აბასთუმნის ასტროფიზიკური ობსერვატორიის ბიულეტენი № 8. 1945
БЮЛЛЕТЕНЬ АБАСТУМАНСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ № 8. 1945
BULLETIN OF THE ABASTUMANI ASTROPHYSICAL OBSERVATORY No. 8. 1945

215 გარეგალაქტიკური ნისლეულის კოლორ-ინდექსები

მ. ვაშაკიძე

§ 1. **კ ო ლ ო რ - ი ნ დ ე ქ ს ე ბ ი ს გ ა ნ ს ა ზ ღ ვ რ ა.** გარეგალაქტიკურ ნისლეულთა კოლორ-ინდექსების შესწავლის მნიშვნელობა განმარტებული იყო ავტორის მიერ ამ საკითხზე წინად გამოქვეყნებულ შრომებში[1], რომელთა გაგრძელებას—მესამე წერილს—წინამდებარე შრომა წარმოადგენს.

აქ მოყვანილი კოლორ-ინდექსები განსაზღვრულნი იყვნენ ძირითადად იმავე გზით, როგორც წინად, რათა დაცული ყოფილიყო ერთგვაროვნება ჩვენი კატალოგის კოლორ-ინდექსების სისტემაში. მაგრამ ზოგიერთი ნისლეულის კოლორ-ინდექსი ჩვენ განვსაზღვრეთ ცოტა განსხვავებულად. ეს განსხვავება იმაში გამოიხატება, რომ აქ აღვრიცხავდით ცის ფონს ფოტოგრაფიული გამჟღავნების ვუალზე მიყვანის გზით,—ვუალზე, რომელიც გვაქვს მილებიანი ფოტომეტრით სტანდარტიზებულ აფსკებზე და გამოსაკვლევი არეების აფსკებზე. ნეგატივზე ვზომავდით არაექსპონირებულ ნაწილსა და ცის ფონს და აღვრიცხავდით უკანასკნელს. ამნაირად მიღებული კოლორ-ინდექსები აღნიშნული გვაქვს I ცხრილში ვარსკვლავ-ნიშნაკით.

ამგვარად ფორმულა, რომელსაც კოლორ-ინდექსის განსაზღვრისათვის ვხმარობთ, ღებულობს სახეს:

$$CI = -2.5 \lg \frac{I_{ph} - I_b}{I_{vis} - I_b} + a \qquad (1)$$

სადაც a მუდმივია, რომელიც შეიცავს პოლარული მიმდევრობის მიხედვით მიღებული ნულ-პუნქტის შესწორებას, ზენიტური მანძილის შესწორებას და სხვ. I_b ფონის სიკაშკაშეს ნიშნავს. რადგანაც ამ გზით მიღებული კოლორ-ინდექსები უმნიშვნელოდ განსხვავდებიან წინად აღწერილი ჩვეულებრივი ხერხით—მილებიანი ფოტომეტრის საშუალებით—მიღებული კოლორ-ინდექსებისაგან, ჩვენ გადავწყვიტეთ აღარ გაგვეერცელებინა ასეთი განსაზღვრები ნისლეულთა მეტ რიცხვზე.

ცხრილი I შეიცავს 215 გარეგალაქტიკური ნისლეულის კოლორ-ინდექსებს. ცხრილის მეორე სვეტში მოყვანილია ნისლეულთ ინტეგრალური ფოტოგრაფიული სიდიდეები Shapley და Ames-ის მიხედვით[2], მესამეში—ფოტო-ვიზუალური სიდიდეები, რაც ფოტოგრაფიული სიდიდეებისა და ჩვენი კოლორ-ინდექსების საფუძველზე იქნა გამოთვლილი, მეოთხეში—კოლორ-ინდექსების მნიშვნელობანი ჩვენს სისტემაში და მეხუთეში—ნისლეულთა ტიპები Shapley და Ames-ის მიხედვით.

ცხრილი I TABLE

No. NGC	m_{ph}	m_{vis}	C. I.	ტიპი Type
	m	m	m	
16	13.0	12.6	0.35	—
23	12.7	12.0	0.67	—
157	11.1	10.8	0.30	(S) Sc
185	11.8	10.7	1.07	Ep
210	12.5	11.6	0.93	S
227	13.1	12.4	0.72	—
245	12.9	12.7	0.22	S
268	13.2	12.9	0.28	—
278	11.6	11.5	0.10	S
584	11.6	10.9	0.73	E_3
596	12.2	11.2	0.95	E
615	12.6	12.1	0.50	Sc
628	11.2	10.3	0.86	Sc
636	12.6	11.6	0.95	E:
779	11.8	10.7	1.14	SBc
890	12.7	11.8	0.85	E:
936	11.5	10.4	1.10	SBa
941	13.3	12.8	0.50	—
949*	12.8	11.7	1.02	Sb
958	13.0	12.3	0.70	—
1023*	11.2	9.7	1.54	SBa
1058*	12.7	11.4	1.29	S:
1179*	13.0	12.2	0.82	—
1332	11.4	10.2	1.20	Sa
1376	12.9	12.3	0.57	S:
1421	12.0	11.8	0.22	S
1461	12.8	12.2	0.60	—
1600	12.7	12.0	0.73	E_3
1625	13.1	12.4	0.73	—
1667*	12.9	12.0	0.88	S:
1726*	13.0	12.2	0.79	—
2146	11.6	11.0	0.60	S
2196	12.6	11.3	1.25	S
2207	12.3	11.4	0.89	S
2223	12.7	11.4	1.29	S
2336	12.4	11.7	0.74	S
2500	12.6	12.2	0.41	S
2541	12.7	12.6	0.13	—
2655	11.6	10.6	1.00	Sa
2681	11.3	10.2	0.82	Sa
2712	12.7	12.1	0.56	Sc
2732	12.7	12.4	0.32	—
2776	12.2	11.8	0.36	Sc
2832	12.90	11.8	1.14	E:
2859	12.20	11.2	1.04	SBa
2986	12.2	11.4	0.92	E:
3091	12.7	12.3	0.51	E:
3156	13.1	12.4	0.72	—
3162	12.3	12.0	0.26	S
3166	11.6	10.7	0.88	Sc
3169	11.9	11.0	0.92	Sa
3259	12.9	12.4	0.45	S:
3329*	12.9	11.8	1.12	E
3348*	12.1	11.6	0.53	E
3359	12.2	11.8	0.40	S
3395	12.4	12.7	—0.32	Sc
3396	12.8	12.9	—0.06	Sc
3412	11.6	10.8	0.81	SBa
3430	12.4	12.3	0.10	Sc
3445*	12.9	13.1	—0.16	Sc
3448*	12.6	12.7	—0.07	Sc
3485	12.8	12.3	0.54	S:
3486	11.4	10.9	0.50	Sc
3489	11.3	10.5	0.76	Sb
3504	11.7	11.3	0.36	SBb
3512	12.8	12.0	0.78	Sc
3556*	11.0	10.4	0.63	Sb
3593	12.4	11.6	0.84	Sb
3596	12.2	12.0	0.22	Sc
3610*	11.7	11.1	0.57	—
3611	12.5	12.2	0.30	—
3613*	12.0	12.6	—0.36	Sc
3619	12.8	13.1	—0.35	Sa
3630	12.8	12.3	0.54	S:
3640	11.6	10.8	0.76	E:
3664	12.9	12.8	0.09	S:
3666	12.6	12.1	0.45	Sc
3672	11.8	10.0	0.77	Sc
3683*	13.2	12.6	0.59	—
3690*	12.1	11.8	0.29	S
3705	12.2	11.4	0.76	S
3718	12.4	11.8	0.57	SBb
3729	13.0	12.4	0.60	—
3738*	12.2	12.2	—0.04	I
3756*	12.5	12.0	0.50	Sc
3769	12.5	12.3	0.16	SBc
3780*	12.6	12.1	0.49	S
3888*	13.0	12.5	0.48	—
3898*	12.0	11.1	0.90	Sa
3955	12.8	12.3	0.45	SE:
3956	12.6	12.2	0.36	(S:)Sb
3957	12.9	12.4	0.54	(S:)Sb
3963*	12.7	12.1	0.60	S
3981	12.7	12.3	0.35	S
3982*	11.8	11.2	0.60	Sc
3998*	11.6	10.7	0.89	Ep
4027	11.6	11.2	0.18	S
4038	11.0	10.7	0.30	S
4045	12.8	12.2	0.56	E:
4062	12.1	11.7	0.40	Sc
4073	13.2	12.4	0.83	—
4116	12.4	12.3	0.10	S
4123	12.3	11.8	0.46	S
4144	12.4	12.0	0.40	S:
4179	11.8	11.0	0.84	E
4203	12.0	11.1	0.88	SBa
4217	11.9	10.5	1.38	S
4234	13.0	13.1	—0.10	I
4371	12.1	11.3	0.84	SBa
4380	12.8	12.4	0.37	S
4395	11.4	10.5	0.89	Sp
4433	12.9	12.7	0.16	(S:)Sb
4487	12.0	11.7	0.32	S
4490	10.5	9.6	0.95	Sc

ცხრილი I TABLE

No. NGC	m_{ph}	m_{vis}	C. I.	ტიპი Type
	m	m	m	
4504	12.3	12.0	0.34	Sc
4546	11.4	10.7	0.72	E
4592	12.4	12.2	0.22	(S:)Sp
4594	8.1	6.8	1.29	Sa
4597	12.9	12.8	0.09	(S)Sc
4602	12.4	11.5	0.86	S
4618	11.5	9.8	1.65	I
4621	11.4	10.4	1.03	E_5
4658	12.4	11.9	0.52	S:
4660	12.3	11.4	0.93	E_5
4666	11.3	10.4	0.90	Sc
4684	12.2	11.3	0.90	Sa
4691	11.8	11.6	0.18	(SB:)SBc
4694	12.6	12.0	0.58	(E:)Sb:
4699	10.5	9.4	1.15	SBb
4700	12.2	12.0	0.21	(S:)Sc
4736	9.0	7.1	1.88	Sb
4742	11.9	11.1	0.83	E
4754	12.0	10.8	1.18	SBa
4760	12.5	11.9	0.56	E
4762	11.8	10.6	1.22	Sa
4775	11.6	11.6	0.04	(S:)Sc
4781	11.7	11.2	0.51	Sc
4786	12.7	11.9	0.80	E
4790	12.5	12.2	0.31	S
4818	12.1	11.2	0.90	S
4825	12.9	12.0	0.92	E
4868*	13.1	12.0	1.07	—
4891	13.0	12.8	0.16	Sc
4899	12.7	12.7	0.00	(S:)Sb
4914*	13.0	11.7	1.30	—
4928	12.9	12.9	0.01	(S:)Sb
4939	12.2	11.4	0.81	S
5005*	11.3	9.5	1.82	Sc
5033*	11.6	10.3	1.33	Sc
5077	12.2	11.5	0.70	(E:)E
5204	12.2	11.6	0.61	S
5308	12.8	12.1	0.73	E
5313	13.0	12.3	0.74	—
5322	11.6	11.0	0.63	E
5326	13.1	12.5	0.60	—
5350	12.9	11.6	1.35	S
5351	13.0	12.4	0.57	—
5353	12.4	11.8	0.60	—
5362	13.2	12.8	0.40	—
5371	11.7	10.9	0.76	S
5380	13.2	12.4	0.80	—
5395	13.0	12.2	0.78	—
5406	13.0	12.6	0.42	—
5426*	12.8	11.5	1.32	S
5427*	12.0	11.2	0.70	S
5430	12.8	12.4	0.41	SB
5468*	12.4	11.9	0.54	S
5480	12.6	12.0	0.61	S:
5523*	12.8	12.2	0.61	S
5548*	12.9	12.3	0.61	..
5566	11.9	10.9	0.96	SBb
5574	13.1	12.5	0.60	—
5576	11.9	11.6	0.28	E
5614*	12.9	12.0	0.81	E:
5633	12.8	12.3	0.52	Sb
5645	12.9	12.5	0.35	I:
5653	12.9	12.2	0.70	E:
5660*	12.3	12.7	—0.38	Sc
5665	12.7	12.0	0.65	S:
5668	12.4	11.0	1.43	S:
5669	12.5	12.1	0.40	S
5728	12.4	12.0	0.35	S
5756	13.1	12.6	0.50	—
5757	12.6	11.7	0.88	SBb
5796	12.8	11.8	1.00	—
5831	12.7	11.4	1.28	(E:)E
5838	12.1	10.8	1.34	S
5846*	11.6	10.6	0.95	E_0
5850*	12.9	12.8	0.08	SB
5854*	12.7	12.0	0.70	(S:)Sa
5861*	12.4	11.7	0.68	S
5864*	12.8	11.8	1.01	(S)Sb
5885	12.4	11.8	0.58	S
5915	12.5	11.9	0.63	S:
5962	12.5	11.9	0.63	S:
5970	12.4	11.7	0.68	S
5982	12.5	12.0	0.52	E
5984	13.0	12.9	0.05	—
5985	12.2	11.6	0.64	Sb
6015	12.1	12.0	0.11	S
6181	12.6	12.6	0.00	Sc
6207	12.3	12.1	0.19	Sb
6217	12.6	11.9	0.70	Sc
6239	13.1	12.8	0.30	—
6384	12.7	10.9	1.82	S
6503	11.4	10.4	0.98	Sc
6574	12.7	11.6	1.10	S
6643	12.7	11.9	0.80	Sb
6814	12.2	11.3	0.92	S
7177	12.1	11.3	0.79	Sbc
7217	11.6	10.7	0.93	Sa
7377	12.7	11.8	0.87	E
7619	12.8	11.5	1.25	E_3
7626	12.8	11.8	1.00	E_1
7716	13.0	12.4	0.56	E_1

როგორც შემდეგში ვნახავთ, ჩვენი კოლორ-ინდექსები არ თანხვდებიან ინტერნაციონალურ მნიშვნელობებს. ასე, რომ ფოტოვიზუალური სიდიდეებიც ჩვენს სისტემაშია მოცემული. ზოგიერთი ნისლეულისათვის ტიპები შესწორე-

ბული იყო ახალი მონაცემების მიხედვით[3]. ასეთ შემთხვევებში ახალი აღნიშ-
ნა მიწერილი აქვს ძველს, რომელიც ფრჩხილებშია მოთავსებული.

§ 2. კოლორ-ინდექსების სისტემა. ჩვენ შევეცადეთ შეგვესწავ-
ლა კოლორ-ინდექსების ჩვენი სისტემა, სახელდობრ, მისი შედარებით ინტერ-
ნაციონალურ სისტემასთან. ამ შედარებისათვის გამოვიყენეთ პოლარულ ვარს-
კვლავთა კოლორ-ინდექსების კატალოგი +80°-დან +90°-მდე[4]. გადავიღეთ-რა
არე ცენტრით $\alpha=12^h0^m$, $\delta=+85°$, ავარჩიეთ მასზე 45 ვარსკვლავი 8.0 და
11.5 ვარსკვლავიერ სიდიდეებს შორის. კოლორ-ინდექსების განსაზღვრა ზუს-
ტად იმავე წესით ვაწარმოეთ, როგორც ნისლეულებისათვის.

ამოვხსენით-რა 43 პირობითი განტოლება უმცირეს კვადრატთა ხერხით,
მივიღეთ ფორმულები

$$CI=0.63\ CI'+0.24$$
$$CI=0.62\ CI'+0.22 \qquad (2)$$

რომელთაგან პირველი შეეხება განსაზღვრებს მილებიანი ფოტომეტრის გარე-
შე, ხოლო მეორე—განსაზღვრებს პოლარული მიმდევრობისა და მილებიანი
ფოტომეტრის მიხედვით ერთად.

როგორც ვხედავთ, არ არის არსებითი განსხვავება ორ ფორმულას შო-
რის. ჩვენი კოლორ-ინდექსები თანხვდებიან ინტერნაციოხალურს, როცა
$CI=0.^m65$, პირველ ფორმულის შემთხვევაში, და როცა $CI=0.^m58$, მეორე ფორ-
მულის შემთხვევაში.

ფერის დამოკიდებულება სიდიდეზე არ არის გათვალისწინებული (2) ფორ-
მულებში, მაგრამ ნისლეულისათვის ეს ეფექტი შესწავლილია და სათანადოდ
აღრიცხული.

§ 3. მიღებული კოლორ-ინდექსების შედარება სხვა ავ-
ტორების კოლორ-ინდექსების მნიშვნელობებთან. პირველ წე-
რილში ჩვენ შევადარეთ გარეგალაქტიკურ ნისლეულთა კოლორ-ინდექსების ჩვე-
ნი მნიშვნელობანი Schattenschneider-ის მნიშვნელობებს და დამაკმაყო-
ფილებელი თანხმობა მივიღეთ[5]. წინამდებარე წერილში ჩვენ ვადარებთ 42 ნი-
სლეულის კოლორ-ინდექსების ჩვენს მნიშვნელობებს Stebbins-ისა და Whit-
ford-ის მნიშვნელობებს[6]. უკანასკნელთა დიდი სიზუსტის გამო ასეთი შედა-
რება განსაკუთრებით საინტერესოა.

შედარებისათვის Stebbins-ისა და Whitford-ის კოლორ-ინდექსები
ინტერნაციონალურ სისტემაზე მივიყვანეთ მათ შრომაში მოცემული (3) ფორ-
მულის საშუალებით. ჩვენი კოლორ-ინდექსები კი ზემომოყვანილი (2) ფორმუ-
ლების მეორე სახის საშუალებით მივიყვანეთ იმავე ინტერნაციონალურ სისტე-
მაზე. როგორც ზემოთ აღვნიშნეთ, (2) ფორმულები არ ამჟღავნებენ ფერის და-
მოკიდებულებას სიდიდეზე ვარსკვლავებისათვის,—მაგრამ ნისლეულთა კოლორ-
ინდექსებისათვის ეს დამოკიდებულება არსებობს. ამიტომ, ვიდრე ჩვენ კოლორ-
ინდექსებს ინტერნაციონალურ სისტემაზე მივიყვანდით (2)-ის საშუალებით, რო-
გორც ეს მოცემულია II ცხრილში, წინასწარ ვათავისუფლებდით დამზერილ
მნიშვნელობას სიდიდის ეფექტისაგან.

ცხრილი II TABLE

No. NGC	C. I. St.Wh.	C. I. Vash.	No. NGC	C. I. St.Wh.	C. I. Vash.
	m	m		m	m
224	0.87	0.78	4472	0.81	0.81
584	0.73	0.63	4473	0.63	0.69
936	0.86	0.83	4478	0.79	0.66
1400	0.50	0.72	4486	0.94	0.90
1407	0.94	0.87	4490	0.52	0.74
1637	0.58	0.70	4536	0.10	0.66
2681	0.52	0.66	4550	0.71	0.73
2859	0.76	0.79	4552	0.94	0.86
3166	0.68	0.69	4559	0.08	0.62
3169	0.71	0.72	4569	0.42	0.67
3486	0.13	0.45	4579	0.68	0.83
3504	0.58	0.37	4621	0.89	0.79
3521	0.52	0.77	4647	0.63	0.47
3626	0.58	0.76	4649	0.97	0.83
4192	0.66	0.75	4660	0.83	0.73
4254	0.31	0.53	4666	0.29	0.71
4270	0.52	0.73	5757	0.81	0.69
4281	0.76	0.76	5846	0.47	0.74
4406	0.76	0.82	7177	0.55	0.64
4414	0.42	0.64	7217	0.84	0.73
4435	0.76	0.65	7619	0.89	0.70

II ცხრილში მოცემულია ჩვენი კოლორ-ინდექსების შედარება Stebbins-ისა და Whitford-ის კოლორ-ინდექსებთან 42 საერთო ნისლეულისათვის. სინამდვილეში საერთო ნისლეულთა რიცხვი მეტია, მაგრამ თითქმის მათი ერთი მესამედისათვის Stebbins-ი და Whitford-ი არ იძლევიან კოლორ-ინდექსების მნიშვნელობებს.

თუ მივიღებთ მხედველობაში, რომ ყოველივე გადასვლა ერთი სისტემიდან მეორეში დამძიმებულია გარდუვალი შეცდომებით, თანხმობა, რომელსაც ცხრილი II გვიჩვენებს, დამაკმაყოფილებელია.

§ 4. ველის ცდომილება. ჩვენ შევისწავლეთ ველის ცდომილება Schmidt-ის კამერისათვის, რათა გვენახა თუ როგორი გავლენა შეუძლია მოახდინოს მან კოლორ-ინდექსების განსაზღვრაზე. რაკი Schmidt-ის კამერა თავისუფალია სფერული და ქრომატული აბერაციისაგან და კომასა და ასტიგმატიზმისაგან, თითქოს არ უნდა მოველოდეთ ველის ცდომილებას, მაგრამ ამ კამერის ველი ვინიეტირებას განიცდის ცენტრიდან ორი გრადუსის ტოლი მანძილიდან მოყოლებული და ამით გამოწვეულ სინათლის დანაკარგს განვიხილავთ როგორც ველის ცდომილებას. შეიძლება უფრო სწორი ყოფილიყო ამ პარაგრაფისათვის მიგვეცა სათაური: „ვინიეტირებით გამოწვეული სინათლის დანაკარგის აღრიცხვა“, მაგრამ განსახილველ ცდომილებაში შეიძლება შედიოდეს კიდევ კასეტის არა იდეალური ცენტრირებისა და სხვათა გავლენა. ამიტომ ყველა მათ შეერთებულ ეფექტს საერთოდ ვუწოდებთ ველის ცდომილებას. ვინიეტირებით გამოწვეული დანაკარგი სინათლისა ხელსაწყოს ოპტიკური დამახასიათებლების მიხედვითაც შეგვიძლია გამოვითვალოთ, რაზედაც ქვემოთ გვექნება საუბარი. ველის ცდომილების შესწავლის მიზნით ცის გარკვეული არე

რამდენჯერმე გადავიღეთ ერთსადაიმავე აფსკაზე, გადავადგილებდით-რა კამერას ისე, რომ მიგვეღო ერთსადაიმავე ვარსკვლავების რამდენიმე გამონასახის ჯაჭვები, სადაც ერთი გამონასახი მეორეს 5.5 მილიმეტრით არის დაცილებული. ასეთი ჯაჭვები ანუ გამონასახთ მიმდივრობანი მიღებული იყო როგორც პირდაპირი აღვლენებისა, ისე დახრილობათა მიმართულებით. ეს ფოტოაფსკები სტანდარტიზებულნი იყვნენ მილებიანი ფოტომეტრის საშუალებით და გამოყენებულნი ერთდროულად პოლარული მიმდევრობის აფსკებთან ერთად.

Schmidt-ის კამერის ოპტიკური დამახასიათებელნი შემდეგია: სფერული სარკის დიამეტრი 17.″3 ანუ 444 *mm*; საკორექციო ლინზის დიამეტრი 14.″2 ანუ 360 *mm*; სფერული სარკის ფოკუსის მანძილი 620 *mm* და ამგვარად მასშტაბი უდრის 1.°08 ერთ სანტიმეტრში. ასეთი კამერა გვაძლევს არაავინიეტირებულ ველს რადიუსით $\alpha = 1°55'$. ამგვარად ჩვენი ხელსაწყოს ველი ცდომილებისაგან თავისუფალი შეგვიძლია ჩავთვალოთ 4°-ის დიამეტრის ფარგლებში, საკმარისია შევამციროთ საკორექციო ლინზის დიამეტრი 13″ ანუ 330 *mm*-მდე, რომ არავინიეტირებული ველი გაფართოვდეს 5°-მდე და ამ შემთხვევაში ჩვენი ნეგატივების მხოლოდ ნაპირები განიცდიან ვინიეტირებას. ვარსკვლავთ ფოტომეტრიისათვის სასურველია სწორედ ასე მოვიქცეთ, ე. ი. შევამციროთ საკორექციო ლინზის დიამეტრი. რადგანაც ჩვენი მრგვალი აფსკის დიამეტრი 8 სანტიმეტრია, იგი 50 კვადრატულ გრადუსს გადაჰფარავს. აქვე აღვნიშნავთ, რომ აფსკის მრგვალი ფორმა ერთგვარ უხერხულებას ჰქმნის მასალის დამუშავების დროს.

ზემომოყვანილი მონაცემების საფუძველზე გამოთვლილი იყო სინათლის დანაკარგი ვარსკვლავიერ სიდიდეებში ცენტრიდან სხვადასხვა მანძილზე. ამ გამოთვლების შედეგები აქვეა მოყვანილი:

$$\alpha = 2°20' \quad 3°0' \quad 3°30' \quad 4°0'$$
$$\Delta m = 0^m.007 \quad 0^m.03 \quad 0^m.05 \quad 0^m.09$$

Δm-ის გამოთვლისას მიჩნეული გვქონდა, რომ ვინიეტირება გამონასახის წრეს სეგმენტებს ჩამოჰკვეთს და ჩვენ ვითვლიდით სეგმენტების ფართს α-ს ძოყვანილი მნიშვნელობებისათვის, შემდეგ ჩვეულებრივი გზით გამოვთვლიდით სინათლის დანაკარგს ვარსკვლავიერ სიდიდეებში. როგორც ჩანს, სინათლის დანაკარგი ვარსკვლავიერი სიდიდის მხოლოდ ერთ მეათედს აღწევს ნეგატივის ნაპირებზე. თუ გავიხსენებთ კოლორ-ინდექსების განსაზღვრის ჩვენს ხერხს, რომელშიაც ორი გამონასახი—ლურჯი და ყვითელი—ერთმანეთს დაშორებიან არა უფრო მეტად, ვიდრე 1 *mm*, მაშინ ცხადი იქნება, რომ დიფერენციალური განსხვავება სინათლის დანაკარგში არავითარ გავლენას არ უნდა ახდენდეს კოლორ-ინდექსების სიდიდეებზე.

ქვემოთ, III ცხრილში მოყვანილია სინათლის დანაკარგის ის მნიშვნელობანი, რომელნიც ფოტოგრაფიული გზით მივიღეთ. უკანასკნელნი უფრო სანდონი არიან ვიდრე გამოთვლების შედეგები.

ცხრილი III TABLE

ρ_m	α	Δm_1	Δm_2
		m	*m*
0 *mm*	0° 0′	0.00	0.00
5	0 32	0.00	0.00
10	1 05	0.00	0.00
16	1 44	0.00	0.00
22	2 23	0.03	0,025
		±.02	±.007
28	3 02	0.10	0.038
		±.03	±.008

გასაზომად უპირატესად ისეთი ვარსკვლავები იყო არჩეული, რომელთა გაზომვა ადვილია მიკროფოტომეტრის სამუშაო დიაფრაგმაში და, რომელნიც განლაგებულნი არიან ცენტრიდან ნეგატივის კიდეებისაკენ.

ცხრილი III-ის პირველ სვეტში მოცემულია მანძილი ρ მილიმეტრებში, მეორეში—α კუთხურ ერთეულებში, მესამეში და მეოთხეში—სინათლის დანაკარგები ვარსკვლავიერ სიდიდეებში Δm_1 და Δm_2, უკანასკნელთაგან პირველი მიღებულია პოლარული მიმდევრობისა, ხოლო მეორე—მილებიანი ფოტომეტრის საფუძველზე. ეს მონაცემები მოყვანილია 3°-მდე, რადგანაც ამ ზომამდე კლებულობს გამოსადეგი ველი ფილტრების გამოყენების დროს. ცხრილიდან ჩანს, რომ $\alpha = 2°$-მდე ადგილი არა აქვს სინათლის დაკარგვას, რასაც გამოთვლაც ადასტურებს. გამოთვლილი მნიშვნელობანი Δm უფრო მეტად Δm_2-ს უახლოვდებიან, ვიდრე Δm_1-ს. ასეა თუ ისე, შეგვიძლია დავასკვნათ, რომ ყველა ეს მნიშვნელობა მცირეა და მათ არ შეუძლიათ გავლენა მოახდინონ კოლორ-ინდექსებზე. გარდა ამისა, ისინი გაცილებით ნაკლებია, ვიდრე მიკროფოტომეტრით გაზომვის ცდომილებაა. უნდა აღინიშნოს, რომ გარეგალაქტიკურ ნისლეულთა ფოტომეტრიის დროს ჩვენ ყოველთვის ვრჩებოდით $\alpha = 2°$-ის ფარგლებში. Δm-ის სიმცირის გამო ჩვენ აღარ წარმოგვიდგენია ეს ცდომილება როგორც მანძილის მაჩვენებელიანი ფუნქცია $\Delta m = \rho''$.

§ 5. ეფექტური ტალღის სიგრძეების განსაზღვრა. როგორც წინა წერილში იყო აღნიშნული, ნისლეულთა კოლორ-ინდექსების განსაზღვრისას Schott-ის BG_3 და GG_{11} ფილტრებით ვსარგებლობდით იზოპანქრომულ ფოტოაფსკებთან კომბინაციაში.

ჩვენი შემდგომი ამოცანებისათვის აუცილებლად საჭიროა გამოვითვალოთ ამ კომბინაციის ეფექტური ტალღის სიგრძეები. ცხადია, რომ უკანასკნელნი ხელსაწყოს ოპტიკაზეც არიან დამოკიდებულნი. ამის გამო ეფექტური ტალღის სიგრძეების გამოკვლევა ისე ვაწარმოეთ, რომ აღრიცხული ყოფილიყო სინათლის დანაკარგი სფერული სარკის მოვერცხლილ ზედაპირზე და საკორექციო ლინზშიაც.

ჩვენ ვისარგებლეთ Zeiss-ის მონოქრომატორით, რომელსაც მინის ოპტიკა აქვს. მონოქრომატორი აღჭურვილია საკასეტო ნაწილით. უკანასკნელის გადაადგილებით შესაძლებელია რამდენიმე გამონასახის მიღება ერთ ნეგატივზე. დისპერსია გამოიხატება 75Å-ით 1 მილიმეტრზე $H\gamma$-ს მახლობლობაში. ცე-

ლოსტატს ალუმინებული ბრტყელი სარკე წარმოადგენდა. ფოტოგრაფირება
წარმოებდა ორ დღეს, იმ მომენტებში, როცა მზე ახლო იყო მერიდიანთან. ამ-
გვარად მივიღეთ ხუთი ნეგატივი იმავე რულონის აფსკის ნაჭრებიდან, რომელ-
საც გამოსაკვლევ არეებისათვის ვხმარობდით. თითოეულ ნეგატივზე ოთხიდან
შვიდ გამონასახამდე მივიღეთ უფილტროთ და ფილტრებით. ზოგიერთ ნეგა-
ტივზე მიღებული იყო აგრეთვე ისეთი გამონასახები, რომელთა შექმნაში მო-
ვერცხლილი სარკეები მონაწილეობდნენ, რომელთაც ცელოსტატსა და მონო-
ქრომატორს შორის ვდგამდით. საკორექციო ლინზის გავლენაც იყო აღრიცხუ-
ლი, რისთვისაც ზოგიერთი ნეგატივის მიღებისას ვათავსებდით მას სინათლის
სხივის გზაზე. გარდა ამისა მივიღეთ აგრეთვე ენერგიის განაწილება ნებისმიერ
ერთეულებში თერმოელემენტის საშუალებით.

სინათლის წყაროდ გამოყენებული იყო მზე, რადგანაც გარეგალაქტიკური
ნისლეულები სპექტრის მიხედვით უმეტესად G-კლასის ვარსკვლავებს უახ-
ლოვდებიან.

სტანდარტიზაცია მილებიანი ფოტომეტრის საშუალებით ხდებოდა.

მიღებული მასალა გაზომილი იყო მიკროფოტომეტრზე. სპექტრის მთელ
სიგრძეზე λ 3800-დან λ 6600-მდე არჩეული იყო 26 წერტილი, რომელნიც და-
ახლოებით ერთნაირად იყვნენ დაშორებულნი ერთი მეორეს: რაკი ჩვენი სპექ-
ტრები პრიზმით იყვნენ მიღებულნი, ფოტოგრაფიულ ნაწილში მეტი წერტილი
გაიზომა, ვიდრე ვიზუალურში.

მას შემდეგ, რაც მიღებული იყო ყოველი წერტილისათვის ინტენსიობა
I, უკანასკნელი გათვლილი იყო 1 ანგსტრემზე; ასევე მოვექეცით იმ ინტენსიო-
ბებს, რომელნიც მივიღეთ თერმოელემენტის გამოყენებით.

უწინარეს ყოვლისა განვიზრახეთ გამოგვერკვია სინათლის დანაკარგი ვერ-
ცხლის ფილმში და საკორექციო ლინზში. აღვნიშნოთ მოცემული წერტილის
ინტენსიობა ასოთი I, მისი ინტენსიობა, როცა სხივის გზაზე სარკეა მოთავსე-
ბული იყოს I_1, ხოლო როცა საკორექციო ლინზია—I_2.

ვერცხლის ფილმში სინათლის დანაკარგის კოეფიციენტს ვთვლიდით ტო-
ლად $k=\sqrt{\frac{I}{I_2}}$, რადგანაც სხივის გზაზე ორ სარკეს ვათავსებდით, ხოლო
საკორექციო ლინზის შესაბამი დანაკარგის კოეფიციენტს $k_1=\frac{I}{I_2}$. ანალოგიუ-
რად შეგვიძლია აღვნიშნოთ I_{ph}, I_{vis} და I_t საშუალებით წერტილების ინტენსი-
ობანი, როცა შეგვყავს ფოტოგრაფიული და ვიზუალური ფილტრები და თერ-
მოელემენტი, შესაბამისად. ფარდობანი $\frac{I_{ph}}{I_t}$ და $\frac{I_{vis}}{I_t}$ შეგვიძლია ჩავთვალოთ ფერა-
დი ფილტრების გამტარიანობის კოეფიციენტებად და აღვნიშნოთ σ'_{ph} და σ'_{vis}.
იმისათვის, რომ მივიღოთ გამტარიანობის კოეფიციენტების საბოლოო მნიშვნე-
ლობანი, σ'_{ph} და σ'_{vis} უნდა გავამრავლოთ ჩვენი კამერის სფერული სარკისა და
საკორექციო ლინზისათვის ზემოთ აღნიშნულ კოეფიციენტებზე:

$$\sigma_{ph}=\sigma'_{ph}\cdot k_{ph}\cdot k'_{ph} \text{ და } \sigma_{vis}=\sigma'_{vis}\cdot k_{vis}\cdot k'_{vis}$$

აგებულ მრუდებს $\sigma_{ph}(\lambda)$ და $\sigma_{vis}(\lambda)$ არა აქვთ მკაფიოდ გამოხატული მაქ-
სიმუმები და ამიტომ გადავწყვიტეთ პირველ რიგში მოგვეძებნა საშუალო ტალ-
ღის სიგრძე

$$\bar{\lambda}_{ph}=\frac{-\int_0^\infty \lambda\cdot b_{\lambda T}\cdot\sigma_{ph}\cdot d\lambda}{\int_0^\infty b_{\lambda T}\cdot\sigma_{ph}\cdot d\lambda} \tag{3}$$

სადაც $b_{\lambda T}$ შავი სხეულის სპექტრული ენერგეტიკული სიკაშკაშის შეფარდებითი
მნიშვნელობაა სხვადასხვა ტემპერატურისათვის. უკანასკნელი ამოვიღეთ G. Ri-
baud-ის წიგნიდან[7]. საშუალო ტალღის სიგრძეების მნიშვნელობანი, რო-
მელნიც (3) ფორმულის საშუალებით გამოვითვალეთ, IV ცხრილშია მოცემული.

ცხრილი IV TABLE

T	λ^c_{ph}	λ^c_{vis}	λ^{ph}_{eff}	λ^{vis}_{eff}
6000°	4147Å	5326Å	4060Å	5400Å
8000	4137	5310		
10000	4133	5299		
12000	4130	5295		
14000	4127	5293		
16000	4126	5286		

გამოთვლისათვის (3) ფორმულა მიყვანილი იყო, როგორც ეს მიღებულია,
შემდეგ სახეზე:

$$\lambda_{ph}=\frac{\Sigma\lambda b_{\lambda T}\sigma_{ph}}{\Sigma b_{\lambda T}\sigma_{ph}} \tag{3'}$$

საშუალო ტალღის სიგრძეები განსაზღვრული იყო ორი ნეგატივის საფუ-
ძველზე ალბათი ცდომილებით ±30Å ფოტოგრაფიული სხივებისათვის და ±15Å
ვიზუალურისათვის. ეს მონაცემები ეკუთვნიან T=6000°-ის შესაბამ $b_{\lambda T}$-ს მნი-
შვნელობებს. თუ მივიღებთ მხედველობაში, რომ უგულვებელვყავით Purkinje-ს
ეფექტი, ცდომილებათა მოყვანილი მნიშვნელობანი თითქმის უნდა გავაორკე-
ცოთ და საბოლოოდ დავწეროთ:

$$\bar{\lambda}_{ph}=4120\pm60\text{Å} \qquad \bar{\lambda}_{vis}=5326\pm30\text{Å}$$

ეფექტური ტალღის სიგრძე მოცემული ტემპერატურისათვის შეიძლე-
ბა გამოვსახოთ ისე, როგორც ეს Ribaud-ს აქვს მოყვანილი:

$$\lambda_{eff}=\frac{\int_0^\infty b_{\lambda T}\cdot V_\lambda\cdot\tau_\lambda\cdot d\lambda}{\int_0^\infty b_{\lambda T}\cdot\frac{1}{\lambda}\cdot V_\lambda\cdot\tau_\lambda\cdot d\lambda} \tag{4}$$

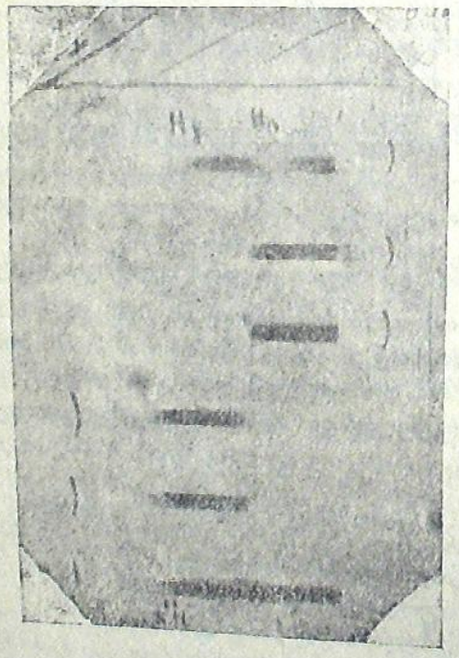
აქ V_λ ხილვადობის შეფარდებით ფაქტორს აღნიშნავს, იმ შემთხვევაში, როცა მიმღებს ადამიანის თვალი წარმოადგენს, ხოლო როცა მიმღები ფოტოფირფიტაა, მაშინ იგი მგრძნობიერების შეფარდებითი ფაქტორია. ორივე შემთხვევაში

$$V_\lambda = \frac{I_\lambda}{I_0}$$

სადაც I_0 მაქსიმალური ინტენსიობაა, ხოლო I_λ —ინტენსიობა მოცემული წერტილისათვის. τ_λ (4) განტოლებაში მოცემული ფილტრის გამჭვირვალობის კოეფიციენტია. V_λ ჩვენი ფოტოაფსკისათვის ჩვენვე განვსაზღვრეთ. τ_λ-ს მნიშვნელობანი ფირმის კატალოგიდან ავიღეთ, ხოლო $b_{\lambda T}$-ს მნიშვნელობანი წინანდელივით Ribaud-ს წიგნიდან (ცხრ. № 63). გამოთვლებმა მოგვცა 6000° ტემპერატურის მქონე აბსოლუტურად შავი სხეულის შესაბამი შემდეგი ტალღის სიგრძეები:

$$\lambda_{eff}^{ph} = 4070 \pm 60\text{Å} \qquad \lambda_{eff}^{vis} = 5400 \pm 30\text{Å}$$

ნახ. 1, რომელზედაც წარმოდგენილია ერთი ჩვენი ნეგატივი, გვიჩვენებს თუ როგორ მკვეთრად არიან ერთი მეორისაგან განცალკევებულნი სპექტრის ფოტოგრაფიული და ვიზუალური ნაწილები ფილტრების გამოყენების წყალობით.



ნახ. 1 Fig.

ნახ. 1-ზე 1) წარმოადგენს სპექტრს უფილტრებოთ, 2) და 3) ფილტრით BG_3 და 4) და 5) ფილტრით GG_{11}.

ჩვენ შევეცადეთ ყურადღება მიგვექცია ეფექტური ტალღის სიგრძის ფილტრის ტემპერატურაზე დამოკიდებულებისათვის, მით უფრო, რომ ჩვენ მთიან რაიონში ღამის ტემპერატურის წლიური ამპლიტუდა დიდ მნიშვნელობებს აღწევს. Hyde, Cady და Forsythe-მა[8] გამოიკვლიეს ეს დამოკიდებულება წითელი მინისათვის F 4512 და ნახეს, რომ ტემპერატურის ცვლილებისას +20°-დან +80°-მდე λ_{eff} იცვლება 70Å-ის ფარგლებში, ანუ 1Å-ით ერთ გრადუსზე, თუ დაუშვებთ, რომ ჩვენი ფილტრები ასეთსავე გავლენას განიცდიან, მაშინ λ_{eff}-ის ცვლილებამ ჩვენს შემთხვევაში 40Å-ს უნდა მიაღწიოს, რამდენადაც ჩვენთან ამპლიტუდა თითქმის 40Å-ს აღწევს. როგორც ცხრილი IV-დან ჩანს, აბსოლუტურად შავი სხეულის ტემპერატურის 6000°-დან 16000°-მდე ცვლილებისას საშუალო ტალღის სიგრძე იცვლება 40Å-ით, ე. ი. სინათლის წყაროს ტემპერატურის ცვლილების გავლენა ეფექტური ტალღის სიგრძეზე იმავე რიგისაა, როგორც თვით ფილტრების ტემპერატურის ცვლილების გავლენა.

ჩვენ გამოვთვალეთ როგორი ცდომილება შეუძლია შექმნას ჩვენს განსაზღვრებში λ_{eff}-ის აღნიშნული მიზეზით გამოწვეულმა ცვლილებამ. ამისათვის ვისარგებლეთ ფორმულით:

$$\Delta m = -2.5 \lg \frac{b_{\lambda T}}{b_{\lambda_1 T}}$$

სადაც

$$b_{\lambda T} = c_1 \lambda^{-5} \left(e^{\frac{c_2}{\lambda T}} - 1 \right)$$

გამოირკვა, რომ იმ შემთხვევაში, როცა აბსოლუტურად შავი სხეულისათვის გვაქვს $T = 6000°$, ეს ცვლილება აღწევს $0^m.01$-ს.

აღნიშნული ცდომილება მოქცეულია კოლორ-ინდექსების ჩვენი განსაზღვრების სიზუსტის ფარგლებში.

მას შემდეგ, რაც λ_{eff} მივიღეთ, შეგვიძლია ჩვენი კოლორ-ინდექსები გრადიენტებში გადავიყვანოთ შემდეგი ფორმულების საფუძველზე:

$$G = 0.921 \frac{d\Delta m}{d\left(\frac{1}{\lambda}\right)} = 0.921 \frac{CI}{\frac{1}{\lambda_{ph}} - \frac{1}{\lambda_{vis}}}$$

ანუ

$$G = k \cdot CI \tag{5}$$

გამოთვლამ მოგვცა $k = 1.51$. უკანასკნელის საშუალებით უნდა გადავიყვანოთ ჩვენი კოლორ-ინდექსები აღნიშნული ტალღის სიგრძეების შესაბამ გრადიენტებში.

§ 6. ფერის განტოლება. ფერის განტოლების გამოსაყვანად პოლარული მიმდევრობით ვისარგებლეთ. ავაგეთ-რა თეთრი ვარსკვლავებისათვის მახასიათებელი მრუდები, უკანასკნელთა საფუძველზე მივიღეთ წითელი ვარსკვლავების ვარსკვლავიერი სიდიდეები. შევადგინეთ-რა სხვაობები გამოთვლილსა და სტანდარტულ სიდიდეებს შორის, თითოეული ვარსკვლავისათვის მივიღეთ რამდენიმე პირობითი განტოლება $x \cdot CI = \Delta m$ სახისა, რომელთა ამოხსნამ უმცირეს კვადრატთა ხერხით მოგვცა ორი განტოლება ფოტოგრაფიული და ვიზუალური სხივებისათვის, შესაბამისად:

$$m_{ph} = m'_{ph} - 0.37 \cdot CI \pm 0.024 \tag{6}$$

$$m_{vis} = m'_{vis} + 0.019 \cdot CI \pm 0.033 \tag{7}$$

სადაც m_{ph} და m_{vis} ჩვენი სიდიდეებია, ხოლო m'_{ph} და m'_{vis} ინტერნაციონალური.

მეტი სიზუსტისათვის პოლარული მიმდევრობის 8 ფოტო გამოვიყენეთ; ესენი სხვადასხვა ღამეს იყვნენ მიღებულნი. ცხადია, რომ x-სთვის სხვადასხვა მნიშვნელობას ვღებულობდით და მისი საშუალო არითმეტიკულისათვის საშუალო კვადრატული ცდომილება გამოვითვალეთ. უკანასკნელი მიწერილი აქვს სათანადო კოეფიციენტს (6) და (7) განტოლებებში.

ცხადია, რომ (6) და (7)-ის გამოყენებით შეგვიძლია მივიღოთ ჩვენი სკალის დამოკიდებულება ინტერნაციონალურთან. გამოვაკლებთ-რა (6)-დან (7)-ს, მივიღებთ

$$CI = CI' - CI \cdot 0.39 \qquad (8)$$
$$CI = 0.72 \cdot CI'$$

(8) ტოლობა, რომელიც ჩვენი კოლორ-ინდექსების ინტერნაციონალურ სისტემაში გადაყვანისათვის გვემსახურება, საკმაოდ კარგ თანხმობაშია (2)-თან, მიუხედავად იმისა, რომ უკანასკნელი სხვა გზით იყო მიღებული.

თანხმობა უკეთესი იქნებოდა, (8) ფორმულას რომ მუდმივი წევრი ჰქონოდა. მივიღებთ-რა მხედველობაში, რომ (6) და (7) ვარსკვლავთა მცირე რიცხვს ემყარებიან, უპირატესობა უნდა მივაკუთვნოთ (2) ფორმულას, რომელსაც გამოვიყენებთ ინტერნაციონალურ სისტემაზე მიყვანისათვის.

როგორც ჩანს (6) და (7)-დან, ფოტოგრაფიული სხივებისათვის კოეფიციენტს საკმაოდ სანდო მნიშვნელობა აქვს და მისი ალბათი ცდომილება მცირეა მის სიდიდესთან შედარებით. ვიზუალური სხივების შემთხვევაში კოეფიციენტი მცირეა და ალბათი ცდომილება აჭარბებს თვით კოეფიციენტს. აქედან დავასკვნით, რომ ვიზუალური სიდიდეები—ფოტოგრაფიული სიდიდეების საწინააღმდეგოდ—არ მოითხოვენ შესწორებას ფერზე.

მაშასადამე, ფოტოგრაფიულ სიდიდეებს საკმაოდ დიდ შესწორებებს ვაძლევთ (6)-ის მიხედვით.

აქედან შეგვიძლია დავასკვნათ, რომ ჩვენი კოლორ-ინდექსები მონოტონურად იზრდებიან ნისლეულთა ფერის ჭეშმარიტ ზრდასთან ერთად. ფორმულა (8) გვიჩვენებს, რომ ჩვენი კოლორ-ინდექსები მით უფრო გაზვიადებულად მეტია, რაც მეტია კოლორ-ინდექსების ჭეშმარიტი მნიშვნელობა. ასეა თუ ისე, ჩვენ მიგვყავს ისინი ინტერნაციონალურ სისტემაზე (2) ის საშუალებით.

პოლარული ვარსკვლავების მიხედვით მახასიათებელი მრუდის აგებისას ფერის განტოლებას მხედველობაში არ ვღებულობდით და მრუდს ვატარებდით როგორც საშუალოს დიაგრამაზე დასმულ წერტილებისათვის.

§ 7. შ ე დ ა რ ე ბ ა Shapley-ის და Ames-ის სიდიდეებთან. ჩვენს კატალოგში, რომელიც, როგორც ვთქვით, სამ წერილშია მოთავსებული, წინამდებარე წერილის ჩათვლით, Shapley-ის ფოტოგრაფიული სიდიდეები გვაქვს მოყვანილი, რადგანაც ესენი უფრო მეტად სანდოდ მიგვაჩნდა, ხოლო მათგან კოლორ-ინდექსების გამოკლებით ფოტოვიზუალურ სიდიდეებს ვღებულობდით და მოგვყავდა კიდეც.

იმ მიზნით, რომ გამოგვერკვია რა სიზუსტით განისაზღვრება ჩვენი სიდიდეები და ხომ არა აქვთ მათ სისტემატური სვლა, ნისლეულის სიკაშკაშესთან დაკავშირებული, 116 ნისლეულისათვის მოვახდინეთ შედარება ჩვენსა და Shapley, Ames-ის სიდიდეებს შორის. წინასწარ ჩვენი სიდიდეები შევასწორეთ ზენიტურ მანძილზე და ფერის ცდომილებაზე.

არ შეიძლება ჩავთვალოთ ჩვენი სიდიდეები მკაცრად ინტეგრალურ სიდიდეებად, რადგანაც ჩვენ ვერ აღვრიცხავთ ნისლეულის მთელ ზედაპირს. ეს შეეხება განსაკუთრებით *Sa*, *Sb* და *Sc* ტიპის კაშკაშა ნისლეულებს. მათი ელიფსურობისა და განფენილობის გამო არ ხერხდება მათი მოთავსება მიკროფოტომეტრის საზომ დიაფრაგმაში. აქედან a priori უნდა დავასკვნათ, რომ ჩვენი მნიშვნელობანი, განსაკუთრებით კაშკაშა ნისლეულებისათვის, უფრო მკრთალნი არიან ვიდრე Shapley, Ames-ისა, რომელნიც ინტეგრალურ სიდიდეებად ითვლებიან.

ნათქვამი დასტურდება აღნიშნული შედარებით, რომლის შედეგები აქვე მოგვყავს:

	Δm	
$\leq 11^m.0$	$-0^m.20$	(11)
$11^m.1 - 12.0$	-0.25	(32)
$12.1 - 13.2$	-0.06	(73)

Δm ნიშნავს სხვაობას Shapley, Ames-ისა და ჩვენს სიდიდეებს შორის. კაშკაშა ნისლეულთათვის ეს სხვაობა დიდია. მკრთალ ნისლეულებისათვის ჩვენი მნიშვნელობანი Shapley, Ames-ის მნიშვნელობებს უახლოვდებიან.

§ 8. ნ ი ს ლ ე უ ლ თ ა გ ა ნ ა წ ი ლ ე ბ ა სიდიდეებისა და ტიპების მიხედვით. ჩვენი კატალოგი მთლიანად 510 ობიექტს შეიცავს 13.2 ვარსკვლავიერ სიდიდემდე*. კარგი იქნებოდა ნისლეულთა მეტი რაოდენობა

ცხრილი V TABLE

m \ ტიპი Type	E	Sa, SBa	Sb, SBb	Sc SBc	S, S:	I	უცნობი ტიპი Unknown type	ყველა ტიპები All types
$\leq 10^m.4$	1	2	4	3				12
$10^m.5 - 10^m.6$	2		2	3				7
.7— .8	4	1	2	1				8
.9—11.0	4		1	3	1			9
11.1—11.2		1		7	1	1		10
.3— .4	5	4	5	5	3	1		23
.5— .6	11	8	1	5	6	1		32
.7— .8	5	6	5	6	7		1	30
.9—12.0	4	8	8	6	8			34
12.1—12.2	6	10	6	9	15	3	2	51
.3— .4	2		4	7	22	3		38
.5— .6	17	3	4	13	19		1	57
.7— .8	28	5	9	7	38	3	10	100
.9—13.0	13	1		1	21	1	30	67
≥ 13.1	4		1		1		26	32
ჯამი Total	106	50	51	76	142	15	70	510

* განხრახული გვაქვს ბ ი ულ ე ტ ე ნ ი ს შემდეგ ნომერში დამატებით მოვიყვანოთ გალაქტიკის სიბრტყის მახლობლად მდებარე რამდენიმე ათეული გარეგალაქტიკური ნისლეულის კოლორ-ინდექსები.

გვქონოდა, მაგალითად, ათასამდე, მაგრამ ამისათვის ცის სამხრეთ ნაწილში უნდა გვემუშავნა, რაც ჩვენს პირობებში ძნელია და მოუხერხებელი.

ცხრილი V, რომელიც შეიცავს 510 ნისლეულის განაწილებას სიდიდეებისა და სპექტრების მიხედვით, გვიჩვენებს, რომ ჩვენს კატალოგში ჭარბობენ *S*, *S:* და *E* ტიპის ნისლეულები, ხოლო სიდიდეების მიხედვით ნისლეულთა უმრავლესობა 12^m—13^m ინტერვალში იმყოფება.

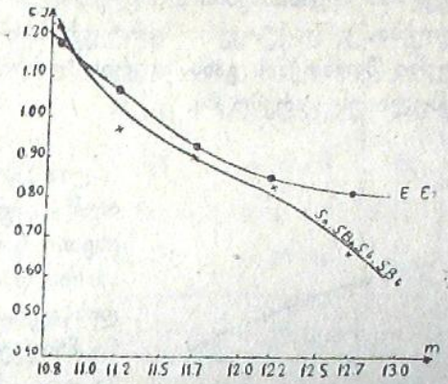
უნდა ითქვას, რომ ჩვენი კატალოგი, შედარებით Shapley-ს და Ames-ის კატალოგთან, ყველა სიდიდეებისათვის ერთნაირად შეუვსებელია დახრილობის —20°-დან +90°-მდე და იგი სრულიად არ შეიცავს ნისლეულებს —20°-ის სამხრეთით.

§ 9. ნისლეულის კოლორ-ინდექსის დამოკიდებულება სიდიდეზე. ამ დამოკიდებულებას ცხრილი VI ცხადჰყოფს. როგორც ვხედავთ, ნისლეულის ფერი ძლიერ არის დამოკიდებული მის სიკაშკაშეზე. მაგრამ (2), (6) და (7) განტოლებებში არ შეგვყავდა სიდიდეზე დამოკიდებული წევრი, მისი სიმცირის გამო. მიზეზი იმისა, რომ ვარსკვლავთათვის ეს დამოკიდებულება მცირეა, ხოლო ნისლეულთათვის—დიდი, შეიძლება იმაში მდგომარეობს, რომ, ჯერ ერთი, პირველნი წერტილოვანი, ხოლო მეორენი—განფენილი გამონასახები არიან და გაზომვის ტექნიკა თავის გავლენას ახდენს გაზომვის შედეგზე; მეორეც—ნისლეულის ჭეშმარიტი ფერი იცვლება მისი ზედაპირის გასწვრივ. ეს განსაკუთრებით საგრძნობია ხვია ნისლეულთათვის. ვარსკვლავებისათვის კი ასეთი მოვლენა გამორიცხულია. ცხრილში მოყვანილი კოლორ-ინდექსები ჩვენს სისტემას ეკუთვნიან. ბრჩხილებში მოცემულია ნისლეულთა რიცხვი.

ცხრილი VI TABLE

m	E, E:	Sa, SBa Sb, SBb	Sc, SBc, S, S:, I Sc, SBc, S, S:, I
$<11^m$	$1^m.18$ (11)	$1^m.23$ (11)	$0^m.84$ (10)
$11^m.0$—$11^m.4$	1.07 (8)	0.90 (14)	0.82 (22)
11.5—11.9	0.92 (18)	0.90 (30)	0.73 (33)
12.0—12.4	0.85 (8)	0.82 (33)	0.58 (70)
>12.5	0.81 (63)	0.66 (30)	0.61 (180)

ამ ცხრილის მიხედვით სათანადო მრუდები ავაგეთ (ნახ. 2) ცალკე *E*, *E:* და *Sa*, *Sb*, *SBa* და *SBb* ტიპებისათვის. როგორც ვხედავთ ესენი გარკვეულ კანონზომიერებას გვიჩვენებენ. მას შემდეგ, რაც შევასწორეთ ჩვენი კოლორ-ინდექსები სიდიდეებზე და მივიყვანეთ ინტერნაციონალურ სისტემაზე, სხვა ცხრილები შევადგინეთ, რომელნიც საფუძვლად დაუდეთ დისკუსიას.



ნახ. 2 Fig.

§ 10. კოლორ-ინდექსის დამოკიდებულება ნისლეულის ტიპზე. როგორც სხვადასხვა სპექტრული კლასის ვარსკვლავებში, ისე სხვადასხვა ტიპის ნისლეულებისათვის, კოლორ-ინდექსები ერთმანეთისაგან განსხვავდებიან. მაგრამ, ვარსკვლავთათვის ეს სავსებით გასაგებია, რადგანაც სპექტრული კლასების სხვადასხვაობა დაკავშირებულია ვარსკვლავთ სპექტრებში ენერგიის განაწილების სხვადასხვაობასთან. ნისლეულების ნაირსახეობა კი მხოლოდ მათ გარეგან ფორმას მიეკუთვნება. მაგრამ, უნდა ვიფიქროთ, რომ ნისლეულთ ფორმა მათ სხვადასხვა ფიზიკურ მდგომარეობასთან არის დაკავშირებული. ალბათ ისინი ტემპერატურითაც განსხვავდებიან და, მაშასადამე, სპექტრული ენერგიის განაწილება მათ სხვადასხვა აქვთ.

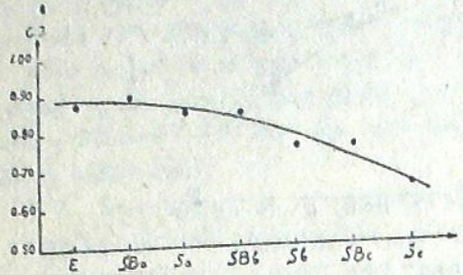
ამგვარად, საფუძველი გვაქვს ვეძიოთ ნისლეულის ფერის დამოკიდებულება მის ტიპზე. ამისათვის შევადგინეთ ცხრილი VII ყველა 510 ნისლეულის საფუძველზე. აქ ტიპები მოყვანილია Hubble-ის მიხედვით, კოლორ-ინდექსები გამოხატულია ინტერნაციონალურ სისტემაში.

ყველაზე მეტად წითელია *E* ტიპის ნისლეულები. Stebbins-ი და Whitford-ი მიუთითებენ[9], რომ *E* ტიპს შეესაბამება სპექტრული კლასი G_1; *Sa*, *SBa* ტიპებს—G_3; *Sb*, *SBb* ტიპებს—G_5 და *Sc*, *SBc* ტიპებს—F_9. ამგვარად, ამის შესაბამისად, ნისლეულთა კოლორ-ინდექსები მართლაც უნდა კლებულობდნენ ჩვენს ცხრილში მოყვანილი მიმდევრობით. ასეთსავე სვლას აღნიშნავენ დასახელებული ავტორებიც. აღვნიშნოთ, რომ *SBa*, *SBb* და *SBc* ნისლეულებს უფრო დიდი კოლორ-ინდექსები აქვთ, ვიდრე *Sa*, *Sb* და *Sc* ნისლეულებს, შესაბამისად. ამის მიზეზი შეიძლება იმაში ვეძიოთ, რომ ეს ნისლეულები განვითარების უფრო ადრინდელ სტადიაზე იმყოფებიან და, მაშასადამე, უფრო გვიან-

ცხრილი VII TABLE

ტიპი Type	C. I.	ტიპი Type	C. I.
E_0-E_7	^{m}0.88(92)	SBc	^{m}0.75(6)
SBa	0.89(22)	Sc	0.65(76)
Sa	0.85(33)	S	0.69(99)
SBb	0.84(18)	I	0.76(13)
Sb	0.75(49)	E:	0.79(22)
		S:	0.75(47)
		—	0.82(58)

დელ სპექტრულ ქვეკლასს შეესაბამებიან, ვიდრე იმავე ტიპის, მაგრამ *B*-ნიშნაკს მოკლებული ნისლეულები. გალაქტიკური სარტყელის ოპტიკური სისქის გამო, თვლისა და ლოკალური შთანთქმის განსაზღვრის დროს სასურველია მხედველობაში იყოს მიღებული ეს გარემოება.



ნახ. 3 Fig.

აქ მოყვანილი ნახ. 3 შედგენილია ცხრილი VII-ის მიხედვით, თუმცა უკანასკნელში შემავალი ისეთი ნისლეულები, რომელთაც ახასიათებს *E:*, *S:*, *S* და *I*, მრუდის აგებისას არ იყვნენ მიღებულნი მხედველობაში იმის გამო, რომ 1) ორი წერტილით აღნიშნული ტიპები სანდონი არ არიან და მათ შეუძლიათ დაარღვიონ ჰეშმარიტი კანონზომიერება; 2) *S*—ტიპებს არა აქვთ ქვეკლასები, ხოლო უკანასკნელნი, როგორც აღვნიშნეთ, უთუოდ განსხვავდებიან ფერით. ეს შეეხება *I* ნისლეულებსაც. ჩვენს მსჯელობას ისიც ადასტურებს, რომ აღნიშნული ტიპები ცხრილი VII-ის მიხედვითაც არ ამჟღავნებენ ფერის ცვლილებასთან დაკავშირებულს რაიმე გარკვეულ კანონზომიერებას.

§ 11. ნორმალური კოლორ-ინდექსების განსაზღვრა. ფერის ექსცესების განსაზღვრისათვის, ნისლეულთა კოლორ-ინდექსების მიხედვით, საჭიროა ვიცოდეთ მოცემული ტიპების ნისლეულთა ნორმალური კოლორ-ინდექსები. ასეთების გამოსაყვანად შეგვიძლია გამოვიყენოთ როგორც ვარსკვლავები, ისე ნისლეულები. საერთოდ კი ნისლეულთა ცალკე ტიპების შესაბამი ნორმალური კოლორ-ინდექსების განსაზღვრა დიდად მნიშვნელოვანი ამოცანაა და ამ საკითხს დიდი სიფრთხილით უნდა მოპყრობა.

ჩვენს განსაზღვრებს საფუძვლად დაუდეთ გვიანი ტიპის ჯუჯა ვარსკვლავები ისევე, როგორც Stebbins-ი და Whitford-ი მოიქცენ[10]. ამას ის მოსაზრება ასაბუთებს, რომ გვიანი ტიპის ჯუჯა ვარსკვლავები სპექტრის მიხედვით შეესაბამებიან ნისლეულთა ცალკე ტიპებს[11]. ჩვენ ავირჩიეთ *SA*33-ში 37 ვარსკვლავი, რომელთ სპექტრები მოცემულია Bergedorfer Spektral Durchmusterung-ის II ტომში. ამ არეს ის უპირატესობა აქვს, რომ იგი ახლოა გალაქტიკის პოლუსთან ($b=+67°$). მაგრამ, უნდა აღვნიშნოთ, რომ ამ შემთხვევაში შერჩეული არეს ადგილმდებარეობას არც აქვს არსებითი მნიშვნელობა იმის გამო, რომ ასეთი ვარსკვლავები ჩვენთან ახლო იმყოფებიან. აღნიშნული არე ისეთივე ექსპოზიციით იყო გადაღებული, როგორც ჩვეულებრივ ვიღებდით პოლარულ მიმდევრობას; ფოკუსის გარეთ გამოყვანაც ჩვეულებრივ ზომას აღწევდა. ვარსკვლავები უმთავრესად კაშკაშანი იყვნენ (11^m-მდე), რადგანაც აღნიშნულ კატალოგში გიგანტ და ჯუჯა ვარსკვლავებად უმთავრესად კაშკაშა ვარსკვლავები არიან დაყოფილნი.

ცხრილი VIII TABLE

ტიპი Type	Sp	$\overline{C.\ I.}$	Sp_{St}	$\overline{C.\ I.}_{St}$
E	G_4—G_8	$0^m.72$ (20)	G_4	$0^m.60$
Sa, SBa	G_3	0.59 (3)	G_3	0.58
Sb, SBb	G_2	0.47 (4)	G_2	0.55
Sc, SBc	F_8 – F_9	0.38 (10)	F_9	0.45
საშუალო Average		0.59 (37)		0.55

აქ მოგვყავს VIII ცხრილი, რომელიც შეიცავს საშუალო კოლორ-ინდექსებს, მიღებულთ წინასწარ მნიშვნელობათა ინტერნაციონალურ სისტემაზე (2)-ის მიხედვით რედუქციის საფუძველზე. აქვე მოყვანილია Stebbins-ის და Whitford-ის მიერ მიღებული ნორმალური მნიშვნელობანი, გადაყვანილნი მათივე ფორმულის საშუალებით ინტერნაციონალურ სისტემაში. მაგრამ, უნდა აღვნიშნოთ, რომ, ჯერ ერთი, ვარსკვლავების მიხედვით ნისლეულთა ნორმალური კოლორ-ინდექსების მიღება მეტად უხეშ მიახლოებას წარმოადგენს, რადგანაც ნისლეულთა ცალკეული ტიპების სპექტრები არ ეთანხმებიან ზუსტად ჯუჯა ვარსკვლავების სპექტრებს, თუნდაც მარტო იმიტომ, რომ თვით გარეგალაქტიკურ ნისლეულებში. უხვად მოიპოვებიან გიგანტი ვარსკვლავებიც. ასე რომ, ნისლეულის ნორმალური ფერი უნდა შეესაბამებოდეს რომელიღაც საშუალოს გიგანტებსა და ჯუჯებს შორის. გარდა ამისა, იმის გამო, რომ ნისლეულები განფენილ ობიექტებს წარმოადგენენ, ხოლო ვარსკვლავები—წერტილოვანს, შეიძლება წარმოიშვას სისტემატური ცდომილება ფერებში, რაც კოლორ-ექსცესების სისტემატურ ცდომილებას გამოიწვევს. ეს ეფექტი შეუმჩნეველი უნდა იყოს ელექტროფოტომეტრის გამოყენებისას და, მაშასადამე, Stebbins-ის და Whitford-ის გაზომვებში. დაბოლოს, გვიანი კლასების ჯუჯა ვარსკვლავებს, ერთსადაიმავე სპექტრულ ქვეკლასშიაც, ფერი აბსოლუტურ სიდიდეზე აქვთ დამოკიდებული. მაგალითისათვის მთელი რიგი შრომებისა შეგვიძლია უჩვენოთ (Oort[12], Stebbins and Whitford[13]), სადაც აღნიშნულია ეს ეფექტი. Stebbins-მა და Whitford-მა აღნიშნეს, რომ ჯუჯა ვარსკვლავებისათვის აბსოლუტური სიდიდის $M=3.7$-დან $M=4.7$-მდე ცვლილებისას კოლორ-ინდექსი ინტერნაციონალურ სკალაში $+0^m.55$-დან $+0^m.94$-მდე იცვლება.

აქედან ჩანს, რომ ვარსკვლავთა არჩევა სტანდარტებად ნისლეულთა ნორმალური კოლორ-ინდექსების მისაღებად მეტად უხეშ მიახლოებას გვაძლევს. კარგი იქნებოდა, რომ ამ მიზნით თვით გარეგალაქტიკური ნისლეულები ყოფილიყო გამოყენებული. ადგილი აქვს კიდევ ერთ გარემოებას, რომელიც ინდივიდუალურ მიდგომას მოითხოვს თითოეული ნისლეულის შემთხვევაში. ეს კოლორ-ინდექსის დამოკიდებულებაა მისი ეკვატორული სიბრტყის დახრაზე. ასეა თუ ისე, cosecans—კანონის გამოყვანისას ჩვენ გამოვიყენეთ VIII ცხრილში მოცემული ნორმალური კოლორ-ინდექსები.

§ 12. ნისლეულთა კოლორ-ინდექსების დამოკიდებულება მათი შეკუმშვის კოეფიციენტზე. ჩვენს გალაქტიკასთან ანალოგიის მიხედვით შეგვიძლია ვიფიქროთ, რომ თვით გარეგალაქტიკურ ნისლეულებ. შიაც აქვს ადგილი სინათლის სელექტურ შთანთქმას. ჩვეულებრივ, ამ შთანთქ. მას უკავშირებენ ნისლეულის ორიენტირებას მზის მიმართ და დაუშვებენ, რომ თუ ნისლეული ეკვატორული ნაწილით არის მოქცეული დამკვირვებლისაკენ, მაშინ სელექტური შთანთქმა უდიდესია, ხოლო თუ პოლარული ნაწილით—მაშინ იგი უმცირესია. ჩვენ შეუპირისპირეთ ერთიმეორეს მიღებული კოლორ-ინ. დექსები და შესაბამი შეკუმშვის კოეფიციენტები, დაუშვით-რა, რომ ეს კოეფი. ციენტი დაახლოებით მიუთითებს ნისლეულის ხილულ მდებარეობაზე. შეკუმშვის კოეფიციენტის ქვეშ ჩვენ ვგულისხმობთ გამოსახულებას:

$$P=\frac{a-b}{a}$$

სადაც a და b ნისლეულის დიდსა და პატარა ნახევარღერძებს წარმოადგენენ. ეს სიდიდეები, რკალის მინუტებში გამოხატულნი, Shapley-სა და Ames-ის კატალოგიდან ამოვიღეთ.

როგორც აქ მოყვანილი IX ცხრილი გვაჩვენებს, ხვია ნისლეულთათვის, რომელთა შეკუმშვა 0.00 და 0.20-ს შორის არის მოქცეული, კოლორ-ინდექსები ნაკლებია, ვიდრე მეტი შეკუმშვით დახასიათებული ნისლეულებისა. მაგრამ E—ნისლეულები შებრუნებულ სურათს გვიჩვენებენ, ე. ი. კოლორ-ინდექსის მნიშვნელობა კლებულობს შეკუმშვის ზრდასთან ერთად.

ცხრილი IX TABLE

P	Sa, SBa	Sc, SBc	S	E, E:
0.00—0.20	$0^m.68$ (5)	$0^m.53$ (14)	$0^m.61$ (24)	$0^m.93$ (49)
0.21—0.40	0.91 (5)	0.77 (9)	0.64 (23)	0.92 (19)
0.41—0.60	0.80 (6)	0.78 (17)	0.76 (19)	0.91 (7)
>0.60	0.98 (21)	0.74 (26)	0.64 (27)	0.85 (14)

საშუალო კოლორ-ინდექსების გამოყვანის დროს მხედველობაში ვღებულობდით შესწორებას ნისლეულის ვარსკვლავიერ სიდიდეზე, ყველა ტიპის ნისლეულისათვის, გარდა I—ტიპისა.

ფერის დამოკიდებულება სიდიდეზე, როგორც ზემოთაც აღვნიშნეთ, ერთ. ერთი მიზეზია იმისა, რომ ძნელია ნორმალური კოლორ-ინდექსების არჩევა, რაც ფასს უკარგავს გარეგალაქტიკური ნისლეულების გამოყენებას ჩვენს გალაქ. ტიკაში სელექტური შთანთქმის შესწავლის მიზნით.

§ 13. Cosecans-კანონის გამოყვანა. სხვა ავტორების მსგავსად, სელექტური ოპტიკური სისქის განსაზღვრის მიზნით cosecans-კანონი გამოვიყენეთ. სელექტური ოპტიკური სისქის ცოდნას არსებითი მნიშვნელობა აქვს,

რამდენადაც (12)-ის საშუალებით შეგვიძლია საერთო შთანთქმის გამოთვლაც, თუ სათანადო კოეფიციენტიც გვეცოდინება.

ოპტიკური სისქის გარდა, cosecans-კანონის მიხედვით შეგვიძლია მივიღოთ გამოსაკვლევი ობიექტების საკუთრივი შთანთქმაც. უკანასკნელს მუდმივი წევრის მნიშვნელობა გვაძლევს ამ კანონის გამომხატველ ფორმულაში. სასურველი იქნებოდა გამოგვეყვანა cosecans-ფორმულა ნისლეულთა ცალკე ტიპებისათვის, რათა გამოგვერკვია—გარეგალაქტიკურ ნისლეულთა ევოლუციის თვალსაზრისით—საკითხი იმის შესახებ, თუ რომელი ტიპი ხასიათდება უმეტესი საკუთრივი შთანთქმით.

ჩვენ გვინდოდა მიგვეღო ამ მიზნისათვის cosecans-ფორმულა სამი ძირითადი ტიპისათვის, მაგრამ ნისლეულთა შედარებით მცირე რაოდენობის გამო დავკმაყოფილდით მით, რომ განვსაზღვრეთ ოპტიკური შთანთქმა გალაქტიკის როგორც ჩრდილოეთი, ისე სამხრეთი ნახევარსფეროსათვის, ყველა ტიპის ნისლეულების საფუძველზე.

აქ მოგვყავს ცხრილები X და XI, შედგენილი ნისლეულთ ძირითადი ტიპების მიხედვით ჩრდილოეთისა და სამხრეთის ნახევარსფეროებისათვის, შესაბამისად. ცხრილი XI შედგენილია მხოლოდ ძირითადი ტიპების მიხედვით; უცნობი ტიპისა და (I)—ნისლეულები არ იყო მხედველობაში მიღებული.

ცხრილი X TABLE
ჩრდილოეთის ნახევარსფერო
North Hemisphere

ცენტრი Center	b	$\bar{C}.\bar{I}.$
b=+30°	+26°—+35°	$0^m.87$ (21)
40	+36 —+45	0.58 (37)
50	+46 —+55	0.81 (69)
60	+56 —+65	0.77 (105)
70	+66 —+75	0.75 (124)
80	+76 —+85	0.71 (36)

ცხრილი XI TABLE
სამხრეთის ნახევარსფერო
South Hemisphere

ცენტრი Center	b	$\bar{C}.\bar{I}.$
b=—20°	—16°— —25°	$1^m.03$ (10)
—30	—26 — —35	0.90 (6)
—40	—36 — —45	0.88 (5)
—50	—46 — —55	0.81 (26)
—60	—56 — —65	0.76 (15)
—70	—66 — —75	0.67 (10)

გამოვიყენებთ-რა ცხრილი X-ის საშუალო კოლორ-ინდექსებს მოცემული განედისათვის და ცხრილი VIII-ის ნორმალური კოლორ-ინდექსების საშუალო მნიშვნელობას $0^m.59$, მივიღებთ cosecans-კანონს გალაქტიკის ჩრდილოეთ ნახევარსფეროსათვის:

$$\tau_n = CE = +0.02 + 0.13 \operatorname{cosec} b \qquad (9)$$

გამოგვყავდა-რა (9) უმცირეს კვადრატთა ხერხით, ჩვენ არ გვისარგებლია $b=40°$-ის შესაბამი საშუალო კოლორ-ინდექსით, იმის გამო, რომ ამ პარალელზე კოლორ-ინდექსები მცირე მნიშვნელობას ღებულობენ ალბათ ჩვენ მიერ გაუთვალისწინებელი სისტემატური ცდომილების წყალობით.

ასევე, XI ცხრილიდან მივიღებთ ფორმულას სამხრეთი ნახევარსფერო-სათვის:

$$\tau_s = CE = -0.02 + 0.17 \operatorname{cosec} b \qquad (10)$$

როგორც (9) და (10)-დან ჩანს, სელექტური შთანთქმა გალაქტიკის რო-გორც ჩრდილოეთი, ისე სამხრეთი პოლუსისათვის ეტოლება $\tau = 0^m.15$-ს, შეიძ-ლება ითქვას, რომ ეს სიდიდე საკმაოდ კარგად ეთანხმება შთანთქმის კოეფი-ციენტის მნიშვნელობას $0^m.28$, რომელსაც ვღებულობთ ქვემოთ, თუ დაუშვებთ, რომ მშთანთქავი ფენის ნახევარსისქე 500 პარსეკია. თუ $\tau = 0^m.15$-ს ინტერნა-ციონალურ სისტემაზე მივიყვანთ (8)-ის საშუალებით, ე. ი. გავამრავლებთ 0.72-ზე, მივიღებთ $\tau = 0^m.11$, რაც დამაკმაყოფილებელ შედეგად შეიძლება ჩაითვალოს.

მიუხედავად ამისა, რამდენადაც შეუძლებელია ნამდვილად ნორმალური კოლორ-ინდექსების გამოყვანა, არ შეგვიძლია მოვეპყრათ ამ შედეგს, როგორც სრულიად სანდოს. თუ ავიღებთ ნორმალური კოლორ-ინდექსების ცოტათი გან-სხვავებულ მნიშვნელობებს, სხვა სიდიდეებს მივიღებთ როგორც τ-სათვის, ისე (9) და (10)-ის მუდმივი წევრებისათვის.

ამგვარად, ორი მთავარი მიზეზი: 1) ნისლეულთ ნორმალური კოლორ-ინ-დექსების განსაზღვრის სიძნელე და 2) თვით ნისლეულებში არსებული სელექ-ტური შთანთქმა—ძნელსა და საეჭვოს ხდის გარეგალაქტიკურ ნისლეულთა გა-მოყენებას ჩვენს გალაქტიკაში შთანთქმის შესწავლის საქმისათვის. უკიდურეს შემთხვევაში საჭიროა ვიცოდეთ თითოეული ნისლეულის სპექტრული კლასი, რა ტიპსაც არ უნდა ეკუთვნოდეს იგი.

§ 14. **დამოკიდებულება კოლორ-ექსცესსა და საერთო შთანთქმის შორის.** ეს დამოკიდებულება როგორც ფოტოგრაფიული, ისე ფოტოვიზუალური უბნებისათვის, შეიძლება მიღებული იყოს მას შემდეგ, რაც განსაზღვრულია ხმარებული ფირფიტებისა და სინათლის ფილტრების კომბინა-ციის ეფექტური ტალღის სიგრძეები. დავეყრდნობით-რა სელექტური შთან-თქმის კანონს λ^{-1}, რაც თანამედროვე გამოკვლევების მიხედვით სამართლიანი უნდა იყოს, შევძლებთ განვსაზღვროთ ფარდობა საერთო შთანთქმისა და კო-ლორ-ექსცესისა.

გამოვალთ-რა ფორმულებიდან

$$\begin{aligned} CE &= t\,(\lambda_{ph}^{-1} - \lambda_{vis}^{-1}) \\ A_{ph} &= t\,\lambda_{ph}^{-1} \\ A_{vis} &= t\,\lambda_{vis}^{-1} \end{aligned} \qquad (11)$$

და მივიღებთ-რა ჩვენი λ_{eff}-სთვის მნიშვნელობებს 4060Å და 5400Å, ხოლო ინტერნაციონალური სკალისათვის—4250Å და 5100Å, გვექნება:

$$\frac{A_{ph}}{CE} = k = \frac{\lambda_b^{-1}}{\lambda_{ph}^{-1} - \lambda_{vis}^{-1}} = \frac{4250^{-1}}{4060^{-1} - 5400^{-1}} = 3.9$$

$$\frac{A_{vis}}{CE} = k_1 = \frac{5100^{-1}}{4060^{-1} - 5400^{-1}} = 3.22 \qquad (12)$$

მაშასადამე, შეგვიძლია ჩავთვალოთ:

$$A_{ph} = 4 \cdot CE \text{ და } A_{vis} = 3 \cdot CE \qquad (13)$$

თუ 4250Å და 5100Å-ის ნაცვლად მრიცხველში ჩვენს მნიშვნელობებს 4060Å და 5400Å-ს შევიტანთ, მაშინ k—ფარდობის კიდევ უფრო ახლო მნიშვნელო-ბებს მივიღებთ 4 და 3-თან. ასე, რომ კოეფიციენტებს 4 და 3 კოლორ-ექსცე-სები საერთო შთანთქმაში გადაჰყავთ, როგორც ინტერნაციონალურს, ისე ჩვენს სისტემაში.

მიუხედავად ამისა, ინტერნაციონალურ სკალაში საერთო შთანთქმის მი-ღების მიზნით, ჩვენი კოლორ-ექსცესები ინტერნაციონალურ სისტემაში მიგვყავ-და (2) ფორმულის მიხედვით და ამის შემდეგ გამოვიყენებდით აღნიშნულ კოე-ფიციენტებს.

Aller-ი და Trumpler-ი[14] k-ს მნიშვნელობას ცოტა სხვა გზით ღებუ-ლობდნენ. ისინი არ გამოდიოდნენ წინასწარ არჩეული მნიშვნელობიდან α—მაჩვე-ნებლისათვის სელექტური შთანთქმის კანონში: $k = a\lambda^{-\alpha}$, არამედ თვითონ განსაზღვრავდნენ მას, იცოდნენ-რა კოლორ-ექსცესის მნიშვნელობა მოცემული ვარ-სკვლავებისათვის, ისინი ისე შეარჩევდნენ k კოეფიციენტის მნიშვნელობას, რომ შესრულებულიყო ვარსკვლავთ სივრცითი სიმკვრივის მუდმივობის მიღებული პი-რობა მოცემული მიმართულებით და მოცემულ მანძილზე; ამის შემდეგ (12)-ის მიხედვით α-ს მნიშვნელობაც მიიღებოდა.

ჩვენ არ გამოგვითვლია α, არამედ ჩავთვალეთ იგი 1-ის ტოლად. მაგრამ შეგვეძლო მოვქცეულიყავით Aller-ის და Trumpler-ის მსგავსად და α-ს და k-ს ᲜᲘᲨᲜᲘᲨᲕᲜᲔᲚᲝᲑᲐᲜᲘ Hubble-ის დათვლების საფუძველზე გამოგვეყვანა ან გვე-სარგებლა Hubble-ის ფორმულით $\log Nm$-სთვის, რომელიც ითვალისწინებს შთანთქმას ჩვენს გალაქტიკის შიგნით.

ჩვენი შედეგების შედარება საერთო შთანთქმასთან Hubble-ის მიხედ-ვით, გვიჩვენებს, რომ k და k_1-ის ჩვენი მნიშვნელობანი უნდა შემცირებულ იქნან.

§ 15. **სელექტური და საერთო შთანთქმის კოეფიციენტე-ბის განსაზღვრა.** სელექტური შთანთქმის კოეფიციენტის განსაზღვრისა-თვის ვსარგებლობთ დამოკიდებულებით

$$CI = CI_0 + \beta \frac{r}{1000} \text{ ანუ } CE = \beta \frac{r}{1000} \qquad (14)$$

შეიძლება ამ დამოკიდებულების დაზუსტება, თუ $\frac{r}{1000}$-ის ნაცვლად განვი-ხილავთ სხივის ეფექტურ გზას მშთანთქავ არეში—P, როგორც ეს Berman-მა[15], Hunter-მა და Martin-მა[16] შემოიღეს. P-ს განსაზღვრისათვის სა-ჭიროა ვიცოდეთ მშთანთქავი ნივთიერების სიმკვრივის ცვალებადობის კანონი. Berman-ი გამოდის მაჩვენებლიანი კანონიდან, რომელსაც ასეთი სახე აქვს:

$$\rho = \rho_0\, e^{-\pi\left(\frac{z}{z_0}\right)} \qquad (15)$$

სადაც ρ და ρ_0 მშთანთქავი ნივთიერების სიმკვრივეა მოცემულ წერტილში და

გალაქტიკის სიბრტყეში, z_0 მშთანთქავი ფენის სისქეა, ხოლო z — მოცემული წერტილის დაშორება გალაქტიკის სიბრტყიდან, რაც უდრის $z = r \sin b$. მაშინ P ასე გამოიხატება

$$P = \frac{z_0}{\sin|b|} \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_0^x e^{-\frac{x^2}{2}} dx, \text{ სადაც } x = \frac{\sqrt{2\pi}.r.\sin|b|}{z_0} \qquad (16)$$

ანუ

$$P = \frac{z_0}{\sin|b|} \Phi(x)$$

აქ $\Phi(x)$-ის მნიშვნელობები შეგვიძლია $\overline{\Phi}(x)$-ის ცხრილებიდან ავიღოთ. ასეთები ალბათობის თეორიის კურსებშია მოყვანილი.

Hunter-ი და Martin-ი ცოტა სხვა სახის მაჩვენებლიანი კანონიდან გამოდიოდნენ და P-სათვის ღებულობდნენ ფორმულას:

$$P = \int_0^r e^{\frac{-2r\sin|b|}{z_0}} dr = \frac{z_0}{2\sin|b|} \left(1 - e^{-\frac{2r\sin|b|}{z_0}}\right) \qquad (17)$$

(16) და (17)-დან ჩანს, რომ როცა r უსასრულობას უახლოვდება, P უახლოვდება (18)-ს:

$$P = \frac{z_0}{2\sin|b|}. \qquad (18)$$

გარეგალაქტიკურ ნისლეულთა შემთხვევაში P-სათვის ეს უკანასკნელი (18) მნიშვნელობა უნდა ავიღოთ, რადგანაც მანძილი მზედან ნისლეულამდე განიხილება როგორც უსასრულოდ დიდი, შედარებით ვარსკვლავების დაშორებასთან. (18)-დან ჩანს, რომ P, გარეგალაქტიკურ ნისლეულთა შემთხვევაში, დამოკიდებულია z_0-ზე და გალაქტიკურ განედზე და არ არის დამოკიდებული სიმკვრივეზე. ვარსკვლავების შემთხვევაში კი სიმკვრივის ცვალებადობის გათვალისწინება შესამჩნევად ცვლის შთანთქმის კოეფიციენტის სიდიდეს, როგორც ეს ე. ხარაძის დაუბეჭდავი შრომიდანაც ჩანს.

ამგვარად, სელექტური შთანთქმის გამოთვლისათვის 1 კოლოპარსეკზე, (14)-ის ნაცვლად (19)-ს დავეყრდნობით:

$$\beta P = CE \text{ ანუ } \beta = \frac{CE}{\frac{z_0}{2}} \sin|b| \qquad (19)$$

იმის გამო, რომ მშთანთქავი ფენის სისქის მიღებული მნიშვნელობა z_0 საგრძნობ გავლენას მოახდენს შედეგზე, ამ საკითხზე ცოტა უფრო დაწვრილებით შეეჩერდეთ.

სხვადასხვა მკვლევარი გალაქტიკურ ეკვატორის ფენის სისქისათვის სხვადასხვა მნიშვნელობას ღებულობს 200 პარსეკიდან 500 პარსეკამდე. ვარსკვლავების შემთხვევაში ეს მნიშვნელობანი საკმაოდ აკმაყოფილებენ ვარსკვლავთ გა-

წითლებას და საერთო შთანთქმას, რაც კოლორ-ექსცესების დაკვირვებითა და ვარსკვლავთ დათვლით მიიღება. არ იქნებოდა სწორი რაიმე მკვეთრი საზღვარი გაგვეტარებია მშთანთქავი ფენისათვის და არ დაგვეშვა მშთანთქავი ღრუბლების არსებობა ამ ფენის გარეთ. იმის გამო, რომ სინათლის სხივს, რომელიც გარეგალაქტიკური ნისლეულიდან მოიმართება ჩვენსკენ, ჩვენი გალაქტიკის მთელი სისქის გავლა უხდება მხედველობის მიმართულებით, ვარსკვლავთათვის მიღებული მნიშვნელობა მშთანთქავი ფენისა უნდა გადიდებულ იქნას გარეგალაქტიკურ ნისლეულთა განხილვის შემთხვევაში.

ქვემოთ მოგვყავს XII ცხრილი, რომელშიაც მოცემულია კოლორ-ინდექსების საშუალო მნიშვნელობანი ცალცალკე იმ ნახევარსფეროებისათვის, რომელნიც გალაქტიკის ცენტრსა და ანტიცენტრს შეიცავენ შესაბამისად.

როგორც ვხედავთ, გალაქტიკის ცენტრის ნახევარსფეროში კოლორ-ინდექსების მნიშვნელობანი აღემატებიან ანტიცენტრის ნახევარსფეროს კოლორ-ინდექსებს. განსხვავება მათ შორის $0^m.11$-ია, რაც საგრძნობ სიდიდეს წარმოადგენს. კოლორ-ინდექსების საშუალო მნიშვნელობათა გამოყვანისას შესწორებით ვსარგებლობდით როგორც ტიპის მიხედვით, ისე სიდიდეზე, მოგვყავდა-რა ისინი ზემოთ მოყვანილი მრუდების საშუალებით Sb — ტიპზე და 12^m-ზე.

ცხრილი XII TABLE

b	L	b	C. I.
მიმართულება გალაქტიკის ცენტრზე Direction to the galactic center			
+63°	260°—270°	+60°—+66°	$0^m.86$ (8)
+52	215 —234	+44 —+60	0.83 (13)
+47	272 —280	+44 —+50	0.76 (10)
+36	300 —310	+32 —+40	0.83 (3)
+35	310 —320	+31 —+39	0.95 (4)
			0.85
მიმართულება გალაქტიკის ანტიცენტრზე Direction to the galactic anticenter			
+65°	100°—110°	+60°—+80°	$0^m.83$ (8)
+65	160 —170	+60 —+70	0.72 (8)
+57	180 —190	+54 —+60	0.80 (10)
+55	100 —110	+50 —+60	0.73 (3)
+56	70 —80	+52 —+60	0.61 (7)
+45	90 —100	+40 —+50	0.72 (3)
			0.74

მიუხედავად იმისა, რომ ეს არეები საკმარისად დიდ გალაქტიკურ განედებზე იმყოფებიან, მაინც შთანთქმა გალაქტიკის ცენტრის მხარეზე მეტი აღმოჩნდა, ვიდრე ანტიცენტრის მხარეზე. ყველაფერი ეს იმას გვიჩვენებს, რომ მშთანთქავი ღრუბლები ეკვატორული ფენის საზღვარს ზემოთაც გვხვდება. გარდა ამისა, ეს იმასაც გვიჩვენებს, რომ მშთანთქავი არე გრძედთან არის დაკავშირებული, ე. ი. შეიძლება ვიფიქროთ, რომ მშთანთქავი ფენა გალაქტიკის ცენტრისაკენ უფრო სქელია, ვიდრე ანტიცენტრისაკენ.

გავითვალისწინებთ-რა ყველა აქ ნათქვამს, შეიძლება ჩავთვალოთ, რომ ნისლეულებისათვის $\tau_0 = 500\ ps$.

სელექტური შთანთქმის კოეფიციენტის გამოთვლის მიზნით ცხრილები X და XI გამოვიყენეთ, რომლებითაც ზემოთ cosecans-ფორმულისთვის ვისარგებლეთ.

იმის გამო, რომ ეს ცხრილები ყველა ტიპის ნისლეულის მონაცემებზე არიან აგებულნი, β-ც ყველა ტიპს შეეხება. მოცემული გბნედის ყოველი სარტყლისათვის კოლორ-ექსცესები გამოყვანილი იყო საშუალო და ნორმალური კოლორ-ინდექსების სხვაობის მიხედვით. ამასთანავე ნორმალური კოლორ-ინდექსი ყველა ტიპის მიხედვით იყო აღებული ($0^m.59$ ცხრილში VIII).

მას შემდეგ, რაც მიღებული იყო კოლორ-ექსცესი ყოველი სარტყლისათვის β-ს განსაზღვრავდით τ_0-ის სხვადასხვა მნიშვნელობისათვის. ამგვარად მშთანთქავი ფენის ნახევარსისქის $\left(\frac{\tau_0}{2}\right)$ მნიშვნელობათა შერჩევისათვის და, მაშასადამე, β-ს განსაზღვრისათვის შემდეგი პირობა მივიღეთ:

$$\frac{CE_b}{\frac{\tau_0}{2}} \sin|b| = \beta_b = \text{const}. \qquad (20)$$

შევასრულეთ-რა გამოთვლები (20)—პირობის დაკმაყოფილების მიზნით, ჩვენ შევადგინეთ ცხრილი XIII, რომელშიაც მოცემულია β_b-ს მნიშვნელობანი სხვადასხვა $\frac{\tau_0}{2}$-სთვის, ცალცალკე გალაქტიკის ჩრდილოეთი და სამხრეთი ნახევარსფეროებისათვის.

ცხრილი XIII TABLE

b	ჩრდილოეთის ნახევარსფერო Northern Hemisphere			b	სამხრეთის ნახევარსფერო Southern Hemisphere		
	250 ps	400 ps	500 ps		250 ps	400 ps	500 ps
+80°	$0^m.43$	$0^m.87$	$0^m.22$	−70°	$0^m.26$	$0^m.16$	$0^m.13$
+70	0.56	0.35	0.28	−60	0.56	0.34	0.28
+60	0.61	0.37	0.29	−50	0.64	0.40	0.32
+50	0.64	0.40	0.32	−40	0.72	0.45	0.36
+30	0.54	0.34	0.27	−30	0.60	0.37	0.30
		საშუალო Mean	0.28	−20	0.59	0.36	0.29
						საშუალო Mean	0.28

როგორც ვხედავთ β_b შეიძლება მუდმივად ჩაითვალოს $\frac{\tau_0}{2} = 500\ ps$-სთვის. ცხადია, რომ $\frac{\tau_0}{2}$-ის უფრო მეტი მნიშვნელობისათვის მუდმივობა უფრო მტკიცედ იქნება დაცული, მაგრამ ჩვენ $\frac{\tau_0}{2}$-ის უმცირესი მნიშვნელობა უნდა მივიღოთ.

მიღებული მნიშვნელობა თითქოს დიდია, მაგრამ გავიხსენოთ, რომ, მაგალითად, Aller-მა და Trumpler-მა[17] ჩრდილოეთი ნახევარფენის სისქისათვის 300 პარსეკზე მეტი მიიღეს.

ამგვარად, გავჩერდებით-რა მნიშვნელობაზე $\frac{\tau_0}{2} = 500\ ps$, მივიღებთ გალაქტიკის ჩრდილოეთი და სამხრეთი ნახევარსფეროებისათვის სელექტური შთანთქმის კოეფიციენტის შემდეგ საშუალო მნიშვნელობას 1 კილოპარსეკზე, ჩვენს სისტემაში:

$$\bar{\beta} = 0^m.28.$$

ვისარგებლებთ-რა ზემოთ გამოყვანილი ფარდობით, საერთო შთანთქმისათვის მივიღებთ საშუალო მნიშვნელობას მთელი გალაქტიკისათვის:

$$\bar{A}_{ph} = 1^m.12 \text{ ერთ კილოპარსეკზე.}$$

მიღებული მნიშვნელობანი კარგ თანხმობაში არიან სხვა ავტორების უახლეს შედეგებთან (Мельников[18], ხარაძე[19], Stebbins[20] და სხვები).

დასასრულ მადლობას ვუცხადებ ჩემს კოლეგებს ე. ხარაძეს და ვ. ნიკონოვს რჩევებისათვის და დამკვირვებელ-ასისტენტს ნელი კალანდაძეს და გამომთვლელს ეველინა დოლიძეს დახმარებისათვის.

ნოემბერი, 1944.

ლიტერატურა: LITERATURE:

1. Bull. Abast. Obs. 5, p. 1, 1940; 6, p. 57, 1942.
2. H. A. 88, No. 2, 1932.
3. H. A. 88, No. 4, 1934.
4. F. H. Seares, F. E. Ross, M. C. Joyner. Magnitudes and Colors of Stars North of +80°, 1941.
5. Bull. Abast. Obs. 5, p. 1, 1940.
6. Aph. J. 86, p. 247, 1937.
7. Gustav Ribaud, Traité de Pyrométrie Optique.
8. Aph. J. 42, p. 294, 1915.
9. Op. cit.
10. Op. cit.
11. E. Hubble, The Realm of the Nebulae 1937.
12. Bull. Astr. Netherl. No. 8, 1938.
13. Op. cit.
14. P. A. S. P. vol. 51, No. 304, 1939.
15. M. N. 96, No. 9, p. 890, 1936.
16. M. N. 100, No. 8, p. 669, 1940.
17. Op. cit.
18. Bull. Abast. Obs. No. 8, p. 57, 1945.
19. Bull. Abast. Obs. No. 8, p. 71. 1945.
20. Aph. J. 90, No. 2, p. 209, 1939.

COLOR-INDICES OF 215 EXTRAGALACTIC NEBULAE

M. A. VASHAKIDSE

(Summary)

§ 1. The determination of color-indices. The present paper is the third communication treating the color-indices of extragalactic nebulae published by us [1].

The color-indices of nebulae given here were determined mainly in the same way as before in order to maintain homogeneity in the color-index system of our catalogue. However the determination of color-indices of some nebulae marked by an asterisc in Table I was done in a somewhat different way. This difference consists in the account of the sky background by reducing to the chemical fog present on the calibration films received with the tube photometer as well as on the films with the areas studied. This was done by measuring on the negatives the unexposed part of the films and the sky background and accounting for the latter.

Thus formula for the determination of color-indices using the tube photometer scale becomes (1), where a_m is a constant containing the zero-point correction deduced from the polar sequence, the correction for zenith—distance and others. The color-indices determined in this way differ little from those found by the usual method by means of the tube photometer as described in the preceding paper.

Table I contains the color-indices of 215 extragalactic nebulae; the integral photographic magnitudes according to Shapley and Ames [2] are given in the second column of the table; the photovisual magnitudes derived from the photographic ones by substracting our values of color-indices-in the third; the color-indices in our system—in the fourth; the types of nebulae according to Shapley and Ames—in the fifth one.

As will be shown our color-indices do not coincide with the international ones, thus the photovisual magnitudes relate to our system. For several nebulae the types were corrected according to later data [3]. In such cases the new type is shown beside the old one, which is in brackets.

§ 2. The color-index system. We tried to analyze our color-index system comparing it with the international one. We used for this comparison the color-index catalogue of polar stars North of 80° by F. H. Seares, F. E. Ross and M. C. Joyner [4]. We photographed an area

centered at $\alpha = 12^h0^m$ $\delta = +85°$ and selected on it 45 stars between stellar magnitudes 8.0 and 11.5. The whole process of deriving the color-indices of stars was done exactly in the same way as for the nebulae.

Solving 43 equations of condition by the least squares method we derived formulae (2) where the first corresponds to the determination of the color-index without the tube photometer and the second to the joint determination from the polar sequence and tube photometer.

As seen there is no essential difference between both formulae. One may see also that our color-indices coincide with the international ones at C. I. $= 0.^m65$ in the first case and at C. I. $= 0.^m58$ in the second one.

The dependence of color upon magnitude is not considered in formulae (2), but for nebulae this effect is studied and duly accounted for.

§ 3. Comparison of our color-indices of nebulae with those by other authors. In our first communication we compared the Kanobili system of color-indices of the extragalactic nebulae with those given by E. Schattenschneider and the agreement was found to be satisfactory [5]. In the present paper we compare our color-indices of 42 nebulae with the values determined by Stebbins and Whitford [6]. In view of the high accuracy of the latter this comparison is of interest.

For that purpose we reduced the color-indices by Stebbins and Whitford to the international system by means of formula (3) given in their paper.

Our color-indices for the same nebulae were converted into international ones by means of the second formula (2). As stated above formulae (2) do not show any dependence of color on magnitude; contrary to the stars this dependence exists for nebulae. Thus before converting our color-indices into international ones by formulae (2) as given in Table II we previously corrected the observed values for the effect of magnitude.

This table shows the comparison of our color-indices with those determined by Stebbins and Whitford for 42 nebulae which are in common for both catalogues.

Considering that every transition from one system to another is inevitably vitiated with errors, the agreement is found to be satisfactory.

§ 4. The field error. We have studied the field error of the Schmidt camera in order to see how this error can influence the color-indices determined by us.

The Schmidt camera being free from spherical and chromatic aberration as well as from coma and astigmatism, there are apparently no reasons to expect a field error, but in spite of this the field is vignetted beginning with the distance 2° from the center and this loss of light is called by us the field error. It would perhaps be more correct to call this paragraph „the

account of the light loss due to vignetting", but as this error may be caused besides by some defect in the centering of the plateholder part, and by some other causes, we prefered to call it the field error. The loss of light in question may be computed directly from the optical characteristics of the instrument as will be done further. For the study of the field error we photographed a region of the sky displacing the instrument by 5.5 mm in order to get a chain of images of the same stars. We received such a chain in right ascension as well as in declination. These films were calibrated with the tube photometer and developed simultaneously with corresponding photographs of the polar sequence.

The optical characteristics of the Schmidt camera are as follows: the diameter of the spherical mirror—17.″3 or 444 *mm*; the diameter of the correcting lens 14.″2 or 360 *mm*. The focal distance of the spherical mirror is 620 mm, thus the scale being 1.°08 in 1 cm. Such apertures give an unvignetted field up to $\alpha = 1^\circ\ 55'$ and we can consider the field of our instrument to be perfect within the diameter of 4.° It is sufficient to reduce diameter of the correcting lens to 13″, i. e. to 330 *mm*, as the unvignetted field increases up to the diameter 5°, and in this case only the extreme parts of our negatives will affected by the vignetting. For stellar photometry it is desirable to follow this way i. e. to diaphragmate the correcting lens of the camera. As the diameter of our circular films is 8 cm, we see that our negative covers 50 square degrees. We will note here that the round form of our films renders them unhandy for use.

We have computed from the above apertures the loss of light in stellar magnitudes for the following distances from the center of the negative expressed in angular measure

$$\alpha = 2^\circ 20' \quad 3^\circ 0' \quad 3^\circ 30' \quad 4^\circ 0'$$
$$\Delta m = 0^m.007 \quad 0^m.03 \quad 0^m.05 \quad 0^m.09$$

When computing the values of Δm we supposed that the vignetting cuts segment from the circular image and the segment areas were computed for the above given values of α; after that the light loss in stellar magnitudes was computed in the usual way. As seen from these data the loss of light reaches one tenth of stellar magnitude only on the extreme borders of the plate. When remembering our method of determination of color-indices where the blue and yellow images are distant from one another, no more than 1 mm, it is evident that the differential effect in the loss of light can not influence the values of color-indices.

The loss of light determined by the photographic method is given in Table III; these data are to be regarded more reliable than the above given results of computation. For measurement were chosen preferably those

stars which can be easily measured in the diaphragm of the microphotometer and are disposed in a chain from the center to the border of the negative.

In the first column of Table III is given the distance ρ in mm, in the second α-in angular measure, in the third and fourth ones the loss of light in stellar magnitudes Δm_1 and Δm_2 derived from the polar sequence and tube photometer respectively. These data are given up to 3°, as when we use light-filters the effective field is reduced to $\alpha = 3^\circ$. It is seen from this table that there is no loss of light up to $\alpha = 2^\circ$, as confirmed by computation. The computed values of Δm are closer to Δm_2 than to Δm_1. However one may conclude that all these values are small and cannot affect the color-indices; besides they are much less than the error of measurement with the microphotometer. One must mention that for the photometry of extragalactic nebulae we almost always maintained the limit $\alpha = 2^\circ$. In view of the smallness of the Δm values, we did not represent these errors in an exponential function of distance $\Delta m = \rho^n$.

§ 5. Determination of effective wave-lengths. As shown earlier we used for the determination of color-indices of nebulae the Schott filters BG_3 and GG_{11} in combination with isopanchromatic film. Thus for our task we must know the corresponding effective wave-lengths of these filters. It is evident that the effective wave-lengths depend not only on the plate and filters but also on the optics of the Schmidt camera. We must consider also the loss of light in the silver films of the spherical mirror and the correcting lens. We used for the determination of the effective wave-lengths a Zeiss monochromator with glass optics. The monochromator possesses a movable plateholder securing the possibility to get a series of images on one negative. The dispersion is 75 Å per 1 mm in the region of Hγ. An alluminium coated plane mirror served as a coelostat. The photographs were taken during two days, when the Sun was near the meridian. In this way we got five negatives cut from the same film, which was used for photography of the areas under investigation. Each negative contained from four to seven images without and with filters. In order to derive the coefficient of loss in the silver film some images were received with the aid of silvered mirrors. To do this two mirrors were placed on the way of the light beam between the coelostat and monochromator so that the direction of the beam remained unaltered. To account for the light loss in the correcting lens the latter was also placed on the way of the light beam and a special photograph was taken. Besides we have received the distribution of energy in arbitrary units with a thermocouple combined with the same apparatus.

The Sun was chosen as light source because the extragalactic nebulae are close to class G in spectral type.

The standardization was done with the help of the tube photometer on pieces of the same film and these negatives were developed in one bath with those got with the monochromator.

All negatives were measured with a microphotometer. We selected on the whole length of the spectrum 26 points nearly equidistant in wave-length covering all the visible part of the spectrum from 3800 to 6600 Å.

After the intensities for each point were received they were referred to 1 Å; in the same manner were treated also the intensities for all points obtained with the thermocouple.

Firstly we decided to determine the coefficient of loss in the silver film and the correcting lens. Let us denote by I the intensity of the given point, by I_1 and I_2 its intensity when the mirror or the correcting lens, respectively, is placed on the path of the beam. As two mirrors were inserted on the path of the beam we consider the coefficient of loss in the silver film to be equal to

$$k = \sqrt{\frac{I}{I_1}}$$

and the coefficient of loss in the correcting lens $k_1 = \frac{I}{I_2}$. Likewise we denote by I_{ph}, I_{vis} and I_t the intensities of the points when passing through the photographic and visual filters and that falling on the thermocouple. One may consider the ratios $\frac{I_{ph}}{I_t}$, $\frac{I_{vis}}{I_t}$ as the coefficient of transmission of the light-filters and denote them by σ_{ph} and σ_{vis}. The definitive values of the transmission coefficients are got by multiplying these values by the above received coefficients k, k_1 for the spherical mirror and the correcting lens of the Schmidt camera i. e.

$$\sigma_{ph} = \sigma'_{ph} \cdot k_{ph} \cdot k'_{ph} \quad \text{and} \quad \sigma_{vis} = \sigma'_{vis} \cdot k_{vis} \cdot k'_{vis}$$

The curves $\sigma_{ph}(\lambda)$ and $\sigma_{vis}(\lambda)$ showing no distinct maxima, we determined firstly the mean wave-length $\bar{\lambda}$ by formula (3). In this formula $b_{\lambda T}$ is the relative value of the spectral energetic intensity of a black body at different temperatures. The value of $b_{\lambda T}$ was taken from the book of G. Ribaud[7]. The average wave-lengths computed by formula (3) are given in table IV.

For computation formula (3) was reduced as usually done to the form (3').

We have determined the mean wave-lengths from two negatives and found the probable error of the arithmetical mean to be ±30 Å for photographic and ±15 Å for visual rays. These data relate to the values of $b_{\lambda T}$ for the black body at $T = 6000°$. If considering that we have neglected the Purkinje effect, these errors must be increased and probably their double values are more reliable. Thus one may definitely adopt the following mean

arithmetic values of the average wave-lengths for the photographic and visual rays

$$\bar{\lambda}_{ph} = 4120 \pm 60 \text{ Å}; \quad \bar{\lambda}_{vis} = 5326 \pm 30 \text{ Å}$$

The effective wave-length for the given temperature T may be expressed by (4) according to Ribaud.

In (4) V_λ denotes the relative visibility factor when the receiver is the eye and the relative sensitivity factor of the plate used, in case of photographic observations. In both cases: $V_\lambda = \frac{I_\lambda}{I_0}$, where I_0—is the maximum intensity, and I_λ—the intensity of the point in question. τ_λ in equation (4) represents the transparency coefficient of the given filter. We have determined the value V_λ for the isopanchrom film used in our work; τ_λ was taken from the Jena data, reduced to the thickness of our filters 2 *mm* by the formula given by the Jena firm. The computation led to the following values of the effective wave-lengths corresponding to the temperature 6000° of the black body:

$$\lambda^{ph}_{eff} = 4070 \pm 60 \text{ Å} \qquad \lambda^{vis}_{eff} = 5400 \pm 30 \text{ Å}$$

Fig. 1 represents one of our negatives manifesting the sharp distinction of the photographic and visual parts of the spectrum when using the above named filters and the isopanchrom film. The images are taken in the following order: 1) without filters, 2) and 3) with filter BG_3, 4) and 5) with filter GG_{11}.

We have also paid attention to the dependence of effective wave-length on the change of temperatures of the filter itself, because the annual amplitude of the night temperatures at Kanobili can reach rather high values. Hyde, Cady and Forsythe[8] studied this dependence for the red glass F_{4512} and found that the effective wave-length can change by 70 Å at a temperature variation from +20° to +80°, i. e. nearly by 1 Å per degree. If we assume that our filters are subject to similar changes depending on temperature variations, the effective wave-length may be changed by about 40 Å.

As seen from table IV the variation of temperature of the black body from 6000° to 16000° causes a change of mean wave-length by 40 Å only i. e. the temperature variation of the source mentioned changes λ_{eff} by a value of the same order as the temperature variation of the filters themselves in our case.

We have estimated the error which can be caused by the change of effective wave-length if we assume that the temperature variation of the light-

filters changes the effective wave-length by 50 Å. We used for this purpose formula

$$\Delta m = -2.5\, lg \frac{b_{\lambda T}}{b_{\lambda_1 T}}$$

where

$$b_{\lambda T} = c_1 \lambda^{-5} \left(e^{\frac{c_2}{\lambda T}} - 1 \right)$$

We have found that at temperature 6000° of the black body the stellar magnitude varies by $0^m.01$. This value lies in the limits of the error of determination of our color-indices.

Having derived the effective wave-lengths we can convert our color-indices into gradients using formula (5).

Computing by this formula, we found $k = 1.51$. This coefficient serves for the conversion of our *C.I.* into gradients corresponding to these wave-lengths.

§ 6. Color equation. The color equation was derived from the polar sequence. We have drawn characteristic curves for white stars and determined from them stellar magnitudes for red stars. Taking for every star differences between this value and the standard one, we wrote equations of condition of the type $x.CI = \Delta m$. Solving these by the least squares method we derived equations (6) and (7) for photographic and visual rays, respectively, where m'_{ph} and m'_{vis} denote international magnitudes and m_{ph} and m_{vis} the Kanobili values.

In order to get more reliable values for the coefficient we used 8 photographs of the polar sequence in photographic and photovisual rays taken during different nights. From the separate values we took the arithmetic mean and computed for it the mean quadratic error as given in equations (6) and (7) under the coefficients.

Obviously one can find from equations (6) and (7) the dependence between the Kanobili scale of *CI* and the international one. Substracting (7) from (6) we get (8).

Equation (8) for conversion of our color-indices into international one satisfactorily agrees with formulae (2) derived in a quite another way. Considering the small number of stars which served for the derivation of formulae (6) and (7) one must prefer formulae (2) for the reduction of the color indices of nebulae to the international system. As seen from equations (6) and (7) the coefficient is rather surely determined for photographic rays and its probable error is small in comparison with the value of the coefficient itself. In case of visual rays the coefficient is small and the probable error exceeds its value; hence we decide that, contrary to the photographic magnitudes the photovisual ones need no correction for colour.

The corrections of the photographic magnitudes being rather considerable we can see that our color-indices will monotonously increase with the real increase of colour of the nebulae. Our color-indices are the more exaggerated, the higher the real value of the color-index. As stated above we used for reduction purpose formulae (2).

In our case we did not consider the color equation and the stars of the polar sequence were directly plotted on the graph when constructing the characteristic curves; a smoothed curve was then drawn through the scattered points.

§ 7. Comparison with Shapley and Ames magnitudes. In our catalogue consisting of three separate papers, including the present communication, we give the photographic magnitudes by Shapley and Ames and deduce the photo-visual ones by substracting the color-index. We did so because we consider Shapley's magnitudes to be more reliable than our ones. But having at hand our photographic magnitudes for 116 nebulae we compared them with the values given by Shapley and Ames. This comparison is given below. Its aim is to determine the accuracy of our magnitudes and to see whether there exists some systematic rate connected with magnitude.

The magnitudes of the 116 nebulae were corrected for zenith distance and color-equation. The Kanobili magnitudes of nebulae cannot be called integral ones, as we do not measure the whole surface of the nebula; this holds especially for bright nebulae of the types *Sa*, *Sb* and *Sc*. In view of their elliptic form and extended dimensions they do not fit in the measuring diaphragm of the microphotometer, and so it can be said a priori that our magnitudes especially for the brighter nebulae will be generally fainter than Shapley's magnitudes which are regarded to be integral. This is well illustrated by the following comparison:

	Δm	
$\leqq 11^m.0$	$-0^m.20$	(11)
$11^m.1 - 12.0$	-0.25	(32)
$12.1 - 13.2$	-0.06	(73)

Here the magnitudes of nebulae $12^m.1 - 13^m.2$ are close to the values by Shapley and Ames, while brighter nebulae manifest greater differences (Δm). As we do not give in these papers the photographic magnitudes themselves there is no need to derive an equation connecting our magnitudes with those by Shapley.

§ 8. Distribution of nebulae in magnitudes and types in our catalogue. Our three papers on the color-indices of extragalactic nebulae contain 510 objects to magnitude 13.2*. An extension of this num-

* We intend to give in the following issue of our Bulletin the color-indices of some tens of extragalactic nebulae situated near the galactic plane.

ber would require observations of more southern nebulae rather difficult in our conditions.

The distribution of nebulae in magnitude and type is given in table V. We see that the prevailing types in our catalogue are *S*, *S*: and *E*, and the greatest number of nebulae falls into the interval $12^m - 13^m$.

Our catalogue is incomplete in the limits $\delta = -20° - +90°$ for all magnitudes and it includes no nebulae at all south of $\delta = -20°$.

§ 9. The dependence of color-indices of nebulae on stellar magnitude. The dependence of color-indices of nebulae on stellar magnitude is derived from table VI.

The colour of nebulae rather strongly depends on magnitude. For stars on the contrary this dependence does not exist and the corresponding term was not included into formulae (2), (6) and (7) owing to its smallness.

The cause of the different effect of magnitude in case of stars and nebulae lies in the following: 1) while star images are points, the nebulae are extended objects and the result will depend on the technique of measurement; 2) the real colour of nebulae—especially of spirals—is not constant over the whole surface, while for stars this phenomenon is impossible. Table VI served us for drawing of the curves given in Fig. 2.

The curves are given for the types: *E*, *E*: and *Sa*, *Sb*, *SBa*, *SBb*; as seen they distinctly show a definite rate. After having corrected our color-indices for the magnitude effect and reduced them to the international system, we constructed new tables for final discussion.

§ 10. The dependence of color-index on type of nebula. Like stars of diverse spectral type, nebulae differing in type differ also in colour. For stars this phenomenon is quite clear inasmuch as the variety of spectral classes is connected with difference of energy distribution in the spectrum, while the diversity of nebular types characterizes only their shape.

The shape of nebulae must be connected with different physical states. Apparently they differ from one another in temperature, and thus must differ in average distribution of energy in the spectrum.

As seen there are reasons to look for correlation between colour and type of nebulae. We show this correlation in table VII, which was constructed for different types of nebulae according to the sequence given by Hubble. Such tables were given also in our previous papers, but the present one must be more reliable being based on all 510 nebulae. The color-indices are given in the international system.

It must be noted that the *E* type nebulae relate to the reddest ones. Stebbins and Whitford[9] state that the type *E* corresponds to spectral class G_4; types *Sa*, *SBa* to G_3; *Sb*, *SBb* to G_2 and *Sc*, *SBc* to F_9. Thus according to these spectral classes the color-indices of nebulae really must

decrease along this sequence. As seen from table VII the color-indices vary just in that sense. A similar rate of change of *C. I.* is found also by Stebbins and Whitford. One must note moreover that the nebulae *SBa*, *SBb* and *SBc* possess greater color-indices than the subdivisions *Sa*, *Sb* and *Sc* respectively. The cause of this phenomenon may be sought for in the fact that these nebulae relate to an earlier stage of evolution and accordingly to a later spectral class than nebulae of the same type but without the index *B*. When deducing the optical thickness of the galactic belt or investigating local absorption it is desirable to account for the types of nebulae. In Fig. 3 is given the curve for the main types of nebulae *E*, *SBa*, *Sa*, *SBb*, *Sb*, *SBc* and *Sc*. Table VII contains mean color-indices for nebulae *E*:, *S*:, *S* and *I* and also for those of unknown type but these data were not considered in the construction of curves of Fig. 3, by following reasons: the types denoted by the sign (:) are uncertain and thus they can distort the dependence given by the main types of nebulae; *S* nebulae without subclass were also omitted, as nebulae of different subclasses differ in colour. The same holds for irregular nebulae and those of unknown type. These considerations are confirmed by the fact that the mentioned types of nebulae in table VII do show no definite law in the variation of colour.

§ 11. Determination of normal color-indices. In order to find color-excesses of the nebulae it is necessary to know normal color-indices for the given types of nebulae. To derive the latter we may use stars and nebulae as well. Considering the importance of determination of normal color-indices for different types of nebulae we paid much attention to this subject.

Like Stebbins and Whitford[10] we took for this purpose dwarfs of late spectral classes assuming that the spectra of these stars correspond to those of different types of nebulae. Hubble[11] gives the following correspondence between nebular type and spectral class: $E - G_4$; *Sa*, *SBa* $- G_3$; *Sb*, *SBb* $- G_2$ and *Sc*, *SBc* $- F_9$. We selected on SA_{33} 37 stars of mentioned spectral types contained in Bergedorfer Spektral Durchmusterung, II. This area is situated near the galactic pole ($b = +67°$). However the location of the selected area has no essential importance for the derivation of normal *C.I.* from dwarf stars G_4, G_3, G_2 in view of the relative proximity of these stars.

The selected area was photographed with the same exposure time as the nebulae and shifted out of focus to the same amount as the polar sequence serving for reduction. We chose in the main bright stars for which the *BSD* gives the subdivision into giants and dwarfs; for this reason we took stars to 11 magnitude. Table VIII contains mean color-indices on the basis of the preliminary ones reduced to the international system by formulae (2). The table contains also the normal color-indices deduced by Stebbins and

Whitford and corrected into international ones according to their formulae (3). However one must note firstly that the derivation of normal color-indices from stars can be regarded only as rough approximation because the spectra of separate types of nebulae do not necessarily exactly coincide with the spectrum of any dwarf star inasmuch as the extragalactic nebulae themselves contain a great number of giants. Thus the normal colour of a nebula must correspond to an average one between giants and dwarfs.

Secondly, as stated above, the fact that nebulae are extended objects while stars are points can cause a systematic difference in the resulting colours which in its turn may lead to a systematic error in the determination of color-excesses. In the case of photoelectric observations by Stebbins and Whitford this effect will be small.

Thirdly the colour of late type dwarfs of the same spectral subdivision strongly depends on absolute magnitude. One may quote as an example a series of papers by Oort[12] and Stebbins and Whitford[13] pointing out this effect. Particularly Stebbins and Whitford found for dwarfs that when the absolute magnitude varies from $M=3.7$ to $M=4.7$ the color-index on the international scale changes from $+0^m.55$ to $+0^m.94$. Thus selecting stars of absolute magnitude $3^m.7$ or $4^m.7$ one may be led to quite different values of normal color-indices and consequently to different values of color-excesses.

Inasmuch as the stars when used as standards for normal color-indices of nebulae may yield only a rough approximation, it would be preferable to apply for this purpose the extragalactic nebulae themselves. There is one circumstance more also requiring individual treatment of every nebula—the dependence of the colour of the nebula on the inclination of its equatorial plane. In spite of all the above considerations we used for the deduction of the cosecans-law the normal color-indices as given in table VIII.

§ 12. The dependence of color-indices of nebulae on the coefficient of flattening. We have reasons to suggest in analogy to our Galaxy that in extragalactic nebulae themselves exists selective absorption of light. It is adopted to connect this selective absorption of light with the position of the nebula relatively to the Sun and to suppose the selective absorption to be the largest when the nebula is turned to the observer by its equatorial part, and the least—if the line of sight faces the polar region. We have confronted our color-indices with the coefficient of flattening supposing that the latter gives some indication on the visible position of the nebula. The coefficient of flattening is given by the expression

$$p=\frac{a-b}{a}$$

where a and b denote the major and minor axes of the nebula expressed in minutes of arc. The values of a and b were taken from the catalogue by Shapley and Ames.

As seen from table IX spirals with flattening 0.00—0.20 have smaller color-indices than nebulae with higher values of the flattening coefficient with the exception of the E nebulae, showing reverse correlation.

When deducing the mean color-indices we took account of the correction for stellar magnitude for all types except I.

This dependence of colour on magnitude is one of the causes hindering the fixation of normal color-indices and depreciating the extragalactic nebulae as objects for the investigation of selective absorption in our Galaxy.

§ 13. The derivation of the cosecans-law. We have applied for the determination of the selective optical thickness of the galactic layer the cosecans-law. The knowledge of the selective optical thickness is very important as one may receive the general absorption A_{ph} or A_{eis} from equation (12) if the coefficient k is known.

The cosecans-law yields besides the selective optical thickness the proper absorption of the studied objects, characterized by the constant term of the law. In case of stars the constant term may be ascribed to a zero-point error.

It would be desirable to deduce the cosecans-law for individual types of nebulae and to find out in such way what type possesses greatest proper absorption-a question important from the standpoint of evolution. We wanted to derive for this purpose the cosecans-law for the three principal types of nebulae. But in view of the rather small number of nebulae we had to confine to the determination of the optical thickness of the northern and southern hemisphere of the Galaxy for all types together.

In tables X and XI are given the mean $C.I.$ from all types for the northern and southern hemispheres, respectively.

Using the mean color-index for the given latitude from table X and the mean value of the normal color-index $+0^m.59$ for all types given in table VIII we received the cosecans-law for the northern hemisphere of the Galaxy in the form (9).

When deriving formula (9) with the least squares method from table X we rejected the mean color-index for $b=40°$, in view of the small value of the color-indices on that parallel probably due to some unaccounted systematic error.

From table XI we derived similarly the cosecans-law for the southern hemisphere in the form (10).

As seen from these formulae the selective optical thickness in the North and South pole of the Galaxy amounts $0^m.15$. One may recognize that this value agrees rather well with the coefficient of absorption per kiloparsec $\beta=0^m.28$, which we have derived assuming for the semi-thickness of the

absorbing layer the value 500 *ps*. When reducing the value $\tau = 0^m.15$ to the international system by multiplying by 0.72 according to formula (8), we get $\tau = 0^m.11$—a rather reliable result.

However the optical thickness $\tau = 0^m.15$ cannot be considered as a close approximation to truth in view of the difficulty of finding the normal color-index of nebulae from stars. Somewhat different values of normal color-indices give greater or smaller values for τ as well as for the constant term in equations (9) and (10). Thus, as stated above, it is not easy to study the absorption in our Galaxy from extragalactic nebulae in view of the existence in the nebulae themselves of selective absorption depending on type and in view of the difficulty of finding normal color-indices, as it is not probable to think that nebulae of the same type are necessarily of the same colour. Thus for applying the extragalactic nebulae to the mentioned problem one must know at least the spectral class of each nebula whatever might be its type.

§ 14. Dependence of color-excess on general absorption. The correlation between color-excess and general absorption in the photographic as well as in the visual region of the spectrum may be derived after the effective wave-lengths for the plates and filters used are determined.

Adopting the law $p = \lambda^{-1}$ for the photographic and visual region we may find the correlation between *C. E.* and general absorption for both spectral regions.

Adopting the effective wave-lengths $\lambda = 4060\ \mathring{A}$ and $\lambda = 5400\ \mathring{A}$ for the temperature 6000° we may determine the color-excess and the general absorption in photographic and visual rays by the equations (11).

When taking, according to Stebbins, Huffer and Whitford the effective wave-lengths for the international photographic and photovisual magnitudes $\lambda = 4250\ \mathring{A}$ and $\lambda = 5100\ \mathring{A}$, we become (12). Rounding up we may adopt (13). If we substitute in relations (12) our values $\lambda_{eff} = 4060\ \mathring{A}$ and $\lambda_{eff} = 5400\ \mathring{A}$ instead of $4250\ \mathring{A}$ and $5100\ \mathring{A}$ we shall receive values for the coefficient still closer to 4 and 3. Thus relation (13) holds also in this case, and consequently the coefficients 4 and 3 may serve for the conversion of our color-indices into general absorption in the international system as well as in the Kanobili one.

Nevertheless in order to derive the general absorption in the international system we reduced our *C. E.* to the international system by formula (2) and after that used the above coefficients.

Aller and Trumpler[14] derived the coefficient in a somewhat different way; they did not fix any value for α entering as exponent in the law of selective absorption $k = a\lambda^{-\alpha}$, but they themselves determined its value. Namely knowing *C. E.* for the given stars Aller and Trumpler selected the coefficient k so as to fulfil the adopted condition of constancy of the spatial star density in the given direction and distance, after what they found the value of α from relations (12).

We adopted the exponent α to be equal to unity, but we could derive the values of α and k like Aller and Trumpler from Hubble's counts or use his formula for $\log Nm$ accounting for the absorption in our Galaxy. The comparison of our results with the general absorption according to Hubble shows that the values of coefficients k and k_1 derived by us should be diminished.

As it was stated by J. Rudnick, Greenstein and Melnikov the coefficient α in the absorption law varies with wave-length. If we adopt $\alpha = 1$ for the photographic rays and $\alpha = 1.6$ for visual ones—as follows from the curves given by Rudnick for our effective wave-lengths the coefficients k will strongly change.

Moreover the coefficients k are depending on latitude in view of the difference in diameter of the scattering particles.

§ 15. Determination of the coefficients of selective and general absorption. To find the value of the coefficient of selective absorption β by kiloparsec we apply the relation (14).

The accuracy of this relation can be raised by substituting for $\frac{r}{1000}$ the effective path of light P, passed in the absorbing matter, as it is done by Berman[15] and Hunter and Martin[16]. The determination of P requires the knowledge of the law of density fall in the absorbing matter. Berman adopts this exponential law in the form of (15). Then P can be expressed with (16). Hunter and Martin adopt a somewhat different exponential law and get for P the relation (17).

As seen from formulae (16) and (17) when τ is tending to infinity, P tends to (18).

In case of extragalactic nebulae we must adopt for P just the expression (18) inasmuch as the distance from the Sun to the nebulae may be regarded as infinitely great in comparison with the distance to the stars. It is seen from (18) that the effective part of the path P in the case of extragalactic nebulae depends on the thickness of the absorbing layer Z_0, and on the galactic latitude—b and does not depend on the exponential law of density fall. In the case of stars P computed from (16) and (17) influences the value of the coefficient of selective absorption as it is seen from E. K. Kharadse's unpublished investigation. Thus we adopt instead of the expression (14) the relation (19), which will be used for the derivation of the selective absorption per kiloparsec—β.

As the adopted value of the semi-thickness of the absorbing layer may strongly affect the value of β, we will dwell on this question.

Different authors adopt diverse values for the thickness of the absorbing layer along the galactic equator ranging from 200 to 500 *ps*. These values of the thickness of the layer represent rather well the observed reddening of stars and general absorption derived from color-excesses or star counts. It would be wrong to draw some sharp limit for the absorbing matter and not to expect absorbing clouds beyond that limit from the galactic plane. Inasmuch as a ray travelling from an extragalactic nebulae must pass the whole space of the Galaxy it is natural that in the case of extragalactic nebulae the optical thickness must be increased. In table XII are given the mean values of the *C. I.* for areas in the hemispheres comprising the galactic center and anticenter respectively.

As seen from this table the values of color-indices are higher in the hemisphere containing the galactic center than in that of the anticenter, the mean difference being $0^m.11$—a rather sensible value. When deducing the mean values of color-indices in this table we applied correction for type and for magnitude to reduce all data to *Sb* and 12^m; these corrections were taken from the above given curves.

Although these areas are high enough in galactic latitude the absorption in the hemisphere of the center exceeds that in the anticenter. All this indicates that absorbing clouds occur still higher and even possibly higher than the limit of the absorbing layer adopted for the stars and that the absorbing medium is connected with longitude i. e. one may suggest that the absorbing medium is much thicker on the side of the galactic center, than on the opposite one.

Considering these arguments one may assume for the semi-thickness of the absorbing layer for the nebulae a value exceeding 250 *ps*.

For the determination of β we used tables X and XI applied above for the deduction of the cosecans-law. These tables being derived from all types of nebulae β will relate to all types. The color-excesses for each zone of latitude were derived from the difference between the mean color-index and the normal color-index for all types equal to $0^m.59$ (table VIII).

After the derivation of color-excesses for each zone we found β for different values of semi-thickness. Thus for the selection of the values of the semi-thickness of the absorbing layer and consequently for the determination of the coefficient of selective absorption β we have the condition (20). In order to satisfy condition (20) we constructed table XIII which contains β_b for different values of semi-thickness for the northern and southern hemispheres of the Galaxy.

As seen from that table β may be considered as constant for $\frac{Z_0}{2} = 500$ *ps*. Obviously for still greater values of $\frac{Z_0}{2}$ the constancy will be much more

strict but we must take the least value of $\frac{Z_0}{2}$. The received value of the semi-thickness appears somewhat high; however one must remember that Aller and Trumpler[17] found for the semi-thickness of the absorbing layer in the galactic north pole a value exceeding 300 *ps*.

Thus adopting the value $\frac{Z_0}{2} = 500$ *ps* we get for the northern and southern hemispheres of our Galaxy the following mean value of the coefficient of selective absorption in our system

$$\bar{\beta} = 0^m.28$$

Using the above derived relation $A_{ph} = 4 \cdot C.E.$ we receive for A_{ph} the following average value for the whole Galaxy

$$A_{ph} = 1^m.12 \text{ per kiloparsec.}$$

This value rather well agrees with recent results by other authors: Melnikov[18], Kharadse[19], Stebbins, Huffer and Whitford[20] and others.

I wish to express my thanks to my colleagues E. K. Kharadse and V. B. Nikonov for valuable advices, also to my assistant N. Kalandadse and computer E. Dolidse for their help in the work.

November, 1944.