BULLETIN

DE

L'OBSERVATOIRE ASTRONOMIQUE DE BEOGRAD

ANNÉE 1957 | *Nos 1—2* | *VOLUME XXII*

RÉDACTEUR

M. B. PROTITCH

Naučno delo

IMPRIMERIE ET ÉDITEUR „NAUČNO DELO"
BEOGRAD 1959

BULLETIN

DE

L'OBSERVATOIRE ASTRONOMIQUE DE BEOGRAD

ANNÉE 1957 — *Nos 1—2* — *VOLUME XXII*

MESURES MICROMÉTRIQUES D'ETOILES DOUBLES

Faites au réfracteur de 0.65 m d'ouverture

par *P. M. DJURKOVIĆ* (*Dj*) et *LJ. M. DAČIĆ* (*Dc*)

ADS № et désignation			Époque 1957 +	Θ °	ρ ″	Grandeurs	Dj	Dc
78	= β	398	010	45.8	1.72	9.1— 9.1	2	2
20	= A	3001	428	239.0	0.44	11.0—11.0	1	2
09[1]	= Σ	228	064	240.6	0.67	7.0— 7.5	3	3
36	= OΣ	52	098	86.1	0.41	7.4— 7.8	1	1
18	= Hu	1058	011	116.1	0.74	8.0— 8.4	2	2
80[2]	= A	1710	053	53.9	0.22	8.9— 8.9	2	
90AB	= OΣ	71	198	220.4	0.80	7.6— 9.5	2	1
33AB	= Σ	499	125	286.9	1.64	9.4— 9.5	2	2
72	= OΣ	80	129	165.7	0.49	6.8— 7.2	2	2
90	= Σ	577	072	39.0	1.14	7.8— 7.9	2	2
42	= OΣ	91	—021	231.4	0.55	7.7— 7.8	2	2
93	= J	1249	009	20.8	1.82	10.6—10.6	2	1
52	= Σ	799	191	171.0	0.82	8.2— 9.1	1	1
23	= J	50	202	58.0	0.54	8.6— 8.5		2
62	= Σ	784	148	202.0	1.30	8.5— 8.6	1	1
76	= Es	1629	011	105.8	1.53	9.1— 9.6	2	2
68	= OΣ	145	024	338.2	1.51	7.2— 9.5	1	1
88CD	= OΣ	147	025	108.9	0.49	9.8— 9.9	1	1
55	= Σ	977	011	130.2	1.83	8.1— 9.4	2	2
58	= OΣ	170	093	94.6	1.48	7.6— 7.8	1	1
36	= β —		145	66.9	2.02	9.8— 9.8	2	2
175[3]	= Σ	1110	169	174.9	2.38	2.7— 3.7	2	2
88	= Ma	2	211	118.8	3.66	9.9— 9.8	2	2
91	= OΣ	174	211	87.2	2.01	6.9— 8.6	2	2
448	= A	2536	098	303.4	0.84	9.6—10.1	1	1
504	= Es	1539	235	107.6	1.49	9.2— 9.1	1	1
587	= Es	591	144	52.0	1.78	9.5— 9.7	1	2
721	= Σ	1211	025	319.0	0.37	8.7— 9.1	1	1
980	= Kr	30	248	121.4	1.78	9.4— 9.2	2	2
007	= Es	294	276	162.0	1.89	9.9—10.0	2	1
203[4]	= Σ	1306	213	21.9	2.21	5.0— 8.4	1	1
236	= Σ	1322	206	54.1	1.65	8.1— 8.5	2	2
307[5]	= Σ	1338	215	220.0	1.10	7.3— 7.5	2	2

ADS № et désignation			Époque 1957 +	Θ °	ρ ″	Grandeurs	Dj	Dc
7533	= Kr	33	193	213.6	1.94	9.0— 9.0	2	2
7624	= Hu	631	170	258.2	0.76	7.4— 8.8	2	2
7844AB	= A	2055	259	145.6	0.34	8.8— 8.9	2	2
7872	= Es	2164	320	90.2	1.85	9.7—10.0	1	2
8023	= Σ	1501	339	186.2	1.66	9.0— 9.1	2	3
8043	= Σ	1504	192	296.8	1.19	8.0— 8.0	2	2
8084	= Σ	1514	350	339.2	1.08	8.8—10.6	2	1
8103	= Σ	1519	219	288.8	1.37	8.3— 9.2	1	1
8169	= A	1848	194	207.6	0.71	9.4— 9.5	2	2
8252	= OΣ	237	196	249.9	1.65	7.5— 9.0	2	1
8535	= OΣ	249	204	283.9	0.45	8.1— 8.7	2	2
8564	= Es	436	265	316.5	1.90	10.0—10.1	1	1
8637	= Mlb	169	382	309.5	1.86	9.8—10.0	2	2
8721	= Σ	1699	292	6.2	1.48	8.0— 8.0	2	3
8814	= OΣ	261	304	341.0	2.06	7.1— 7.4	3	4
8815	= Σ	1730	393	336.2	1.72	8.8—10.5	1	2
8976	= Σ	1771	266	77.3	1.76	7.9— 8.4	1	1
9090	= Swift		449	16.5	3.57	9.2— 9.4	1	1
9206	= A	147	063	93.1	0.25	9.1— 9.7	3	1
9211	= β	1272	350	132.2	1.32	8.7— 9.6	2	2
9236	= Σ	1849	450	4.3	1.10	8.9— 9.4	2	2
9420	= Ho	389	371	92.0	1.55	7.0—10.1	2	1
9494[6]	= Σ	1909	450	262.3	1.23	5.3— 6.2	2	2
9503	= A	1114	304	286.4	1.16	9.8—10.0	2	1
9599	= Ho	62	486	284.1	1.36	9.1— 9.1	2	2
9690	= Hu	910	299	270.5	1.22	9.6— 9.8	1	1
9982[7]	= Σ	2026	449	29.7	2.09	9.1— 9.4	2	2
10096	= Σ	2057	427	266.5	4.85	9.2— 9.3	1	1
10099	= Σ	2058	424	349.4	1.84	9.4— 9.5	1	2
10107	= β	817	450	327.7	1.04	8 9— 9 0	2	2
10450	= β	629	451	341.0	1.01	8.5— 9.4	2	2
11235	= J	759	452	82.3	2.53	10.1— 9.9	3	2
12501	= A	160	276	60.7	0.37	8.8— 8.9	2	1

Résidus ° ″	Éphéméride	Orbite
+ 4.7, — 0.04	J.O. V36 № 6—7, 1953	Kuiper 1930
+ 0.5, + 0.06	J.O. V40 № 3, 1957	Muller 1956
+ 0.5, + 0.02	Circ. d'Inf. № 6, 1955	Muller 1955
+ 0.3, + 0.10	J.O. V36 № 6—7, 1953	Suppl.
— 0.4, — 0.11	J.O. V 37 № 12, 1954	Güntz.-Lingn. 1953

Résidus ° ″	Éphéméride	Orbite
6 — 1.6, + 0.13	J.O.V36 № 6—7, 1953	Gennaro 1940
7 — 2.4, — 0.12	J.O.V36 № 6—7, 1953	Wooll.-Symm.1937

OBSERVATIONS À LA LUNETTE ZÉNITHALE

(de 110 mm) du Service de latitude de l'Observatoire

par *B. ŠEVARLIĆ (BS)* et *G. TELEKI (GT)*

$\varphi = +44° 48' +$

	V							VI						
1957	*27*	*28*	*29*	*30*	*31*	*32*	*33*	*34*	*35*	*36*	*37*	*38*	*39*	*40*
FÉVRIER	"	"	"	"	"	"	"	"	"	"	"	"	"	"
17 BS	—	10.278	10.266	9.892	10.486	10.280	9.913	10.339	10.656	9.737	9.943	9.959	10.504	10.531
22 BS	11.105	9.920	10.245	9.977	10.356	10.463	10.197	10.435	10.753	9.801	10.197	10.401	10.203	10.454
23 GT	10.860	10.094	9.691	10.283	10.644	10.805	9.642	10.479	10.647	10.065	10.375	10.236	10.711	10.366
26 GT	11.339	10.302	10.323	9.901	10.706	10.581	10.430	10.663	10.991	10.625	10.750	10.825	10.672	11.260
MARS														
4 GT	10.852	10.196	9.899	9.991	10.392	10.297	9.780	10.470	10.567	10.053	10.076	10.261	10.445	10.396
6 GT	—	—	—	9.863	10.159	10.331	9.600	10.510	10.978	10.120	—	—	—	—

	VI							VII						
	34	*35*	*36*	*37*	*38*	*39*	*40*	*41*	*42*	*43*	*44*	*45*	*46*	*47*
11 BS	10.312	10.742	9.776	10.388	10.483	10.085	10.090	10.411	10.477	10.327	10.797	9.610	9.850	—
14 GT	10.588	10.800	10.125	10.136	10.359	10.308	10.401	10.601	10.262	10.640	10.592	10.165	9.916	9.909
17 BS	10.188	10.835	10.149	10.406	10.551	10.616	10.283	10.261	10.079	10.218	10.631	10.182	9.903	9.862
19 GT	10.670	10.944	10.230	10.305	10.500	10.665	10.617	10.709	10.644	10.692	11.101	10.362	9.915	10.221
21 GT	11.200	11.385	10.538	10.723	11.277	10.732	11.646	10.873	11.230	10.683	11.509	10.179	10.542	10.240
23 GT	10.765	11.475	10.637	10.442	10.710	10.829	10.966	10.855	10.668	10.917	10.991	10.542	9.982	10.265
27 BS	10.682	11.372	10.494	10.801	10.801	10.744	10.978	10.820	10.652	10.891	11.041	10.310	10.034	10.287
AVRIL														
5 BS	10.033	10.487	9.544	10.103	10.233	10.396	10.573	—	—	—	—	—	—	—

	VII							VIII						
	41	*42*	*43*	*44*	*45*	*46*	*47*	*48*	*49*	*50*	*51*	*52*	*53*	*54*
19 GT	10.885	10.412	10.473	10.393	10.159	10.144	9.904	10.066	10.765	10.881	10.671	10.794	10.115	10.230
25 GT	10.663	10.363	10.290	10.838	10.050	10.077	10.117	10.262	10.773	10.630	10.651	10.865	10.410	10.504
27 GT	10.708	10.525	10.767	10.916	10.283	9.835	10.273	10.097	10.615	10.653	10.810	10.557	10.704	10.595

	VIII							IX						
	48	*49*	*50*	*51*	*52*	*53*	*54*	*55*	*56*	*57*	*58*	*59*	*60*	*61*
MAI														
16 GT	—	—	10.734	10.822	10.658	10.502	10.614	10.568	10.632	10.265	10.607	10.210	10.215	9.817
JUIN														
1 GT	—	—	—	11.174	10.701	10.615	10.769	10.668	10.311	—	10.465	10.439	—	—
3 BS	10.383	10.573	10.441	10.291	10.753	10.306	10.496	10.442	10.629	10.142	10.184	10.096	10.101	9.830
6 GT	9.983	11.001	10.730	11.068	10.649	10.675	11.011	10.576	10.866	10.403	10.692	10.190	10.364	9.965

	IX							X						
	55	*56*	*57*	*58*	*59*	*60*	*61*	*62*	*63*	*64*	*65*	*66*	*67*	*68*
10 BS	10.195	10.614	10.545	10.266	10.489	10.175	9.961	9.898	10.185	10.450	9.781	9.885	9.752	10.397
14 BS	10.814	11.311	10.710	10.942	9.820	10.553	10.015	10.168	10.557	10.388	10.076	9.972	10.036	10.733
15 GT	11.373	10.876	10.534	10.474	10.429	10.371	9.973	9.889	10.177	10.750	10.113	10.283	10.424	10.683
16 GT	10.478	10.777	10.118	10.593	10.095	10.412	9.956	10.223	10.246	10.749	9.926	9.823	9.903	10.670
21 GT	10.486	10.859	10.254	10.790	10.299	10.433	10.141	—	—	—	—	—	—	—
28 GT	10.594	—	10.474	10.438	10.403	10.583	10.235	9.875	10.300	10.549	10.226	10.050	9.983	10.703
30 GT	10.910	10.699	10.463	10.198	10.460	10.399	10.264	10.188	10.743	10.647	10.216	10.169	9.953	10.326

DÉTERMINATIONS DE L'HEURE EN 1957

CORRECTIONS DE LA PENDULE FONDAMENTALE ET LEURS ÉCARTS

par *Z. M. BRKIĆ, LJ. A. MITIĆ* et *JOVANOVIĆ*

Date	Cp	E	Tu	Obs.
	JANVIER			
3	— 0.687	— 8	20.0	M
5	0.819	— 2	15.6	M
6	0.988	+ 90	19.0	M
7	0.980	— 5	16.5	M
8	1.099	+ 26	16.2	M
9	1.172	+ 4	15.6	M
9	1.269	+101	16.7	J
10	1.261	— 12	16.6	M
19	2.231	— 7	16.9	M
26	2.790	— 51	19.0	M
30	— 3.115	— 6	18.9	M
	FÉVRIER			
3	— 3.398	— 8	16.1	M
4	3.479	— 2	16.8	B
5	3.599	+ 41	22.2	M
6	3.637	— 10	16.8	B
7	3.736	— 15	17.3	B
8	3.922	+ 54	21.2	M
10	4.101	— 24	17.3	B
12	4.422	+ 1	16.6	M
13	4.574	— 4	19.3	B
17	5.257	+ 21	22.3	M
18	5.400	— 1	17.6	B
20	5.728	— 14	17.1	B
22	6.105	+ 3	21.4	M
23	6.266	0	19.1	M
26	— 6.840	— 3	18.3	M
	MARS			
4	— 7.897	— 15	17.6	B
5	8.065	+ 18	19.6	M
6	8.133	— 39	17.5	B
8	8.465	— 4	20.3	M
11	9.007	— 6	17.6	B
12	9.216	+ 3	20.7	M
13	9.428	+ 6	17.5	B
14	9.636	+ 21	18.1	B
17	10.187	— 22	17.7	M
19	10.672	+ 22	19.3	M
20	10.880	+ 6	18.4	B
21	11.097	— 4	17.9	B
22	11.352	+ 5	19.1	M
23	11.603	— 1	20.3	M
27	—12.601	— 6	18.3	B
	AVRIL			
4	—14.847	— 11	18.3	B
6	15.535	+ 18	18.5	M
7	15.867	+ 5	18.2	B
11	17.200	— 2	19.0	B
26	23.748	— 5	21.0	M
28	24.755	— 28	19.8	M
29	—25.381	— 12	19.1	B
	AOÛT			
11	— 2.448	— 18	18.9	B
13	2.494	+ 58	19.6	M
14	2.404	— 18	19.2	B
18	2.405	— 23	19.5	M
23	2.543	+ 28	18.9	M
27	2.598	— 2	19.0	M
29	2.636	— 9	18.7	B
31	— 2.746	+ 15	19.7	M
	SEPTEMBRE			
1	— 2.805	+ 38	21.3	M
7	3.020	+ 9	17.8	J
7	3.017	+ 6	18.8	M
8	3.042	+ 3	19.4	M
9	3.066	— 5	17.9	J
9	3.072	+ 1	19.7	M
10	3.100	+ 10	19.4	M
13	3.157	+ 39	21.0	M
14	3.125	— 4	17.6	J
14	3.129	0	18.2	M
19	3.346	+ 74	17.5	J
19	3.374	+102	18.9	J
19	3.262	— 10	22.4	B
20	3.375	+ 67	17.6	J
20	3.312	+ 4	19.1	M
21	3.473	+127	17.3	J
21	3.362	+ 16	19.6	M
22	3.377	— 5	18.1	B
24	3.474	+ 26	18.2	M
28	3.663	+134	17.3	J
28	3.542	+ 13	19.2	J
29	— 3.581	+ 2	19.4	M
	OCTOBRE			
4	— 1.789	+ 31	21.1	M
8	— 1.900	+ 33	16.7	M
	OCTOBRE			
9	— 1.910	+ 8	16.7	J
9	1.891	— 11	18.3	B
10	1.939	+ 7	17.9	B
11	1.963	+ 5	17.5	M
12	1.987	+ 3	16.9	M
13	2.005	+ 1	20.7	M
14	2.103	+ 79	16.5	J
14	2.003	— 21	19.9	B
15	2.067	+ 5	21.0	M
16	2.059	— 33	17.2	B
17	2.119	— 3	19.7	B
18	2.156	— 1	16.8	M
19	2.201	+ 9	16.4	M
20	2.231	+ 3	16.8	B
27	2.462	— 21	18.4	M
30	2.564	— 34	16.3	J
30	2.613	+ 15	18.0	J
30	2.603	+ 5	19.4	B
31	2.655	+ 13	17.0	J
31	2.603	— 39	18.5	J
31	— 2.625	— 17	19.9	B
	NOVEMBRE			
1	— 2.732	+ 55	16.4	J
1	2.730	+ 53	18.0	J
1	2.701	+ 24	19.1	M
4	2.755	— 33	18.2	B
5	2.823	— 2	16.1	M
6	2.916	+ 54	16.1	J
6	2.897	+ 35	18.2	J
6	2.864	+ 2	19.6	B
9	2.944	— 8	20.2	M
11	2.981	— 31	17.1	B
21	3.333	+ 97	16.9	J
22	3.234	— 19	15.4	M
22	3.251	— 2	16.6	J
24	3.268	— 28	19.5	M
25	— 3.400	+ 73	19.5	B
	DÉCEMBRE			
1	— 3.474	— 2	18.9	B
12	3.903	— 13	23.2	B
14	— 4.034	+ 4	20.1	M

HEURES DEMI-DÉFINITIVES DES ÉMISSIONS ENREGISTRÉES DE T. S. F. DÉDUITES DES DÉTERMINATIONS DE L'HEURE, FAITES EN 1957 À L'OBSERVATOIRE DE BEOGRAD

par *Z. M. BRKIĆ* et *LJ. MITIĆ*

JANVIER

	RWM 20.16 6^h6^m	TQC_9 27.84 8^h6^m	TQG_5 21.62 9^h36^m	GPB_{30} 29.03 10^h6^m	RWM 20.16 12^h6^m	RWM 55.76 20^h6^m	$\Delta\lambda$	ΔT_S en 10^{-3}	TU_2-TU_0
1	—	021	—	013	952	952	—3	—11	—14
2	954	005	004	009	970	964	3	11	14
3	971	016	015	023	966	968	3	11	14
4	969	026	026	027	966	967	4	10	14
5	966	023	—	035	967	969	4	10	14
6	965	023	022	032	976	970	4	10	14
7	972	028	036	030	974	973	4	10	14
8	978	037	029	032	979	986	4	10	14
9	977	036	040	034	989	981	5	10	15
10	980	016	020	018	967	959	5	10	15
11	963	016	014	010	964	958	5	10	15
12	954	017	016	029	962	952	5	10	15
13	954	011	011	027	955	—	6	9	15
14	939	005	005	986	947	944	6	9	15
15	936	007	002	996	935	938	6	9	15
16	933	007	005	018	939	943	6	9	15
17	945	019	019	002	946	954	6	9	15
18	949	025	022	017	954	950	6	9	15
19	952	023	029	017	949	960	6	9	15
20	954	034	046	029	967	967	7	8	15
21	972	043	045	037	973	975	7	8	15
22	979	047	053	042	982	983	7	8	15
23	977	045	050	040	977	973	7	8	15
24	964	034	039	030	966	960	8	8	16
25	978	030	034	028	969	966	8	8	16
26	965	028	036	025	973	962	8	8	16
27	962	—	033	022	967	961	8	8	16
28	971	030	030	020	963	961	9	7	16
29	961	038	037	030	967	987	9	7	16
30	993	045	038	035	977	—	9	7	16
31	982	059	053	050	981	990	—9	—7	—16

FEVRIER

	RWM 20.16 6^h6^m	TQC_9 27.84 8^h6^m	TQG_5 21.62 9^h36^m	GPB_{30} 29.03 10^h6^m	RWM 20.16 12^h6^m	RWM 55.76 20^h6^m	$\Delta\lambda$	ΔT_S en 10^{-3}	TU_2-TU_0
	986	067	056	052	989	988	—9	—7	—16
	989	064	061	051	988	989	10	6	16
	990	—	067	059	987	989	10	6	16
	984	071	062	060	984	983	10	6	16
	979	053	054	045	969	966	10	6	16
	955	030	031	028	958	948	10	6	16
	947	018	019	023	950	953	10	6	16
	953	024	023	030	955	956	11	5	16
	960	027	034	040	965	960	11	5	16
	957	028	032	029	962	957	11	5	16
	964	029	032	037	966	968	11	5	16
	966	026	026	037	975	968	12	4	16
	966	023	020	034	967	—	12	4	16
	965	017	015	028	964	957	12	4	16
	963	007	011	024	—	951	12	3	15
	947	001	—	—	—	947	12	3	15
	949	008	012	021	952	965	12	3	15
	967	018	019	036	—	975	12	3	15
	—	031	026	055	979	985	13	2	15
	973	028	027	045	977	987	13	2	15
	975	029	028	046	968	973	13	2	15
	961	018	009	030	962	965	14	1	15
	951	012	—	—	—	981	14	1	15
	963	—	—	—	—	949	14	1	15
	949	009	011	027	958	957	14	1	15
	960	016	026	044	965	971	14	—1	15
	969	029	033	050	974	968	15	0	15
	967	022	035	050	978	976	—15	0	—15

HEURES DEMI-DÉFINITIVES DES ÉMISSIONS ENREGISTRÉES DE T. S. F. DÉDUITES DES DÉTERMINATIONS DE L'HEURE, FAITES EN 1957 À L'OBSERVATOIRE DE BEOGRAD

par *Z. M. BRKIĆ* et *LJ. A. MITIĆ*

MARS[1]

	RWM 20.16 6^h6^m	TQC_9 27.84 8^h6^m	TQG_5 21.62 9^h36^m	GKU_5 23.46 10^h6^m	RWM 20.16 12^h6^m	RWM 55.76 20^h6^m	$\Delta\lambda$	ΔT_s en 10^{-3}	TU_2-TU_0
1	960	015	019	—	964	963	—16	+1	—15
2	968	012	018	047	971	979	16	1	15
3	973	021	017	049	970	971	17	2	15
4	977	021	021	047	987	979	17	2	15
5	970	019	018	040	965	974	17	2	15
6	977	025	019	045	980	981	17	3	14
7	975	026	018	048	983	978	17	3	14
8	977	030	025	046	987	001	18	4	14
9	000	046	033	064	999	006	18	4	14
10	—	043	039	067	999	998	18	4	14
11	986	025	025	057	984	991	19	5	14
12	987	019	019	052	973	980	19	5	14
13	963	004	008	042	966	967	19	6	13
14	965	002	008	044	965	974	19	6	13
15	972	001	000	043	974	978	20	7	13
16	970	003	—	—	979	983	20	7	13
17	986	020	017	062	998	989	20	8	12
18	978	003	008	054	984	986	20	8	12
19	988	001	007	055	983	980	20	9	11
20	983	999	003	050	988	—	20	9	11
21	984	990	992	042	988	977	21	10	11
22	981	990	990	048	985	972	21	10	11
23	974	985	985	038	974	967	21	10	11
24	984	000	990	046	981	980	21	11	10
25	978	996	992	041	982	984	22	12	10
26	978	000	994	047	—	992	22	12	10
27	986	006	002	044	987	985	22	13	9
28	974	009	000	050	980	979	22	13	9
29	963	002	990	029	959	—	23	14	9
30	968	998	993	031	959	970	23	14	9
31	968	009	005	045	974	980	—23	+15	—8

AOÛT

	TQC_9 27.84 8^h6^m	TQG_5 21.62 9^h36^m	GKU_5 23.46 10^h6^m	RWM 20.16 12^h6^m	TQG_5 21.62 13^h6^m	RWM 29.85 20^h6^m	$\Delta\lambda$	ΔT_s en 10^{-3}	TU_2-TU_0
1	001	986	—	994	000	991	—18	+1	—17
2	998	996	977	003	003	002	17	0	17
3	019	—	978	003	015	998	17	0	17
4	005	004	982	993	003	—	17	—1	18
5	996	995	973	980	994	976	17	2	19
6	991	987	970	978	987	996	17	2	19
7	991	992	937	988	993	988	16	3	19
8	005	998	960	995	997	996	16	4	20
9	005	016	981	988	996	—	16	5	21
10	000	006	981	991	—	989	16	5	21
11	996	—	—	986	995	—	16	6	22
12	001	001	978	995	999	988	15	7	22
13	004	006	977	993	006	—	15	8	23
14	998	000	966	992	996	980	15	8	23
15	998	002	983	002	004	998	15	9	24
16	006	999	972	998	008	007	14	10	24
17	001	000	982	997	009	999	14	10	24
18	003	002	978	991	995	—	14	11	25
19	995	988	965	987	997	978	14	12	26
20	992	987	928	985	987	993	14	12	26
21	983	990	953	985	988	980	14	13	27
22	996	983	954	978	983	973	13	14	27
23	998	992	962	998	984	992	13	14	27
24	002	009	977	002	998	993	13	15	28
25	007	012	964	997	999	—	13	16	29
26	006	010	979	999	001	999	13	16	29
27	003	013	967	998	007	029	12	17	29
28	004	016	—	008	008	996	12	17	29
29	007	018	984	001	006	992	12	18	30
30	988	991	958	998	989	987	12	18	30
31	987	982	951	976	971	976	—12	—18	—30

[1] Par suite d'une reconstruction de la cabine des pendules, le Service de l'Heure ne fonctionnait pas depuis le 1 avril jusqu'au 1 août.

HEURES DEMI-DÉFINITIVES DES ÉMISSIONS ENREGISTRÉES DE T. S. F. DÉDUITES DES DÉTERMINATIONS DE L'HEURE, FAITES EN 1957, À L'OBSERVATOIRE DE BEOGRAD

par *Z. M. BRKIĆ* et *LJ. A. MITIĆ*

SEPTEMBRE

	TQC_9 27.84 8^h6^m	TQG_5 21.62 9^h36^m	GKU_5 23.46 10^h6^m	RWM 20.16 12^h6^m	TQG_5 21.62 13^h6^m	RWM 39.01 20^h6^m	$\Delta\lambda$	ΔT_s en 10^{-3}	TU_2-TU_0 en 10^{-3}
1	984	983	954	989	987	—	—11	—19	—30
2	—	993	959	005	992	—	11	20	31
3	000	996	968	014	997	—	11	20	31
4	011	011	978	026	011	—	11	21	32
5	025	024	001	053	019	031	11	21	32
6	009	000	983	016	998	010	10	22	32
7	995	997	965	011	992	003	10	22	32
8	993	991	962	013	990	018	10	23	33
9	—	992	950	009	985	006	10	23	33
10	989	991	960	012	984	—	10	23	33
11	990	—	958	012	989	008	9	24	33
12	993	996	954	—	989	018	9	24	33
13	001	003	967	026	999	—	8	25	33
14	000	001	961	032	995	022	8	25	33
15	998	997	955	023	993	015	8	25	33
16	988	991	954	015	985	016	8	25	33
17	999	001	967	025	992	—	7	26	33
18	992	996	961	044	000	034	7	26	33
19	010	000	967	049	008	036	7	26	33
20	995	996	971	037	991	014	7	26	33
21	982	981	946	019	979	042	6	27	33
22	987	987	943	—	993	023	6	27	33
23	998	996	961	043	001	—	6	27	33
24	006	999	951	054	001	045	6	27	33
25	994	993	955	031	995	036	6	27	33
26	995	993	949	040	993	037	5	28	33
27	989	993	955	032	—	035	5	28	33
28	993	992	945	045	985	026	5	28	33
29	989	989	947	031	981	—	5	28	33
30	989	982	941	042	977	028	—5	—28	—33
31									

OCTOBRE

	TQC_9 27.84 8^h6^m	TQG_5 21.62 9^h36^m	GKU_5 23.46 10^h6^m	RWM 20.16 12^h6^m	TQG_5 21.62 13^h6^m	RWM 55.76 20^h6^m	$\Delta\lambda$	ΔT_s en 10^{-3}	TU_2-TU_0 en 10^{-3}
1	005	005	956	046	997	—	—4	—28	—32
2	998	007	955	048	996	—	4	28	32
3	000	001	948	052	998	—	4	28	32
4	996	997	955	055	992	056	3	28	31
5	996	002	967	049	992	042	3	28	31
6	994	997	968	051	991	049	3	28	31
7	995	991	948	—	990	045	2	28	30
8	995	992	949	059	994	045	2	28	30
9	983	985	939	048	981	038	2	28	30
10	979	983	—	045	982	076	1	28	29
11	988	979	951	050	983	047	1	28	29
12	984	982	936	050	—	—	1	28	29
13	991	987	952	057	989	—	—1	28	29
14	993	991	953	072	991	074	0	28	28
15	003	999	958	071	998	073	0	27	27
16	021	—	958	073	993	080	0	27	27
17	011	009	969	084	005	078	+1	27	26
18	002	005	970	076	997	082	1	27	26
19	991	995	960	071	992	066	1	27	26
20	—	997	959	072	997	072	1	27	26
21	996	998	958	082	996	085	2	27	25
22	998	998	—	079	993	080	2	27	25
23	002	007	965	088	006	078	2	26	24
24	005	010	965	088	007	079	2	26	24
25	000	006	962	090	003	083	2	26	24
26	008	006	971	092	008	093	3	26	23
27	010	008	972	097	009	098	3	26	23
28	009	006	965	096	004	106	3	25	22
29	004	007	965	092	005	—	3	25	22
30	004	001	965	095	006	106	3	25	22
31	005	005	967	095	007	100	+4	—25	—21

HEURES DEMI-DÉFINITIVES DES ÉMISSIONS ENREGISTRÉES DE T. S. F. DÉDUITES DES DÉTERMINATIONS DE L'HEURE, FAITES EN 1957 À L'OBSERVATOIRE DE BEOGRAD

par *Z. M. BRKIĆ* et *LJ. A. MITIĆ*

NOVEMBRE

	TQC_9 27.84 8^h6^m	TQG_5 21.62 9^h36^m	GPB_{30} 29.03 10^h6^m	RWM 20.16 12^h6^m	TQG_5 21.62 13^h6^m	RWM 55.76 20^h6^m	$\Delta\lambda$	ΔT_s	TU_2-TU_0 en 10^{-3}
1	000	002	962	089	998	096	+4	—25	—21
2	001	000	665	089	996	091	4	24	20
3	996	999	963	093	990	096	4	24	20
4	991	001	966	094	994	103	4	24	20
5	995	002	968	100	998	090	5	24	19
6	996	001	965	096	996	104	5	23	18
7	003	008	971	106	003	106	5	23	18
8	013	013	978	112	008	112	5	23	18
9	003	002	973	110	009	—	5	22	17
10	000	003	964	104	005	—	6	22	16
11	007	009	977	108	—	113	6	22	16
12	005	006	975	109	006	—	6	22	16
13	006	005	961	117	003	—	6	21	15
14	011	008	969	117	007	112	6	21	15
15	003	003	966	116	005	—	7	21	14
16	—	002	967	117	007	—	7	21	14
17	004	009	973	106	000	105	7	20	13
18	003	000	964	108	999	104	7	20	13
19	005	003	969	111	998	—	7	20	13
20	006	008	971	108	001	110	8	20	12
21	003	006	968	104	001	105	8	19	11
22	007	016	970	108	007	101	8	19	11
23	009	014	981	109	013	107	8	19	11
24	011	016	982	098	010	093	8	18	10
25	997	006	971	084	000	090	9	18	9
26	997	001	966	078	999	—	9	18	9
27	996	999	969	075	997	067	9	18	9
28	998	997	968	068	995	068	9	18	9
29	997	999	969	069	000	—	9	17	8
30	998	999	968	074	001	—	+10	—17	—8
31									

DECEMBRE

	TQC_9 27.84 8^h6^m	TQG_5 21.62 9^h36^m	GPB_{30} 29.03 10^h6^m	RWM 20.16 12^h6^m	TQG_5 21.62 13^h6^m	RWM 55.76 20^h6^m	$\Delta\lambda$	ΔT_s	TU_2-TU_0 en 10^{-3}
1	994	005	980	069	002	—	+10	—17	—7
2	997	992	973	062	998	066	10	17	7
3	994	989	971	055	995	—	10	16	6
4	991	986	974	045	989	034	10	16	6
5	975	973	953	022	008	044	11	16	5
6	986	985	971	033	988	—	11	16	5
7	981	986	965	018	979	—	11	15	4
8	987	974	966	013	976	—	11	15	4
9	982	995	978	020	988	—	11	15	4
10	982	986	971	011	984	—	11	15	4
11	987	993	987	023	995	014	11	14	3
12	990	000	986	013	992	011	11	14	3
13	990	993	981	008	995	—	12	14	2
14	997	001	991	018	000	—	12	14	2
15	—	002	983	005	997	995	12	14	2
16	982	981	982	984	988	995	12	14	2
17	981	981	978	985	988	—	12	13	1
18	977	971	966	975	978	985	12	13	1
19	980	979	972	974	983	—	12	13	1
20	980	984	973	971	988	—	12	13	1
21	986	986	977	971	991	—	12	13	—1
22	997	996	982	962	993	959	12	12	0
23	992	989	975	958	989	—	12	12	0
24	991	989	978	947	988	—	12	12	0
25	—	996	978	941	997	—	12	12	0
26	999	996	—	936	995	—	12	12	0
27	999	997	985	925	996	950	12	12	0
28	000	000	984	917	000	911	12	12	0
29	999	003	979	913	000	—	12	11	+1
30	996	004	983	907	001	—	12	11	1
31	002	007	980	901	—	—	+12	—11	+1

ACTIVITÉ DES TACHES SOLAIRES ET DES PROTUBÉRANCES,
observée à Belgrade en 1957

Comme les années passées, les observations du Soleil en 1957 ont été poursuivies à la lunette de 110/1280 de l'astrographe, munie d'un prisme de Colzi et d'un spéctroscope à protubérances.

Les observations visuelles des taches solaires couvrent une période de 257 jours. L'Année Géophysique Internationalle ayant commencée le 1 juillet, depuis ce jour-là les observations en général étaient intensifiées; de sorte que dans le second sémestre on a eu 212 observations des taches en 131 jours, et 173 observations des protubérances en 115 jours.

Voici d'ailleurs (Table I) des valeurs moyennes mensuelles et annuelles de l'activité des taches, déduites d'après ces observations, séparement pour le disque entier et séparement pour la zone centrale:

Table I

Mois	Jours d'obs.	Disque entier g	f	r	Zone centrale g	f	r
Janvier	15	10.4	123.1	227.1	3.5	55.5	90.2
Février	16	9.8	78.2	175.7	4.2	39.1	81.0
Mars	26	11.7	116.6	234.0	4.4	57.7	101.5
Avril	25	13.7	134.6	271.8	5.0	63.7	113.9
Mai	15	10.5	139.9	244.6	3.5	61.1	96.5
Juin	29	12.2	172.5	294.6	3.8	65.4	103.3
Juillet	30	13.2	180.4	309.8	4.6	69.2	114.6
Aout	26	11.8	172.8	291.3	4.0	84.1	122.7
Septembre	26	13.3	283.9	415.2	4.5	147.8	193.2
Octobre	21	17.1	260.7	431.6	5.5	123.7	187.5
Novembre	15	17.3	207.1	379.8	6.4	92.6	154.6
Décembre	13	17.2	259.3	431.6	6.6	128.1	195.3
1957:	**257**	**13.2**	**177.4**	**308.9**	**4.7**	**82.3**	**129.5**

Dans la Table II on a donné les valeurs moyennes mensuelles des sommes des profils des protubérances (S_m), les chiffres en index représentant le nombre des jours d'observations.

Table II

Mois	S_m	Mois	S_m
Janvier	1091.5_{10}	Juillet	1250.4_{29}
Février	1206.8_{15}	Août	1451.5_{23}
Mars	950.9_{21}	Septembre	1561.0_{23}
Avril	1300.9_{22}	Octobre	1392.5_{20}
Mai	974.3_{14}	Novembre	1307.7_{12}
Juin	1181.9_{27}	Décembre	2313.5_{7}

Il en suit donc pour la valeur moyenne annuelle: **1331.9_{223}**.

La Table III contient les valeurs moyennes journalières des profils des protubérances, ordonnées de 5 en 5 degrés de latitude héliographique, australe et boréale. Au cours de l'année, l'hémisphère N était bien encore plus actif de l'hémisphère S.

Table III

Latitude	Hémisphère N	S	Somme
0—5°	52.0	21.9	73.9
5—10	32.4	30.1	62.5
10—15	70.3	33.4	103.7
15—20	49.9	30.8	80.7
20—25	37.0	43.0	80.0
25—30	60.2	61.4	121.6
30—35	83.2	61.8	145.0
35—40	60.9	96.9	157.8
40—45	55.8	62.4	118.2
45—50	30.8	53.6	84.4
50—55	16.5	33.7	50.2
55—60	29.8	9.3	39.1
60—65	60.7	13.6	74.3
65—70	54.2	9.1	63.3
70—75	28.6	7.0	35.6
75—80	12.9	3.9	16.8
80—85	5.4	3.2	8.6
85—90	2.6	0.7	3.3
0—90	**743.2**	**575.8**	**1319.0**

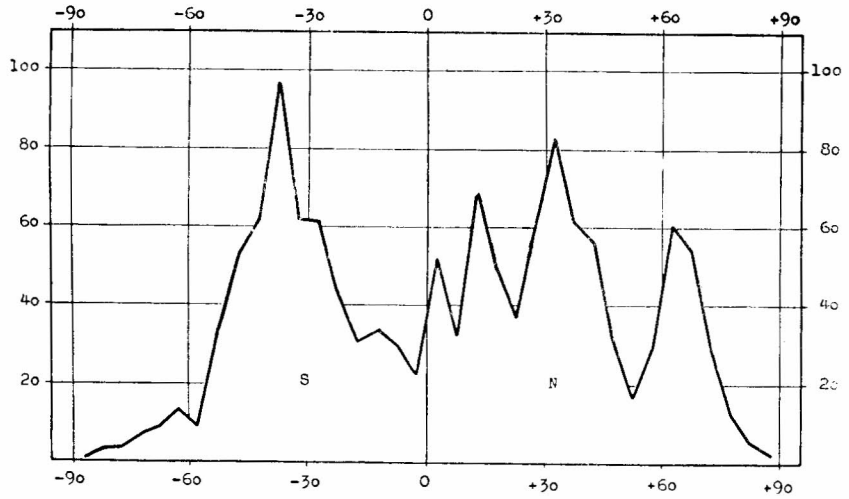


Fig. 1 Activité des protubérances en 1957.

Ces mêmes valeurs se trouvent réproduites sur le graphique (fig. 1). On en voit bien que les maxima absolus de deux hémisphères sont à 37°.5 N et 32°.5 S, ce qui donne pour les déplacements respectifs vers la zone équatoriale les valeurs de 20° et 15°. La partie N du disque solaire présentait aussi trois maxima secondaires: deux sur les basses latitudes, et un sur la latitude 62°.5.

Dans toutes ces observations ont pris part: M. Protitch, O. Kovačević-Cvijanović et Č. Čepinac. Les réductions des observations ont été faites par Mme O. Kovačević-Cvijanović.

M. Protitch

BEOBACHTUNG DER AURORA BOREALIS

am 21. Januar 1957.

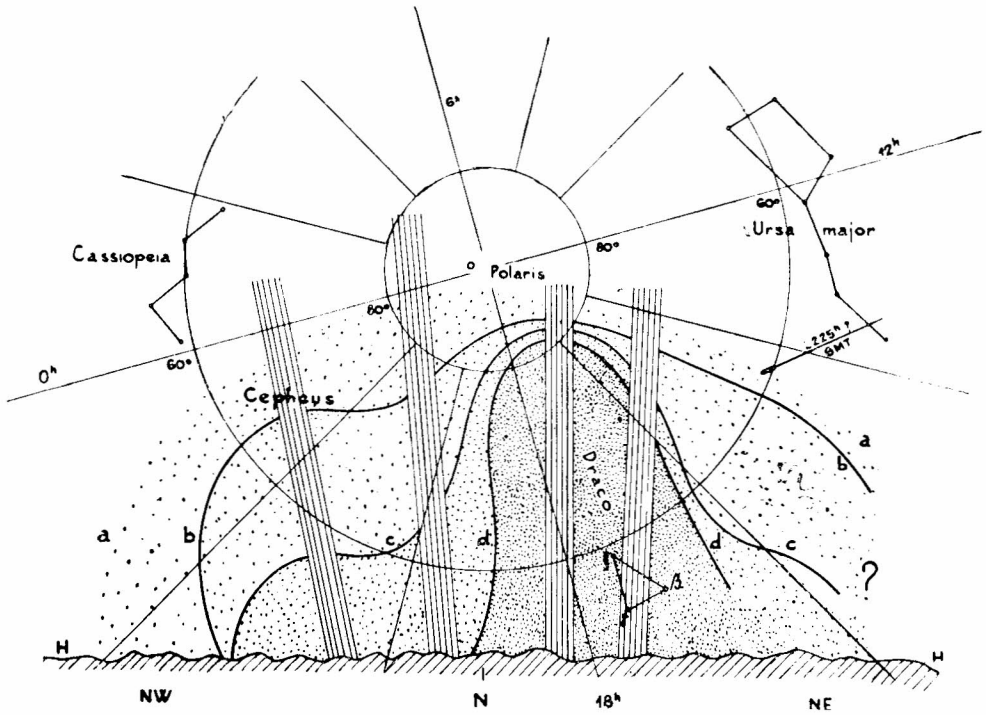
VLADIMIR GLUMAC Rijeka

Am 21. Januar 1957, beobachtete ich die Erscheinung des Nordlichtes in Rijeka ($\varphi = 45° 19'$ N, $\lambda = 14° 27'$E). Der genaue Ort der Beobachtung liegt ungefähr loo m über dem Meere, an der Südöstlichen Ecke der Friedhofsmauer, so dass die Aussicht lediglich in der Nähe des Horizontes, in nordöstlicher Richtung behindert ist.

Die Beobachtung erstreckte sich über die Dauer von $22^h\ 10^m$ bis $22^h\ 50^m$ GMT, während die Aufzeichnung unmittelbar darauf erfolgte. Aus diesem Grunde konnte auch die Zeit der Erscheinung der Sternschnuppe nur ungefähr ($22^h\ 25^m$ GMT) angegeben werden.

Bei dem ständigen langsamen Wechsel der Erscheinung kann die westöstliche Ausdehnung, wie sie in der Skizze dargestellt ist nur als grober Anhaltspunkt gelten, doch kann mit Bestimmtheit betont werden, dass die Erscheinung sicher einen horizontalen Winkel von über 90° des Horizontes, schätzungsweise 100—110°, erfüllte.

Gleichermassen ist sicher, dass der westlich des Polarsterns sichtbare Strahl, wesentlich über den Polarstern und über die rot leuchtende Masse, deren Grenze nahe unterhalb dieses Sternes lag, hinausragte. Weiters konnte ich beobachten, dass die beiden östlichen Strahlen fast senkrecht auf dem Horizont standen, während die westlichen Strahlen leicht beziehungsweise auffallend nach Westen geneigt waren. Neben den in der Skizze eingezeichneten vier breiten Strahlen, welche weisslich leuchteten, erschienen noch andere Strahlen die merklich schwächer waren und erloschen. Die Strahlen selbst erschienen erst in der zweiten Hälfte der beobachteten Zeit, und änderten ihre Farbe von blassrosa bis zu einem bläulichgelblichem Weiss.



Die Skizze selbst, zeigt den Teil des Himmels in dem die Erscheinung beobachtet wurde, und ist mit den Sternbildern der Cassiopeia und des Grossen Bären, der siebenten Auflage der „Tabulae caelestes" von Schurig-Götz entnommen.

Die ebenfalls sich stetig langsam ändernde Erscheinung der rot leuchtenden Masse ist punktiert eingetragen, wobei die einzelnen Linien a, b, c, d, folgende Bedeutung haben:

a) ungefähre äusserste Grenze der beobachteten Erscheinung

b) ungefähre Grenze der während der ganzen Beobachtungsdauer, stärker und schwächer leuchtenden Gebiete

c) besonders stark leuchtendes Gebiet

d) Gebiet der grössten Intensität.

Die rot leuchtende Masse zeigte keine ausgesprochene Struktur oder Streifen. Beobachtete, horizontale dunkle Gebiete in der Nähe des Horizontes von der Richtung N bis NNE, sind möglicherweise auf ferne Wolken zurückzuführen, da nach dem Erlöschen der Erscheinung und nach Aufgang des Mondes, um $23^h\,25^m$ GMT an mehreren Stellen durchsichtige Bänke von Altokumuli festgestellt werden konnten.

Die Nacht war trotzdem besonders klar mit funkelnden Sternen, da nach der allgemeinen Wetterlage, mit einem beständigen Hoch in Mitteleuropa, vor der Beobachtung schon tagelang die „Bora", ein für die adriatische Küste charakteristischer NE-Wind, wehte und daher besonders klare Sicht herrschte.

Westlich des Polarsternes zeigten sich, vom oberen Rande angefangen, dunklere Stellen die zeitweise fast erloschen und bis über die Mitte herunterreichten. Diese dunklen Stellen waren nach Westen geneigt.

Der westliche Rand leuchtete am schwächsten, zeigte aber in der Höhe eine beträchtliche Ausdehnung.

Die Erscheinung wurde ungefähr 100 m östlich von meinem Standort von J. Miletić, in Opatija von K. Penkala, in Dubrovnik von P. Kapičić und an anderen Orten gesehen.

Mit Rücksicht auf die südliche Lage von Dubrovnik ($\varphi = 42°\ 39'$ N, $\lambda = 18°\ 6'$ E), wurde die Erscheinung im Minauroralen* Gürtel beobachtet, der durch die Pararellkreise 45° N bzw. S der geomagnetischen Breitengrade begrenzt wird, in welchem Gebiet die Erscheinung des Nordlichtes sehr selten ist.

Da der grösste Teil Jugoslawiens in diesem Gürtel liegt sind auch entsprechende Aufzeichnungen verhältnismässig selten, worüber der Verfasser, der zufällig nach acht Jahren zum zweitenmale diese Erscheinung beobachten konnte, seinerzeit berichtete** Die vorliegende Beobachtung ist deshalb erst die 3. Aufzeichnung*** über eine Aurora borealis in Jugoslawien.

Literatur hinweise:

* S. Chapman: The Aurora in middle and low latitudes „Nature" Vol. 179, 5, jan. 1957 pag. 7.

** V. Glumac: Pojava polarnog svijetla. Glasnik matematičko-fizički i astronomski, Zagreb, T. 4, 1949

*** J. Goldberg: Persönnliche Mitteilung.

ÉLÉMENTS DES ORBITES CIRCULAIRES

par *RUŽICA S. MITRINOVIĆ*

№	Désignation	Époque 0^h U. T.	l_0	1950.0 Ω	1950.0 i	dl/dt	r	m	Opposition en λ	Autorité	Remarques
			°	°	°	°				MPC	
1	1956 PB	VIII— 5	307,9	3,3	6,9	0,2807	2,316	15,9	1956—VII —29	1581	
2	1956 QA	VIII—15	322,5	103,4	2,0	0,5968	1,447	15,8	1956—VIII—16	1582	
3	1956 RE	IX— 4	335,5	320,6	15,4	0,3839	1,881	—	1956—VIII—25	1582	
4	1956 RF	IX— 5	337,9	183,8	7,7	0,3266	2,096	16,4	1956—VIII—29	1582	
5	1956 RG	IX— 5	336,9	277,4	5,9	0,2207	2,732	16,4	1956—VIII—28	1582	
6	1956 RH	IX— 7	339,1	93,9	4,4	0,2081	2,819	15,7	1956—VIII—31	1582	
7	1956 RJ	IX— 7	337,2	4,1	1 5	0 2104	2,799	14,0	1956—VIII—28	1582	
8	1956 RK	IX— 7	337,7	95,1	6,3	0,2306	2,673	16,8	1956—VIII—29	1582	
9	1956 RL	IX —7	337,1	120,9	1,9	0,2317	2,641	16,8	1956—VIII—28	1582	
10	1956 RM	IX— 8	342,5	353,7	9,4	0,1778	3,119	16,7	1956—IX — 4	1583	
11	1956 RN	IX— 8	341,7	344,5	7,2	0,2520	2,518	15,2	1956—IX — 3	1583	
12	1956 RO	IX— 9	333,1	29,0	7,2	0,2289	2,650	17,4	1956—VIII—22	1603	
		IX—28	336,2	92,6	6,3	0,2285	2,650	15,9	1956—VIII—20	1603	[1]
13	1956 RP	IX— 9	328,7	99,0	11,0	0,1494	3,519	17,1	1956—VIII—18	1603	
14	1956 RQ	IX— 9	340,1	354,3	6,8	0,2434	2,550	16,4	1956—VIII—29	1603	
15	1956 SA	IX—27	341,3	331,8	37,0	0,0926	4,888	15,6	1956—IX — 1	1603	
16	1956 SD	IX—29	357,0	176,8	23,1	0,1415	3,669	15,7	1956—IX —18	1603	
17	1956 SE	IX—29	352,6	60,4	10,8	0,3487	2,664	16,3	1956—IX —11	1603	
18	1956 SF	IX—30	339,4	347,1	5,0	0,1441	3,617	16,2	1956—VIII—28	1603	
19	1956 SG	IX—30	8,3	175,5	6,9	0,4349	1,741	16,3	1956—X — 2	1604	

[1] Nouvel objet.

№	Désignation	Époque 0^h U. T.	l_0	1950.0 Ω	1950.0 i	dl/dt	r	m	Opposition en λ	Autorité	Remarques
			°	°	°	°				MPC	
20	1956 TB	X— 1	19,4	170,5	9,1	0,2376	2,580	16,5	1956—X —16	1604	
		X— 5	16,8	137,9	3,2	0,5365	1,543	16,1	1956—X —15	1604	[1]
21	1956 TC	X— 5	21,1	39,4	12,3	0,2738	2,353	15,7	1956—X —18	1604	
22	1956 TD	X— 5	16,3	169,6	5,5	0,5968	1,396	16,0	1956—X —16	1604	
23	1956 TE	X— 5	20,4	62,3	4,5	0,3009	2,212	16,0	1956—X —17	1604	
24	1956 TF	X— 5	22,7	97,0	1,4	0,1924	2,985	16,1	1956—X —18	1604	
25	1956 TG	X— 9	19,4	153,7	6,7	0,2684	2,404	16,6	1956—X —14	1604	
		X—29	21,6	124,5	6,4	0,1393	3,678	16,6	1956—X —12	1606	[2]
26	1956 TH	X— 9	17,9	142,5	5,6	0,3269	2,118	16,6	1956—X —12	1604	
27	1956 TJ	X— 9	16,8	88,6	7,6	0,2198	3,026	15,7	1956—X —10	1604	
28	1956 TK	X— 9	16,6	165,2	7,0	0,3035	2,306	13,8	1956—X —10	1604	
29	1956 TL	X— 8	15,3	121,9	5,2	0,4312	1,878	16,1	1956—X — 9	1604	
30	1956 TO	X—10	30,8	248,3	11,6	0,2132	2,783	16,1	1956—X —28	1605	
31	1956 TP	X—10	26,8	346,0	8,8	0,3394	2,038	16,1	1956—X —25	1605	
32	1956 TQ	X—11	12,6	28,5	8,6	0,0926	4,991	16,5	1956—X — 5	1605	
33	1956 TR	X—11	11,4	34,8	5,8	0,2028	2,883	15,6	1956—X — 3	1605	
34	1956 TS	X—11	11,4	174,4	5,9	0,2813	2,321	15,8	1956—X — 2	1605	
35	1956 TT	X—11	29,3	200,1	6,3	0,3264	2,087	14,9	1956—X —28	1605	
36	1956 TU	X—11	28,3	179,8	8,7	0,3333	2,065	15,0	1956—X —27	1605	
37	1956 TV	X—11	26,7	43,8	4,0	0,4041	1,815	16,0	1956—X —26	1605	
38	1956 UC	X—28	32,7	275,4	7,8	0,2648	2,441	15,6	1956—X —25	1605	
39	1956 UD	X—28	31,6	358,1	9,6	0,2329	2,683	15,4	1956—X —24	1605	
40	1956 UE	X—28	29,5	244,0	14,1	0,1657	3,345	15,4	1956—X —22	1605	
41	1956 UF	X—28	30,2	273,8	5,7	0,2580	2,447	15,3	1956—X —22	1605	
42	1956 UG	X—27	34,6	277,6	11,8	0,2815	2,525	16,3	1956—X —28	1606	
43	1956 UH	X—27	34,6	285,2	8,8	0,3559	2,047	15,5	1956—X —28	1606	
44	1956 UJ	X—29	21,6	187,2	9,9	0,2332	2,614	14,7	1956—X —10	1606	
45	1956 UK	X—29	16,8	19,8	44,2	0,0847	5,200	14,5	1956—X — 8	1606	
46	1956 UL	X—29	29,7	36,7	4,8	0,2433	2,556	15,4	1956—X —21	1606	
47	1956 UM	X—29	29,3	46,4	4,5	0,1988	2,931	16,4	1956—X —21	1606	
48	1956 UN	X—29	29,9	26,2	10,3	0,2768	2,347	16,2	1956—X —21	1606	
49	1956 UO	X—29	28,4	205,1	9,2	0,1738	2,980	15,5	1956—X —20	1606	
50	1956 UP	X—29	27,3	185,1	3,7	0,1818	3,104	16,4	1956—X —19	1606	
51	1956 UQ	X—29	27,7	45,7	8,8	0,2432	2,546	16,0	1956—X —18	1606	
52	1956 VE	XI— 3	32,9	47,6	27,3	0,1942	2,970	15,7	1956—X —24	1606	
53	1956 VF	XI— 3	49,6	149,9	2,8	0,5793	1,428	15,9	1956—XI —24	1607	
54	1956 VH	XI— 6	47,9	52,1	31,6	0,2541	2,496	16,5	1956—XI —11	1607	
55	1956 XC	XII— 4	83,9	309,0	13,2	0,2852	2,292	15,4	1956—XII —20	1608	
56	1956 XD	XII— 4	83,2	30,4	10,7	0,2909	2,259	14,6	1956—XII —19	1608	
57	1956 XE	XII— 4	84,1	332,1	9,3	0,2362	2,598	15,3	1956—XII —19	1608	
58	1957 AA	I— 9	109,6	200,4	2,5	0,3129	2,235	14,0	1957—I —10	1608	
59	1957 AC	I— 9	111,6	161,8	4,9	0,2108	2,810	14,4	1957—I —12	1608	
60	1957 BA	I—23	113,3	143,6	5,0	0,2508	2,498	13,9	1957—I —10	1583	
61	1957 BB	I—22	112,6	120,9	10,7	0,2951	2,237	14,7	1957—I — 9	1609	
62	1957 BC	I—22	132,3	269,5	2,3	0,2851	2,292	15,0	1957—II — 5	1609	
63	1957 BD	I—29	116,9	233,5	4,6	0,2960	2,233	14,2	1957—I —12	1609	
64	1957 BE	I—29	118,0	154,2	8,4	0,2555	2,463	14,3	1957—I —14	1609	
65	1957 BF	I—30	121,0	70,3	3,7	0,2611	2,430	14,4	1957—I —18	1609	
66	1957 BG	I—30	139,7	309,7	9,0	0,1933	2,965	14,3	1957—II —11	1609	
67	1957 BH	I—30	140,0	293,3	4,8	0,2734	2,358	14,5	1957—II —12	1609	
68	1957 BJ	I—30	139,8	302,0	3,0	0,2795	2,324	14,3	1957—II —12	1609	
69	1957 BK	I—30	140,3	265,1	1,2	0,2545	2,472	14,7	1957—II —12	1609	
70	1957 BL	I—30	141,0	309,2	3,1	0,2162	2,752	14,5	1957—II —13	1609	
71	1957 BM	I—30	141,4	231,1	1,2	0,2410	2,559	14,6	1957—II —13	1609	
72	1957 BN	I—30	139,9	152,3	1,8	0,3391	2,039	14,4	1957—II —13	1609	
73	1957 CB	II— 5	140,0	19,5	4,0	0,2350	2,646	14,7	1957—II —10	1610	
74	1957 CC	II— 5	139,9	101,9	8,5	0,2228	2,737	15,0	1957—II —10	1610	
75	1957 CD	II— 5	140,5	354,1	6,7	0,2520	2,494	14,5	1957—II —11	1610	
76	1957 EB	III— 2	148,6	74,8	7,8	0,4492	1,691	14,6	1957—II — 7	1610	
77	1957 EC	III— 2	144,7	48,5	10,3	0,2274	2,663	15	1957—II — 8	1610	
78	1957 FB	III—21	181,0	2,1	5,2	0,2952	2,561	13,4	1957—III —22	1584	
79	1957 FC	III—22	182,2	6,6	8,0	0,2598	2,491	13,2	1957—III —23	1584	
80	1957 FD	III—22	183,8	352,1	2,7	0,2391	2,657	14,5	1957—III —25	1610	

[1] Nouvel objet.
[2] Nouvel objet. Peut être cet objet est = 1956 T H?

ORBITES CIRCULAIRES DES PETITES PLANÈTES

par *RUŽICA S. MITRINOVIĆ*

Planète	Époque 0^h U. T.	u_0	1950.0		μ	a	Observations
			Ω	i			
1956 PD	56 Sept. 4	205°,927	115°,428	5°,047	0°,16003	3,3600	Août 15, Sept. 4
1956 TM	56 Oct. 29	186,701	201,113	7,249	0,22068	2,7122	Oct. 10, Nov. 8
1956 TN	56 Oct. 29	303,601	86,030	2,462	0,22709	2,6605	Oct. 10, Nov, 29
1957 AB	57 Jan. 28	346,344	127,415	14,899	0,17972	3,1100	Jan. 9, 28

IDENTIFICATION 1957 HB = 1496 (1938 SA_1)

by *RUŽICA S. MITRINOVIĆ*

Eliptic orbit based on the observations of 29 April, 6 and 21 May give the following system of elements:

Epoch 1957—V—7,0 U. T.

$$M = 302^\circ,11\,190$$
$$\left.\begin{array}{l}\omega = 359,66\,276\\ \Omega = 294,36\,961\\ i = 2,50\,157\end{array}\right\}\ 1950{,}0$$
$$\varphi = 9,27\,071$$
$$\mu = 0,300\,8593 \quad (1083'',093)$$
$$a = 2,205\,7711$$

The elements are in perfect agreement with those corresponding to the Minor planet 1496 (See MP, Leningrad, 1957).

O — C for the dates of observations (Eph. Leningrad) are:

	$d\alpha$(o — c)	$d\delta$(o — c)
	m	
1957 — IV — 29,56323	— 11,7	+ 57′
V — 2,54886	— 11,1	+ 59
V — 6,53749	— 11,0	+ 59
V — 21,51990	— 10,1	+ 57

SUR UNE POSSIBILITÉ DE DÉTERMINER L'ÉQUATION PERSONELLE (DE MOUVEMENT) DANS LES OBSERVATIONS DE PASSAGE FAITES AVEC UN INSTRUMENT DU TYPE BAMBERG

par *LJ. A. MITIĆ*

Si l'on a observé, au cours d'une série d'étoiles horaires, dans le but de déterminer la correction de pendule, deux polaires, la première (1) au passage supérieure (s) et la deuxième (2) au passage inférieure (i), on aura pour l'azimut A de l'instrument employé:

$$A = \frac{U_{1s} - U_{2i}}{M_{1s} - M_{2i}} \qquad (1)$$

Dans cette formule les M sont, d'après la formule de Meyer, les coeficients d'azimut et les quantités U sont définies par:

$$U = \mathcal{A}R - t_p - \beta N - (c \mp \varkappa) \sec \delta$$

où l'on a désigné par:

$\mathcal{A}R$ — l'ascension droite de l'étoile
t_p — le temps mesuré de passage
β — l'inclinaison de l'axe de l'instrument
N — le coeficient de l'inclinaison
c — l'épaisseur des contacts du micromètre
$\varkappa$ — l'aberration diurne
δ — la déclinaison de l'étoile.

Si l'on intoduit, dans les quantités U, l'effet d'équation personelle, on aura:

$$U_{1s} = U^\circ_{1s} - \varepsilon \sec \delta_{1s} \qquad (2)$$
$$U_{2i} = U^\circ_{2i} - \varepsilon \sec \delta_{2i}$$

où l'indice ° signifie la valeute axacte de U, c'est à dire, exempte d'erreure personelle et ε la constante de l'erreur personelle de l'observateur.

Supposons que l'on ait obsevé deux séries d'étoiles et désignons la première par I, la deuxième par II.

L'quation (1) devient, d'après les équations (2), pour la première série (I):

$$A_I = \frac{U^\circ_{1s} - U^\circ_{2i}}{M_{1s} - M_{2i}} - \varepsilon \frac{\sec \delta_{1s} - \sec \delta_{2i}}{M_{1s} - M_{2i}} \tag{3}$$

En posant:

$$\frac{U^\circ_{1s} - U^\circ_{2i}}{M_{1s} - M_{2i}} = A^\circ_I$$

on aura:

$$A_I = A^\circ_I - \varepsilon \frac{\sec \delta_{1s} - \sec \delta_{2i}}{M_{1s} - M_{2i}} \tag{4}$$

On voit que A°_I est la valeur d'azimut A_I qu'on obtiendrait si l'équation personelle n'existait pas, c'est à dire, pour $\varepsilon = 0$.

Supposons que la nuit soit assez longue, de sorte qu'il soit possible d'observer, après 12 heures de temps sidéral, une autre série d'étoiles horaires, mais les mêmes polaires 1 et 2 qui, entretemps, auront changé de roles. La polaire 1 sera cette fois en passage inférieure et la polaire 2 en passage supérieure. En tout cas, il sera possible d'observer les polaires 1 et 2 en disposition inverse de leur passages, comme des étoiles du soir, au bout de six mois approximativement.

Selon (4) on aura:

$$A_{II} = A^\circ_{II} - \varepsilon \frac{\sec \delta_{2s} - \sec \delta_{1i}}{M_{2s} - M_{1i}} \tag{5}$$

Bien que les déclinaisons des polaires changent considérablement avec le temps, les valeurs absolues des expressions:

$$\frac{\sec \delta_{1s} - \sec \delta_{2i}}{M_{1s} - M_{2i}} \text{ et } \frac{\sec \delta_{2s} - \sec \delta_{1i}}{M_{2s} - M_{1i}} \tag{6}$$

ne diffèrent jamais plus de 0.004 au bout de six mois. En tenantt compte du fait que les expressions (6) sont multiplués, d'après (4) et (5), par une quantité petite ε, qui n'excede jamais quelques centièmes de seconde de temps, on aura toujours, en millièmes de seconde de temps:

$$\varepsilon \frac{\sec \delta_{1s} - \sec \delta_{2i}}{M_{1s} - M_{2i}} = - \varepsilon \frac{\sec \delta_{2s} - \sec \delta_{1i}}{M_{2s} - M_{1i}} \tag{7}$$

ou: (8)

$$\varepsilon \frac{\sec \delta_{1s} - \sec \delta_{2i}}{M_{1s} - M_{2i}} + \varepsilon \frac{\sec \delta_{2s} - \sec \delta_{1i}}{M_{2s} - M_{1i}} = \overset{s}{0}.000$$

De (7) et (8) on obtient, en ajoutant (4) et (5) membre à membre:

$$A_I + A_{II} = A^\circ_I + A^\circ_{II} \tag{9}$$

c'est à dire la somme des azimuts déterminés à l'aide des mêmes polaires, mais par combinaisons opposées de leur passages est affranchie de l'effet d'équation personelle.

Dans le tableau suivant on trouve quelques exemples des polaires, réellement observées deux fois, au passages opposés, au cours de l'annés 1952 à l'Obsrvatoire de Belgrade. De ce tableau on voit en même temps que les relations (7) et (8) sont toujours valables.

I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII
1	Grb. 1359 Caml Br. 2412 Draconis	+ 84°12' 83 08	16 III 1952 14 IX „	soir soir	− 0.120 + 0.117	− 0.006 + 0.006	$\overset{s}{0}.000$
2	Grb. 2315 U Min Grb. 750 Cephei	83 05 85 26	11 III „ 18 IX „	matin matin	+ 0.288 − 0.286	+ 0.014 − 0.014	0.000
3	Grb. 1850 Caml ν Cephei	85 51 82 56	3 I „ 5 VIII „	matin matin	− 0.367 + 0.368	− 0.019 + 0.019	0.000
4	76 Draconis Grb. 1359 Caml	82 21 84 12	19 VI „ 9 XI „	matin matin	+ 0.196 − 0.192	+ 0.010 − 0.010	0.000
5	I H. Draconis 32 H. Cephei	81 33 + 85°52'	10 IV „ 28 X „	soir soir	+ 0.484 − 0.487	+ 0.024 − 0.024	$\overset{s}{0}.000$

Colonne I: N° d'exemple

II: Nom de l'étoile; la première étoile étant en passage supérieure de première observation de chaque exemple

III: Déclinaison

IV: Dates d'observations I et II

V: Temps d'observation

VI: Les valeurs des expressions (6)

VII: Les veleures d'expression (7) en supposant $\varepsilon = \overset{s}{0}.050$

VIII: La somme de première et de seconde valeurs de VII de chaque exemple montre que la relation (8) a bien lieu.

Dans ce tableau (la colonne VII) nous avons supposé ε très grand ($\varepsilon = 0.^{s}050$) quoique, en pratique, il rarement dépasse un ou deux centièmes de seconde de temps. De plus, nous avons choisi un très grand intervalle de temps entre la première et la deuxième observation de chaque couple de polaires (six mois à peu près). Ceci pour montrer que même dans ce cas les relations (7) et (8), par consequent (9) aussi sont justes. (Voir les colonnes VII et VIII du tableau). Ces relations seront d'autant mieux satisfaites que les deux observations sont faites la même nuit (saison d'hiver). Ou, si, au lieu des polaires, l'on a observè des couples d'étoiles horaires de hautes déclinaisons, chaque couple cosistant d'une étoile au passage supérieure et une autre au passage inférieure. Dans ce cas les variations des déclinaisons des étoiles obsevées entre lee deux observations seront beaucoup moindres. On aura sinsi non seulement les relations (7) et (8) satisfaites, mais aussi:

$$\frac{\sec \delta_{1s} - \sec \delta_{2i}}{M_{1s} - M_{2i}} = - \frac{\sec \delta_{2s} - \text{ses}\, \delta_{1i}}{M_{2s} - M_{1i}}$$

D'autre part l'azimut de l'instrument de passage peut être déterminer par une combinaison de deux étoiles horaires quelquonques, l'une culminant au nord et l'autre au sud du zénith, d'après (3) où il faut introduire les valeurs correspondantes. Pour la première observation (I) l'azimut A'_I, calculé d'après les étoiles horaires sera:

$$A'_I = \frac{U^{\circ}_{In} - U^{\circ}_{Is}}{M_{In} - M_{Is}} - \varepsilon \frac{\sec \delta_{In} - \sec \delta_{Is}}{M_{In} - M_{Is}} \qquad (10)$$

Pour la deuxième observation (II) l'azimut A'_{II} d'après les étoiles horaires sera:

$$A'_{II} = \frac{U^{\circ}_{IIn} - U^{\circ}_{IIs}}{M_{IIn} - M_{IIs}} - \varepsilon \frac{\sec \delta_{IIn} - \sec \delta_{IIs}}{M_{IIn} - M_{IIs}} \qquad (11)$$

Les indices n resp. s dans (10) et (11) signifient qu'il s'agit d'étoile nord resp. sud.

Evidemment les étoiles horaires de la première observation (I) ne sont pas les mêmes que les étoiles horaires de la deuxième observation (II).

En admettant qu'il n'y ait pas d'erreures accidentelles, on aura:

$$\frac{U^{\circ}_{In} - U^{\circ}_{Is}}{M_{In} - M_{Is}} = \frac{U^{\circ}_{1s} - U^{\circ}_{2i}}{M_{1s} - M_{2i}} = A^{\circ}_{I} \qquad (12)$$

et de même:

$$\frac{U^{\circ}_{IIn} - U^{\circ}_{IIs}}{M_{IIn} - M_{IIs}} = \frac{U^{\circ}_{2s} - U^{\circ}_{1i}}{M_{2s} - M_{1i}} = A^{\circ}_{II} \qquad (13)$$

Posons.

$$\frac{\sec \delta_{In} - \sec \delta_{Is}}{M_{In} - M_{Is}} = a_p \; ; \; \frac{\sec \delta_{IIn} - \sec \delta_{IIs}}{M_{IIn} - M_{IIs}} = a_d \qquad (14)$$

En ajoutant (10) et (11) membre à membre on obtient, en tenant compte de (12), (13) et (14):

$$A'_I + A'_{II} = A_I^{\circ} + A_{II}^{\circ} - \varepsilon (a_p + a_d) \qquad (15)$$

ou, d'aprés (9):

$$A'_I + A'_{II} = A_I + A_{II} - \varepsilon (a_p + a_d) \qquad (16)$$

Ainsi nous avons:

$$\varepsilon = \frac{(A_I + A_{II}) - (A'_I + A'_{II})}{a_p + a_d}$$

ou:

$$\varepsilon = \frac{(A_I - A'_I) + (A_{II} - A'_{II})}{a_p + a_d}$$

En posant:

$$A_I - A'_I = A_p$$
$$A_{II} - A'_{II} = A_d$$

on aura:

$$\varepsilon = \frac{A_p + A_d}{a_p + a_d} \qquad (17)$$

Les quantités A de (17) sont connues des observations, les quantités a pouvànt être calculées.

En réalité les quantités A sont entachées d'erreures accidentelles considérables, aussi est il nécessaire d'avoire un grand nombre d'observations pour que ε trouvé soit certain.

Lj. A. Mitić

SUR LA MASSE TOTALE DES PETITES PLANÈTES

par *R. S. MITRINOVIĆ*

L'étude des surfaces des petites planètes et la mesure de leurs diamètres, qui jouent un rôle prépondérant dans la détermination du volume et de la masse de ces astres, est une question très délicate. Les petites planètes en général sont des corps minuscules, dont on ne peut pas appercevoir les vraies disques, même en utilisant le grossissement le plus fort de l'instrument. A l'exeption, bien entendu, de quatre premières petites planètes, dont les diamètres sont appréciés d'une manière satisfaisante.

En principe, donc, la détermination du volume, et par conséquent de la masse des petites planètes est bornée à la connaissance de leurs éclats, c'est à dire de leurs magnitudes apparentes. D'apprès les variations que subissent parfois ces données, il est possible en outre de tirer quelques renseignements sur la forme éventuelle et sur le caractère de la surface de ces corps.

Rappelons que c'était *Le Verrier,* qui avait le premier tenté à estimer la masse totale de l'essaim des petites planètes. D'après ses évaluations, cette masse ne peut pas excéder *un quart* de la masse de la Terre. *Harzer,* cependant estime cette masse à sa propre manière, et la trouve égale à 1/6 de la masse de la Terre, tandis que d'après *Osten* elle ne dépasse pas un dousième de la masse terrestre.

En supposant albedo des petites planètes égal à la moyenne de celui de Mercure et du Mars, et la densité égale à la densité de la Terre, *Bauschinger* trouve que la limite supérieure de la masse des petites planètes est environs 1/296 000 000 de la masse du Soleil. De son côté, pourtant, *Brun* affirme que par rapport à la masse de la Terre, la masse des petites planètes est complétement négligeable.

D'autre part, en tenant compte des quatres premières petites planètes, *Stroobant* avait donné pour leur volume et la masse les valeurs suivantes:

$$V = 0.000\,94 \times \text{volume de la Terre},$$
$$M = 0{,}000\,569 \times \text{masse de la Terre},$$

soit,

$$M = 1/586\,000\,000 \times \text{masse du Soleil}.$$

Les études de 1024 des petites planètes numérotées ont amené *Stracke* à la conclusion que leur volume est 4.125 × volume de Vesta. Plus récemment H. C. Самойлова-Яхонтова, a trvouvé que la masse de 1565 des petites planètes numérotées est environ 4.20 fois la masse de Vesta.

Manifestement, la question du nombre total des petites planètes est bien encore une question ouverte.

Je me propose dans la suite de présenter les résultats auxquels je suis arrivée en considérant tous les objets découverts jusqu'à présent, que ce soient: les planètes numérotées, planètes non-numérotées, ou bien celles insuffisamment observées.

I

Remarquons d'abord que la magnitude absolue (g), la grandeur apparente moyenne (m_0) et la grandeur apparente (m), estimée au moment même de l'observation, sont les seules données qui peuvent nous servir pour apprécier les diamètres des petites planètes. La Table I, donne les rayons (ρ), en kilomètres, calculés au moyen de la formule

$$\log \rho = 3.3135 - 0.2000\, g,$$

pour les valeurs différentes de g (de $5^m.0$ à $20^m.9$)

Table I

g	.0	.1	.2	.3	.4	.5	.6	.7	.8	.9
5^m	205.8	196.5	187.7	179.3	171.2	163.5	156.1	149.1	142.4	136.0
6	129.9	124.0	118.4	113.1	108.0	103.2	98.5	94.1	89.8	85.8
7	81.9	78.3	74.7	71.4	68.2	65.1	62.2	59.3	56.7	54.1
8	51.7	49.4	47.2	45.0	43.0	41.1	39.2	37.5	35.8	34.2
9	32.6	31.2	29.8	28.4	27.1	25.9	24.7	23.6	22.6	21.6
10	20.6	19.7	18.8	17.9	17.1	16.4	15.6	14.9	14.2	13.6
11	13.0	12.4	11.8	11.3	10.8	10.3	9.9	9.4	9.0	8.6
12	8.2	7.8	7.5	7.1	6.8	6.5	6.2	5.9	5.7	5.4
13	5.2	4.9	4.7	4.5	4.3	4.1	3.9	3.7	3.6	3.4
14	3.3	3.1	3.0	2.8	2.7	2.6	2.5	2.4	2.3	2.2
15	2.1	2.0	1.9	1.8	1.7	1.6	1.6	1.5	1.4	1.4
16	1.3	1.2	1.2	1.1	1.1	1.0	1.0	0.9	0.9	0.9
17	0.8	0.8	0.7	0.7	0.7	0.7	0.6	0.6	0.6	0.5
18	0.5	0.5	0.5	0.5	0.4	0.4	0.4	0.4	0.4	0.3
19	0.3	0.3	0.3	0.3	0.3	0.3	0.2	0.2	0.2	0.2
20	0.2	0.2	0.2	0.2	0.2	0.2	0.2	0.1	0.1	0.1

Afin de pouvoir déterminer avec une précision suffisante le volume total et la masse des planètes considérées, nous avons divisé notre travail en trois étapes.

Dans la première, nous présentons le volume et la masse totale pour les petites planètes numérotées, y compris les planètes non retrouvées: Appolo, Adonis et Hermes.

La seconde comprend les mêmes donnés pour les petites planètes non-numérotées, mais dont on dispose des orbites provisoires elliptiques. Leur nombre est 488 au total.

Dans la troisième partie nous présentons enfin les valeurs corréspondantes pour 5872 objets insuffisamment observés.

1. Dans la Table 2 on a donné la distribution de 1619 des petites planètes, d'après la magnitude absolue (g) en partant de $4^m.0$ à $18^m.9$.

Table 2

g	.0	.1	.2	.3	.4	.5	.6	.7	.8	.9	Total
4^m	2	0	0	0	0	1	0	0	0	0	3
5	0	0	0	0	3	1	0	0	2	2	8
6	2	2	2	4	3	6	8	7	6	6	46
7	10	8	12	15	16	15	13	22	20	12	143
8	28	19	35	21	24	38	23	26	47	29	290
9	53	31	42	38	46	40	42	36	34	28	390
10	49	28	36	28	35	40	25	18	24	26	309
11	43	29	27	29	26	23	18	21	21	12	249
12	17	13	13	18	12	12	11	7	12	8	123
13	8	3	5	3	3	3	1	3	3	3	35
14	4	2	1	3	4	2	1	0	0	0	17
15	0	0	1	0	0	0	0	0	0	0	1
16	1	0	0	0	0	0	0	0	0	0	1
17	2	0	0	0	1	0	0	0	0	0	3
18	1	0	0	0	0	0	0	0	0	0	1

Le volume total de ces 1619 petites planètes, en y ajoutant les volumes de Appolo, Adonis et Hermes, de même que de toutes celles dont il sera question plus tard, a été déduit d'après la formule

$$V = (1/\rho_v^3) \sum \rho_i^3 = 137.9 \times 10^{-10} \sum \rho_i^3$$

en désignant par ρ_v le rayon de la planète Vesta, pris pour l'unité ($\rho_v = 417$ km).

Les rayons de Ceres, Pallas, Juno et Vesta ont été adoptés tels qu'ils dérivent des résultats de *Müller*, et pour le reste des petites planètes numérotées (1619 petites planètes) on a utilisé la Table 1. Cette même table a été utilisée aussi pour une détermination des rayons des objets non-numérotés.

Or, le volume des petites planètes citées ci-dessus est égal

$$V = 4.2482 \times \text{volume de Vesta}$$

c'est à dire, égale à 0 00119 × volume de la Terre.

Puis, en supposant une densité comparable à la densité de la Lune, on a pour la masse

$$M = 0.00071\ M_{♁}$$
$$= 214 \times 10^{-11}\ M_{\odot}$$

$M_{♁}$, $M_{\odot}$ représentant respectivement la masse de la Tetre et du Soleil.

2. Parmi les 488 petites planètes non-numérotées, mais disposant des orbites elliptiques provisoires, il n'y a que 185 dont les magnitudes absolues (g) ont été déterminées et publiées. Pour les autres

Table 3

g	.0	.1	.2	.3	.4	.5	.6	.7	.8	.9	Total
7^m	0	0	0	1	0	0	0	0	0	0	1
8	0	0	0	0	0	0	0	1	1	1	3
9	0	0	2	1	0	1	1	0	3	1	9
10	1	4	4	2	4	7	2	4	3	1	32
11	5	2	11	4	7	4	5	4	5	10	57
12	4	3	6	1	5	3	2	2	12	3	41
13	1	3	3	1	2	4	2	1	1	1	19
14	4	0	3	2	1	1	2	0	1	1	15
15	0	0	2	0	2	2	0	0	0	0	6
16	0	1	0	0	0	0	0	0	0	0	1
17	0	1	0	0	0	0	0	0	0	0	1

(303 au total) nous avons calculé une valeur approchée de g d'après la grandeur apparente (m) observée, en se servant de la formule

$$g = m_o + 5 \log a(a-1),$$

et en prenant $m_o = m$ (voir la Table 4). Dans les tables 3 et 4 on a donné la répartition des petites planètes non-numérotées d'après leurs magnitudes absolues (g), respectivement pour 185 et 303 planètes.

Le volume total de ce groupe en parties du volume de Vesta, est le suivant:

$$V = 0.0561 \times \text{volume de Vesta},$$
$$(= 0.0000157 \times \text{vol. de la Terre}),$$

ce qui donne pour leur masse:

$$M = 0.000\ 00942\ M_{♁}$$
$$\cong 3 \times 10^{-11}\ M_{\odot}$$

3. Depuis 1869 à 1955 inclusivement on a découvert 5872 objets et pour lesquels on a la grandeur apparente observée qui appartiennent au troisième groupe.

Table 4

g	.0	.1	.2	.3	.4	.5	.6	.7	.8	.9	Total
7^m	0	0	0	1	1	0	0	0	0	1	3
8	0	1	0	0	1	1	1	1	5	3	13
9	7	5	3	3	3	6	5	7	9	9	57
10	8	5	5	10	9	13	10	12	7	6	85
11	7	10	7	5	7	11	8	6	9	9	79
12	8	4	6	7	4	7	4	2	4	3	49
13	4	2	2	0	1	0	0	0	1	0	10
14	1	0	2	0	0	0	0	0	1	0	4
15	0	0	0	1	0	0	0	0	1	0	2
16	0	0	0	0	0	0	1	0	0	0	1

La magnitude de ces objets a été evaluée approximativement en se basant sur la considération suivante. En partant des données m_0 et g de tous les objets numerotées (1619), on a déterminé une valeur moyenne de g pour les différents intervalles de m_0, depuis 6.5^m jusqu'à 19.4^m (Table 5). Ces valeurs nous ont servi pour estimer g d'après la grandeur apparente observée de chaque planète isolée, appartenant au groupe de 5872 objets, sous hypothèse, bien entendu, $m = m_0$.

Dans la Table 6 on a donné également la repartition de ces objets, de même que leurs rayons approximatifs.

Table 5

m_0	g_m
	m
6.5 — 7.4	4.0
7.5 — 8.4	5.1
8.5 — 9.4	6.3
9.5 — 10.4	6.8
10.5 — 11.4	7.7
11.5 — 12.4	8.4
12.5 — 13.4	9.4
13.5 — 14.4	10.4
14.5 — 15.4	11.6
15.5 — 16.4	12.6
16.5 — 17.4	13.7
17.5 — 18.4	14.4
18.5 — 19.4	18

Table 6

g	Nombre des planètes	ρ (km)
m		
6.3	1	113.1
6.8	2	89.8
7.7	30	59.3
8,4	118	43.0
9.4	882	27.1
10.4	2087	17.1
11.6	1817	9.9
12.6	887	6.2
13.7	41	3.7
14.4	6	2.7
18	1	0.5

On en obtient ainsi le volume total de ces 5872 petites planètes, exprimé en unités de volume de Vesta,

$$V = 0.6672,$$

ce qui corespond à 0.0001874 du volume de la Terre, et à la masse totale 0.00011244 $M_{♁}$, respectivement à $34 \times 10^{-11}\ M_{\odot}$.

II

Ici, une remarque nous paraît nécessaire, à savoir: pour réduire à une même échelle, les grandeur app. des planètes découvertes à Goette-Link ont été corrigées en appliquant un indice de couleur -1.6^m.

D'autre part, on a accepté comme la densité moyenne des petites planètes la densité de la Lune, c'est à dire $\gamma = 0.6$.

Par conséquent, le volume total de tous 7979 petites planètes observées jusqu'à 1955, est 4.973 fois plus grand que le volume de Vesta, c'est à dire il est égal à 0.00139 du volume de la Terre. En ce qui concerne la masse, elle n'est que 0.00084 $M_{♁}$, ou bien 1/397 000 000 $M_{\odot}$.

Le volume précédent correspond à une sphère, dont le rayon est R = 712 km.

III

Il serait intéressant, peut être, de donner un relevé des masses des toutes les petites planètes

considérées (7979), par rapport à la magnitude absolue, c'est à dire dans les limites de g: $4.0^m - 4.9^m$, $5.0^m - 5.9^m$, etc., ce que nous avons fait dans la Table suivante:

Table 7

g	Nombre des planètes	ρ_m	$M_{♁} = 1.0$	$M_{\odot} = 1.0$
$4.0^m - 4.9^m$	3	365.0	34×10^{-5}	102×10^{-11}
5.0 — 5.9	8	148.9	6×10^{-5}	18×10^{-11}
6.0 — 6.9	49	106.6	14×10^{-5}	42×10^{-11}
7.0 — 7.9	177	67.2	13×10^{-5}	39×10^{-11}
8.0 — 8.9	424	42.4	7×10^{-5}	21×10^{-11}
9.0 — 9.9	1338	26.7	6×10^{-5}	18×10^{-11}
10.0 — 10.9	2513	16.9	3×10^{-5}	9×10^{-11}
11.0 — 11.9	2202	10.6	1×10^{-5}	3×10^{-11}
12.0 — 12.9	1100	6.7	0	0
13.0 — 13.9	105	4.2	0	0
14.0 — 14.9	42	2.7	0	0
15.0 — 15.9	9	1.7	0	0
16.0 — 16.9	3	1.1	0	0
17.0 — 17.9	4	0.7	0	0
18.0 — 18.9	2	0.4	0	0

où ρ_m représente le rayon moyen.

On en conclut que les petites planètes, dont le rayon est $\rho_m = 17$ km, et la masse 3×10^{-5} $M_{♁}$, sont les plus nombreuses.

IV

Au cours du travail on a tenu compte même de trois objets peu certains. L'un d'eux a un rayon de 113.2 km, et les deux autres le rayon de 89.8 km. Remarquons d'ailleurs, que les planètes découvertes, mais dont on ne disposait des grandeurs apparentes étaient éliminées. Signalons aussi que parmi 5872 objets il y en a probablement identiques entre eux, on peut être aux planètes numérotées et non-numérotées.

Mais vu ce qui a été dit, on peut compter sur une certaine compensation dans leur nombre. Or, en supposant que les plus grosses petites planètes sont déjà découvertes, et qu'il ne restent que des objets plus faibles, on peut admettre comme le volume total de l'essaim des petites planètes en général

$$V = 5.0 \times \text{volume de Vesta},$$

ce qui donne pour la masse totale:

$$M = 0\text{-}000\ 084\ M_{♁} \cong 1/397\ 000\ 000\ M_{\odot}$$

Il s'ensuit donc que, si cet essaim était la conséquence de désagrégation d'une planète inconnue, celle — ci ne pouvait être qu'un corps assez petit par rapport à la Terre et aux autres grosses planètes.

V

Voyons maintenant quel serait l'accroissement de la masse totale de l'essaim en général, si l'on tient compte des évaluations différentes du nombre des petites planètes dont cet essaim est constitué.

D'après *Strobant*, le nombre des astéroïdes jusqu'à 20.0^m, ne peut pas excéder 100 000. *Baade* suppose que, si l'on s'arrête à 19.0^m, leur nombre doit être reduit à 44 000. *Huble*, pourtant, estime que ce nombre ne peut pas dépasser 30 000 objets.

Eu égard à ce fait, que depuis quelque temps les observateurs anoncent rarement les découvertes des planètes nouvelles plus brillantes que 15.5^m, ces dernières ayant un rayon voisin de 1.6 km, on peut montrer que d'après les évaluations précédentes du nombre total des astéroïdes, l'accroissement de la masse sera

Auteur	Nombre des planètes	$M_{♁} = 1.0$	$M_{\odot} = 1.0$
Stroobant	100 000	9×10^{-7}	285×10^{-14}
Baade	44 000	4×10^{-7}	125×10^{-14}
Huble	30 000	3×10^{-7}	85×10^{-14}

Comme on le voit, l'accroissement est complètement négligeable.

Rappelons enfin que d'après C. B. Orlov, le nombre des petites planètes jusqu'à $g = 15.5^m$ est au total

$$3.2 \times 10^6.$$

Dans se cas et en retenant $\rho = 1.6$ km, on a pour les accroissements respectifs du volume et de la masse: 5×10^{-5} du volume de la Terre, et 3×10^{-5} $M_{♁}$, soit 9×10^{-11} $M_{\odot}$.

VI

D'après notre évaluation de la masse totale de l'essaim des petites planètes, elle est

$$M \cong 1/1200\ M_{♁} = 1/397\ 000\ 000\ M_{\odot}.$$

On en conclut facilement que la masse estimée ne subira pas un changement appréciable, même si l'on suppose qu'il y a à découvrir encore 150 000 des petites planètes de la grandeur apparente 15.5^m.

Pour terminer, ajoutons que la masse totale de l'essaim, même avec une éstimation quelconque du nombre des astéroïdes plus faibles que 15.5^m, ne peut pas dépasser en chiffres ronds la valeur:

$$1/390\ 000\ 000\ M_{\odot}.$$

ESPLORADOJ PRI UTILIGEBLECO DE CIRKLAJ ORBITOJ DE PLANEDETOJ

(de *B. POPOVIĆ, Sarajevo*)

1) Enkonduko

Pri cirklaj orbitoj de planedetoj estas jam multo skribita kaj donitaj multaj ekzemploj ke la trovita cirkla orbito povas tre devii de la vera elipsa orbito, sed ankaŭ la ekzemploj kun tre bona konkordo inter elipsa kaj cirkla orbito. Tio montras ke proksimumigo de elipsa per cirkla orbito ne estas ĉiam tute deca. Precipe en la praktiko montriĝis ne rekomendinda provadi la identigojn surbaze de solaj cirklaj orbitoj, ĉar la limoj de necerteco de la elementoj (fine de la traktaĵo mi mortros ankaŭ teorie kiom la limoj estas larĝaj) permesas trovi multajn planedetojn kun kiuj la „idento" eblas, kaj al neniu oni povas doni avantaĝon.

Ofte troviĝas unuopaj, pli aŭ malpli ellaboritaj, ekzemploj pri eta utiligebleco de cirklaj orbitoj. Sed al mi ne estas konata ke ie oni montris pro kio okazas tiel kaj ĉu oni povas iel antaŭfiksi la kazojn de nedeca utiligo de cirkla orbito.

Ankoraŭ pli interesa estas la demando pri tute diversaj solvoj en cirklaj orbitoj per apliko de diversaj metodoj, resp. atingo de la strangaj solvoj per la klasika (Veithen-)metodo. Poste mi donos por tio kelkajn ekzemplojn, kiuj ĵus igis min al la esploradoj pri cirklaj orbitoj. La esploradojn mi direktigis same al serĉado de kvantoj de kiuj dependas realeco de la trovita cirkla orbito kiel al serĉado de eblecoj ekkoni ĉiujn eblajn solvojn, jam dum eltrovado de orbitelementoj.

Unue mi donos vektoran, rigoran, metodon por eltrovado de cirklaj orbitoj, utiliganta unu observon kun la moviĝdirekto (donita de la observinto aŭ trovita el aliaj observoj). Poste mi analizos la trovitajn ekvaciojn, serĉonte ĉiujn solv-eblecojn — mallonge ĝenerale kaj pli detale por la kazoj el praktiko. Post tio mi donos plurajn ekzemplojn en kiuj oni trovis la samajn aŭ diversajn solvojn — en komparo kun la aliaj metodoj. Kelkajn el la solvoj mi korektos sub supozo ke estas cirkla ne la orbito mem, sed ĝia projekcio sur la ekliptika ebeno, kaj tiam mi ekzamenos ĝenerale avantaĝon de tia supozo. Kaj fine mi teorie montros pro kio ofte okazas grandaj devioj inter elipsa kaj cirkla orbitoj kaj neeviteblecon de la devioj, mi ligos la teoriajn konkludojn kun la antaŭaj ekzemploj kaj mi montros ilian plenan konkordon.

Kiel en aliaj miaj verkaĵoj, ankaŭ ĉi tie mi uzos la vektorajn elementojn **C**, **D**, difinitaj per la esprimoj

$$\mathbf{C} = [\mathbf{rv}], \tag{1}$$

$$\mathbf{D} = [\mathbf{vC}] - \frac{\mathbf{r}}{r}. \tag{2}$$

La grandojn de la vektoroj signu per *C*, *D* kaj (pro mallongigo de skribado) uzu ankaŭ la signon

$$E = \frac{\sqrt{1 - D^2}}{C}. \tag{3}$$

Kun ĉi tiuj elementoj kaj kun la ekscentra anomalio *u* estas

$$E^2 r = 1 - D \cos u \tag{4}$$

$$\mathbf{rv} = \frac{D}{E} \sin u \tag{5}$$

$$v^2 = \frac{2}{r} - E^2. \tag{6}$$

La ekscentriĝo *D* de cirklaj orbitoj estas nulo kaj la perihelia direkto estas ajna, pro kio restas nur la vektora elemento **C** (krom la fiksita momento de kiu oni mezuras la anomalion, t.e. kiam oni prenas $u = 0$; plej konvenas la momento de la konjunkcio de planedeto kun la ekvinokcio). Kiam oni havas **C** tiam

$$r = C^2 \tag{7}$$

$$\cos i = \frac{\mathbf{Ck}'}{C} \tag{8}$$

$$\operatorname{ctg} \Omega = \frac{\mathbf{Cj}'}{\mathbf{Ci}}, \tag{9}$$

ĉe kio $\mathbf{j}'$ kaj $\mathbf{k}'$ estas la unuovektoroj de *y*-akso kaj *z*-akso en la ekliptika koordinatsistemo rilate la ekvatoran, t.e.

$$\mathbf{k}' = -\sin\varepsilon\ \mathbf{j} + \cos\varepsilon\ \mathbf{k}\ ,$$
$$\mathbf{j}' = -\cos\varepsilon\ \mathbf{j} - \sin\varepsilon\ \mathbf{k}\ .$$

Pli detale pri la vektoraj elementoj kaj iliaj rilatoj al la sferaj elementoj v. ekz. en [6].

2) Rigora vektora metodo por eltrovado de cikla orbito

La elementojn de cirkla orbito oni kutime kalkulas el du observoj. Sed ilin oni povas trovi ankaŭ el unu observo kun la konata moviĝdirekto (la „tagmoviĝo"), v. ekz. [1] p. 178, [8]. Tie oni devas eltrovi la tagmoviĝon kiom eble ĝuste, ĉar ankaŭ de tio dependas ĝusteco de la elementoj. Jam. L. Picard, kiu la unua utiligis la fotografiajn postsignojn de planedetoj por eltrovado de orbitelementoj, montris [5] ke oni povas sufiĉe precize preni la direkton de la postsigno por la direkto de la tercentra moviĝo en la mezo de la fotoobservo. En [7] mi per detala analizo montris en kiuj limoj tio ĝustas kaj mi donis la procedon por eltiro de la moviĝdirekto

el du aŭ pluraj proksimaj observoj (kiam pro la proksimeco oni ne povas trovi la cirklajn elementojn per kutimaj vojoj).

En la tuj ekspozota metodo oni enkondukas nenian proksimumigon de la Ter-moviĝo, sed oni prenas ĝin tian kia ĝi estas en la observomomento, Per tio oni preskaŭ ne pligrandigas la bezonan kalkullaboron kaj ĉu oni profitas iom en la precizeco de la trovotaj elementoj — pri tio mi diros ion fine de la verkaĵo.

Prenu ke la lokocentra pozicio de la observita planedeto en momento t_0 estas donita per la konata unuovektoro **E** kaj la nekonata distanco ρ. La postsigno sur la fotoplako (aŭ la eltrovita derivo de la unuovektoro **E**) estu t (kalkulita por k^{-1} tagoj, en radianoj) Signu ankoraŭ la lokocentran pozicion kaj rapidon de Suno per **R** kaj **V** kaj la suncentran pozicion kaj rapidon de la planedeto per **r** kaj **v** (en la momento t_0 per r_0 kaj v_0), kaj ni havos

$$\mathbf{r}_0 = -\mathbf{R} + \rho\mathbf{E} \tag{10}$$

$$\mathbf{v}_0 = -\mathbf{V} + \rho'\mathbf{E} + \rho\mathbf{t}. \tag{11}$$

Por eltrovi la nekonatajn kvantojn ni ekiros de la egalaĵoj

$$\mathbf{r}_0\,\mathbf{v}_0 = 0,\ \mathbf{v}_0^2 = \frac{1}{r}, \tag{12}$$

karakterizantaj cirklan moviĝon.

Kiom la cirkla moviĝo per ĉi tiuj kondiĉoj proksimumas la elipsan, ni vidos se ni komparos (12) kun la respektivaj egalaĵoj (5) kaj (6) por elipsa moviĝo, ŝanĝante la duan pere de (4) tiel ke oni havu

$$\mathbf{rv} = \frac{D\sin u}{E},\quad \mathbf{v}^2 = \frac{1}{r} + \frac{D\cos u}{r}. \tag{13}$$

La unua esprimo estas eta ĉe etaj ekscentriĝoj kaj ĝi plietiĝas kiam la planedo estas proksime de la perihelio aŭ afelio. La dua esprimo havas la diferencon je (12) kiu same estas eta ĉe etaj ekscentriĝoj kaj ankoraŭ pli eta malproksime de la perihelio kaj de la afelio. Sed por planedetoj observitaj nur unufoje ekzistas granda probableco ke ili estis tiam proksime de la perihelio, do cos u ne estas malgranda, sekve la dua ekvacio (12) estos kutime malpli saturita ol la unua, eĉ verŝajne ke la deflankiĝoj estos ĉiam en sama direkto $\left(\text{al } \cos u > 0, \text{ t.e. al } \mathbf{v}^2 > \frac{1}{r}\right)$. Sed mi ankoraŭ revenos al tio fine de la verkaĵo.

Konsiderante ke la vektoroj **E** kaj **t** estas reciproke normalaj (**t** troviĝas en la tanĝanta ebeno normale al **E**, ĉar ĝi estas la derivo de **E**) la egalaĵoj (12) donos per skalara multipliko de la vektoroj (10) kaj (11)

$$\mathbf{RV} + \rho'(\rho - \mathbf{RE}) - \rho(\mathbf{Rt} + \mathbf{VE}) = 0$$

$$\mathbf{V}^2 + \rho'^2 + \rho^2\mathbf{t}^2 - 2\rho'(\mathbf{VE}) - 2\rho(\mathbf{Vt}) = \frac{1}{r},$$

ĉe kio

$$r^2 = R^2 + \rho^2 - 2\rho(\mathbf{RE}) = (\rho - \mathbf{RE})^2 + [\mathbf{RE}]^2.$$

Se ni enkondukos la signaĵojn

$$\rho - \mathbf{RE} = x,\ [\mathbf{RE}]^2 = R^2 - (\mathbf{RE})^2 = w, \tag{14}$$
$$\mathbf{RE}(\mathbf{Rt} + \mathbf{VE}) - \mathbf{RV} = \alpha,$$

la lastaj tri ekvacioj ricevos la formon

$$\begin{cases} x(\rho' - \mathbf{Rt} - \mathbf{VE}) = \alpha \\ (\rho' - \mathbf{VE})^2 + \rho^2\mathbf{t}^2 - 2\rho(\mathbf{Vt}) + \mathbf{V}^2 - (\mathbf{VE})^2 = \dfrac{1}{r} \\ r^2 = x^2 + w. \end{cases} \tag{15}$$

Ĉi tiuj ekvacioj fakte solvas la problemon, ĉar ili donas la eblecon trovi ρ, ρ' kaj r, per kio — tra (10) kaj (11) — estas konataj la vektoroj $\mathbf{r}_0$ kaj $\mathbf{v}_0$, kaj per tio mem ankaŭ

$$\mathbf{C} = [\mathbf{r}_0\,\mathbf{v}_0]. \tag{1'}$$

La moviĝon oni povas esprimi per

$$\begin{cases} \mathbf{r} = \cos u \cdot \mathbf{r}_0 + \sin u \cdot r\sqrt{r} \cdot \mathbf{v}_0, \\ u = \dfrac{t - t_0}{r\sqrt{r}}. \end{cases} \tag{16}$$

Antaŭ ol fakte solvadi la ekvaciojn (kaj plisimpligi ilin, precipe koncerne la plej oftajn kazojn el observo-praktiko), faru la analizon de ĉiuj eblecoj aperantaj ĉe la solvado.

3) La solvo-eblecoj — ĝenerale

Por esplori la eblecojn kaj vojojn por solvi la ekvaciojn (15) ni reduktos ilin al unu, prenante por la nekonato nur ρ. La ekvacio estos

$$\rho^2\mathbf{t}^2 - 2\rho(\mathbf{Vt}) + \mathbf{V}^2 - (\mathbf{VE})^2 = \tag{17}$$
$$= \frac{1}{\sqrt{(\rho - \mathbf{RE})^2 + w}} - \left(\frac{\alpha}{\rho - \mathbf{RE}} + \mathbf{Rt}\right)^2.$$

La funkcio, y, de maldekstra flanko estas la parabolo, kies minimumo havas la apscison $\frac{\mathbf{Vt}}{\mathbf{t}^2}$, la ordinaton

$$\mathbf{V}^2 - (\mathbf{VE})^2 - \frac{(\mathbf{Vt})^2}{\mathbf{t}^2} = \frac{(\mathbf{V}[\mathbf{Et}])^2}{\mathbf{t}^2} > 0,$$

kaj la nulordinato estas

$$y_0 = \mathbf{V}^2 - (\mathbf{VE})^2 > 0.$$

La grafiko de la dekstraflanka funkcio, Y, havas preskaŭ la saman nul-ordinaton, ĉar

$$Y_0 = \frac{1}{R} - \left(\mathbf{VE} - \frac{\mathbf{RV}}{\mathbf{RE}}\right)^2$$

preskaŭ egalas al $\mathbf{V}^2 - (\mathbf{VE})^2$ — ĉe la Sun-moviĝo proksimume $\mathbf{V}^2 = \frac{1}{R}$, $\mathbf{RV} = 0$; la escepto estas nur kiam $\mathbf{RE} = 0$ (aŭ proksimume), kion oni devas aparte pritrakti. Pli detalan vojon de la linioj ĉirkaŭ la ordinatakso oni vidas el iliaj unuaj derivoj

$$y'_0 = -2\mathbf{Vt}, \quad Y'_0 = \frac{\mathbf{RE}}{R^3} - \frac{2\alpha^2}{(\mathbf{RE})^3} + \frac{2\alpha(\mathbf{Rt})}{(\mathbf{RE})^2}.$$

La kurbo Y rompiĝas por $\rho = \mathbf{RE}$ kaj ni pridiskutos ĝin aparte por la kazoj: $\mathbf{RE} < 0$ (praktike preskaŭ ĉiam), $\mathbf{RE} > 0$ kaj $\mathbf{RE} = 0$ (esceptoj).

En la kazo $\mathbf{RE} < 0$, se ankaŭ $\mathbf{Vt} < 0$, ekzistas la eblecoj

$Y'_0 \leq y'_0$ — la solvo ne ekzistas,

$Y'_0 > y'_0$ — unu solvo nulproksima (eventuale neniu se Y_0 estas multe pli malgranda ol y_0, kio povas esti nur por etaj $\mathbf{RE}$). Se ja $\mathbf{Vt} > 0$ (dum $\mathbf{RE} < 0$) ni havos

$Y'_0 > y'_0$ — unu solvo (sed povas okazi ke la parabolo tranĉos la kurbon antaŭ la minimumo, kiam oni havos tri solvojn),

$Y'_0 \leq y'_0$ — la solvo ne ekzistas (eventuale unu nulproksima solvo se Y_0 estas multe pli granda ol y_0).

Por la kazo $\mathbf{RE} > 0$ la branĉo inter $\rho = o$ kaj $\rho = \mathbf{RE}$ povas doni unu solvon (evidente nulproksima) nur se $Y_0 > y_0$ (kiam $\mathbf{Vt} < 0$, tiam samtempe devas esti $Y'_0 > y'_0$). La branĉo dekstre de $\rho = \mathbf{RE}$ povas doni neniun aŭ du solvojn, sed ne valoras pli haltiĝi ĉe ilia analizo ĉar ja $\mathbf{RE} > 0$ estas la escepto.

En la speciala kazo $\mathbf{RE} = 0$ (analizo estas la sama ankaŭ kiam $\mathbf{RE}$ nulproksimas) estas $\alpha = -\mathbf{RV}$, $Y_0 = -\infty$, tiel ke por $\mathbf{Vt} < 0$ la solvo ne ekzistas, kaj por $\mathbf{Vt} > 0$ oni havos neniun aŭ du solvojn (de kiuj unu povas esti nulproksima). La sufiĉa kondiĉo, sed ne nepra, por ke la solvo ekzistu estas ke la minimuma ordinato de la parabolo estu malpli granda ol la kurbordinato kun la sama apsciso, t.e.

$$\frac{(\mathbf{VEt})^2}{\mathbf{t}^2} < \frac{\mathbf{t}^2}{\sqrt{(\mathbf{Vt})^2 + \mathbf{t}^4 R^2}} - \left(\mathbf{Rt} - \frac{\mathbf{t}^2\,\mathbf{RV}}{\mathbf{Vt}}\right)^2.$$

Konsiderante ke la lastan esprimon ni povas skribi kiel kvadraton de

$$\frac{[\mathbf{Rt}]\,[\mathbf{Vt}]}{\mathbf{Vt}},$$

(ĝi estas laŭnature eta kvanto) kaj ke la moviĝo de planedeto nemulte deflankiĝas de la ekliptiko (pro kio ankaŭ $\mathbf{VEt}$ estas eta kvanto), la kondiĉo estos plejparte plenumita, sekve ekzistas ebleco de la solvo.

La analogan kondiĉon oni povas starigi same por $\mathbf{RE} = 0$, $\mathbf{Vt} > 0$, metinte $\rho = \frac{\mathbf{Vt}}{\mathbf{t}^2}$ en la dekstraflankan esprimon de la ekvacio (17), ĉee oni povas al la lasta esprimo doni la formon

$$\frac{[\mathbf{R}\,[\mathbf{Et}]\,]\,[\mathbf{V}\,[\mathbf{Et}]\,] - \mathbf{t}^2(\mathbf{RV})}{-[\mathbf{VE}]\,[\mathbf{Et}] - [\mathbf{Rt}]\,[\mathbf{Et}]} = \frac{(\mathbf{REt})(\mathbf{VEt})}{([\mathbf{RE}]\,\mathbf{Et})},$$

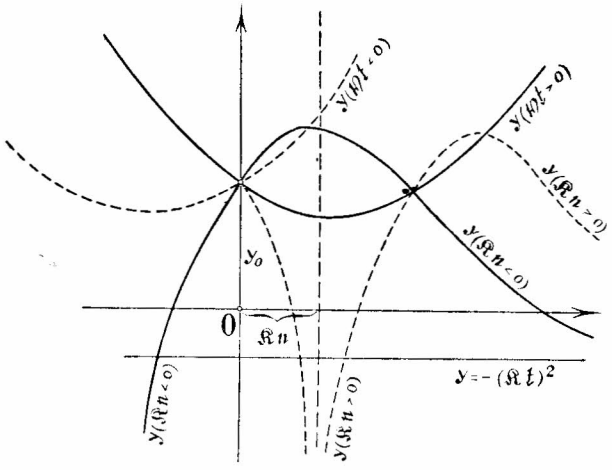
sekve anhaŭ ĝi ĝenerale estas eta kvanto, kaj la kondiĉo estas kutime plenumita.

Interesas speciala kazo $\alpha = 0$, ĉar tiam la unua ekvacio (15) tuj donas unu el du eblaj solvoj

$$\rho = \mathbf{RE} \quad (x = 0) \qquad \text{au} \qquad \rho' = \mathbf{VE} + \mathbf{Rt}.$$

Kiel, laŭ (14)

$$-2\alpha = -2\mathbf{RE}\,(\mathbf{RE})' + 2\,(\mathbf{RR})' = ([\mathbf{RE}]^2)' = w',$$



Bdo 1

kaj w estas kvadrato de la distanco inter Suno kaj la observodirekto, ni havos $\alpha = 0$ kiam la kvadrato havas ekstreman valoron: la opozicio, la konjunkcio kaj la orttriangula pozicio. Trarigardu la solv-eblecojn.

$\rho = \mathbf{RE}$ povas esti nur kun $\mathbf{RE} > 0$. Tiam el la tria kaj la dua ekvacio (15)

$$r = |[\mathbf{RE}]|,$$

$$\rho' = \mathbf{VE} \pm \sqrt{\frac{1}{r} - \mathbf{V}^2 + (\mathbf{VE})^2 - \mathbf{t}^2\left[(\mathbf{RE})^2 - 2\mathbf{RE}\cdot\frac{\mathbf{Vt}}{\mathbf{t}^2}\right]},$$

kaj ni havos neniun, unu au dŭ solvojn laŭ

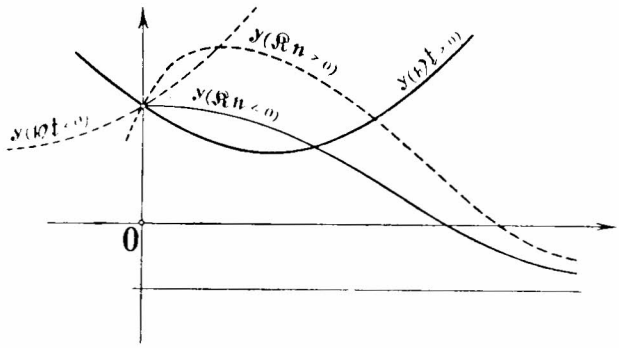
$$\frac{t^2}{|[RE]|} \lesseqgtr \left[t^2(RE) - Vt\right]^2 + (VEt)^2 .$$

Sed se ni supozus ke $\rho \neq RE$ tiam devus esti

$$\rho' = VE + Rt,$$

kaj (17) fariĝus

$$\rho^2 t^2 - 2\rho\, Vt + V^2 - (VE)^2 = \\ = \frac{1}{\sqrt{(\rho - RE)^2 + w}} - (Rt)^2 .$$



Bdo 2

Analizo de ĉi tiu ekvancio estas tre simpla. Maldekstre estas la parabolo kiel en la ĝenerala kazo, kaj dekstre estas la kurbo kun la nulordinato $\frac{1}{R} - (Rt)^2$, kio pro $\alpha = 0$ identas kun $\frac{1}{R} - \left(VE - \frac{RV}{RE}\right)^2 \sim y_0$, ĝi havas la maksimumon $\frac{1}{R}$ por $\rho = RE$ kaj falas senĉese al la valoro $-(Rt)^2$. Por $Vt < 0$ povas esti evidente unu pozitiva nulproksima solvo nur se

$$Y'_0 = \frac{RE}{R^3} > -2Vt = y'_0$$

kaj se $Y_0 = \frac{1}{R} - (Rt)^2$ ne estas multe pli eta ol $y_0 = V^2 - (VE)^2$. En la kazo $Vt > 0$ ekzistas ĉiam unu positiva solvo (des pli granda ju pli granda estas RE, escepte se samtempe $Y'_0 < y'_0$ kaj $Y_0 \leqq y_0$.

4) Solvoeblecoj en praktik-kazoj

La antaŭa analizo havas plie teorian karakteron kaj ampleksas ĉiujn eblecojn. Sed praktike oni fotas planedetojn preskaŭ nur dum la opozicio, kaj tio signifas ke w, VE kaj Rt estas malgrandaj kompare kun la aliaj kvantoj. Pro tio, krom speciala bezono, oni ne faros la antaŭan ekzamenadon sed oni tuj ttansiros al solvado de la ekvacisistemo (15). Tial mi donos ĉi tie rapidan vojon por la solvado, des pli rapida ju pli etaj estas w kaj α.

Se ni, apud (14), enkondukos ankoraŭ la signojn

$$(18) \qquad \begin{cases} 2\,[Vt - t^2(RE)] = \beta \\ V^2 + t^2(RE)^2 + (Rt)^2 - \\ -2(RE)(Vt) - (VE)^2 = \gamma, \end{cases}$$

la ekvacioj — trans (17) — fariĝos

$$(19) \qquad \begin{cases} \frac{1}{r} = \gamma + t^2 x^2 - \beta x + \frac{\alpha}{x}\left(\frac{\alpha}{x} + 2Rt\right) \\ r^2 = x^2 + w. \end{cases}$$

La nekonatojn x kaj r oni facile trovas per alproksimiĝoj. Por la unua paŝo oni prenos $w = 0$, $\alpha = 0$, t.e. $x = r$, kial oni devas unue solvi la ekvacion

$$(20) \qquad \gamma - \beta x + t^2 x^2 = \frac{1}{x} .$$

La formoj de la kurboj reprezentantaj maldekstran kaj dekstran flankon de la ekvacio klare montras ke ekzistas nur unu solvo $x > 0$. Ankaŭ el la fakto ke

$$\gamma = V^2 - (VE)^2 - \left(\frac{Vt}{t^2}\right)^2 + \frac{\beta^2}{4t^2} + (Rt)^2,$$

pro kio oni povas skribi la maldekstran flankon en la formo

$$t^2\left(x - \frac{\beta}{2t^2}\right)^2 + \left(\frac{VEt}{t^2}\right)^2 + (Rt)^2,$$

kaj ke $\beta > 0$ (ĝi povus esti negativa nur en escepta kazo de ege rapida moviĝo), sekvas ke ĉirkaŭ la opozicio la ekvacio (20) havas regule nur unu pozitivan solvon.

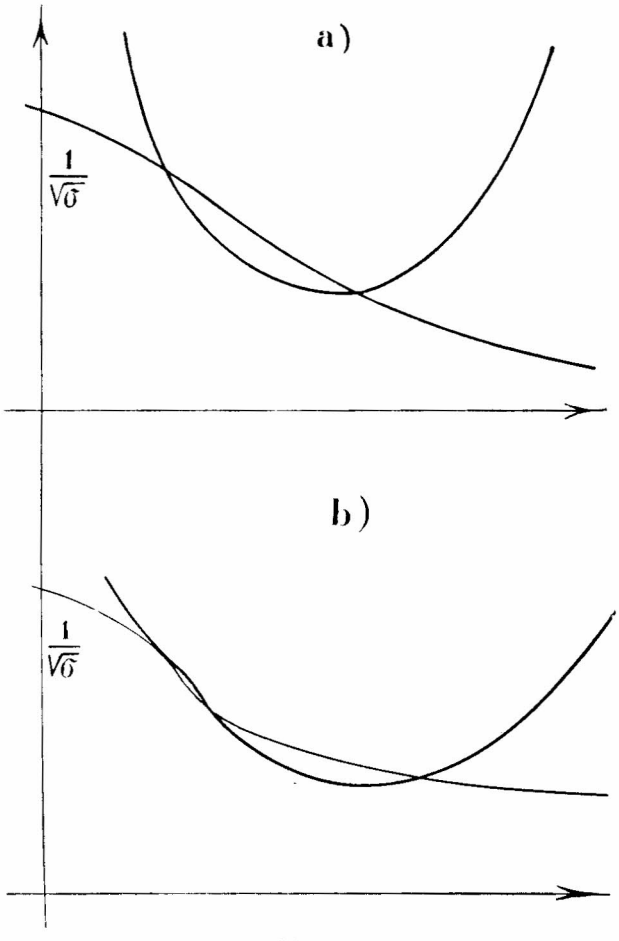
La enkonduko de eta kvanto $w > 0$ ne ŝanĝas esence solvoeblecojn de la ekvacioj (19) kompare kun (20), kvankam tio ŝanĝas formon de la hiperbolo tiel ke oni nun havas la kurbon malrapide falantan ekde la nulordinato $\frac{1}{\sqrt{w}}$. Sede per la enkonduko de $\alpha \neq 0$ oni povas esence ŝanĝi nombron de la eblaj solvoj, ĉar la nova kurbo maldekstre asimptotas al la ordinatakso (kvankam dekstre ĝi nemulte devias de la parabolo). Ĉi tie oni havos plej ofte du solvojn (la bdo 3a), sed unu el ili proksimas al la banala solvo $x = -RE$ (t.e. $\rho = 0$), kies ekziston oni povas ĉiam facile konstati.

Sed povas okazi ke la unua kurbo nur preterpasos la duan proksime de $x = -RE$ kaj tranĉos ĝin poste (bdo 3b). Tiam eblas du solvoj de kiuj la dekstra estas kutime nenatura, ĉar ρ estus tro

granda. Se la parabolsimila kurbo tanĝos aŭ tranĉos la alian kurbon proksime de $x = -\mathbf{RE}$, tiam oni havos ankoraŭ unu aŭ du solvojn, sed neefektivajn, pro kio oni ne bezonas konsideri ilin. Fine povas okazi ke la parabolsimila kurbo tranĉetos la alian dufoje proksime de $x = -\mathbf{RE}$ kaj poste nenie, eĉ ne en la minimumo; ĝi tute restas sub la alia kurbo kaj la efektiva solvo ne ekzistas (kompreneble tio povas okazi nur se la donoj estas eraraj aŭ se la planedmoviĝo ege diversas de la cirkla).

El ĉi tio estas klara ke tre grava estas la minimumo de la parabolsimila kurbo. Ĉar α estas eta kvanto, la esprimo $\frac{\alpha}{x}\left(\frac{\alpha}{x} + 2\,\mathbf{Rt}\right)$, por x iom malproksime de nulo, tre malmulte povas ŝanĝi la minimumon, pro kio ĝi ete distancas de minimumo de la parabolo $\gamma + \mathbf{t}^2 x^2 - \beta x$, t.e. de $x = \frac{\beta}{2\,\mathbf{t}^2}$.

Preninte la proksimajn valorojn de x oni povas tre rapide vidi la respektivan pozicion de la kurboj



Bdo 3

ĉirkaŭ la parabolminimumo, sekve vidi la solveblecojn kaj tuj post tio trovi ankaŭ la solvojn.

La antaŭsolvon oni trovos kutime per la ekvacio (20). Sed se la trovata x estas nenature granda, tiam ni devas tuj transiri al la ekvacioj (19) kaj serĉi la plenan formon de la kurboj kaj la unuan proksimuman solvon. Sufiĉas trovi unue x kun nur unu ĝusta decimalo. Ekde la trovata x_0 ni trovas $\frac{1}{r}$, tiam x_1 el la ekvacioj (19) kai ripeti la procedon ĝis la komenca kaj la trovata valoro kongruos. Tiu valoro x donos ρ kai ρ' per (14) kaj (15) kaj poste ni trovos la vektoron **C** per (10) kaj (11), aŭ ni kalkulos la esprimon (16) por la pozicivektoro, per kiu oni tuj kalkuladas la efemeridon.

5) Ekzemploj

Por la unua ekzemplo mi prenos la planedeton 1940 *RE* observita en Beograd (*M. Protić*):

$$\left.\begin{array}{l} \text{sept. } 6{,}8846 \text{ UT} \\ \qquad \alpha = 0^h 4^m 32^s{,}4, \quad \delta = +16^0 35'{,}1 \\ \text{sept. } 7{,}8846 \text{ UT} \\ \qquad \alpha = 0^h 3^m 59^s{,}9, \quad \delta = +16^0 28'{,}0 \end{array}\right\} \text{ekv. } 1940{,}0$$

La observoj estas tre proksimaj por povi utiligi ilin kiel du, pro kio ni eltiru la mezan observon kun la moviĝdirekto $d\alpha = -32^s{,}5 = -0^0{,}135416$, $d\delta = -7'{,}1 = -0^0{,}118334$. Kalkulita por k^{-1} tagoj, en radianoj, ĝi fariĝas (multipliko per 58,13244087:57,2957795 = 1,0146025):

$$d\alpha = -0{,}137393, \qquad d\delta = -0{,}120062.$$

Oni bezonas ankoraŭ, laŭ la rezonado el [7], por $\Delta\mathbf{R}$ preni la mezan valoron de $\Delta\mathbf{R}$ por ambaŭ observomomentoj (kio ĉi tie estas la samaj kvantoj) kaj la komencaj donoj estos:

Sept. 7,3846 UT, ekv. 1940,0

E	+ 958 52 55	+ 017 85 74	+ 284 44 71
t	+ 036 59 88	— 131 05 86	— 115 10 25
R	— 971 24 31	+ 245 78 08	+ 106 62 29
V	— 249 20 21	— 881 58 60	— 382 32 19

(La donoj estas en la unuoj 10^{-7}; dum kalkulado mi ĉiam prenas 2—3 decimalojn pli ol oni efektive rajtas — por evitadi la akumuladon de kalkuleraroj).

Plua kalkulado de la bezonaj kvantoj donas

$\mathbf{t}^2$ 0,0317644, **Rt** —0,0800305,
VE —0,3633598, **RV** —0,0154053,
RE —0,8962437, $\mathbf{R}^2$ 1,0150898, w 0,211837,
Vt + 0,1504251, β + 0,357787 , γ 1,154990,

$\alpha = +0{,}4128389$. La ekvacioj fariĝas

$$r^2 = x^2 + 0{,}211837,$$

$$\frac{1}{r} = 1{,}154990 + 0{,}031764\,x^2 - 0{,}357787\,x +$$

$$+\frac{0{,}412839}{x}\left(\frac{0{,}4128}{x}-0{,}16006\right).$$

La parabolo minimumas por $x = 5{,}25$ kaj ĵus oni havas la kazon kiam la antaŭsolvo estas neefektiva, ĉar en la tranĉopunkto $x > 6$. Tio signifas ke oni havas la formon en la bildo 3b kaj ni serĉu la kvanton $\frac{1}{r}$ por x ĉirkaŭ 3 kaj 4. Per kelkaj provoj ni trovas

$$x = 2{,}56245,\ \rho = 2{,}66621,\ \rho' = -0{,}32750,$$
$$\mathbf{r}_0 + 3{,}526\ 824 - 0{,}198\ 135 + 0{,}651\ 833$$
$$\mathbf{v}_0 + 0{,}032\ 861 + 0{,}526\ 308 - 0{,}017\ 723.$$

Ĉar la planedeto estas post tio jam observita plurfoje (v. *Bulletin* Astr. obs. Beograd, V, p. 32) mi kalkulis la efemeridon, kiu donas O—K:

Dato	IX 9,957	13,104	21,782	28,876	X 11,055
$\Delta\alpha$	$0^m{,}0$	$+0^m{,}1$	$-0^m{,}6$	$-0^m{,}9$	$-1^m{,}1$
$\Delta\delta$	0′	−1′	−14′	−28′	−58′

La ekzemplo estas prenita por montri uzeblecon de cirklaj orbitoj por kalkuli la efemeridon dum la sama opozicio, ĉar — malgraŭ neprecizaj ρ kaj r — la efemerido kontentigas por pli ol unu monato. Laŭ la elementoj de la planedeto 1554 (1940 *RE*) $a = 2{,}62$ kaj en la observomomento r estis multe malprigranda (ĉar la pozicio estas periheliproksima kaj la ekscentriĝo 0,2). Pro tio la dua ekvacio (15), laŭ (13), kontentiĝas tre malbone, el kio sekvas granda diferenco inter la halkulita kaj la reala r. Pro tio mi revenos pli detale (en la sekvanta punkto) ĵus al tiaj devioj kaj al ebleco de ilia plietigo.

Kiel la duan ekzemplon prenu la planedeton 1933 *QE*, por kiu *M. Nishiyama* (*MPC* 680) trovis $i = 44^0{,}8$, $r = 3{,}79$. Pro la neordinara inklino mi prenis kalkuli la orbiton el la observoj de 20-a kaj 21-a de aŭgusto, same kiel en la antaŭa ekzemplo, kaj mi venis al la ekvacioj

$$r^2 = x^2 + 0{,}03607$$
$$\frac{1}{r} = 1{,}446205 + 0{,}062752x^2 - 0{,}55003x +$$
$$+\frac{0{,}195254}{x}\left(\frac{0{,}19525}{x}-0{,}09439\right).$$

Ankaŭ ĉi tie la parabolminimumo malproksimas (preskaŭ 4,5) kaj oni havas denove la formon 3b. La rekta kalkulo donas du proksimajn solvojn: $x = 3{,}59$ ($\rho' = -0{,}1298$) kaj $x = 4{,}097$ ($\rho' = -0{,}1365$). Kun ĉi tiuj solvoj ni havas:

$$\mathbf{C}(+0{,}40800,\ +0{,}43737,\ +1{,}79928)\ \text{kaj}$$
$$\mathbf{C}(+0{,}59764,\ +0{,}88063,\ +1{,}72290).$$

Pro komparo kun la menciita solvo de *Nishiyama* mi kalkulis de ĉi tie, laŭ la formuloj (8) kaj (9), la inklinon kaj la orbitnodon; oni havas

$i = 38^0{,}8$	$\Omega = 159^0{,}9$,	$r = 3{,}596$	— la unua solvo
44 ,8	159 ,0	3,790	— *Nishiyama*
50 ,9	158 ,2	4,101	— la dua solvo

Okulfrapas la kongruo de la mezo de du supre trovitaj solvoj kun la tria solvo, kio montras ke du solvoj trovitaj per mia metodo kuniĝas kiam oni aplikas la metodon de *Veithen*. Konkludante laŭ la eksterordinaraj inklinoj, la vera moviĝo verŝajne plejproksimas al la unua solvo.

Kiel la trian ekzemplon, prenu kalkuli cirklan orbiton el la proksima pozicio kaj la proksima moviĝdirekto (la tagmoviĝo) de planedeto por kiu oni jam havas du orbitojn — pro komparo. Ĉe 1939*GA* mi prenis la observon de 11-a de aprilo (*CI* 1958). Ĉi tie mi aplikis la lokocentran pozicion kaj rapidon de la Suno, ĉar la moviĝdirekto estas eltirita el etdaŭra observo, kaj mi venis al la ekvacioj:

$$r^2 = x^2 + 0{,}04570,$$
$$\frac{1}{r} = 1{,}436658 + 0{,}04620\,x^2 - 0{,}51365 +$$
$$+\frac{0{,}25329}{x}\left(\frac{0{,}2533}{x}-0{,}089754\right).$$

La minimumo de la parabolo estas ĉe $x = 5{,}56$ kaj oni tuj vidas ke la dua solvo $x > 7{,}2$ estas nenatura, pro kio restas la unua solvo, por kiu 3—4 provoj donis

$$x = 2{,}835\,(\rho = 1{,}856\ ,\ r = 2{,}843)\ ,\ \rho' = +0{,}15315.$$

Facile oni trovas **C** (— 0,05242, — 0,59066, + 1,57840), kaj de tie i kaj Ω. Jen la valoroj por komparo:

$r = 2{,}843$,	$i = 3^0{,}4$,	$\Omega = 211^0{,}3$	— *Popović*
2,766	4 ,5	206,9	—*Nishiyama* (*MPC* 680)
2,538	1 ,9	225,6	— *R. Mitrinović* (nepublikigita)

Konsiderante neprecizecon de cirklaj orbitoj, la konkordo estas bona, sed al ĉi tiu ekzemplo mi ankoraŭ revenos en la lasta punkto de la verkaĵo.

Jen la ekzemplo en kiu oni havas nur unu solvon kaj la donoj estas same neprecizaj, krome ni havas du orbitojn por komparo. Ĉe la planedeto 1939 *FC* prenu la observojn de 17-a kaj 18-a de marto (*CI* 1949) kaj ni trovos la ekvaciojn

$$r^2 = x^2 + 0{,}00846$$
$$\frac{1}{r} = 1{,}58824 + 0{,}07094\,x^2 - 0{,}66943\,x +$$
$$+\frac{0{,}0316}{x}\left(\frac{0{,}0316}{x}-0{,}01684\right).$$

Ni havas nur unu solvon, kiun oni rapide trovas eĉ sen la parabolo, nome

$x = 2{,}231, \quad \rho = 1{,}239, \quad r = 2{,}233, \quad \rho' = -0{,}0353.$

La elementoj por komparo estas

r = 2,233,	i = 4°,1,	Ω = 41°,2	— *Popović*
2,342	4 ,3	41 ,2	— *Mitrinović* (nepublikigita)
2,558	6 ,1	28 ,8	— *Nishiyama* (*MPC* 680)

La kongruo de du unuaj solvoj estas plena, ĉar ambaŭ metodoj utiligas la moviĝdirekton (tagmoviĝon), sed tio ankoraŭ ne signifas ke vera moviĝo ne proksimas eble pli al la tria solvo (ĉar en ĝi estas per *Veithen*-metodo utiligita la intervalo de preskaŭ unu monato inter du observoj).

Nun interesa ekzemplo kiu montras avantaĝon de mia vektora metodo. Por la planedeto 1939*GB*, ek de la observo de 14-a de aprilo (*CI* 1958, 1972) oni trovas la ekvaciojn:

$$r^2 = x^2 + 0{,}238066$$

$$\frac{1}{r} = 1{,}085637 + 0{,}02880\,x^2 - 0{,}351503\,x + \frac{0{,}503346}{x}\left(\frac{0{,}5033}{x} - 0{,}16546\right).$$

Du solvoj montriĝas:

$$x = 2{,}5197 \ (\rho = 1{,}6431), \ \rho' = +0{,}34809,$$
$$8{,}1136 \qquad 7{,}2390 \qquad +0{,}48582.$$

La dua estas evidente nenatura, sed *Nishiyama*, (*MPC* 680) prenis ĵus ĉi tiun, ĉar la metodo ne donis al li la veran solvon, sed deflankigis lin. Tio ne eblas en la ekspozita vektormetodo. Por la komparo ni havas la rezultatojn:

r = 2,520 ,	i = 4°,0 ,	Ω = 156°,9	— la unua solvo *Popović*
8,128	39 ,9	188 8,	— la dua solvo *Popović*
7,77	42 ,2	175 ,8	— *Nishiyama*
2,446	4 ,1	158 ,6	— *Mitrinović* (nepubl.)

Plua komentario de la rezultatoj nebezona.

Ankoraŭ unu ekzemplo, kiu denove, siaflanke, montras avantaĝon de la vektora metodo. La planedeton 1939 *DE* oni observis 17-an de februaro kaj 14-an de marto (*CI* 1932, 1968). Se ni ekiros de la donoj de 17.2 ni venas al la ekvacioj

$$r^2 = x^2 + 0{,}029955$$

$$\frac{1}{r} = 1{,}08770 + 0{,}05121\,x^2 - 0{,}46675\,x + \frac{0{,}55995}{x}\left(\frac{0{,}55995}{x} - 0{,}24721\right).$$

La ekvacioj entute ne havas naturan solvon, sed la banalan solvon $\rho = 0$ kaj la nenaturan $x = 6{,}4$ ($\rho = 5{,}6$). Sed kiam ni ekiras de 14.3 tiam ni trovas bonan solvon $x = 3{,}940$. La komparataj elementoj estas:

r = 3,940 ,	i = 12°,8 ,	Ω = 337°,7	— *Popović*
3,643	11 ,6	335 ,5	— *Mitrinović* (nepubl.)
3,044	6 ,0	318 ,8	— *H. Hurukawa* (*MPC* 680).

La flua rigardo montras ke verŝajne la lasta solvo plej proksimas al realo, des pli ĉar ĝi estas trovita el du observoj kun 26-taga intervalo. Sed pli detala analizo donas alion. La efemerido kalkulita laŭ la lasta cirkla orbito donas:

	III 14,0	O—K	II 16,0	II 17,0	O—K (II 17)
α	174°,828	—0°,028	179°,321	179°,192	—0°,004
β	—3 ,576	+0 ,056	—4 ,551	—4,539	+0 ,005

Por 17-a de februaro la observo preskaŭ kongruas kun la kalkulo koncerne la pozicion. Sed kiam ni prenas la tagmoviĝon, laŭ la kalkulo ĝi estas (—0°,128, +0°,012) kaj la observodonoj por tiu dato donas (—0°,200, +0°,100). Evidentas ke tia orbito ne estas bona, resp. ke la observodonoj ne estas bonaj (la antaŭa metodo tuj montris tion, ĉar ni ne povis trovi la solvon ek de 17.2).

6) **Korektado de cirkla orbito**

La tagmoviĝon oni utiligadis por eltrovado de cirklaj orbitoj de planedetoj pli ofte kun supozo ke la projekcio de la orbito sur la ekliptiko estas cirklo ([2], [3], [8]) ol kun supozo de cirkla orbito mem. Tute dece stariĝas la demando kiu el du supozoj estas pli bona. Je la demando mi faletis ĵus ĉe la unua ekzemplo, ĉe la planedeto 1940*RE*. Nome la cirklaj elementoj kalkulitaj de *M. Protić* [8], el la samaj komencaj donoj, donis la efemeridon kiu pli bone klapis la postajn observojn ol la efemerido kiun mi trovis. Oni devis trovi la kaŭzon. En la metodo mem ne povis esti la avantaĝo, ĉar la vektora metodo estas pli rigora, precipe en tio ke la Ter-moviĝon oni ne devas preni kiel cirkla, sed tia kia ĝi estis en la observomomento. Ekzistas la ebleco ke ĵus la neglekto de la elipseco de Ter-orbito kompensis la saman neglekton ĉe la planedeto kaj pro tia kuniĝo de la cirkonstancoj ĝi donis pli ĝustan solvon. Sed la tiudirektaj provoj donis la negativan respondon.

Restis konsiderinda nur la avantaĝo (okaza aŭ konstanta) de la supozo pri cirkla projekcio kontraŭ la supozo pri cirkleco de la orbito mem. Ĉee oni devis solvi du preskaŭ apartajn problemojn: 1) ĉu kaj kiam unu el la supozoj avantaĝas kaj 2) kiel oni povas laŭbezone akomodi la vektoran metodon

al la supozo pri la cirkla projekcio? Mi ekspozos la solvon de ambaŭ problemoj.

Laŭ la ekvacioj (13) cirkla orbito kuntiras la kondiĉojn

$$(21) \qquad D \sin u = 0, \quad D \cos u = 0.$$

La respektivajn ekvaciojn sub supozo de la cirkla projekcio ni ricevos subigante al la kondiĉoj (12) la projekcion sur la ekliptika ebeno. Signu la unuovektoron de la ekliptiko per **K** kaj la projekcio de la pozicivektoro kaj de la rapido de planedeto estos

$$\mathbf{r} - \mathbf{K}(\mathbf{rK}) = [\mathbf{K}[\mathbf{rK}]], \text{ resp. } \mathbf{v} - \mathbf{K}(\mathbf{vK}) = [\mathbf{K}[\mathbf{vK}]]$$

La kondiĉoj (12) donas

$$(22) \qquad ([\mathbf{rK}][\mathbf{vK}]) = 0, \quad [\mathbf{vK}]^2 = \frac{1}{|[\mathbf{rK}]|},$$

ĉe kio la lasta ekvacio estas trovita konsidere ke la grandoj de la projekcioj egalas la grandojn de la vektoroj [**rK**] kaj [**vK**].

En la ekvacioj (22) esprimu parte **r** kaj **v** per (10) kaj (11) kaj enkonduku ankoraŭ la signojn

$$(23) \qquad (\mathbf{EK}) = e, \quad (\mathbf{tK}) = e',$$

per kio la ekvacioj fariĝos

$$\mathbf{rv} = (\mathbf{rK})(\mathbf{vK}) = \rho e(\rho e' + \rho' e),$$

$$\mathbf{v}^2 - \frac{1}{r} = (\mathbf{vK})^2 + \frac{1}{\sqrt{r^2 - (\mathbf{rK})^2}} - \frac{1}{r} =$$

$$= (\rho e' + \rho' e)^2 + \left(\frac{1}{\sqrt{r^2 - \rho^2 e^2}} - \frac{1}{r}\right).$$

Konsiderante (13) ni povas skribi la ekvaciojn ankaŭ en formo

$$(24) \qquad \begin{cases} D \sin u = E\rho e(\rho e' + \rho' e) \\ rD \cos u = r(\rho e' + \rho' e)^2 + \\ \quad + \left(1 - \dfrac{\rho^2 e^2}{r^2}\right)^{-\frac{1}{2}} - 1. \end{cases}$$

La komparo de la ekvacioj (21) kaj (24) respondos al la demando pri supereco de tiu aŭ alia supozo.

La kondiĉo $D \sin u = E\rho e(\rho e' + \rho' e)$ avantaĝas la kondiĉon $D \sin u = o$ kiam la pozicio de planedeto estas samtempe post la nodo kaj post la perihelio, resp. antaŭ la nodo kaj antaŭ la perihelio. Ĉar pri tiaj eblecoj ni nenion antaŭscias, ni ne povas scii ankaŭ kiu el la kondiĉoj pli bone konkordas kun la realo. Ni vidos poste ke tio eĉ ne multe gravas, ĉar la solvojn influas pli forte la dua kondiĉo.

Konsiderante la pozitivecon de la dekstra flanko de la ekvacio (24), la kondiĉo esprimita per tiu ekvacio avantaĝas la kondiĉon $D \cos u = o$ ĉiam kiam $\cos u > o$, t. e. ĉirkaŭ la perihelio, kaj la avantaĝo estos kontraŭa kiam la pozicio estas ĉirkaŭ la afelio. Sed la sperto montras — tute kompreneble — ke oni observas novajn planedetojn precipe ĉirkaŭ la perihelio, des pli tiujn kiujn ni sukcesas observi nur 1—2 foje (en la pozicioj malproksime de la perihelio ilia brilo estas malforta).

Surbaze de ĉi tio oni povas aserti ke la supozo pri cirkleco de la orbitprojekcio iomete avantaĝas la supozon pri cirkleco de la orbito mem (ne pro la moviĝnaturo, sed pro la orbitparto en kiu oni plej ofte observas planedetojn por kiuj ni estas devigataj serĉi elementojn de cirkla orbito). Se ni konsidoros nur la komencajn donojn, la solajn kiujn ni disponas, la supereco estas des pli granda ju pli grandaj estas e kaj e', t. e. ju pli **E** kaj **t** deflankiĝas de la ekliptiko.

Por akomodi la vektoran metodon al la nova supozo, ni ekiros de la ekvacioj (13), kiuj valoras por la elipsa moviĝo, kaj ni aplikos la diritan kondiĉon — en la formo (24). Tiam la ekvacioj (15) fariĝas

$$(25) \qquad \begin{cases} x(\rho' - \mathbf{Rt} - \mathbf{VE}) = \alpha + e(\rho e' + \rho' e) \\ (\rho' - \mathbf{VE})^2 + \rho^2 \mathbf{t}^2 - 2\rho \mathbf{Vt} + \mathbf{V}^2 - (\mathbf{VE})^2 = \\ = \dfrac{1}{r}\left(1 - \dfrac{\rho^2 e^2}{r^2}\right)^{-\frac{1}{2}} + (\rho e' + \rho' e)^2 \\ r^2 = x^2 + w. \end{cases}$$

Ĉe ilia solvado nenio grava ŝanĝiĝas, nur anstatau α venos la dekstraflanka esprimo de la unua ekvacio kaj anstataŭ $\frac{1}{r}$ venos $\frac{1}{r_1} + (\rho e' + \rho' e)^2$, kie $r_1^2 = x^2 + w - \rho^2 e^2$. Do anstataŭ la ekvacioj (19) ni havas

$$(26) \qquad \begin{cases} r_1^2 = x^2 + w - \delta^2 \\ \dfrac{1}{r_1} = \gamma - (\delta')^2 + \mathbf{t}^2 x^2 - \beta x + \\ \quad + \dfrac{\alpha + \delta\delta'}{x}\left(\dfrac{\alpha + \delta\delta'}{x} + 2\mathbf{Rt}\right), \end{cases}$$

kie pro malpli longa skribo mi metis

$$(27) \qquad \begin{cases} \delta = \rho e \\ \delta' = \rho' e + \rho e' \end{cases}$$

Tiel ni havas la ekvaciojn kies proksimumo (kun $\delta = o$, $\delta' = o$) estas la ekvacioj (19). Kiam oni solvis la ekvaciojn (19), oni povas trovi δ kaj δ' el (27) kaj (23), kaj tiam denove solvi la ekvaciojn — nun en la formo (26). Se la novaj solvoj grave diferencas de la antaŭaj, kio okazos kiam δ kaj δ' ne nul-

proksimas, tiam oni ripetos la kalkulon de δ kaj δ' kaj la solvadon de la ekvacioj.

Rigardante pli detale la unuan ekvacion (26) ni vidas ke la influo de la kvanto $\delta\delta'$ estas eta, ĉar oni multiplikas ĝin antaŭe per $\frac{\alpha}{x}$, kie α estas kutime eta nombro kaj apud la kurbotranĉo $x > 1$. Sed pro la kvanto $(\delta')^2$ la tuta parabolsimila kurbo malsupreniĝas, sekve la tranĉo grave ŝanĝiĝas, ĉar la angulo ĉe la tranĉo estas tre akra. Pro tio mi diris jam ke la unua kondiĉo (pri orteco inter la rapido kai la pozicivektoro) ne estas esenca, sed gravas la dua kondiĉo (pri konstanteco de la rapido). Ĉar krome ni vidis ke laŭ la unua kondiĉo ni povus nenion certan diri pri avantaĝo de unu el la supraj supozoj, ni povas libere preni ĝin en la formo $\mathbf{rv} = o$, resp. $\delta\delta' = o$. Tio plifaciligas la laboron kaj en la orbitkorektado lasas resti nur du novaj kvantoj: δ^2 kaj δ'^2.

Oni povas facile vidi ke la ĉeestoj de δ^2 kai δ'^2 influas la solvon en la sama direkto. Nome la parabolsimila kurbo malsupreniras je la kvanto δ'^2 kaj la alia kurbo iom supreniras, ĉar evidente

$$\frac{1}{r_1} > \frac{1}{r}, \quad \text{pro} \quad r_1^2 = r^2 - \delta^2 < r^2.$$

7) Efektivigo de la korektoj

Konsidere la lastan rezonadon, t. e. la retenon de la kondiĉo $\mathbf{rv} = o$ neŝanĝita, oni povas matematike pritrakti la problemon ankaŭ alimaniere. Eku de la trovita solvo (ρ, ρ'), kiu respondas al la kondiĉoj $\mathbf{rv} = o$, $\mathbf{v}^2 = \frac{1}{r}$, kaj serĉu la bezonajn korektojn por kontentigi la kondiĉojn $\mathbf{rv} = o$, $\mathbf{v}^2 = \frac{1+\zeta}{\mathbf{r}}$.

Tiam laŭ (10) kaj (11) estos

$$\Delta\mathbf{r} = \mathbf{E}\cdot\Delta\rho, \qquad \Delta\mathbf{v} = \mathbf{t}\cdot\Delta\rho + \mathbf{E}\cdot\Delta\rho',$$
$$2r\Delta r = 2x\Delta x = 2x\Delta\rho,$$
$$\mathbf{rE} = x, \qquad \mathbf{rt} = -\mathbf{Rt}, \qquad \mathbf{vE} = -\mathbf{VE} + \rho',$$
$$\mathbf{vt} = -\mathbf{Vt} + \rho\mathbf{t}^2,$$

sekve el la starigitaj kaj el jam kontentigitaj kondiĉoj ni trovos

$$(\mathbf{E}\Delta\rho, \mathbf{v}) + (\mathbf{r}, \mathbf{t}\Delta\rho + \mathbf{E}\Delta\rho') = o,$$
$$\frac{x}{r}\Delta\rho\cdot\mathbf{v}^2 + r\cdot 2\,(\mathbf{v}, \mathbf{t}\Delta\rho + \mathbf{E}\Delta\rho') = \zeta,$$

resp.

$$\Delta\rho' = -\frac{\mathbf{rt} + \mathbf{vE}}{\mathbf{rE}}\Delta\rho = \frac{\mathbf{Rt} + \mathbf{VE} - \rho'}{x}\Delta\rho$$

$$\left[\frac{x}{r^2} + 2r\,(\rho\mathbf{t}^2 - \mathbf{Vt})\,\Delta\rho + 2r\,(\rho' - \mathbf{VE})\cdot\Delta\rho'\right] = \zeta\,.$$

La unua de la ekvacioj, pro la unua ekvacio (15), donas

$$(28) \qquad \Delta\rho' = -\frac{\alpha}{x^2}\cdot\Delta\rho\ ,$$

kaj la dua fariĝas

$$2r\cdot\Delta\rho\left[\frac{x}{2r^3} + \rho'^2 - \mathbf{Vt} - \frac{\alpha}{x^2}(\rho' - \mathbf{VE})\right] = \zeta$$

$$(29) \qquad \Delta\rho = \frac{\zeta}{2r\left[-\mathbf{Vt} + \rho\mathbf{t}^2 + \frac{\alpha}{x^2}(\mathbf{VE} - \rho')\right] + \frac{x}{r^2}}$$

Ĉi tian rezonadon apliku al la traktata problemo per la respektiva elekto de ζ. Laŭ la dua ekvacio (26) kaj laŭ (27) ni devas preni

$$(30) \qquad \zeta = r\,(\delta')^2 + \frac{r}{\sqrt{r^2 - \delta^2}} - 1 = r\,(\delta')^2 + \left(\frac{r}{r_1} - 1\right).$$

Kun ĉi tiu valoro de ζ la supra problemo estas solvita en la ekvacioj (29) kaj (28).

Rimarko Ĉi tiu vojo por la problemsolvo estas la sama ankaŭ kiam ζ ne venas pro la supoz-malsamo, sed pro iu kalkuleraro. Nome dum solvado de (19), resp. (15), se ni trovos eraran r, la trovotaj vektoroj $\mathbf{r}$ kaj $\mathbf{v}$ ne kontentigos la kondiĉojn (12). Sed la solvado de la unua ekvacio (15) estas simpla kaj ĝi estos — oni rajtas diri ĉiam — kontentigita, sed la trovita kvanto $\mathbf{rv}^2$-1 diferencos de nulo, resp. de la esprimo (30), por iu kvanto kiun ni prenu kiel ζ. La problemo nun estas: trovi la korektojn $\Delta\rho$, $\Delta\rho'$, sen kontrolo de la tuta kalkulo, tiel ke kontentiĝu la kondiĉoj (12), t.e. $\Delta(\mathbf{rv}) = 0$, $\Delta(\mathbf{rv}^2) = \zeta$. La problemo estas laŭforme identa kun la antaŭa kaj tial la solvo troviĝas en la formuloj (29) kaj (28).

Jam aplikita tiu aŭ alia procedo, estas ĉiam facile el la solvo kun supozo de cirkla orbito trovi la solvon kun supozo de la cirkla orbitprojekcio. Tiel mi trovis la korektojn por kelkaj ekzemploj el la parto (5), tie kie montriĝis ke oni bezonas la korektojn (aŭ kie la trovita orbito nesufiĉe bone prezentis la aliajn konatajn observojn).

Por la planedeto 1939 *GA* la trovitaj diferencoj estas etaj, nome

$r = 2{,}832$, $i = 3°{,}4$, $\Omega = 211°{,}5$ — la cirkla projekcio
$2{,}843$ $3{,}4$ $211{,}3$ — la cirkla orbito.

Ĉe la planedeto 1939 *GE*, kie estas gravaj diferencoj inter la diversaj solvoj, la apliko de la kondiĉo pri cirkla projekcio donis neglektindajn diferencojn. Tio estas komprenebla se oni konsideras ke du solvoj (trovitaj el unu — la sama — observo kaj la moviĝdirekto) konkordas, kaj de ili diferencas la tria (el du observoj).

Ĉe 1933 *QE*, kie la vektora metodo donas du solvojn, kaj la *Veithen*-metodo unu (la mezon), mi provis vidi ĉu eble la du solvoj pliproksimiĝas kun la supozo de cirkla projekcio, sed ankaŭ ĉi tie la ŝanĝoj estis sensignifaj.

Sed ĉe la planedeto 1940 *RE*, kiu ja iniciatis la esplorojn, la ŝanĝoj estas pli grandaj. Tio devenas de la proksimeco de la observo je la perihelio, de la ekscentriĝo 0,2 kaj de la granda devio inter la observita pozicio kaj la ekliptiko ($e = +0{,}253854$, $e' = -0{,}0534498$). En la unua alproksimiĝo estas $\delta = 0{,}503169$, $\delta' = -0{,}182091$, kaj oni trovas $\rho = 2{,}6708$, $\rho' = -0{,}3044$, kaj per la ripetita procedo $\rho = 1{,}8440$, $\rho' = -0{,}3242$. Do la diferenco estas grava, la trovita solvo pliproksimiĝis al la realo, sekve ankaŭ la efemerido trovita per ĉi tiuj elementoj — ĝi donas 0—K:

Dato	IX 9,885	13,104	21,782	28,876	X 11,055
$\Delta\alpha$	$0^m{,}0$	$0^m{,}0$	$0^m{,}0$	$-0^m{,}1$	$+0^m{,}1$
$\Delta\delta$	$0'$	$0'$	$-6'$	$-19'$	$-29'$.

En ĉi tiu okazo mi bezonis solvi ankaŭ la problemeton pri la vektora eltrovo de la efemerido, sub supozo ke la planedetprojekcio sur la ekliptiko moviĝas cirkle. Estos utile ekspozi ankaŭ tiun solvon.

Se estas konataj $\mathbf{r}_0$ kaj $\mathbf{v}_0$, iliaj projekcioj estos $[\mathbf{K}[\mathbf{r}_0\mathbf{K}]]$ kaj $[\mathbf{K}[\mathbf{v}_0\mathbf{K}]]$ kaj la moviĝon de la projekcio en la ekliptikebeno determinas la ekvacioj

$$(31)\qquad \mathbf{r}' = [\mathbf{K}[\mathbf{r}_0\mathbf{K}]]\cos u_1 + r_1\sqrt{r_1}\sin u_1\,[\mathbf{K}[\mathbf{v}_0\mathbf{K}]] = [\mathbf{K}[\mathbf{r}_0\cos u_1 + r_1\sqrt{r_1}\,\mathbf{v}_0\sin u_1,\ \mathbf{K}]]$$

$$u_1 = (t - t_0):(r_1\sqrt{r_1}),\qquad r_1 = |[\mathbf{r}_0\mathbf{K}]| = \sqrt{r^2 - \delta^2}\,.$$

La punkto en la orbito, super la punkto en la ebeno, moviĝos tiel ke

$$\mathbf{r} = \mathbf{r}' + \mathbf{K}(\mathbf{rK}).$$

La multipliko per $\mathbf{C}$ donas

$$0 = \mathbf{r}'\mathbf{C} + (\mathbf{KC})(\mathbf{rK}),$$

do

$$\mathbf{r} = \mathbf{r}' - \mathbf{K}\frac{\mathbf{r}'\mathbf{C}}{\mathbf{KC}}.$$

Sed, pro (31),

$$\mathbf{r}'\mathbf{C} = -(\mathbf{CK})(\mathbf{K},\ \mathbf{r}_0\cos u_1 + r_1\sqrt{r_1}\,\mathbf{v}_0\sin u_1),$$

kaj ni havos

$$\mathbf{r} = [\mathbf{K}[\mathbf{r}_0\cos u_1 + r_1\sqrt{r_1}\sin u_1\,\mathbf{v}_0,\ \mathbf{K}]] + \mathbf{K}(\mathbf{K},\ \mathbf{r}_0\cos u_1 + r_1\sqrt{r_1}\,\mathbf{v}_0\sin u_1).$$

definitive

$$(16')\qquad \mathbf{r} = \mathbf{r}_0\cos u_1 + r_1\sqrt{r_1}\,\mathbf{v}_0\sin u_1.$$

Ĉi tiu esprimo diferencas de la cirkla moviĝo en la orbitebeno, t.e. de (16), nur je la grando de la radiuso (kiu ŝanĝita eniras ankaŭ en la esprimon por u).

Se ni ja ekiras de la cirklaj elementoj r, i, Ω, $\mathbf{r}_0$, $\frac{dl}{dt}$, ni havos la komencajn vektorajn donojn (por la ekvatora koordinatsistemo):

$$\mathbf{r}'_0 = r(\cos l_0\,\mathbf{i} + \cos\varepsilon.\ \sin l_0\,\mathbf{j} + \sin\varepsilon\ \sin l_0\,\mathbf{k}),$$

$$\mathbf{c}' = \frac{\mathbf{C}}{\cos i} = \operatorname{tg} i\ \sin\Omega\,\mathbf{i} - (\sin\varepsilon + \cos\varepsilon\ \operatorname{tg} i\ \cos\Omega)\,\mathbf{j} + (\cos\varepsilon - \sin\varepsilon\ \operatorname{tg} i\ \cos\Omega)\,\mathbf{k},$$

kaj tiam la moviĝo en la ekliptikebeno estos determinata per

$$\mathbf{r}' = \cos l\ \mathbf{r}'_0 + \sin l\ [\mathbf{K}\mathbf{r}'_0],\qquad l = \frac{dl}{dt}(t - t_0)\ ;$$

la moviĝo en la moviĝebeno estas donata per la esprimoj

$$\mathbf{r} = \mathbf{r}' - \mathbf{K}\frac{\mathbf{r}'\mathbf{C}}{\mathbf{KC}} = \frac{[\mathbf{C}[\mathbf{r}'\mathbf{K}]]}{(\mathbf{KC})} = [\mathbf{c}'[\mathbf{r}'\mathbf{K}]] = \cos l\,[\mathbf{c}'[\mathbf{r}'_0\mathbf{K}]] + \sin l\,[\mathbf{c}'[\mathbf{r}'_0\mathbf{K}]].$$

8) Realeco de la kalkulataj elementoj de cirkla orbito

Proksimumigo de elipsa moviĝo per cirkla decas en malgrandaj tempo-intervaloj. Sed kiam oni devas surbaze de la malgranda cirkla orbitparto trovi la tutan orbiton, t.e. elementojn de la elipsa moviĝo, tiam jam plurfoje montriĝis ke tio ne eblas. Ĉi tie mi tion montros per kelkaj ekzemploj kaj poste ankaŭ per analizo mi montros kial tio tie estas neebla.

Por la planedeto 1940 *RE* kun supozo de cirkla orbito oni trovis $r = 3{,}6$. Sed laŭ ĝiaj elementoj (n-ro 1454) estas $a = 2{,}62$ kaj en la observomomento $r = 2{,}1$. La diferenco estas eĉ pli granda ĉe la inklino ($27^0{,}8$, resp. $12^0{,}1$). Iom pli bona rezultato estas se oni kalkulas la elementojn kun supozo de la cirkla projekcio sur la ekliptikebeno, ĉar tiam $i = 17{,}3$, $\Omega = 210{,}2$. Evidentas ke laŭ tiaj elementoj oni ne povus eĉ indiki la identecon kun la vera planedeto, des pli ne starigi la identecon.

Ĉe la planedeto 1939 *GE* estas tre granda jam la diferenco inter duspecaj cirklaj orbitoj ($r = 1{,}34$, $i = 8^0{,}9$, resp. 2,33 kaj $19^0{,}2$). Mi provis trovi elementojn de elipsa orbito el 3 observoj, sed oni alvenas al la kazo kiam k (en *Gauss*-a metodo) estas negativa ($-1{,}31$), tiel ke la tercentra distanco estas tre malgranda, aŭ kun la donoj io ne estas en ordo, — ĉiuokaze la cirkla orbito kondukas nil al erara vojo.

Tri cirklaj orbitoj de la planedeto 1939 *GA* montras relativan konkordon. Sed, ĉar oni havas 3 observojn en daŭro de 8 tagoj, mi provis trovi la elipson, malgraŭ neprecizeco de la observodonoj. La unua alproksimiĝo donas $\rho_1 = 0{,}524$, $\rho_2 = 0{,}524$ $\rho_3 = 0{,}492$, kio estas tre diversa de $\rho = 1{,}86$ ĉe la cirklaj orbitoj (Al ĉi tiaj valoroj de la tercentraj distancoj korespondas $i = 16^0{,}8$, $\Omega = 229^0{,}5$, dume ĉe la cirklaj orbitoj $i = 4^0{,}5$, $\Omega = 206^0{,}9$ resp. $i = 3^0{,}4$, $\Omega = 211^0{,}3$). La donoj ne estas sufiĉe precizaj por povi daŭrigi kun la alproksimiĝoj, sed la analizo de la solvo montras ke la terdistancoi povas ŝanĝi nur malmulte.

Kaj fine la ekzemplo de 1933 *QE*. Giaj cititaj cirklaj orbitoj montras grandan distancon kaj tre grandan inklinon. Ĉar oni havas 5 ĝiajn observojn, mi same provis trovi elipsajn elementojn. Unue mi forĵetis la lastan observon, ĉar ĝi ne kuŝas sur la linio de aliaj observoj, ankaŭ la efemerido laŭ kiu ajn cirkla orbito montras grandetajn deflankiĝojn. Aliaj 4 observoj donis $\rho = 0{,}3665$, $\rho' = +0{,}0369$. La efemerido montras pli etajn deflankiĝojn ol kun la cirklaj orbitoj. La provoj plibonigi la orbiton surbaze 0-K malprigrandigas ρ, ankaŭ la analizo de la esprimoj por ρ kaj ρ' montras ke ρ neniuokaze povas esti granda, t.e. ke la trovitaj cirklaj orbitoj estas tute nerealaj.

Jam ĉi tiuj ekzemploj montras ke *cirklaj orbitoj ne povas solaj servi por identigo de nekonata planedeto kun konata*, eĉ ili ne povas kun certeco montri mallarĝan nombron de planedetoj el kiuj unu povas esti identa kun la nekonata, ĉar la deflankolimoj estas tre grandaj. Alio estas la demando kiajn aliajn donojn oni povas ricevi per variado de la trovitaj solvoj, por per tiuj donoj aliri al identiglaboro, kiel tion faras ekz. *Patry* [4].

Analize oni povas montri pro kio povas deveni grandaj diferencoj inter la cirklaj kaj la elipsaj orbitoj. Ekiru de la rigoraj ekvacioj (13), validaj por elipsa moviĝo, kaj metu

$$\frac{D}{E}\sin u = \eta\ , \quad D\cos u = \zeta\ . \tag{32}$$

Tiam el (10) kaj (11) ni havas

$$\begin{cases} \mathbf{RV} + \rho'(\rho - \mathbf{RE}) - \rho(\mathbf{Rt} + \mathbf{VE}) = \eta \\ \mathbf{V}^2 + \rho'^2 + \rho^2\,\mathbf{t}^2 - 2\rho'\,\mathbf{VE} - 2\rho\,\mathbf{tV} = \dfrac{1+\zeta}{r} \\ r^2 = (\rho - \mathbf{RE})^2 + [\mathbf{RE}]^2. \end{cases} \tag{33}$$

Enkondukante la signojn (14) kaj (18), per la sama vojo kiel antaŭe, ni trovos

$$\frac{1+\zeta}{r} = \gamma + \mathbf{t}^2 x^2 - \beta x + \frac{\alpha+\eta}{x}\left(\frac{\alpha+\eta}{x} + 2\mathbf{Rt}\right)$$

$$r^2 = x^2 + w.$$

La solvojn de la ekvacio oni povas serĉi simile kiel en la p. 4 de la verkaĵo. La respektivaj linioj ne ŝanĝas esence sian formon. La parabolsimila kurbo grave ŝanĝiĝas ĉe malgrandaj x, sed por grandaj x la ŝanĝoj malpligrandiĝas. Sede la dua kurbo ekiras ne de la nulordinato $\frac{1}{\sqrt{w}}$, sed de $\frac{1+\zeta}{\sqrt{w}}$. Ĉar w estas malgranda kvanto kaj ζ povas, laŭ (32), atingi grandon de la ekscentriĝo, tial la kurbo povas multe ŝanĝi sian pozicion kaj per tio influi ne nur la pozicion de la tranĉoj sed eĉ la tranĉoeblecon mem, kio klare vidiĝas de la bildo 3.

Ĉar la kazoj de la respektivaj kurbopozicioj de la b-do 3a estas nur escepto, haltiĝu ĉe la b-do 3b kaj komparu la analizan rezonadon kun la ekzemploj. Unue oni povas el la bildo, konsiderante ke $\zeta > 0$ (la observoj de novaj planedetoj estas ĉirkaŭ la perihelio), konstati ke la reala tranĉo estos maldekstre de la tranĉo kiun oni havis serĉinte cirklan orbiton. Tion bele montras ankaŭ la unua ekzemplo (1940 *RE*), kies elipson oni konas kaj oni povas kompari la kalkulon kun la realo. La dua ekzemplo donis la tranĉon proksime ĉe $r = 2{,}33$, kaj jam la cirkla orbito el du observoj en 6-taga intervalo donas $r = 1{,}34$, krome la provoj eltrovi la elipsan orbiton montris nur la eblecon de granda ekscentriĝo kaj malgranda tercentra distanco. La b-do 3b ankaŭ ĉi tie direktigas al $x \sim 1$ se oni ekiras kun iom pli granda ζ.

Simile estas kun la planedeto 1933 *GA*. Kiel mi jam menciis, la proksimuma elipsa orbito donas $\rho \sim 0{,}5$ kaj la cirklaj orbitoj donas $\rho = 1{,}86$. Ankaŭ ĉi tie tio bone klariĝas per ioma leviĝo de la dua kurbo. Sede ĉe la planedeto 1933 *QE* la cirkla orbito trovita de *Nishiyama* korespondus al tre mallevigita kurbo, ĉe kio la du tranĉoj reduktiĝas je la tanĝo; miaj solvoj korespondus al iom levigita kurbo, per kio venas du relative proksimaj solvoj. Kaj kiam oni supozas ioman ekscentriĝon la kurbo grave leviĝas (ĉar $w = 0{,}04$) kaj la tranĉo foriras grave maldekstre, t.e. ni havos la kazon de la b-do 3a.

La konkordo inter la ekzemploj kaj la analizo estas do kompleta. Pro tio oni povas denove substreki ke la solaj cirklaj orbitoj estas tute necertaj por la identiglaboro, sed kiel la sperto montris (ankaŭ la menciita kaj analizita ekzemplo 1940 *RE*), ili povas bonege servi por plua urĝa serĉado de planedeto observita 1—2 foje. Ligite kun tio mi povas montri unu „paradokson". Nome por tre proksimaj pozicioj iam estas pli bona apliko de la eksterpolado ol la cirkla orbito (kaj ĉiuokaze pli profita). Jen la komparo sur la ekzemplo 1939 *GE*, kie (ekde la 15-a de aprilo) por la 19-a kaj 21-a de aprilo (poste kompreneble avantaĝus la cirkla orbito) estas trovita:

	Per ekstrapolo		Per cirkla orbito	
α	206°,538	206°,038	206°,571	206°,084
δ	+23 ,962	24 ,095	+ 23 ,903	23 ,968

La observoj

206°,539	206°,035
+ 23 ,931	24 ,091.

Fine mi rerigardu la utiligon de la Ter-moviĝo tian kia ĝi estas. Kontraŭ tioma precizeco estas: neprecizeco de la dono pri la moviĝdirekto (t.e. de la vekroro **t**) kaj la nevola neglekto de la ekscentriĝo de la planedetorbito (t.e. de la kvantoj signitaj per η kaj ζ). La riproĉoj estus pravaj se la kvantoj **RV** kaj $\mathbf{V}^2 - 1$ estus neglektindaj kompare kun aliaj neprecizaj donoj el la ekvacioj, t.e. **RV** kompare kun η kaj kun la eraro en ρ. **Rt** (en la unua ekvacio) kaj $\mathbf{V}^2 - 1$ kompare kun $\frac{\zeta}{r}$ kaj kun la eraro en $\rho^2 t^2 - 2\rho \mathbf{Vt}$ (en la dua ekvacio). Sed por la Ter-moviĝo farataj la esprimoj (32) montras ke ĉu **RV** ĉu $\mathbf{V}^2 - 1$ povas iri ĝis la grando de la Ter-orbita ekscentriĝo (eĉ iom pli, kiam oni konsideras ke la lokoncentra moviĝo de observanto tre devias de la elipsa moviĝo de la baricentro). Kaj kun eta precizeco en la eltrovo de la vektoro **t** (speciale helpe de la procedo el [7]), eraroj en la menciitaj esprimoj estos pli malgrandaj ol la Ter-ekscentriĝo. Nur la kvanto $\frac{\zeta}{r}$ povas esti grave pli granda ol la Ter-ekscentriĝo. Sed mi jam diris ke ni ne scias kioma ĝi povas esti, des pli ni ne rajtas pligrandigi ĝin proksimumigante $\mathbf{V}^2$ per 1. Krome eltrovante cirklan orbiton ni esperas jus ke ni ne troviĝas en kazo de gtanda $\frac{\zeta}{r}$, ĉar tiam — kiel ni vidis el la antaŭa ekspozo — cirklaj elementoj malproksimegas de la vera elipsa moviĝo de la planedo.

Pro ĉio tio tamen utilas preni la moviĝon de la observanto tian kia ĝi estas, des pli ĉar tio eĉ ne pligrandigas la penon.

LA MENCIITA LITERATURO:

[1] *Andoyer H.:* „Cours de Mécanique céleste" I, Paris 1923, Gauthier Villars.

[2] *Fabry L.:* „L'identification des petites planètes", Bulletin astronomique 30, Paris 1913, pp. 49—64.

[3] *Michkovitch V. V.:* „Sur l'identification des petites planètes", Mémoires I de l'Observ. astr. de Belgrade, pp. 26—37.

[4] *Patry A.:* „Catalogue d'orbites circulaires de certains asteroîdes non numérotés", Journal des observateurs XXXV, 1952, pp. 153—170.

[5] *Picard L.:* „Sur l'utilisation des observations photographiques de petites planète pour le calcul de leurs orbites", Bulletin astronomique, 32, Paris 1915, pp. 291—309.

[6] *Popović B.:* „Nouvelle méthode pour obtenir les équations des perturbations...", Mémoires V de l'Observ. astr., Beograd 1949, pp. 11—25.

[7] *Popović B.:* „Pliprecizigoj de eltrovataj rapidoj de planedetoj" Bulletin XXI (1956) de Astron. observ. Beograd, pp. 11—22.

[8] *Protitch M.:* „Sur la determination de l'orbite circulaire d'après une position observée et le mouvement diurne", Mémoires V de l'Observ., astr. Beograd 1949, pp. 27—52.

TABLE DES MATIÈRES

Page

P. Djurković, Lj. Dačić, Mesures micrométriques d'étoiles doubles 1

B. Švarlić, G. Teleki, Observations à la lunette zénithale 2

Z. Brkić, Lj. Mitić, M. Jovanović, Déterminations de l'heure en 1957 3

Z. Brkić, Lj. Mitić, Heures demi-définitives des émissions enrégistrées de T. S. F. déduites des déterminations de l'heure, faites en 1957 à l'Observatoire de Beograd 4

M. Protitch, Activité des taches solaires et des protubérances 8

V. Glumac, Beobachtung der Aurora borealis 9

R. Mitrinović, Éléments des orbites circulaires 10

R. Mitrinović, Orbites circulaires des petites planètes 12

R. Mitrinović, Identification 1937 HB=1496 (1938 SA_1) 12

Lj. Mitić, Sur une possibilité de déterminer l'équation personelle (de mouvement) dans les observations de passage faites avec un instrument du type Bamberg 12

R. Mitrinović, Sur la masse totale des petites planètes 15

B. Popović, Esploradoj pri utiligebleco de cirklaj orbitoj de planedetoj 19

IMPRIMERIE DE L'ENTREPRISE GRAPHIQUE „AKADEMIJA"
BEOGRAD — KOSMAJSKA 28.