

Jiří Grygar

Fotografická fotometrie difusních objektů (fotometrie mlhoviny NGC 7023)

*Acta Universitatis Carolinae. Mathematica*, Vol. (1959), No. 1, 1--[36a]

Persistent URL: <http://dml.cz/dmlcz/142103>

**Terms of use:**

© Univerzita Karlova v Praze, 1959

Institute of Mathematics of the Academy of Sciences of the Czech Republic provides access to digitized documents strictly for personal use. Each copy of any part of this document must contain these *Terms of use*.



This paper has been digitized, optimized for electronic delivery and stamped with digital signature within the project *DML-CZ: The Czech Digital Mathematics Library* <http://project.dml.cz>

**FOTOGRAFICKÁ FOTOMETRIE DIFUSNÍCH OBJEKTŮ  
(FOTOMETRIE MLHOVINY NGC 7023)****ФОТОГРАФИЧЕСКАЯ ФОТОМЕТРИЯ ДИФУЗНЫХ ОБЪЕКТОВ  
(ФОТОМЕТРИЯ ТУМАННОСТИ NGC 7023)****A PHOTOGRAPHIC PHOTOMETRY OF DIFFUSE OBJECTS  
(PHOTOMETRY OF NGC 7023)****JÍŘÍ GRYGAR**

Astronomický ústav University Karlovy v Praze

**ÚVOD**

Stanovení jasnosti astronomických objektů je jedním z nejdůležitějších úkolů astronomických pozorování. Jak v minulosti tak i nyní je mu věnována značná pozornost. Jestliže přesto nedávají dosavadní metody dostatečně spolehlivé a přesné hodnoty, jak by bylo třeba vzhledem k významu fotometrických veličin pro studium útvarů ve vesmíru, je to způsobeno specifickými obtížemi astronomické fotometrie. Uveďme zde okolnost, že zářivá energie z objektů na obloze je zachycena až po průchodu zemskou atmosférou (v budoucnosti lze ovšem počítat s umístěním receptorů vně atmosféry) a zářivý tok dopadající na přijímač je většinou tak nepatrný, že k jeho registraci je potřebí jemných metod a choulostivých zařízení.

Teprve v posledním desetiletí se podstatně rozšířila fotoelektrická fotometrie, užívající citlivých fotonásobičů. Pro objektivní srovnávání jasnosti se současně s tím ukázalo nezbytným vymezit přesně spektrální obory, v nichž indikujeme záření; jinými slovy bylo zapotřebí zavést více nebo méně „monochromatické“ hvězdné velikosti místo velikostí integrálních. Při tom ponecháváme stranou otázky, související s měřením energie v odlehlých spektrálních oborech, v nichž nejsou lidské oko resp. normální fotografická emulze citlivé. Metody fotoelektrické fotometrie nebyly zatím rozsáhleji aplikovány na stanovení jasnosti plošných zdrojů, ať už jde o určení integrální jasnosti nebo zjištění průběhu isofot. Užíváme zde proto nadále metod fotografické fotometrie, z nichž některé jsou jen obměnou fotometrie bodových zdrojů a jiné byly vyvinuty speciálně pro měření difusních zdrojů.

Předložená práce je rozdělena do dvou částí. V první je věnována pozornost otázkám metodiky měření, zatímco druhá obsahuje výsledky fotometrických měření difusní mlhoviny NGC 7023. Cílem této studie bylo zhodnotit resp. navrhnout vhodný postup pro systematický fotometrický program, který by mohl být splněn přístroji na našich observatořích.

Obsah obou kapitol tvoří část diplomové práce, kterou jsem vypracoval na Astronomickém ústavu University Karlovy pod vedením prof. dr. J. M. MOHRA. Děkuji dále kandidátu fyzikálně-matematických věd dr. V. VANÝSKOVI za návrh tématu i pozorovacího programu a za obsáhlé diskuse o uvedené problematice. Za technickou pomoc a četné rozhovory o dílčích otázkách jsem zavázán všem pracovníkům Astronomického ústavu UK, dále J. MIKUŠKOVÍ a K. NOVOTNÉMU z Astronomického ústavu MU v Brně a dr. B. GROSSOVI z Energetického ústavu v Brně.

## KAPITOLA I

### PŘÍSTROJE A METODY FOTOGRAFICKÉ FOTOMETRIE

#### 1.1. Základní pojmy.

Uvažujeme zářící zdroj, jehož rozměry jsou zanedbatelně malé vůči vzdálenosti  $l$  k pozorovateli. Zdroj nazýváme bodovým a svazek paprsků z něho vycházející lze pak považovat za homocentrický. V dalším se omezíme na záření, jež zdroj vysílá ve viditelném oboru spektra a jež zachytí běžné typy fotografických emulsí. Uvažujme sférický element  $dA$  ve vzdálenosti  $l$  od zdroje. Během času  $dt$  projde elementem  $dA$  množství světelné energie  $dL$ . Pak definujeme *světelný tok*  $F$ :

$$F = \frac{dL}{dt} \quad (1)$$

jehož rozměrem je výkon.

Označme  $d\omega$  jako elementární prostorový úhel. Pak platí

$$dF = I d\omega \quad (2)$$

Koeficient úměrnosti  $I$  se v praktické fotometrii nazývá *svítivostí* bodového zdroje. V teoretické astrofysice se používá termínu *intensita*. Prostorový úhel se v astronomii vyjadřuje ve čtverečních stupních a jejich dílech ( $\text{min}^2$ ,  $\text{sec}^2$ ).

Kolem zdroje  $Z$  opišme nyní kulovou plochu o poloměru  $l$  a zavedme sférické souřadnice  $\varphi, \vartheta$  ( $0 \leq \varphi \leq \pi$ ,  $0 \leq \vartheta < 2\pi$ ), takže

$$d\omega = \sin \varphi d\varphi d\vartheta \quad .$$

Poněvadž lze obecně psát

$$I = I_0 f(\varphi, \vartheta)$$

můžeme vypočítat úhrnný světelný tok, vysílaný zdrojem do prostoru

$$F = \int_{\Omega} \int I d\omega = I_0 \int_0^{\pi} \int_0^{2\pi} f(\varphi, \vartheta) \sin \varphi d\varphi d\vartheta \quad (3)$$

pokud lze funkci  $f(\varphi, \vartheta)$  vyjádřit explicitně v závislosti na  $\varphi, \vartheta$ . Grafem funkce  $f$  je světelná indikatrix.

Zvolme na naší kulové ploše element  $ds$ . Světelný tok jdoucí ploškou je úměrný její velikosti:

$$dF = E ds \quad (4)$$

$E$  je osvětlení, způsobené zdrojem ve vzdálenosti  $l$ . Ze vztahu mezi prostorovým úhlem a velikostí plošky

$$d\omega = \frac{ds}{l^2}$$

plyne přímo základní fotometrický zákon pro bodové zdroje

$$E = I \cdot l^{-2}. \quad (5)$$

Skutečné světelné zdroje jsou však vždy plošné. Vymežeme na plošném zdroji  $Q$  element  $du$ . Tok z elementu do celého poloprostoru je

$$dF = R ds. \quad (6)$$

Veličina  $R$  se nazývá *světlení* (dříve též zářivost).

Nechť zdroj  $Q$  vysílá z elementu  $du$  do poloprostoru tok  $F$ . Do prostorového úhlu  $d\omega$  vysílá tedy tok  $dF$ . Jas  $B$  plošky  $du$  ve směru  $(\varphi, \vartheta)$  jest

$$B = \frac{dE}{d\omega du'} = \frac{dF}{d\omega du \cos \varphi}, \quad 0 \leq \varphi \leq \frac{\pi}{2} \quad (7)$$

kde  $du'$  je průmět plochy  $du$  do kolmice k průvodiči. Ve směru normály k jednotkové plošce je v dostatečné vzdálenosti jas  $B_0$  číselně roven svítivosti. Významnější je vztah mezi jasnem a osvětlením, který užívá vzorce (5). Tím je ovšem jeho platnost omezena, neboť (5) platí přesně jen pro zdroje bodové:

$$dE = \frac{B du \cos \varphi}{l^2} = B d\omega. \quad (8)$$

Vztahu (8) se užívá, měříme-li jas zdrojů neurčitě ohraničených. Podobně jako pro svítivost lze psát

$$B = B_0 f(\varphi, \vartheta)$$

$$R = B_0 \int_0^{\frac{\pi}{2}} \int_0^{2\pi} f(\varphi, \vartheta) \cos \varphi \sin \varphi d\varphi d\vartheta$$

Je-li  $B = \text{konst.}$ , jest

$$R = \pi B_0. \quad (9)$$

V astronomii se s praktických důvodů užívá pro vyjádření svítivosti, jasu a osvětlení, působeného nebeskými tělesy logaritmické stupnice, hvězdných velikostí. Označme  $M$  absolutní a  $m$  zdánlivou velikost hvězdy. Pak

$$M = -2,5 \log I, \quad m = -2,5 \log E. \quad (10)$$

Pro plošné zdroje zavádíme *hvězdnou velikost jasu*  $\mathfrak{M}$

$$\mathfrak{M} = -2,5 \log B. \quad (11)$$

Ze vztahu (8) jest

$$\mathfrak{M} = m + 2,5 \log \omega, \quad (12)$$

kde bývá zvykem vyjadřovat  $\omega$  ve čtverečních obloukových vteřinách ( $\text{sec}^2$ ). V praxi se často setkáváme s objekty přibližně kruhovými (extrafokální obrazy hvězd) o úhlovém průměru  $\alpha''$ . Pak jest

$$\mathfrak{M} = m - 0,262 \dots + 5 \log \alpha'' . \quad (13)$$

Působením světla na fotografickou emulsi vzniká zčernání, jehož velikost je mírou osvětlení. Měření hustoty zčernání se dnes provádí mikrofotometry, jež měří zeslabení světelného toku  $\Phi_0$ , vysílaného lampou o konstantní svítivosti, ve zčernalé vrstvě emulsi. Nazvěme *koefficient propustnosti* (zčernalé) vrstvy  $t$ , tak že

$$t = \frac{\Phi'}{\Phi_0};$$

kde  $\Phi'$  je světelný tok, dopadající na přijímač mikrofotometru. Výraz

$$D = \log \frac{1}{t} \quad (14)$$

je *optická hustota* (zčernání). V  $D$  je ovšem zahrnuta extinkce ve skle nebo ve filmu. Teorie fotometrického proměřování negativů byla vyložena ROSSEM [24]. Pro výchylku galvanometru  $G_A$  při objektu ve štěrbině jest

$$G_A = h I_0 A [\Phi 10^{-k(r+s)} + (1 - \Phi) 10^{-ks}]$$

a pro výchylku  $G_{A'}$ , při pozadí ve štěrbině

$$G_{A'} = k I_0 A \cdot 10^{-ks}$$

kde jest  $h$  konstanta úměrnosti pro výchylku galvanometru,  $I_0$  — osvětlení jednotkové plochy v rovině desky,  $A$  — plocha štěrbiny,  $A \Phi$  — plocha objektu ve štěrbině,  $k$  — fotografická konstanta pro jednotkové zčernání,  $r$  — střední hmota redukovaného stříbra v obraze objektu,  $s$  — střední hmota redukovaného stříbra v pozadí. Dělením obou výchylek dostaneme

$$Q = \frac{G_A}{G_{A'}} = 1 + \Phi [10^{-kr} - 1] \quad (15)$$

Odtud je přímo vidět, proč je nutno počítat s poměrem výchylek v obraze objektu a v blízkém pozadí (v případě logaritmické stupnice s rozdílem obou čtení). Ross přitom předpokládá, že obraz objektu je tvořen prstenci s klesající hustotou zčernání, že Eberhardův efekt je zanedbatelný, a že výchylka galvanometru je úměrná osvětlení.

Uvedený systém definic a termínů vyplynul se srovnáním příslušných odstavců v učebnicích [8, 17, 26] aj. a odpovídá stávající čs. normě.

## 1.2. Princip fotografické fotometrie.

Nespornou předností fotografické fotometrie oproti jiným způsobům registrace záření nebeských těles je jednak integrační schopnost emulsi, jednak

možnost uchovat trvale obraz zkoumaného objektu. Naproti tomu má fotografická fotometrie řadu nevýhod, které v podstatě vyplývají ze skutečnosti, že zčernání emulze závisí na celé řadě faktorů. Teoreticky je možné dosáhnout, aby zčernání bylo závislé pouze na osvětlení tím, že všechny další vlivy budou neproměnné. V praxi lze však uvedený požadavek splnit jen přibližně. Obecně můžeme stručně psát:

$D = f$  (osvětlení  $E$ , délka expozice, teplota, délka vyvolávání, teplota a druh vývojky, spektrální charakteristika a citlivost emulze, fotografické efekty).

Mezi fotografické efekty lze zahrnout zjev Eberhardův, zjev Kostinského, halaci, iradiaci, difusi a závoj, akumulativní a intermitenční efekt. Vyloučíme-li tedy vliv všech faktorů kromě osvětlení, dostaneme závislost

$$D = f(\log E) \quad (16)$$

Grafem závislosti (16) je *charakteristická křivka*, na níž rozlišujeme patu (oblast podexpozice), přímkovou část (oblast správné expozice) a rameno (počátek solarisace). Hodnota směrnice přímkové části se nazývá strmostí (koeficientem kontrastu) charakteristické křivky, která spolu s citlivostí a Schwarzschildovým exponentem je důležitým parametrem emulze. Žádný z těchto parametrů však není za různých podmínek konstantní.

Podrobnější rozbor působení jednotlivých faktorů vede k následujícím závěrům:

1. Všechna vyobrazení, jež chceme srovnávat, mají být na jedné desce nebo filmu. Někdy lze bez snížení přesnosti považovat za totožné desky, které byly v továrním balení přiloženy emulsemi na sebe (HOLMBERG [9]).

2. Expozice musí být pro objekty, jejichž jasnost srovnáváme, stejné s přesností větší, než jaké dosahujeme při měření zčernání. Znamená to, že chyba v délce expozice nemá přesáhnout 1%. Zásadu je třeba dodržovat v tom případě, kdy na desku exponujeme kromě měřeného objektu ještě srovnávací hvězdy nebo laboratorní škálu. Je velmi důležité, aby interval mezi expozicemi byl co nejmenší, jinak se uplatní akumulativní efekt (změna latentního obrazu s časem), a aby expozice nebyly přerušované (intermitenční efekt).

3. Všechny expozice mají být prováděny při téže teplotě a relativní vlhkosti vzduchu. Tato zásada je v astronomické praxi často porušována, poněvadž zvláště v zimním období je rozdíl uvedených hodnot venku a v laboratoři citelný.

4. Pro přesné fotometrické práce je nejlépe udržovat teplotu vyvolávání termostatem. Pokusy ukázaly, že maximální přípustné kolísání teploty vývojky je 0,5° C [26]. Důležité je neustálé důkladné promíchávání vývojky (obvyklé kolébání miskou je nepostačující). Vývojka musí přikrývat emulsi ve vrstvě tlusté aspoň 1 cm.

5. Srovnávací zdroje, ať už přirozené nebo umělé, mají vysílat světlo stejného spektrálního složení jako měřený objekt, aby byl vyloučen Purkyňův zjev.

Proto se užívá jako srovnávacích zdrojů hvězd spektrální třídy A, přechází se k měření jasností ve vymezených oborech spektra a světlo umělých srovnávacích zdrojů, jejichž barevná teplota je obvykle nižší, je korigována barevnými filtry, nejlépe kapalinovými, podle [4, 26].

6. Pokud se týká dalších fotografických efektů, snažíme se co nejvíce je potlačit. Tyto otázky se řeší podle charakteru fotometrovaného objektu a působení efektů se vylučuje při redukci měření.

### 1.3. Rušivé vlivy.

Přesnost fotografické fotometrie je dána následujícími faktory:

1. *Průchodem paprsků atmosférou Země.* Zde se uplatní extinkce záření, která je navíc selektivní. K odstranění vlivu lze použít tabulek vzdušných hmot a spektrální propustnosti atmosféry. Skutečné hodnoty těchto veličin se však neustále mění v takových mezích, že pro absolutní měření redukce nepostačuje. V případě, že zorné pole astrografu je malé a srovnávací hvězdy leží ve stejné zenitové vzdálenosti jako měřený objekt, lze uvažovat pouze diferenciální extinkci, a pak dosáhneme snadno požadované přesnosti. Je samozřejmé, že expozice, pokud je to možné, provádíme v okolí zenitu. Při fotometrii bodových zdrojů je nepříjemným zjevem scintilace; u difusních objektů nepřichází v úvahu. Dalším činitelem je jas oblohy různého původu, který značně ztěžuje spolehlivé proměření okrajových partií difusních objektů a omezuje zároveň i délku expozic. Vylučuje se odečtením zčernání, způsobeného závojem v okolí uvažovaného objektu. Zejména snímky na soumrakovém nebi (jde-li např. o fotografii komety) mohou být zpracovány jen po pečlivé redukci vlivu pozadí.

2. *Průchodem světla optickou soustavou.* Zde se uplatní především spektrální propustnost receptoru a dále přístrojový rozptyl světla, způsobený reflexy a difrakcí. Závažným činitelem u širokoúhlých komor je tzv. fotometrická chyba pole (vignetace). Osvětlení  $E_{\vartheta}$  v ohniskové rovině objektivu jest

$$E_{\vartheta} = B \frac{\pi}{4} D^2 \cos^4 \vartheta \quad (\text{Lambertův zákon}) \quad (17)$$

kde  $B$  je jas zdroje,  $D$  je průměr objektivu a  $\vartheta$  je ostrý úhel, jež svírá směr ke zdroji s optickou osou objektivu. Skutečný pokles jasu je vždy prudší než jak by odpovídalo (17) a lze ho pro daný objektiv stanovit pouze pokusem — viz např. Bajcárovo měření [1]. Podle BAJCÁRA dosahuje chyba pole pro objektiv Tessar hodnoty  $0,05^m$  teprve ve vzdálenosti  $3^0$  od osy. Pro speciálně počítaný fotometrický objektiv hamburské hvězdárny dostal tutéž hodnotu ve vizuálním oboru Stock [25]. Podstatnější je vliv chyby pole v užších spektrálních oborech, kde Stock obdržel opravu  $0,09^m$  pro  $4^0$  od osy. V našich měřeních, v nichž byly srovnávací hvězdy voleny v blízkosti osy, lze však uvedené opravy zanedbat.

Dále je zde třeba uvažovat i vliv chybné pointace a nedostatečné rozlišovací

schopnosti přístroje nebo emulze, jak na to upozornili REDMAN a SHIRLEY [22]. Průběh isofot se pak dá určit méně spolehlivě a též integrální jasnost je tím zkreslena.

3. *Fotografickým procesem.* O chybách, jež takto vznikají, pojednává odst. 1.2.

4. *Měření zčernání na mikrofotometru.* Dnes se užívá je objektivních fotometrů, u nichž je v daném oboru zaručena lineárnost zařízení. Velmi ekonomicky, i když s poněkud menší přesností, pracují registrační mikrofotometry nejrůznějších konstrukcí. Pro přesná měření je nutné dodržet konstantnost svítivosti žárovky a konstrukce optické části musí být provedena tak, aby nedocházelo k nežádoucím reflexům [2, 13]. Zbývá pak zachovat v průběhu měření správné zaostření, jinak vznikají systematické chyby, jak podrobně ukázal MICHEL'SON [19]. Chyba vzrůstá, jde-li o jasné útvary anebo používáme-li silnějšího zvětšení. U některých přístrojů je proto zaostřování automatické.

Dalším činitelem je volba vhodné šterbiny. Při malé šterbině se zvětší chyby, dané nestejnorodostí zrna emulze a případně se uplatní rušivě ohyb světla. Velká šterbina smývá detailní strukturu a dává systematicky podceněné údaje v případě prudkého spádu hustoty zčernání [9].

#### 1.4. *Metody fotometrie difusních zdrojů.*

Úkolem odstavce je ukázat na přednosti a nedostatky dosud užívaných metod. Podrobný rozbor metodiky je proveden v pracích BIGAYOVÝCH [4,5].

##### 1. *Integrální velikosti pomocí komor s krátkým ohniskem.*

Tato metoda bývá často používána pro svou rychlost a poměrnou jednoduchost. Snímky mají dostatečně velké pole, takže je vždy možné navázat jasnost mlhoviny na jasnosti vhodných srovnávacích hvězd. Obvykle se vychází z předpokladu, že mlhovina má na snímcích vzhled podobný obrazům hvězd. Snadný výpočet však ukazuje, že toto srovnání je již v prvním přiblížení nepřesné a vede k systematickým chybám. Kromě toho srovnávací hvězdy leží často ve větších úhlových vzdálenostech od osy, což znamená, že je třeba uvažovat vliv diferenciální exktince, ale též chybu pole a aberace objektivu. Poslední dva vlivy se dají početně obtížně vyloučit a musíme tak činit experimentálně, což ruší hlavní přednost metody, totiž její časovou úspornost. Tímto způsobem byly získány zejména hvězdné velikosti extragalaktických mlhovin v katalogu SHAPLEYE a AMESOVÉ. Vzhledem k systematickým chybám uvádí BIGAY [5] převodní rovnici

$$m_{\text{ob.}} - m_r = C_0 + C_1 m_r + C_2 m_l, \quad (18)$$

kde  $m_{\text{ob.}}$  je pozorovaná velikost mlhoviny,  $m_r$  je její skutečná velikost,  $m_l$  je mezná velikost desky a  $C_0, C_1, C_2$  jsou konstanty. Systematické chyby přesahují  $1^m$  u objektů slabších než  $10^m$ .



## 2. Metody plošného zobrazení.

Pod tímto názvem shrnuji metody, v nichž se užívá rozostřených obrazů hvězd nebo šrafovací komory. Tímto způsobem lze dosáhnout stř. chyby kolem  $\pm 0,2^m$ . Fabryho metoda, při níž se obrazy objektu i hvězd promítají Fabryho čočkou, je pak patrně vůbec nejpřesnější fotometrickou metodou (jak známo, užívá se ve fotoelektrické fotometrii výhradně tohoto způsobu zobrazení). Rozbořením metody se zabýval podrobně BIGAY [4], který ukázal, že stř. chyby integrálních velikostí jsou v průměru  $\pm 0,10^m$ , ale i  $\pm 0,04^m$ . Zvlášť významné je, že nebyly zjištěny systematické rozdíly oproti fotoelektrickým velikostem. Všeobecnějším rozšířením metody je asi na závadu mimořádná pracnost a zdlouhavost expozic i měření. Bylo by proto užitečné vybrat na obloze standardy difusních objektů a proměřit je Fabryho metodou. V dohledné době není totiž pravděpodobné, že by byl stanoven větší počet integrálních velikostí difusních zdrojů z fotoelektrických měření.

Nevýhodou všech metod, užívajících rozostřených obrazů, je jednak trvajících nerovnoměrnost osvětlení hvězdných kotoučků (s výjimkou Fabryho metody), jednak snížení mezní hvězdné velikosti. Nedostatkem šrafovací komory je podstatný vliv intermitenčního efektu, kterážto skutečnost byla dosud opomenuta, a dále vzájemné překrývání obrazů hvězd a mlhoviny. Je ještě třeba upozornit na Schiltovu metodu, v níž se jasnost mlhoviny vztahuje na jasnost pozadí. Hlavní předností metody je, že odstraňuje jednoduše vliv chyby pole a místních nehomogeností v citlivosti emulze na chybu výsledku. Jsou-li splněny jisté předpoklady, je její přesnost kolem  $\pm 0,1^m$ . Metoda však systematicky podceňuje jasnost mlhovin [4].

## 3. Integrovní metody.

Podstatou metod je sestavení intenzitních profilů buď v ose protáhlého objektu nebo v rovnoběžných či radiálních řezech. Prvého způsobu užil HUBBLE [10] pro eliptické galaxie. Za předpokladu koncentrických eliptických isofot a poklesu jasnosti  $B$  ve vzdálenosti  $r$  od jádra podle empirického vztahu

$$\log B = \log B_0 - 2 \log \left( \frac{r}{a} + 1 \right), \quad (19)$$

kde  $B_0$  je jas v centru mlhoviny, a je pro danou mlhovinu konstanta, dostaneme pro integrovní jas  $I_i$  výraz

$$I_i = 2\pi I_0 \cdot a_{\text{maj}} \cdot a_{\text{min}} \int_0^r \frac{r \, dr}{(r+a)^2}. \quad (20)$$

$a_{\text{maj}}$ ,  $a_{\text{min}}$  jsou poloosy mlhoviny. Hubble získal pro každou mlhovinu serii expozic odstupňovaných od  $15^s$  do  $15^m$  a překlenul tak velké rozdíly jasnosti v jádře a v okrajových částech mlhoviny. Druhého způsobu užili také pro extra-

galaktické mlhoviny REDMAN a SHIRLEY [22] a nedávno HOLMBERG [9] a LYNĀ [12]. Integrovaný jas se obrátí ze vztahu

$$I_i = \sum_{n=0}^k \pi (a_{n+1} \cdot b_{n+1} - a_n b_n) \frac{I_{n+1} + I_n}{2}. \quad (21)$$

$a_n, b_n$  jsou polosy isofoty  $n$ ,  $I_n$  je příslušný jas. DE VAUCOULEURS (cit. dle [5]), který celou problematiku diskutoval velmi podrobně, zavedl polární souřadnice a zobecnil metodu i na nepravidelné útvary:

$$I_i = \int_0^{2\pi} \int_0^{\infty} I(r, \vartheta) r dr d\vartheta. \quad (22)$$

Potíže těchto metod spočívají v proměřování slabých vnějších partií mlhovin a odtud vznikající systematické chyby při určení integrovaných velikostí. Záleží zde značně na hvězdné velikosti jasu pozadí, jež se pohybuje mezi  $23,5^m \text{ sec}^{-2}$  [12] až  $26,5^m \text{ sec}^{-2}$  [9, 21]. HOLMBERG a LYNĀ takto dosáhli stř. chyby  $\pm 0,06^m$ , REDMAN a SHIRLEY  $\pm 0,1^m$ . Působení různých faktorů, jež ovlivní přesnost výsledků, je podrobně rozebráno v Redmanově starší práci [21]. Redukce měření je poměrně pracná, ale proti Fabryho metodě získáme navíc i průběh jasu v jednom nebo více řezech, případně i průběh isofot. Tyto metody neztratí ani v blízké budoucnosti na významu pro rozsáhlejší mlhovinné útvary, zatím co koncentrované mlhoviny budou měřeny spíše fotoelektricky. Pro sestavení isofot se užívá též radiálních řezů. Dostane se tak spolehlivěji průběh isofot poblíž středu mlhoviny.

Pro sestavení isofot byly konstruovány poloautomatické nebo automatické isofotometry, které však, jak ukázal MICHEL'SON [18], mají řadu nevýhod a vnášejí do měření systematické chyby. Jejich předností je ovšem podstatné zrychlení a zjednodušení redukce měření. Zkrácení doby redukce i u neregistrovaného mikrofotometru lze dosáhnout tak, že studujeme závislost vzdálenosti na daném zčernání místo obvyklého obráceného postupu. MARKOV tak dosáhl 50 % časové úspory [14]. Zároveň odpadá někdy nepřesná interpolace zčernání při měření v diskretních bodech. Je ovšem potřeba předem vhodně zvolit hodnoty zčernání a obsluha mikrofotometru je náročnější.

#### 4. Rijvesova metoda.

RIJVES [23] uveřejnil postup, kterého lze užít speciálně pro stanovení integrovaných velikostí komet ze starších, fotometricky nekalibrovaných snímků. Obrazy hvězd na těchto snímcích bývají obvykle protažené v úsečky a nelze tudíž zvolit takovou štěrbinu, aby obsáhla celý obraz. RIJVES ukazuje, že platí-li mezi zčernáním  $D$  a osvětlením  $i$  vztah

$$D = Ci, \quad (23)$$

lze vhodným proměřením stanovit charakteristickou křivku a absolutně ji navázat s chybou  $\pm 0,1^m$ . Pro běžné materiály je vztah (23) splněn v intervalu  $0 < D \leq 1,2$ . Je-li průměr štěrbin  $d$  a délka obrazu hvězdy  $l$ , je třeba dříve než absolutně navážeme charakteristickou křivku, přičíst k velikosti srovnávací hvězdy opravu

$$\Delta m = 2,5 p \log \frac{l}{d}, \quad (24)$$

kde  $p$  je Schwarzschildův exponent. Nepřesnosti v určení exponentu, v určení délky obrazu hvězdy a nepravidelnosti obrazu mají bezpochyby vliv na přesnost výsledku. Jestliže tedy Rijves udává hodnotu str. chyby  $\pm 0,1^m$ , jde patrně o idealisovaný případ.

### 1.5. Fotometrická kalibrace negativů.

Charakteristickou křivku sestrojujeme tak, že exponujeme zdroje o známé svítivosti na tutéž desku, na níž jsme zachytili zkoumaný objekt. Podle povahy zdroje rozlišujeme:

#### 1. Kalibraci pomocí hvězd.

Pro difusní zdroje dává lepší výsledky kalibrace extrafokálními obrazy hvězd. Snažíme se přitom dosáhnout, aby rozostřené kotoučky hvězd byly stejnoměrně zčernalé. Nevýhodou metody je, že ztrácíme na mezní hvězdné velikosti, pokud se nepoužije kasety s dvojím výtahem, v níž je jedna polovina rozřezané desky umístěna v ohnisku (pro fotografii mlhoviny) a druhá polovina je vysunuta z ohniska (fotografie srovnávacích hvězd). Srovnávací hvězdy musí ovšem být v téže oblasti jako mlhovina, a to nelze vždy splnit. Pak ztrácíme jednu z předností uvedeného postupu, totiž současnost obou expozicí. Odchylky jsou menší než  $0,02^m$  [9]. Charakteristická křivka sestrojená z fokálních obrazů hvězd je méně spolehlivá pro nerovnoměrné rozdělení světla podél disku hvězdy.

O Rijvesově způsobu [23] kalibrace snímků komet z protažených obrazů hvězd jsme pojednali v odst. 1.4. Vcelku má sestrojení charakteristické křivky pomocí hvězd značnou přednost v obdobném složení srovnávacích zdrojů a v možnosti absolutního navázání (jsou-li známy přesné fotografické nebo ještě lépe fotoelektrické velikosti hvězd).

Pro speciální účely se užívá jako srovnávacího zdroje rozptýleného světla oblohy, jež je odráženo neselektivní destičkou (např. sádrovou) a příslušné gradace se dosahuje absorpcí v klínu nebo geometricky volbou vhodných štěrbin.

#### 2. Kalibraci umělými zdroji.

Umělý zdroj umožňuje většinou pouze relativní fotometrii, ovšem není zvláště obtížné stanovením nulového bodu přejít k fotometrii absolutní. Potíže jsou především se spektrálním složením světla zdroje, jímž bývá fotometrická zá-

rovka s barevnou teplotou kolem 2 300° K. Volbou vhodných kapalinových filtrů [4, 26] lze však složení světla korigovat. Výhodnějších rtuťových lamp nebo jiných zdrojů vysílajících více ultrafialového záření lze ve fotometrii těžko použít, poněvadž jejich svítivost kolísá. Zdroj pak osvětluje buď systém štěrbin známých rozměrů (trubičkový sensitometr), nebo je jeho světlo před dopadem na emulsi zeslabeno neutrálními filtry (stupňový a plynulý klín). REDMAN a SHIRLEY [22] ukázali, že oba způsoby jsou si, co se týká přesnosti, rovnocenné. Grádací rotujícím sektorem je nesprávná, neboť se zde výrazně uplatní intermitenční efekt.

V druhé kapitole je užito ke kalibraci plynulého klínu, takže je vhodné zabývat se jím podrobněji. Nevýhodou klínů je obecně selektivita absorpce světla. V oboru, v němž jsem však klínu užíval, je selektivita zanedbatelná (viz [21]) a nemá vliv na tvar charakteristické křivky. Dále zde vystupuje nutnost fotometrické kalibrace samotného klínu, při čemž struktura klínu se liší od zrnitého charakteru emulsi. Výhodou plynulého klínu je možnost libovolně podrobného sestrojení charakteristické křivky, ovšem jen tehdy, je-li průběh hustoty klínu zhruba lineární se vzdáleností od hrany klínu. Zákon pro absorpci lze odvodit z předpokladu, že monochromatický světelný tok  $\Phi$ , který projde elementární vrstvou  $dx$  optického prostředí, je zeslaben podle vztahu

$$-d\Phi = C(x) \Phi dx, \quad (25)$$

kde  $C(x)$  je koeficient extinkce. Integrací v mezích 0 až  $X$  dostaneme

$$\frac{\Phi}{\Phi_0} = e^{-\int_0^X C(x) dx} \quad (26)$$

$t = \int_0^X C(x) dx$  je optická tloušťka vrstvy. Je-li  $C(x) = \text{konst.}$ , jest

$$t = -CX.$$

Pro absorpci v klínu dostaneme odtud zákon Lambertův-Beerův

$$\Phi = \Phi_0 e^{-CX}, \quad (27)$$

kde  $X$  je tloušťka klínu. Je-li úhel klínu  $\alpha$  a měříme-li světelný tok ve vzdálenosti  $l$  od počátku klínu, dostaneme

$$\Phi_l = \Phi_0 \cdot 10^{-\log e C \operatorname{tg} \alpha \cdot l} \quad (28)$$

Výraz  $K = C \operatorname{tg} \alpha$  nazýváme *konstantou klínu*. ( $K$  je přesně konstantou jen v monochromatickém světle.) V širokém spektrálním oboru platí zcela obecně podle [26]

$$\Phi = \Phi_0 \frac{\int_0^\infty S(\lambda) b(\lambda) P(\lambda) e^{-CX \sec \alpha} d\lambda}{\int_0^\infty S(\lambda) b(\lambda) d\lambda}, \quad (29)$$

kde  $S(\lambda)$  je spektrální citlivost receptoru,  $b(\lambda)$  spektrální intenzita jasu,  $P(\lambda)$  je výraz, odvozený z Fresnelovy teorie a  $j$  je úhel lomeného paprsku v daném prostředí. V praxi se (29) počítá graficky nebo numericky.

Nechť je tedy sestrojena charakteristická křivka na základě expozice klínu s konstantou  $K \pm \Delta K$ . PAGE [20] ukázal, že pak chyba  $\Delta(I_1, I_2)$  v určení poměru osvětlení  $I_1, I_2$ , odvozených z lineární části křivky, jest

$$\Delta(I_1, I_2) = 2,3 \log \left( \frac{I_1}{I_2} \right) \left[ A^2 K + (0,02)^2 \right]^{1/2} \quad (30)$$

Pro relativní měření se též užívá kalibrace vlastním objektem (autokalibrace) tak, že se fotografuje dvakrát s různou expozicí nebo s různě cloněným objektivem. Ze známého poměru expozic (je třeba znát Schwarzschildův exponent) nebo ploch cloněného a nezacloněného objektivu lze určit charakteristickou křivku numerickou nebo grafickou integrací. Je totiž znám logaritmus poměru osvětlení při obou expozicích  $\log I_1/I_2 = s$ ,  $s > 0$ . Měřením na mikrofotometru dostaneme dvě křivky závislosti zčernání  $D$  na vzdálenosti  $r$  v určitém fotometrovaném řezu. Platí

$$dD = k(I) d \log I$$

takže

$$D - D_0 = \int_1^I \frac{k(I)}{I} dI = F(I) \quad (31)$$

$F(I)$  lze stanovit pro  $I$ , tvořící geometrickou posloupnost s kvocientem  $s$  graficky tak, že určíme  $k_n(I)$

$$k_n(I) = \frac{D_2(r_n) - D_1(r_n)}{s}, \quad n = 1, 2, \dots \quad (32)$$

kde  $D_1(r_{n+1}) = D_2(r_n)$ .  $D_1(r_1)$  se volí v bodě, kde se křivky  $D_1, D_2$  počínají rozcházet. Z názoru plyne, že charakteristická křivka bude sestrojena tím spolehlivěji, čím menší je  $s$  (vždy je ovšem  $s$  kladné). V praxi bývá  $s \sim 0,30$ .

Nevýhodou metody vedle toho, že charakteristickou křivku nelze sestrojit spojitě, je právě nejistota ve znalosti poměru  $s$ . Při různých expozicích se uplatní odchylky od zákona reciprocity, při clonění objektivu se užívá koncentrických clon, ačkoliv objektiv nepropouští světlo stejnoměrně. Během obou expozic se mohou měnit atmosférické podmínky, zenitová vzdálenost objektu aj., což zhoršuje přesnost takto sestrojené charakteristické křivky.

## KAPITOLA 2

### FOTOMETRIE MLHOVINY NGC 7023

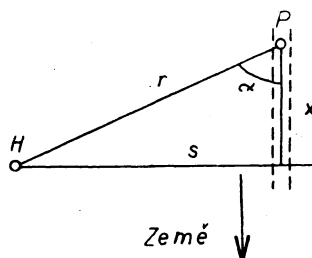
#### 2.1. Základní údaje.

Difusní mlhovina NGC 7023 v souhvězdí Cefeja je osvětlována hvězdou GC 29 401 = BD + 67° 1283 ( $m_{pv} = 7,20^m$ , spektrum Be5). Její vzdálenost je 280 parsek. Souřadnice objektů jsou

$$\alpha = 21^h 01,4^m; \delta = + 67^{\circ} 58', (1950,0).$$

Mlhovina má rozměry  $18' \times 18'$ . Poslední údaje jsou převzaty z BEČVÁŘOVA katalogu [3].

Mlhovina je pro svou poměrnou jasnost, symetrii a výhradně spojité spektrum, svědčící o jejím reflektivním charakteru, vhodným objektem pro srovnání různých fotometrických metod i pro fyzikální interpretaci výsledků měření. Fotometrii mlhoviny se zabýval KEENAN [11], který užíval 60'' Perkinsova reflektoru. Pro centrální hvězdu však udává poněkud odchýlné hodnoty  $m_{pg} = 7,51^m$ , Sp B2p. Jako srovnávacího fotometrického standardu použil Keenan krátkodobých extrafokálních expozicí této hvězdy. Tím je do měření vnesena nejistota v určení Schwarzschildova exponentu. Poměr expozic hvězda: mlhovina byl 1 : 30. Snímky byly exponovány na modrých a speciálních červených deskách ( $\lambda_{ef} \sim 6\,300 \text{ \AA}$ ). Keenan obdržel radiální poklesy jasu od středu mlhoviny, plošný jas, vyjádřený ve hvězdných velikostech, v 11 bodech mlhoviny a barevné indexy pro 8 bodů v mlhovině. Pozorovaný gradient jasu byl porovnán s teoretickým průběhem, vypočteným z předpokladu o prostém odraze světla od částic mlhoviny. Příslušné výpočty provedli SEELIGER, SCHOENBERG a STRUVE, kteří počítají s konstantní hustotou v mlhovině.



Obr. 1.

Označme úhly a vzdálenosti podle obr. 1,  $H$  je osvětlující hvězda,  $P$  je částice v mlhovině. Světelný tok  $E_r$  se mění podle absorpčního zákona

$$E_r = \frac{E_0 e^{-kr}}{r^2}, \quad (1)$$

kde  $k$  je lineární absorpční koeficient. Necht  $K$  je albedo částice,  $\Theta(\alpha)$  — indikatrix rozptylu; pak integrální jas  $I_s$  ve vzdálenosti  $s$  bude

$$I_s = K n E_0 \int_0^{\infty} \frac{e^{-kr}}{r^2} \Theta(\alpha) dx. \quad (2)$$

$n$  je počet částic v 1 cm<sup>3</sup>. Výraz (2) převedeme po substituci  $x = s \operatorname{tg} \alpha$  na tvar

$$I_s = K n E_0 \int_0^{\pi} \frac{e^{-k s \operatorname{cosec} \alpha}}{s} \Theta(\alpha) d\alpha. \quad (3)$$

Položíme-li tedy  $\Theta(\alpha) = \text{konst.}$ , jest podle (3)

$$I_s \sim \frac{1}{s}. \quad (4)$$

Jiné předpoklady o funkci  $\Theta(\alpha)$  a o vzájemné poloze hvězdy a mlhoviny vedou ke složitým integrálům, které Keenan počítal numericky.

Keenanovi se podařilo zachytit mlhovinu po tříhodinové expozici též v červeném světle (pro tento účel byly firmou Kodak připraveny speciální vysoce citlivé emulze) a obdržel prakticky tytéž relativní výsledky jako pro modrou oblast spektra. Polarisační světla v mlhovině se zabývala MARTELOVÁ [15,16] a HENYEY [27], avšak jejich výsledky jsou spíše kvalitativní.

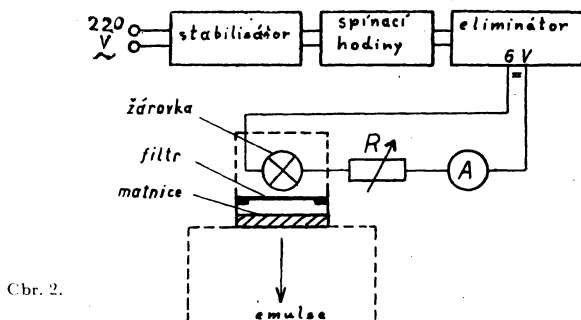
Tabulka 1.

Snímek	den	exposice (SEČ)	t	em.	filtr	o	k	
R	1*)	4/9	<sup>h</sup> 22.32— <sup>m</sup> 23.02	<sup>m</sup> 30	A	—	1	2
	2	6/9	22.40—23.10	30	A	—	2	3
	3	6/9	23.10—23.40	30	P	—	2	3
	4	6/9	23.40—00.10	30	A	—	3	1
	5	7/9	21.30—23.00	90	P	RG 1	0	3
	6	9/9	22.30—23.30	60	P	RG 1	1	2
	7	10/9	01.40—02.30	50	A	UG 2	2	0
	8	13/9	00.00—00.15	15	A	BG 23	2	2
	9	13/9	03.15—03.20 03.25—03.35	5 10	A	BG 12	3	1
Z	1	6/9	22.40—23.40	60	ISS	BG 12	3	2
	2	7/9	21.30—23.00	90	ISS	BG 23	2	3
	3	9/9	22.30—23.00	30	ISS	BG 23	3	3
	4	10/9	01.40—02.30	50	ISS	RG 1	3	2
	5	13/9	00.00—00.50	50	A	UG 2	nevyvolán	
	6	13/9	03.13—03.17 03.23—03.31	4 8	A	—	1	2
M	1	6/9	22.40—00.10	90	ISS	RG 1	2	0
	2	7/9	21.30—23.00	90	ISS	BG 12	2	3
	3	9/9	22.30—23.30	60	ISS	UG 2	nevyvolán	
	4	10/9	01.40—02.30	50	ISS	BG 12	2	1
	5	13/9	00.00—00.50	50	ISS	RG 1	3	2
	6	13/9	03.14—03.19 03.24—03.34	5 10	ISS	BG 23	2	2

\*) Snímek R 1 byl zkušební (pointován na síťové mlhoviny v Labuti).

Pozorovací materiál, zpracovávaný v této kapitole, byl získán přístroji brněnské univerzitní a lidové hvězdárny v září 1958. V celé kapitole je důsledně užito následujícího označení: pro snímky, pořízené hlavním reflektorem ( $d = 60$  cm,  $f = 275$  cm) — R, Maksutovovou komorou bratří Erhartů ( $d = 44/33$  cm,  $f = 93$  cm) — M a Zeissovou komorou (Tessar,  $d = 7,5$  cm,  $f = 25$  cm) — Z. Přístroje R a M jsou na fot. I. Exposice byly vykonány v nevelkých zenitových vzdálenostech ( $z < 30^\circ$ ) a v nocích fotometricky aspoň průměrných. Snímek R2 je vyobrazen na fot. II. Údaje o snímcích jsou obsaženy v tabulce 1.

Pro použití emulze (em.) jsou v tabulce zkratky: A — Agfa Astro (blau), P — Agfa Astro (panchro), ISS — Agfa Iss. Kvalita obrazu — o (ovlivněná v některých případech nepříznivě špatným chodem hodinového stroje a chybnou funkcí jemných pohybů), jakož i jakost dodatečně exponovaného plynulého klínu — k, jsou vyjádřeny v odhadních stupních (3 značí nejlepší snímky).

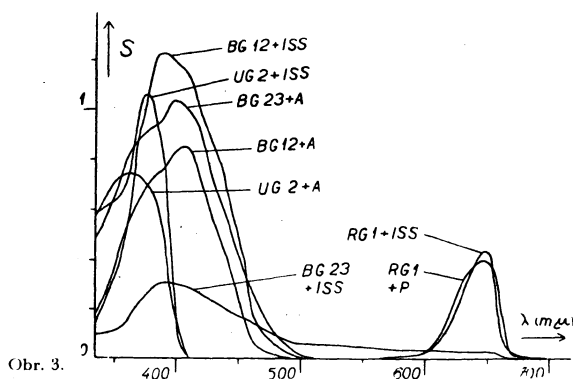


Obr. 2.

Pro technické obtíže bylo možné exponovat fotometrickou škálu až v listopadu 1958, takže nebyla splněna zásada, aby expozice škály následovala co možná nejdříve po fotografování vlastního objektu. Poněvadž však mezi druhou expozicí a vyvoláním uplynuly rovněž dva měsíce, lze považovat nedodržení uvedeného požadavku za podružné. Schéma kalibračního zařízení, které zhotovil K. NOVOTNÝ z Astronomického ústavu MU v Brně, je na obr. 2. Zdrojem byla 6 V žárovka, žhavená zhruba na 50 mA, při čemž napětí sítě bylo stabilizováno stabilizátorem Křížík a proud byl usměrněn eliminátorem, z něhož lze přímo odebírat 6 V. Délku expozice řídily automaticky spínací hodiny s chybou  $\pm 5$  s (tedy vždy menší než 0,8 %). Exposice delší než kolik činí rozsah spínacích hodin ( $60^m$ ) byly proto přerušeny asi na  $2^s$ . Je zřejmé, že vliv intermitenčního efektu na zčernání v obraze klínu byl při tom zanedbatelný. Světlo žárovky procházelo nejprve modrým filtrem a matnicí, čímž jsme obdrželi plošný homogenní zdroj pro osvětlení klínu. Klín byl umístěn ve vzdálenosti 62 cm od matnice a byl přikládán těsně na desku nebo barevný filtr. První pokusy totiž ukázaly, že i malá mezera mezi filtrem a deskou způsobuje nežádoucí reflexy, které se při dlouhých expozicích uplatnily velmi rušivě. Z téhož důvodu by bylo výhodnější vkládat u definitivního kalibračního zařízení filtry mezi žárovku a matnici.



Maximum zářivosti žárovky bylo odvozeno z fotometrického proměření spojitého spektra žárovky. Spektra byla získána na křemenném (K) a skleněném (S) Zeissově spektrografu Energetického ústavu v Brně. Spektrum K na desce Astro-Pan umožnilo kvalitativně odvodit rozdělení zářivé energie zdroje v rozmezí 350—560  $m\mu$ . (Délka spektra na negativu byla 65 mm). Spektrum S dalo rozdělení mezi 450 až 683  $m\mu$  (délka úseku 17 mm). Obě křivky relativní zářivosti byly ztotožněny pro oblast kolem 500  $m\mu$  a odtud jsem zjistil, že maximum zářivosti zdroje leží podle očekávání za hranou citlivosti emulze v infračervené oblasti. Podružná maxima jsou u 550 a 600  $m\mu$ . Ve spojení s filtry dostáváme tato maxima zářivosti kalibračního zařízení: s filtrem RG 1 680  $m\mu$ , s UG 2 350  $m\mu$  (velmi nízká zářivost), s BG 12 440  $m\mu$ , s BG 23 500  $m\mu$ . Spektrální propustnost filtrů byla počítána z údajů v katalogu filtrů [29].



Obr. 3.

Současně byly vypočteny křivky spektrální citlivosti  $S$  kombinací emulze + filtr, a příslušné efektivní vlnové délky. Údaje o emulsích jsem převzal z práce Güssowa [7]. Všechny filtry s výjimkou filtru BG 23 mají tloušťku 2 mm. Číselné hodnoty obsahuje tab. 2 a též obr. 3, kde jsou citlivosti udány v libovolných jednotkách. V obrázku je užito pro jednotlivé emulze týchž zkratk jako v tab. 1. Efektivní vlnové délky byly zjištěny graficky s přesností  $\pm 1 m\mu$ . Přitom za hranici propustnosti všech kombinací u kratších vlnových délek jsem vzal 335  $m\mu$ . Tato hodnota byla zvolena tak, aby se přibližně kompensoval vliv propustnosti optického systému, který v předchozím výpočtu není zahrnut. Tato redukce je patrně hrubá pro 60 cm zrcadlo, avšak hodnoty jeho odrazivosti nejsou známy. Vůbec je třeba zdůraznit, že uvedené hodnoty jsou spíše orientační, neboť vycházejí ze standardních údajů výrobců a jednotlivé emulze a filtry mohou mít parametry poněkud odlišné. Pro naše účely však postačí, známe-li zatím hodnoty  $\lambda_{ef}$  s přesností  $\pm 5 m\mu$ , a této přesnosti bylo dosaženo. Snímky byly vyvolány ve vývojce Rodinal, zředění 1 : 40, při vyvíjecí době 11—15 minut a teplotě vývojky 21—19° C. Byly splněny požadavky, kladené na vyvolávání fotometrických negativů, a to konstantnost teploty (během vyvo-

lávání jednoho snímku klesla teplota vývojky o méně než 0,2° C), a intenzivní promíchávání vývojky míchačkou.

Tabulka 2.

m	A	P	A UG2	A BG12	A BG23	ISS UG2	ISS BG12	ISS BG23
350	500	69	350	1800	3200	623	320	570
60	525	93	372	2620	3940	695	490	735
70	525	120	368	3150	4350	988	847	1170
80	525	138	342	3520	4560	1052	1087	1410
90	525	155	262	3780	4720	850	1224	1530
400	562	155	90	4150	5160	259	1199	1490
10	575	141	0	4250	5350	0	1150	1440
20	490	129		3580	4600		985	1270
30	389	100		2760	3650		874	1150
40	310	78		2140	2920		725	987
50	224	55		1255	2105		510	856
60	158	42		395	1485		190	714
70	100	32	$\lambda_{max}$	170	940	$\lambda_{max}$	105	583
80	51	25	360	51	480	380	49	460
90	17	21	m $\mu$	8,5	158	m $\mu$	19	353
500	6	18		1,2	55		6,2	285
10	2	17	$\lambda_{ef}$	0	18	$\lambda_{ef}$	0	252
20	1	18	365		8,7	372		235
30	1	20	m $\mu$		8,3	m $\mu$		216
40	0	21			0			202
50		21	P			ISS		187
60		22	RG1			RG1		169
70		22						142
80		22	2,2			2,5		125
90		25	7,5			7,5		110
600		31	22			17,5		95
10		37	68,5			51,2		89
20		42	181			133		87
30		42	311			266		83
40		42	369			370		88
50		42	394			432		81
60		28	268			106		17,6
70		2	19,6			19,6		2,8
680		1	9,9			9,9		1,2
$\lambda_{max}$ (m $\mu$ )	410	395	650	410	410	650	390	390
$\lambda_{ef}$ (m $\mu$ )	388	415	640	397	398	642	402	412

## 2.2. Mikrofotometry a plynulý fotometrický klín.

K fotometrickému proměření snímků bylo použito jednak Zeissova schnell-fotometru na Astr. ústavu UK (zkratka MFZ), jednak registračního mikrofotometru systému Khol na Astronomickém ústavu MU v Brně (MFK). Oba přístroje jsou výrobci určeny pro fotometrickou analýsu spektrogramů, takže jejich použití v astronomické fotometrii přináší sebou některé těžkosti.

Aby bylo možno určit chyby, které vnáší do konečného výsledku měření na mikrofotometrech, byla provedena následující měření na MFZ: Při štěrbinách menších než 0,20 mm jsem zjistil patrný ohyb světla, který systematicky zkresluje měření. Lineárnost fotočlánku byla ověřena měřením osvětlení, které dopadá na fotočlánek štěrbinou známých rozměrů. Lineárnost je v rozsahu stupnice zaručena s chybou menší než  $\pm 0,005 D$ . Stabilita svícení žárovky, napájené z 12 V akumulátorové baterie byla během tří hodin provozu uspokojivá (změny čtení maximálně o  $\pm 0,02 D$ ); při napájení přes stabilisátor Tesla a eliminátor se dále zlepšila (změny čtení nepřekročily  $\pm 0,01 D$ ). Přitom bylo důsledně dbáno toho, aby vlastní měření začínalo až 30 min. po započítání žhavení fotometrické žárovky, neboť během této doby se vyskytovala kolísání daleko větší (výrobce udává 15 min. jako postačující interval).

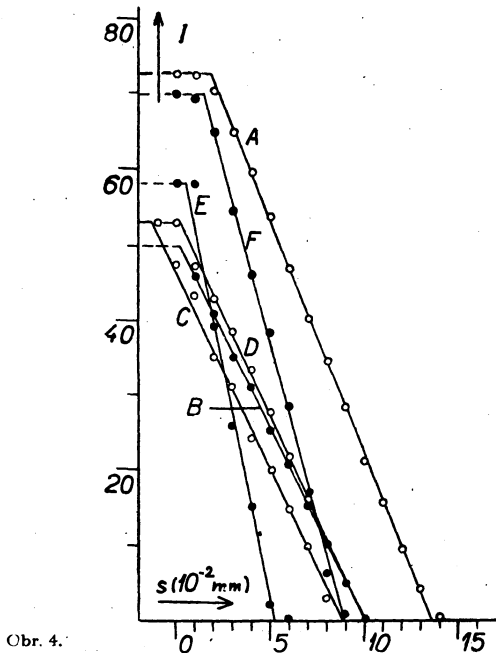
Dále bylo třeba ověřit, zda zvětšení optické soustavy odpovídá hodnotám, udaným výrobcem. Aplikoval jsem zde Bealovu metodu [2], které autor používal pro ověřování lineárnosti fotočlánků. Obraz ostří čepelky byl vždy rovnoběžný s některým směrem posuvu stolku MFZ. Měření jsou obsažena v následující tab. 3. V záhlaví tabulky je uveden směr posuvu ostří (kolmo k ostří), rozměry štěrbin v mm (první je vodorovný rozměr), posuv  $s$  a intenzita osvětlení, čtená na stupnici přístroje. Vodorovné vzdálenosti byly měřeny mikrometrem, svislé pomocným indikátorem s dělením na 0,01 mm.

Tabulka 3.

Bez nást. čoček						s nást. čočkami					
vodorovně 2,50 × 1,0		svisle 0,50 × 20		vodorovně 2,00 × 1,29		svisle 2,00 × 2,38		vodorovně 2,00 × 1,29			
s	I	s	I	s	I	s	I	s	I		
mm		mm		mm		mm		mm			
0,0	726	0,0	1,000	0,0	265	0,00	949	0,00	700		
1	723	1	918	1	217	1	940	1	692		
2	705	2	820	2	175	2	857	2	647		
3	648	3	702	3	155	3	768	3	547		
4	595	4	620	4	121	4	668	4	463		
5	539	5	509	5	100	5	551	5	384		
6	470	6	417	6	74	10	436	6	285		
7	402	7	308	7	49	7	323	7	172		
8	345	8	206	8	14	8	207	8	64		
9	283	9	102	9	0	9	94	9	7		
1,0	212	1,0	4	1,0	0	0,10	6	0,10	2		
1	155	1,1	0			1	3	1	2		
2	94					0,12	0	0,12	0		
3	40										
4	2										
1,5	0										
A		B		C		D		F			

Měření E se štěrbinou  $1,31 \times 1,29$  mm není v tabulce uvedeno. Závislost  $I = I(s)$  byla vynesena též graficky (obr. 4). Z lineární části lze určit konstantu úměrnosti  $k$  ve vztahu

$$I = k x,$$



Obr. 4.

kde  $I$  je intenzita osvětlení fotočlánku,  $x$  je posuv stolku ( $x = 0$  při zakryté štěrbině). Známe-li  $I_0$  při otevřené štěrbině, dostaneme odtud  $x_0$  bez ohledu na ohyb světla. Odtud bylo určeno zvětšení MFZ bez nastavných čoček

$$Z_1 = 20,0 \pm 0,2, (21 \times)$$

a s čočkami

$$Z_2 = 27,6 \pm 0,4, (27 \times).$$

V závorce jsou uvedeny hodnoty výrobce. Kromě zvětšení byl odtud určen význam dělení stupnice svislé štěrbiny. (1 dílek = 2 mm; ale 5. dílek je označen 10, atd.). Znovu byla ověřena postačující lineárnost fotočlánku.

Linearita fotometru MFK byla určena s mnohem menší přesností měřením osvětlení od štěrbin o známé ploše. V tab. 4 je uveden logaritmus poměru ploch štěrbin (C) a logaritmus poměru příslušných osvětlení (O).

Tabulka 4.

C	O	C	O
0,426	0,405	0,602	0,590
0,477	0,455	0,602	0,525
0,477	0,455	0,652	0,640
0,477	0,430	0,778	0,710

Vychází odtud, že poměr osvětlení je systematicky o 6 % menší, než by odpovídalo poměru ploch. Chyba, s níž byla linearita ověřena, je  $\pm 0,009 D$ . Při vlastním měření se však ukázalo, že v přístroji dochází pro konstrukční chybu k reflexům, které zkreslí výsledky v případech, že fotometrujeme nestejněměrně zčernalou plochu. Na tuto okolnost upozornil již BEALS [2]. Vznikají tak systematické chyby, přesahující 15 %, takže větší část měření, která jsem vykonal na uvedeném přístroji, nebylo možno zpracovat\*).

V kalibračním zařízení (obr. 2) jsem pro gradaci světla použil neutrálního plynulého klínu o délce 60 mm a s rozsahem hustoty 0—2,5 D. Klín byl vyroben z neutrálního filtru NG 1 Ústavem pro výzkum minerálů v Turnově. Klín byl opatřen značkou pro pohodlné odečítání délek a poté byl proměřen na MFZ. Užil jsem štěrbinu 0,50 × 6 mm při zvětšení 20 ×. Měření jsem prováděl v obou směrech stoupání mikrometru, aby byl vyloučen vliv mrtvého chodu šroubu a případné nehomogenosti v samotném klínu. Výsledky uvádím v tab. 5, kde vzdálenost  $s$  v mm se odečítá od značky, umístěné 43,6 mm od tmavé hrany klínu.

Tabulka 5.

$s$	D	$s$	D	$s$	D
— 12	8,16	5	84,6	21	153,5
11	12,70	6	88,8	22	158,5
10	17,25	7	93,3	23	163,5
9	21,70	8	97,2	24	167,5
8	26,10	9	101,8	25	171,5
7	30,55	10	106,3	26	176,5
6	35,10	11	110,8	27	179,5
5	39,5	12	115,4	28	184,5
4	43,9	13	119,7	29	189,0
3	48,4	14	124,2	30	193,0
2	52,9	15	128,5	31	197,0
— 1	57,3	16	132,8	32	201,5
0	62,0	17	137,2	33	205,5
+ 1	66,6	18	141,5	34	210
2	70,8	19	145,8	35	214
3	75,4	20	150,5	36	219
4	80,1			37	221

Přesně vzato platí naše hodnoty pouze v žlutozelené oblasti spektra, avšak podle katalogu [29] jsou změny propustnosti skla ve spektrálním oboru našich snímků zanedbatelné. Graficky byly získány následující hodnoty konstanty  $K$ :

interval	$K$
— 12 mm až 0 mm	4,50 D/mm
0 18	4,37
18 30	4,23
30 37	4,19

\*) V téže době se mnohem podrobněji zabýval konstrukčními nedostatky mikrofotometru MFK VALNÍČEK. O úpravách, které vedou k odstranění systematických chyb a ke zvýšení citlivosti přístroje, pojednává jeho článek [30].

V každé oblasti považujeme průběh propustnosti se vzdáleností za lineární a největší odchylky jsou pro interval

— 12 mm až	0 mm	$\pm 0,12 D$
0	20	0,5
20	36	1,2

Vezmeme-li v úvahu jemnost dělení stupnice v jednotlivých intervalech, máme největší systematické odchylky v mezích

— 12 mm až	0 mm	0 D (0)
0	20	až 0,3 D (3)
20	36	0,8 D (8)

kde v závorce je uveden počet těchto odchylek v daném intervalu. Pro hrubá měření stačí tedy položit:

$$K = (4,4 \pm 0,2) D \text{ mm}^{-1},$$

avšak při měření jsem vycházel z podrobnějších údajů tab. 5. Po proměření byl klín umístěn do objímky. První zkušební expozice byly neuspokojivé, neboť obraz klínu byl zřetelně nehomogenní. Příčinou byly odrazy na stěnách kalibrační trubice, na hranách klínu a vícenásobné odrazy od emulze a povrchu klínu. Teprve po řadě úprav, zejména dosažením kontaktu mezi plochou klínu a povrchem emulze nebo barevného filtru se podařilo nepříznivé reflexy odstranit, avšak manipulace s klínem a deskou se tak stala zdlouhavou a poměrně choulostivou.

### 2.3. Konstrukce isofot v mlhovině NGC 7023.

Všechny snímky, uvedené v tab. 15, byly postupně proměřeny na mikrofotometru MFZ, a to v řezech, rovnoběžných s osou  $x$ , postupem podle MARKOVA [14] (viz odst. 1.4). Pro snímky Z a některé další o menších lineárních rozměrech obrazu mlhoviny jsem však použil běžného postupu (závislost zčernání na vzdálenosti). Měření jsem prováděl v obou směrech (řezy byly vzájemně posunuty v ose  $y$  o 0,05 mm) a interval mezi těmito dvojími řezy byl většinou 0,5 mm. Zvětšení optiky MFZ se zařazenými nastavnými čočkami bylo  $27,6\times$ . V následujícím přehledu jsou udány lineární a úhlové rozměry používaných štěrbin:

Tabulka 6.

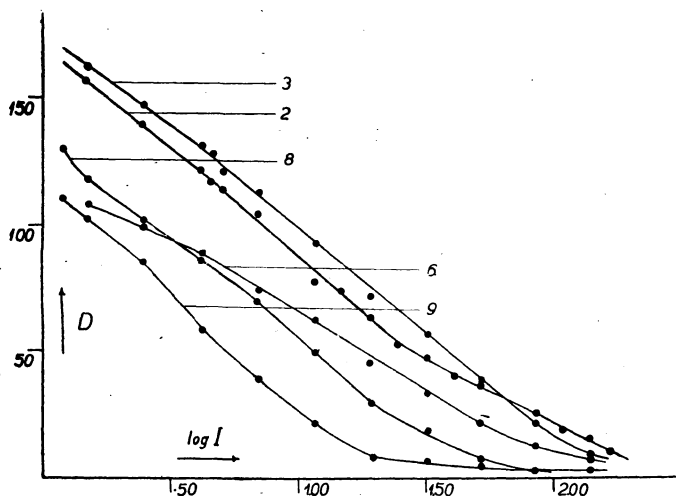
snímky	rozměry mm	rozměry obl. vteřiny	plocha $\text{sec}^2$	oprava na 1 $\text{sec}^2$
R	2,00 $\times$ 2,38	5",44 $\times$ 6",25	34,0	+ 3,83 <sup>m</sup>
M	1,30 $\times$ 1,29	10,57 $\times$ 10,50	110,9	+ 5,11
Z	1,30 $\times$ 1,29	38,9 $\times$ 38,7	1505	+ 7,95

Týmiž štěrbinami bylo proměřováno pozadí v okolí mlhoviny, plynulý klín i srovnávací hvězdy. Srovnávací hvězdy byly vybrány z Bečvářova katalogu [3] a z katalogu HD [28]. Jejich přehled přináší tab. 7, kde  $m_{pv}$  ( $m_p$ ) značí foto-visuální (fotografickou) velikost. Až na výjimky, odůvodněné malým zorným polem reflektoru, je použito hvězd s malým barevným indexem. Pokud je velikost udána pouze na desetiny hvězdné třídy, jde o hvězdy, které nebyly pojaty do harvardského fotometrického katalogu HR.

Tabulka 7.

$N$	kat.	čís. hvězdy	$m_{pv}$	$m_p$	Sp
1	GC	28 919	5,57	5,71	A5
2	BD	1 130 + 69°	7,42	7,42	A0
3	BD	1 279 + 67°	7,78	8,96	K5
4	BD	1 172 + 68°	9,5	9,6	A5
5	BD	1 162 + 70°	8,5	8,5	A0
6	BD	1 180 + 68°	9,0	9,1	A2
7	BD	1 188 + 68°	8,01	8,09	A3
8	BD	1 164 + 70°	5,96	6,30	F2
9	BD	1 288 + 67°	6,80	6,86	A2
10	GC	29 848	2,60	2,74	A5
11	GC	29 875	5,18	5,01	B3
12	GC	30 081	5,42	5,30	B5

U snímků s velkým polem jsem dbal, aby srovnávací hvězdy ležely co nejbližší mlhovině s ohledem na diferenciální extinkci a chybu pole. Přitom hvězdy byly obvykle proměřeny ve dvou na sebe kolmých řezech. Základem redukce je, jak plyne z odst. 1.5., sestavení charakteristické křivky. Příslušné grafy jsou pro snímky R vyobrazeny na obr. 5. Přitom u snímku R 4 byl obraz klínu ne-



Obr. 5.

měřitelný a na snímku R 7 (filtr UG 2) se klín vůbec nevyexponoval pro nepatrnou zářivost žárovky v ultrafialové oblasti. Charakteristická křivka byla v těchto případech extrapolována a patrně jsme se tak nedopustili příliš velké chyby. Na obr. 5 jsou měřené charakteristické křivky označeny čísla snímků.

V tab. 8 jsou uvedeny hodnoty strmosti  $\gamma$  pro jednotlivé snímky. Sloupce I, II, III rozdělují charakteristickou křivku na oblast mírné podexposice, lineární část a oblast mírné přeexposice. Jako nejzávažnější musíme proto brát hodnotu  $\gamma_{II}$ . Z tabulky je patrná závislost  $\gamma$  na efektivní vlnové délce. Pokud jsou rozdíly ve strmosti pro tutéž kombinaci emulze a filtru, jsou způsobeny větším rozdílem v délce expozice.

Tabulka 8.

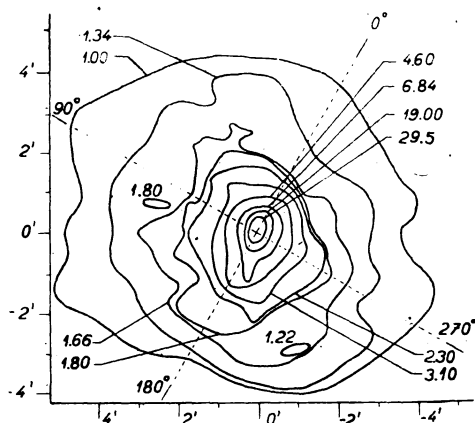
snímek	em. filtr	$\gamma_I$	$\gamma_{II}$	$\gamma_{III}$
R 2	A —	0,50	0,87	0,81
R 3	P —	—	0,84	0,71
R 6	P RG 1	—	0,62	0,45
R 7	A UG 2	0,8:	1,12:	0,9:
R 8	A BG23	—	0,90	0,73
R 9	A BG12	0,75	1,01	0,83
M 2	ISS BG12	1,00	1,57	0,60
M 4	ISS BG12	0,90	1,38	—
M 5	ISS RG 1	—	1,15	—
M 6	ISS BG23	—	0,97	1,15
Z 1	ISS BG12	0,80	1,34	—
Z 2	ISS BG23	0,75	1,19	1,07
Z 3	ISS BG23	0,63	0,80	0,60
Z 4	ISS RG 1	—	0,47:	0,40:
Z 6	A —	0,55	0 61	—

Jestliže na charakteristické křivce najdeme zčernání, odpovídající pozadí, a příslušnou hodnotu osvětlení položíme rovnou jedné, dostaneme postupně na základě charakteristické křivky hodnoty osvětlení od různých částí mlhoviny v relativní stupnici. Poněvadž z předchozího postupu je zřejmé, že známe obě souřadnice bodů se stejnou hustotou zčernání (tyto hustoty jsou zvoleny předem), lze získat grafický obraz o průběhu čar stejného zčernání (isoopaky). Pomocí charakteristické křivky obdržíme pro jednotlivé isoopaky příslušné intensity osvětlení.

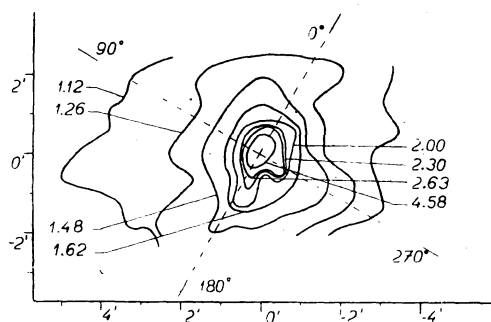
Konečným výsledkem těchto časově náročných redukcí jsou mapy isofot, jejichž příklady obsahují obr. 6—11. Čísla snímku jsou v závorce za čísla obrázků. Posíční úhel od severu ( $0^\circ$ ) byl stanoven s přesností  $\pm 1^\circ$ . Fotometrické těžiště centrální hvězdy, určené s přesností  $\pm 2''$ , je v počátku pravouhlych souřadnic. Takto byly zpracovány všechny snímky R a většina snímků M. Čísla, připojená k jednotlivým isofotám, označují přímo intensity osvětlení. Přitom některé mapy isofot vznikly skládáním isofot ze dvou snímků. V případě



R 2,4 a M 2,4 jde o snímky, které se shodují v užité emulsi, filtru (a případně délce expozice). U snímků R 9 byly složeny isofoty ze dvou obrazů mlhoviny na téže desce, které se však lišily délkou expozice. Dvojitá expozice na téže desce měla ověřit možnost autokalibrace (viz odst. 1.5.). Avšak výsledky tohoto pokusu jsou neuspokojivé. Například pro snímek R 9, kde poměr expozic byl



Obr. 6 (R 2,4)



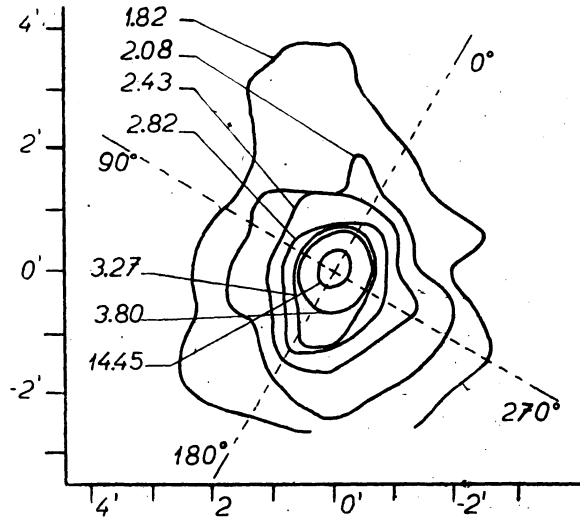
Obr. 7 (R 3)

2 : 1, jsem z charakteristické křivky dostal poměr osvětlení pouze 1,4 : 1 a hodnota poměru pro různé isofoty kolísala. Ostatní nevýhody metody byly již ve zmíněném odstavci uvedeny.

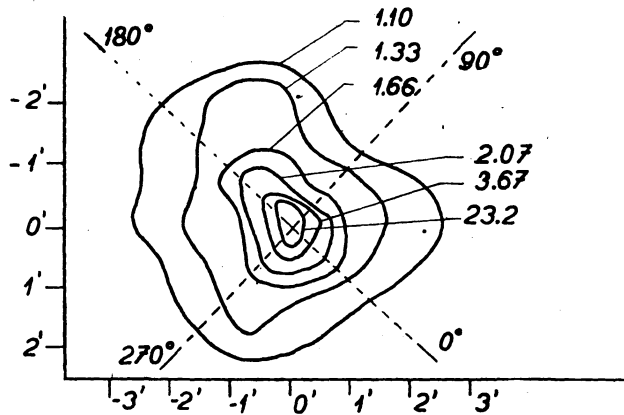
Ze složených map bylo možné určit vnitřní chybu měření. Poloha isofoty je určena s přesností  $\pm 4''$  a relativní stupnice osvětlení může být náhodně deformována až o  $\pm 5\%$ . Chyby byly odvozeny pro snímky R, ale chyby snímků M jsou těmito hodnotám blízké. Přitom je třeba upozornit, že centrální hvězda znemožňuje nebo zkresluje určení průběhu isofot v oblasti o poloměru  $15''$  kolem středu mlhoviny. Kdybychom chtěli určit průběh isofot též v centrální

oblasti, museli bychom patrně užít Hubblova postupu [10] — řady odstupňovaných expozic.

Jak je patrné z obr. 6—11, liší se mapy isofot pro různé spektrální obory. Nejlépe byly prokresleny snímky R 2,4 a příslušná mapa obsahuje též nejvíce:



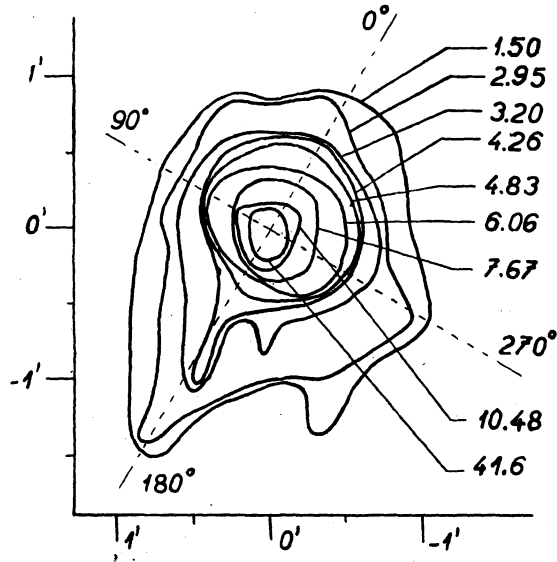
Obr. 8 (R 7)



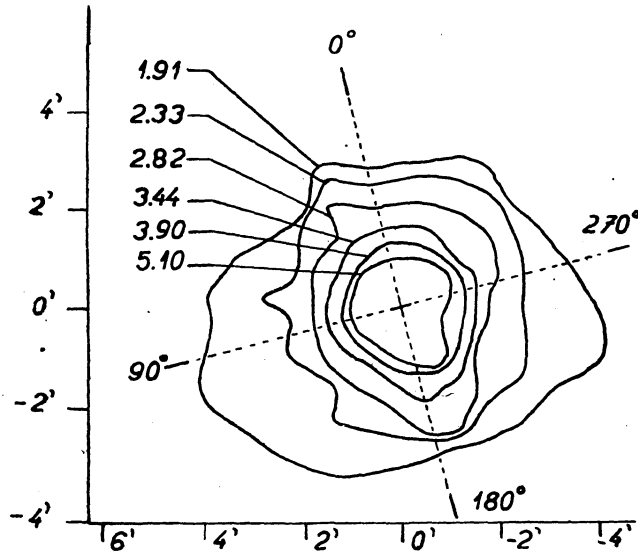
Obr. 9 (R 8)

podrobností. Shoda je lepší pro snímky o blízkých  $\lambda_{cf}$ . Na všech mapách lze pozorovat protažení isofot v pozičním úhlu  $190^\circ$  do vzdálenosti  $1'$  od centra. Přibližně v téže směru a vzdálenosti našla MARTELOVÁ [15] největší hodnoty polarisace. Ze snímek M se daly nejlépe zpracovat snímky M 2,4, zatímco v ostatních případech jsou zobrazení tak malá, že jsou podstatněji ovlivněna

difusí světla centrální hvězdy. Použitá Maksutovova komora přitom zřejmě nedává obrazy té kvality, jež by odpovídala jejím rozměrům a světelnosti.



Obr. 10 (R 9)



Obr. 11 (M 2,4)

Proměření snímků Z mělo původně vésti k určení integrální velikosti mlhoviny (viz odst. 1.4.1.). Poněvadž je však mlhovina na snímcích přezářena

světlem hvězdy a v centru poněkud přexponována, neuvádím zde výsledky měření. V odst. 2.4. ukáži, jak lze snímků využít k absolutnímu navázání isofot a k stanovení integrální velikosti mlhoviny.

#### 2.4 Absolutní navázání isofot a integrální velikost mlhoviny.

Při pokusech určit jasnost různých oblastí mlhoviny přímo ve hvězdných třídách narážíme na zásadní obtíž: k tomu, aby se vyexponovaly relativně slabší partie mlhoviny, potřebujeme delší expozici, takže jasnější hvězdy s dobře známými velikostmi jsou na desce přexponovány. Zároveň je třeba uvážit, že při použití většího přístroje je takových hvězd na snímku málo a zřídka jde o hvězdy spektrální třídy A. Naproti tomu pro slabší hvězdy jsou přesné velikosti známy jen v malých vybraných polích a rovněž fotoelektricky určených velikostí je zatím velmi omezený počet.

Pokusil jsem se zmírnit tuto nešňáz použitím snímků, zhotovených krátkoohniskovou Zeissovou komorou. Zde při relativně krátké expozici se vyexponují hvězdy i vnitřní partie mlhoviny a při velkém zorném poli přístroje nalezneme vždy několik srovnávacích hvězd ve vhodném intervalu jasností i spektrální třídy. Zde je třeba poznamenat, že obvykle se soudí, že krátkoohniskové komory dají obraz mlhoviny patrně se nelišící od obrazů hvězd, a že tak umožňují přímo srovnat jasnost obou objektů. Avšak již BIGAY [5] ukázal, že tento předpoklad není oprávněný, a proto jsem užil složitějšího postupu, který lze popsat takto:

Nechť průběh isofot v obrazu hvězdy lze s dostatečnou přesností nahradit koncentrickými elipsami. Při šterbině rozměrů  $da''$ .  $\Delta b''$  zjistíme řezem podél hlavní osy elipsy průběh intensity osvětlení  $e(a)$ . Pak integrální osvětlení  $E$  lze přibližně počítat užitím věty o střední hodnotě podle vztahu

$$E = \frac{\pi b''}{2 \Delta b''} \int_{-a}^a e(a) da \quad (5)$$

a odpovídá známé velikosti srovnávací hvězdy  $m$ .

Osvětlení  $E'_N$  od vybrané partie mlhoviny, omezené dvěma soustřednými kružnicemi o poloměrech  $k$ ,  $r$  ( $k < r$ ), obdržíme součtem osvětlení jednotlivých fotometrických řezů  $\Delta_i E'_N$ .

$$\Delta_i E'_N = \frac{1}{2} \left[ \Delta s_{-i} + \Delta s_{+i} \right] \left[ \int_{-r}^{-k} e_N(r) dr + \int_k^r e_N(r) dr \right]. \quad (6)$$

kde  $\Delta s_{-i}$ ,  $s_{+i}$  jsou vzdálenosti obou sousedních rovnoběžných řezů. Samozřejmě jest

$$m'_N = m - 2,5 \log \frac{\sum_{i=1}^m \Delta_i E'_N}{E}. \quad (7)$$

Na snímku s větším měřítkem určíme přímo průběh isofot. Označme nyní ( $\varrho, \varphi$  jsou polární souřadnice)

$$E_N'' = \int_0^{2\pi} \int_0^r e_N(\varrho, \varphi) \varrho d\varrho d\varphi. \quad (8)$$

Plochy, omezené isofotami, jsou  $p_i$  a příslušná osvětlení  $e_i$ . Místo (8) lze pak přibližně psát

$$E_N'' = \sum_{i=1}^k \frac{1}{2} (p_i - p_{i-1}) (e_i + e_{i-1}), \quad (9)$$

kde za  $p_0$  ( $p_k$ ) bereme plochy kružnic o poloměru  $r$ , ( $k$ ). Absolutní kalibrace isofot, vyjádřená ve hvězdných velikostech jasu, jest

$$\mathfrak{M}_i = m_N' + 2,5 \log \frac{E_N''}{e_i}. \quad (10)$$

Integrální velikost mlhoviny  $m_N$  jest

$$m_N = m_N' + 2,5 \log \frac{E_N''}{\int_0^{2\pi} \int_0^r e_N(\varrho, \varphi) \varrho d\varrho d\varphi}. \quad (11)$$

Kvůli formální jednoduchosti výrazu (11) zde výjimečně definujeme pro pozadí vně mlhoviny

$$e_N(\varrho, \varphi) = 0. \quad (12)$$

Integrální jas mlhoviny v (11) počítáme analogicky jako  $E_N''$  ve vztahu (9).

Tohoto postupu jsem užil k měření následujících kombinací snímků: a) Z 1 + R 2,4; b) Z 3 + R 8, takže efektivní vlnové délky obou členů téže kombinace se prakticky nelišily. Jako srovnávacích hvězd jsem v kombinaci a) užíval hvězd 3, 5, 6 (tab. 7), v kombinaci b) hvězd 3 a 7. Poloměry kružnic (zvolených tak, aby se vzniklá mezikružší nacházela vždy v lineární části charakteristické křivky) byly po řadě

- a)  $k = 82,5''$ ,  $r = 284''$ ,
- b)  $k = 71,2''$ ,  $r = 168''$ .

Isofoty na snímcích Z byly odvozeny z paralelních průřezů na MFZ. Údaje o měření srovnávacích hvězd, vyjádřené v rozdílech hvězdných velikostí, podává tab. 9.

T a b u l k a 9.

hvězdy	$m_O$	$m_C$
3 a 6	0,56	1,32
5 a 6	0,32	0,60
3 a 5	0,24	0,72
3 a 7	0,39	0,23

Nesouhlas měřených (O) a katalogových (C) hodnot je způsoben tím, že průběh radiální řezu je velmi citlivý na polohu fotometrického těžiště hvězdy. Odchyłka 0,01 mm osy řezu od těžiště může podstatně ovlivnit hodnotu integrálu (5). Přitom průběh pozadí pod obrazem hvězdy byl pro každou hvězdu samostatně lineárně extrapolován stejně jako v případě obrazu mlhoviny. Pro „parciální velikosti“ mezikruží mlhoviny jsme tedy obdrželi

$$a) m'_N = 8,78, \quad b) m'_N = 12,41.$$

Prvá hodnota je spolehlivější vzhledem k větší ploše mezikruží a jemnějšímu odstupňování isofot. Isofotě 1,00 pak odpovídá na snímcích R hvězdná velikost jasu

$$a) \mathfrak{M}_1 = 22,68^m \text{ sec}^{-2}, \quad b) \mathfrak{M}_2 = 24,82^m \text{ sec}^{-2}.$$

Tyto hodnoty jsou menší než průměr, uvedený v odst. 1.4., což je pochopitelné vzhledem k menším rozměrům našich přístrojů. Předpokládáme-li, že záření mlhoviny ve středu je konstantní a odpovídá hodnotě nejnižší rýsované isofoty (obr. 6 a 9), obdržíme integrální velikosti

$$a) m_N = 8,11^m, \\ b) m_N = 11,84^m.$$

Tyto velikosti se však vztahují na různé plochy a ani jedna není tudíž skutečně velikostí mlhoviny. Naše nejrozsáhlejší měření dávají rozměry mlhoviny  $10' \times 8'$ , zatímco v Bečvářově katalogu [3] jsou uvedeny rozměry dvojnásobné.

Pro srovnání převedeme oba údaje na stejnou plochu, expozici a stejný jas pozadí. Mezikruží b) má hvězdnou velikost, vypočtenou z a)  $10,36^m$ . Rozdíl expozic dá pro pozadí rozdíl  $0,75^m$ . Jest pak pro plochu b)

$$m_N (\text{redukována}) = 11,84^m + \mathfrak{M}_1 - \mathfrak{M}_2 + 0,75^m = \\ = 10,45^m,$$

což je jistě dobrý souhlas. Odchyłka  $0,09^m$  odpovídá výsledkům, dosaženým Fabryho metodou [4]. Přitom je třeba uvážit, že spektrální obory obou kombinací se navzájem poněkud liší.

Plošné jasy, odvozené z kombinace a), lze srovnat s Keenanovými hodnotami [11] (fotografické velikosti):

vzdálenost od centra	Keenan	Grygar
30"	$19,5^m \text{ sec}^{-2}$	$19,87^m \text{ sec}^{-2}$
192	21,7	22,34

Souhlas je víc než uspokojivý. Ve vzdálenosti 3' od centra musíme přihlídnout k tomu, že zde jas mlhoviny již jen nepatrně převyšuje jas pozadí, což snižuje přesnost měření.

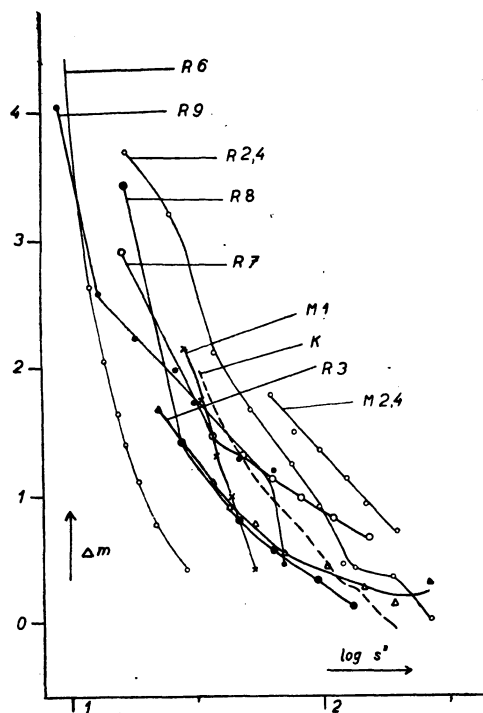
Z výsledků, k nimž jsme dospěli v tomto odstavci, vyplývá, že největším problémem zůstává výběr srovnávacích hvězd. Při větším počtu dostatečně slabých a spektrálně vyhovujících hvězd lze uvedeným postupem získat přesné

i správné údaje. Přesnost kalibrace by se zvýšila, kdyby pro každou srovnávací hvězdu bylo k dispozici několik radiálních řezů v různých směrech a kdybychom mohli používat registračního mikrofotometru.

### 2.5. Gradient jasu v mlhovině.

Vzhledem k poměrné symetrii mlhoviny můžeme stanovit průměrný gradient jasu a pokusit se tak o srovnání, resp. ověření zákona (3), odst. 2.1. Srovnání může poskytnout cenné informace o fyzikálních poměrech v mlhovině. Použil jsem zde sestrojených map isofot tak, že v každé mapě byly zjištěny polohy isofot na čtyřech radiálních řezech (posiční úhly  $0^\circ$ ,  $90^\circ$ ,  $180^\circ$ ,  $270^\circ$ ). U snímků, které vznikly skládáním, mají tedy výsledky stejnou váhu jako měření Keenanova [11]. Přitom je symetrie výrazně narušena v posičním úhlu  $180^\circ$  (což je způsobeno dříve zmíněným „jazykem“ u  $190^\circ$ ). Ve vzdálenosti kolem  $3'$  se objevuje přebytek jasu v posičním úhlu  $90^\circ$ .

V tab. 10 jsou rozdíly hvězdné velikosti proti pozadí ve vzdálenosti  $s$  od jádra. Připojuji zde též logaritmy vzdálenosti a příslušná závislost je zachycena na obr. 12. Poněvadž všechny snímky nemohly být absolutně navázány, nejsou hodnoty  $\Delta m$  vzájemně srovnatelné a z důvodu přehlednosti je v grafu voleno  $\Delta m$  tak, aby  $\Delta m = 0$  pro tu partii mlhoviny, která splývala s pozadím. V grafu



Obr. 12.

Tabulka 10.

$\Delta m$	$s''$	$\log s''$	$\Delta m$	$s''$	$\log s''$
	R 2,4			R 7	
- 3,68	17,1	1,232	- 2,90	16,4	1,214
3,20	25,6	408	1,45	36,9	567
2,09	38,1	582	1,29	48,6	687
1,66	52,8	723	1,12	64,0	806
1,23	76,7	885	0,96	82,3	1,916
0,90	99,1	1,996	0,80	110,3	2,043
0,45	121,6	2,085	0,65	153,3	186
0,41	137,0	136		R 8	
0,34	192,1	284	- 3,42	16,8	1,226
0,00	269,7	2,431	1,41	27,6	441
	R 3		0,79	47,2	674
- 1,65	22,7	1,356	0,55	64,0	806
1,10	37,7	576	0,31	96,3	1,984
0,90	42,8	632	0,10	129,5	2,112
0,76	55,0	740		R 9	
0,52	69,2	1,840	- 4,03	9,20	0,964
0,42	105,8	2,024	2,56	13,41	1,128
0,25	145,4	163	2,21	18,63	270
0,12	192	283	1,96	26,63	426
	R 6		1,71	31,48	498
- 4,85	9,0	0,954	1,57	39,49	596
2,62	12,4	1,094	1,27	47,31	674
2,03	13,9	143	1,18	64,8	812
1,63	15,7	196	0,44	71,0	1,851
1,40	16,8	225			
1,10	19,0	279			
0,76	22,3	348			
0,40	29,4	468			
	M 1			M 2,4	
- 2,13	28,8	1,460	- 1,77	63,3	1,801
1,73	33,3	522	1,48	78,4	894
1,28	38,1	581	1,34	99,7	1,998
0,98	44,0	644	1,12	128,0	2,108
0,40	54,3	735	0,92	151,8	181

Tabulka 11.

snímek	emulce	filtr	gradient
R 2,4	A	—	3,06
R 3	P	—	2,36
R 6	P	RG 1	7,4:
R 7	A	UG 2	2,30
R 8	A	BG 23	2,98
R 9	A	BG 12	2,14
M 1	ISS	RG 1	6,6:
M 2,4	ISS	BG 12	2,18
Keenan [11]			2,66
$\lambda_{ef} = 390 \text{ m}\mu$			$2,2 \pm 0,1$
$\lambda_{ef} = 410 \text{ m}\mu$			$3,0 \pm 0,1$
$\lambda_{ef} = 640 \text{ m}\mu$			$7,0 \pm 0,3:$



je čárkovaně vyznačen průběh Keenanova měření. Vzájemné srovnání gradientů uvádím v tab. 11.

Průměrné hodnoty pro emulsi se stejnou efektivní vlnovou délkou ukazují výraznou závislost gradientu na  $\lambda$ , což je v příkrém rozporu s Keenanovými měřeními. Keenanova hodnota gradientu však dobře souhlasí s údajem, který bychom obdrželi z našich měření pro normální fotografickou emulsi. Souhlas je lepší, než jak vyplývá z prostého srovnání číselných hodnot, neboť Keenan použil přístroje s větší rozlišovací schopností. Za jinak stejných podmínek pak obdržíme větší gradienty, jak ukázal BIGAY [5].

Přitom upozorňuji, že gradienty byly odvozeny z té části křivek, kde pokles byl přibližně lineární, tj. v mezích od 0,5' do 3'. Zákon (4) vyžaduje hodnotu gradientu  $\Delta m/\Delta \log s = 2,5$  a vzhledem k uvedeným chybám lze říci, že platí jen pro úzký obor v modré části spektra. V menších vzdálenostech od jádra dosahuje gradient větších hodnot, jak upozornil též KEENAN. Předpoklad o rovnoměrné hustotě mlhoviny je tedy příliš hrubý. Tato skutečnost ovlivní poněkud integrální velikost mlhoviny, určenou v odst. 2.4. (naše hodnota je podceňena). Podrobnější výsledky a jejich fyzikální interpretaci obdržíme později, podaří-li se stanovit barevné indexy v mlhovině, což vyžaduje navázání na fotoelektricky měřené srovnávací hvězdy v systému  $U, B, V$  nebo jiném vhodném systému. Na fotografickém materiálu, který je u nás k dispozici, nebude bohužel možné zachytit mlhovinu dobře také v červeném světle. Jak uvádí MARTELOVÁ [15], nezáří totiž mlhovina v čáře  $H_x$  a kontinuum je v této oblasti málo intenzivní. Hodnota gradientu pro  $\lambda_{ef} = 640 \text{ m}\mu$  je tedy patrně nereálná (jde spíše o gradient v obrazu centrální hvězdy). Z našich měření nelze ze stejného důvodu činit ani omezené závěry o absorpci v mlhovině, jak se o to pokusil KEENAN.

#### SOUHRN

V prvé kapitole je předložen návrh na ustálení fotometrických termínů v astronomii, který by nebyl v rozporu s terminologií, obvyklou ve fyzice. Dále jsou zde shrnuty zásady, jejichž dodržování v průběhu expozic, fotografického procesu i měření, fotometrické metody vyžadují. Z rozboru metod fotografického fotometrie vyplývá, že nejpřesnější Fabryho metoda stěžejí dosáhne širšího použití. Pro praxi nejhodnější je některá modifikace integrační metody, kdy obdržíme současně i rozložení isofot objektu.

Samostatně jsou probrány možnosti sestavení charakteristické křivky různými kalibračními metodami. Je ukázáno, že dobrých výsledků lze dosáhnout užitím plynulého klínu za předpokladu, že máme k dispozici zdroj vhodného spektrálního složení o konstantní svítivosti.

Podrobně byly zkoumány chyby měření na použitých mikrofotometrech. Lepší výsledky jsem obdržel pro Zeissův schnellfotometr, kde střední chyba dosahuje maximálně 2 ‰. Hodnoty zvětšení a lineárnost systému lze ověřit

s požadovanou přesností Bealsovou metodou ostří [2]. Rovněž zde poukazují na příčiny, které zkreslují měření na registračním mikrofotometru Khol.

Druhá kapitola je věnována fotometrii typické reflexní mlhoviny NGC 7023. Zde bylo použito především snímků, které jsem zhotovil 60 cm reflektorem brněnské observatoře, k sestrojení isofot mlhoviny. Většinou jde o fotografie ve vymezených spektrálních oborech o šířce 50—75  $m\mu$ . Srovnáním dvojic snímků, které byly zhotoveny za týchž podmínek byla, odhadnuta vnitřní chyba v poloze isofot na  $\pm 4''$  a chyba ve stupnici osvětlení na  $\pm 5\%$ . Rozložení jasu v mlhovině v různých spektrálních oborech se hodně liší. Na všech snímcích společně lze pozorovat výrazné protažení v pozičním úhlu  $190^\circ$  do vzdálenosti asi  $1'$  od centra. V těchže místech nalezla MARTELOVÁ [15] maximální hodnotu polarisace světla v mlhovině. Z isofot lze vzhledem k poměrné symetrii mlhoviny získat průměrný gradient jasu v mlhovině, který lze porovnat s teoretickým průběhem odvozeným z určitých předpokladů o mechanismu svícení mlhoviny. Gradienty jsou stanoveny s chybou menší než  $5\%$ . Ukazuje se, že teorie se zhruba shoduje s pozorováním v rozmezí  $0,5'—3'$  od jádra. Avšak na rozdíl od dřívějších měření KEENANA byla nalezena výrazná závislost gradientu na vlnové délce. Dosavadní materiál však nestačí k vysvětlení příčin nesouhlasu.

Konečně je zde odvozen postup pro vyjádření jasu v mlhovině ve hvězdných velikostech. Používám zde kombinace snímků, zhotovených ve stejné barvě, ale různými přístroji. Rozbor přesnosti a správnosti postupu ukazuje, že metoda je vhodná pro stanovení nulového bodu relativní stupnice jasu v mlhovině. Také hodnota vnější chyby svědčí o tom, že naše metoda je použitelná pro fotometrická měření a lze jí po určitých úpravách, jejichž cílem bude zjednodušit a zrychlit redukci měření, použít pro standardní fotometrické práce.

#### РЕЗЮМЕ

В первой главе даются предложения для стандартизации названий астрономической фотометрии, которые согласовались бы с терминологией, общепринятой во физике. Дальше здесь приведены постановления, сдерживание которых в течение выдержок, фотографического процесса и измерения, фотометрические методы требуют. Из исследования методов фотографической фотометрии вытекает, что самый точный способ фабры (Fabry) едва ли достигнет большего распространения. На практике является более удобной некоторая модификация интегрального метода, где совместно получим тоже распределение изофот объекта.

Самостоятельно изучаются возможности построения характеристической кривой при помощи различных способов стандартизации. Показывается, что хороших результатов достигается использованием непрерывного клина если располагать постоянным источником света подходящего спектрального состава.

Детально рассматриваются ошибки измерения употребленных микрофотометров. Для микрофотометра Зейсса получены лучшие результаты (средняя

ошибка меньше 2%). Увеличение и линейность прибора удостоверены методом Бельса (Beals) [2]. Здесь показывается тоже на основании искажения измерений самопишущего микрофотометра Кхол.

Вторая глава посвящена фотометрии типичной пылевой туманности NGC 7023. Здесь прежде всего рассматриваются фотографии, полученные 60 см рефлектором обсерватории в Брно. Построены изофоты туманности, большей частью в определенных участках спектра со шириной 50—75  $\mu$ . Ошибка в положении изофот достигает  $\pm 4''$  и ошибки в шкале освещения  $\pm 5\%$ . Распределение яркости в туманности резко отличается для различных участков спектра. Но совместно наблюдается значительная дисторсия в позиционном углу  $190^\circ$  на расстоянии до  $1'$  от центра. На том же месте Мартель (Martel) [15] обнаружила максимальное значение поляризации света туманности. Далее здесь имеет место средний градиент яркости из-за относительной симметрии туманности. Значение градиента возможно сравнить с теорией, основанной на некоторых предположениях по поводу излучения туманности. Ошибки градиентов меньше 5%. Показывается, что теория совпадает с наблюдением в интервале расстояний 0,5'—3' от центра. Но в противоречии Кинену (Keenan) мы нашли резкую зависимость градиента на длине волны.

В последствии здесь изложен метод для выражения яркости в звездных величинах. Здесь используются пары снимков полученных различными приборами, но в тех же участках спектра. Изучение точности и правильности метода показывает, что предложенный способ удовлетворяет постановлению нуля пункта относительной шкалы яркости. Значение внешней ошибки тоже убеждает нас в том, что после некоторых исправлений методом возможно будет пользоваться для стандартных фотометрических измерений.

#### SUMMARY

In the first chapter a proposal is submitted for the fixing of photometric terms in astronomy in a way that would not clash with the terminology used in physics. Then follows a summary of the principles which should be adhered to in photometric method in the course of exposure, photographic process and measurement. It follows from the analysis of methods of photographic photometry that the most exact Fabry method will hardly attain wider use. For practical work some modification of the integration method is most suitable, where we obtain simultaneously also the distribution of the isophotes of the object.

Possibilities are discussed independently for the drawing up of the calibration curve by various calibration methods. It is shown that good results may be obtained by the use of a continuous wedge on the assumption that a source of suitable spectral composition and constant luminosity is available.

Errors in measurements were investigated in detail on the microphotometers used. Better results were obtained for the Zeiss Schnellphotometer, where the mean error amounts to 2% at most. The values for magnification and the linearity of the system may be controlled with the necessary degree of accuracy by Beals' edge method [2]. Causes are pointed out that distort measurements on the Khol registration microphotometer.

The second chapter deals with photometry of the typical reflexion nebula NGC 7023. Here in particular photos were used taken with the 60 cm reflector

of the Brno observatory for the construction of the isophotes of the nebula. Mainly photography in limited spectral fields with a width of 50—75  $m\mu$  is concerned. By comparing two photos taken under the same conditions the internal error in the position of the isophotes was estimated at  $\pm 4''$  and the error in the scale of illumination at  $\pm 5\%$ . The distribution of the brightness in the nebula in various spectral regions differs widely. On all photos there can be observed a characteristic prolongation of the position angle of  $190^\circ$  to a distance of about 1' from the centre. In these places Martel [15] found the maximum value of polarisation of light in the nebula. From the isophotes it is possible with regard to the comparative symmetry of the nebula to obtain the average gradient of brightness in the nebula, which may be compared with the theoretical course determined from certain assumptions on the mechanism of the light emitted by the nebula. The gradients are determined with an error smaller than 5%. It is shown that the theory roughly agrees with observations in the limits of 0,5'—3' from the nucleus.

However, in contrast to the former measurements of Keenan a characteristic dependence of the gradient on the wavelength has been ascertained. Existing material so far however is insufficient for an explanation of the causes of this disagreement.

Finally a procedure is deduced for expressing the brightness in the nebula in star magnitudes. A combination of photos made in the same colour but with various instruments is used here. An analysis of the accuracy and correctness of the procedure shows that the method is suitable for determining the zero point of the relative scale of brightness in the nebula. The value of the external error also proves that this is suitable for photometric measurements and, after certain adaptations, the aim of which will be to simplify and speed up the reduction of measurement, also for standard photometrical work.

Adresa: J. G.

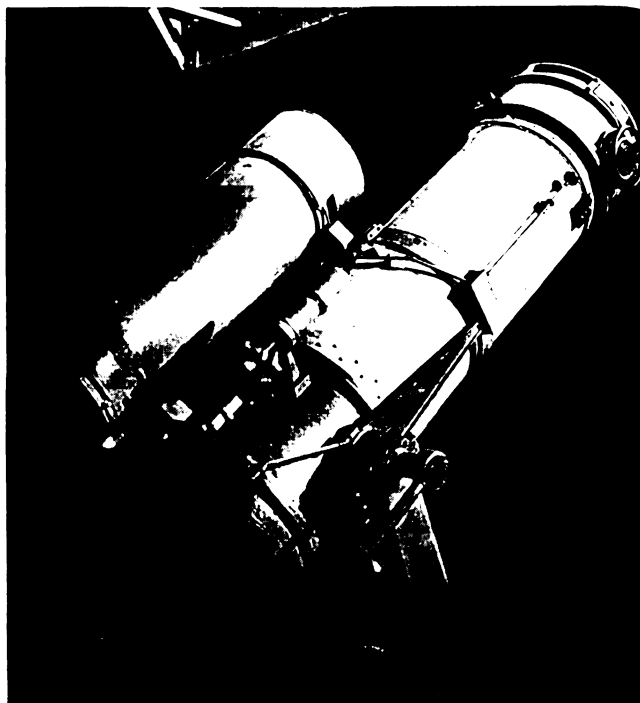
Předloženo 29. 5. 1959

Astronomický ústav ČSAV  
Ondřejov u Prahy

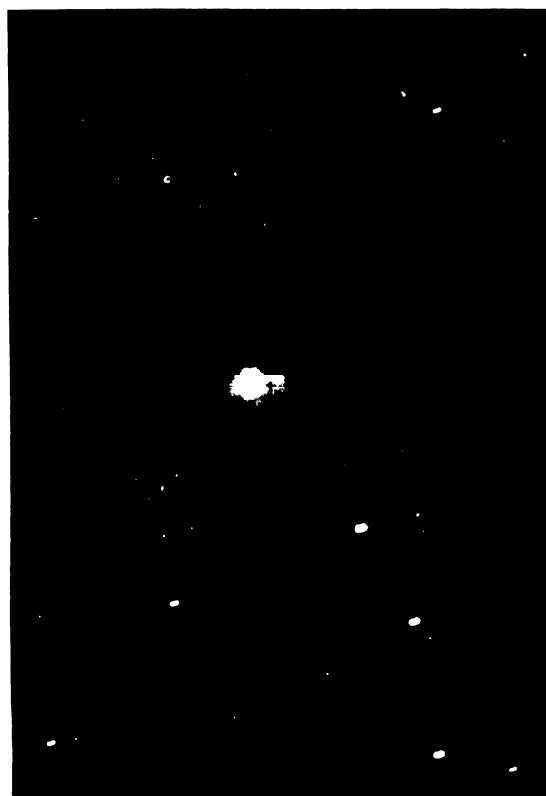
#### PÍSEMNICTVÍ

- [1] R. BAJCÁR: ŘH 40 (1959), 31.
- [2] C. S. BEALS: MN 96 (1936), 730.
- [3] A. BEČVÁŘ: Atlas Coeli Skalnaté Pleso II (katalog), Praha 1951.
- [4] J. H. BIGAY: Ann Ap 14 (1951), 319.
- [5] J. H. BIGAY: JO 34 (1951), 89.
- [6] Gas Dynamics of Cosmic Clouds (red. J. M. Burgers, H. C. van de Hulst), Symposium, Amsterdam 1955.
- [7] K. GÜSSOW: AN 280 (1951), 31.
- [8] B. HAVELKA: Geometrická optika I, Praha 1955.
- [9] E. R. HOLMBERG: Lund Medd., II, 136 (1958).
- [10] E. G. HUBBLE: ApJ 71 (1930), 231.
- [11] P. C. KEENAN: ApJ 84 (1936), 600.
- [12] G. LYNĀ: Lund Medd., II, 137 (1959).
- [13] A. V. MARKOV: Izv. GAO Pulkovo 18 (1950), No 144.
- [14] A. V. MARKOV: Izv. GAO Pulkovo 18 (1950), No 145.

- [15] M. T. MARTEL: Publ. Obs. Haute-Provence 2, No 17 (1952).
- [16] M. T. MARTEL: Publ. Obs. Lyon III, No 22 (1957).
- [17] Kurs astrofiziki i zvezdnoj astronomii I (red. A. A. Michajlov), Moskva-Leningrad 1951.
- [18] N. N. MICHEL'SON: Izv. GAO Pulkovo 19 (1953), No 151, 69.
- [19] N. N. MICHEL'SON: Izv. GAO Pulkovo 19 (1953), No 151, 97.
- [20] T. L. PAGE: MN 96 (1936), 604.
- [21] R. O. REDMAN: MN 96 (1936), 588.
- [22] R. O. REDMAN, E. G. SHIRLEY: MN 98 (1938), 613.
- [23] V. G. RIJVES: Astr. Circ. SSSR 185 (1957).
- [24] F. E. ROSS: ApJ 84 (1936), 241.
- [25] J. STOCK: AN 280 (1951), 121 = Mitt. Sternw. Hamburg-Bergedorf 80.
- [26] N. N. SYTINSKAJA: Absoljutnaja fotometrija protjažennych nebesnych ob'jektov, Leningrad 1948.
- [27] L. G. HENYEV: ApJ 84 (1936), 609.
- [28] HENRY DRAPER CATALOGUE: Harv Ann 98 (1923), 99 (1924), Cambridge (USA).
- [29] Jenaer Farb und Filterglas (Katalog), Jena 1952.
- [30] B. VALNÍČEK: Jemná mechanika a optika (1959), 147.



Fot. I.



Fot. II.