Die Flächenhelligkeiten der monochromatischen Bilder einiger Gasnebel.

Von **V. Ambarzumian** in Poulkovo.

(Eingegangen am 22. Oktober 1932.)

Es werden die absoluten Flächenhelligkeiten der monochromatischen Bilder einiger Gasnebel gemessen. Diese Flächenhelligkeiten gestatten die Anzahl der angeregten Atome pro Quadratzentimeter der Nebelscheibe zu berechnen.

Bekanntlich ist die Flächenhelligkeit eines Objektes, bei Abwesenheit der Absorption im Raume, unabhängig von der Entfernung zwischen Beobachter und Objekt. Die Flächenhelligkeit hängt dann nur von einer Größe ab, nämlich von der Menge der von 1 cm² der Scheibe in die Einheit des Raumwinkels in 1 sec ausgestrahlten Energie.

Die vorliegende Arbeit ist ein Versuch zur Bestimmung der Flächenhelligkeiten der einzelnen monochromatischen Bilder einiger Gasnebel. Als Endresultat ergeben sich die Werte E_λ der Energiemenge, welche von 1 cm² der Nebelscheibe in der Einheit des Raumwinkels in 1 sec und in der gegebenen Spektrallinie ausgestrahlt wird.

Zahlreiche Tatsachen machen die Annahme wahrscheinlich, daß die Gasnebel durchlässig sind für die Strahlung solcher Spektrallinien, welche durch Übergänge zwischen zwei angeregten Zuständen entstehen (und nicht durch einen Übergang zwischen angeregtem und Grundzustand). Unter solchen Umständen ist es möglich, bei gegebener Energie E_λ, welche von 1 cm² der Nebelscheibe in 1 sec in den räumlichen Einheitswinkel ausgestrahlt wird, die Anzahl der Lichtquanten zu bestimmen, welche von den in einem Zylinder befindlichen Atomen ausgestrahlt werden, dessen Achse mit der Gesichtslinie zusammenfällt und dessen Querschnitt gleich 1 cm² ist. Die letztere Größe ist eine wichtige physikalische Charakteristik, welche mit den Anregungsbedingungen in den Gasnebeln eng verknüpft ist. Die theoretischen Folgerungen aus den Resultaten dieser Arbeit sollen später in den Poulkovo-Mitteilungen erscheinen. Hier wollen wir uns nur auf einige Bemerkungen darüber beschränken.

Die Beschreibung der Methode. Unsere Beobachtungen wurden mit einem Einprismenspektrographen am 1 m-Spiegelteleskop der Sternwarte Simeis gemacht. Es wurde die kurze Kamera mit $F = 340$ mm benutzt. Der Spalt des Spektrographen war so weit geöffnet (0,5 bis 0,7 mm), daß immer eine merkbare Fläche der Nebelscheibe bedeckt war.

Auf einem Nachbarteil derselben Platte wurde gleichzeitig mit dem Nebelspektrum das Spektrum eines Vergleichssterns aufgenommen. Der Stern wurde stets aus den Zwergsternen vom G_0-Typus ausgewählt. Zur Aufnahme der Sternspektren wurde auch der breite Spalt benutzt und das ganze Sternbild lag innerhalb des Spaltes. Die Führung war besonders sorgfältig, um homogen geschwärzte Spektren der Sterne zu erhalten. Die Expositionsdauer für den Nebel und den zugehörigen Vergleichsstern war dieselbe. Um die Absorption in der Erdatmosphäre auszuschließen, wurden beide Objekte bei nahezu derselben Zenitdistanz photographiert.

Außerdem wurde auf einen anderen Teil jeder Platte auch eine Reihe von Aufnahmen einer künstlichen Lichtquelle mit kontinuierlichem Spektrum mit verschiedenen Spaltbreiten gemacht. Diese Aufnahmen wurden als Skale für die photometrische Kalibrierung der Platten in jeder Wellenlänge benutzt.

Alle Aufnahmen wurden mit dem KOCHschen Mikrophotometer der Sternwarte Simeis ausgewertet, mit Hilfe der erwähnten Skale wurden alle Schwärzungen der monochromatischen Bilder der Nebel und der zugehörigen Stellen im Spektrum der Sterne in Intensitäten übergeführt. Diese Intensitäten waren in willkürlichen Einheiten ausgedrückt.

Durch die Integration der Intensitäten auf dem monochromatischen Bilde des Nebels innerhalb der Fläche, welche einer Quadratbogensekunde entspricht, wurden die in willkürlichen Einheiten ausgedrückten Helligkeiten $i_{n\lambda}$ einer Quadratbogensekunde des betreffenden monochromatischen Bildes erhalten. Andererseits wurden durch Integration der Intensitäten in demselben Gebiet des Spektrums des Sternes innerhalb 1 Å längs des Spektrums und innerhalb der ganzen Breite des Spektrums die Intensitäten von 1 Å des kontinuierlichen Spektrums in dem betreffenden Gebiet für den Vergleichsstern, in derselben Einheit ausgedrückt, erhalten. Wir bezeichnen diese Intensitäten durch $i_{*\lambda}$. Der Quotient

$$P_\lambda = \frac{i_{n\lambda}}{i_{*\lambda}} \tag{1}$$

ist von den gewählten willkürlichen Einheiten unabhängig.

Die benutzte Methode ist in gewissem Grade analog derjenigen, welche von ZANSTRA angewandt worden ist. Der Unterschied liegt im Vergleichsstern. Bei ZANSTRA wurde als solcher stets der Zentralstern des Nebels gewählt und nicht ein fremder Stern. Andererseits wurde bei ZANSTRA die Integration über das ganze monochromatische Bild ausgedehnt, während sich bei uns die Integration nur auf eine Quadratbogensekunde erstreckte.

Es wurde ferner angenommen, daß die Energieverteilung im Spektrum eines Zwergsterns vom Spektraltyp G_0 mit der Verteilung der Energie im Sonnenspektrum identisch ist. Daraus folgt: Wenn $i_{\odot\lambda}$ die Intensität 1 Å des kontinuierlichen Spektrums der Sonne in demselben Wellenlängengebiet ist, so haben wir:

$$\lg \frac{i_{\odot\lambda}}{i_{*\lambda}} = 0{,}4\,(m_* - m_\odot), \tag{2}$$

wo m_* und $m_\odot$ die scheinbaren visuellen Größen des Sterns und der Sonne sind. Diese Gleichung gilt für jedes Spektralgebiet.

Es sei S die Fläche der Sonnenscheibe in Quadratbogensekunden. Es ist leicht zu sehen, daß für die Intensität k_λ der Strahlung der Quadratbogensekunde der Sonnenscheibe im gegebenen Spektralgebiet im Wellenlängenbereich 1 Å gilt:

$$\lg \frac{k_\lambda}{i_{*\lambda}} = 0{,}4\,(m_* - m_\odot) - \lg S. \tag{3}$$

Aus (1) und (3) finden wir:

$$\lg \frac{i_{n\lambda}}{k_\lambda} = \lg P_\lambda - 0{,}4\,(m_* - m_\odot) + \lg S. \tag{4}$$

Die Größen P_λ sind aus den Messungen bekannt. Folglich können wir die linke Seite von (4), d. h. das Verhältnis der Helligkeit der Quadratbogensekunde des monochromatischen Nebelbildes zur Helligkeit einer Quadratbogensekunde der Sonnenscheibe innerhalb 1 Å im selben Spektralgebiet berechnen.

Nach dem Gesetz der Unabhängigkeit der Flächenhelligkeit von der Entfernung ist dieses Verhältnis gleich dem Verhältnis der Energiemenge E_λ, welche von 1 cm² der Nebelscheibe in der betreffenden Wellenlänge in 1 sec ausgestrahlt wird, zu der Strahlung, die von 1 cm² der Sonnenscheibe innerhalb 1 Å in demselben Spektralgebiet in den räumlichen Einheitswinkel in 1 sec ausgestrahlt wird.

Die letzte Größe ist uns bekannt und wir können daher die Größe E_λ der von 1 cm² der Nebelscheibe in der betreffenden Wellenlänge in 1 sec in den Einheitswinkel ausgestrahlten Energie berechnen.

Die Resultate der Messungen. Es wurden insgesamt drei Spektrogramme der Nebel erhalten: nämlich zwei Spektrogramme der hellsten planetarischen Nebel und ein Spektrogramm eines Teils des Orionnebels, 10″ in der Richtung S O vom Hauptstern des Trapezium entfernt. In der ersten Spalte der Tabelle 1 ist die Nummer des Nebels nach NGC gegeben, in der zweiten das Datum der Aufnahme, in der dritten der Name des Vergleichssterns und in der vierten seine visuelle Größe.

Tabelle 1.

Nebel	Datum	Vergleichsstern	
NGC 6572	1932 August 16	15 Sagitta	$5^m,89$
7027	August 31	Lal. 37120	6,6
1976	September 11	112 Piscium	5,84

In Tabelle 2 sind die nach Formel (4) gefundenen Größen $\log i_{n\lambda}/k_\lambda$ für verschiedene Spektrallinien angegeben. Dabei ist $m_\odot = -26^m,72$ angenommen.

Tabelle 2.

Linie / Nebel	H_β	4686	H_γ	H_δ
NGC 6572	— 7,30	—	— 7,72	— 8,11
7027	— 7,47	— 7,94	— 7,83	—
1976	— 7,95	—	— 8,27	—

Ferner wurde nach der beschriebenen Methode die Größe E_λ, d. h. die Energiemenge, welche in 1 sec von 1 cm² der Nebelscheibe in dem räumlichen Einheitswinkel ausgestrahlt wird, für jede Spektrallinie berechnet. In diese Rechnung geht die Größe k_λ ein. Die Werte von k_λ für verschiedene Wellenlängen wurden unter der Voraussetzung berechnet, daß die effektive Temperatur für G-Zwergsterne gleich 6000° ist. Die Werte $\lg E_\lambda$, wobei E_λ in erg sec^{-1} cm^{-2} ausgedrückt ist, sind in Tabelle 3 gegeben. Durch die Multiplikation dieser Größe mit 4π können wir die Energiemenge erhalten, welche in der betreffenden Spektrallinie in 1 sec durch die Atome ausgestrahlt wird, welche sich in einem Zylinder befinden, dessen Achse mit der Gesichtslinie zusammenfällt und dessen Querschnitt gleich 1 cm² ist.

Tabelle 3.

Linie / Nebel	H_β	4686	H_γ	H_δ
NGC 6572	— 1,00	—	— 1,46	— 1,87
7027	— 1,17	— 1,68	— 1,57	—
1976	— 1,65	—	— 2,01	—

Die Genauigkeit der Zahlen in Tabelle 3 soll nicht überschätzt werden. Wahrscheinlich ist der Fehler von der Ordnung 0,1 (= $0^m,25$). Besonders schwierig ist die Bestimmung der Helligkeit im H_β-Bild, denn einerseits ändert sich in diesem Gebiet die Empfindlichkeit der Platte sehr rasch mit der Wellenlänge — man muß aber mit genau derselben Stelle des Sternspektrums vergleichen —, andererseits gibt es im Sternspektrum an dieser Stelle die breite Linie H_β.

Ein Vergleich mit den Resultaten BERMANS[1]) über die relativen Helligkeiten der monochromatischen Bilder der planetarischen Nebel NGC 6572 und 7027 zeigt gute Übereinstimmung für den letzteren und große Differenzen für den ersteren. Man darf nicht vergessen, daß BERMAN als Endresultat die Totalhelligkeiten angegeben hat, während wir uns auf Flächenhelligkeiten der Zentralteile der Nebel beschränken. In Tabelle 4 haben wir die relativen Totalhelligkeiten nach BERMAN und unsere Flächenhelligkeiten (in Größenklassen) zusammengestellt. Dabei haben wir in beiden Fällen für H_β die Größe $0^m\!.0$ angenommen.

Tabelle 4.

Linie / Nebel	Beobachter	H_β	4686	H_γ	H_δ
NGC 6572	BERMAN	$0^m\!,00$	—	$0^m\!,60$	$1^m\!,16$
	AMBARZUMIAN	0,00	—	1,05	2,02
7027	BERMAN	0,00	1,03	1,02	—
	AMBARZUMIAN	0,00	1,27	1,00	—

Wenn die betreffende Spektrallinie mit dem Quantensprung $k \to l$ verknüpft ist, so haben wir:

$$4\pi E_\lambda = n_k h \nu A_l^k, \tag{5}$$

wo n_k die Anzahl der Atome im k-ten Zustand bedeutet, welche in dem erwähnten Zylinder eingeschlossen sind, und A_l^k den EINSTEINschen Wahrscheinlichkeitskoeffizienten für die entsprechende spontane Emission. Wir haben die folgenden Werte für die Wahrscheinlichkeitskoeffizienten benutzt:

Linie	H_β	4686	H_γ	H_δ
A . . .	$0{,}84 \cdot 10^7$	$14{,}5 \cdot 10^7$	$0{,}25 \cdot 10^7$	$1{,}00 \cdot 10^6$

Die Übergangswahrscheinlichkeiten für die Wasserstofflinien sind aus einer Arbeit von SLACK[2]) und für 4686 aus einer Formel des Verfassers[3]) entnommen.

Die nach (5) berechneten $\log_{10} n_k$ für verschiedene Nebel und Linien sind in Tabelle 5 gegeben.

[1]) L. BERMAN, Lick Observatory Bulletin **15**, 99, 1931.
[2]) Phys. Rev. **31**, 527, 1928.
[3]) Poulkovo Observatory Circular Nr. 4, S. 11, 1932.

Tabelle 5.

Linie / Nebel	H_β	4686	H_γ	H_δ
NGC 6572	4,56	—	4,58	4,54
7027	4,39	2,63	4,47	—
1976	3,91	—	4,03	—

Die Zahlen in Tabelle 5 sind unter der Voraussetzung berechnet, daß die Nebel für diese Linien durchlässig sind. Wenn das nicht gilt, muß man die Selbstumkehr berücksichtigen. Diese Annahme über die Durchsichtigkeit der Nebel ist auf der Tatsache begründet, daß bei Anwesenheit der Absorption in den Spektren der Zentralsterne die entsprechenden Absorptionslinien erscheinen sollten. Bis jetzt hat man durch den Nebel verursachte Absorptionslinien nie beobachtet.

Vielleicht erscheinen im ersten Augenblick die Zahlen in Tabelle 5 als zu klein, aber es ist leicht zu zeigen, daß diese Zahlen wenigstens ihrer Größenordnung nach mit theoretischen Werten in Einklang stehen. Man sollte ferner nicht vergessen, daß wir hier nur die hellsten Gasnebel untersucht haben. Nach den Angaben von Curtis über die exposure ratio von verschiedenen planetarischen Nebeln ist beim größten Teil dieser Himmelskörper die photographische Flächenhelligkeit einige zehnmal kleiner als bei den oben diskutierten zwei planetarischen Nebeln. Daher sollte die Zahl n_k für diese Objekte einige zehnmal kleiner sein als diejenigen für NGC 6572 und 7027.

Einige theoretische Bemerkungen. Die ausführliche theoretische Untersuchung, welche mit dem Gegenstand dieser Arbeit verknüpft ist, soll, wie erwähnt, später erscheinen. Hier wollen wir uns nur auf folgende Bemerkungen beschränken. Wenn wir ein Atom betrachten, welches sich nur in zwei Quantenzuständen befinden kann, so ist es leicht, zu sehen, daß das Verhältnis der Zahlen n_2 und n_1 der Atome im angeregten und im Grundzustand durch die Formel gegeben ist:

$$\frac{n_2}{n_1} = \frac{g_2}{g_1} W \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1 + W} . \tag{6}$$

Da W für planetarische Nebel sehr klein ist (von der Ordnung 10^{-13}), können wir anstatt (6) schreiben:

$$\frac{n_2}{n_1} = \frac{g_2}{g_1} W \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} , \tag{7}$$

wo $h\nu$ die Energiedifferenz zwischen zwei Zuständen bedeutet, g_2 und g_1 sind die Gewichte der Zustände, $4\pi W$ bedeutet den Raumwinkel, unter welchem der Zentralstern von dem betreffenden Punkt des Nebels aus erscheint und T die Temperatur dieses Sterns.

Natürlich ist die Formel (6) nicht auf wirkliche Atome anwendbar. Aber sie gibt die richtige Größenordnung, wenn nur der betrachtete angeregte Zustand nicht metastabil ist und man unter n_1 stets die Anzahl der Atome im Grundzustand (und nicht die im unteren Zustand für den gegebenen Übergang) versteht.

Betrachten wir z. B. das fünfte Niveau des Wasserstoffatoms im Nebel NGC 6572. In diesem Falle ist $g_2/g_1 = 25$ und $T = 43000^0$. Setzen wir ferner für diesen Nebel $W = 10^{-13}$ und für ν die Frequenz der anregenden Strahlung, d. h. die Frequenz des kurzwelligen Endes der Lymanserie. Dann finden wir größenordnungsmäßig:

$$\frac{n_5}{n_1} = 10^{-13}.$$

Um den angenäherten Wert von n_5 zu finden, ist es notwendig, n_1 zu kennen, d. h. die Zahl der H-Atome im Normalzustand, welche sich in einem Zylinder befinden, dessen Achse mit der Gesichtslinie zusammenfällt und dessen Querschnitt gleich 1 cm² ist. Da nach SUGIURA der Absorptionskoeffizient an der Grenze der Lymanserie für Wasserstoff $0{,}5 \cdot 10^{-17}$ pro Atom beträgt, verlangt eine nahezu vollständige Absorption ($1/e$ durchgelassen) $2 \cdot 10^{17}$ H-Atome pro Quadratzentimeter. Aus ZANSTRAS Untersuchungen ist bekannt, daß die Absorption des ultravioletten Sternlichtes in der Nebelhülle nahezu vollständig ist. Daher müssen wir annehmen, daß größenordnungsmäßig $n_1 \geqq 2 \cdot 10^{17}$. Da aber nur solche Teile der Nebelhülle angeregt sind, wo das Sternlicht nicht sehr geschwächt ist, so können wir setzen: $n_1 = 2 \cdot 10^{17}$. Daraus folgt

$$n_5 = 2 \cdot 10^4,$$

was der Größenordnung nach mit den Beobachtungen übereinstimmt.

Da sich bei hohen Temperaturen der Exponentialfaktor in (7) wenig ändert, so kann man aus den beobachteten Werten von n_5 auf den Faktor W Schlüsse ziehen.

Prof. G. SHAJN möchte ich meinen aufrichtigen Dank aussprechen für viele Ratschläge und Hilfe bei der Durchführung der Arbeit.

Pulkowo, Sternwarte.
