{f}(x, y)$ обычно регистрируется на фотоматериале с коэффициентом контрастности γ , когерентно-оптическая схема осуществляет операцию

$$|\tilde{f}(x, y)|^{2\gamma} = \left| \iint F(x', y') D(x - x', y - y') dx' dy' \right|^{2\gamma}, \quad (1)$$

где $F(x, y)$ — амплитудный коэффициент пропускания транспаранта с подлежащим обработке изображением; $D(x, y)$ — преобразование Фурье-фильтра $\tilde{D}(\omega_x, \omega_y)$; волна над буквой обозначает преобразование Фурье.

Уравнение (1) является основой для решения ряда задач обработки изображений.

Поскольку в большинстве наиболее важных в астрономии случаев связь между изображением $F(x, y)$ и истинной яркостью объекта $f(x, y)$ описывается уравнением

$$F(x, y) = \iint f(x', y') g(x - x', y - y') dx' dy' + N(x, y) \quad (2)$$

[$N(x, y)$ — погрешность измерения яркости $F(x, y)$], выражение (1) можно рассматривать как решение обратной задачи восстановления истинной яркости объекта $f(x, y)$ по его изображению при известной аппаратной функции телескопа $g(x, y)$. Восстанавливающее ядро $D(x, y)$ в (1) при известных статистических свойствах сигнала $f(x, y)$ и шума $N(x, y)$ может быть найдено по теории статистических решений. Трудности обработки телескопических изображений сопряжены с необходимостью учета флуктуационного характера ядра $g(x, y)$, а также с необходимостью линеаризации характеристической кривой фотоэмульсии, на которой зафиксирован исходный снимок.

В произвольном случае $\tilde{D}(\omega_x, \omega_y)$ является комплексной функцией. К необходимости синтеза комплексного фильтра приводят задачи устранения аберраций, смаза, дефокусировки. Синтез таких фильтров на когерентно-оптической установке осуществляется с помощью голографических методов, позволяющих регистрировать амплитуду и фазу. К комплексным фильтрам приводит также задача поиска заданной детали на снимке, в частности задача отождествления одноименных участков стереопары. Очевидно, для современной планетной астрономии это задача ближайшего будущего, связанная с необходимостью построения рельефа местности планет по космическим снимкам. Наиболее простой процедурой обработки является коррекция пространственного спектра исходного изображения, которая в большинстве случаев сводится к чисто амплитудной фильтрации. Такая процедура дает возможность перераспределить энергию пространственных частот внутри области, где спектральная плотность сигнала отлична от нуля. Увеличение контраста, эквивалентное увеличению глубины модуляции, достигается ослаблением нулевой составляющей спектра изображения. Выравнивание освещенности по кадру эквивалентно ослаблению самых низкочастотных составляющих сигнала. Для подчеркивания контраста мелких деталей необходимо ослабление нижних и средних частот снимка. К коррекции спектра пространственных частот относится также задача устранения помех, возникающих при приеме и визуализации радиотехнических сигналов.

Заметный эффект улучшения качества изображения достигнут при обработке на когерентно-оптической установке панорам Марса, полученных с помощью оптико-механических сканеров (ОМС) космических аппаратов Марс-4 и Марс-5. Обработка

сводилась к устранению случайных и периодических помех, возникающих при передаче и приеме сигнала с борта космического аппарата.

Сигнал, приходящий от ОМС, является функцией времени и подвергается фильтрации в реальном масштабе времени при приеме. Так как полоса пропускания приемного устройства ограничена, четкость вдоль строки конечна. В перпендикулярном строкам направлении разрешение ограничено размером апертурной диафрагмы ОМС и скоростью сканирования. Информация ОМС используется в первую очередь для построения изображения, предназначенного для зрительного восприятия. По причинам, связанным в основном с ограниченностью динамического диапазона фотографических носителей информации и с особенностями зрительной системы человека, уже на этапе визуализации сигнала ОМС необходимо исключить информацию о медленно меняющемся компоненте сигнала, ответственном за одну из основных фотометрических характеристик поверхности планеты. Этот момент не имеет принципиального значения, поскольку при решении фотометрической задачи визуализация сигнала необязательна, а соответствующую информацию достаточно представить в цифровом виде. Качество же полученного в результате обработки изображения, предназначенного для визуального восприятия, определяется кроме процедуры устранения помех процедурой ослабления низкочастотной составляющей сигнала и правильным размещением диапазона изменения сигнала на характеристической кривой фотоматериала.

В наше распоряжение были предоставлены фрагменты панорам с уже ослабленной низкочастотной составляющей, представляющие собой запись сигнала ОМС на фотопленке форматом 22×28 см и содержащие порядка 10^6 независимых точек отсчета. Задача обработки панорам на когерентно-оптической установке сводилась к улучшению зрительного восприятия изображения путем соответствующей спектральной коррекции и устранения помех.

Реальным изображениям, предоставленным к обработке, сопутствуют случайные и периодические помехи, которые в основном можно свести к следующим.

1. Периодическая помеха, ориентированная вдоль строки, с периодом около $0,5 \text{ мм}^{-1}$ в масштабе оригинала и амплитудой порядка 7—8% от среднего уровня сигнала.

2. Беспорядочные низкочастотные флуктуации яркости вдоль строки, с амплитудой порядка 15—20% от среднего уровня сигнала. Отдельные выбросы достигают 35—40% от уровня сигнала.

3. Сбои в яркостях соседних строк, достигающие 15—17% и обуславливающие «полосатость» некоторых фрагментов. Пространственно-частотный диапазон этой помехи довольно широк—

от $0,5 \text{ мм}^{-1}$ (половинная частота строк) до сотых долей мм^{-1} .

Типичный спектр участка панорамы приведен на рис. 1. Перечисленные помехи выступают здесь довольно отчетливо. Интенсивный ореол вокруг нулевой частоты является спектром полезного сигнала. Для большинства изображений природных объектов спектр пространственных частот можно считать достаточно изотропным с очень большой скоростью убывания вблизи низких и средних частот. В силу же одномерного характера помех их спектральные компоненты оказываются ориентированными и четко локализованными в плоскости Фурье-образа. Эти соображения позволяют разделить в спектральной плоскости полезный сигнал от помехи.

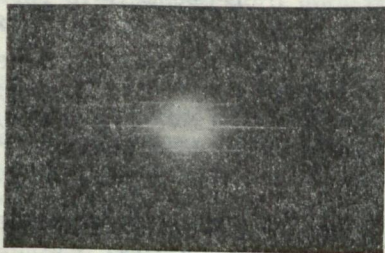


Рис. 1.

Выбор фильтра для выделения сигнала на фоне помех обычно основывается на априорных сведениях относительно статистических свойств сигнала и шума при известном характере связи между ними. Однако наличие существенной нелинейности на этапе визуализации сигнала телефотометра полностью исключает возможность описать с достаточной степенью точности связь между сигналом и помехой. Поскольку при обработке оптических изображений отсутствие информации относительно связи между сигналом и помехой является типичным, изложим соображения, позволяющие построить оптимальный фильтр для этого случая. Будем предполагать при этом, что корреляция между сигналом и помехой отсутствует.

В силу независимости спектральных компонентов средний квадрат ошибки $\varepsilon(x, y) = f(x, y) - \hat{f}(x, y)$ между истинным значением сигнала $f(x, y)$ и полученным на выходе фильтра $\hat{f}(x, y)$ можно вычислить путем суммирования ее составляющих на различных частотах. Так как сигнал и шум не скоррелированы на всех частотах, средний квадрат ошибки на выходе фильтра $D(\omega_x, \omega_y)$ является функцией $L(Q, P)$ двух величин, первая из которых

$$Q = \iint \gamma^2(\omega_x, \omega_y) \tilde{D}^2(\omega_x, \omega_y) d\omega_x d\omega_y \quad (3)$$

обусловлена энергией шума, прошедшей через фильтр, а вторая

$$P = \iint s^2(\omega_x, \omega_y) [1 - \tilde{D}(\omega_x, \omega_y)]^2 d\omega_x d\omega_y \quad (4)$$

— ослаблением сигнала при прохождении через фильтр, где $s^2(\omega_x, \omega_y)$ и $\gamma^2(\omega_x, \omega_y)$ — спектральные плотности сигнала и шума соответственно.

Оптимальным (в смысле минимума среднеквадратичной ошибки), очевидно, является фильтр $\tilde{D}(\omega_x, \omega_y)$, обеспечивающий минимум $L(Q, P)$. В случае, когда сигнал и шум аддитивны и независимы, условию минимума суммы Q и P удовлетворяет известный Винеровский фильтр [2]:

$$\tilde{D}(\omega_x, \omega_y) = \frac{s^2(\omega_x, \omega_y)}{s^2(\omega_x, \omega_y) + \gamma^2(\omega_x, \omega_y)}. \quad (5)$$

При неизвестном характере связи между полезным сигналом и шумом и отсутствии корреляции между ними поиск «наилучшего» фильтра можно производить на основании критерия минимума одной из этих величин. Например, в случае, когда энергия шума полностью сосредоточена на отдельных частотах, очевидно,

наилучшим будет режекторный фильтр $\tilde{D}(\omega_x, \omega_y)$, равный нулю на всех частотах, где $\gamma^2(\omega_x, \omega_y)$ отлично от нуля и равно единице в остальной области спектра. Величина Q в этом случае по определению равна нулю и вся энергия ошибки определяется P .

При выборе фильтра $\tilde{D}(\omega_x, \omega_y)$ можно руководствоваться также соображением минимизации ошибки в энергии выходного сигнала, т. е. потребовать, чтобы спектральная плотность смеси сигнала и шума $F(x, y)$, прошедшей через фильтр, равнялась спектральной плотности $s^2(\omega_x, \omega_y)$ сигнала, выбранной из априорных соображений. В этом случае из условия

$$\tilde{F}^2(\omega_x, \omega_y) \cdot \tilde{D}^2(\omega_x, \omega_y) = s^2(\omega_x, \omega_y) \quad (6)$$

получим модуль фильтра

$$|\tilde{D}(\omega_x, \omega_y)| = \frac{|s(\omega_x, \omega_y)|}{|\tilde{F}(\omega_x, \omega_y)|}. \quad (7)$$

Когерентно-оптическая техника, как и цифровая, позволяет реализовать фильтр $\tilde{D}(\omega_x, \omega_y)$ с независимой регулировкой амплитуды и фазы. При построении фильтра из априорных соображений можно считать известным усредненное по ансамблю искомым сигналам значение модуля спектральной плотности. $|\tilde{F}(\omega_x, \omega_y)|$ также может быть получено как результат усреднения по набору имеющихся снимков модуля спектра обрабатываемых изображений.

Статистика распределения фазовых углов различных частотных составляющих не может быть использована. Действительно, априори фаза любого из спектральных компонентов сигнала, как и шума, лежит в пределах от $-\pi$ до $+\pi$ и распределена равномерно. Поэтому наилучшей апостериорной оценкой фазы искомого сигнала является измеренное значение фазы

смеси сигнала и шума. Таким образом фильтр (7), как и (5), является чисто амплитудным.

Работу фильтра (7) можно продемонстрировать на примере, когда в спектре сигнала содержатся на отдельных частотах мощные всплески помехи. В этом случае фильтр (7) приводит спектральные компоненты выходного сигнала к среднему значению окружающего фона в отличие от Винеровского фильтра (5), который обеспечивает на выходе сигнал с дефицитом энергии на частотах, занятых помехой.

Спектральная плотность сигнала, полученного на выходе фильтра (7), согласно условию (6), соответствует спектральной плотности искомого изображения, точнее того изображения, которое мы хотим получить в результате обработки. В качестве критерия согласия между истинным и обработанным изображением, в отличие от (5), может быть выбрано условие соответствия обработанного изображения нашему привычному представлению об оптическом изображении. Очевидно, из-за неопределенности параметров, описывающих исходное изображение, поставленная таким образом задача не может быть строго описана математически. Имеется лишь возможность использовать визуальную систему человека для выбора из целого ряда обработанных изображений одного (или нескольких), которое будет восприниматься как наилучшее (например, как изображение, полученное объективом с дифракционным пределом разрешения). Поскольку $|F(\omega_x, \omega_y)|$ в (7) может быть измерена, задача состоит в том, чтобы, используя максимальным образом имеющуюся априорную информацию об искомом сигнале, задать вид функции $|s(\omega_x, \omega_y)|$. Так как речь идет об изображении, весьма существенным ограничением на класс искомых функций следует считать положительную определенность и конечную область задания выходного сигнала. Поскольку обрабатываемое изображение $F(x, y)$ всегда является положительно определенной функцией, достаточным условием для положительной определенности $\hat{f}(x, y)$ является положительная определенность ядра $D(x, y)$ уравнения (1), которое представляет собой преобразование Фурье-фильтра $\tilde{D}(\omega_x, \omega_y)$.

Заметим, что при когерентно-оптической обработке требование положительной определенности выходного изображения возникает уже на этапе передачи неискаженного изображения, не подвергнутого обработке. Действительно, используемые в когерентной системе фотографические носители информации из-за мелких неоднородностей, а также из-за наличия зерна фотоэмульсии характеризуются сравнительно высоким уровнем шума на частотах, существенно превосходящих граничную частоту исходного сигнала. Для передачи изображения без искажений, очевидно, требуется, чтобы расположенный в спектральной плос-

кости фильтр $\tilde{D}(\omega_x, \omega_y)$ был равен единице в пределах всей области частот, занятой сигналом. Однако в этом случае ядро уравнения (1) не удовлетворяет требованию положительной определенности, что приводит к появлению положительных и отрицательных всплесков вблизи границ скачка функции (эффект Гиббса). Практически это обозначает, что для передачи неискаженного изображения необходимо пропустить самые высокие пространственные частоты изображения, включая и характерные частоты шума зерна фотоэмульсии. Устранения этого эффекта можно достичь размещением в спектральной плоскости аподизирующего фильтра $A(\omega_x, \omega_y)$, преобразование Фурье которого является положительной функцией. Выбор аподизирующего фильтра может диктоваться, например, требованием, чтобы изображение в когерентном свете соответствовало некогерентному, полученному объективом с дифракционным пределом разрешения. Поскольку такое изображение будет полностью отвечать нашему привычному представлению об изображении, можно надеяться, что оно будет восприниматься визуальной системой человека, как наилучшее. Предлагаемый фильтр является линейным фильтром, который может быть использован также для выделения из смеси двух сигналов одного, заданного с точностью до координат, при отсутствии информации относительно характера связи между ними. В этом случае $|s(\omega_x, \omega_y)|$ является заданным, а $|\tilde{F}(\omega_x, \omega_y)|$ представляет собой точное значение модуля спектра обрабатываемого сигнала. Применение фильтра (7), как показало моделирование на ЭЦВМ, позволяет надежно выделить сигнал при десятикратном превышении над ним шума.

Когерентно-оптическая установка дает возможность сравнительно легко найти либо $|\tilde{F}(\omega_x, \omega_y)|$ путем измерения квадрата спектра функции $F(x, y)$, либо его сглаженную оценку суммированием в спектральной плоскости квадратов спектра от различных кадров или от различных участков одного и того же кадра. Размещение фильтра $|\tilde{F}(\omega_x, \omega_y)|^{-1}$ (негатив спектра с $\gamma=1$) в спектральной плоскости выравнивает интенсивность по всему полю спектра, что легко может быть проконтролировано. Полученный в выходной плоскости сигнал обладает спектром белого шума, из которого фильтр $|s(\omega_x, \omega_y)|$ выделяет спектральные компоненты полезного сигнала. Выбор фильтра $s(\omega_x, \omega_y)$ диктуется априорными сведениями о характере полезного сигнала, а также изложенными выше требованиями, обусловленными особенностями оптического изображения.

Проведенные эксперименты показали, что проблема выбора $|s(\omega_x, \omega_y)|$ не столь сложна, как может показаться на первый

взгляд, и в большинстве случаев оказываются достаточными весьма скудные сведения об искомом сигнале.

На рис. 2, а, б представлен результат применения фильтра (7) для обработки фотометрического изображения Сатурна, полученного на телескопе АЗТ-8. Точки — измеренные значения яркости исходного изображения (всего 160 равномерно расположенных точек на разрезе). Непрерывная кривая — результат

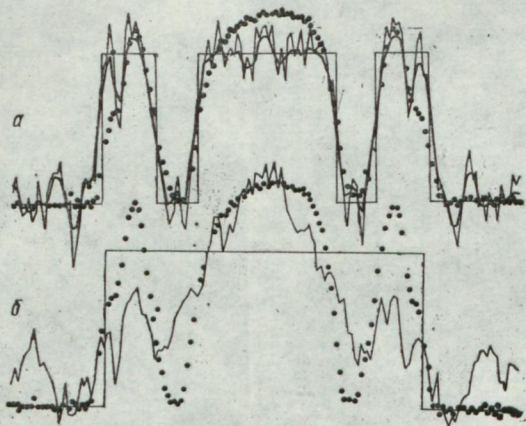


Рис. 2.

обработки. Обработка проводилась на ЭВМ-220. Начало координат выбиралось за пределами изображения, исходная функция аналитически продолжалась симметрично с периодом, равным 320 точкам отсчета. По вычисленному косинусному преобразованию Фурье, содержащему 160 гармоник, определялась функция $\tilde{F}_c(\omega) \cdot |\tilde{F}_c(\omega)|^{-1}$, которая принимает лишь значения ± 1 . В качестве первого приближения к модели истинного изображения приняты функции прямоугольника, нанесенные на рисунках, координаты скачка которых располагаются в местах максимального градиента исходного изображения. Функция $s(\omega_x, \omega_y)$ в этом случае есть модуль преобразования Фурье от выбранной конфигурации прямоугольных окон.

Результат фильтрации с использованием дополнительного аподизирующего фильтра вида

$$A(\omega) = \begin{cases} 1 - \frac{|\omega|}{\omega_{\max}} & \text{при } |\omega| < \omega_{\max} \\ 0 & \text{при } |\omega| > \omega_{\max} \end{cases}$$

где $\omega_{\max}$ равна половине предельной частоты изображения, приведен на рис. 2, а. Наличие больших всплесков за пределами кольца, по-видимому, следует объяснить неправильным выбо-

ром скорости убывания истинной яркости на границе кольца.

Наконец, рис. 2, б отражает результат использования заведомо ошибочной информации об объекте, когда игнорируется наличие кольца. Следует обратить особое внимание на тот факт, что хотя все изображение в целом исказилось, информа-

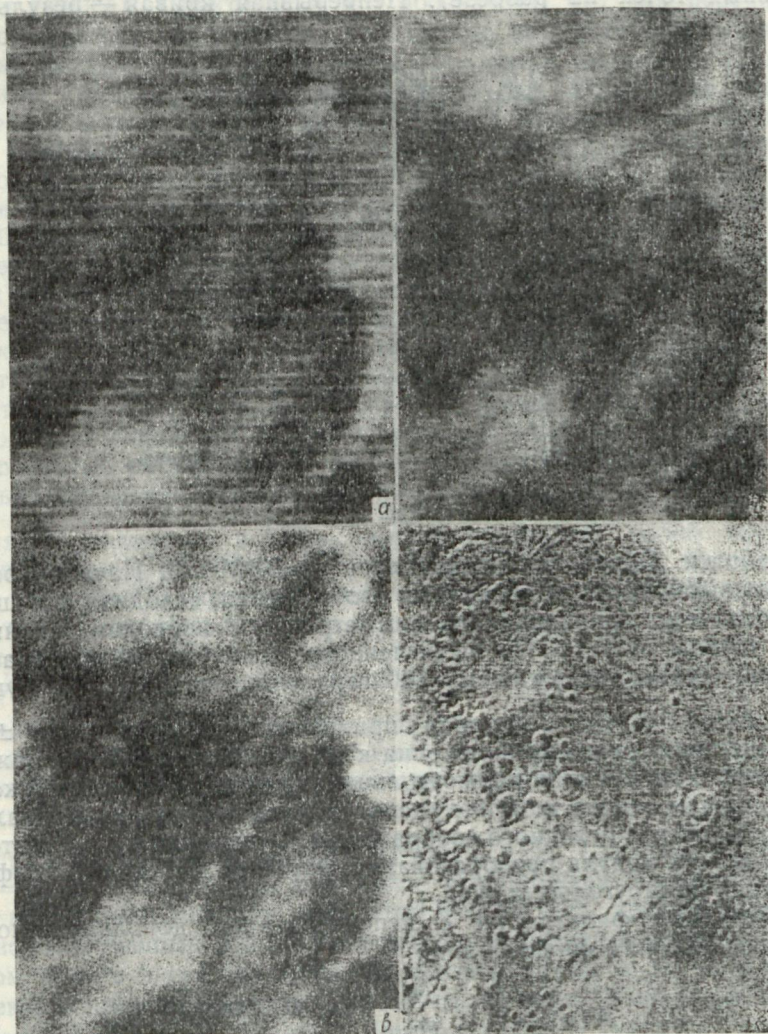


Рис. 3.

ция о расположении деталей, в том числе и деталей колец, сохранилась.

Прежде чем приступить к описанию процедуры обработки панорам Марса на когерентно-оптической установке, следует отметить, что некоторые фрагменты были предварительно обработаны при записи и отличались хорошим качеством, так что от дальнейшей обработки можно было ожидать лишь незначительного улучшения. Однако даже в этом случае непосредственная коррекция спектра пространственных частот без предварительного устранения или хотя бы ослабления дефектов записи сигнала оказывается невозможной, поскольку наряду с контрастом деталей растет контраст помехи даже для наименее зашумленных фрагментов. На рис. 3, г приведен фрагмент, подвергнутый слабой коррекции без устранения помех. Уровень подавления нулевой частоты в этом случае не превосходил 40%. Следует отметить, что даже слабая спектральная коррекция повышает также контраст неизбежных дефектов на фотослое, таких как царапины, пылинки и т. д.

На рис. 3, г видно, что спектральная коррекция должна проводиться параллельно с подавлением помех. В тех случаях, когда помеха сконцентрирована в малых участках спектральной плоскости, вполне удовлетворительный результат дает, как уже отмечалось, фильтрация с помощью оптических режекторных фильтров. К достоинствам таких фильтров следует отнести прежде всего простоту их изготовления.

Однако для большинства фрагментов панорамы режекторные фильтры оказываются слишком грубыми, и возникает необходимость в синтезе фильтра, обеспечивающего при выбранном уровне и характере помехи наиболее четкое изображение деталей кадра.

Раздельный синтез, согласно (7), двух фильтров, один из которых $|\tilde{F}(\omega_x, \omega_y)|^{-1}$ выравнивает амплитуды спектральных компонентов снимка, а второй $|s(\omega_x, \omega_y)|$ выбирает их с соответствующим весом, технически неосуществим из-за большого диапазона значений этих фильтров, превышающего возможности фотоматериалов, и вследствие чрезвычайно малого суммарного коэффициента пропускания. Поэтому синтез фильтра (6) производился следующим образом. Сигнал $\tilde{F}(\omega_x, \omega_y)$ экспонировался на негативный фотоматериал с $\gamma=1$ через синтезированный отдельно фильтр-сэндвич с коэффициентом пропускания по амплитуде $|s(\omega_x, \omega_y)|$. Результирующий фильтр с коэффициентом пропускания по амплитуде

$$\frac{|s(\omega_x, \omega_y)|}{|\tilde{F}(\omega_x, \omega_y)|}$$

обладает сравнительно небольшим динамическим диапазоном, который полностью укладывается в пределы линейного участка характеристической кривой фотоматериала с $\gamma=1$. Оконча-

тельная настройка фильтра при обработке изображения заключается лишь в подборе соответствующей величины подавления постоянной составляющей сигнала. Заметим, что синтез фильтра (7) на фотоматериале с $\gamma = 2$ приводит к двумерному аналогу оптимального Винеровского фильтра, амплитудный коэффициент пропускания которого описывается выражением (5). Применение такого фильтра при обработке панорам дает существенно худшие результаты, что обусловлено, по-видимому, не только недостаточным динамическим диапазоном фотоматериала, но и тем, что математические предпосылки, на основании которых получен этот фильтр, в нашем случае не выполняются.

На рис. 3 изображены в увеличенном виде варианты обработки участка фрагмента панорамы, по которым удобно проследить влияние на микроструктуру изображения различных алгоритмов обработки. По-видимому, оптимальным следует считать изображение (рис. 3, в), которое имеет четкость первоисточника, строки отсутствуют, а помеха становится по характеру сходной с зернистой структурой обычного фотографического изображения. Всегда имеется, естественно, возможность сглаживания микроструктуры ценой снижения четкости и наоборот.

По описанному алгоритму произведена обработка трех полных панорам Марса, полученных с помощью космических аппаратов Марс-4 и Марс-5.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Применение когерентно-оптических методов для обработки астрономических изображений. — См. статью в настоящем сб. Авт.: В. Н. Дудин, В. С. Цветкова, В. А. Кристаль и др.
2. Бодэ Г., Шеннон К. Линейная минимально-квадратичная теория сглаживания и предсказания. Теория информации и ее приложения. М., Физматгиз, 1959. 425 с.

УДК 523.76/77

И. Л. Белкина, Т. П. Бушуева, Н. П. Дятел

РАЗВИТИЕ МОЩНОЙ СОЛНЕЧНОЙ ВСПЫШКИ 4 ИЮЛЯ 1974 ГОДА

4 июля 1974 г. на Солнце произошла мощная вспышка балла 3.

Вспышка была зарегистрирована в линии H_{α} водорода на 11 наблюдательных станциях [1]. На Харьковской астрономической обсерватории ее наблюдали в линии H_{α} водорода на телескопе АФР-2. Примечательно, что данная вспышка сопровождалась интенсивным свечением в белом свете [2].

1. *Описание активной области.* Активная область, в которой произошла вспышка, возникла на невидимой стороне солнечного диска. 27 июля 1974 г. она появилась на краю диска. В фотосфере на этом месте была небольшая группа пятен, а в хромосфере — слабый флоккул. В течение того времени, когда группа проходила по диску, в ней наблюдались непрерывные изменения: менялись площадь и число пятен. В хромосфере флоккул также непрерывно развивался. В общем вся активная область в период видимости на диске была на восходящей вспышечно-образной стадии развития. За период видимости на диске в ней произошло, по данным [1], 63 вспышки, включая субвспышки. Магнитное поле группы было очень сложным, так как в ней образовались пятна различной полярности, расположенные без какой-либо закономерности. Измерение магнитного поля 4 июля, относящееся к 10^h00^m *U. T.*, по данным [3] показало, что часть группы изменила *S*-полярность на *N*-полярность. Измерения изогauss магнитного поля, проведенные на обсерватории Маунт Вилсон [1], относящиеся к 18^h00^m *U. T.* вновь свидетельствовали об изменении полярности этой же части группы. Все это указывает на большую магнитную неустойчивость группы.

2. *События 4 июля 1974 г.* Активная область, в которой произошла вспышка, была почти в центре диска. Координаты вспышки: $\phi=16^\circ S$; $l=07^\circ W$ для 13^h50^m *U. T.* В период с 09^h00^m до 12^h00^m *U. T.* в этой области особых событий не наблюдалось. Однако хромосфера в районе больших пятен была беспокойной, с непрерывно изменяющейся яркостью. В 11^h40^m *U. T.* произошло увеличение яркости этого участка, которое продолжалось в течение часа. В 12^h40^m *U. T.* область также была беспокойной. В 13^h20^m *U. T.* в этом месте началась вспышка. На протяжении 25 мин она разгоралась, а в 13^h52^m *U. T.* началась взрывная фаза развития: в течение трех минут вспышка стала необычно яркой и распространилась на большую площадь, выходя за пределы флоккула. В 13^h56^m *U. T.* был достигнут почти одновременно максимум интенсивности и площади. Отдельная часть вспышки развивалась после достижения максимума основного очага развития. Струя вспышки прошла между двумя большими пятнами, обогнула одно из них и устремилась в восточный рукав флоккула, последовательно возгораясь в виде отдельных узлов с максимумами в 14^h01^m ; 14^h07^m ; 14^h15^m *U. T.* В 14^h07^m *U. T.* начался распад главного очага вспышки на отдельные узлы. В 14^h22^m получен последний снимок вспышки. К этому времени от первоначальной компактной вспышки остались отдельные узлы и ленты. Конец вспышки, по данным [1], в 14^h50^m *U. T.* На рис. 1 дан снимок вспышки, относящийся к 13^h56^m *U. T.*

Одновременно со взрывной фазой вспышки произошло интенсивное свечение в фотосфере. Это свечение зарегистрировано визуально в 13^h54^m *U. T.* на $6''$ рефракторе Р. Пайком [2] и сфотографировано в 13^h56^m на наблюдательной станции Дьюла

обсерватории Дебрецен (ВНР). Продолжительность свечения была около 4 минут. Занимаемая площадь вспышки в фотосфере по визуальной оценке Р. Пайка [2] составила 20000×5000 км.

Вспышка сопровождалась интенсивным всплеском радиоизлучения Солнца на многих частотах. По данным А. Ковингтон [2], начало радиовсплеска на частоте 2800 мГц произошло



Рис. 1. Вспышка 4 июля 1974 г. в 13^h56^m U.T.

в $13^h52^m,52$ U.T, максимум всплеска в 13^h54^m U.T, второй пик в 14^h15^m U.T и конец в 15^h00^m U.T.

Вспышка 4 июля произвела сильное геомагнитное возмущение. Уже через 8 ч после взрывной фазы вспышки началась магнитная буря. Она продолжалась двое суток и была зарегистрирована на северных и на южных широтах [4].

3. Фотометрия и эквиденситометрия вспышки. Вспышка была сфотографирована на пленку Микрат-300. Диаметр изображения Солнца на пленке 18 мм. Пространственное разрешение на диске около 4". Для обработки отобрано 20 снимков, которые профотометрированы на микрофотометре МФ-2. Построены световые кривые для 10 точек вспышки. Интенсивность вспышки измерена по отношению к соседней невозмущенной хромосфере. Световая кривая для самой яркой в H_α точке 1, кривая изменения всей площади вспышки и поток радиоизлучения на частоте 2800 мГц, по данным [2], представлены на рис. 2, а. Развитие других узлов вспышки можно проследить по рис. 2, б. Точки 3, 4, 5 относятся к восточному рукаву, который возник после развития основного очага. Точка 2 взята в том месте, где до вспышки была невозмущенная хромосфера. Некоторые точки восточного рукава имеют максимум, совпадающий со вторым пиком радиоизлучения, приходящимся на 14^h10^m — 14^h16^m U.T. (рис. 2, а).

Для более полного изучения динамики вспышки и вычисления ее энергии проведена эквиденситометрия вспышки. Системы

эквиденсит построены для восьми моментов времени. Эквиденситограммы прокалиброваны, в результате чего для каждой ступени определены интенсивности по отношению к невозмущенной хромосфере. На рис. 3 представлены эквиденситы вспышки для некоторых моментов времени. Цифры указывают средние

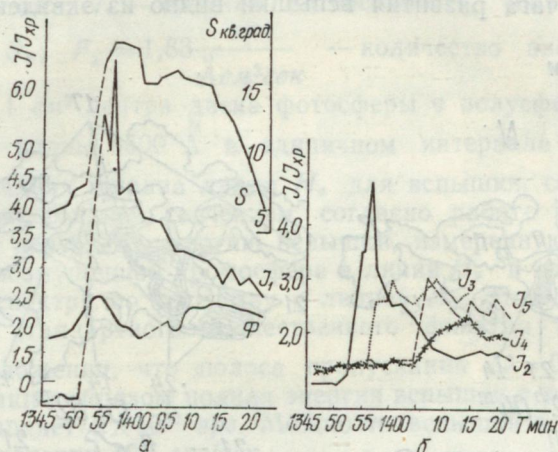


Рис. 2. Развитие узлов вспышки:

a — кривая S — изменение общей площади вспышки; I_1 — представляет свечение самого яркого узла вспышки в H_{α} ; кривая Φ описывает изменение радиопотока на частоте 2800 мГц; b — свечение некоторых узлов вспышки в H_{α} (яркости даны по отношению к соседней невозмущенной хромосфере $I/I_{\text{хр}}$).

интенсивности областей, заключенных между соседними эквиденситами по отношению к невозмущенной хромосфере. Крупная штриховка показывает место, занятое вспышкой. Крестом отмечено положение белой вспышки; темная область по эквиденситограмме в $13^{\text{h}}57^{\text{m}},5$ $U. T.$ представляет самую яркую область вспышки в H_{α} ; пятна отмечены буквой «П». Эквиденситограмма, относящаяся к $12^{\text{h}}04^{\text{m}} U. T.$ представляет флоккул до вспышки. Мелко заштрихованный участок размером 20000×6000 км соответствует области во флоккуле, яркость которой непрерывно менялась и откуда началось развитие вспышки. Эта область находилась недалеко от больших пятен в их общей полутени. Состояние активной области в момент взрывной фазы характеризуется эквиденситограммой в $13^{\text{h}}52^{\text{m}} U. T.$ Место взрыва вспышки характеризуется большим градиентом яркости. В $13^{\text{h}}56^{\text{m}}$ вспышка была очень яркой и занимала большую площадь. Из эквиденситограмм, относящихся ко флоккулу $12^{\text{h}}04^{\text{m}} U. T.$ и в максимум свечения и площади $13^{\text{h}}56^{\text{m}} U. T.$, $13^{\text{h}}57^{\text{m}} U. T.$, видно, что вспышка вышла далеко за пределы

флоккула на первоначально невозмущенную хромосферу (рис. 2, б, точка 2). Самая яркая область в линии H_{α} в 13^h57^m U. T. представлена на эквиденситограмме темным ядром размером 15000×9000 км. Световая кривая для точки 1 измерялась здесь же. Развитие восточного рукава после максимума свечения основного очага развития вспышки видно из эквиденситограм-

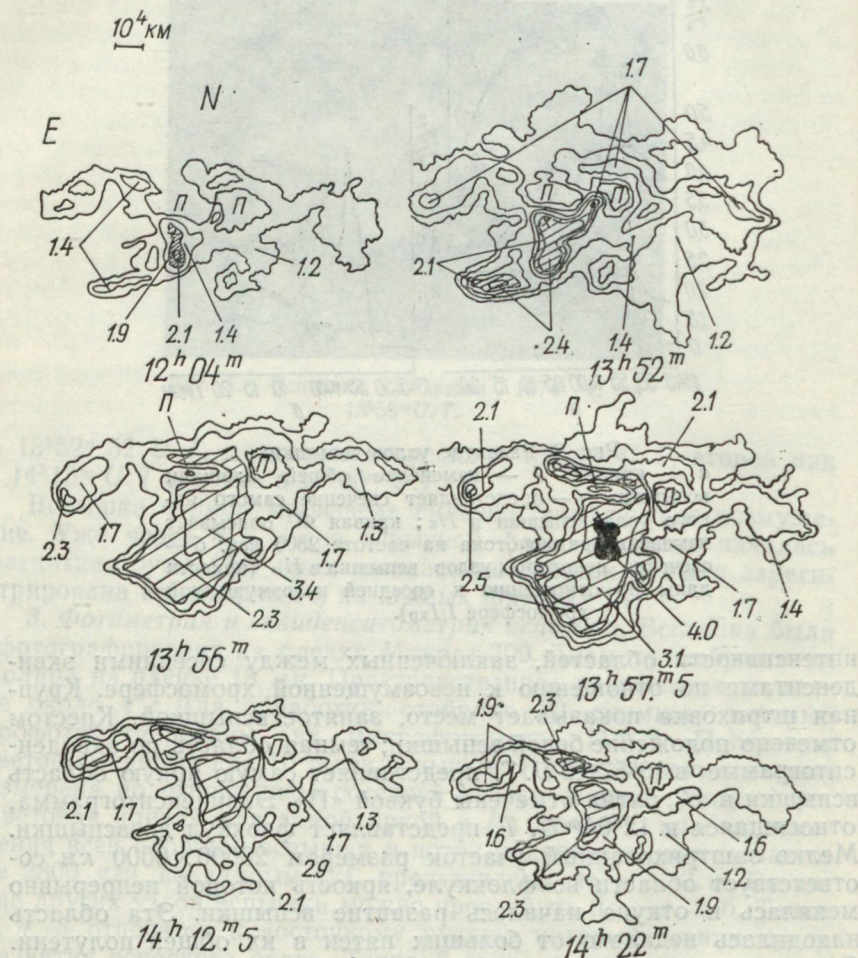


Рис. 3. Эквиденситограммы развития вспышки.

мы, относящейся в $14^h12^m,5$ U. T. В этом рукаве фотометрировались точки 3, 4, 5 (рис. 2, б). В 14^h22^m U. T. произошел распад вспышки. Это хорошо заметно на соответствующей эквиденситограмме.

Полученные системы эквиденсит можно использовать для подсчета энергии вспышки. Для любого момента времени

$$E = \sum_n I_n S_n 0,4 F_\lambda 11 \text{ \AA},$$

где S_n — площадь в см^2 , заключенная между n -й и $(n+1)$ -й эквиденситами; I_n — средняя интенсивность, соответствующая площади S_n ; $F_\lambda = 1,83 \frac{\text{эрг}}{\text{Асм}^2\text{сек}}$ — количество энергии, излу-

чаемой с 1 см^2 центра диска фотосферы с полусферы за 1 сек на длине волны $6500 \text{ \AA}$ в единичном интервале длин волн; $11 \text{ \AA}$ — средняя ширина линии H_α для вспышки, сопровождающейся непрерывным свечением, согласно работе [5]. Коэффициент $0,4$ переводит энергию вспышки, измеренную по отношению к невозмущенной хромосфере в линии H_α в единице непрерывного спектра по соседству с линией H_α . Этот коэффициент взят для стандартного отечественного фильтра типа ИПФ-4 в предположении, что полоса пропускания $\Delta\lambda = 0,5 \text{ \AA}$. Вычисленная таким образом полная энергия вспышки в течение 33 минут составляет $2 \times 10^{30} \text{ эрг}$. Мощность вспышки в момент максимума свечения 10^{27} эрг/сек .

4. *Сопоставление мест белого свечения вспышки и конфигурации магнитного поля с H_α -излучением.* По эквиденситограммам, снимкам вспышки в H_α и в белом свете методом наложения проведено сопоставление места белой вспышки и самой яркой вспышечной области в H_α . Метод эквиденситометрии позволил нам выделить сравнительно небольшую, размером $15000 \times 9000 \text{ км}$, самую яркую область в H_α . Эта область состояла из двух сливающихся вместе центров. По-видимому, при большем разрешении они были бы раздельными. На эквиденситограммах, относящихся к моментам $12^h 04^m$, $13^h 52^m$, $13^h 57^m$ крестом отмечено положение самой яркой точки вспышки в белом свете. Следует отметить, что эта точка наносилась по снимку фотосферы, полученному на наблюдательной станции Дьюла обсерватории Дебрецен в $13^h 56^m \text{ U. T.}$ На этом снимке выделяется одна яркая точка, остальная светящаяся область значительно слабее. Визуальные наблюдения Р. Пайка [2] относятся к $13^h 54^m$. В это время вспышка состояла из двух одинаково ярких частей. При рассмотрении эквиденситограммы в момент $13^h 57^m \text{ U. T.}$ можно видеть, что положение наиболее яркой точки белой вспышки не совпадает с самой яркой областью свечения в H_α . Южная же часть белой вспышки, которая наблюдалась визуально, попадает в яркую область свечения H_α . Сопоставление мест белой вспышки и самого яркого свечения в хромосфере проводилось в работах Ю. М. Слоним и З. Б. Коробовой [5], М. В. Стешенко [6]. Результаты исследований по большому материалу [5] показали совпадение мест белого и самого

яркого свечения в H_{α} . В работе [6] они не совпадают. Возможно, что несоответствие этих данных обусловлено как трудностью выделения самой яркой области вспышки, так и различием в выборе ее размера. Напомним, что наша исследуемая яркая область имела размер 15000×9000 км, а точка наиболее яркого белого свечения находилась за пределами этой области всего



Рис. 4. Магнитограмма активной области, в которой произошла вспышка.

на расстоянии 6000 км, считая от одного из ближайших центров. Только с помощью метода эквиденситометрии удалось получить со снимка с диаметром 18 км пространственное разделение этих областей.

Связь вспышек с магнитным полем всегда вызывает интерес. В последнее время получила признание теория нейтрального слоя. Работы

А. В. Северного [7] показали, что вспышки в большинстве случаев происходят там, где пятна с различной полярностью располагаются ближе всего друг к другу, т. е. вблизи нейтрального слоя. Расположение вспышки 4 июля 1974 г. относительно нейтральной линии магнитного поля активной области определялось по магнитограмме, полученной на обсерватории Маунт Вилсон через 1 ч после окончания вспышки [1]. На рис. 4 треугольником отмечено положение центрального ядра вспышки. Это место было как бы эпицентром развития вспышки. Стрелкой указано распространение вещества в восточный рукав, которое произошло после максимального высвечивания основной части вспышки. Сплошные линии представляют положительные магнитные поля (магнитный вектор направлен к наблюдателю); прерывистыми линиями изображены отрицательные поля. Сплошная жирная линия указывает на положение нейтральной линии активной области. Из рис. 4 видно, что вещество восточного рукава следовало вдоль нейтральной линии магнитного поля. Центральное ядро также находилось в самой непосредственной близости от нейтральной линии, а точки белого и самого яркого свечения, по-видимому, попадали на них.

5. Основные характеристики вспышки 4 июля 1974 г.

1. Вспышка возникла в мультиполярной группе вблизи больших пятен, окруженных общей полутенью.

2. Область во флоккуле, в которой произошла вспышка, была нестабильной по яркости в течение нескольких часов, предшествующих вспышке.

3. Световые кривые указывают на взрывообразный характер вспышки.

4. Максимум свечения основной части вспышки совпадает с максимумом площади.

5. Отдельные узлы вспышки имели максимум яркости после максимума свечения основной части вспышки.

6. Свечение вспышки в линии H_{α} в момент максимальной фазы распространилось далеко за пределы флоккула в невозмущенную хромосферу.

7. Во время вспышки произошло изменение яркости флоккула.

8. Положение самой яркой точки вспышки в интегральном свете для момента $13^h56^m UT$ не совпадает с самой яркой точкой свечения в H_{α} в 13^h57^m .

9. Основные центры развития вспышки находились на нейтральной линии магнитного поля активной области.

10. Общая энергия вспышки, излученная за 33 мин, составила 2×10^{30} эрг. Мощность вспышки в момент максимума свечения достигла 10^{27} эрг/сек.

11. Вспышка сопровождалась мощными геофизическими явлениями и радиовсплесками.

В заключение считаем своим приятным долгом выразить благодарность Л. А. Акимову за помощь в работе, а также проф. Дежо за присланный снимок вспышки в фотосфере.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. «Quarterly Bulletin on Solar Activity», 1974, № 187, p. 266, 271—272.
2. D. Pike. White Light Observation of Solar Flare July 4, 1974, «The Journal of the Royal Astronomical Society of Canada», 1974, № 68, p. 330—331.
3. Приложение к бюл. «Солнечные данные», 1974, № 7, с. 4.
4. Бюл. «Солнечные данные», 1974, № 7, с. 5—7.
5. Слоним Ю. М., Коробова З. Б. Интегральное излучение солнечных вспышек. — «Астроном. журн.», 1974, т. 51, вып. 6. с. 1258—1271.
6. Стешенко Н. Б. Локализация ядер непрерывной эмиссии солнечных вспышек. — «Изв. КРАО», 1971, № 43, с. 130—150.
7. Северный А. Б. Появление вспышек в нейтральных точках магнитного поля Солнца и пинч-эффект. — «Изв. КРАО», 1958, т. 20, с. 22—51.

СОДЕРЖАНИЕ

Езерский В. И., Мамницкий В. И., Олифер Н. С., Псарев В. А., Селиванов А. С., Нараева М. К., Бохонов М. И. О фотометрической структуре классических альбедных образований на Марсе	3
Езерский В. И., Олифер Н. С., Шкуратов Ю. Г. Колориметрическая структура участков видимого полушария Луны	14
Александров Ю. В., Тишковец В. П. О фотографическом методе определения индикатрис рассеяния	20
Грецкий А. М. Некоторые результаты спектрофотометрии колец Сатурна (1970—1972 гг.). Часть вторая	23
Егоров А. Д., Чураева Л. И. Интегральная фотоэлектрическая установка	32
Туренко В. И., Ванцан А. Ф., Литкевич Н. Г. Анализ результатов наблюдений службы времени АО ХГУ и ХГНИИМ за 1972—74 г.	36
Деркач К. Н. Дифференциальный каталог прямых восхождений 544 ярких звезд из FK4 на эпоху наблюдений и равноденствие 1950.0 (зона — 20—+35°)	42
Павленко П. П. О систематических ошибках короткофокусного астрографа Цейсса	55
Павленко П. П. Наблюдения избранных малых планет в 1974 году	59
Измайлов С. Р., Кирпатовский В. М. Наблюдение покрытий звезд Луной на астрономической обсерватории Харьковского университета в 1969—1972 годах	62
Дудинов В. Н., Цветкова В. С., Кришталь В. А., Гуренко А. Н., Шпилинский Л. Ф. Когерентно-оптический вычислитель Харьковского университета	65
Дудинов В. Н., Цветкова В. С., Кришталь В. А., Стадникова Н. П., Шпилинский Л. Ф. Применение когерентно-оптических методов для обработки астрономических изображений	76
Белкина И. Л., Бушуева Т. П., Дятел Н. П. Развитие мощной солнечной вспышки 4 июля 1974 года	86

ВЕСТИК ХАРЬКОВСКОГО УНИВЕРСИТЕТА № 160

Физика Луны и планет. Фундаментальная астрометрия

Редактор А. Л. Алиева
Художественный редактор Т. П. Воробийченко
Технический редактор Г. П. Александрова
Корректоры Л. А. Федоренко, М. Ф. Христенко

Информ. бланк № 1899

Сдано в набор 13.04.1977 г. Подписано в печать 6.10.1977 г. Формат 60×90¹/₁₆.
Бумага типографская № 3. 6 усл. печ. л., 7,1 уч.-изд. л. Тираж 1000 экз.
Изд. № 496. БЦ 50209. Заказ 723. Цена 1 р.

Издательство при Харьковском государственном университете издательского объединения «Вища школа».

310003, Харьков, 3, Университетская, 16.

Харьковская городская типография № 16 Областного управления по делам издательства, полиграфии и книжной торговли.

Харьков, 3, Университетская, 16.

РЕФЕРАТЫ

УДК 535.24 : 523.43

О фотометрической структуре классических альбедных образований на Марсе. Езерский В. И., Мамницкий В. И., Олифер Н. С., Селиванов А. Е., Нараева М. К., Боханов М. И. Вестн. Харьк. ун-та, № 160, «Физика Луны и планет. Фундаментальная астрометрия». Харьков, издательское объединение «Вища школа», 1977, с. 3—14.

Приведены результаты детальных фотометрических исследований двух районов поверхности Марса по снимкам, полученным в различных диапазонах спектра с помощью АМС «Марс-5». Определены альбедные и колориметрические характеристики изученных районов. Наблюдается увеличение цветового избытка, «покраснение» с увеличением альбеда. Аналогичный характер имеет соотношение альбеда — цвет и по наземным данным. Проведено сопоставление альбеда участков поверхности с картой плотности поверхностного слоя Марса, составленной Н. Н. Крупенко. Отмечена тенденция увеличения плотности в темных областях.

Табл. 3. Ил. 4. Список лит.: 19 назв.

УДК 523.3

Колориметрическая структура участков видимого полушария Луны. Езерский В. И., Олифер Н. С., Шкуратов Ю. Г. — Вестн. Харьк. ун-та, № 160, «Физика Луны и планет. Фундаментальная астрометрия». Харьков, издательское объединение «Вища школа», 1977, с. 14—19.

Описаны колориметрические фотокарты различного тематического назначения. На примере цифровых фотокарт и фотокарт с небольшим числом градаций колор-индекса рассмотрена колориметрическая структура Моря Дождей, Моря Ясности, Моря Спокойствия и Моря Кризисов. Проведено сопоставление этих участков с соответствующими участками карты цвета Н. Н. Евсюкова. В результате сравнения показано наличие смещения нуля-пункта шкалы карты цвета (около 20%) в сторону меньших значений колор-индекса.

Ил. 3. Список лит.: 10 назв.

УДК 523.4 : 551.593.5 : 535.36

О фотографическом методе определения индикатрис рассеяния. Александров Ю. В., Тишковец В. П. — Вестн. Харьк. ун-та, № 160, «Физика Луны и планет. Фундаментальная астрометрия». Харьков, издательское объединение «Вища школа», 1977, с. 20—23.

Рассмотрена возможность экспериментального определения индикатрисы рассеяния света системой малых частиц, освещаемых лазером, что позволяет значительно уменьшить необходимое число частиц. Сглаживание флуктуирующей компоненты предлагается производить путем фотографической регистрации индикатрисы рассеяния света на частицах, взвешенных в жидкости и движущихся в ней.

Табл. 1. Ил. 1. Список лит.: 5 назв.

УДК 523.45

Некоторые результаты спектрофотометрии колец Сатурна (1970—1972 гг.). Часть вторая. Грецкий А. М. — Вестн. Харьк. ун-та, № 160, «Физика Луны и планет. Фундаментальная астрометрия». Харьков, издательское объединение «Вища школа», 1977, с. 23—32.

Выполнено детальное сравнение результатов спектрофотометрических измерений отношения яркости кольца В Сатурна к центру диска в зависимости от угла фазы с моделью фазовой кривой, основанной на предположении

о наличии в материи кольца прозрачных сферических частиц с показателем преломления $m \approx 1,80$. Показано, что удовлетворительное согласие с наблюдениями достигается, если отношение суммарного сечения прозрачных частиц к сечению всех остальных частиц кольца составляет 1—2%.

Ил. 3. Список лит.: 10 назв.

УДК 522.52

Интегральная фотоэлектрическая установка. Егоров А. Д., Чураева Л. И. — Вестн. Харьк. ун-та, № 160, «Физика Луны и планет. Фундаментальная астрометрия». Харьков, издательское объединение «Вища школа», 1977, с. 32—36.

Приводятся некоторые принципиальные соображения по поводу фотоэлектрической регистрации звездных прохождений. Описана установка цифровой регистрации текущих значений кривой фототока на магнитной ленте с последующим вводом их в ЭВМ ЕС-1020.

Ил. 2. Список лит.: 6 назв.

УДК 522—617

Анализ результатов наблюдений службы времени АО ХГУ и ХГНИИМ за 1972—1974 годы. Туренков В. И., Ванцан А. Ф., Литкевич Н. Г. — Вестн. Харьк. ун-та, № 160, «Физика Луны и планет. Фундаментальная астрометрия». Харьков, издательское объединение «Вища школа», 1977, с. 36—42.

Приведены результаты исследования наблюдения всемирного времени за период 1972—1974 гг.: изучены случайные и систематические погрешности Харьковской службы времени; определены возможности результатов наблюдений отдельно взятой Службы для формирования всемирного времени и изучен режим вращения Земли.

Табл. 4. Ил. 3. Список лит.: 5 назв.

УДК 523.89

Дифференциальный каталог прямых восхождений 544 ярких звезд из FK4 на эпоху наблюдений и равноденствие 1950.0 (зона — 20—+35°). Деркач К. Н. — Вестн. Харьк. ун-та, № 160, «Физика Луны и планет. Фундаментальная астрометрия». Харьков, издательское объединение «Вища школа», 1977, с. 42—55.

Дифференциальный каталог прямых восхождений 544 ярких звезд из FK4 получен по результатам обработки опорных звезд при дифференциальных наблюдениях прямых восхождений 1746 ярких звезд на меридианном круге ХАО в 1968—1973 гг. Опорные звезды в среднем наблюдались по 11,2 раза со средней квадратической ошибкой одного наблюдения $\pm 0,019^{\circ}$ секб. Каталог составлен на эпоху наблюдений и равноденствие 1950.0. Средняя эпоха наблюдений 1971.1.

Табл. 1. Список лит.: 4 назв.

УДК 522.982

О систематических ошибках короткофокусного астрографа Цейсса. Павленко П. П. — Вестн. Харьк. ун-та, № 160, «Физика Луны и планет. Фундаментальная астрометрия». Харьков, издательское объединение «Вища школа», 1977, с. 55—59.

Приведены результаты исследования дисторсии и положения оптического

PI3-10899	Е.Винклер и др.	Совпадения на основе приоритетных временных дискриминаторов
P2-10903	Б.Словинский, А.Томашевич	Оценка распределения по импульсам внутриядерных нуклонов ядра ксенона
DI-10914	Ф.Никитиу и др.	К вопросу о s -волне в π^4 -рассеянии
PI-10915	В.П.Зрелов, Я.Ружичка	Некоторые особенности оптического переходного излучения от частиц высоких энергий при их наклонном падении. III.
P4-10936	С.С.Герштейн, Л.И.Пономарев	Катализ π^- -мезонами реакции синтеза ядер дейтерия и трития
P4-10942	С.И.Виницкий и др.	Процесс Ньютона в теории возмущений с непрерывным включением взаимодействия
E2-10763	G.Hofmann	Topologies on the Algebra of Test Functions
E7-10789	V.I.Manko et al.	Elastic Ion Scattering of ^{40}Ca and ^{48}Ca by ^{208}Pb Nuclei
E2-10819	L.G.Zastavenko	The Condition Determining Nonrenormalized Electromagnetic Constant $e^2/(\hbar c)$ in Quantum Electrodynamics
E1-10820	V.S.Nadejdin et al.	Measurements of the Left-Right Asymmetry of Quasi-Elastic 635 MeV Polarized Proton Scattering on ^6Li , ^{12}C and ^{16}O Nuclei
E1-10831	L.S.Azhgirey et al.	Proton Spectra From 6.3 GeV/c Deuteron Break-Up on H,D,C,Al, and Bi Nuclei
E7-10834	V.A.Karnaukhov	On Polarization Effects in the Reactions Induced by Heavy Ions
E1-10870	B.P.Bannik et al.	Search for New Short-Lived Particles in π^- -Collisions with Emulsion Nuclei at 60 GeV/c
E10-10875	Gy.Kovács	Some Properties of Module-Placement Algorithms Using the Pairwise-Interchange Method
E7-10880	H.Gaeggeler et al.	A Study of Fusion Reactions between $^{206,207}\text{Pb}$ Nuclei and ^{40}Ar Ions Near the Coulomb Barrier
D1-10914	I.V.Falomkin et al.	Comment on the S Wave in $\pi^4\text{He}$ Scattering

448-4
C/O-1
музей-1

центра астрографа методом скользящих звездных пар, уравнения блеска, зависящего от центрировки линз в объективе, а также хроматизма увеличения.

Список лит.: 4 назв.

УДК 521.27:523.44

Наблюдения избранных малых планет в 1974 году. Павленко П. П. — Вестн. Харьк. ун-та, № 160, «Физика Луны и планет. Фундаментальная астрометрия». Харьков, издательское объединение «Вища школа», 1977, с. 59—62.

Приведены результаты позиционных фотографических наблюдений Паллады (10 положений), Весты (6 положений), Гебы (2 положения). Наблюдения проводились на короткофокусном астрографе Цейсса АО ХГУ. На каждой из 18 пластинок обработано по 3—5 экспозиций. Средняя квадратическая ошибка наблюдения Паллады по внешней сходимости $\pm 0",24 (\alpha)$ и $\pm 0",12 (\delta)$. Табл. 2. Список лит.: 4 назв.

УДК 521.852

Наблюдение покрытий звезд Луной на Астрономической обсерватории Харьковского университета в 1969—1972 годах. Измайлов С. Р., Кирпатовский В. М. — Вестн. Харьк. ун-та, № 160, «Физика Луны и планет. Фундаментальная астрометрия». Харьков, издательское объединение «Вища школа», 1977, с. 62—65.

Приводятся результаты наблюдений покрытий звезд Луной в 1969—72 гг., проведенные на Харьковской астрономической обсерватории. В таблице дана сводка результатов наблюдений. Табл. 1.

УДК 522.617.538.81

Когерентно-оптический вычислитель Харьковского университета. Дудин В. Н., Цветкова В. С., Кришталь В. А. и др. — Вестн. Харьк. ун-та, № 160. «Физика Луны и планет. Фундаментальная астрометрия», Харьков, издательское объединение «Вища школа», 1977, с. 65—76.

Описана установка, предназначенная для обработки оптических изображений методами когерентной оптики, которая отличается от известных аналогичных установок низким уровнем когерентного шума в обработанном изображении, а также простотой изготовления ее оптических элементов при сохранении большого (до 18×18 см) размера входного окна.

Ил. 2. Список лит.: 2 назв.

УДК 522.617.538.81

Применение когерентно-оптических методов для обработки астрономических изображений. Дудинов В. Н., Цветкова В. С., Кришталь В. А. и др. — Вестн. Харьк. ун-та, № 160, «Физика Луны и планет. Фундаментальная астрометрия». Харьков, издательское объединение «Вища школа», 1977, с. 76—86.

Рассматриваются вопросы, связанные с особенностями пространственно-частотной фильтрации оптических и, в частности, астрономических изображений методами когерентной оптики. Предложен фильтр, работающий в случае произвольного характера связи между сигналом и шумом и произведено его сравнение с известным оптимальным Винеровским фильтром. Действие фильтра проверено на конкретных примерах. Ил. 3. Список лит.: 2 назв.

УДК 523.76/77

Развитие мощной солнечной вспышки 4 июля 1974 года. Белкина И. Л., Бушуева Т. П., Дятел Н. П. — Вестн. Харьк. ун-та, № 160, «Физика Луны и планет. Фундаментальная астрометрия». Харьков, издательское объединение «Вища школа», 1977, с. 86—93.

Приводится описание активной области, в которой произошла вспышка, результаты фотометрической и эквиденситометрической обработки вспышки и ее основные характеристики. Ил. 4. Список лит.: 7 назв.