

Planetarische Nebel

von Frank Giesecking

Die am Ende des ersten Teils dieser Serie (SuW 22, S. 74 [1983]) gestellten Rätsel machen uns neugierig auf die Beantwortung der Frage, was denn eigentlich die Hülle der planetarischen Nebel zum Leuchten bringt. Diese Antwort erweist sich als nicht einfach und wir können uns ihr daher nur abschnittsweise langsam nähern. Zunächst einmal sollten wir ein wenig mehr von der Art dieses Leuchtens wissen, von seiner Qualität und Quantität.

Anatomie eines typischen Nebelspektrums

Erste Hinweise gaben uns hier bereits die Abbildungen 3 und 4 in Teil 1, die uns zeigten, daß die Hüllen der planetarischen Nebel (HPN) im Lichte wohldefinierter „verboteener“ und „erlaubter“ Spektrallinien leuchten. Wir wollen jetzt einen Schritt weitergehen, und uns bei einem ausgewählten Exemplar, dem „Saturnnebel“ NGC 7009 (siehe auch Abb. 1), den blauen Teil des Spektrums weiter auflösen (Abb. 8). Hier nun tritt die bereits festgestellte außerordentlich große Reichhaltigkeit des Emissionsspektrums in aller Deutlichkeit in Erscheinung. Wieder können wir in dem Emissionslinienspektrum zwei Bestandteile unterscheiden:

A) „Erlaubte“ Linien vorwiegend folgender Atome und Ionen: Linien des Wasserstoffs (H), die eine umfangreiche Serie bilden. Das Spektrum zeigt allein wenigstens 23 Wasserstofflinien, deren augenfällige Konvergenz zu kurzen Wellenlängen ungewöhnlich weit verfolgt werden kann. Linien des neutralen und einfach ionisierten Heliums (He I und II). Einige der stärksten Linien auch anderer Ionen, vor allem Kohlenstoff (C II), Stickstoff (N II und III), Sauerstoff (O II und III) und Neon (Ne II).

B) Bestimmte „verbotene“ Linien vor allem von Sauerstoff (O II und III), Neon (Ne III), Schwefel (S II) und des dreifach ionisierten Argon (A IV), die in der Abbildung wiederum üblicherweise durch eckige Klammern gekennzeichnet sind.

C) Weiter wollen wir aufgrund eines bemerkenswerten Auswahleffektes, der sich beim Vergleich der Spektren vieler HPN ergibt, einen dritten grundlegenden Bestandteil dieser Linienspektren definieren: Bestimmte „erlaubte“ Linien von O III und N III, die immer dann besonders stark werden, wenn die Emissionslinie bei 4686 Å des He II stark ist.

D) Neben diesen drei Komponenten des Linienspektrums entdecken wir noch einen vierten Bestandteil: Ein kontinuierliches Emissionsspektrum. Hier unterscheiden wir ein schwaches auch bei größeren Wellenlängen sichtbares Kontinuum, und ein ungleich kräftigeres, ab Wellenlängen kleiner als etwa 3650 Å plötzlich auftretendes Kontinuum, welches dann zu kleineren Wellenlängen wieder schwächer wird und schließlich fast völlig verschwindet. (Bei diesen kleinen

Wellenlängen wird dann auch die Beobachtung immer schwieriger wegen der rasch zunehmenden Absorption der Erdatmosphäre.)

Etwas Atomphysik

Bevor wir uns nun den Ursachen dieser 4 Komponenten in den Spektren der HPN zuwenden können, sollten wir zunächst die physikalischen Vorgänge in den für die Strahlungsemission verantwortlichen Atomen

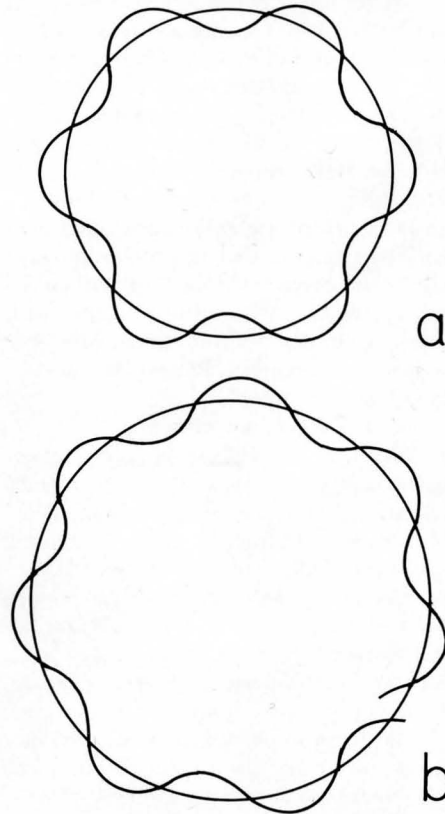


Abb. 7: Bohrsches Atommodell und seine Begründung durch de-Broglie-Wellen. – Aufgrund von Streuexperimenten mit Elektronen müssen jene Teilchen auch Welleneigenschaften besitzen (Welle-Teilchen-Dualismus). Die Anwendung durch de Broglie auf den Atombau begründet „erlaubte“ Bahnen als solche, auf denen sich bei den entsprechenden, mit wachsendem Abstand langsam größer werdenden wohlbestimmten Elektronen-„Wellenlängen“ geschlossene Wellenzüge, also stehende Wellen ausbilden (a). Die Abb. b zeigt, wie diese Bedingung bei Vergrößerung des Radius verletzt wird und erst wieder bei der nächsthöheren erlaubten Bahn erfüllt werden kann.

men und Ionen der HPN ein wenig beleuchten. Wegen der größten Übersichtlichkeit der Verhältnisse wollen wir dazu das einfachste Atom, das Wasserstoffatom, herausgreifen, bestehend aus einem einzelnen elektrisch positiv geladenen Proton als Atomkern, umgeben von einem einzelnen negativ geladenen Elektron. (Diese Sorte kommt, wie wir sehen werden, erfreulicherweise auch bei weitem am häufigsten in den HPN vor.)

Die Quantenphysik hat nun gezeigt, daß die potentielle Energie des Elektrons in dem elektrischen Kraftfeld des Protons im Gegensatz zur klassischen Anschauung nur ganz bestimmte Beträge annehmen kann. Dieser Befund läßt sich besonders elegant veranschaulichen durch den historisch bedeutsamen Gedanken von de Broglie, der den „erlaubten“ Energiezuständen des Elektrons geschlossene (stehende) Materiewellen zuordnet (siehe Abb. 7). So begründet sich das klassische Bohrsche Atommodell, welches noch heute zur Veranschaulichung mancher atomarer Vorgänge geeignet ist: Das Elektron kann sich nur auf verschiedenen wohl bestimmten erlaubten Bahnen aufhalten. Dabei besitzt es dann entsprechend den erlaubten Abständen bestimmte potentielle Energien bezüglich des Protons, die nach außen zunehmend. Die Energiedifferenzen jedoch zwischen zwei benachbarten erlaubten Bahnen werden rasch kleiner, da einerseits das elektrische Kraftfeld des Protons mit dem Quadrat des Abstandes kleiner wird und andererseits zusätzlich noch die Radien der erlaubten Bahnen quadratisch größer werden. Daher konvergieren die Energieniveaus (Terme) E_n , mit $n = 1, 2, 3, \dots$, gegen einen Grenzwert, der die potentielle Energie darstellt, die das Elektron im Unendlichen besitzen würde. Besitzt ein Elektron eine noch höhere Energie, so ist es nicht mehr an das Proton gebunden und wird als „freies Elektron“ bezeichnet, dessen überschüssige Energie in seiner Bewegungsenergie $1/2 mv^2$ zum Ausdruck kommt. Da die linearen Dimensionen der Wasserstoffatome mit dem Quadrat von n zunehmen, werden sie sehr rasch so groß, daß etwa unter normalen Laborbedingungen schon bei kleinen n die Elektronen durch benachbarte Atome so gestört werden, daß die höheren Energiezustände „verwischt“ sind und nicht mehr einzeln beobachtet werden können. Nur bei den extrem geringen Dichten des interstellaren Mediums bleiben die Elektronen auch bei sehr großen n noch ungestört. So beobachten etwa die Radioastronomen die Elektronen des Wasserstoffatoms noch in Energiezuständen bei $n = 100$, bei denen dieses 10000-mal größer als im Grundzustand ist!

Im folgenden wollen wir nun von dem etwas unbehaglich vereinfachten räumlichen Atombild endgültig in das sehr viel saubere Energiebild zurückkehren (siehe Abb. 9). Übergänge von einer erlaubten Bahn zu einer anderen sind also Energieübergänge. Diese sind wegen des allgemeingültigen Energieerhaltungssatzes mit Energieaufnahme

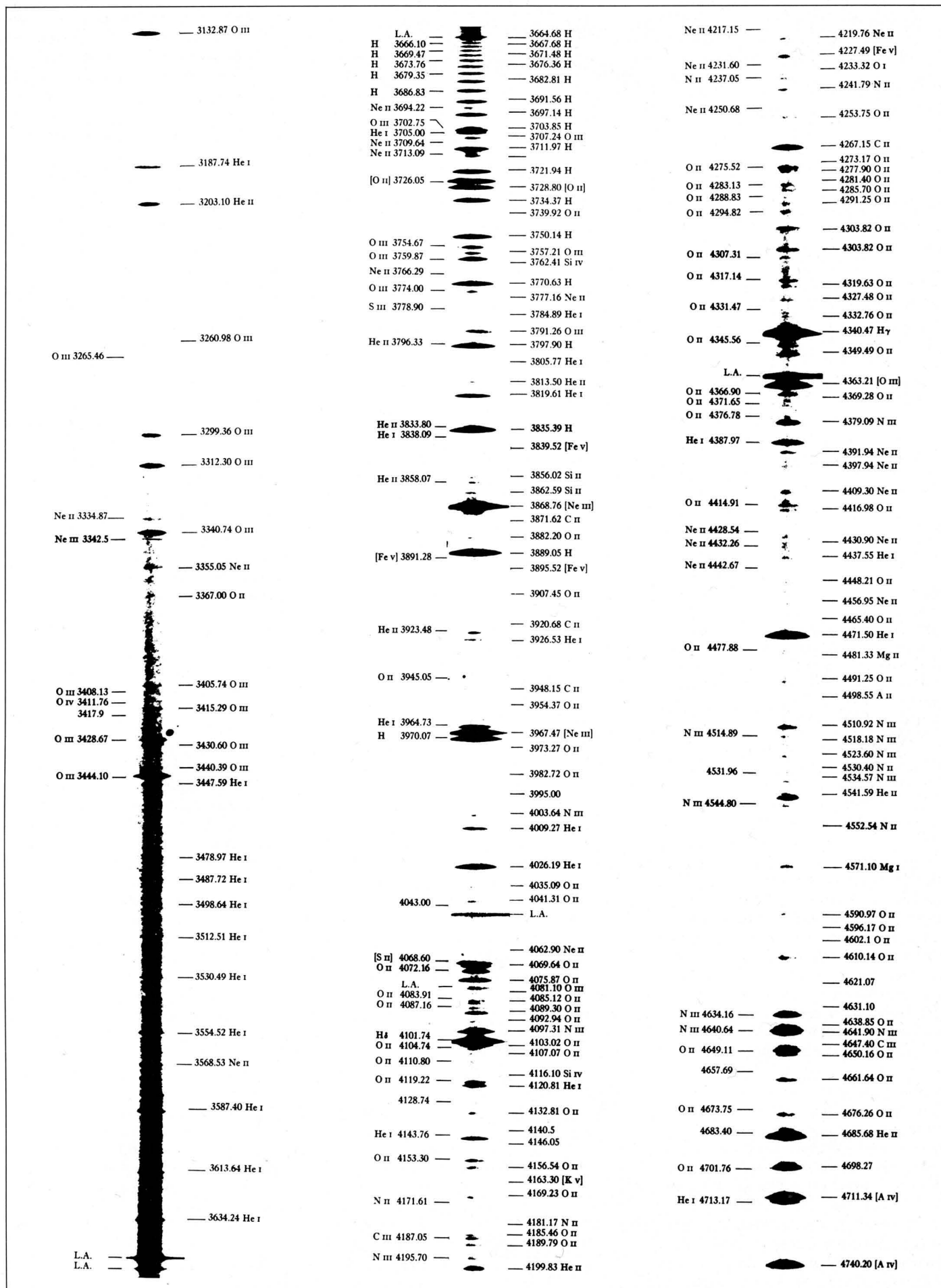


Abb. 8: Hochaufgelöstes Spektrum von NGC 7009. – Die Emissionen lassen sich in 4 verschiedene Kategorien sortieren. Weitere Einzelheiten finden sich im Text. – Das Spektrum wird in 7 Teilen von Aller und Liller in „Stars and Stellar Systems“, Band VII gezeigt.

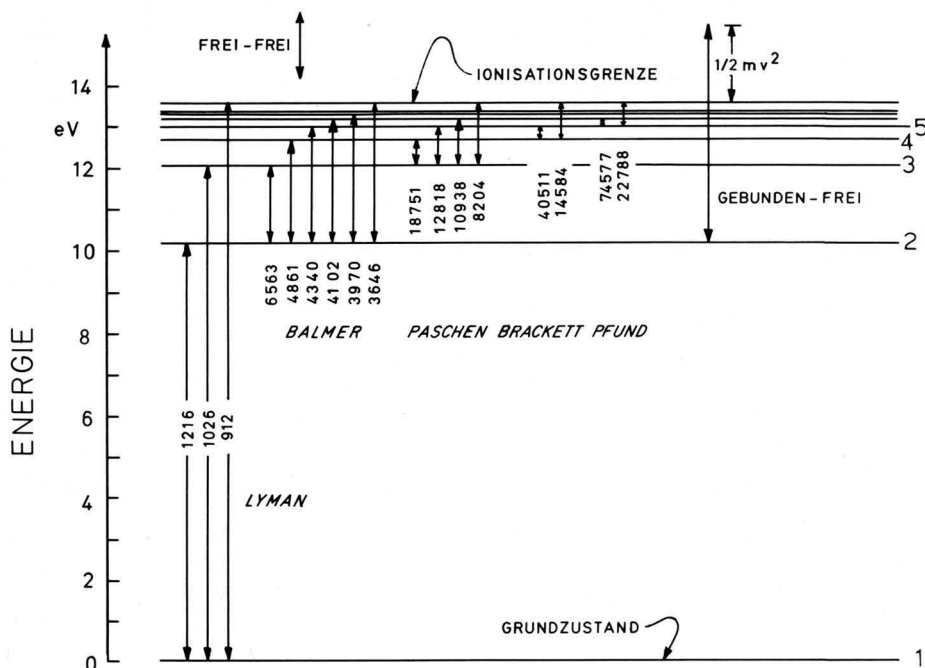


Abb. 9: Energiebild des Wasserstoffatoms. – Im elektrostatischen Kraftfeld des Protons entsprechen die in Abb. 8 veranschaulichten „erlaubten“ Bahnen des Elektrons bestimmte potentielle Energien, die auf den Zustand niederster Energie – den Grundzustand – bezogen auf der Ordinate in Einheiten „Elektronenvolt“ angegeben sind. (1 eV ist die Bewegungsenergie, die ein Elektron bei der Beschleunigung durch eine Spannungsdifferenz von 1 Volt gewinnt.) Die erlaubten Energieniveaus (Terme) – in der Abbildung bis $n = 5$ numeriert und aus zeichentechnischen Gründen nur bis $n = 8$ eingezeichnet – konvergieren gegen die Ionisationsgrenze ($n = \infty$). Oberhalb dieser Grenze sind alle Energiewerte erlaubt. In diesem „kontinuierlichen“ Energiebereich tritt die auf die Ionisationsenergie bezogene überschüssige Energie der nun „freien“ Elektronen in deren Bewegungsenergie $1/2 mv^2$ in Erscheinung. (Wie sich die Bewegungsenergien der Elektronen tatsächlich verteilen, wird durch die „Elektronentemperatur“ des Plasmas bestimmt und wird an einem Beispiel in Abb. 10 weiter erläutert.) Die Abbildung enthält weiter eine kleine Auswahl von möglichen Energieübergängen der Elektronen. In Wechselwirkung mit einem elektromagnetischen Strahlungsfeld erfolgt die An- und Abregung durch Ein- oder Ausstrahlung konkreter Wellenlängen, die in $\text{\AA} = 0.00000001$ Zentimeter angegeben sind. Nach ihren Entdeckern Lyman, Balmer, Paschen, Brackett und Pfund werden die angegebenen Serien von Übergängen bezeichnet. Man beachte, daß nur die Balmerreihe in den sichtbaren Wellenlängenbereich fällt. Während diese gebunden-gebunden-Übergänge offensichtlich für die Erzeugung eines Linienspektrums verantwortlich sind, tragen die frei-frei- und gebunden-frei-Übergänge zu einem kontinuierlichen Spektrum bei.

me (Übergänge in höhere Terme) oder Energieabgabe (bei Übergängen in tiefere Terme) verbunden. Die erforderlichen Energiebeträge zum Übergang von einem Term m auf einen höheren Term n können nun z.B. bei Zusammenstößen von Atomen vor allem mit freien Elektronen aus der Bewegungsenergie der letzteren entnommen werden. Man spricht dann von Stößen 1. Art, die mit einer Wahrscheinlichkeit ablaufen, die wir a_{mn} nennen wollen. Da elektromagnetische Strahlung der Wellenlänge λ eine bestimmte Strahlungsenergie $E = \text{Naturkonstante}/\lambda$ besitzt, kann die erforderliche Energie andererseits auch einem eventuell vorhandenen Strahlungsfeld entnommen werden, wobei offensichtlich ganz bestimmte Wellenlängen benötigt werden. Je kleiner diese sind, umso größere Energiesprünge können bewirkt werden. Solche Übergänge hängen von der Stärke des Strahlungsfeldes bei der betreffenden Wellenlänge λ_{mn} ab und verlaufen mit einer Wahrscheinlichkeit, die wir B_{mn} nennen wollen. – Die abzugebenden Energiebeträge beim Übergang von einem höheren Term n auf einen tieferen Term m

können durch spontane Emission elektromagnetischer Strahlung der Wellenlänge λ_{mn} abgeführt werden. Ein solcher spontaner Strahlungsübergang tritt mit einer Übergangswahrscheinlichkeit auf, die wir A_{nm} nennen wollen. Ein solcher Übergang kann auch sogar durch Einstrahlung dieser Wellenlänge induziert werden. Man spricht dann von erzwungener Emission, die wieder abhängig von der Stärke des entsprechenden Strahlungsfeldes unter einer Wahrscheinlichkeit B_{nm} abläuft. (Zwischen den A_{nm} , B_{mn} und B_{nm} bestehen angebbare Zusammenhänge.) – Schließlich noch können die fraglichen Energiebeträge auch wieder in die Bewegungsenergie von Stoßpartnern übertragen werden. Man spricht dann von Stößen 2. Art, die mit einer Wahrscheinlichkeit b_{nm} erfolgen. – Zusammenfassend stellen wir fest, daß die Übergänge zwischen erlaubten Energieniveaus von den materialabhängigen quantenmechanischen Parametern A_{nm} , B_{mn} , B_{nm} , a_{mn} und b_{nm} , der Qualität (spektrale Zusammensetzung) und Quantität (Strahlungsdichte) eines durchsetzenden Strahlungsfeldes, und schließlich von Häufigkeit und Heftig-

keit etwaiger Stöße der Teilchen untereinander bestimmt werden. (Hier erkennen wir zum ersten Mal auch die prinzipielle Möglichkeit, mit Hilfe der Spektrallinien zentrale Strahlungsquelle und Hülle der PN zu „diagnostizieren“.)

Da die Natur bei jedem physikalischen System grundsätzlich den Zustand geringster Energie anstrebt, befindet sich also auch das Wasserstoffatom „am liebsten“ in seinem untersten Energieniveau, dem „Grundzustand“, in dem es ohne Einwirkung von außen auch tatsächlich immer anzutreffen ist. Im ungestörten Fall besitzt dieser mithin im Prinzip eine unendlich lange Lebensdauer. Die Lebensdauern der höheren Terme verschiedener Atome und Ionen sind unterschiedlich. Die Lebensdauern der in Abb. 9 gezeigten Terme z.B. sind außerordentlich kurz von der Größenordnung von 0.00000001 Sekunden, (die Wahrscheinlichkeit spontaner Übergänge in tiefere Terme also entsprechend sehr groß). Die durch spontane Übergänge in tiefere Terme frei werdende Energie wird hier in der Hauptsache durch Emission „gewöhnlicher“ elektromagnetischer Strahlung entsprechender Wellenlänge abgeführt.

Bisher haben wir nur das besonders übersichtliche Termschema des Wasserstoffatoms betrachtet. Durch die Anwesenheit mehrerer Elektronen in den Elektronenhüllen der schwereren Atome treten elektromagnetische Wechselwirkungen auf, die zusätzliche vielfältige mögliche Energiezustände bewirken. So werden die resultierenden Termschemata wesentlich komplizierter. Da sich die verschiedenen Atome und Ionen im Aufbau ihrer Elektronenhülle und ihrer Kernladung unterscheiden, sind ihre entsprechenden Termschemata unterschiedlich und gleichzeitig charakteristisch. Durch quantenmechanische Rechnungen gelingt es heute, für jedes Atom und Ion zugehörige Termschemata vorherzusagen.

Was die Hüllen der Planetarischen Nebel zum Leuchten bringt

Wir wollen nun untersuchen, welche Anregungsmechanismen für die 4 Komponenten des Emissionsspektrums verantwortlich sein könnten. Versuchen wir zunächst einmal probeweise die Elektronenstoß-Anregung:

a) Die Elektronenstöße?

Betrachten wir zunächst als besonders charakteristischen Bestandteil der Komponente A des typischen HPN-Spektrums die prominente Linienserie des Wasserstoffs, so lehrt uns die Abb. 9, daß schon für die Erzeugung der im Spektrum der Abb. 7 ersten bei 4340 Å auftretenden langwelligen Linie (H γ), die also unter den gezeigten Wasserstofflinien noch am leichtesten anzuregen ist, bereits eine Energie von etwa 13 eV erforderlich ist. Wollten wir diesen Energiebetrag mit Hilfe von Elektronenstößen aus der Bewegungsenergie der freien Elektronen ent-

nehmen, so müßten diese mit einer Geschwindigkeit von über 2000 km/s auftreten. Würden wir diese Geschwindigkeit als die mittlere $\langle v_e \rangle$ der Elektronen in den HPN annehmen, so würden wir aus der Definitionsgleichung der Elektronentemperatur $T_e = \text{Konstante} \cdot \langle v_e \rangle^2$ für diese einen Wert von über 130 000 Kelvin ausrechnen! Wie in den späteren Abschnitten gezeigt wird, werden solch hohe Werte in den HPN bei weitem nicht erreicht: Das beobachtete Elektronengas ist bedeutend „kälter“ und besitzt vielmehr eine mittlere Temperatur von etwa 15 000 K.

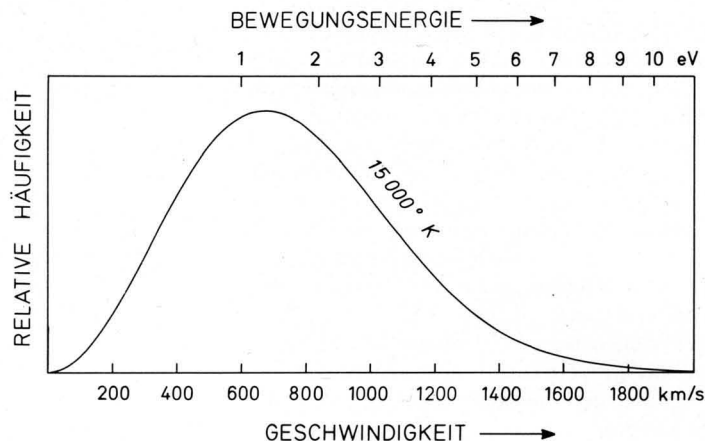
Dennoch sollten wir uns die Mühe machen, einmal genauer auszurechnen, ob nicht vielleicht doch schon bei 15 000 K einige Elektronen mit den geforderten Bewegungsenergien in den HPN aufzutreiben sind. Dazu müssen wir uns die Häufigkeitsverteilung der Geschwindigkeiten ausrechnen, die bei der (in den HPN berechtigten) Annahme eines statistischen Gleichgewichts eine „Maxwell'sche“ sein sollte. Diese, natürlich von der Temperatur abhängige Verteilung ist für $T_e = 15 000 \text{ K}$ in Abb. 10 dargestellt. Sie macht sofort alle unsere Hoffnungen zunichte: Schon weit unterhalb der benötigten Bewegungsenergie werden die Elektronen in einer typischen HPN viel zu selten: Fast alle der selbst überdurchschnittlich schnellen Elektronen sind erheblich zu langsam, um die geforderten Anregungsenergien liefern zu können. Dies gilt erst recht für die meisten anderen beobachteten erlaubten Emissionslinien: So wird (wie eine spätere Abbildung zeigen wird) zur Erzeugung der 4686-Å-Linie des He II eine Anregungsenergie von 50 eV! benötigt.

Wir kommen mithin zu folgendem Schluß: Die „erlaubten“ Emissionslinien in den Spektren der HPN und erst recht das Kontinuum erfordern so hohe Anregungsenergien, wie sie durch die Bewegungsenergie der Elektronen in den HPN nicht geliefert werden können, so daß die Elektronenstoßanregung die Komponenten A, D und nebenbei auch C des typischen Spektrums einer HPN nicht zu erklären vermag. (Wir sollten jedoch die Elektronenstöße nicht gänzlich vergessen: Vielleicht werden sie uns später noch zur Lösung anderer Rätsel behilflich sein.)

b) Das Strahlungsfeld

Wenden wir uns in einem zweiten Versuch nun der insgeheim ohnehin schon am meisten verdächtigsten Energiequelle, dem Strahlungsfeld der Zentralsterne, zu. Zunächst wollen wir uns Gedanken machen über die benötigte *Qualität* der Strahlung. Hier stellt der Bestandteil A der Spektren der HPN, insbesondere die erlaubten Emissionslinien der höher ionisierten Atome, klare Forderungen: So zeigt das Auftreten von Linien des He II, N III und O III, daß das Helium also vorab wenigstens einfach, der Stickstoff und Sauerstoff sogar wenigstens zweifach ionisiert werden mußte. Die verantwortlichen Photonen mußten daher eine ge-

Abb. 10: Erwartete Häufigkeitsverteilung der Elektronengeschwindigkeiten bei einer Elektronentemperatur von 15 000 Kelvin. – Nach genügend vielen Wechselwirkungen der Teilchen untereinander stellt sich ein statistisches Gleichgewicht und in der Folge die bekannte und hier dargestellte Maxwell'sche Geschwindigkeitsverteilung ein. Die resultierenden Bewegungsenergien der Elektronen sind ebenfalls angegeben.



nügend hohe Energie bzw. genügend kleine Wellenlänge besessen haben: In den 3 erwähnten Fällen etwa benötigt man Wellenlängen kleiner als 506 Å, 420 Å und 354 Å. Nun läßt sich unter Anwendung des Planckschen Strahlungsgesetzes leicht abschätzen, daß solch hochenergetische Photonen in ausreichend großer Zahl pro Zeiteinheit erst in Strahlungsquellen zur Verfügung stehen, deren Effektivtemperatur nicht unter 50 000 K liegt. Dies jedoch ist, wie in Kapitel 2 ausgeführt, ein Wert, den wir für die ZPN aufgrund ihrer Absorptionslinienspektren auch tatsächlich annehmen müssen. Somit scheint bereits die erwartete Qualität der zentralen Strahlungsquelle auszureichen, um das Emissionsspektrum der HPN zu erklären.

Weitere Einblicke erhalten wir, wenn wir den Einfluß der erwarteten *Quantität* des Strahlungsfeldes untersuchen: Wegen der vergleichsweise riesigen Dimensionen der HPN ist das Strahlungsfeld in ihnen, gemessen an den Verhältnissen in gewöhnlichen Sternatmosphären, naturgemäß außerordentlich stark verdünnt: So erwarten wir in einer typischen HPN einen Verdünnungsfaktor V in der Größenordnung von 10^{-13} ! Diese gewaltige Strahlungsverdünnung hat nun erhebliche Konsequenzen für die Anregung von Termen in Atomen und Ionen der HPN. Denken wir uns hierzu ein Atom mit nur 2 anregbaren Termen, wie es in Abb. 11 dargestellt ist. Es läßt sich nun unter Anwendung der oben genannten Übergangswahr-

scheinlichkeiten A_{mn} , B_{mn} und B_{nm} und deren Relationen in elementarer Weise zeigen, daß unabhängig von der Qualität der Strahlungsquelle die Wahrscheinlichkeiten für die beiden in der Abbildung angegebenen möglichen Übergangssequenzen wesentlich von der Strahlungsverdünnung gegeben sind. Sei N die Anzahl der Übergänge pro Zeiteinheit, so können die Verhältnisse der Häufigkeit beider Sequenzen für zwei uns interessierende Grenzfälle abgeschätzt werden: – a) Bei vernachlässigbar kleiner Strahlungsverdünnung (Sternatmosphären) wird $N_{1 \rightarrow 2 \rightarrow 3 \rightarrow 1} / N_{1 \rightarrow 3 \rightarrow 2 \rightarrow 1} \approx 1$, d.h. beide Sequenzen können größenordnungsmäßig gleich häufig auftreten. – b) Bei extrem großer Strahlungsverdünnung (sehr kleines V) wird $N_{1 \rightarrow 2 \rightarrow 3 \rightarrow 1} / N_{1 \rightarrow 3 \rightarrow 2 \rightarrow 1} \approx V$, d.h. in einer typischen HPN ist die Sequenz $N_{1 \rightarrow 3 \rightarrow 2 \rightarrow 1}$ etwa 10^{13} mal häufiger!

Anschaulich heißt dies, daß bei entsprechend großer Strahlungsverdünnung einfach nicht mehr genügend viele „passende“ Photonen pro Zeiteinheit zur Verfügung stehen um nacheinander zwei wohl definierte Terme anzuregen. Dieser Tatbestand ist auch als Rosseland-Theorem bekannt, welches besagt, daß bei großer Strahlungsverdünnung kurzwellige Strahlung in langwellige transformiert wird. – Mit diesem Ergebnis sind wir übrigens der Lösung unseres ersten in Kapitel 5 formulierten Rätsels einen großen Schritt nähergekommen.

Wir wollen nun wichtige Folgerungen aus den obigen Erkenntnissen ableiten:

a) Wegen der großen Strahlungsverdünnung und der geringen Dichte der HPN ist die Anregung eines Atoms aus seinem Grundzustand „1“ auf einen bestimmten höheren Term „n“ für alle n relativ zu selten geworden (da die „passenden“ Photonen relativ selten geworden sind), um diese Terme merklich zu bevölkern. D.h. gemessen an der Zahl N_1 der Atome im Grundzustand ist die Zahl N_n der Atome in dem angeregten Zustand „n“ außerordentlich klein. Zum Beispiel rechnet man aus, daß in einer typischen HPN im Strahlungsfeld eines typischen ZPN ein Verhältnis $N_n/N_1 \approx 10^{-15}$ bis 10^{-13} für die ersten paar angeregten Terme des Wasserstoffatoms vorliegt. (In Sternatmosphären ist dieses Verhältnis um viele Größenordnungen größer.)

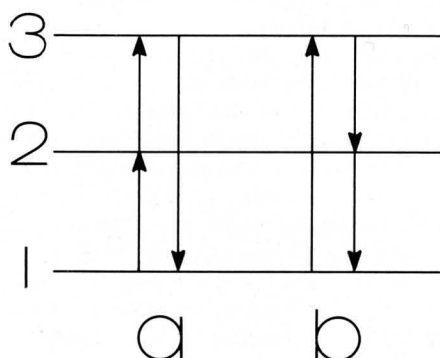


Abb. 11: Hypothetisches Termschema eines Atoms mit 2 anregbaren Termen. – Verglichen werden die Häufigkeiten der beiden Übergangs-Sequenzen a und b. In den Hüllen der Planetarischen Nebel ist die Sequenz b etwa 10^{13} mal häufiger!

b) Da oberhalb der Ionisationsenergie (im kontinuierlichen Energiebereich) sämtliche Photonen im Prinzip für die Anregung „passende“ Energien besitzen (erst bei sehr hohen Photonen-Energien sinkt die Ionisierungs-Wahrscheinlichkeit deutlich ab), und da aufgrund der „harten“ Qualität des Strahlungsfeldes ohnehin jene Photonen häufiger werden, tritt auch die Ionisation unvergleichlich viel häufiger als die Anregung bestimmter Terme auf.

c) Wegen der relativ geringen Elektronendichte in typischen HPN ist die Wiedervereinigung der Elektronen und Ionen (Rekombination) relativ selten. D.h. die mittlere Lebensdauer eines freien Elektrons ist in den HPN relativ groß: von der Größenordnung Stunden bis Monate.

d) Aus diesen 3 Folgerungen ergibt sich offensichtlich, daß der Grad der Ionisation sehr hoch sein muß. Gemessen an der Zahl N_1 der Atome im Grundzustand sollte die Zahl N^+ der Ionen beachtlich sein. So erwarten wir in den HPN denn auch ein Verhältnis etwa bis zu $N^+/N_1 \approx 1000!$, wenn diese für Lyman-Quanten optisch genügend dünn sind, so daß die ionisierende Strahlung jeweils auch das gesamte Raumvolumen der Hüllen ungehindert erreicht. (Wie bei der Bewertung der Shklovsky-Entfernungen bereits erwähnt, werden bei abnehmendem Radius die Hüllen optisch meist so dick, daß nur noch (immer kleiner werdende) Teile der Hülle ionisiert werden.)

Hiermit kommen wir also zu der Erkenntnis, daß die Wirkung des Strahlungsfeldes der ZPN in den HPN in der Hauptsache aus der (möglicherweise auch mehrfachen) Ionisierung der Atome aus ihrem Grundzustand heraus besteht. Unter der Wirkung des Strahlungsfeldes der ZPN allein fänden wir also die Elektronen in der Hauptsache in nur 2 Zuständen: Als freie Elektronen und in Atomverbänden in ihren Grundzuständen. Bei der mit bestimmten Wahrscheinlichkeiten auftretenden Rekombination der Elektronen und Ionen erwarten wir nun vielfältige Strahlungsemission: Neben der Rekombination der freien Elektronen sogleich in ihren Grundzustand können diese auch zunächst auf einen höheren Term rekombinieren mit nachfolgender, mehr oder weniger umfangreicher Kaskade von Quantensprüngen über einen oder mehrere tiefere Terme ebenfalls in den Grundzustand. Im ersten Fall erwarten wir ein extrem kurzwelliges *kontinuierliches* Emissionsspektrum, welches unterhalb der zur Ionisation erforderlichen Wellenlänge – bei dem häufigsten Element Wasserstoff unterhalb 3646 \AA (siehe Abb. 9 und Abb. 7) – einsetzen sollte. Im zweiten Fall erwarten wir neben verschiedenen langwelligen kontinuierlichen Emissionsspektren schließlich auch die beobachtete Emission von *Spektrallinien*. Über welche Stufen ein bestimmtes rekombinierendes Elektron (unter der riesigen Zahl der in einem Zeitintervall gerade ebenfalls rekombinierenden Elektronen innerhalb der gesamten HPN) tatsächlich geht, ist nicht determiniert, und

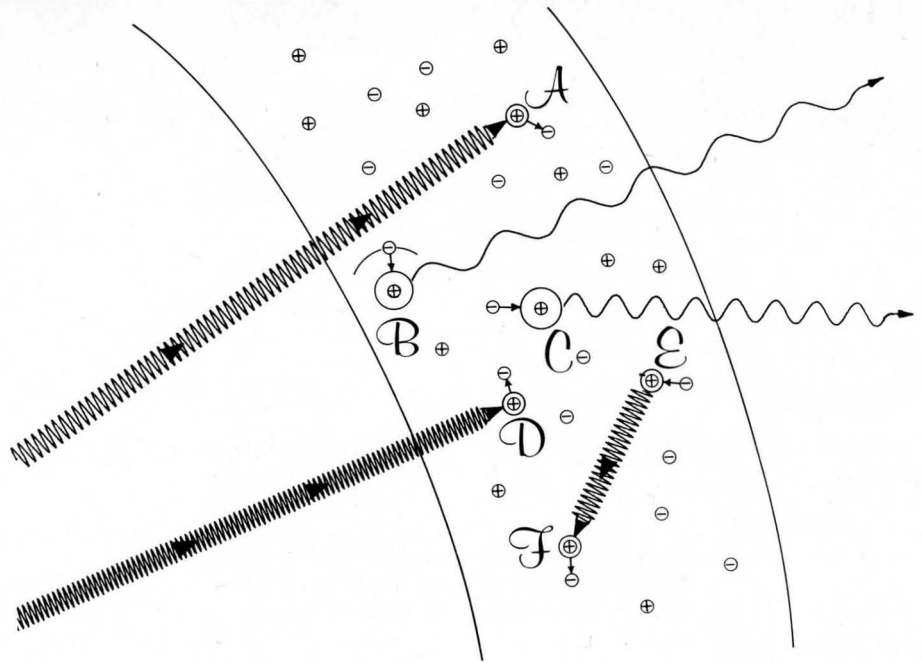


Abb. 12: Wie die Hüllen der Planetarischen Nebel die Wellenlänge der von ihren Zentralsternen kommenden Strahlung heruntertransformieren – Strahlung mit Wellenlängen unterhalb 912 \AA , die von den Zentralsternen gerade in besonders großer Menge erzeugt wird, bleibt meist vollständig in den Hüllen stecken, da sie die dort am häufigsten anzutreffenden Wasserstoffatome mit großer Wahrscheinlichkeit ionisiert. Dies geschieht in A und D aus deren Grundzustand heraus. Dabei erhält in D das Elektron durch das höherenergetische Photon eine höhere Bewegungsenergie. Durch die lange Lebensdauer der freien Elektronen entsteht so ein hochionisiertes Plasma. – Rekombiniert ein Elektron sogleich in den Grundzustand (E), so wird wieder ein hochenergetisches Photon emittiert, das ebenfalls nur geringe Chancen hat, aus der Hülle zu entkommen, da es erneut mit hoher Wahrscheinlichkeit Wasserstoffatome ionisieren wird (F). Rekombiniert ein Elektron jedoch zunächst in einen höheren Term n (C), so entsteht ein längerwelliges Kontinuums-Photon. Dieses könnte nun andere Atome aus ihrem angeregten Zustand n heraus ionisieren. Da jedoch keines der Terme nennenswert bevölkert ist, bieten sich für unser Elektron nur noch wenige Möglichkeiten für weitere Wechselwirkungen an, so daß es mit großer Wahrscheinlichkeit aus der Hülle entkommt. In C folgen dann weitere Übergänge in tiefere Terme bis in einem oder mehreren Schritten auch hier der Grundzustand erreicht wird. (Das Strahlungsfeld der ZPN ist zu dünn, um während dieser Kaskade von irgendeinem erreichten Term aus erneut zu ionisieren, so daß der Grundzustand auf jeden Fall erreicht wird.) Aus diesen Übergängen resultieren Linienemissionen, die hier nicht gezeigt werden! Ein solches Linien-Photon wird daher exemplarisch in B gezeigt. Photonen, die bei Rekombinationen in den ersten angeregten Term ($n = 2$) des Wasserstoffatoms entstehen, haben meist eine gute Chance sämtlich aus den Hüllen zu entkommen und erzeugen dann das Balmerkontinuum und die Balmerlinien.

wird vielmehr von Wahrscheinlichkeiten gegeben, die durch quantenmechanische Rechnungen vorhergesagt werden können. So läßt sich schließlich für jeden bestimmten Quantensprung (z.B. frei \rightarrow Grundzustand) eines rekombinierenden Elektrons der Bruchteil der Elektronen angeben, der den entsprechenden Übergang ausführt. In späteren Abschnitten werden wir eine genauere Kenntnis dieser Abläufe benötigen, und daher dann auf weitere Einzelheiten zurückkommen.

Wir können jedoch jetzt schon eine wichtige Schlußfolgerung formulieren: Die erlaubten Emissionslinien der verschiedenen Atome und Ionen, sowie zumindest der größte Teil des Kontinuums entstehen offensichtlich durch die Rekombination freier Elektronen mit den entsprechenden Ionen. Damit werden die Komponenten A und D des Spektrums der HPN als „Rekombinationsspektrum“ erkannt und das Strahlungsfeld der ZPN als verantwortlich für die Anregung identifiziert. Da, wie wir gesehen haben, wegen der großen Strahlungsverdünnung und geringen Hüllendichten die Strahlungsanregung zu keiner nennenswerten Bevölkerung einzelner Terme führt, scheidet bemerkenswerterweise das Strahlungsfeld der ZPN zur

Erklärung der beobachteten bestimmten „verbotenen“ Linien (Komponente B) aus! Ebenso bleibt die Komponente C zunächst ungeklärt!

Betrachten wir unser bisher erarbeitetes und in Abb. 12 skizziertes Bild von der Hülle eines Planetarischen Nebels und geben uns vorläufig mit der qualitativen Auflösung unseres ersten Rätsels zufrieden: Die harte Strahlung der Zentralsterne ionisiert die Atome der Hüllen, sie bleibt also in ihnen stecken. In den Rekombinationen der Elektronen und Ionen, die mit bestimmten Wahrscheinlichkeiten auch stufenweise über die verschiedenen tieferen Energierterme abläuft, wird die harte Strahlung in Strahlung größerer Wellenlängen zerlegt. Nur diese hat eine Chance, aus den Hüllen zu entkommen und in unsere Teleskope zu gelangen. Nach genügend vielen Wechselwirkungen der kurzwelligen Strahlung erwarten wir somit, daß ihr größter Teil schließlich in langwellige Strahlung transformiert worden ist: *Im sichtbaren Licht erstrahlen daher die Hüllen der Planetarischen Nebel in (jetzt erwartet) großem Glanz und sie leuchten meist um Größenordnungen heller als ihre Zentralsterne.* (Fortsetzung folgt)