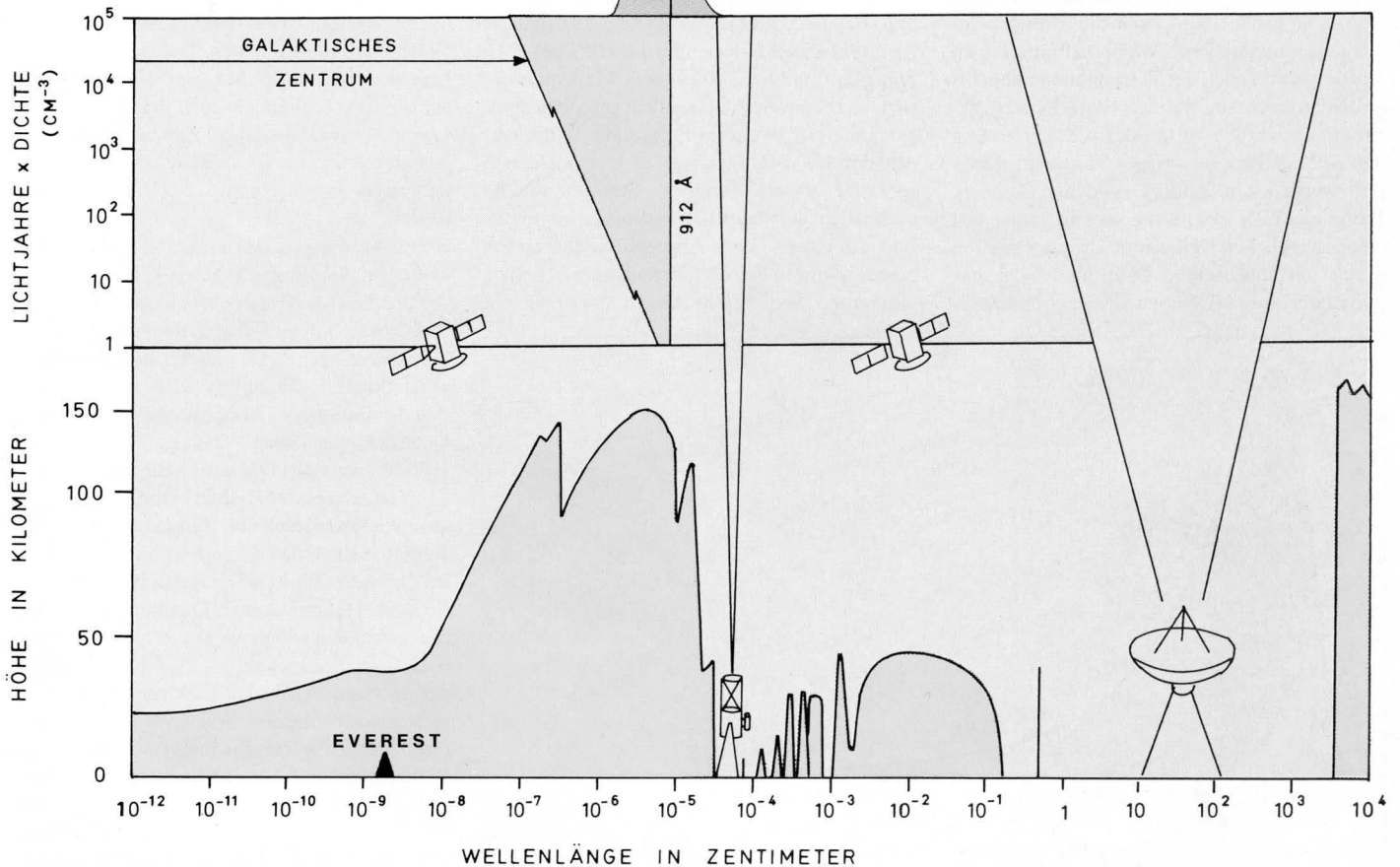


Planetarische Nebel

5. Teil

von Frank Giesecking

Nachdem in den vergangenen Folgen umfassend über die Wechselwirkung der Strahlung der Zentralsterne Planetarischer Nebel (ZPN) mit ihren Hüllen (HPN) die Rede war, brennen wir nun darauf, unsere bisherigen Erkenntnisse auch einmal anzuwenden. Versuchen wir doch einmal allein aus ihrer Wirkung auf die HPN eine Diagnose dieser Strahlungsquelle zu stellen.



STRAHLUNG EINES SCHWARZEN KÖRPERS BEI 50 000 ° K

Abb. 24: Beobachtbarkeit eines kosmischen schwarzen Strahlers mit einer Strahlungstemperatur von 50 000 Kelvin. – Die Beobachtung mit erdgebundenen Teleskopen ist beeinträchtigt durch die wellenlängenabhängige atmosphärische Absorption. Im unteren Teil der Abbildung ist die Eindringtiefe der Strahlung in unsere Atmosphäre bei der jeweiligen Wellenlänge angegeben. Nur durch das optische und Radiofenster gelangt sie bekanntlich bis zur Erdoberfläche. Am effektivsten wird die Strahlung im UV- und Röntgen-Bereich absorbiert. Zur Beobachtung dieser Wellenlängen müssen die Teleskope auf eine Höhe von über 150 km gebracht werden. – Bei der Beobachtung von genügend hoch fliegenden Satelliten aus ist man von der atmosphärischen Absorption befreit. Unterhalb 912 Å jedoch nimmt wegen des großen Ionisationsquerschnittes des interstellaren Wasserstoffs die Durchsichtigkeit des interstellaren Mediums schlagartig ab. Da die Ionisationswahrscheinlichkeit für höherenergetische Quanten wieder abnimmt, wird das interstellare Medium zu kürzeren Wellenlängen hin allmählich wieder durchsichtiger, so daß wir wieder in immer größere Tiefen der Milchstraße vordringen können. Diese sind in dem mittleren Teil der Abbildung in Lichtjahren mal Dichte des interstellaren Wasserstoffs angegeben. Unter Annahme herkömmlicher Wasserstoffdichten ist der interstellare Wasserstoff bereits unterhalb 10^{-7} cm Wellenlänge wieder durchsichtig bis zum galaktischen Zentrum. – Der größte spektrale Anteil unserer fiktiven kosmischen Strahlungsquelle bleibt unsichtbar.

12. Wie Herman Zanstra die Lichtquanten zählt

Ist es denn überhaupt sinnvoll und vielleicht nur von akademischen Interesse, auf einem solch komplizierten Umweg, Eigenschaften der ZPN ergründen zu wollen? Warum stellen wir denn die erforderlichen Messungen nicht an ihnen selbst an? – Dieses scheint jedoch schwieriger als erwartet:

12a) Wohinter sich die ZPN verstecken

Erinnern wir uns an unser erstes Kapitel. Dort haben wir bereits aufgrund der beobachteten He II-Absorptionslinien in den Spektren vieler ZPN für deren Effektivtemperaturen eine typische untere Grenze von 50 000 Kelvin fordern müssen. Stellen wir nun einmal eine

solch harte Strahlungsquelle etwa einige Kiloparsek entfernt in die Scheibe unserer Milchstraße hinein, so ergibt sich zunächst die Frage, welcher Anteil ihrer Strahlung überhaupt in unsere erdgebundenen Teleskope gelangt. Die Antwort gibt die Abb. 24. Hier ist für die spektrale Intensitätsverteilung des fraglichen ZPN der Einfachheit halber in erster Näherung diejenige eines idealen „schwarzen“ Strahlers angenommen. (Dies ist eine Strahlungsquelle, die bei allen Wellenlängen ein optimales Emissionsvermögen besitzt und dann durch die bekannte Plancksche Strahlungsformel beschrieben werden kann.) Der Versuch, einen solchen Strahler nun vom Grunde unseres irdischen Luftmeeres aus zu erfassen, ist mehr als entmutigend. So liegt er gerade mit seinem größten spektralen Anteil ausgerechnet hinter dem größten „Berg“ atmosphärischer Absorption,

der besonders effektiven Absorption kosmischer UV-Strahlung. Erfreulicherweise jedoch gelingt es heute mit der Satelliten-Technologie mühelos einen jeden solcher atmosphärischer Absorptionsberge zu erklimmen oder gar um ein Vielfaches zu übersteigen. So hoch jedoch unsere mit Teleskopen bestückten Raumschiffe auch aufsteigen mögen, sie werden ein neuerliches Hindernis niemals überwinden können: das interstellare Material. Dieses ist nämlich äußerst begierig gerade nach Lichtquanten unterhalb 912 Å, jene „Lyman-Quanten“ die den Wasserstoff zu ionisieren vermögen und von unserer fraglichen Strahlungsquelle ausgerechnet in größter Menge erzeugt werden. Jene Wasserstoffatome bilden den Hauptbestandteil der interstellaren Materie und stehen mithin dieser Strahlung auf ihrer langen Reise in unsere Satelliten-Teleskope auch am häufigsten im Wege. Je länger ihr Weg ist, um so größer wird auch die Wahrscheinlichkeit, interstellare Wasserstoffatome zu ionisieren und nach der Reemission in beliebige Richtungen aus der Sichtlinie heraus-„gestreut“ zu werden. Je größer die Entfernung des ZPN ist, um so weniger Photonen dieser Art werden uns mithin erreichen können. Kaum ein ZPN steht uns aber nah genug, um einen merklichen Teil seiner Lyman-Quanten durch das interstellare Medium bis zu uns durchzubringen. – Neben dieser grundsätzli-

chen interstellaren Barriere stellen bei entsprechender Morphologie die HPN selbst das größte Hindernis dar: Sie sind, wie wir heute annehmen, in den meisten Fällen optisch so dick für Lyman-Quanten, daß die meisten von jenen schon dort stecken bleiben (siehe Abb. 12 und die folgenden Ausführungen).

Die tatsächlich erfaßbaren spektralen Anteile unserer hypothetischen Strahlungsquelle wollen wir uns noch einmal in der Abb. 25 in jetzt linearem Maßstab veranschaulichen: – 1) In den (ohnein bereits äußerst optimistisch in den ultravioletten Bereich erweiterten) von erdgebundenen Teleskopen erfaßbaren Spektralbereich fällt ein nur unbedeutender Anteil der Gesamtstrahlung. – 2) Eine bedeutende Erweiterung ist erst oberhalb der Erdatmosphäre zu erwarten. Die Untersuchung der ZPN stellt daher ein außerordentlich wichtiges Beobachtungsprogramm für UV-Satelliten dar. (Erinnern wir uns daran (Abb. 23), daß das Zwei-Photonen-Kontinuum der HPN bei 1216 Å beginnt und bei 1400 Å sein Maximum besitzt, so sehen wir in diesem ein geradezu maßgeschneidertes weiteres Programm für die Augen der UV-Satelliten!) – 3) Der wichtigste spektrale Anteil unserer Strahlungsquelle schließlich bleibt gänzlich verborgen hinter der Barriere interstellarer Absorption. Dieses Ergebnis ist um so betäublicher, als eine Effektivtemperatur von 50 000 K sich später als ein

ether etwas bescheidener Wert für die überwiegende Zahl der ZPN herausstellen wird, so daß sich also meistens gar ein noch größerer relativer Strahlungsanteil der direkten Beobachtung entzieht. – Diese grundsätzliche Unvermögenheit zwingt zu einem neuartigen Einfall.

12b) Wie sich die ZPN doch verraten

Einen solchen Einfall hatte Herman Zanstra im Jahre 1927. Da bis heute niemandem etwas Besseres zur Lösung unseres Problems eingefallen ist, ist die „Zanstra-Theorie“ bis heute von unverminderter Bedeutung geblieben. – Der Grundgedanke seiner Überlegung war, daß die mehr oder weniger vollständig in den HPN stecken bleibenden Lyman-Quanten ($\lambda < 912 \text{ \AA}$) sich mehr oder weniger vollzählig als Quanten geringerer Energie (Strahlung größerer Wellenlänge) wiederfinden müßten. Wenn letztere dann bei vernachlässigbarer Wechselwirkung mit den Teilchen der HPN jene praktisch ungeschoren verlassen können, sollte man schließlich mit ihnen auch die Lyman-Quanten geradezu zählen können. Wir wollen uns nun die Einzelheiten dieses Gedankenganges in einzelnen Schritten vor Augen führen:

- Sei N_0 die pro Sekunde von einem ZPN emittierte Anzahl von Lyman-Quanten. Sei ferner die überwiegend aus Wasserstoff bestehende HPN global optisch dick für diese Quanten. Dann vermögen (trotz des für höherenergetische Quanten allmählich wieder abnehmenden Ionisations-Wirkungsquerschnittes) diese Quanten irgendwann und irgendwo in der HPN Wasserstoff- und unterhalb 506 Å die bedeutend selteneren Helium-Atome zu ionisieren. (Andere Atome und Ionen sind vergleichsweise so selten, daß deren Ionisation hier nicht ins Gewicht fällt.) Da wir bei der Rekombination des Helium Lyman-Quanten wieder zurückgewinnen, haben wir in guter Näherung $N_0 = \text{H-Ionisationen/Sek}$ (12.1). Nun wird jedes der entstandenen freien Elektronen nach ausrechenbarer mittlerer Wartezeit (die sich aus ihrer mittleren Geschwindigkeit, sowie der Elektronen- und Ionendichte ergibt) irgendwann und irgendwo in der HPN einmal den Rekombinationsquerschnitt eines Ions treffen. Dies ist in den allermeisten Fällen ein Wasserstoffion, aber auch Helium- und andere Ionen kommen in Frage. Bei zeitlich konstantem N_0 (konstante Leuchtkraft und T_{eff} des ZPN) und zeitlich konstanten Rekombinationslinien aller Ionen muß sich also für jedes Ion ein Gleichgewicht zwischen Ionisation und Rekombination eingestellt haben. Für Wasserstoff z. B. schreiben wir es hin: $\text{H-Ionisationen/Sek} = \text{H-Rekombinationen/Sek}$ (12.2). Um ein Beispiel zu geben, ist dieses bei typischen HPN in solchen Partien, die die Lyman-Quanten ungehindert erfüllen (also bei nicht zu großer optischer Dichte), dann erreicht, wenn etwa 1000 mal mehr freie Elektronen als neutrale Wasserstoffatome vorliegen (siehe auch Kap. 8b). Die Gleichungen 12.1 und 12.2 bedeuten schließlich: $N_0 = \text{H-Rekombinationen/Sek}$ (12.3).

- Betrachten wir daher in dem nächsten Schritt diese Wasserstoff-Rekombinationen.

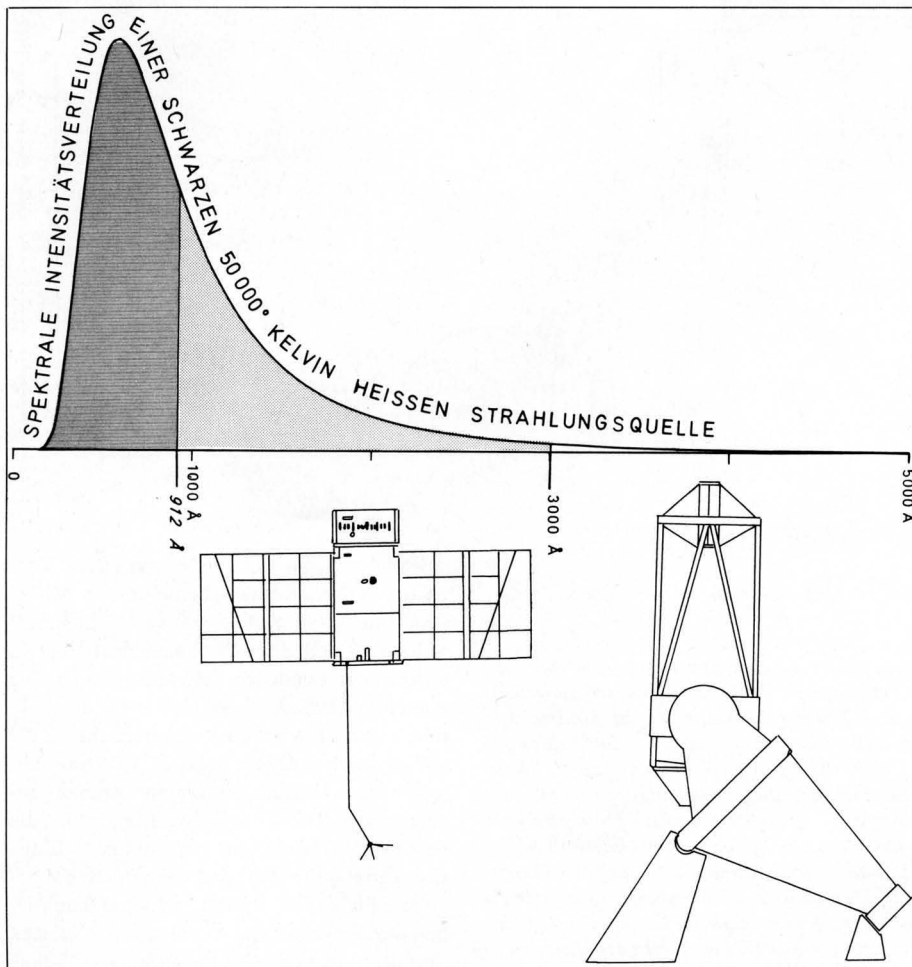


Abb. 25: Das Spektrum der Strahlungsquelle der Abb. 24, jedoch in linearem Maßstab. – Während nur ein unbedeutender Teil mit erdgebundenen Teleskopen erfaßt werden kann, kann die Satelliten-Astronomie einen wichtigen neuen Beitrag liefern. Der wichtigste spektrale Anteil jedoch bleibt auch dann noch verborgen und kann nur durch indirekte Methoden erschlossen werden.

Hierzu gibt die Abb. 26 ein kleines Sortiment von Möglichkeiten. Was wir auch immer uns einfallen lassen, letztlich tritt offensichtlich unvermeidlich immer entweder sogleich ein Lyman-Kontinuums-Quant (L_k) auf oder als letzte Stufe einer beliebigen Kaskade ein Lyman-Linien-Quant (L). Wenn n die Anzahl dieser Quanten pro Sekunde bedeutet, so liest sich die Gleichung (12.3) also $N_o = n(L) + n(L_k)$ (12.4).

● Betrachten wir nun einmal die Lyman α -Quanten ($L\alpha$), so gingen diesen notwendigerweise immer Balmerquanten unmittelbar voraus: Entweder ausschließlich solche, dann waren es Balmer-Kontinuums-Quanten (B_k), oder als letzte, die bei irgendeiner Kaskade auf den Term 2 des Wasserstoffatoms entstanden, dann waren es Balmerlinien-Quanten (B). Somit erhalten wir $n(L\alpha) = n(B) + n(B_k)$ (12.5).

● Da nun sämtliche Lyman-Quanten den Wasserstoff aus seinem Grundzustand heraus anzuregen vermögen, mithin bei ihren Begegnungen mit neutralem Wasserstoff, der ja praktisch ausschließlich in seinem Grundzustand vorkommt (Kap. 8b), große Anregungsquerschnitte sehen, kommen diese bei genügend großer optischer Dicke im Mittel nicht sehr weit, bis sie erneut Wasserstoffatome ionisieren oder anregen. Wir brauchen also nur genügend viele Ionisationen und Anregungen mit nachfolgenden Rekombinationskaskaden abzuwarten, bis sich schließlich diese Quanten so weit zerlegt haben, daß aus einem jeden letztlich auch ein $L\alpha$ -Quant geworden ist. Also haben wir $n(L) + n(L_k) = n(L\alpha)$ (12.6).

● Setzen wir dies in Gl. (12.5) ein und gehen dann in Gl. (12.4), so erhalten wir schließlich $N_o = n(B) + n(B_k)$ (12.7).

Somit kommen wir also zu dem Schluß, daß wir in den für Lyman-Quanten optisch genügend dicken HPN lediglich die pro Sekunde in ihnen entstehende Anzahl von Balmer-Quanten zu zählen brauchen, um die pro Sekunde von den ZPN emittierten Lyman-Quanten zu erhalten. Dabei ist nun nur noch zu hoffen, daß die Balmer-Quanten den HPN auch möglichst vollzählig entkommen und daß ihnen auf dem Weg zur Erde möglichst wenig passiert, so daß mithin ihr in einen entsprechenden Raumwinkel emittierter Anteil auch unsere Teleskope möglichst vollständig erreicht. Schließlich können auch die Balmer-Quanten den Wasserstoff ionisieren oder anregen. Dies jedoch nur dann, wenn sich dieser in seinen höheren Termen befindet. Auf diskrete Terme angeregte Wasserstoffatome sind jedoch, wie wir immer wieder festgestellt haben, unter den Bedingungen der HPN und des interstellaren Mediums äußerst selten anzutreffen, so daß praktisch sämtliche Balmer-Quanten weitgehend ungeschoren der HPN entkommen.

Um nun jedoch aus der etwa auf einen Quadratdezimeter Erdoberfläche pro Sekunde auftretenden Anzahl der Balmer-Quanten auf die tatsächlich aus der HPN pro Sekunde emittierten zu schließen, benötigen wir neben der Kenntnis der interstellaren und atmosphärischen Absorption auch die genaue Entfernung des PN. Dieses ist unvermeidlich für die Bestimmung der Leuchtkraft der ZPN. Die Ver-

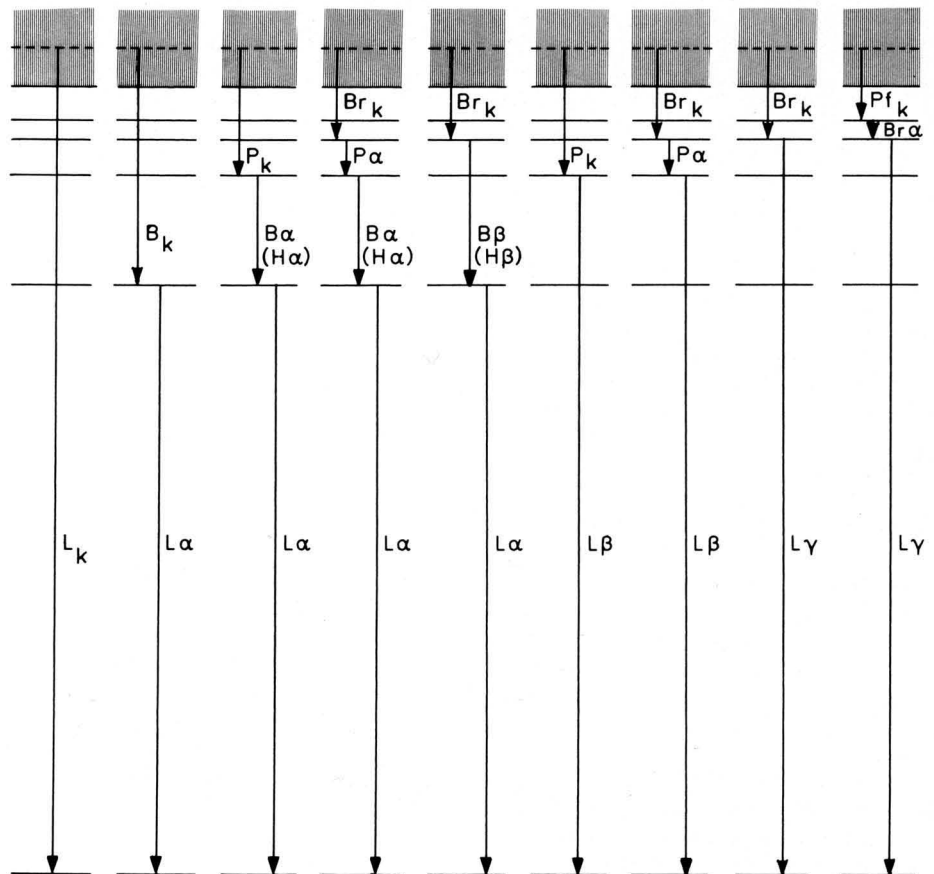


Abb. 26: Einige Beispiele möglicher Übergänge beim rekombinierenden Wasserstoff und Symbolisierung der dabei entstehenden Strahlungsquanten. – Die Indizes k bedeuten Kontinuumsquanten. L , B , P , Br und Pf symbolisieren Lyman-, Balmer-, Paschen-, Brackett- und Pfund-Quanten.

hältnisse werden jedoch einfacher und die Entfernung fällt heraus, wenn man die relative spektrale Strahlungsverteilung der ZPN ableiten will. Dann nämlich liefert nach Berücksichtigung der differentiellen interstellaren und atmosphärischen Absorption das Verhältnis etwa der leicht meßbaren scheinbaren photographischen Helligkeit m_{pg} des ZPN zu der scheinbaren Gesamthelligkeit der HPN im Lichte sämtlicher Balmerlinien und dem Balmerkontinuum m_{Balmer} bereits das Verhältnis $m_{pg}/m_{\text{Balmer}} = N_{pg}/N_o$, wobei N_{pg} die Anzahl der von dem ZPN pro Sekunde erzeugten Quanten des photographischen Spektralbereiches sei. Damit haben die HPN den in Abb. 25 gezeigten verborgenen Anteil der spektralen Strahlungsverteilung der ZPN verraten.

Ein solches Helligkeitsverhältnis kann nun etwa zur Abschätzung einer Strahlungstemperatur der ZPN herangezogen werden. (Je größer diese ist, um so kleiner fällt das Verhältnis m_{pg}/m_{Balmer} aus.) Eine solche Strahlungstemperatur wollen wir „Zanstra-Temperatur“ T_Z nennen. Ob nun diese T_Z die tatsächlichen Effektivtemperaturen T_{eff} der ZPN beschreiben, hängt offensichtlich entscheidend davon ab, wieviele Lyman-Quanten aus den HPN entkommen konnten und sich somit unserer Abzählung entzogen. Wenn dies einem merklichen Teil der Lyman-Quanten gelang, unterschätzen wir also N_o und erhalten eine zu niedrige Strahlungstemperatur. Daher schreiben wir allgemein $T_Z \leq T_{\text{eff}}$. Wie nahe T_Z an T_{eff} herankommt, hängt also davon ab, wie streng unsere Bedingung, daß die HPN für Ly-

man-Quanten optisch dick sein müssen, erfüllt ist. Erfreulicherweise zeigt sich nun aus der Messung des Balmerdekrementes (Kap. 10), welches für optisch dünne HPN wesentlich flacher wird, daß ein großer Teil der HPN tatsächlich obige Bedingung recht streng erfüllt. Und selbst für solche HPN, die verdächtig werden müssen, diese Bedingung schwächer zu erfüllen, eröffnet sich ein Ausweg: Ihm liegt die Annahme zugrunde, daß wenn auch die optische Dicke für langwellige Lyman-Quanten noch nicht vorhanden sein möge, diese letztlich bei kürzeren Wellenlängen doch noch erreicht werden müsse, wenn die Quanten nämlich unterhalb 506 Å zusätzlich noch Heliumatome ionisieren. Mit der gleichen Theorie können wir dann aus Messung des optischen Helium-Rekombinationsspektrums die Quanten wenigstens unterhalb 506 Å vollständig zählen und erhalten eine „Helium-Zanstra-Temperatur“ $T_Z(\text{He}) \geq T_Z$. – In den letzten Jahren wurden von UV-Satelliten aus umfangreiche Messungen auch in dem vor der Raumfahrt gänzlich unzugänglichen mittleren spektralen Teil der Abb. 25 durchgeführt und aus dem dortigen Anstieg der Helligkeit der ZPN UV-Farbttemperaturen abgeleitet. Und auch diesen neuesten Test haben die Zanstra-Temperaturen (H und/oder He) bis heute erstaunlich gut überstanden: Die UV-Messungen sind in allgemein befriedigender Übereinstimmung mit den Zanstra-Temperaturen (Stand 1982). Daher schreiben wir in guter Näherung: $T_Z(\text{H und/oder He}) \approx T_{\text{eff}}$.

(Wird fortgesetzt)