

Planetarische Nebel

6. Teil

von Frank Gieseck

Nachdem wir in dem vergangenen Kapitel gesehen haben, daß die Emissionslinien der Hüllen Planetarischer Nebel zu einer Diagnose ihrer Zentralsterne beitragen können, wollen wir nun abschließend nach diagnostischen Linien zur Ableitung der physikalischen Zustandsgrößen der Hüllen selbst suchen.

13. Wie uns die Emissionslinien eine Ferndiagnose der HPN ermöglichen

Wir wollen uns dabei auf die folgenden wichtigen Parameter beschränken: Die Elektronentemperatur T_e , die Elektronendichte n_e und die chemische Zusammensetzung. Den Grundgedanken der Bestimmungsmethode für den ersten Parameter ahnen wir schon seit langem:

13 a) Wie heiß die Hüllen sind

Den Schlüssel zu einer möglichen Bestimmungsmethode von T_e finden wir in der früheren Abb. 16. Dort nämlich wurde gezeigt, daß zwei metastabile Terme des O III durch Elektronenstoßanregung bevölkert werden können, wobei zur Bevölkering des obersten Terms eine entsprechend höhere Bewegungsenergie benötigt wird, die mit wachsender Elektronentemperatur in immer größerem Ausmaß zur Verfügung steht. Daher liefert die relative Bevölkering beider Terme, die sich in dem Intensitätsverhältnis der vereinigten 4959 Å und 5007 Å Emission zu der 4363 Å Emission widerspiegelt, ein empfindliches Maß für die Elektronentemperatur.

Die Verhältnisse werden genauer beleuchtet in Abb. 27, in der die Häufigkeitsverteilung der Bewegungsenergie der Elektronen in einer sehr heißen und einer sehr kühlen HPN gezeigt wird. Elektronen, die den 2.50 eV hoch liegenden 1D_2 -Term des O III anregen sollen, müssen mindestens 938 km/s schnell sein. Die Anregung des bei 5.33 eV liegenden 1S_0 -Terms gelingt sogar erst solchen Elektronen, die schneller als 1369 km/s sind. Die Abbildung zeigt nun quantitativ, wie mit steigender Elektronentemperatur der relative Anteil der Elektronen mit Geschwindigkeiten oberhalb 1369 km/s gegenüber der Gesamtzahl all derer mit Geschwindigkeiten oberhalb nur 938 km/s zunimmt. Die daraus folgende relative Bevölkerungszunahme des für die 4363 Å Emission verantwortlichen 1S_0 -Terms (deren Stärke ja proportional der Bevölkerungsdichte dieses Terms ist), bewirkt eine entsprechende relative Verstärkung dieser Emission gegenüber der vereinigten (5007 + 4959) Å Emission. Wie die Intensitätsverhältnisse beider Emissionen schließlich quantitativ von der Elektronentemperatur abhängen, zeigt die Abb. 28.

Eine praktische Anwendung wird für drei Beispiele in Abb. 29 vorgestellt. Hier wird gezeigt, wie zwischen einer der kühlest HPN (siehe auch Abb. 14) und einer der heißesten

die relative Stärke der 4363 Å Emission langsam zunimmt.

Das O III Ion liefert uns nicht die einzigen temperaturabhängigen Spektrallinienverhältnisse. Grundsätzlich läßt sich eine Temperaturdiagnose in einer HPN auch mit anderen genügend häufig vorkommenden Ionen durchführen, wenn sie energetisch geeignet gestaffelte, durch Elektronenstöße anregbare Terme von nicht allzu unterschiedlichen Lebensdauern besitzen, so daß meßbare Spektrallinienverhältnisse erwartet werden können. (Da grundsätzlich die Bestimmung eines jeden der hier behandelten drei Hüllenparameter unabhängig von den jeweils beiden anderen sein sollte, bleibt nur noch zu prüfen, ob die in Aussicht genommenen Linienverhältnisse bei den in Frage kommenden Elektronendichten weitgehend unabhängig von diesen bleiben. Da Linienverhältnisse jeweils ein und derselben Ionensorte betrachtet werden, bleibt die Bestimmung von T_e von vornherein natürlich unabhängig von der chemischen Zusammensetzung.)

In dieser Hinsicht erweist sich das einfach ionisierte Stickstoffatom, dessen Termschema aus der früheren Abb. 17 zu ersehen ist, dem O III Ion sehr ähnlich. Tatsächlich ist das in der Abbildung nahegelegte Spektrallinienverhältnis $I(6583 \text{ \AA} + 6548 \text{ \AA})/I(5755 \text{ \AA})$ zu einer alternativen Temperaturdiagnose der HPN herangezogen worden.

Unabhängig von solchen diagnostischen Spektrallinien (deren Liste mit den genannten Fällen natürlich noch nicht vollständig ist), sollten grundsätzlich auch die kontinuierlichen Spektranteile der HPN eine Temperaturdiagnose ermöglichen. Wie ein Rückblick auf die Abbildungen 20 und 21 zeigt, erwarten wir nämlich, daß sowohl die gebunden-frei-Kontinua, als auch das frei-frei-Kontinuum abhängig von der Häufigkeitsverteilung der Bewegungsenergie der Elektronen, und mithin von der Elektronentemperatur sind. So ist denn auch eine Temperaturdiagnose angewendet worden, die etwa die Stärke des Balmer-Kontinuums mit der Stärke der H β -Linie vergleicht. So ist ebenfalls das nach Abb. 21 vornehmlich bei Radiowellenlängen beobachtbare frei-frei-Kontinuum herangezogen worden, um aus dem Verlauf des langwelligen Radiospektrums auf die Elektronentemperatur zu schließen.

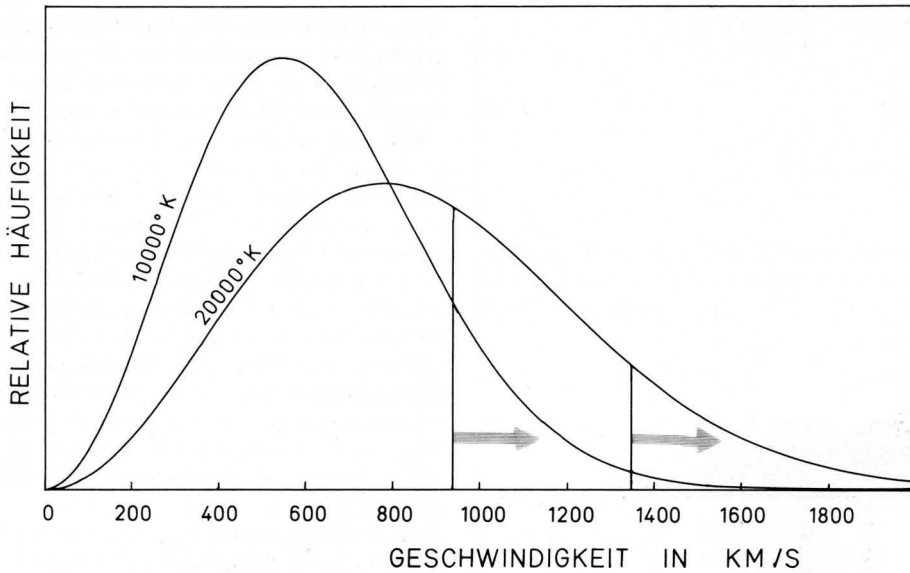
Eine oder mehrere dieser dargestellten Methoden sind inzwischen auf eine Reihe von HPN angewendet worden. Dabei liegen die gemessenen Elektronentemperaturen zwischen

8000 und 23 000 Kelvin. Wie sich die Messungen über dieses Intervall verteilen, zeigt das Histogramm der Abbildung 30. Hiernach liegen offensichtlich die meisten beobachteten Werte zwischen 9000 K und 16 000 K.

13 b) Wie dünn die Hüllen sind

Bei der Bestimmung der Elektronendichten wollen wir zwei verschiedene Wege gehen. Den ersten haben wir bereits bei der Diskussion der Shklovsky-Entfernungen in Kapitel 4 kennengelernt. Dort sahen wir, daß die Gesamtleuchtkraft (erg/s) einer HPN etwa im Lichte der leicht meßbaren H β -Emission naturgemäß der Gesamtzahl freier Elektronen N_e sowie der Gesamtzahl ihrer Wasserstoff-Rekombinationspartner, also der Protonen, N^+ proportional sind: $L(H\beta) \sim N_e N^+$. Da beide Zahlen in den HPN in guter Näherung als gleich angesehen werden können, erhalten wir nach Einführung des ionisierten Volumens $L(H\beta) \sim n_e^2 \cdot V$, wobei n_e die gesuchte Elektronendichte ist. Bei bekannter Entfernung und Winkeldurchmesser der HPN läßt sich das Volumen abschätzen. Geht man zunächst von der Näherung einer homogenen Kugel aus, so überschätzt man im allgemeinen das tatsächlich zur H β -Emission beitragende Hüllenvolumen. Diesem Umstand kann Rechnung getragen werden durch Einführung eines geschätzten Füllfaktors $F < 1$, so daß wir schließlich erhalten: $L(H\beta) = C n_e^2 \cdot V \cdot F$. Die Konstante C folgt aus der quantenmechanischen Behandlung der Rekombination und enthält erwartungsgemäß noch eine Abhängigkeit von T_e , die jedoch mit $T^{-0.84}$ nicht allzu stark ausfällt. Der obige Zusammenhang läßt sich schließlich nach n_e auflösen.

Dringend erwünscht ist es nun, die so gewonnenen Elektronendichten durch Anwendung anderer Methoden unabhängig zu bestätigen. Bei der erneuten Suche nach diagnostischen Spektrallinien erinnern wir uns daran, daß die Entvölkerungsrate metastabiler Terme durch Elektronenstöße zweiter Art (siehe u. a. Kapitel 7) naturgemäß durch deren Häufigkeit und mithin durch die räumliche Dichte der Elektronen n_e gegeben ist. Da wir diese wieder unabhängig von der chemischen Zusammensetzung bestimmen wollen, werden wir uns wieder für Intensitätsverhältnisse von Spektrallinien jeweils eines bestimmten geeigneten Ions interessieren. Da wir weiterhin diesmal weitgehend unabhängig von T_e bleiben wollen, müssen unsere gesuchten diagnostischen Terme energetisch möglichst eng benachbart sein. Betrachten wir dazu erneut die Abb. 17, so fallen uns sofort zwei mögliche Kandidaten ins Auge: Diese sind das S II und das O II Ion mit ihren metastabilen Dubletts, von denen besonders die am leichtesten zu bevölkernden niederenergetischen interessieren. Werfen wir in Abb. 31 einmal einen genaueren Blick auf das Termschema des O II Ions, so fallen uns zunächst die vergleichsweise sehr langen Lebensdauern des 2D -Dubletts auf. Von Wichtigkeit wird sich nun die um mehr als einen Faktor 10 unterschiedliche Lebensdauer der beiden fraglichen Terme erweisen. Schließen wir in dem



◀ Abb. 27: Häufigkeitsverteilung der Elektronengeschwindigkeiten in einer „kühlen“ (10 000°K) und einer heißen (20 000°K) HPN. Erst oberhalb der Grenzggeschwindigkeiten von 938 km/s bzw. 1369 km/s besitzen die Elektronen ausreichende Bewegungsenergie, um den metastabilen 1D_2 - bzw. 1S_0 -Term des O III durch Stoßanregung zu bevölkern. Bei zunehmender Elektronentemperatur wächst der relative Anteil der schnelleren Elektronen.

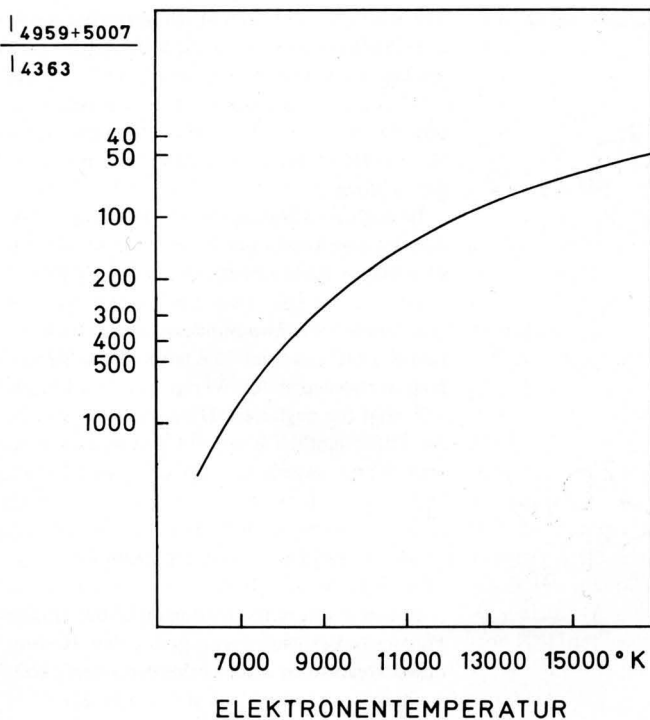
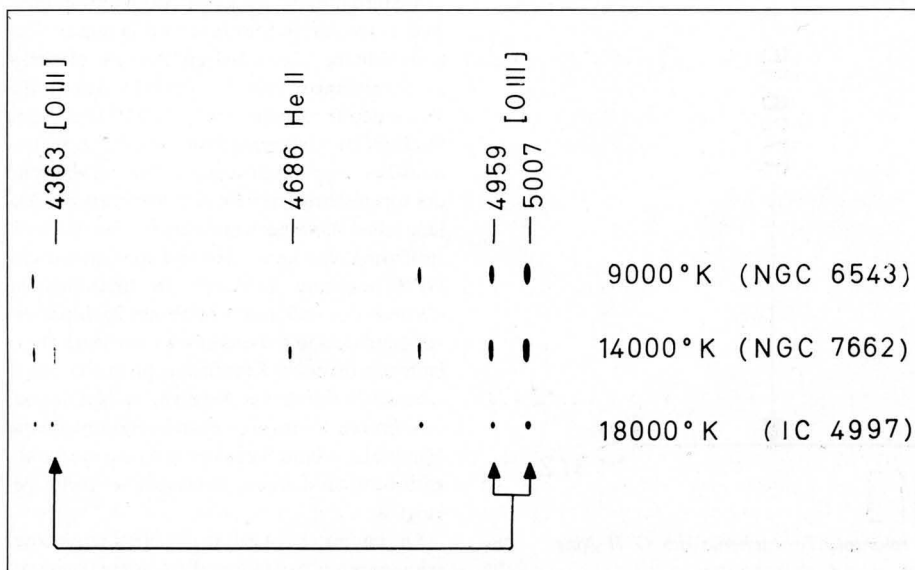


Abb. 28: Intensitätsverhältnis der verbotenen Emissionslinien des O III bei (4959 + 5007) Å und 4363 Å in Abhängigkeit von der Elektronentemperatur. Wie aus Abb. 27 erwartet, nimmt mit steigendem T_e die relative Stärke der 4363 Å Emission zu und mithin das angegebene Intensitätsverhältnis ab.



folgenden Gedankenexperiment einmal die Zugänge auf das D-Dublett aus dem P-Dublett aus und nehmen an, daß keine Übergänge zwischen den beiden Termen des D-Dubletts stattfinden. Es mögen weiter die beiden Terme des D-Dubletts durch Elektronenstöße erster Art aus dem Grundzustand heraus gleich häufig bevölkert sein. Betrachten wir nun die Entvölkerung des D-Dubletts durch Stöße zweiter Art und durch Strahlungsübergänge bei den folgenden beiden Grenzfällen:

1) Die Elektronendichte sei sehr gering ($n_e \rightarrow 0$). Dann spielt die Entvölkerung durch Stöße zweiter Art keine Rolle, da die mittlere freie Zeit zwischen zwei aufeinanderfolgenden Stößen sehr viel größer als die mittlere Lebensdauer beider Terme ist. Dann also kehrt jedes auf die beiden Terme des Dubletts gelangte Elektron innerhalb der Zeit zwischen zwei aufeinanderfolgenden Stößen durch Strahlungsübergänge in den Grundzustand zurück, und die Intensitäten I der beiden Emissionslinien hängen nur von der (hier gleich angenommenen) Bevölkerrate beider Terme durch Stöße erster Art ab, so daß wir erwarten $I(3729 \text{ Å}) = I(3726 \text{ Å})$.

2) Die Elektronendichte sei sehr groß ($n_e \rightarrow \infty$). Dann geschehen innerhalb der Lebensdauer beider Terme zahllose Stoßanregungen und Stoßabregungen des Dubletts, da die mittlere freie Zeit zwischen zwei aufeinanderfolgenden Stößen diesmal sehr viel kleiner als die Lebensdauer der Terme ist. In diesem Fall, in dem also die Be- und Entvölkerung des Dubletts durch Elektronenstöße dominiert, wird die Intensität der verbotenen Emission dadurch bestimmt, wie gern (wie wahrscheinlich) die Elektronen innerhalb einer bestimmten Zeiteinheit den einen oder den anderen Strahlungsübergang ausführen. Nun also wird das Intensitätsverhältnis beider Emissionen durch die Übergangswahrscheinlichkeit (Kehrwert der Lebensdauer) bestimmt und wir erwarten $I(3729 \text{ Å})/I(3726 \text{ Å}) = 40$ Minuten/7 Stunden, so daß die kurzwellige Emission diesmal etwa zehnfach so stark ausfallen sollte wie die langwellige. (Wir sollten hier jedoch bedenken daß diese Betrachtungen für die entsprechenden Linienverhältnisse gelten, und uns daran erin-

◀ Abb. 29: Veranschaulichung des diagnostischen Spektrallinienverhältnisses (4959 + 5007) Å / 4363 Å in den Spektren dreier HPN unterschiedlicher Elektronentemperatur. – Die unverbreiterten Spaltspektren wurden mit dem 106-cm-Cassegrain-Teleskop des Observatoriums Hoher List der Universitäts-Sternwarte Bonn erhalten.

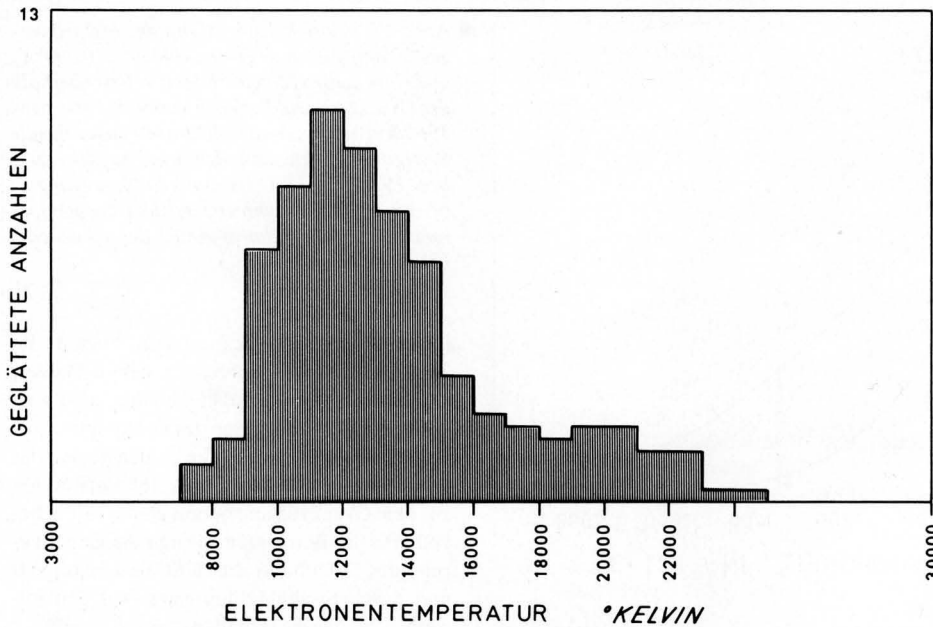


Abb. 30: Geglättetes Histogramm der Häufigkeitsverteilung der gemessenen Elektronentemperaturen von 68 gut untersuchten HPN.

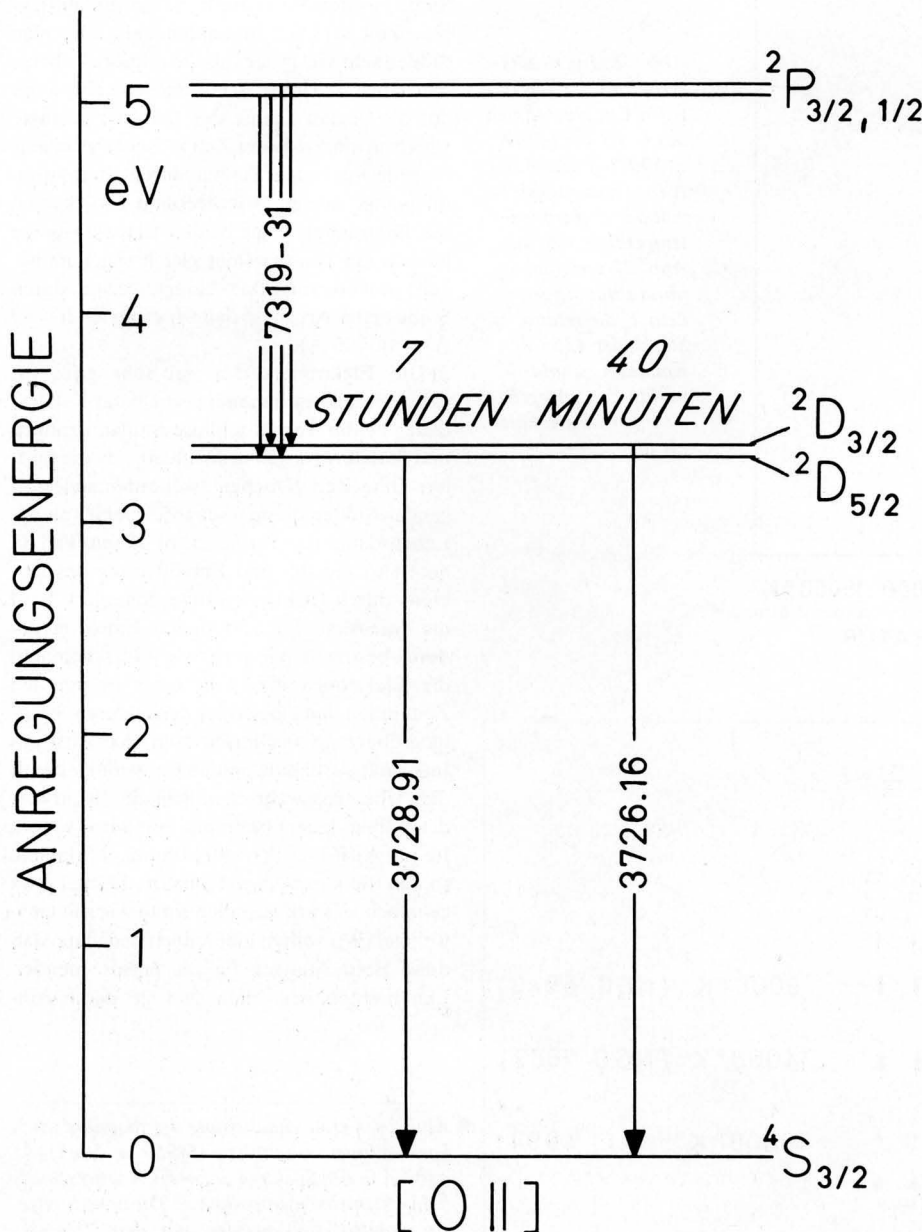


Abb. 31: Das zur Messung der Elektronendichten relevante Termschema des O II Ions. – Die Term aufspaltung ist wieder stark überhöht gezeichnet.

nern, daß bei zu groß werdenden Dichten wegen der dann vorherrschenden strahlungslosen Stoßbevölkerung beide verbotenen Linien schließlich natürlich unbeobachtbar werden.)

Eine genauere quantenmechanische Analyse, die die exakten Stoßquerschnitte und die Übergänge aus dem P-Dublett einbezieht, liefert schließlich: $I(3729 \text{ \AA})/I(3726 \text{ \AA}) = 1.5$ für $n_e \rightarrow 0$ und $I(3729 \text{ \AA})/I(3726 \text{ \AA}) = 0.35$ für $n_e \rightarrow \infty$. Der Übergang zwischen beiden Grenzfällen liegt in einem Dichtebereich, der für die HPN erwartet wird (siehe Abb. 32). – Ein Beispiel einer praktischen Anwendung zeigt das kurzwellige Spektrum von IC 2149 in Abb. 33. Das dort gemessene Linienverhältnis des [O II] Dubletts von etwas über 0.6 führt über die Abb. 32 zu einer Elektronendichte von 3 200 Elektronen pro cm^3 .

Das hier im einzelnen untersuchte Linienverhältnis des O II Ions besitzt den Nachteil, daß zur Trennung beider Linien bereits relativ hohe spektroskopische Dispersionen erforderlich werden. Eine wesentlich geringere spektrale Auflösung reicht für die Messung der ganz analogen diagnostischen Linien bei 6731 Å und 6711 Å des schon erwähnten zweiten Kandidaten, des S II Ions. Tatsächlich ist auch dieses Ion für Dichtemessungen in HPN herangezogen worden.

Betrachten wir wieder die Ergebnisse, so finden wir eine relativ große Streubreite, der beobachteten Elektronendichte, die sich über 3 Größenordnungen zwischen den Extremen von hundert bis zweihunderttausend Elektronen pro cm^3 erstreckt. Die tatsächliche Verteilung der beobachteten Werte über dieses Intervall zeigt das geglättete Histogramm der Abb. 34. Offensichtlich liegen die bei weitem meisten Werte zwischen 1000 cm^{-3} und 20000 cm^{-3} .

13 c) Die Chemie der Hüllen

Neben der hervorragenden Rolle der Hüllen Planetarischer Nebel zur generellen Bestimmung kosmischer Elementhäufigkeiten insbesondere der häufigsten Sorten wie H, He, C, N und O zählt die Chemie der HPN darüber hinaus zu den wichtigsten Prüfsteinen der Theorie des Sternaufbaus und der Sternentwicklung. Von besonderem Interesse sind in diesem Zusammenhang die relativen Anteile (Häufigkeitsverhältnisse) von C, N und O, da z. B. das Wasserstoffbrennen im CNO-Zyklus eine Stickstoffanreicherung bewirkt oder z. B. Helium-Brennen durch den 3- α -Prozeß während der fortgeschrittenen Phasen der Sternentwicklung eine ständige Vermehrung von Kohlenstoff zur Folge hat. – So wird die Chemie der HPN bestimmt 1) durch die ursprüngliche Chemie des stellaren Vorfahren, 2) durch die während dessen Lebens in seinem Innern abgelaufenen diversen Kernfusionsprozesse und 3) schließlich durch das Ausmaß, in dem das aus schwereren Elementen bestehende fusionierte Material aus dem Sterninnern in die später abgestoßene und heute beobachtete Hülle gelangt ist.

Die chemische Analyse der HPN ist eine der schwierigsten Aufgaben, die uns die Planetari-

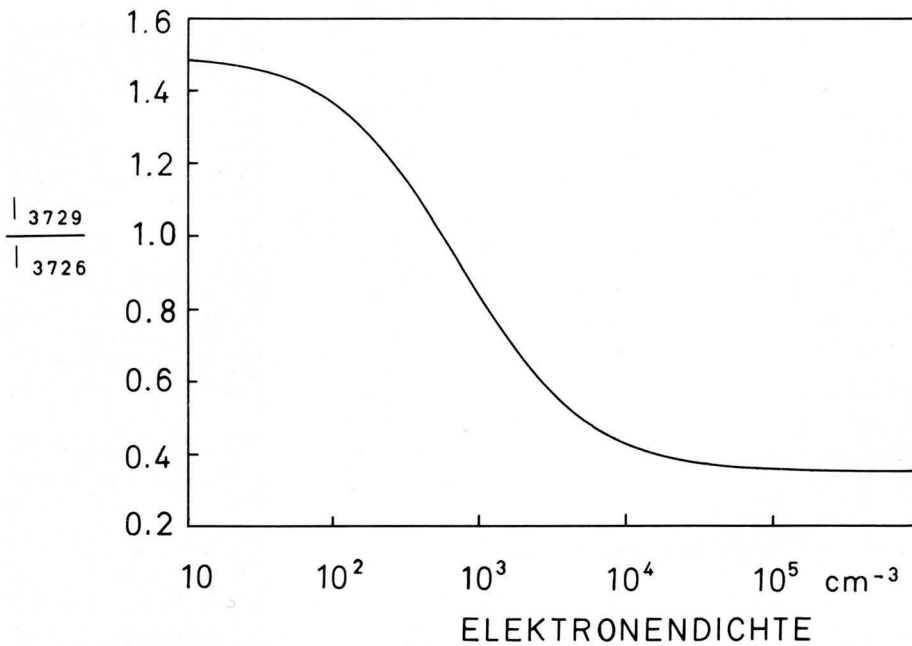


Abb. 32: Intensitätsverhältnis der in Abb. 31 veranschaulichten verbotenen Emissionslinien des O II bei 3729 Å und 3726 Å in Abhängigkeit von der Elektronendichte. (Diese Abbildung, wie auch die Abb. 28, beruht auf Daten von C. Goudis.)

schen Nebel stellen. Hierzu benötigen wir nämlich praktisch alle bisher gesammelten Erkenntnisse: So läßt sich aus der Intensität der Emissionslinien eines bestimmten Ions nur dann auf die Häufigkeit des entsprechenden chemischen Elementes schließen, wenn vorab bekannt ist, in welchem Ausmaß die beobachtete Ionisationsstufe dieses Elementes überhaupt in der HPN angeregt wurde. So benötigen wir also eine genaue Kenntnis der in der untersuchten HPN vorliegenden Ionisationsbedingungen (siehe auch die Behandlung der „Anregungsklasse“ in Teil 4). Dazu gehört auch eine detaillierte Behandlung von Ladungsaustauschreaktionen (auf die man übrigens ursprünglich durch das Auftreten scheinbarer chemischer Anomalien erst aufmerksam gemacht wurde). Weiter ist die Stärke einer bestimmten Emissionslinie nicht nur von der Häufigkeit des entsprechenden Ions, sondern natürlich auch von der relativen Bevölkerung des verantwortlichen Terms und seiner Lebensdauer abhängig. Für eine chemische Analyse benötigen wir daher auch Rekombinationskoeffizienten $F_n(T_e)$ und Übergangswahrscheinlichkeiten A_{mn} bei Auswertung von Rekombinationslinien oder zusätzlich Stoßquerschnitte a_{nm} , b_{mn} und die Elektronendichte n_e bei Auswertung verbotener Linien. Nun erst können die Stärken der Emissionslinien verschiedener Ionen miteinander verglichen werden, um schließlich Häufigkeitsverhältnisse der entsprechenden Elemente abzuleiten. Absolute Häufigkeiten etwa in den Einheiten Anzahl der Atome des Elementes X pro cm^3 ergeben sich erst bei Kenntnis der absoluten Häufigkeit mindestens eines Elementes. Eine solche läßt sich jedoch meistens wenigstens für den Wasserstoff angeben, da sie unter der Annahme seiner vollständigen Ionisation und bei der vergleichsweise geringen Häufigkeit anderer Ionen wegen $n_e \approx n_H$ aus der Elektronendichte folgt.

Die Bestimmung der chemischen Zusammensetzung der HPN ist nun durch verschiedene grundsätzliche Probleme erschwert:

1) Die HPN besitzen meistens eine komplizierte ionenabhängige Morphologie. So erwarten wir neben allen anderen möglicherweise auftretenden Besonderheiten grundsätzlich eine vom Ionisationspotential der Atome und Ionen bestimmte in Abb. 35 erläuterte „Stratifikation“, die für verschiedene Ionen wohlbestimmte unterschiedliche räumliche Häufigkeitsgradienten verursacht und mithin unterschiedliche Häufigkeitsgradienten der entsprechenden chemischen Elemente vortäuschen kann. Die Analysen werden häufig auch durch reelle Häufigkeitsgradienten erschwert.

2) Da die Häufigkeit eines chemischen Elementes in einer HPN die Summe der Häufigkeiten seiner Atome und aller seiner Ionen ist, hängt die Zuverlässigkeit jeder Häufigkeitsangabe davon ab, wie vollzählig sämtliche Ionen erkannt wurden. Nicht alle Ionen zeigen gut auswertbare Emissionen in leicht zugänglichen Spektralbereichen. (So liegen die am zuverlässigsten auf die Chemie Rückschlüsse erlaubenden sogenannten „Resonanzlinien“ der meisten interessierenden Ionen in dem nur der Satellitentechnik zugänglichen ultravioletten Spektralbereich: siehe auch nachfolgender Abschnitt.)

3) Die atomistischen Parameter sind insbesondere für die schweren Ionen noch nicht vollständig und genau genug bekannt.

Die auf den Wasserstoff normierte mittlere chemische Zusammensetzung von knapp zwei Dutzend gut untersuchten HPN zeigt die Tabelle im Vergleich zur Sonne und dem Orion-Nebel, einem Vertreter der extrem jungen Population unserer Galaxis. Diese mittlere Chemie der HPN zeigt offensichtlich in groben Zügen keine bedeutenden Abweichungen von der allgemeinen „kosmischen Häufigkeitsverteilung“ der chemischen Elemente, die etwa 90%

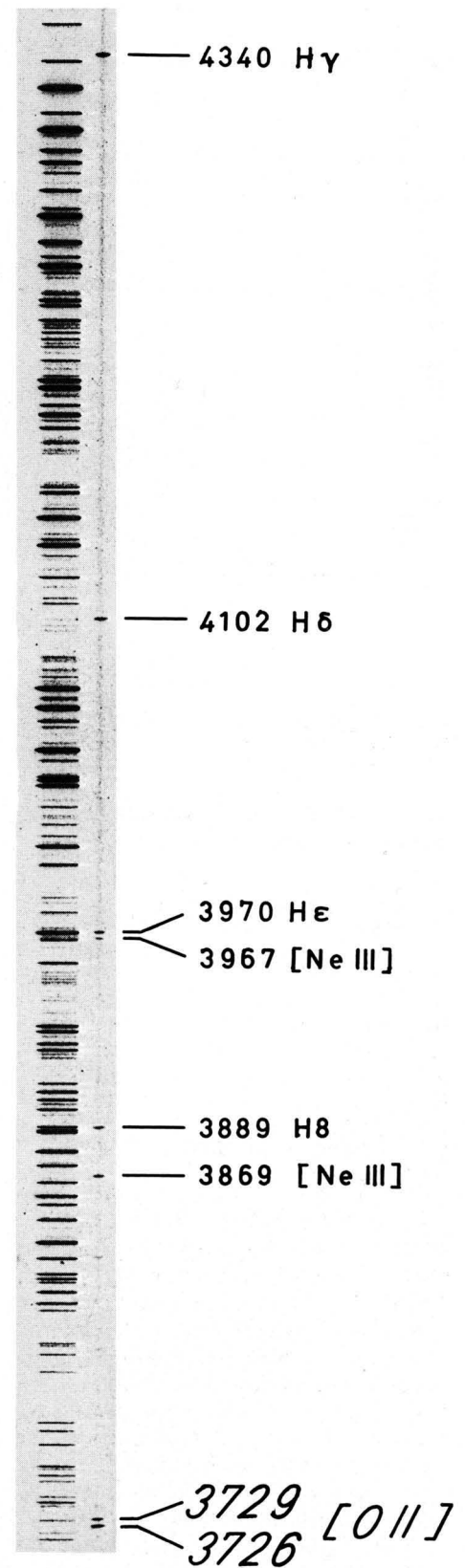


Abb. 33: Veranschaulichung der Diagnose der Elektronendichte am Beispiel des Planetarischen Nebels IC 2149. – Das rechte Spektrum zeigt die Emissionslinien der HPN. Daneben wird hier einmal eines der beiden stets mit auf die photographische Platte belichteten Vergleichsspektren des Eisenbogens gezeigt, die zur exakten Wellenlängeneichung herangezogen werden. – Geht man mit dem Intensitätsverhältnis des am blauen Ende des Spektrums besonders hervorgehobenen diagnostischen Dubletts des [O II] in die Abb. 32 ein, so ergibt sich eine Elektronendichte von $3200 \text{ Elektronen pro cm}^3$. – Das Spektrum wurde mit dem 106-cm-Cassegrain-Teleskop des Observatoriums Hoher List der Universitäts-Sternwarte Bonn erhalten.

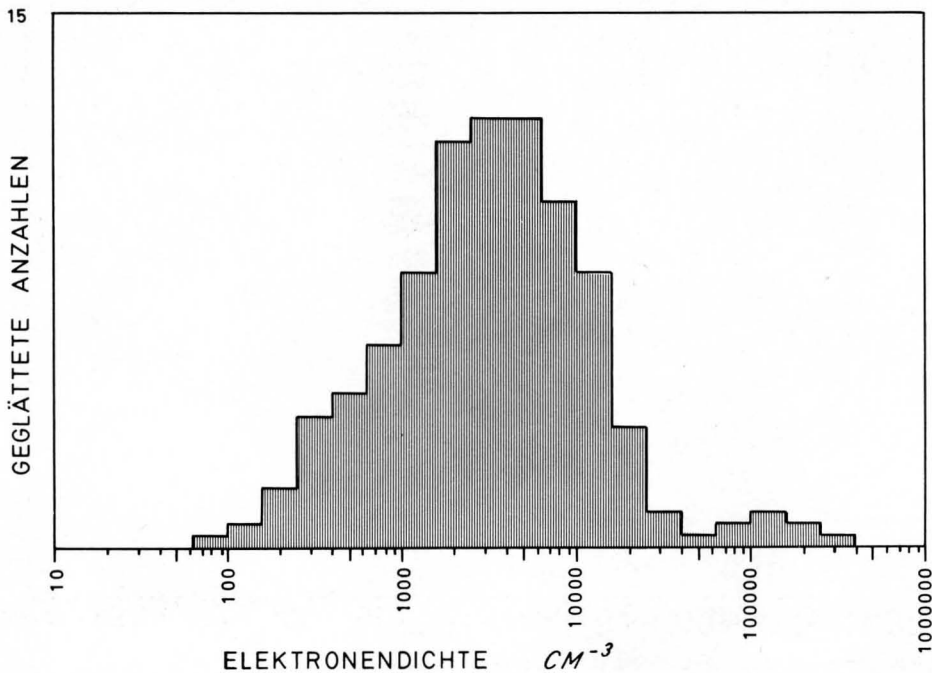


Abb. 34: Geglättetes Histogramm der Häufigkeitsverteilung der gemessenen Elektronendichte von 84 gut untersuchten HPN.

figkeit des Helium und einiger schwerer Elemente wie Stickstoff bzw. Kohlenstoff.

	HPN	Sonne	Orion-Nebel
H	1000	1000	1000
He	130	60?	100
C	0.7	0.45	0.4
N	0.3	0.1	0.1
O	0.6	0.8	0.45
Ne	0.1	0.04	0.06
S	0.015	0.017	0.026

Wasserstoff, 10% Helium und etwa 1 Promille schwererer Elemente aufweist. Ein genauerer Blick auf unsere Tabelle jedoch zeigt bereits eine für die HPN erwartete leichte Überhäu-

Mit zunehmender Qualität der chemischen Analysen der HPN können heute auch Häufigkeitsverteilungen individueller Objekte miteinander verglichen werden. Dabei interessieren insbesondere die Häufigkeitsverhältnisse He/H und N/O: Da das N/O-Verhältnis während der Fusion des Wasserstoffs zu Helium bei Wirksamkeit des CNO-Zyklus in bestimmter vorhersagbarer Weise anwächst, ist das N/O-Verhältnis also in bestimmter Weise mit dem He/H-Verhältnis verknüpft. Bei Annahme gewisser Modellvorstellungen von dem Ausmaß, unter dem dieses im Inneren der Sterne fusionierte Material in die später abgestoßenen HPN gelangt, kann mithin ein Zusammenhang zwischen dem N/O- und dem He/H-Verhältnis der HPN theoretisch vorhergesagt werden. So eröffnet sich hier eine der seltenen Gelegenheiten, unsere Modellvorstellungen vom Inneren der Sterne empirisch zu testen. Ein neueres Beispiel eines solchen Diagramms zeigt die Abb. 36. Obwohl die Details des erwarteten Zusammenhangs noch umstritten sind, bestätigen die Beobachtungen doch den

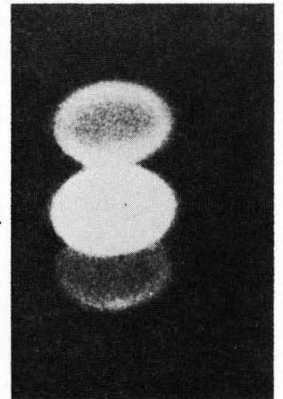
allgemeinen Trend, der bei Wirksamkeit des CNO-Zyklus erwartet wird. Mit weiterer Verfeinerung der chemischen Analysen werden in Zukunft auch andere Häufigkeitsverhältnisse (besonders wichtig z. B. C/O) für derartige Untersuchungen herangezogen werden können, um so schließlich auf möglichst vielen unabhängigen Wegen unsere Modelle vom Aufbau und der Entwicklung der Sterne noch weiter einzuengen.

13 d) Neuere Diagnosen

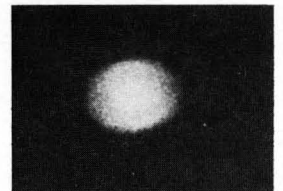
Seit der neueren technischen Erschließung anderer Spektralbereiche – wie das ferne In-

Abb. 35: Die aus einem spaltlosen Spektrum von IC 418 zusammengestellten monochromatischen Bilder im Lichte der wichtigsten Emissionen. – Es zeigen sich deutliche morphologische Unterschiede. Eine ihrer Ursachen ist eine erwartete „Stratifikation“ oder Schichtung der Hülle, die darin besteht, daß die schwerer ionisierbaren Ionen und Atome (solche mit dem höheren Ionisationspotential) in den inneren Partien der HPN die höherenergetischen Photonen der ZPN aufbrauchen, so daß in den Außengebieten nur noch Photonen zur Ionisation der leichter ionisierbaren Ionen und Atome vorhanden sind. So verteilt sich das O III Ion wesentlich zentraler als das O II Ion. So wird das Helium nur in den innersten Partien der Hülle, der Wasserstoff jedoch in einem wesentlich größeren Raumvolumen ionisiert. Diese ionenabhängige Morphologie muß bei einer chemischen Analyse berücksichtigt werden: So zeigt die Abbildung beonders anschaulich, wie ohne Berücksichtigung dieser Morphologie beispielsweise das N/O- oder auch das He/H-Verhältnis verfälscht werden kann, wenn es aus Spektrallinienvhältnissen derselben räumlichen Struktur entnommen wird. – (Die Abbildung ist entstanden unter Verwendung einer Illustration von Wilson und Aller im Astrophysical Journal.)

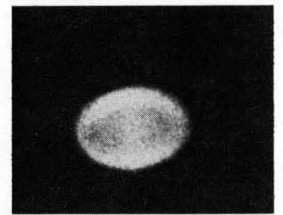
[N II]+H α



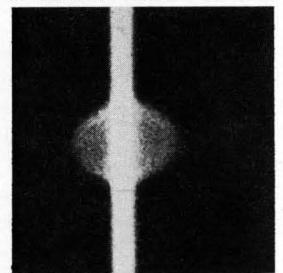
[O II]



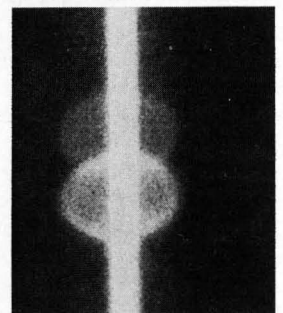
H β



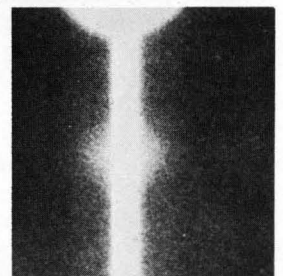
He I



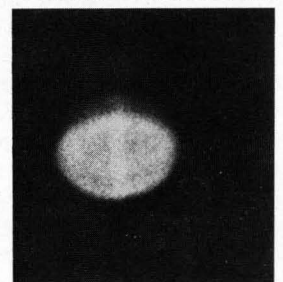
[S II]



[Ne III]



[O III]



frarot und das ferne Ultraviolett – durch Verbesserung der Empfänger und durch Einsatz von erdumkreisenden künstlichen Satelliten stehen heute eine Fülle weiterer diagnostischer Linien für die Bestimmung von T_e , n_e und der Chemie der HPN zur Verfügung.

So sind etwa viele diagnostische Emissionslinien in fernen, von erdgebundenen Teleskopen nicht erreichbaren ultravioletten Spektralbereichen wesentlich empfindlichere Indikatoren der physikalischen Bedingungen der HPN und ZPN. Beispielsweise sind im UV-Spektrum der HPN Unterschiede in der Anregungsklasse wesentlich stärker ausgeprägt als im sichtbaren Emissionslinienspektrum.

Alternative Spektrallinien zur Temperatur- und Dichte-Diagnose finden sich sowohl im UV- als auch im IR-Spektralbereich, wobei der physikalische Grundgedanke wie bei den bisher betrachteten diagnostischen Linien immer derselbe bleibt. So eignet sich beispielsweise ein [C III]-Dublett bei 1908 Å zur Diagnose der Elektronendichte. So läßt sich für heißere HPN ein weiteres metastabiles Dublett des O III bei 7.5 eV zur Diagnose der Elektronentemperatur heranziehen, indem die verbotenen Übergänge von jenem Dublett (1661 Å und 1666 Å) mit denjenigen von dem uns bereits bekannten 1S_0 -Term (2322 Å) verglichen werden (siehe hierzu das Termschema der Abb. 16). Auch das in dieser Abbildung (stark überhöht) dargestellte Grundtriplett $^3P_{012}$ liefert diagnostische Emissionen. So sind die innerhalb dieses Triplets stattfindenden verbotenen Übergänge empfindlich abhängig von Stoßabregung, so daß die im fernen Infrarot bei 52 μm und 88 μm auftretenden Emissionen zu empfindlichen Indikatoren der Elektronendichte werden.

Schließlich liegen, wie bereits erwähnt, die (bei erlaubten Übergängen in den Grundzustand entstehenden) „Resonanzlinien“ der meisten Atome und Ionen, die den Nachweis und die Bestimmung relativer Häufigkeiten besonders genau und zuverlässig ermöglichen würden, unterhalb 3000 Å. – Abschließend sollten wir uns hier auch wieder des Zwei-Photonen-Kontinuums erinnern, welches durch seine Sensitivität gegenüber Dichte und Temperatur ebenfalls Diagnose-Möglichkeiten eröffnet.

All diese neuen Vorstöße sind schwerwiegend beeinträchtigt durch atmosphärische und interstellare (UV) Absorption und teilweise noch zu berechnende atomistische Parameter. Daher bleibt die Untersuchung der HPN in den neu erschlossenen Spektralbereichen auch in der Zukunft eine Herausforderung für die verschiedensten technischen und physikalischen Disziplinen.

Wir wollen diesen Überblick über einige Eigenschaften der Hüllen der Planetarischen Nebel abschließen durch einen Blick in das Skizzenheft Menzel's, eines der bedeutenden Wegbereiter zur Erforschung dieser Objekte, und betrachten wir die Abb. 37, in der wir einige der wichtigsten „Persönlichkeiten“ wiedererkennen.

Schluß

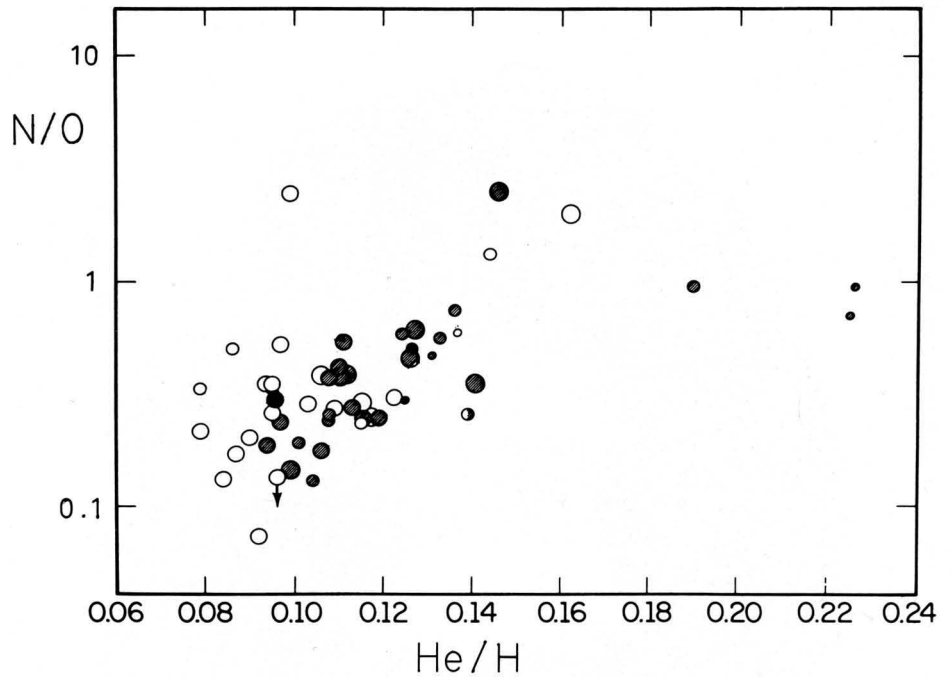


Abb. 36: Das N/O-Häufigkeitsverhältnis in Abhängigkeit von dem He/H-Verhältnis. – Durch Diagramme dieser Art gelingt es, die Theorie des Sternaufbaus und der Sternentwicklung zu testen. Obwohl die Details noch umstritten sind, stehen die Beobachtungen qualitativ im Einklang mit unseren theoretischen Vorstellungen von der im CNO-Zyklus stattfindenden Fusion des Wasserstoffs zu Helium. – Die offenen bzw. gefüllten Kreise unterscheiden zwischen Objekten einer alten bzw. jungen Population. Da erstere von Sternen abstammen, deren Ausgangsmaterial ärmer an schweren Elementen war, zeigt diese Population der HPN erwartungsgemäß ein systematisch geringeres He/H-Verhältnis. – (Die Abbildung ist eine veränderte Version einer Graphik von Kaler aus dem *Astrophysical Journal*.)

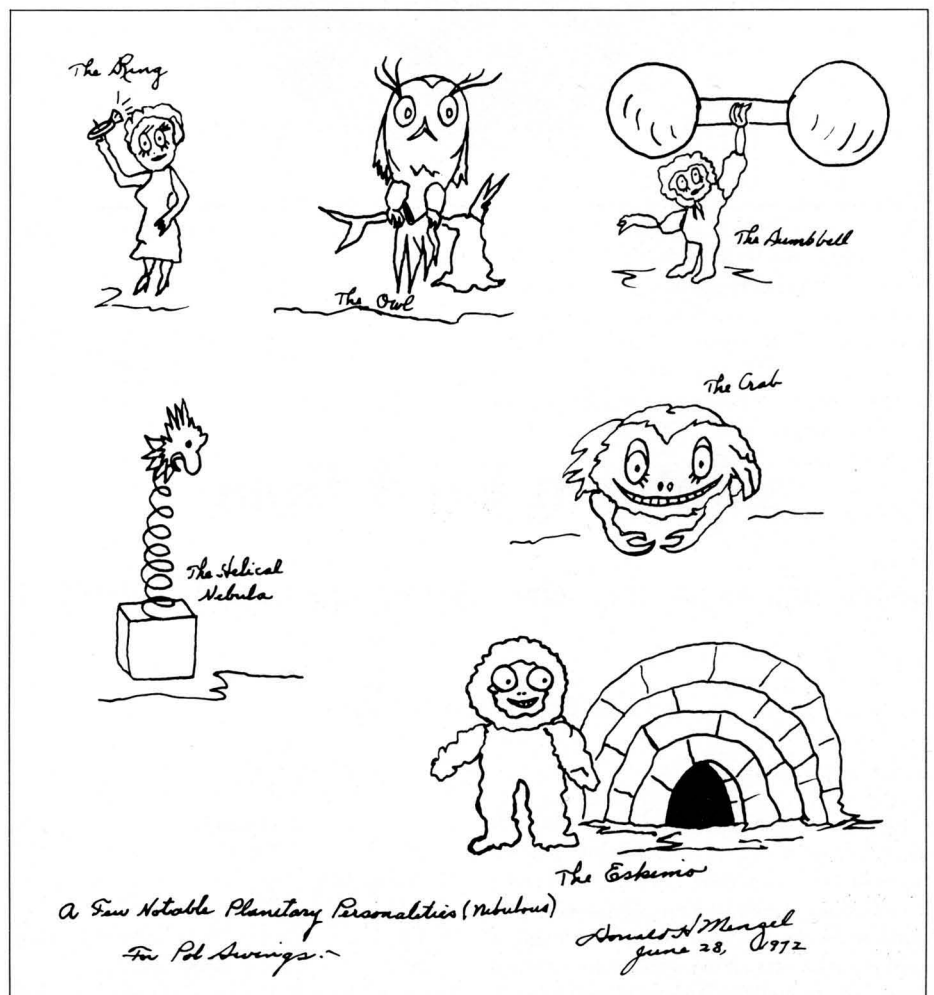


Abb. 37: Donald H. Menzel stellt seinem Kollegen Pol Swings einige seiner Freunde vor.