Hochauflösende Beobachtungen ultrakompakter H II-Gebiete

Dissertation

zur Erlangung des akademischen Grades
doctor rerum naturalium (Dr. rer. nat.)

vorgelegt dem Rat der Physikalisch-Astronomischen Fakultät
der Friedrich-Schiller-Universität Jena

von Diplom-Physiker Markus Feldt,
geboren am 30. Juni 1967 in Berlin

Gutachter

1. Prof. Dr. Th. Henning
2. Prof. Dr. R. Chini
3. Prof. Dr. C.M. Walmsley

Tag des Rigorosums: 20. 5. 1999

Tag der öffentlichen Verteidigung: 17. 6. 1999

„Mein eigener Körper, bestehend aus Atomen, die im Kernfeuer längst zerplatzter Sonnen zusammengebacken wurden? Es läßt zugleich staunen und mulmig werden, es gibt diesen direkten Bezug, der mich mit allem verbindet, mich eingebettet sein läßt in das gesamte, gänzliche, volle und lebendige Universum. Sterne, Millionen Kilometer weit, extra für unsere Nervenzellen? Was für ein Aufwand für ein so komplexes Gebilde, Menschen, die ja auch nur aus einem Häuflein Materie bestehen!

Es gibt direkte Verbindungen! Das haben die Physiker mit ihren Fernrohren herausgefunden. Es hängt alles zusammen auf diese fast aberwitzige Weise. Die Erklärbarkeit dieser Dinge läßt mitnichten die Faszination verschwinden - sie erzeugt sie oft erst.“

Ralf Kleemann

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung **1**

1.1 Sternentstehung – Massearme und massereiche Sterne 1

1.2 Ziel der vorliegenden Arbeit 4

2 Ultrakompakte H II-Gebiete **7**

2.1 „Klassische“ UKHG – Die Strömgren-Sphäre 8

2.1.1 Entwicklung der klassischen UKHG 8

2.1.2 Unzulänglichkeiten der klassischen Vorstellung 8

2.2 Gegenwärtige Modellvorstellungen 9

2.2.1 Das Bugwellenmodell 9

2.2.2 Die Champagnerflußmodelle 10

2.2.3 Modelle der (verzerrten) Blasenbildung 10

2.2.4 Photoverdampfende Scheiben 11

2.2.5 Druckstabilisierung 11

2.3 Bleibende Fragen 12

2.4 Ziele von Beobachtungen 13

2.4.1 Allgemeine Vorgehensweisen 13

2.4.2 Die Bedeutung der Auflösung – Warum hochauflösend beobachten? . . 14

2.4.3 Daten in dieser Arbeit 16

3 Hochauflösende Beobachtungen **19**

3.1 Die Grenzen der Teleskope – Abbildungstheorie 19

3.2 Die turbulente Atmosphäre 22

3.3 Nachträgliche Korrektur – Speckle Interferometrie 24

3.3.1 Das „Shift & Add“-Prinzip 24

3.3.2 Die Erhaltung hochaufgelöster Information – Beobachtung im Fourierraum . . . 26
3.3.3 Auf die Phase kommt es an – Rekonstruktionsmethoden . . . 27
3.4 Echtzeitkorrektur – Adaptive Optik . . . 27
3.4.1 Das Prinzip . . . 28
3.4.2 Wellenfronten analysieren . . . 29
3.4.3 Wellenfronten korrigieren . . . 30
3.4.4 Das System ADONIS . . . 31

4 Drei Objekte 33
4.1 Die Quellenauswahl . . . 33
4.2 Das kometarische UKHG G45.45+0.06 . . . 33
4.3 Das Kern-Halo UKHG G5.97-1.17 . . . 34
4.4 Das schalenförmige UKHG G5.89−0.39 . . . 35

5 Beobachtungen und Datenreduktion 37
5.1 Beobachtungen mit adaptiver Optik . . . 37
5.1.1 J-, H- und K'-Band-Beobachtungen . . . 37
5.1.2 Entfaltung und Filterung . . . 38
5.1.3 L-Band-Beobachtungen . . . 38
5.2 Schmalbandbeobachtungen im nahen Infrarot . . . 39
5.3 Mittleres Infrarot . . . 40
5.4 1.3 mm Beobachtungen . . . 42
5.5 2 cm-Beobachtungen . . . 42
5.6 Daten vom Weltraumteleskop Hubble . . . 43
5.7 Astrometrie . . . 43
5.8 Photometrische Kalibration . . . 44

6 G45.45+0.06 – Die Perlenkette am Himmel 45
6.1 Ergebnisse . . . 45
6.1.1 Präsentation der Bilddaten . . . 45
6.1.2 Photometrie . . . 46
6.1.3 Bestimmung der Extinktion . . . 48

6.2 Die spektrale Energieverteilung 53
6.2.1 Der heiße Staub in G45 54
6.3 G45 als junger Sternhaufen 54
6.3.1 Die Quellen innerhalb der VLA-Karte 55
6.3.2 Weitere Punktquellen 55
6.3.3 Die Massenverteilungsfunktion 56
6.3.4 Eine junge OB-Assoziation 57
6.4 Der Ionisationsnebel 58
6.4.1 Mögliche Ionisationsquellen 59
6.4.2 Der Staub 60
6.5 G45 - Ein kleiner Bruder des Orionnebels 61
6.6 Zusammenfassung 63

7 G5.97-1.17 – Die unscheinbare Scheibe 65
7.1 Beobachtungsergebnisse 65
7.1.1 Bilddaten 65
7.1.2 Photometrie 66
7.1.3 Die Extinktion 66
7.2 Die protoplanetare Scheibe 68
7.2.1 Das ionisierte Gebiet 69
7.2.2 Der Zentralstern 71
7.3 Zusammenfassung 73

8 G5.89-0.39 – Das Feuerrad 75
8.1 Ergebnisse 75
8.1.1 Bilddaten 75
8.1.2 Die Neondichte in G5.89 78
8.1.3 Die Extinktion in Richtung G5.89 79
8.1.4 Der heiße Staub in G5.89 80
8.1.5 Photometrie 82
8.2 Die Umgebung von G5.89 83
8.2.1 Die Vordergrundmolekülwolke 83

8.2.2 G5.89 als Mitglied eines jungen Sternhaufens 85
8.3 Der Schalenaufbau von G5.89 86
8.3.1 Das Strahlungstransportmodell 86
8.3.2 Vergleich mit den Beobachtungsdaten 87
8.3.3 Eine Strömgren-Sphäre? 90
8.4 Ausfluß und – Scheibe? 91
8.5 Zusammenfassung 92

9 Einordnung und Ausblick **95**
9.1 Drei Regionen - Grundverschieden oder gleich? 95
9.2 Lebensdauer - kein Problem! 96
9.3 Die Rolle des Staubes in UKHG 97
9.4 Die Ausströmung von G5.89 97
9.5 Ausblick 97

Literaturverzeichnis **100**

A Filter **I**

B Die Richardson-Lucy-Entfaltung **III**

C Vorhersage des Brγ Flusses aus cm-Beobachtungen V

Danksagung **VII**

Kapitel 1

Einleitung

Schon immer blickten Menschen fasziniert zum Nachthimmel auf. Der Anblick der funkelnden Sterne erweckt den Eindruck von Schönheit, Fremdartigkeit und Weite und regt bei den Menschen das Nachdenken über die Natur dieser Lichtpunkte und deren Relation zur eigenen Existenz an. So entstand als eine der ältesten Wissenschaften die Astrologie und später die Astronomie. Heute beschäftigt sich die Astrophysik genau wie viele andere Wissenschaften unter anderem mit so grundlegenden Fragen wie der nach dem Werden und Vergehen - Wo kommen wir her, und wo gehen wir hin? Diese Arbeit behandelt den Entstehungsprozeß sehr massereicher Sterne. Manche mögen derartige Probleme als unbedeutend für ihr tägliches Leben oder das Leben auf unserem Planeten überhaupt ansehen, aber zumindest letzteres sind sie sicher nicht! Die massereichen Sterne haben gewaltigen Einfluß auf die Entwicklung von Galaxien und auch auf alle anderen Sterne. Es gibt Theorien, die besagen, daß ohne die in der ersten Generation massereicher Sterne gebildeten schweren Elemente überhaupt keine weiteren Sterne, sicher aber keine Planeten wie die Erde und kein Leben im Universum zu finden wäre. Sie sind ein unverzichtbares Glied in der Kette vom Urknall bis zur Geburt des ersten Menschen. Der Wunsch, ihr Entstehen zu verstehen, entspricht, etwas weitgefaßt zwar, aber letztlich unvermeidlich, der Suche nach dem eigenen Ursprung.

1.1 Sternentstehung – Massearme und massereiche Sterne

Der Entstehungsprozeß von Sternen gilt heute als recht gut verstanden. Allerdings trifft dies nur für relativ massearme Sterne zu, wie zum Beispiel unsere Sonne. Für derartige Sterne gibt es eine Art Standardmodell; es wird z.B. in SHU & Mitarb. (1993) und BECKWITH & SARGENT (1996) zusammengefaßt. Demnach vollzieht sich die Entstehung eines Sterns in mehreren Phasen: Gas und Staub aus interstellaren Molekülwolken verdichtet sich unter der Wirkung der eigenen Gravitation und bildet dabei einen oder mehrere Molekülwolkenkerne (Fragmentationsprozeß). Wenn diese eine hinreichend große Masse erreicht haben, reicht der stabilisierende thermische Druck nicht mehr aus (Jeans-Kriterium), und der Kollaps beginnt von innen nach außen (Abb. 1.1A). Dabei plattet das Wolkenfragment wegen der beim Kollaps stark anwachsenden Zentrifugalkräfte ($\omega^2 R \sim R^{-3}$) senkrecht zur Rotationsachse ab. Im Zentrum entstehen dann ein oder mehrere Protosterne, umgeben von jeweils einer protostellaren Scheibe (TSCHARNUTER & BOSS, 1993). Über diese Scheibe wird dem Stern weiter Materie zugeführt (Akkretionsprozeß), gleichzeitig führt die Scheibe Drehimpuls von innen nach

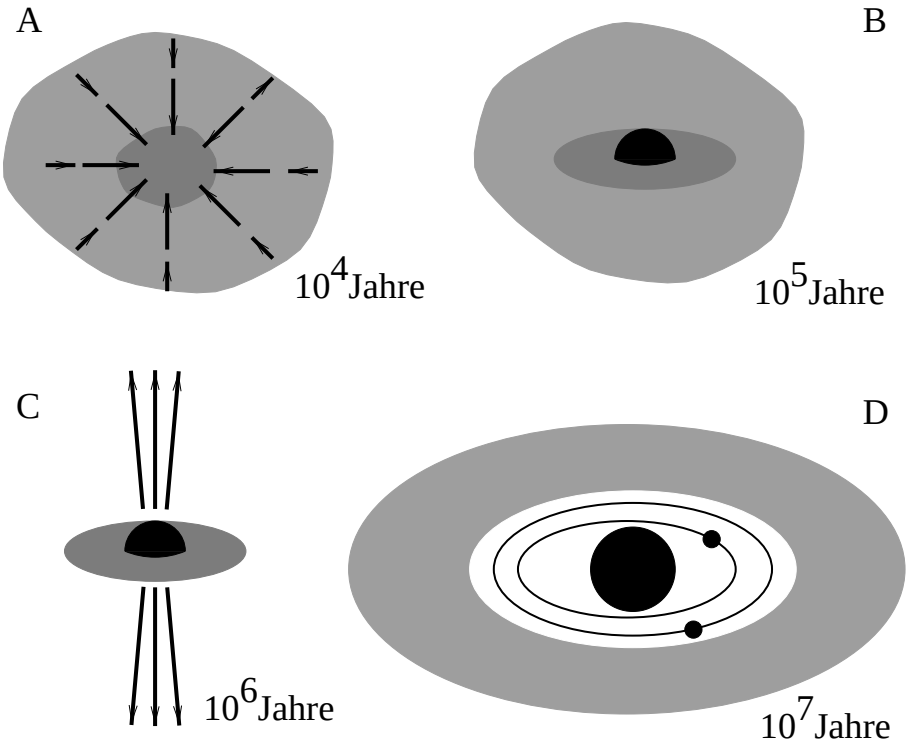


Abbildung 1.1: Die Phasen der Entstehung massearmer Sterne. Die Zeitspannen der jeweiligen Phase sind mit angegeben. **A:** Eine Molekülwolke kollabiert von innen nach außen und ein dichter Kern bildet sich. **B:** In dem Kern entsteht ein Protostern samt umgebender Scheibe. **C:** In der bipolaren Ausflußphase strömt Materie entlang der Drehachse aus dem System ab und führt dabei Drehimpuls mit sich. **D:** In den Resten der zirkumstellaren Scheibe entsteht ein Planetensystem.

außen und verhindert so, daß die Entwicklung des Sterns durch zu starke Fliehkräfte beeinträchtigt wird. Diese Phase dauert etwa 10^5 Jahre (Abb.1.1B), bevor ein starker Wind entlang der Rotationsachse aus dem System ausbricht und die bipolare Ausflußphase beginnt (siehe z.B. FUKUI & Mitarb., 1993) (Abb.1.1C). Der Ausfluß führt zusätzlich Drehimpuls aus dem System heraus. Desweiteren werden in dieser Phase in der Akkretionsscheibe die Grundsteine (oder besser gesagt die Grundstaubteilchen) für eine spätere Entstehung von Planeten gelegt (siehe z.B. BECKWITH & Mitarb., 1999; BLUM & Mitarb., 1996). In der letzten Phase öffnet sich der Winkel der anfangs polaren Ausströmung. Schließlich wird der Materiezustrom in der Äquatorebene gestoppt. In den Resten der Akkretionsscheibe, die nun zügig durch Wind- und Strahlungsdruck des Sterns zerstört wird, findet die Entstehung der Planeten ihren Abschluß (Abb.1.1D). Die Grundzüge dieses Modells sind mittlerweile durch Beobachtungen gesichert. So sind zum Beispiel zirkumstellare Scheiben durch MCCAUGHREAN & O'DELL (1996) mit Hilfe des Weltraumteleskops Hubble erstmals direkt nachgewiesen worden und auch molekulare Ausströmungen sind in großer Zahl durch verschiedene Gruppen (siehe Literaturhinweise in FUKUI & Mitarb., 1993) beobachtet worden. Während auf diesem Gebiet heutzutage Detailfragen bearbeitet werden, wie die Grundlagen der Planetenentstehung in den zirkumstellaren Scheiben oder mögliche Antriebsmechanismen für die Ausströmungen, ist die Entstehung von Sternen mit mehr als acht Sonnenmassen noch immer weitgehend unverstanden.

Die Gesamtlebensdauer derart massereicher Sterne ist mit einigen Millionen Jahren im Vergleich zu ihren masseärmeren Brüdern sehr kurz, so daß sie einen erheblichen Teil ihrer Exi-

stenz eingebettet in der Ursprungsmolekülwolke verbringen. WOOD & CHURCHWELL (1989a) schließen aus Beobachtungen, daß 15% aller O-Sterne in Molekülwolken eingebettet sind, aus denen sie vorher selbst entstanden. Sterne vom Spektraltyp O verbringen also 15% ihres Lebens in derartigen Wolken. Andere Schätzungen gehen davon aus, daß massereiche Sterne möglicherweise ihr ganzes Leben eingebettet bleiben (BEECH & MITALAS, 1994).

Der Strahlungsdruck eines protostellaren Kerns von etwa zehn Sonnenmassen auf einfallende Gas- und Staubteilchen reicht aus, den Masseneinfallsprozeß zum Erliegen zu bringen und begrenzt so die Gesamtmasse (YORKE & KRÜGEL, 1977; WOLFIRE & CASSINELLI, 1987; NAKANO, 1989; BEECH & MITALAS, 1994). Allerdings zeigen JIJINA & ADAMS (1996), daß unter bestimmten Anfangsbedingungen beim Kollaps rotierender Fragmente Sterne mit bis zu $100\,\mathrm{M}_\odot$ sehr wohl entstehen können. Ihr Szenario enthält allerdings einige vereinfachende und nicht unumstrittene Voraussetzungen (STAHLER & Mitarb., 1999). Es ist daher nicht grundsätzlich verstanden, durch welchen Prozeß schwerere Sterne überhaupt entstehen können. Akkretion von Materie über eine Scheibe – deren Ebene von der Strahlung nicht durchdrungen wird, und die sich daher selbst vor dem Strahlungsdruck schützt – kommt nur begrenzt in Frage: Wenn die Scheibe nicht die entsprechende Morphologie aufweist, wird sie über Photoverdampfung durch energiereiche UV-Photonen unweigerlich zerstört (YORKE & WELZ, 1996). Tatsächlich ist bis heute kein Beobachtungsnachweis einer Scheibe um einen massereichen Stern erbracht, es gibt lediglich einige – allerdings vielversprechende – Kandidaten. Bei diesen Kandidaten wird die Existenz der Scheiben aus Maserbeobachtungen abgeleitet (z.B. MINIER & Mitarb. (1998) zu NGC7583-IRS1 und CESARONI & Mitarb. (1997) zu IRAS20126+4104) und zum Teil durch direkte Bilder im thermischen Infrarot unterstützt (siehe STECKLUM (1998) zu G339.88-1.26 und DE BUIZER & PINA (1998) zu verschiedenen Objekten). Es existieren aber direkte Beobachtungen von Ausströmungen: Das in dieser Arbeit vorgestellte Objekt G5.89-0.39 hat einen der massereichsten Ausflüsse innerhalb der Galaxis (HARVEY & FORVEILLE, 1988).

Neben diesen „konventionellen“ Sternentstehungsmechanismen besteht die Möglichkeit, daß massereiche Sterne durch Kollision von massearmen entstehen. Nach BONNELL & Mitarb. (1998) wird die Dynamik im Inneren dichter, junger Sternhaufen dadurch beeinflußt, daß große Mengen Gas auf die jungen (massearmen) Sterne akkretiert werden. Dabei wird die Kollisionsrate zwischen den Sternen so groß, daß die Entstehungsraten von massereichen Sternen erklärt werden können. Allerdings müßten dann die massereichen Sterne vorzugsweise im Zentrum solcher Sternhaufen entstehen und entsprechend jünger sein, als ihre massearmen Brüder.

Im Gegensatz zur unverstandenen Entstehung sind massereiche Sterne äußerst wichtig für die Entwicklung der Galaxien. Nicht nur durch die Supernovaexplosionen am Ende ihrer Existenz, auch schon während ihrer Entstehung üben sie großen Einfluß auf ihre Umgebung aus. Ihre Photosphärentemperatur ist hoch genug, um energiereiche UV-Photonen auszusenden und so umgebendes Gas zu ionisieren. Dies führt zur Entstehung von ultrakompakten HII Gebieten (UKHG), kleinen Gebieten, in denen das atomare Wasserstoffgas vollständig ionisiert ist. Überschallschnelle Winde ($V \approx 2000\,\mathrm{km\,s^{-1}}$) gehen von ihrer Oberfläche aus und transportieren Material und Impuls in das umgebende interstellare Medium. Sind dort, wie in den meisten Molekülwolken, klumpige Strukturen vorhanden, so können beim Durchlaufen der entstehenden Stoß- und Ionisationsfronten Instabilitäten entstehen, welche möglicherweise den Kollaps der Klumpen bewirken und so zu weiterer Sternentstehung führen (DYSON, 1993). Mittlerweile ist auch gezeigt, daß derartige Klumpen zwangsläufig bei der Ausbreitung der Ionisationsfronten in das umgebende Medium entstehen (GARCIA-SEGURA & FRANCO, 1996). Tatsächlich

findet man O- und B-Sterne fast ausschließlich in Haufen; die wenigen Einzelexemplare haben meistens ihren Ursprungsort ebenfalls in den Zentren dichter Ansammlungen (CLARKE & PRINGLE, 1992).

1.2 Ziel der vorliegenden Arbeit

Wie bereits erwähnt, bildet sich kurz nach seiner Entstehung um den massereichen Stern ein Gebiet, in welchem der Wasserstoff vollständig ionisiert ist. Solche UKHG sind die ersten beobachtbaren Anzeichen für einen jungen massereichen Stern. Es sind kleine ($D \leq 0.15\,\mathrm{pc}$) Gebiete mit hohem Emissionsmaß ($EM \geq 10^7\,\mathrm{pc\,cm^{-6}}$) bzw. hoher Elektronendichte ($n_e \geq 10^4\,\mathrm{cm^{-3}}$) (HABING & ISRAEL, 1979). Ihre Leuchtkraft ist vom infraroten Bereich des Spektrums bis hin zu Radiowellenlängen sehr groß, im visuellen sind sie dagegen aufgrund der umgebenden Staubmassen nicht beobachtbar. Allerdings gibt es eine Ausnahme: Wird das UKHG nicht intern, sondern durch äußeren Einfluß ionisiert, so sind die umgebenden Staubmassen bereits verschwunden. Es besteht dann auch im sichtbaren Spektralbereich freier Blick auf das Objekt.

Durchmusterungen zum Auffinden von Vorläufern dieses Stadiums (MOLINARI & Mitarb., 1996; MOLINARI & Mitarb., 1998) haben einige Kandidaten geliefert und erste Entwicklungsmodelle vom Protostern zum UKHG existieren (YORKE, 1986; HENNING, 1990; TESTI & Mitarb., 1997). Diesen Modellen zufolge entwickelt sich das HII-Gebiet um den Protostern nicht sofort, da anfänglich die Ionisation durch einfallende Materie unterdrückt wird. Die von diesen, BN-artigen[1] Objekten ausgehende Radiostrahlung stammt demnach von einem sehr kleinen ionisierten Bereich unmittelbar am Protostern, sowie von einem ionisierten Sternenwind (PERSSON & Mitarb., 1984; YORKE, 1986; HENNING, 1990).

Die UKHG sind die früheste Phase, in der die neu entstandenen Sterne direkt sichtbar werden. Durch die direkte Beobachtbarkeit der Sterne einerseits, sowie durch die Beobachtung ihrer Wechselwirkung mit der Umgebung (Ionisation, Aufheizung, Verdampfung, Ausflüsse und Winde) können in dieser Phase wesentliche Informationen über die Entstehung und frühe Entwicklung der massereichen Sterne gewonnen werden.

Es ist Sinn und Zweck dieser Arbeit, den aktuellen Stand der Forschung auf dem Gebiet der UKHG darzustellen und zu definieren. Zunächst wird eine Darstellung der gegenwärtigen Modellvorstellungen präsentiert. Es wird gezeigt werden, daß weitere Beobachtungen nötig sind, um zwischen einzelnen Modellen zu unterscheiden und das diese Beobachtungen mit neuer Technik erfolgen müssen, um schlüssige Ergebnisse zu liefern. Insbesondere wird dargelegt werden, warum Infrarotaufnahmen mit sehr hoher Auflösung notwendig sind. Dann wird eine Einführung in die hochauflösenden Beobachtungstechniken gegeben. Besonders betont wird hierbei die Technik der adaptiven Optik (AO), mit deren Hilfe ein Großteil der Daten für diese Arbeit gewonnen wurde. Schließlich erfolgt die Präsentation der Beobachtungsergebnisse von drei UKHG, die mit dieser Technik, sowie ergänzend auf konventionellen Wegen, gewonnen wurden. Zu jedem der drei Objekte, G45.45+0.06, G5.89-0.13 und G5.97-1.17, wird eine ergänzende Diskussion geführt, die die Einordnung in die bestehenden Modelle bzw. deren notwendige Erweiterungen darlegt. Abschließend werden die aus den Beobachtungen gewonnenen Erkenntnisse noch einmal zusammengefaßt und ihre Bedeutung für die Modellvorstellungen

[1] Nach BECKLIN & NEUGEBAUER (1967)

von UKHG hervorgehoben. Es folgt ein Ausblick, der die notwendige Weiterführung der Forschung auf diesem Gebiet unterstreicht und die Richtung für diese Fortsetzung vorgibt.

Kapitel 2

Ultrakompakte HII-Gebiete

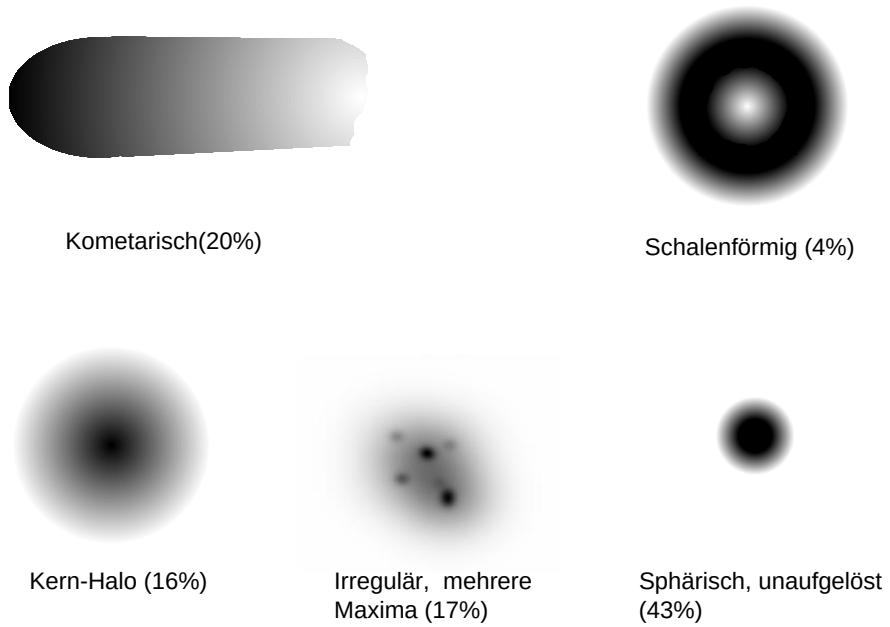


Abbildung 2.1: Die verschiedenen morphologischen Typen von UKHG, nach Radiobeobachtungen von WC89.

Die erste große kartographische Himmelsdurchmusterung nach UKHG wurde in einer grundlegenden Arbeit von WOOD & CHURCHWELL (1989b – hiernach als WC89 bezeichnet) veröffentlicht. Sie beobachteten ein Ensemble aus 75 Objekten mit dem VLA[1] bei cm-Wellenlängen mit einer Winkelauflösung von $0\farcs4$. Aus dieser Durchmusterung stammt die Klassifizierung nach morphologischen Erscheinungsformen im Radiobereich: Demnach sind 43% aller UKHG sphärisch oder können vom VLA nicht aufgelöst werden, 20% erscheinen kometarisch, 16% als ein Kern mit Halo, 4% schalenförmig und 17% haben eine irreguläre Struktur mit mehreren Emissionsmaxima (siehe auch Abb. 2.1). Spätere Durchmusterungen (KURTZ & Mitarb., 1994) haben leicht abweichende Verteilungen entdeckt, aber die grundlegende Einteilung blieb stets erhalten.

[1]Very Large Array, Radiointerferometer aus 27 Antennen mit einem Abstand von maximal 36 km in New Mexico, USA

2.1 „Klassische“ UKHG – Die Strömgren-Sphäre

2.1.1 Entwicklung der klassischen UKHG

Wenn ein O-Stern im Kern einer Molekülwolke beginnt, UV-Photonen abzustrahlen[2], bildet sich eine Ionisationsfront aus. Diese expandiert und füllt in kurzer Zeit – nach DYSON & WILLIAMS (1980) dauert dies nur wenige Jahre – die Anfangs-Strömgrensphäre aus. Deren Radius beträgt im staubfreien Fall

$$r_i = \left(\frac{3N_c^\star}{4\pi n_e n_{\mathrm{H}} \beta}\right)^{1/3}. \tag{2.1}$$

Darin sind $N_c^\star$ die Rate der vom Stern ausgesandten Lyman-Kontinuumsphotonen, n_e die Anzahldichte der Elektronen, n_{H} die der Wasserstoffteilchen und β der Rekombinationskoeffizient. Der typische Wert liegt bei ~ 0.051 pc (WC89)[3]. Wird ein Teil der UV-Strahlung durch Staubteilchen absorbiert, so verringert sich dieser Radius. Durch die Ionisation des kalten, dichten, neutralen Gases steigt dessen Druck dramatisch an. In Abwesenheit weiterer Kräfte expandiert dieses Gas solange frei, bis ein Gleichgewicht mit dem umgebenden Ausgangsdruck wiederhergestellt ist. Beträgt die Elektronentemperatur im Plasma T_e, und liegen in der Umgebung die Anzahldichte n_0 und die Temperatur T_0 vor, so gilt für die erreichte Anzahldichte n_f im Plasma nach Herstellung des Gleichgewichts[4]

$$n_f = \frac{2T_e}{T_0} n_0. \tag{2.2}$$

Setzt man dies in 2.1 ein, so ergibt sich für den Endradius der Strömgrensphäre

$$r_f = \left(\frac{2T_e}{T_0}\right)^{2/3} r_i. \tag{2.3}$$

Für den zeitlichen Verlauf des Radius geben DYSON & WILLIAMS (1980)

$$r(t) = r_i \left(1 + \frac{7c_i t}{4r_i}\right)^{4/7} \tag{2.4}$$

an, wobei c_i die Schallgeschwindigkeit im ionisierten Gas ($\sim 10\,\mathrm{km\,s^{-1}}$) bezeichnet. Somit sollte ein UKHG stets sphärisch sein und die Bestimmung seines Durchmessers wäre zugleich eine effektive Altersbestimmungsmethode. Von der sphärischen abweichende Morphologien könnten allenfalls durch nicht-isotrope Verteilungen des umgebenden Gases entstehen.

2.1.2 Unzulänglichkeiten der klassischen Vorstellung

Eines der größten Probleme des oben angenommenen Szenarios ist die Zeitskala in Gl. 2.4. Sie sagt voraus, daß es bis zum Erreichen des maximalen Radius' $r_f = 86 r_i$ (Für typische Werte

[2] Hierunter seien in dieser Arbeit Photonen verstanden, die Wasserstoff einfach ionisieren können, also eine Wellenlänge kürzer als 0.09 μm haben. Sie werden im Text auch als Lyman-Kontinuumsphotonen bezeichnet.

[3] „Typische Werte“ setzen in WC89 generell einen Stern des Spektraltyps O6 und eine Elektronendichte von 5×10^4 cm^{-3} voraus.

[4] Der Faktor 2 in der Gleichung berücksichtigt die Verdopplung der Teilchenzahl bei der vollständigen Ionisation des Wasserstoffgases.

von $T_e = 10^4$ K und $T_0 = 25$ K) etwa 3×10^6 Jahre dauert. Dies entspricht etwa der Hauptreihenlebensdauer eines Sterns vom Spektraltyp O6. Allerdings überschreitet die Region einen Durchmesser von 0.15 pc bereits nach $\sim 1.6 \times 10^4$ Jahren und würde dann nicht mehr als UKHG identifiziert werden. Diese Zeitspanne entspricht 0.7% der Lebensdauer eines Sterns vom Spektraltyp O6. Aus der Anzahl der O-Sterne geschätzt sollten demnach innerhalb der Galaxis nur etwa insgesamt 120 UKHG zu finden sein. Andererseits haben WC89 bei ihrer Durchmusterung, welche sich auf einen 70° Ausschnitt aus der galaktischen Scheibe beschränkte und auch dort nur die hellsten IRAS[5]-Quellen untersuchte, bereits 75 Quellen gefunden. BRONFMAN & Mitarb. (1996) nennen 843 Quellen, die in einer CS(2-1) Durchmusterung detektiert wurden und gleichzeitig für UKHG charakteristische IRAS-Flußverhältnisse aufweisen. Berücksichtigt man ausschließlich Kriterien, die UKHG nach Farben im mittleren und fernen Infrarot identifizieren, so beträgt die Gesamtzahl der von IRAS entdeckten UKHG 1427. Demnach ist die Dauer der ultrakompakten Phase erheblich länger als durch Gl. 2.4 vorhergesagt, nämlich etwa 2×10^5 Jahre.

Eine weitere Unzulänglichkeit des einfachen Ansatzes von DYSON & WILLIAMS (1980) ist das Erscheinungsbild der UKHG: Im Ensemble von WC89 erscheinen nur etwas mehr als die Hälfte aller UKHG als sphärisch oder nicht aufgelöst. Spätere Durchmusterungen von KURTZ & Mitarb. (1994) und GARAY & Mitarb. (1993) förderten insgesamt 91 weitere Quellen zutage mit etwas verschiedenen Anteilen der verschiedenen Morphologien, aber auch dabei gab es in etwa der Hälfte der Fälle Abweichungen von sphärischen Strukturen.

2.2 Gegenwärtige Modellvorstellungen

2.2.1 Das Bugwellenmodell

Einen Großteil der Aufmerksamkeit haben die kometarischen UKHG auf sich gezogen. Bereits WC89 spekulierten, daß die kometarische Form als eine Art Bugwelle bei der Bewegung des Sterns durch die umgebende Molekülwolke entstehen könnte. Damit verlängert sich auch die Dauer der ultrakompakten Phase auf die Zeit, die der Stern braucht, um die Wolke zu durchqueren. Erste Überlegungen in dieser Richtung erfolgten durch RAGA (1986), der eine überschallschnelle Bewegung des O-Sterns gegenüber dem neutralen Medium annahm. Dabei ergab sich ein tränenförmiges ionisiertes Gebiet - was allerdings nicht mit realen kometarischen UKHG übereinstimmt, deren Schwanz hinter der Bugwelle nicht wieder auf die Symmetrieachse zusammenläuft. Das Modell wurde durch VAN BUREN & Mitarb. (1990) unter Berücksichtigung dynamischer Prozesse vertieft und erklärt dann die parabelförmige Morphologie der kometarischen UKHG, die Randaufhellung im Scheitelbereich und den starken Helligkeitskontrast an der angeströmten Seite des Gebietes. Das Lebensdauerproblem wird allerdings nur partiell gelöst: Bei Geschwindigkeiten von $10\,\mathrm{km\,s^{-1}}$, wie sie von dem Modell angenommen werden, legt der Stern innerhalb von 10^5 Jahren eine Strecke von etwa 1 pc zurück. Damit kommen nur die allergrößten Molekülwolkenkerne in Frage, um die ultrakompakte Phase so lange aufrechtzuhalten. FEY & Mitarb. (1995) weisen auch darauf hin, daß bei einem solchen Szenario O-Sterne nach dem Ende der (kometarischen) ultrakompakten Phase kaum noch in Haufen zu finden sein dürften. Wenn Geschwindigkeiten in dieser Größenordnung nämlich der Richtung nach zufällig verteilt sind, lösen sich die OB-Assoziationen noch während der UKHG-Phase

[5]Infrared Astronomical Satellite

komplett auf. Zusätzlich kann dieses Modell nur die Entstehung kometarischer UKHG um Einzelsterne erklären.

2.2.2 Die Champagnerflußmodelle

Diese Modelle setzen starke Dichtegradienten in der Umgebung der massereichen jungen Sterne voraus, wie sie beispielsweise am Rande von Molekülwolken auftreten. Entwickelt wurde das Konzept zunächst von TENORIO-TAGLE (1979), weiter ausgeführt von BODENHEIMER & Mitarb. (1979), TENORIO-TAGLE & Mitarb. (1979) und YORKE & Mitarb. (1983). Die kometarische Struktur kommt bei diesen Modellen dadurch zustande, daß sich das ionisierte Gas in Richtung abnehmender Dichte schneller (und damit weiter) ausbreitet, als in der entgegengesetzten Richtung. GARAY & Mitarb., 1994 und FEY & Mitarb., 1995) lieferten Beispiele kometarischer UKHG, die durch dieses Modell erklärt werden konnten. Im Unterschied zum Bugwellenmodell tritt hier keine Randaufhellung auf und entlang der Symmetrieachse ist die Emissivität sehr gering, das bedeutet die Quellen erscheinen dort dunkel. Als deutliche Schwäche des Modells ist zu werten, daß es sich um ein evolutionäres handelt, welches vorhersagt, daß sich mehr Quellen in späten Entwicklungsstadien finden sollten, als in frühen. Um beobachtete kometarische Quellen zu erklären, muß allerdings stets ein frühes Entwicklungsstadium angenommen werden.

2.2.3 Modelle der (verzerrten) Blasenbildung

Die Winde der O-Sterne sollten in ihrer Umgebung eine staubfreie Blase erzeugen, die dann mit ionisiertem Gas gefüllt ist (PIKEL'NER, 1968; DYSON, 1975; CASTOR & Mitarb., 1975). Anzeichen für derartige staubfreie Blasen wurden zum Beispiel in der Durchmusterung von CHINI & Mitarb. (1987) gefunden. Durch solche Prozesse läßt sich die Entstehung der schalenförmigen UKHG erklären. Deren Randaufhellung wird laut Modell dadurch verursacht, daß ionisiertes Gas vom Sternenwind an den Außenwänden zusammengetrieben wird, die beobachteten Profile passen gut zum Modell. Wenn ein derartiges Phänomen nun in einem Gebiet mit vorherrschendem Dichtegradienten auftritt, so werden die Blasen verzerrt und es kommt zur Bildung kometarischer Formen[6] (TOMISAKA & IKEUCHI, 1986; MAC LOW & MCCRAY, 1988). Demnach sind also schalenförmige UKHG, wie zum Beispiel W3(OH) oder auch das hier vorgestellte G5.89-0.39, enge Verwandte der kometarischen UKHG. Die schalenförmigen entstehen dann eben nur zufällig in Gebieten ohne Dichtegradienten. Allerdings lassen sich laut VAN BUREN & Mitarb. (1990) die beobachteten hohen Geschwindigkeiten des ionisierten Gases nicht mit dem Modell erklären, weil wegen der weitgehend isobaren Entwicklung keine schnellen Bewegungen vorgesehen sind[7]. Das Problem der Lebensdauer wird durch diese Modelle nicht gelöst.

[6] Sofern Radius und Skalenlänge der Dichte in der gleichen Größenordnung liegen!

[7] Dieses Argument trifft allerdings nicht auf alle Objekte zu, siehe GARAY & Mitarb. (1994) zu G32.80+0.19 und G61.48+0.09B1.

2.2.4 Photoverdampfende Scheiben

HOLLENBACH & Mitarb. (1994) haben eine Serie von Arbeiten veröffentlicht, in denen untersucht wird, wie das UKHG durch Gas aus einer den Zentralstern umgebenden zirkumstellaren Scheibe immer wieder aufgefüllt wird. Das in der Scheibe enthaltene Gas wird durch die Strahlung des Sterns aufgeheizt, entkommt durch den gestiegenen thermischen Druck der Scheibe und wird dann durch energiereiche UV-Photonen ionisiert. Je nach Stärke des vom Stern ausgehenden Windes bildet sich die „Atmosphäre“ aus ionisiertem Gas über der gesamten Oberfläche der Scheibe oder, bei starkem Wind, nur über ihren außenliegenden Teilen. So kann bei starkem Sternenwind z.B. ein Schalenförmiges UKHG entstehen (siehe Darstellung in HOLLENBACH & Mitarb., 1994). Durch die ständige Nachlieferung von ionisierbarem Material wird die Lebensdauer des UKHG auf die der verdampfenden Scheibe verlängert. Letztere beträgt nach HOLLENBACH & Mitarb. (1994) etwa 10^5 Jahre bei Scheiben von zwei bis zehn Sonnenmassen, liegt also genau in der benötigten Größenordnung um die beobachtet Anzahl von UKHG zu erklären. Wird ein Teil der Sternenstrahlung von Staub absorbiert, so verdampft die Scheibe entsprechend langsamer, die zur Erklärung der Lebensdauer benötigte Masse verringert sich somit (RICHLING & YORKE, 1997). Allerdings besteht noch ein Problem darin, die beobachteten Massenverlustraten durch den Lyman-Kontinuumsfluß eines einzelnen O-Sterns zu erklären (siehe auch YORKE & WELZ, 1996). Simulationsrechnungen zum Erscheinungsbild derartiger, verdampfender Scheiben finden sich in KESSEL & Mitarb. (1998) und RICHLING & YORKE (1998), allerdings werden dort Sterne mittlerer Masse (Spektraltypen A und B) betrachtet.

Auch zirkumstellare Scheiben von Sternen geringerer Masse, die sich in der Nähe eines massereichen Sterns befinden, können durch dessen Strahlung verdampft und ionisiert werden. Sie weisen dann ebenfalls alle Charakteristika von UKHG auf (CHURCHWELL & Mitarb., 1987; O'DELL & WEN, 1994; MCCULLOUGH & Mitarb., 1995). Derartige Objekte, oft auch als „Pigs“ (Partially ionized Globules – Dies sind allerdings keine verdampfenden Scheiben, sondern kompakte Staubwolken, die Protosterne umgeben) oder „Proplyds“ (Protoplanetary Disks, eine Bezeichnung, die die Entstehung von Planeten in einem derartigen Objekt erwarten läßt) bezeichnet, finden sich in Assoziationen junger, massereicher Sterne, siehe zum Beispiel im Orion (MCCAUGHREAN, 1997). Dort haben die massereichen Sterne bis zum „Heranreifen“ ihrer Nachbarn geringerer Masse in das Stadium der sichtbaren zirkumstellaren Scheibe die umgebende Molekülwolke soweit zerstört, daß bei geeigneter Anordnung des Systems ein ungetrübter Blick auf das Phänomen besteht.

2.2.5 Druckstabilisierung

In Abschnitt 1.1 wurde dargelegt, daß bei der Entstehung des Protosterns die Molekülwolke von innen nach außen kollabiert. Wenn nun äußere Teile der Staubhülle noch kollabieren, während sich im Innern bereits ein UKHG ausgebildet hat, so wird der Druck des einfallenden Gases die Expansion bremsen (REID & Mitarb., 1980; GARAY & Mitarb., 1985). TESTI & Mitarb. (1997) und MOLINARI & Mitarb. (1998) haben daraus ein Entwicklungsmodell für UKHG konstruiert, daß ähnlich den Modellen von YORKE (1986) und HENNING (1990) die Entstehung eines HII-Gebietes um einen Protostern herum beschreibt. Nach AKESON & CARLSTROM (1996) und GARCIA-SEGURA & FRANCO (1996) kann ein umgebender, warmer Molekülwolkenkern auch ohne Kollaps das Gebiet stabilisieren und seine Lebensdauer vergrößern. GARCIA-SEGURA &

FRANCO (1996) haben die Auswirkungen von Inhomogenitäten auf die Entwicklung des UKHG untersucht und festgestellt, daß die Ausbreitung der Ionisationsfront in ein solches Gebiet eine klumpige Struktur entstehen läßt. Dies erklärt auch das Auftreten der irregulären UKHG mit vielen Emissionsmaxima. Auch die Möglichkeit eines späteren Kollapses der entstandenen Klumpen und somit weiterer, induzierter Sternentstehung besteht damit. DE PREE & Mitarb. (1995) und DE PREE & Mitarb. (1998) haben postuliert, daß die beobachteten Dichten in der unmittelbaren Umgebung einiger UKHG von bis zu 1×10^7 cm^{-3} ausreichen, um die Gebiete bis zu 10^5 Jahre druckzustabilisieren. Allerdings führen diese Modelle auf sehr hohe notwendige Dichten, so daß bei derartig stabilisierten Objekten Emissionsmaße von etwa 10^9 pc cm^{-6} auftreten müßten. Als Ausweg daraus haben XIE & Mitarb. (1996) die Stabilisierung durch turbulenten Druck vorgeschlagen. Die Turbulenz in der Umgebung ist allerdings schwer zu überprüfen. Es ist aber eine Schlußfolgerung des Modells, daß UKHG hauptsächlich dort zu finden sein sollten, wo bereits O-Sterne in unmittelbarer Nähe existieren und so selbst für Turbulenz sorgen. Gänzlich unklar ist, ob die Bedingungen für eine Druckstabilisierung, thermisch oder turbulent, lange genug existieren, um die Lebensdauer zu erklären (CHURCHWELL, 1998).

2.3 Bleibende Fragen

Eine der nach wie vor bestehenden Kernfragen ist die nach dem stellaren Inhalt von UKHG. Zwar läßt sich aus den Radiodaten das Emissionsmaß eines UKHG abschätzen und daraus die notwendige Rate an Lyman-Kontinuumsphotonen und der zugehörige Spektraltyp des Sterns schätzen, jedoch unterliegen solche Schätzungen gravierenden Unsicherheiten:

- Es ist generell nicht bekannt, wieviel Staub innerhalb der ionisierten Gebiete liegt und wie dieser dort verteilt ist. Staub absorbiert jedoch Lyman-Kontinuumsphotonen. Daher können die auf staubfreien HII-Gebieten beruhenden Schätzungen nur eine untere Grenze für den erforderlichen Spektraltyp angeben.
- Es ist unklar, ob Einzelsterne oder Haufen von Sternen in UKHG vorhanden sind. Sind mehrere Sterne für die Ionisation eines UKHG verantwortlich, so können über sie nur unter Annahme einer Massenverteilungsfunktion Aussagen getroffen werden.

Dem Staub innerhalb des ionisierten Gebietes kommt darüber hinaus eine Schlüsselrolle zu, da er als Materiereservoir dienen kann. Aus Staubansammlungen heraus kann neues Gas „abdampfen“ und dann ionisiert werden. Die Staubmenge und -dichte bestimmt dabei die Geschwindigkeit, mit der dieser Prozeß abläuft.

Weiterhin ist grundsätzlich unklar, wie ein massereicher Stern überhaupt entsteht. Wie bereits erwähnt, gibt es Beobachtungen die zeigen, daß UKHG mit Ausflüssen assoziiert sind. Allerdings konnte bislang in keinem Fall wirklich der treibende Stern dieser Ausflüsse zweifelsfrei identifiziert werden (CHURCHWELL, 1998). Generell wird davon ausgegangen, daß für den Antrieb und die Kollimation solcher Ausflüsse zirkumstellare Scheiben verantwortlich sind (siehe z.B. SHU & Mitarb., 1993). Bei Sternen geringerer Masse spielen diese Scheiben eine Schlüsselrolle für den Materietransport zum Stern hin und den Drehimpulstransport vom Stern weg. Sollten sie auch um massereiche junge Sterne vorkommen, könnten sie dort ähnliche Aufgaben erfüllen. Allerdings gibt es bisher keine direkte Beobachtung einer Akkretionsscheibe um einen massereichen jungen Stern, auch die zitierten Maser- und MIR-Beobachtungen sind noch nicht eindeutig und benötigen eine Bestätigung.

2.4 Ziele von Beobachtungen

2.4.1 Allgemeine Vorgehensweisen

Wegen der umgebenden Staubmassen sind UKHG erst ab einer Wellenlänge von etwa $2\,\mu\mathrm{m}$ dem Beobachter zugänglich. Folgende Beobachtungsmethoden werden angewandt, um Informationen über UKHG zu erhalten:

- **Visueller Spektralbereich** (0.4 bis $0.8\,\mu\mathrm{m}$): Normalerweise sind UKHG in diesem Bereich unsichtbar. Eine Ausnahme bilden jedoch die extern ionisierten Proplyds und Pigs. Diese können im Visuellen beobachtet werden. Insbesondere interessant sind Aufnahmen in Linien, die infolge des Rekombinationsprozeßes des ionisierten Wasserstoffs abgestrahlt werden. Dazu gehören beispielsweise Hα und Hβ, deren Intensitätsverhältnis – bei konstanter Temperatur – nach OSTERBROCK (1989) konstant ist und daher zur Extinktionsbestimmung genutzt werden kann . Aus ihrer Beobachtung kann, da ihre Soll-Intensität aus dem bei Radiowellenlängen bestimmten Emissionsmaß vorhersagbar ist, einerseits auf die Extinktion geschlossen werden, andererseits liefern sie Informationen über die Struktur des UV-Strahlungsfeldes. Auch verbotene Emissionslinien angeregter Ionen wie [OIII] und [SII] liefern Information über das Strahlungsfeld und die Materieverteilung.

- **Nahes Infrarot** ($1.2\,\mu\mathrm{m}$ bis $2.3\,\mu\mathrm{m}$): In diesem Bereich emitieren hauptsächlich die stellaren Photosphären. Breitbandaufnahmen in diesem Spektralbereich sind also geeignet, Sterne in den UKHG zu erkennen und über Zwei- oder Dreifarbenphotometrie zu identifizieren. Desweiteren liegen in diesem Bereich wichtige Linien: Zum einen ist dies die Brγ-Linie; sie wird im Verlauf des Rekombinationsprozesses von atomarem Wasserstoff ausgesandt. Sie kann ebenfalls zur Extinktionsbestimmung genutzt werden, indem ihre Intensität aus dem Emissionsmaß vorhergesagt wird. Zum anderen ist es die $H_2(1-0)$S1-Linie. Dieser Rotations-Vibrationsübergang molekularen Wasserstoffs wird entweder durch Stoßanregung produziert oder aber er tritt als Fluoreszenz nach einer Anregung durch UV-Strahlung auf. Der erstgenannte Anregungsmechanismus tritt vor allem auf, wenn schnelle ($v \geq 10\,\mathrm{km\,s^{-1}}$) Ausflüsse auf umgebende Materie treffen. Damit ist die Linie geeignet, die Morphologie solcher Ausflüsse im Infrarotbereich zu bestimmen. In Zweifelsfällen kann durch Beobachten weiterer Übergange des H_2-Moleküls zwischen den möglichen Anregungsmechanismen unterschieden werden.

  Auch räumlich aufgelöste Spektroskopie, entweder durch Abbilden über Fabry-Perot Interferometer oder über die neuen 3D-Instrumente[8], gewinnt in diesem Spektralbereich derzeit an Bedeutung. Mit der Fabry-Perot-Methode kann so die Kinematik der Gebiete untersucht werden und z.B. die Anwendbarkeit des Bugwellenmodells getestet werden.

- **Mittleres Infrarot** ($3.5\,\mu\mathrm{m}$ bis $21\,\mu\mathrm{m}$) Bei diesen Wellenlängen wird die Emission hauptsächlich durch warmen Staub verursacht. Durch Beobachtung bei mehreren Wellenlängen in diesem Bereich kann seine Dichte- und Temperaturverteilung bestimmt werden. Auch dieser Bereich enthält mehrere wichtige Linien, die mit Schmalbandfiltern beobachtet werden können: Verbotene Emissionslinien angeregter [NeII] und [SIV]-Ionen ermöglichen die

[8] Hierbei werden in der Fokalebene Bereiche des Bildes mit verschiedenen Methoden (Linsenmatrix, Glasfasern) auf spektral auflösende Instrumente geführt.

Erkennung von Gebieten in denen sehr energiereiche Strahlung in der Lage ist, derartige Ionen zu produzieren. Die Silikatbande bei 9.7 μm bietet darüberhinaus die Möglichkeit, den Silikatanteil im Staub zu bestimmen und stellt ein weiteres Maß für die Extinktion dar.

- **Der mm-Bereich:** Bei mm-Wellenlängen strahlt hauptsächlich kalter Staub in größerer Entfernung von den Zentralsternen. Seine Verteilung und Gesamtmasse zu kennen ist wichtig, da Extinktion durch Vordergrundstaub die scheinbare Morphologie eines UKHG entscheidend beeinflussen kann. Desweiteren ist es nötig zu erfahren, ob Klumpen in der umgebenden Molekülwolke die Entstehung weiterer Sterne erwarten lassen oder ob in dieser Wolke möglicherweis bereits weitere Sterne entstanden sind. Allerdings ist in diesem Bereich auch die Frei-frei-Emission der Elektronen des ionisierten Gebietes wichtig. Man kann die Anteile trennen, wenn die Frei-frei-Emission bei Radiowellenlängen bekannt ist. Die Bestimmung der Dichte des Umgebungsstaubes ist auch wichtig, um festzustellen, ob Modelle, die eine Druckstablisierung des UKHG voraussetzen, auf die Gebiete anwendbar sind.

- **Der cm-Bereich:** In diesem Bereich kann die Frei-frei-Strahlung des ionisierten Gebietes beobachtet werden. Wegen der großen Wellenlänge durchdringt diese Strahlung ungehindert die umgebenden Staubmassen und kommt ungeschwächt bei uns an. Je nach Dichte- und Temperaturverhältnissen folgt die Intensität der Strahlung, optisch dünne Emission vorausgesetzt, dem Gesetz $I_\lambda \sim \lambda^{-0.1}$. Durch Beobachtung bei zwei Wellenlängen lassen sich die Dichte- und Temperaturverteilung und damit das Emissionsmaß des ionisierten Gases bestimmen.

Grundsätzlich ist eine Erfassung aller genannten Spektralbereiche wünschenswert. Auch wenn eine abbildende Beobachtung bei einzelnen Wellenlängen nicht möglich ist, weil z.B. die Auflösung dafür nicht ausreicht, so kann doch die gemessene spektrale Energieverteilung (SEV) genutzt werden. Mit Hilfe von Strahlungstransportmodellen können aus ihr Informationen über die Zentralobjekte und die umgebenden Staubkonfigurationen gewonnen werden.

2.4.2 Die Bedeutung der Auflösung – Warum hochauflösend beobachten?

Die Auflösung einer astronomischen Bildaufnahme gibt den Durchmesser der kleinsten darin enthaltenen Strukturen an. Da immer Winkeldurchmesser beobachtet werden, wird sie in Bogensekunden ($''$) angegeben. Dieser kann dann je nach Entfernung des beobachteten Objektes in eine lineare Größe der kleinsten auflösbaren Strukturen umgerechnet werden (siehe Tab. 2.1). Im nächsten Kapitel wird ausführlich dargelegt, daß bei „konventionellen“ Beobachtungen im visuellen Spektralbereich und im nahen Infrarot das Auflösungsvermögen der Teleskope nicht durch deren Durchmesser, sondern durch die Atmosphäre bestimmt wird. Die unter gegebenen atmosphärischen Bedingungen erreichbare Auflösung wird als *Seeing* bezeichnet. Somit kann eine Vergrößerung der Teleskopdurchmesser nur das Lichtsammelvermögen der Fernrohre erhöhen, nicht jedoch ihre Fähigkeit verbessern, feine Strukturen zu zeigen. Da sich die Entstehungsgebiete massereicher Sterne aber bis auf wenige Ausnahmen in Entfernungen der Größenordnung kpc befinden, kommt es aber genau darauf an, möglichst kleine Strukturen aufzulösen. Tabelle 2.1 zeigt einen Überblick über die Größe der Details in AE, die mit den verschiedenen Methoden aufgelöst werden können. Sie sind für die drei hier vorgestellten Objekte,

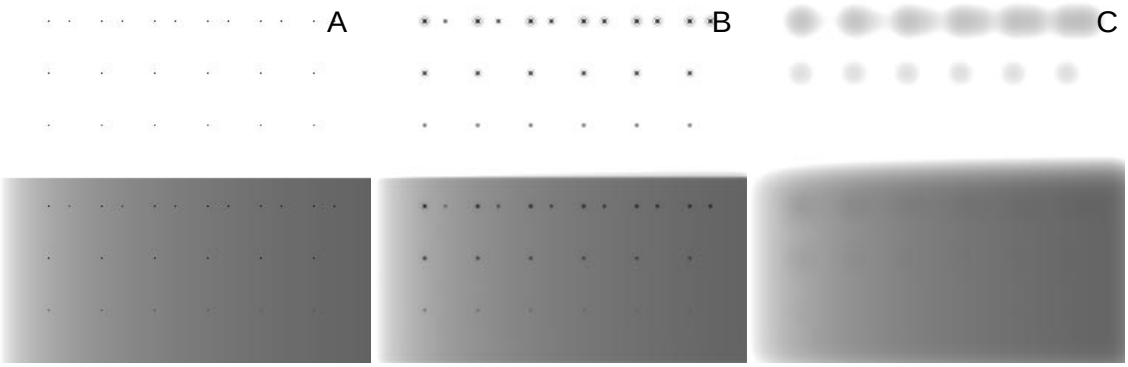


Abbildung 2.2: Demonstration der Auswirkung verminderter Auflösung. **A**: Eingangsmuster von Deltafunktion, obere Reihe Doppelsterne mit von links nach rechts abnehmendem Kontrastverhältnis (Dieser Umstand wird in Teilbild B besonders deutlich) im Abstand von $0\farcs5$. Darunter zwei Reihen schwächerer Sterne. In der unteren Bildhälfte wiederholt sich das dreireihige Muster auf einem schwachen, variablen Untergrund, wie er für UKHG typisch ist. **B**: Das Muster gefaltet mit einer PSF der theoretischen Auflösung eines 3.6 m-Teleskops bei 2.2 μm. **C**: Das Muster gefaltet mit der PSF eines außerordentlich guten Seeings von $0\farcs5$. Die Grauskalierung folgt einem logarithmischen Maßstab, daher ist der lineare Anstieg des Graukeils verzerrt.

sowie, zum Vergleich, für das nahegelegene Sternentstehungsgebiet Orion BN/KL getrennt dargestellt. Man erkennt, daß moderne Beobachtungsmethoden wie Interferometrie (VLA), Weltraumteleskope (HST) und adaptive Optik (ADONIS) bereits ermöglichen, über das 1.8 kpc entfernte Gebiet G5.97-1.17 vergleichbar detaillierte Informationen zu sammeln, wie dies bis vor wenigen Jahren nur für das Orion KL/BN-Gebiet möglich war. Allerdings werden erst zukünftige Instrumente, wie das VLT(I)[9] der ESO, das LBT[10], das NGST[11] und das LSA[12] in allen Wellenlängenbereichen dafür sorgen, daß eine der heutigen Auflösung im Orion vergleichbare Detailschärfe erreicht wird.

Die Verschlechterung der Abbildung durch die Erdatmosphäre hat noch eine weitere Auswirkung, die in Abb. 2.2 demonstriert wird. Dort wurde ein Eingangsmuster, daß für UKHG typisch ist (Mehrere, eng benachbarte Sterne auf einem variablen, ausgedehnten Untergrund), mit den PSF verschiedener Auflösungen gefaltet[13]. Bildteil B zeigt das entstehende Bild betrachtet mit der theoretischen Auflösung eines 3.6 m-Teleskops. Bildteil C dagegen zeigt das Bild betrachtet bei einem (sehr guten!) Seeing von $0\farcs5$. Man erkennt, daß nicht nur die Trennung der engen Doppelsterne erheblich erschwert wird, sondern daß auch schwache Sterne gegen den oft vorhandenen schwachen, ausgedehnten Untergrund – dessen Flächenhelligkeit durch die Faltung nicht beeinflußt wird – kaum mehr erkennbar sind. Um jedoch den stellaren Inhalt ultrakompakter HII-Gebiete charakterisieren zu können, ist eine genaue Photometrie unerläßlich und deshalb ein guter Kontrast zum Untergrund unabdingbar. Werden Flußdichten in Blenden gemessen, so hängt das Ergebnis von der Auflösung ab. Wenn also eine Quelle von verschiedenen Gruppen mit unterschiedlichen Auflösungen und möglicherweise bei verschie-

[9] Very Large Telescope (Interferometer)
[10] Large Binocular Telescope
[11] Next Generation Space Telescope
[12] Large Southern Array
[13] Daß die Faltung mit der Punktstreufunktion PSF dem Abbildungsvorgang im Teleskop entspricht, wird im nächsten Kapitel deutlich.

	Gebiet	Orion BN/KL	G5.97-1.17	G5.89-0.39	G45.45+0.06
	Entfernung	450 pc	1800 pc	2600 pc	6600 pc
Instrument (Wellenl./Auflösung)		Erreichte lineare Auflösung (AE)			
„Normales Teleskop“	(1 μm, 1″)	450	1800	2600	6600
VLA	(6 cm, 0.″4)	180	720	1040	2640
ESO 3.6 m/AO	(2 μm/0.″4)	180	720	1040	2640
HST	(1 μm,0.″1)	45	180	260	660
ESO 3.6 m	(10 μm, 1″)	450	1800	2600	6600
ESO SEST	(1mm, 23″)	10^4	4×10^4	6×10^4	1.5×10^5
ESO VLT	(10 μm,0.″34)	150	610	880	2200
ESO VLTI	(10 μm,0.″03)	12	48	70	180
NGST	(1 μm,0.″03)				
LBT	(10 μm,0.″2)	90	360	520	1300
LSA	(1mm, 0.″2)				

Tabelle 2.1: Erreichbare lineare Auflösungen bei der Beobachtung verschiedener Sternentstehungsgebiete. In der oberen Hälfte die in dieser Arbeit erreichten Werte, unten zukünftig erreichbare.

denen Wellenlängen beobachtet wird, muß dieser Effekt berücksichtigt werden. Allerdings ist eine exakte Berücksichtigung sehr schwierig, da für eine Umrechnung die genaue Struktur des Objektes bekannt sein muß. Um diese Schwierigkeit zu umgehen, ist es sinnvoll beim Vergleich immer eine ähnliche Auflösung zu betrachten. Praktisch heißt dies, man glättet alle Daten auf die schlechteste Auflösung herunter. Dies ist ein weiterer Grund, warum Infrarotbeobachtungen, die mit VLA-Daten verglichen werden sollen, mit Techniken erfolgen sollten, die eine höhere Auflösung erlauben, als die atmosphärischen Einschränkungen dies gestatten.

2.4.3 Daten in dieser Arbeit

Es soll vor allem versucht werden, Antworten auf die in Abschnitt 2.3 aufgeworfenen Fragen zu finden. Die ausgewählten Quellen sind bereits im Ensemble von WC89 enthalten; auf deren cm-Daten konnte zurückgegriffen werden. WC89 haben das VLA bei 6 cm in der Konfiguration A und bei 2 cm in der Konfiguration B betrieben und damit in beiden Wellenlängen eine Auflösung von 0.″4 erzielt. Beobachtungen im nahen Infrarot wurden mit Hilfe von adaptiver Optik am 3.6 m-Teleskop der ESO auf La Silla/Chile durchgeführt. Sie ermöglicht das Erreichen einer vergleichbaren Auflösung trotz störender atmosphärischer Einflüsse. Diese Daten ermöglichen erstmals die zweifelsfreie Identifikation der anregenden Sterne in einem UKHG sowie den detaillierten Nachweis einer schalenförmigen Struktur eines UKHG und einer photoverdampfenden Scheibe um einen massearmen Stern. Zwar sind auch bislang bereits Infrarotbeobachtungen von UKHG durchgeführt worden (siehe z.B. HOWARD & Mitarb., 1994; PERSI & Mitarb., 1997; WATSON & Mitarb., 1997), jedoch noch nie mit einem derartigem Auflösungsvermögen. WATSON & Mitarb. (1997) behaupten, den ionisierenden Zentralstern in G29.96-0.02 identifiziert zu haben. Der Leser mag nach dem Lesen der folgenden Kapitel selbst entscheiden, ob dies in einer Region, die in scheinbarer Größe und Struktur dem hier vorgestellten UKHG G45.45+0.06 stark ähnelt, mit ihrer Auflösung von 2″ möglich ist.

Die NIR-Breitbandaufnahmen mit adaptiver Optik werden ergänzt durch in konventioneller Technik aufgenommene Schmalbandaufnahmen sowie durch Beobachtungen im mittleren Infrarot. Diese Ergänzungsbeobachtungen haben eine Auflösung von etwa 1″. Dies ist ausreichend

zur Extinktionsbestimmung bzw. zur Bestimmung der Staubverteilung. Im MIR wäre auch wegen der Beugungsbegrenzung an den genutzten Teleskopen (3.6 m und 5 m Hauptspiegeldurchmesser) keine deutlich bessere Auflösung erreichbar. Von einer Quelle liegen zusätzlich noch Daten bei 1.3 mm vor. Eine Quelle (G5.97-1.17) ist als photoverdampfende Scheibe auch visuell sichtbar. Hier wurde auf vorliegende Daten des Weltraumteleskops Hubble zurückgegriffen; es bietet als einziges die erforderliche räumliche Auflösung in diesem Spektralbereich.

Grundsätzlich wurde versucht, alle Objekte möglichst gut mit dem gesamten Beobachtungsprogramm zu erfassen. Nicht immer ist dies gelungen, abgelehnte oder zu spät genehmigte Beobachtungsanträge und nicht zuletzt Witterungseinflüsse machten eine lückenlose Beobachtung aller drei Quellen mit allen Methoden unmöglich. Jedoch sind stets die grundlegenden Daten für die Einordnung in bestehende Modelle und das Aufzeigen von Lücken und notwendigen Erweiterungen der Modelle vorhanden.

Kapitel 3

Hochauflösende Beobachtungen

3.1 Die Grenzen der Teleskope – Abbildungstheorie

Um zu verstehen, durch welche Faktoren die Auflösung einer Abbildung bestimmt wird, soll zunächst kurz der Abbildungsvorgang mathematisch dargestellt werden. Alle in dieser Arbeit vorgestellten und verwendeten Methoden nutzen die Wellennatur der einfallenden Strahlung und die sich daraus ergebenden Eigenschaften des entstehenden Bildes. Daher sollen diese Eigenschaften und ihre Ursachen im Abbildungsprozeß zunächst kurz eingeführt werden. Eine umfassendere Darstellung findet sich in LEINERT (1992) sowie in BORN & WOLF (1970), Grundlagen z.B. in GOBRECHT (1987) und HECHT (1987). Ein wichtiges mathematisches Werkzeug in diesem Zusammenhang ist die Fouriertransformation. Die Fouriertransformierte einer komplexwertigen Definition $f(\vec{x})$ wird definiert durch[1]:

$$\hat{f}(\vec{k}) = \mathrm{F}[f(\vec{x})] = \int f(\vec{x}) e^{-2\pi i \vec{x}\cdot\vec{k}} d\vec{x} \tag{3.1}$$

Das Integral ohne Integrationsgrenzen läuft über einen unendlichen Bereich. Die Umkehrtransformation ergibt sich zu:

$$f(\vec{x}) = \mathrm{F}^{-1}[\hat{f}(\vec{k})] \int \hat{f}(\vec{k}) e^{+2\pi i \vec{x}\cdot\vec{k}} d\vec{k} \tag{3.2}$$

Der Abbildungsvorgang beginnt an der Eintrittsöffnung des Teleskops, auch als Apertur bezeichnet. Dort liegt ein elektromagnetisches Wellenfeld mit der Amplitudenverteilung $G(\vec{\zeta}, t)$ vor, wobei $\vec{\zeta}$ die betrachtete Koordinate in der Apertur (in Einheiten der Wellenlänge λ) und t den Zeitpunkt bezeichnet. Kommt die Strahlung von einer (unendlich weit entfernten) Punktquelle, so sind die eintreffenden Wellenfronten eben. Komplexe Objekte lassen sich durch Superposition mehrerer Punktquellen darstellen. Eine Sammeloptik (z.B. Linse, heutzutage allerdings fast ausschließlich Parabolspiegel) bildet das Wellenfeld auf den Detektor ab, wodurch das gesamte Wellenfeld der Eintrittsapertur in jedem Punkt der Bildebene überlagert und damit zur Interferenz gebracht wird. In Abb. 3.1 sind die zwei Punkte A' und B' in der Bildebene

[1] Je nach Anwendungsgebiet werden leicht abweichende Definitionen der Fouriertransformation verwendet (DRESZER, 1975).

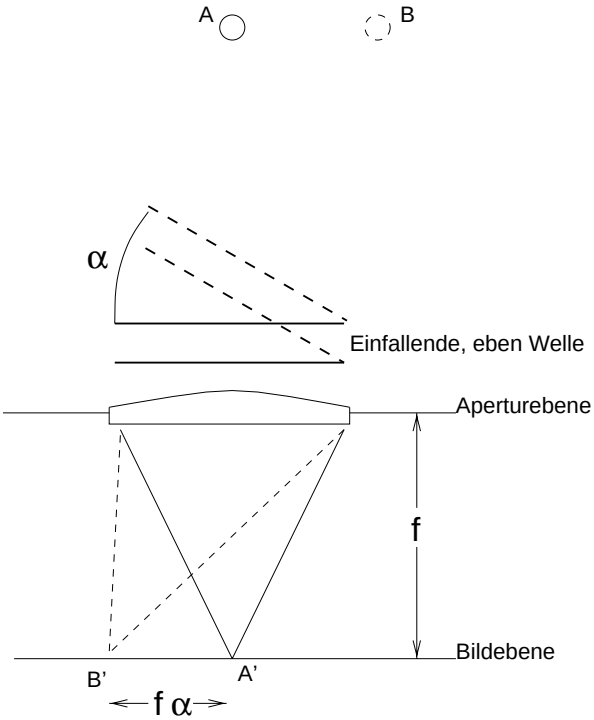


Abbildung 3.1: Zur Entstehung einer Abbildung im astronomischen Teleskop. Die von den Quellen A und B einfallenden ebenen Wellenfelder überlagern sich in jedem Punkt der Bildebene. Durch Interferenz kommen die Bildpunkte A' und B' zustande.

ausgezeichnet. Dort verursacht die Interferenz aufgrund der unterschiedlichen optischen Wegdifferenzen zu beiden Punkten unterschiedliche Intensitäten. Interferenz kann allerdings nur bei kohärentem Licht auftreten, die Wellenfelder der von A und B ausgehenden Strahlung interferieren also nicht miteinander. Beide Objekte (oder auch Punkte eines Objektes) werden unabhängig voneinander abgebildet. Bedingt durch die Ausdehnung und Entfernung astronomischer Objekte senden auf unterschiedliche Bildpunkte abgebildete Teile stets zueinander inkohärente Strahlung aus. Ihre Bildintensitäten addieren sich folglich. Mathematisch entspricht dieser Vorgang in der Fraunhofernäherung (das Bild liegt praktisch immer unendlich weit entfernt und wird nur durch die Abbildungsoptik auf die Detektorentfernung "herangeholt") nach BORN & WOLF (1970) der Operation

$$A(\vec{r},t) = const. \times \int G(\vec{\zeta},t) e^{-2\pi i (\frac{\vec{r}\cdot\vec{\zeta}}{f\cdot\lambda})} d\vec{\zeta}. \tag{3.3}$$

Hier ist $A(\vec{r},t)$ die Amplitudenverteilung in der Bildebene, $\vec{r}$ die Ortskoordinate im Bild[2] und f die Brennweite des Teleskops. Diese etwas unkonventionelle Darstellung der Abbildung im Teleskop hat den Vorteil, daß man mehrere Sachverhalte unmittelbar erkennt. Gleichung 3.3 stellt eine Fouriertransformation dar. Die von Quelle A einfallende ebene Welle hat die Gestalt $G(\vec{\zeta},t) = G_A e^{i(\omega t - \vec{k}\cdot\vec{\zeta})}$. Wegen des senkrechten Einfalls verschwindet das Skalarprodukt von Wellenvektor $\vec{k}$ und Koordinatenvektor $\vec{\zeta}$. Der verbleibende Phasenfaktor im Exponenten der e-Funktion beeinflußt das Integral in Gl. 3.3 nicht. Für eine unendlich ausgedehnte Apertur findet man dann:[3]

[2] Der Ursprung ist frei wählbar, wird aber real meist in eine Ecke des Bildes gelegt.

[3] Die δ-Funktion kann definiert werden als $\delta(x) = \int e^{-2\pi i k x} dk$

$$A(\vec{r},t) = const \cdot A_0(t) \cdot \delta\left(\frac{\vec{r}}{\lambda f}\right) \tag{3.4}$$

Dies bedeutet, daß das Wellenfeld auf einen Punkt abgebildet wird. Die real gemessene Intensitätsverteilung des Bildes ist durch

$$I(\vec{r},t) = \mid A(\vec{r},t) \mid^2 \tag{3.5}$$

gegeben. Für das unter dem Winkel α einfallende Feld von Quelle B gilt dagegen $\vec{k} \cdot \vec{\zeta} = \sin(\alpha)\vec{\zeta} \mid \vec{k} \mid = \frac{\alpha}{\lambda}\vec{\zeta}$ (α ist bei astronomischen Abbildungen so klein, daß $\sin(\alpha) = \alpha$ immer gilt), wodurch Gl. 3.3 die Form

$$A(\vec{r},t) = const \cdot B_0(t) \cdot \delta\left((\frac{\vec{r}}{f} - \alpha)\frac{1}{\lambda}\right) \tag{3.6}$$

annimmt. D.h., daß das ebenfalls punktförmige Bild von B (Mit der Amplitude B_0) um die Strecke $r = f\alpha$ gegenüber dem von A verschoben ist. Die wichtige Tatsache, daß eine Neigung der einfallenden Welle zu einer Bildverschiebung führt, stellt eine Grundlage aller hochauflösenden Beobachtungstechniken dar. Natürlich sind reale Teleskopaperturen nicht unendlich ausgedehnt. Diese Eigenschaft kann durch Einführen einer Aperturfunktion

$$P(\vec{\zeta}) = \begin{cases} 1 & : \ \vec{\zeta} \text{ innerhalb der Apertur} \\ 0 & : \ \vec{\zeta} \text{ außerhalb der Apertur} \end{cases} \tag{3.7}$$

berücksichtigt werden. Für die senkrecht einfallende ebene Welle von Quelle A ergibt sich somit

$$A_{PSF}(\vec{r},t) = const. \cdot A_0(t) \times \int P(\vec{\zeta}) e^{-2\pi i(\frac{\vec{r}\cdot\vec{\zeta}}{\lambda f})} d\vec{\zeta}. \tag{3.8}$$

Das Bild des unendlich weit entfernten Punktes entspricht also der Fouriertransformierten der Apertur. Sie ist für kreisförmige Öffnungen (siehe z.B. HECHT, 1987) durch die bekannte Airy-Funktion gegeben. Die zugehörige Intensität $PSF = \mid A_{PSF}(\vec{r},t) \mid^2$ zeigt eine zentrale, näherungsweise Gaußförmige Spitze, umgeben von einem Ringsystem. Da der Durchmesser des innersten dunklen Ringes $1.22\frac{\lambda}{D}$ beträgt, können zwei Punktquellen mit kleinerem Abstand nicht mehr sicher getrennt werden. Folglich bezeichnet man $1.22\frac{\lambda}{D}$ als Auflösungsvermögen des Teleskops. Je größer der Aperturdurchmesser D, desto kleiner der Durchmesser des Ringsystems. Eine Fouriertransformation ergibt[4]

$$\begin{aligned} \mathrm{F}[PSF] &= \mathrm{F}[\mid A_{PSF}(\vec{r},t) \mid^2] \\ &= \mathrm{F}[A \cdot A^\star] \\ &= \hat{A} \otimes \hat{A}^\star \\ &= const \cdot P(\vec{\zeta}) \otimes P^\star(\vec{\zeta}). \end{aligned} \tag{3.9}$$

Das bedeutet, daß PSF die Fouriertransformierte der Faltung (bezeichnet mit dem Symbol $\otimes$) der Aperturfunktion mit ihrer komplex Konjugierten (die sogenannte Autokorrelation) ist.

[4]Nach dem Faltungssatz gilt: $\mathrm{F}[f(\vec{x}) \otimes g(\vec{x})] = \mathrm{F}[f(\vec{x})] \cdot \mathrm{F}[g(\vec{x})]$

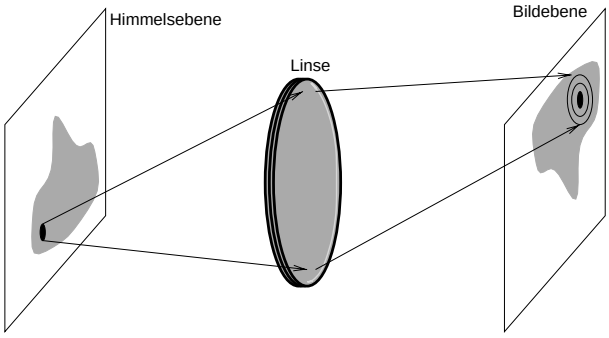


Abbildung 3.2: Abbildung eines astronomischen Objektes mit Hilfe der PSF. Das abbildende System erzeugt jeden einzelnen Bildpunkt durch Interferenz, das gesamte Bild ergibt sich als einfache Summe der Einzelpunkte.

Die Intensitätsverteilung PSF wird auch "*Point-Spread-Function*" (das Kürzel PSF ist sinngemäß als *Punkt-Streu-Funktion* zu merken) genannt, da sie die Punktantwort des Abbildungssystems angibt. Wie bereits erwähnt sind astronomische Objekte in der Regel so groß, daß aus verschiedenen Regionen stammende Strahlung zeitlich und räumlich unkorreliert ist. Daher wird jeder Objektpunkt gemäß dem Betragsquadrat von Gleichung 3.8 abgebildet und die sich ergebenden Einzelintensitäten werden im Bild aufaddiert (siehe Skizze in Abb. 3.2). Interferenzen zwischen von verschiedenen Objektpunkten ausgehenden Wellenfeldern finden nicht statt. Mathematisch entspricht dies einer Faltung:

$$\begin{aligned} B(\vec{r}) &= \int O(\vec{r}) \cdot PSF(\vec{r'}) d\vec{r'} \\ &= O(\vec{r}) \otimes PSF(\vec{r}) \end{aligned} \tag{3.10}$$

Hierbei gibt $O(\vec{r})$ die Objektintensitätsverteilung in der Bildebene an, wie sie ideal abgebildet durch eine unendlich große Apertur zustande gekommen wäre (nach Gl. 3.3), und $B(\vec{r})$ die reale Intensitätsverteilung im Bild.

Es ist anzumerken, daß die Faltung in Gleichung 3.10 zwar im Prinzip eine eineindeutige Abbildung darstellt und umkehrbar ist – somit könnte aus bekannter PSF und gemessener Verteilung B die "unendlich" hochaufgelöste Information O extrahiert werden. In der Praxis wird dies jedoch verhindert, da sowohl die Meßgrößen $B(\vec{r})$ und $PSF(\vec{r})$ fehlerbehaftet sind, als auch die räumliche Abtastdichte von $B(\vec{r})$ und $PSF(\vec{r})$ nicht unendlich erhöht werden kann. Es existieren jedoch iterative Verfahren, um angenäherte Entfaltungen durchzuführen, eines davon ist im Anhang B beschrieben.

3.2 Die turbulente Atmosphäre

Im vorhergehenden Abschnitt wurde festgestellt, daß die Abbildungsqualität eines astronomischen Teleskops von der PSF bestimmt wird. Diese hängt von der Form der Apertur ab. Das ist allerdings nicht die ganze Wahrheit: Nur im Weltraum betriebene Teleskope lassen sich auf diese Art und Weise beschreiben. Die Punktantwort PSF in Gl. 3.8 und Gl. 3.10 entsteht nämlich in der Form als Airy-Scheibchen nur, wenn die einfallende Welle tatsächlich eben ist. Liegen über die Apertur hinweg irreguläre Phasendifferenzen (Amplitudendifferenzen spielen eine untergeordnete Rolle und werden hier ganz vernachlässigt) vor, so nimmt die PSF ebenfalls eine

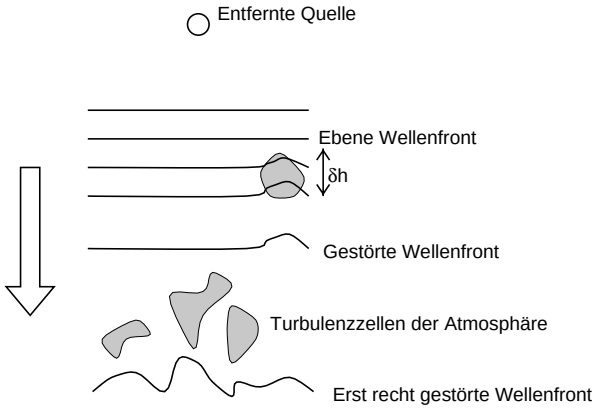


Abbildung 3.3: Störung der Wellenfront durch Turbulenzzellen in der Atmosphäre.

irreguläre Gestalt an. Solche Phasendifferenzen werden zwangsläufig durch die Atmosphäre hervorgerufen, die nicht gleichmäßig von der einfallenden Welle durchlaufen wird. Temperatur und Dichteschwankungen, welche auch noch zeitlich veränderlich sind, bewirken einen unterschiedlich schnellen Lauf verschiedener Teile der Wellenfront und führen so zu einer Verzerrung (siehe Abb. 3.3).

Die möglichst genaue Kenntnis der Entstehung solcher Störungen ist Voraussetzung für die Entwicklung von Techniken zu ihrer Behebung. Daher soll hier ein (sehr) kurzer Abriß zum Abbildungsvorgang unter Atmosphärenbedingungen und den sich daraus ergebenden Korrekturmöglichkeiten gegeben werden. Umfassendere Darstellungen finden sich in GLINDEMANN (1997) und LEINERT (1992) sowie, grundlegend, in RODDIER (1981).

Allgemein wird eine Abbildung auf einem Detektor in einem astronomischen Teleskop beschrieben durch Gl. 3.3 und 3.8:

$$A(\vec{r},t) = const. \times \int P(\vec{\zeta}) \cdot G_A e^{i\phi(\vec{\zeta},t)} \cdot e^{-2\pi i(\frac{\vec{r}\cdot\vec{\zeta}}{f\cdot\lambda})} d\vec{\zeta}. \tag{3.11}$$

Die Darstellung $G(\vec{\zeta},t) = G_A e^{i(\omega t - \vec{k}\cdot\vec{\zeta})}$ ist hierin durch Einführen der Phase $\phi(\vec{\zeta},t) = \omega t - \vec{k}\cdot\vec{\zeta}$ abgekürzt worden. Die Intensitätsverteilung im Bild ergibt sich zu

$$I(\vec{r},t) = \mid A(\vec{r},t) \mid^2 = A(\vec{r},t)A^\star(\vec{r},t). \tag{3.12}$$

Damit hat nach dem Faltungssatz die Fouriertransformierte der Intensitätsverteilung die Gestalt

$$\begin{aligned} \hat{I}(\vec{\zeta},t) &= \hat{A}(\vec{\zeta},t) \otimes \hat{A}^\star(\vec{\zeta},t) \\ &= P(\vec{\zeta}) \cdot G_A e^{i\phi(\vec{\zeta},t)} \otimes P(\vec{\zeta}) \cdot G_A e^{-i\phi(\vec{\zeta},t)} \\ &= G_A^2 \int P(\vec{\zeta}) P(\vec{r}) e^{i(\phi(\vec{r})-\phi(\vec{\zeta}))} d\vec{r}. \end{aligned} \tag{3.13}$$

Die Turbulenz in der Atmosphäre bewirkt nun eine unabhängige Störung der Amplitude G_A der einfallenden Welle und ihrer Phase ϕ. Beschreibt man die atmosphärische Turbulenz nach KOLMOGOROV (1961), so folgen der Logarithmus der Amplitude und die Phasendifferenz $\phi(\vec{r}) - \phi(\vec{\zeta})$ einer Gaußschen Verteilung. Man kann dann die Phasenstrukturfunktion definieren als $D_\phi(\vec{\zeta}) = \frac{1}{2}\langle[\phi(\vec{r}) - \phi(\vec{\zeta})]^2\rangle$ (GLINDEMANN, 1997). Dabei gibt das Symbol $\langle\cdot\rangle$ den Erwartungswert an, der dem zeitlichen Mittelwert entspricht. Für Gaußsche Verteilungen gilt:

$$\left\langle e^{i(\phi(\vec{r})-\phi(\vec{\zeta}))} \right\rangle = e^{-\frac{1}{2}\langle|\phi(\vec{r})-\phi(\vec{\zeta})|^2\rangle} = e^{-\frac{1}{2}D_\phi}. \tag{3.14}$$

Nach Durchlaufen einer Atmosphärenschicht in der Höhe h und mit der Dicke δh (siehe Skizze 3.3) ergibt sich die *Schicht*phasenstrukturfunktion zu (FRIED, 1966):

$$D_{\phi,h}(\vec{\zeta}) = \langle \mid \phi(0) - \phi(\vec{\zeta}) \mid^2 \rangle = 2.91 \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2 \delta h C_N(h)^2 \mid \vec{\zeta} \mid^{5/3} . \tag{3.15}$$

C_N ist hierbei die Brechungsindexstrukturkonstante, sie faßt die optischen Eigenschaften der Atmosphärenschicht zum Zeitpunkt der Beobachtung zusammen. Um die Phasenverzerrung der von einem Objekt in Zenitdistanz z ausgehenden Welle zu erhalten, muß entlang der Atmosphärensäule integriert werden, die Gesamtphasenstrukturfunktion D_ϕ in der Apertur ergibt sich dann zu:

$$D_\phi = 2.91 \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2 \frac{1}{\cos z} \vec{\zeta}^{5/3} \int C_N^2(h) dh = 6.88 (\vec{\zeta}/r_0)^{5/3}. \tag{3.16}$$

Hier wurde der Fried-Parameter r_0 eingeführt, der die gesamte Atmosphärencharakterisierung beinhaltet. Durch Einsetzen von 3.16 in 3.14 und bilden des Erwartungswertes von 3.13 ergibt sich die gemessene Intensitätsverteilung nun zu

$$PSF_{atm} = \mathrm{F}^{-1}[G_A^2 \int P(\vec{\zeta}) P(\vec{r}) \cdot e^{-3.44(\vec{\zeta}/r_0)^{5/3}} d\vec{\zeta}] \tag{3.17}$$

Wie Gl. 3.9 stellt auch dies eine Autokorrelation der Aperturfunktion dar, allerdings ist diese nun mit einer e-Funktion gedämpft. Die e-Funktion entspricht annähernd einem Gaußprofil (Der Exponent ist $5/3$ anstatt 2). Dies bewirkt eine Verringerung des effektiven Aperturdurchmessers auf r_0. Die durch Turbulenz gestörte PSF, PSF_{atm}, hat ein entsprechend breiteres Profil. Ihre Halbwertsbreite (es gibt bei diesem Gaußartigen Profil keine umgebende Ringstruktur mehr) wird auch als *Seeing* bezeichnet. Die Verwendung des zeitlichen Mittelwertes schränkt die Gültigkeit der Gleichungen 3.14 bis 3.17 auf entsprechend lange integrierte Aufnahmen ein. Bei gewöhnlicher astronomischer Beobachtung sind aber entsprechend lange Integrationszeiten die Regel. Die funktionalen Abhängigkeiten in Gl. 3.16 lassen erkennen, daß r_0 mit zunehmender Wellenlänge anwächst, ebenso, wie es sich mit zunehmender Zenitdistanz verringert. Desweiteren läßt sich die Korrelationszeit $\tau_0 = r_0/v_{wind}$ berechnen, die angibt wie lange die Phasenstrukturfunktion D_ϕ stabil bleibt[5]. Bei Integrationszeiten kürzer τ_0 kann der zeitliche Erwartungswert nicht verwendet werden, PSF_{atm} hat dann eine irreguläre Gestalt. Allerdings zeigen sich feine Strukturen deren Ausdehnung der theoretischen Auflösung des Teleskops entspricht. Wichtig ist auch noch der sogenannte isoplanatische Winkel r_0/h_r, wobei h_r die Höhe der repräsentativen turbulenten Schicht ist. Er gibt an, über welchen maximalen Winkelabstand PSF_{atm} eine gleichbleibende Gestalt hat.

3.3 Nachträgliche Korrektur – Speckle Interferometrie

3.3.1 Das „Shift & Add“-Prinzip

Bei Belichtungszeiten kürzer als τ_0 ändert sich die PSF während der Aufnahme nicht. Man erhält ein zwar verzerrtes, aber dennoch hochaufgelöstes Bild. Das Abbild der Quelle zerfällt

[5] Dabei wird davon ausgegangen, daß der Wind ein mehr oder weniger starres Turbulenzmuster über die Teleskopapertur treibt.

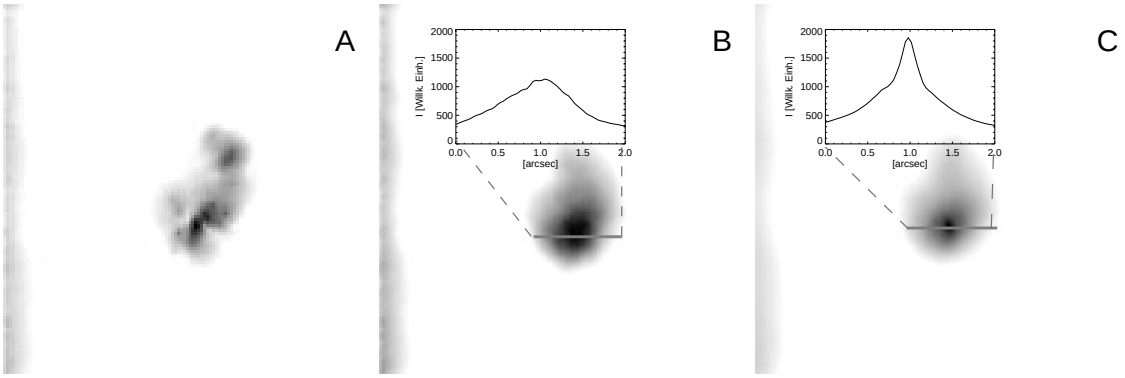


Abbildung 3.4: Datenrekonstruktion durch Shift & Add. **A**: Ein typisches Speckleinteferogramm. Aufgenommen wurde der Stern SAO184412 mit einer Integrationszeit von 1 s bei $\lambda = 2.2\,\mu\mathrm{m}$ mit dem ESO NTT ($D = 3.5$ m). **B**: Rekonstruktion mittels Centroid Tracking. 100 Interferogramme wie in A wurden verarbeitet. Ein $2''$ langes Profil ist extrahiert. **C**: Rekonstruktion mittels peak tracking. Man beachte den annähernd beugungsbegrenzten Kern – der Durchmesser des Airy-Scheibchens sollte $0''.16$ betragen.

in einzelne „*Speckles*“, viele kleine, irregulär verteilte und unregelmäßig geformte Punkte mit der Winkelausdehnung λ/D – der theoretischen Auflösung des Teleskops – und der Anzahl $N_{speckle} \approx (D/r_0)^2$. Die genaue Verteilung hängt vom augenblicklichen Zustand der Atmosphäre und damit der momentanen PSF ab. Die Speckleinterferometrie macht sich diesen Umstand zunutze, indem sie viele Aufnahmen mit Belichtungszeiten kürzer als τ_0 benutzt, um Informationen über die Quellenstruktur zu erhalten. Die genauere Betrachtung des Einflusses der atmosphärischen Turbulenz zeigt, daß der größte Teil aus den niedrigsten Moden stammt (GLINDEMANN, 1997). Die Einteilung in Moden wird in Abschnitt 3.4 genauer dargelegt. Mit den drei niedrigsten Moden ist der mittlere Gradient der Phase über die Apertur bereits vollständig beschrieben. Nach Gl. 3.3 und Gl. 3.6 ist sofort klar, daß ein solcher mittlerer Anstieg $\delta\phi \sim a \cdot \vec{\zeta}$ in eine Verschiebung des Bildes um $f \cdot a$ umgesetzt wird. Verändert sich also dieser mittlere Gradient (was natürlich dauernd geschieht), so bewegt sich das Bild über den Detektor. Bei langen Integrationen führt dies dazu, daß der Durchmesser des Bildes noch über den der (in sich veränderlichen) Specklewolke hinaus ansteigt. Es ist unmittelbar einsichtig, daß mit zunehmende Größe der Apertur der Mittelwert des Phasengradienten gegen Null geht und somit die Bildbewegung hauptsächlich bei kleinen Teleskopen eine Rolle spielt. Für die mittlere Abweichung vom idealen Bildort gilt $(\Delta\vec{r})^2 \sim (\lambda/r_0)^2(D/r_0)^{-1/3}$ (TYLER, 1994). Anzumerken ist, daß diese mittlere Bewegung auch bei Teleskopen mit 3.5 m Durchmesser noch erheblich ist und daß wegen der Definition von $r_0 \sim \lambda^{6/5}$ (siehe Gl. 3.16) die Bildbewegung unabhängig von der Wellenlänge ist[6].

Die große Auswirkung der Bildbewegung auf die Gestalt der Langzeitaufnahme hat aber auch einen unschätzbaren Vorteil: Sie ist sehr leicht zu korrigieren! Bei der Speckleinterferometrie sind im wesentlichen zwei Methoden anwendbar, um diese Korrektur zu erreichen. Beide beruhen darauf, für jede kurzbelichtete Einzelaufnahme einen Verschiebungsvektor zu bestimmen und anzuwenden und sodann alle Aufnahmen zu addieren. Daher kommt die englische Bezeichnung „*Shift & Add*“. Der Unterschied zwischen beiden Methoden liegt in der Bestimmung des Verschiebungsvektors, entweder kann die Abweichung des Bildschwerpunktes von einem

[6]Natürlich ist dieser Umstand nicht primär in der Definition von r_0 begründet, sondern darin, daß der Brechungsindex der Atmosphäre nur sehr schwach mit der Wellenlänge variiert.

gewählten festen Bildort genommen werden („*Centroid Tracking*“), oder die Abweichung des Ortes des hellsten Speckles ebenfalls von einem gewählten Referenzpunkt („*Peak Tracking*“). Es kann gezeigt werden, daß peak tracking die erheblich effektivere Methode ist, insbesondere bei schlechtem Seeing. (GLINDEMANN, 1997). Mit ihr weist die Abbildung einer Punktquelle in der Regel einen beugungsbegrenzten Kern auf, der allerdings auf einem ausgedehnteren Sockel sitzt (siehe Abb. 3.4) Die letztgenannte Methode spielt auch bei adaptiver Optik eine große Rolle. Hier wird ein verkippbarer Spiegel angesteuert, der die Position des hellsten Speckles auf einem Detektor konstant hält. Da wie oben beschrieben die Bildbewegung wellenlängenunabhängig ist, kann der Sensor in einem anderen Spektralbereich arbeiten als der eigentliche Detektor.

3.3.2 Die Erhaltung hochaufgelöster Information – Beobachtung im Fourierraum

Die Anwendung der im vorhergehenden Abschnitt vorgestellten Methode „Shift & Add“ erreicht zwar bereits eine annähernd beugungsbegrenzte Abbildung und spielt eine große Rolle bei der adaptiven Optik, jedoch nutzt sie nicht wirklich die interferometrischen Eigenschaften des Abbildungsprozesses und rechtfertigt daher nicht den Namen Speckle*interferometrie*. Desweiteren versagt sie in Spezialfällen, wie beispielweise bei Doppelsternen mit ähnlich hellen Komponenten oder bei sehr ausgedehnten Objekten. Es existieren jedoch weit ausgefeiltere Methoden der nachträglichen Bildkorrektur unter Verwendung kurzbelichteter Speckleaufnahmen. Da in dieser Arbeit jedoch nur Daten vorgestellt werden, die unter Verwendung adaptiver Optik aufgenommen wurden, beschränke ich mich bei der Vorstellung dieser Methoden auf das allernotwendigste.

„Shift & Add“ stellt im Prinzip eine Langzeitaufnahme her, wobei allerdings die Bildbewegung korrigiert wird. Trotzdem werden die Intensitäten der Einzelaufnahmen einfach addiert, jegliche Information über Phasenlagen der eintreffenden Welle – in den Einzelaufnahmen sehr wohl vorhanden, man spricht deshalb auch von Speckleinterferogrammen – geht dabei verloren. Der naheliegende Lösungsansatz besteht darin, Phase und Amplitude getrennt aufzusummieren und somit statistische Information über beide zu erhalten. Nach Gl. 3.13 ist diese Phaseninformation aus der Intensitätsverteilung im Bild (also aus jedem Interferogramm) durch eine Fouriertransformation zugänglich. Eine Umstellung von 3.13 ergibt:

$$\begin{aligned} \hat{I}(\vec{\zeta},t) &= G_A^2 P(\vec{\zeta}) e^{-i\phi(\vec{\zeta},t)} \int P(\vec{r}) e^{i\phi(\vec{r},t)} d\vec{r} \\ &= G_A^2 P(\vec{\zeta}) e^{-i\phi(\vec{\zeta},t)} |R| e^{i\phi_R(t)} \\ &= G_A^2 P(\vec{\zeta}) |R| e^{i(\phi_R(t)-\phi(\vec{\zeta},t))} \end{aligned} \tag{3.18}$$

Darin bezeichnet $|R|e^{i\phi_R(t)}$ das ausgewertete Integral. Mit der Definition $\phi_g(\vec{\zeta},t) := \phi_R(t) - \phi(\vec{\zeta},t)$ läßt sich also I schreiben als

$$\hat{I}(\vec{\zeta},t) = G_A^2 P(\vec{\zeta}) |R| e^{i\phi_g(\vec{\zeta},t)} = |\tilde{I}(\vec{\zeta},t)| e^{i\phi_g(\vec{\zeta},t)}. \tag{3.19}$$

Zerlegt man noch den Anteil der Phasenvariationen in einen Objektanteil $\varphi_g(\vec{\zeta})$ und einen durch Atmosphärenstörungen verursachten Teil $\phi_{g,A}(\vec{\zeta},t)$, so gelten für $\phi_{g,A}(\vec{\zeta},t)$ die in Abschnitt 3.2 angestellten Betrachtungen.

Transformiert man also alle Interferogramme und mittelt Amplitude und Phase getrennt, so stehen auch für die Langzeitbelichtung Informationen über beide Größen zur Verfügung.

3.3.3 Auf die Phase kommt es an – Rekonstruktionsmethoden

Das Ziel ist, ein ideales Bild der Quelle ohne Atmosphärenstörungen zu erhalten. Dies kann prinzipiell durch Umkehren von Gl. 3.19 geschehen. Allerdings stört der zeitlich veränderliche Term $\phi_{g,A}(\vec{\zeta}, t)$. Beobachtet man allerdings eine Punktquelle, so gilt für die Phasenverteilung des Objektes nach den Darlegungen in Abschnitt 3.1 $\varphi(\vec{\zeta_1}) - \varphi(\vec{\zeta_2}) = \alpha \cdot (\vec{\zeta_1} - \vec{\zeta_2})$, was nur eine Verschiebung im Bildraum bewirkt. Man kann also durch solche Beobachtungen prinzipiell $\phi_{g,A}(\vec{\zeta}, t)$ gewinnen. Befindet sich die Punktquelle dicht am Zielobjekt, möglichst innerhalb der isoplanatischen Ebene, so daß $\phi_{g,A}(\vec{\zeta}, t)$ für Quelle und Punktreferenz identisch sind, kann man durch einfache mathematische Operationen die Objektphasenverteilung $\varphi_g(\vec{\zeta}, t)$ ermitteln. Man spricht dann von Speckleholographie (WEIGELT, 1978). Befindet sich keine Punktquelle dicht genug am Zielobjekt, so kann diese auch später und in größerer Entfernung beobachtet werden. Dies ist der große Vorteil der Speckleinterferometrie, allerdings müssen die statistischen Eigenschaften der Atmosphäre bei beiden Beobachtungen identisch sein. Beobachtungserfahrungen haben gezeigt, daß hierzu während der Beobachtung sehr oft zwischen Objekt und Referenzquelle hin und her gewechselt werden muß. Dann kann durch Mittelung über viele Speckleinterferogramme die Größe $\langle \phi_{g,A}(\vec{\zeta}, t) \rangle$ in den Datensätzen von Quelle und Punktreferenz als identisch angesehen werden und durch geeignete mathematische Operationen aus Gl.3.19 entfernt werden. Ansätze hierzu bietet das Knox-Thomson Verfahren, welches das Kreuzspektrum $\langle \hat{I}(\vec{\zeta_1}) \cdot \hat{I}(\vec{\zeta_2}) \rangle$ von Quelle und Referenz verwendet, um aus den daraus gewonnenen Phasendifferenzen $\langle \varphi_g(\vec{\zeta_1}) - \varphi_g(\vec{\zeta_2}) \rangle$ den Phasenverlauf des Objektes zu rekonstruieren (KNOX & THOMSON, 1974), oder die Tripelkorrelation, die aus $\langle \hat{I}(\vec{\zeta_1}) \cdot \hat{I}(\vec{\zeta_2}) \cdot \hat{I}(-\vec{\zeta_1} - \vec{\zeta_2}) \rangle$ den Phasenterm $\langle \varphi_g(\vec{\zeta_1}) + \varphi_g(\vec{\zeta_2}) - \varphi_g(\vec{\zeta_1} + \vec{\zeta_2}) \rangle$ bestimmt (WEIGELT, 1989). In beiden Fällen muß die absolute Objektphase noch aus den bestimmten Phasendifferenzen bestimmt werden. Dies geschieht über rekursive Verfahren. In einigen Fällen, z.B. bei der Bestimmung von Doppelsternabständen, reicht auch die Betrachtung des Betragsquadrates von $\hat{I}$. Dann kann einfach $|\hat{I}_{objekt}|^2 / |\hat{I}_{referenz}|^2$ gebildet werden um die Verteilung der ungestört beobachteten Quelle zu erhalten („Labyerie Prozeß“, LABYERIE, 1970). Dies ist allerdings kein echtes Bild. Weitere Verfahren zur Bestimmung der Phaseninformation finden sich in WALKER (1981) und BATES & DAVEY (1987).

3.4 Echtzeitkorrektur – Adaptive Optik

Eine zweite Möglichkeit zur Gewinnung der gesamten, in der einfallenden Welle enthaltenen Information, besteht in der Verwendung der sogenannten adaptiven Optik – im folgenden kurz AO genannt. Die hochauflösende Information wird hierbei nicht nachträglich aus gewonnenen Daten rekonstruiert, sondern die verzerrte Wellenfront wird durch ein geeignetes System laufend korrigiert (sozusagen gebügelt), so daß mit dem nachgeschalteten Detektor normal und quasi unter atmosphärenfreien Bedingungen beobachtet werden kann. Vorgeschlagen wurde die Anwendung eines solchen Systems ursprünglich von BABCOCK (1953), jedoch standen einer Realisierung damals noch zu viele technische Schwierigkeiten im Wege.

3.4.1 Das Prinzip

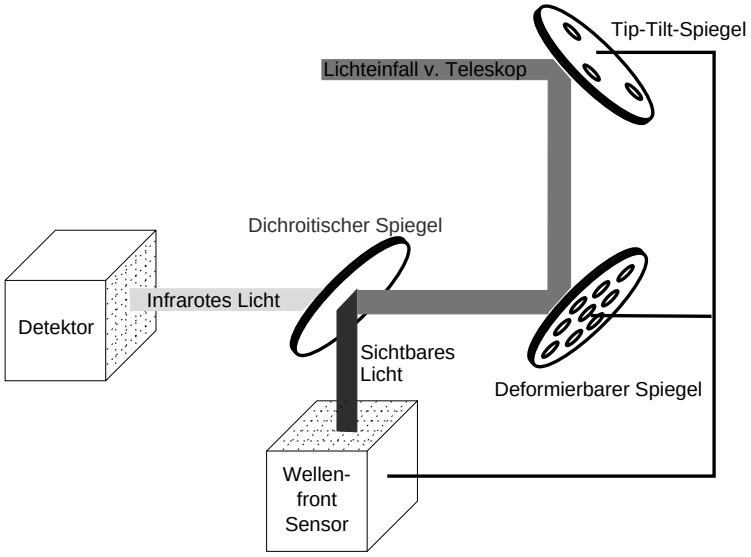


Abbildung 3.5: Blockdiagramm eines adaptiven Optik Systems.

Abb. 3.5 zeigt die grundsätzliche Funktionsweise eines AO-Systems. Das einfallende Licht aus dem Teleskopfokus fällt zunächst auf die korrigierenden Elemente, in der Praxis zwei getrennte Spiegel, von denen einer die Bildbewegung ausgleicht und nur um zwei Achsen beweglich ist (daher die englisch-deutsche Bezeichnung „*Tip-Tilt-Spiegel*“). Der andere korrigierende Spiegel hat eine deformierbare Oberfläche. Ihre Form kann durch Piezo-Aktuatoren verändert werden. In allen bisher astronomisch angewandten Systemen wird danach das Licht durch einen dichroitischen Spiegel in infraroten und sichtbaren Teil zerlegt. Der sichtbare Teil wird auf einen Wellenfrontsensor (WFS) gelenkt, der die gegenwärtige Form der Wellenfront bestimmt und ein Korrektursignal erzeugt, welches an die beiden korrigierenden Spiegel gesendet wird. Der infrarote Teil wird für die eigentlichen wissenschaftlichen Beobachtungen genutzt. Diese Teilung hat mehrere Vorteile: Die benötigte Anzahl korrigierender und analysierender Elemente ist proportional zu $(D/r_0)^2$ und die Korrekturzeit, die ein Bruchteil von τ_0 betragen muß, ist ebenfalls im Infraroten länger, also ist ein System für Infrarotbeobachtungen leichter herzustellen[7]. Da die Form der Wellenfront von der Wellenlänge so gut wie unabhängig ist, kann für den WFS problemlos sichtbares Licht genutzt werden. Für beide Baugruppen, WFS und Wissenschaftsdetektor, steht dann jeweils die volle Lichtausbeute des jeweiligen Wellenlängenbereiches zur Verfügung.

Auch AO-Systeme messen, wie die Speckleinterferometrie, die Gestalt der einfallenden Wellenfront durch Beobachtung einer nichtaufgelösten Punktquelle. Durch Einbringen eines beweglichen Spiegels kann der WFS einen anderen Teil des Himmels beobachten als der Detektor, allerdings ist der Bereich, in dem die Korrektur wirksam ist um so kleiner, je besser die Korrektur ist. Praktisch schränkt dies die Himmelsabdeckung eines solchen Systems drastisch ein, da sich in der Nähe ($\sim 30''$) der zu beobachtenden Quelle immer ein ausreichend heller

[7] Ein 3.5 m-Teleskop würde ein AO-System mit 1600 Elementen benötigen, die mit mehr als 100 Hz angesteuert werden, um im sichtbaren Spektralbereich eine wirkungsvolle Korrektur zu erzielen. Bei 2.2 μm müssen dagegen nur 46 Elemente mit ca. 60 Hz angesteuert werden. Die US Air Force betreibt jetzt ein System mit 941 Aktuatoren am 3.5 m-Teleskop der Starfire Range; es dient der Beobachtung von Satelliten.

Stern ($m_V \leq 13$ mag) befinden muß. In jüngster Zeit versucht man, diese Einschränkung durch mit Lasern künstlich erzeugte WFS-Sterne zu umgehen (siehe HUBIN, 1997).

3.4.2 Wellenfronten analysieren

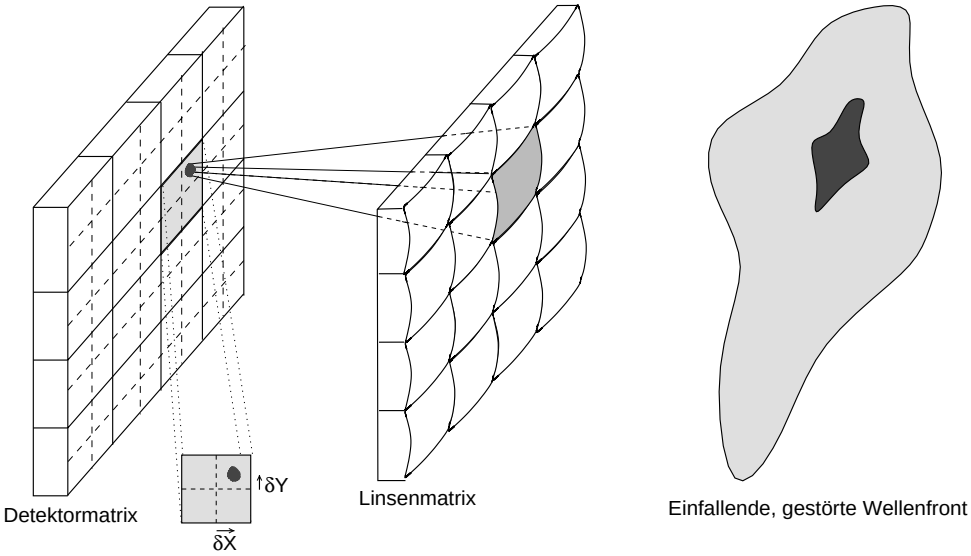


Abbildung 3.6: Prinzipieller Aufbau eines Shack-Hartmann Wellenfrontsensors

Das gebräuchlichste System, um die Form von Wellenfronten zu analysieren, ist heute der Shack-Hartmann Sensor. Er beruht darauf, daß die Teleskopöffnung (und damit die darin befindliche Wellenfront) auf eine Linsenmatrix abgebildet wird, und diese dann viele kleine Bilder auf eine dahinter befindliche Detektormatrix wirft. Dies entspricht der Einteilung der Teleskopapertur in viele kleine Subaperturen, auf die jetzt die in den Abschnitten 3.1 und 3.2 gemachten Aussagen angewandt werden können. So ist unmittelbar einsichtig, daß der lokale Gradient der Wellenfront in einer bestimmten Subapertur direkt zu einer Verschiebung des entstehenden Bildes auf dem entsprechenden Subdetektor führt (Siehe Abb. 3.6). Um jedoch die gesamte Form der Wellenfront zu erfassen, bedient man sich eines mathematischen Kunstgriffs: Die Phasenverteilung in der Apertur $\phi(\vec{\zeta})$ wird in Polarkoordinaten dargestellt und nach sogenannten Zernike-Polynomen entwickelt (ZERNICKE, 1934). Dieser Satz orthogonaler Funktionen bietet verschiedene Vorteile. Zum einen lassen sich durch die ersten Zernike-Polynome die bekannten optischen Bildfehlern wie Defokussierung, Astigmatismus und Koma (siehe Abb. 3.7) beschreiben, zum anderen lassen sie sich durch ihre Nähe zu den Eigenschwingungsmoden einer runden Membran sehr leicht an den deformierbaren Spiegel anlegen. Man spricht daher auch von Zernike-Moden.

Entwickelt man die Phasenlage der Wellenfront nach Zernike-Polynomen

$$\phi(\rho, \Theta) = \sum_{i=1}^{\infty} a_i Z_i(\rho, \Theta), \tag{3.20}$$

so benötigt man zur Erfassung von N Ordnungen $N/2$ Subaperturen, da jede zwei Meßwerte in Form der Verschiebungen δX und δY liefert. Es existiert eine Kopplungsmatrix Θ_{SH}, welche

die Zernikekoeffizienten mit den gemessenen Orten verknüpft:

$$\vec{M} = \Theta_{\mathrm{SH}} \cdot \vec{a} \tag{3.21}$$

Hier ist $\vec{M}$ der Meßwertvektor, der immer abwechselnd eine x- und eine y-Abweichungskoordinate der Subaperturen enthält, und $\vec{a}$ enthält die Zernikekoeffizienten. Diese Matrix wird in der Praxis nicht berechnet, sondern durch Anlegen der entsprechenden Zernike-Moden an den deformierbaren Spiegel bei gleichzeitiger Beleuchtung mit einer ebenen Wellenfront ausgemessen.

3.4.3 Wellenfronten korrigieren

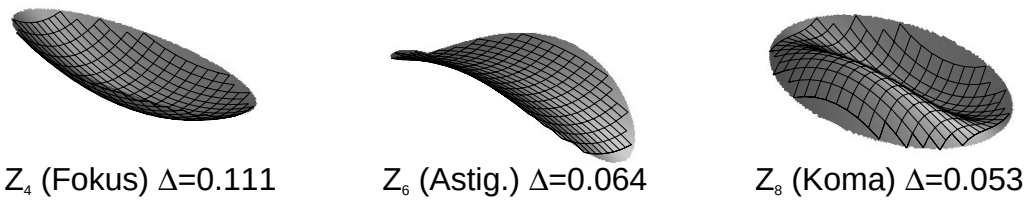


Abbildung 3.7: Einige Zernike-Polynome. Unter den Bildern angegeben ist die verbleibende mittlere Phasenabweichung über die Apertur in Einheiten von $(D/r_0)^{5/3}$, wenn bis zum ebenfalls angegebenen Zernike-Grad korrigiert wurde.

Die Anwendung der Kolmogorovtheorie auf die Zernike-Zerlegung in Gl. 3.20 zeigt, daß ein Großteil der Störungen in den niedrigsten Moden erscheint. Z_1 ist konstant und für die Bildentstehung vollkommen unerheblich, Z_2 und Z_3 geben die Verkippung der Wellenfront an und sind für die Bildbewegung verantwortlich, die bereits ausführlich diskutiert wurde. Der mittlere quadratische Phasenfehler über die Apertur, $\langle(\Delta\phi)^2\rangle$ beträgt nach Kolmogorov $(D/r_0)^{5/3}$, nach der Korrektur der ersten drei Zernike-Moden, also der Bildbewegung, nur noch $0.134(D/r_0)^{5/3}$. Es ist daher sehr einfach, mit einem reinen Tip-Tilt-System (nur eine „Sub"-Apertur und ein um zwei Achsen beweglicher Spiegel) eine sehr große Bildverbesserung zu erzielen. Ein derartiges Verfahren entspricht dem Shift & Add aus Abschnitt 3.3.1. Die Korrektur weiterer Moden verkleinert den Sockel in Abb. 3.4C und vergrößert dagegen den beugungsbegrenzten Kern. Das Strehlverhältnis $Z = I/I_0 = 1 - \langle(\Delta\phi)^2\rangle$ (BORN & WOLF, 1970) ist ein Maß für die erreichte Güte der Abbildung. Es gibt das Verhältnis der Maximalintensitäten in einer realen und einer beugungsbegrenzten Abbildung an. Reale AO-Systeme trennen die Tip-Tilt-Korrektur von der Korrektur der höheren Ordnungen. Der deformierbare Spiegel kann so mit kleineren Aktuatorausschlägen arbeiten. Die Korrektur bis zum Nten Zernicke-Grad erfolgt schließlich durch Anlegen der nach Gl. 3.21 bestimmten Moden an den deformierbaren Spiegel.

Somit kann ein AO-System natürlich nur die Phasenfehler der einfallenen Welle korrigieren. Durch Szintillation hervorgerufene Schwankungen der Amplitude über die Apertur haben aber

letztlich auf die Bildgestalt kaum Einfluß, sie verfälschen lediglich die photometrische Information[8]. Jedoch spielt auch dieser Effekt bei Integrationszeiten größer τ_0, wie sie mit AO bei Erhaltung der beugungsbegrenzten Abbildung möglich werden, keine Rolle.

Die bisher angestellten Betrachtungen bezogen sich alle auf Idealfälle. Es seien daher noch einige wichtige Faktoren angemerkt, die Beobachtungen mit AO-Systemen im „richtigen Leben“ erschweren:

- Natürlich ist der Vektor $\vec{M}$ mit Meßfehlern behaftet. Daher muß die Lösung Gl. 3.21 mit einer Methode der kleinsten Quadrate approximiert werden. Dabei spielt das Seeing eine große Rolle. Schlechtes Seeing vergrößert die Meßfehler des WFS, da der WFS-Stern auf eine größere Fläche abgebildet wird. Damit verschlechtert sich dann auch die Qualität der Korrektur. Bei sehr schlechtem Seeing muß die Zahl der korrigierten Moden verringert werden, da die unzureichende Bestimmung von $\vec{M}$ die höheren Moden mehr Schaden als Nutzen anrichten läßt.

- Der Abstand des Wissenschaftsobjektes vom WFS-Stern muß möglichst klein gehalten werden. Die isoplanatische Ebene wird mit zunehmendem korrigierten Zernicke-Grad immer kleiner. Damit die höheren Ordnungen den Effekt der niederen nicht wieder zunichte machen, muß möglichst dicht ($\sim 10''$) beim WFS-Stern beobachtet werden.

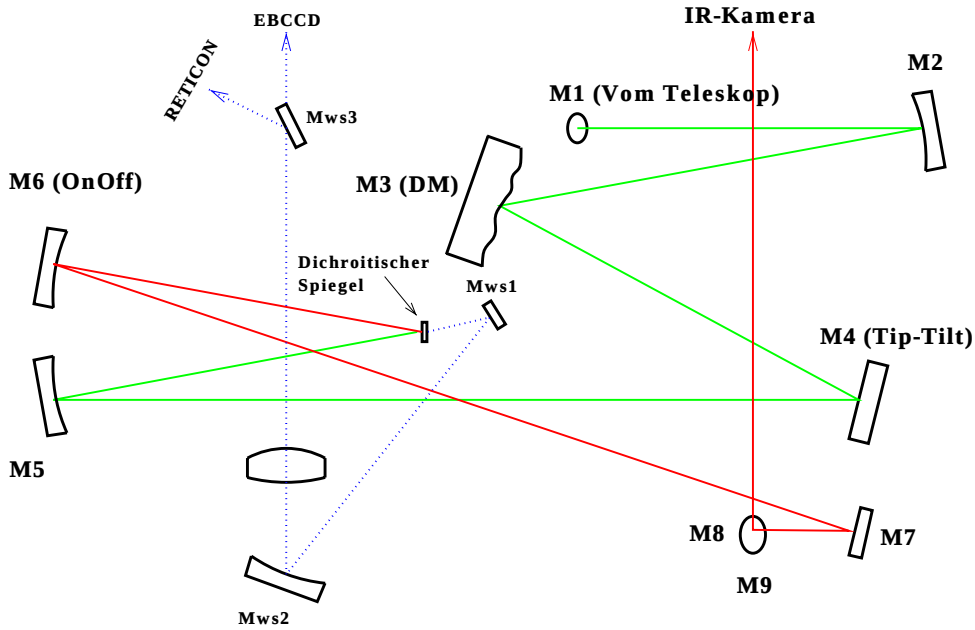
- Die Struktur der korrigierten PSF ist mitnichten die einer idealen Abbildung. Wie beschrieben, verbleibt ein Halo um den beugungsbegrenzten Kern. Dieser muß bei Blendenphotometrie durch Korrekturfaktoren berücksichtigt werden. Hierzu muß mindestens ein punktförmiges Objekt im Bild vorhanden sein, um daraus die reale PSF zu bestimmen. Dieses kann auch dazu genutzt werden, mit iterativen Entfaltungsverfahren (siehe Anhang B) das Bild nachzubearbeiten, und so im Halo anderer Sterne liegende Quellen aufzuspüren und sichtbar zu machen. Allerdings ist Photometrie auf derartig bearbeiteten Bildern nur unter starken Vorbehalten möglich, da die lokale Flußerhaltung, sofern es nicht ausschließlich reine Punktquellen abgebildet sind, nicht gewährleistet werden kann.

3.4.4 Das System ADONIS

Zum Abschluß der Betrachtungen zur adaptiven Optik soll das System ADONIS[9] vorgestellt werden, mit dem die in dieser Arbeit vorgestellten Daten gewonnen wurden. Abb. 3.8 zeigt den optischen Aufbau des Systems. Zwei Shack-Hartmann-WFS stehen zur Verfügung, beide mit 7x7 Subaperturen. Der deformierbare Spiegel hat 52 Aktuatoren, die maximale Korrekturfrequenz ist 60 Hz (wobei die WFS mit bis zu 400 Hz ausgelesen werden). Es wird eine modale Korrektur von bis zu 20 Zernike-Moden vorgenommen. WFS-Referenzsterne müssen heller als $\mathrm{m_V} = 13$ mag sein und dürfen nicht weiter als $30''$ vom zu beobachtenden Objekt entfernt liegen. Die letzte Einschränkung ergibt sich aus dem Durchmesser des dichroitischen Spiegels, allerdings ist bei derartigem Abstand das erreichbare Strehlverhältnis schon um einen Faktor 4 (bei $2.2\,\mu\mathrm{m}$) gegenüber der Strehzahl des WFS-Sterns verringert. Die Leistung von ADONIS im heutigen Zustand wird ausführlich in BONACCINI & Mitarb. (1997) dargelegt. Zum Zeitpunkt der Beobachtungen für diese Arbeit (August 1995) waren die Parameter im wesentlichen

[8] Bei Korrekturen sehr hoher Güte fällt allerdings die Szintillation doch ins Gewicht, da die Abbildung ein Interferometrischer Vorgang ist und „perfekte“ Interferenz nur bei identischen Amplituden auftritt.

[9] Adaptive Optics Near Infrared System



M1:Planspiegel; M2:Parabolspiegel; M3: Deformierbarer Spiegel (Aperturebene); M4: Tip-Tilt-Spiegel; M5: Parabolspiegel; M6: Elliptischer Spiegel (Aperturebene); M7, M8, M9, MWS1, MWS3:Planspiegel

IR-Kanal: ——— **; WFS-Kanal:** ———

Abbildung 3.8: Optischer Aufbau von ADONIS. Mit dem Spiegel M6 kann der Bildausschnitt des IR-Fokus um bis zu $30''$ genüber dem WFS-Fokus in Rektaszension und Deklination verstellt werden. Zwei Hartmann-Shack-Wellenfrontsensoren stehen zur Auswahl, EBCCD (Electron Bombarded Charged Coupled Device) für WFS-Sterne zwischen 8. und 13. Größenklasse und Reticon (Ein Diodenarray) für WFS-Sterne heller als $m_V = 8$ mag. (Europäische Südsternwarte)

mit den heutigen identisch, Veränderungen wurden seither nur an der Software vorgnommen um die Bedienbarkeit zu verbessern. Nach BONACCINI & Mitarb. (1997) ist ADONIS im besten Fall (WFS-Stern $m_V = 5$ mag) in der Lage ein Strehlverhältnis von 0.52 zu erreichen, wobei die Halbwertsbreite der PSF $0\farcs15$ beträgt, also beugungsbegrenzt ist. Das Seeing betrug bei diesem Experiment $0\farcs7$. Unter typischen Bedingungen von $1''$ seeing und einem WFS-Stern mit m_V=12 mag kann ADONIS noch immer eine PSF Halbwertsbreite von $0\farcs4$ im K-Band erreichen.

Kapitel 4

Drei Objekte

4.1 Die Quellenauswahl

Es werden drei ultrakompakte HII-Gebiete vorgestellt. Die Auswahl dieser drei Quellen kam nach verschiedenen Kriterien zustande. Zwingend waren hierbei technische Kriterien: Es mußte, um die Beobachtbarkeit mit der adaptiven Optik zu gewährleisten, ein genügend heller ($m_V \leq 13$) Stern nahe genug ($\delta \leq 30''$) stehen. Um zur Klärung der Natur der unterschiedlichen Typen von UKHG beizutragen, wurden aus dem Ensemble von WC89 drei unterschiedliche Gebiete ausgewählt, ein kometarisches, ein schalenförmiges und ein Kern-Halo-Gebiet. Außerdem sollten bei diesem ersten Versuch, die Entstehungsgebiete massereicher Sterne mit adaptiver Optik zu beobachten, möglichst einfach gute Ergebnisse zu erzielen sein. Daher wurden die hellsten Quellen aus dem WC89-Ensemble ausgewählt, welche die genannten anderen Kriterien ebenfalls erfüllen.

Die Ergebnisse zu den drei Objekten sind bereits in referierten Zeitschriften veröffentlicht. G45.45+0.05 wird in FELDT & Mitarb. (1998c) behandelt, G5.97-1.17 in STECKLUM & Mitarb. (1997) und G5.89-0.39 in FELDT & Mitarb. (1998b). In Einzelfällen weichen die hier angegebenen Ergebnisse leicht von denen in den Zeitschriftenartikeln ab. Dies geschieht nur dort, wo zusätzliche Informationen zur Verfügung standen, nachdem die Artikel gedruckt waren.

4.2 Das kometarische UKHG G45.45+0.06

G45.45+0.06 wurde erstmals 1971 von WYNN-WILLIAMS & Mitarb. bei 6 und 11 cm mit dem Cambridge One Mile Telescope in Apertursynthese beobachtet. Sie entdeckten, genau wie später MATTHEWS & Mitarb. (1977), daß das Objekt zu einem Haufen aus drei UKHG gehört. Die beiden anderen Haufenmitglieder sind G45.48+0.13 und G45.47+0.05[1]. In dieser Arbeit wird G45.45+0.06 als G45 bezeichnet, die Nachbargebiete werden bei Bedarf mit ihrem vollen Namen genannt. Die Haufenmitglieder haben alle eine ähnliche Radialgeschwindigkeit von etwa 58 kms^{-1} (MATTHEWS & Mitarb., 1977). Der Abstand der drei Gebiete untereinander erreicht etwa $3'$, oder, bei der angenommenen Entfernung von 6.6 kpc (s.u.), 5.8 pc. 1977 fand

[1]Die Bezeichnung der Quellen basiert auf deren galaktischen Koordinaten, diese können in der Literatur um $\pm 0.01°$ differieren.

BAUD eine CO-Wolke an der Position des Haufens, die ebenfalls eine ähnliche Radialgeschwindigkeit aufweist.

Für die Analysen in dieser Arbeit wird eine Entfernung der Quelle von 6.6 kpc angenommen. Diese wurde von CHURCHWELL & Mitarb. (1990) aus NH_3-Beobachtungen nach galaktischen Rotationsmodellen (BRAND, 1986; BRAND & BLITZ, 1993) bestimmt. Bei diesem Objekt schwanken die Entfernungsangaben in der Literatur erheblich, jedoch sehe ich die Bestimmung aus direkten Linienmessungen sowie die Anwendung der Rotationskurve nach Brand als die zuverlässigste Methode der Entfernungsbestimmung an. Die bei dieser Methode auftretende Unsicherheit einer weiten und einer nahen Lösung wird von allen Autoren zugunsten der nahen entschieden.

G45 wurde von WC89 nach VLA-Beobachtungen bei 6 cm als kometarisches UKHG klassifiziert. Aus der gemessenen Flußdichte bei dieser Wellenlänge errechneten sie das Emissionsmaß des Objektes und bestimmten so den benötigten Spektraltyp eines Zentralsterns auf der Nullalterhauptreihe (NAHR) zu O7.5. Nach WC89 wird, bestimmt man den Spektraltyp über die vorliegenden IRAS-Flüssen aus der bolometrischen Leuchtkraft der Quelle, ein Stern des Spektraltyps O4 NAHR benötigt, oder aber ein Haufen mit einem Stern vom Typ O5.5 NAHR als hellstem Mitglied. Allerdings muß bemerkt werden, daß bei dieser Abschätzung von einer Entfernung von 9.3 kpc ausgegangen wurde. Die kometarische Erscheinung von G45 wurde auf eine Bewegung durch umgebendes Material zurückgeführt.

Allerdings entdeckten WILNER & Mitarb. (1996), daß die kometarische Struktur von G45 lediglich ein Teil einer ausgedehnteren Schale ist, die auf ihrem 3.6 cm-VLA-Bild erkennbar wird. Diese Struktur war auch von GARAY & Mitarb. (1993) bei 6 cm beobachtet worden. WILNER & Mitarb. (1996) beobachteten auch die von dem Komplex ausgehende HCO^+(1-0) Emission und entdeckten dabei Klumpen in der umgebenden Wolke. Diese Autoren spekulieren darüber, daß die Expansion von G45 möglicherweise die weniger weit zurückliegende Sternentstehung in den anderen beiden UKHG verursacht hat. Da alle gefundenen Klumpen hinreichend viel Masse (20 – 100 $M_\odot$) enthalten, um die Entstehung massereicher Sterne zu ermöglichen, erwägen WILNER & Mitarb. (1996) die Möglichkeit, daß in dieser Region ein OB-Sternhaufen entsteht. MOONEY & Mitarb. (1995) haben die in G45 allein enthaltene Gesamtmasse aus 1.3 mm Kontinuums-Beobachtungen zu 5000 $M_\odot$ bestimmt.

G45 stellte also von vornherein ein interessantes UKHG dar, in dem die Möglichkeit bestehen sollte, sequentielle Sternentstehung bzw. deren Ursprung zu finden. Desweiteren sollte es durch die Beobachtungen mit hoher Auflösung endlich gelingen, die von WC89 angestellten Betrachtungen bezüglich der Ionisationsquelle(n) zu überprüfen. Nicht zuletzt sollte die Hypothese, die kometarische Erscheinung sei auf Bewegung durch umgebendes Material entstanden, einer genaueren Prüfung unterzogen werden.

4.3 Das Kern-Halo UKHG G5.97-1.17

G5.97-1.17 (im Folgenden als G5.97 bezeichnet) liegt in dem ausgedehnten HII-Gebiet M8, dem Lagunennebel. Sie erstreckt sich in der Umgebung des extrem dichten Sternhaufens NGC 6523, dessen massereichstes Mitglied Her 36 ist (WOOLF, 1961). Unter Berücksichtigung von Entfernungs- und Vollständigkeitseffekten, ist die Sternendichte in NGC 6523 (ALLEN, 1986; RICHTER,

1996) vergleichbar mit dem Trapezium Haufen im Orion-Nebel (MCCAUGHREAN & STAUFFER, 1994). Die Ähnlichkeit von Her 36 mit Θ^1 Ori C wird durch IUE-Spektren bestätigt, die von WALBORN & PANEK (1984) dahingehend interpretiert werden, daß Her 36 dicht an der NAHR liegt, wobei er einen schwächer entwickelten Wind besitzt als Hauptreihensterne. Der ionisierte Wind von Her 36 und sein UV-Strahlungsfeld beeinflussen das dichte, umgebende Medium sehr stark. Blasenförmige HII-Gebiete breiten sich durch Öffnungen hindurch aus (CHAKRABORTY & ANANDARAO, 1997) und gaben der Region ihren zweiten Namen: Der Stundenglasnebel (ALLEN, 1986).

Mitten in diesem, als aktive Sternentstehungsregion bekanntem Gebiet (LADA & Mitarb., 1976; WOODWARD & Mitarb., 1986), liegt das UKHG G5.97. Seine Entfernung wird hier mit 1.8 kpc als identisch zu der des assoziierten Sternhaufens (VAN DEN ANCKER & Mitarb., 1997) angenommen. Es wurde in der Durchmusterung von WC89 als Kern-Halo-Gebiet klassifiziert. Der aus dem Emissionsmaß bestimmte Spektraltyp der Ionisationsquelle ist B0. Im Gegensatz zu anderen UKHG ist G5.97 optisch sichtbar; es erscheint auf den Aufnahmen, die mit dem Weltraumteleskop Hubble von der Region gemacht wurden.

Die unmittelbare Nachbarschaft von Her 36 ($\delta = 2\farcs7 \sim 0.024$ pc) läßt folgern, daß dieser an der Ionisation des Gebietes zumindest beteiligt sein könnte. Da die optische Sichtbarkeit zudem nur geringe Mengen umgebender Materie zuläßt, bestand die Vermutung, daß es sich hier um ein gänzlich extern ionisiertes Gebiet handelt. Da solche Gebiete häufig in Form von Proplyds existieren, ergab sich die Möglichkeit, erstmalig ein Proplyd außerhalb der Orion-Trapezregion und in der vierfachen Entfernung der bisher bekannten Objekte dieser Art zu entdecken.

4.4 Das schalenförmige UKHG G5.89−0.39

G5.89-0.39 (im Folgenden als G5.89 bezeichnet) ist eines der meistuntersuchten und zugleich auffälligsten UKHG überhaupt. Es wurde von WC89 als schalenförmiges UKHG klassifiziert. Seine Entfernung von 2.6 kpc von der Sonne wurde von DOWNES & Mitarb. (1980) bestimmt und galt bis vor kurzem unumstritten. Allerdings geben neueste Schätzungen von ACORD & Mitarb. (1998) diese Entfernung als obere mögliche Grenze an. Trotzdem wird sie für alle Analysen in dieser Arbeit genutzt.

Zu diesem UKHG wurden zu viele Arbeiten veröffentlicht um alle nennen zu können. Daher werden nur kurz diejenigen vorgestellt, die hier relevant sind. Abgesehen von den VLA-Beobachtungen von WC89 bei 2 und 6 cm, wurde das Objekt von GOMEZ & Mitarb. (1991) mit dem gleichen Instrument in D-Konfiguration bei 1.3 cm beobachtet. Bei diesen Beobachtungen erscheint die Quelle im wesentlichen unaufgelöst mit einer schwachen, ausgedehnten Komponente in südöstlicher Richtung.

Beobachtungen im MIR durch BALL & Mitarb. (1992) ergaben große Ähnlichkeit des Erscheinungsbildes bei diesen Wellenlängen mit jenem im Radiobereich – mit einer entscheidenden Ausnahme: In der südlichen Hälfte konnte keine MIR Emission nachgewiesen werden. BALL & Mitarb. (1992) nannten als Begründung für diesen Umstand eine nicht-zentrische Position des anregenden Sterns innerhalb der Schale.

Dagegen modellierten CHURCHWELL & Mitarb. (1990) und, kürzlich FAISON & Mitarb. (1998), das Objekt als kugelsymmetrische Staubschale, die ein staubfreies Gebiet um einen

Zentralsterns des Typs O6 NAHR umschließt. Diese Modellierung beruhte auf der Anpassung des Modells an die gemessene spektrale Energieverteilung (SEV). Die vorhergesagten Intensitätsverteilungen enthielten bereits die ringförmige Verteilung der Emission bei den IRAS-Wellenlängen 12, 25, 60 und 100 μm. Ein ähnliches Modell wurde von HARVEY & Mitarb. (1994) vorgeschlagen. Allerdings bezeichnen letztgenannte Autoren ihr eigenes, kugelsymmetrisches Modell wegen der offensichtlich nicht-sphärischen Morphologie des Objektes als unwahrscheinlich.

G5.89 ist auch als Ursprung einer der energiereichsten Ausströmungen innerhalb der Galaxis bekannt. Noch immer gibt es aber Diskussionen darüber, wie die Orientierung dieser Strömung ist und ob es sich um eine einzelne Ausströmung oder um eine Kombination aus multiplen Strömungen und treibenden Quellen handelt (HARVEY & FORVEILLE, 1988; ZIJLSTRA & Mitarb., 1990; CESARONI & Mitarb., 1991; ACORD & Mitarb., 1997).

G5.89 bietet sich also zum Studium der unmittelbaren Umgebung massereicher junger Sterne an. Seine im Vergleich zu G45 geringe Entfernung läßt eine entsprechend höhere lineare Auflösung zu (1000 AE im K'-Band). Die Diskussion um sphärische oder nicht-sphärische Morphologie läßt zumindest hoffen, daß hier eine Art klassischer Strömgren-Sphäre beobachtet werden kann. Desweiteren sollten weitere Nachweise über den Ausfluß erbracht werden. Da Ausströmungen gewöhnlich mit zirkumstellaren Scheiben in Verbindung gebracht werden, bot sich hier eine besondere Gelegenheit nach einer derartigen Scheibe zu suchen.

Kapitel 5

Beobachtungen und Datenreduktion

Die einzelnen Beobachtungen der drei Objekte zogen sich insgesamt über einen Zeitraum von drei Jahren hin, einzelne Beiträge sind noch älter. Sie sind in den Tabellen 5.1, 5.3 und 5.2 zusammengefaßt. Ihre Durchführung und die Reduktion der Daten soll nun kurz beschrieben werden.

5.1 Beobachtungen mit adaptiver Optik

5.1.1 J-, H- und K'-Band-Beobachtungen

Die Beobachtungen in den Infrarotbändern J, H und K' mit dem AO-System ADONIS wurden im August 1995 durchgeführt. Als Kamera fand SHARP2[1] (HOFMANN & Mitarb., 1995) Verwendung, die mit einem 256×256 Pixel großen NICMOS3-Chip[2] bestückt ist.

Ein Bild besteht aus mehreren Einzelaufnahmen, die jeweils 200 s belichtet wurden. Als Pixelskala wurde $0\farcs05$ gewählt, was als Abtastdichte für die PSF unter den gegebenen Bedingungen ausreichend war. Um das Gesichtsfeld, was somit $12\farcs5 \times 12\farcs5$ betrug, zu vergrößern und gleichzeitig Information über den Himmelshintergrund zu erhalten, wurden mehrere, sich teilweise überdeckende Felder aufgenommen. Der Himmelshintergrund wurde dann pixelweise aus dem Medianwert des entstandenen Kubus bestimmt. Die Variation der Pixelempfindlichkeiten über den Detektor, das sogenannte Flachfeld, wurde durch eine Aufnahme der geschlossenen Kuppel mit eingeschalteter Innenbeleuchtung bestimmt. Anschließend wurden die Bilddaten mit dem mittlerweile standardisierten Reduktionsverfahren für Infrarotaufnahmen (eine schematische Darstellung findet sich z.B. in LAUNHARDT, 1996) von Himmelshintergrund und Empfindlichkeitsvariationen befreit und der Inhalt toter oder heißer Pixel durch Interpolation über umgebende Pixel bestimmt und ersetzt. Diese Datenreduktion erfolgte mit dem Programmpaket IDL[3].

Zur photometrischen Kalibration wurde der UKIRT[4]-Standardstern Y4338 aufgenommen.

[1] System for High Angular Resolution Pictures 2

[2] Eine HgCdTe-Detektormatrix, die von *Rockwell* für das „Near Infrared Camera and Multi Object Spectrometer“ enmtwickelt wurde.

[3] Interactive Data Language, Research Systems Incorporated, Boulder, Colorado

[4] United Kingdom Infrared Telescope

Datum	λ	Tel./Instr.	GF[a]	PSF HwB	Ref. Stern[b]	Empfindl. (Mag.)[c]
1995 Aug	1.64 μm (H)	ESO 3.6 m/ADONIS(S)[d]	12.″5	0.″5[e]	Y4338 (5.68)	20.0
1995 Aug	2.15 μm (K')	ESO 3.6 m/ADONIS(S)[d]	12.″5	0.″4[e]	Y4338 (5.42)	18.4
1997 Jul	2.166 μm (Brγ)	CA 2.2 m/MAGIC	164.″0	1.″1	GL748 (6.30)	14.6
1997 Oct	3.5 μm (L)	TIRGO 1.5 m/TC-MIRC	70.″4	2.″5	HD203856 (6.84)	14.5
1997 Jul	10.5 μm (N)	ESO 2.2 m/MANIAC	21.″8	1.″3	γAqu (0.78)	10.7
1992 Aug	11.7 μm ($\Delta\lambda = 1\mu$m)	200" Hale /SpectroCam10	16.″2	1.″1	αLyr (0.00)	9.3

[a] Gesichtsfeld einer Einzelaufnahme
[b] Mit Helligkeit in Magnituden in der beobachteten Wellenlänge.
[c] Bestimmt aus dem Hintergrundrauschen für Punktquellen mit der gegebenen PSF (1σ Detektion).
[d] ADONIS(S) = ADONIS mit Kamera SHARP2, ADONIS(C) = ADONIS mit Kamera COMIC.
[e] Das Seeing betrug während der Beobachtungen 1.″0, die Auflösung ist durch die adaptive Optik verbessert.

Tabelle 5.1: Beobachtungen von G45

5.1.2 Entfaltung und Filterung

Um in einigen Bildern Punktquellen besser zur Geltung zu bringen, kam ein iteratives Entfaltungsverfahren nach RICHARDSON (1972) und LUCY (1974) zur Anwendung (siehe Anhang B). Im Falle von G45 wurde dieses Verfahren leicht abgeändert, indem zur Rückfaltung im letzten Schritt der Iteration eine schmalere Gaußfunktion verwendet wurde als die angenommene PSF. Dadurch werden enge Punktquellen besser getrennt. Der verwendete Algorithmus ist in B dargestellt.

Ebenso kam zur Verbesserung der Darstellungen ein Entropie maximierender Multiskalenfilter zum Einsatz, wie er in PANTIN & STARCK (1996) beschrieben wurde. Dieser Filter beruht auf einer Wavelet-Zerlegung; mit seiner Hilfe werden Rauschanteile eines Bildes isoliert und entfernt. Wie die Entfaltung dient er ausschließlich der besseren Erkennbarkeit der beschriebenen Details in der gedruckten Darstellung: Alle Operationen wie Identifikation, Photometrie und Positionsbestimmung wurden ausschließlich auf nicht-entfalteten und ungefilterten Datensätzen durchgeführt!

5.1.3 L-Band-Beobachtungen

Für Beobachtungen bei 3.5 μm kann ADONIS in Kombination mit der COMIC[5]-Kamera (FEAUTRIER & Mitarb., 1995) betrieben werden. Derartige Beobachtungen wurden im Mai 1996 für G5.89 und G5.97 durchgeführt. Sie waren Teil einer polarimetrischen Untersuchungskampagne. Allerdings wird in dieser Arbeit nur morphologische Information über G5.89 und die photometrische Information über G5.97 verwertet. Es wurde ein Pixelmaßstab von 0.″1 pro Pixel verwendet.

[5] Come-On Mid Infrared Camera, Come-On war die Bezeichnung des Vorgängersystems von ADONIS

Datum	λ	Tel./Instr.	GF[a]	PSF VwB	Ref. Stern[b]	Empfindl. (Mag.)[c]
1995 Jul	I	HST/PC2[e]	$36''.8$	$0''.15$	intrins.[f]	22.9
1995 Jul	Hα/Hβ/[OIII]	HST/PC2	$36''.8$	$0''.09$	intrins.[f]	20.8
1995 Jul	S[II]/[NEII]	HST/PC2	$36''.8$	$0''.1$	intrins.[f]	21.4
1995 Aug	$J/H/K'$	ESO 3.6 /ADONIS(S)[d]	$13''$	$0''.5/0''.4$	Y4338 (6.30/5.68/5.42)	21.1/19.6
1996 Mai	L	ESO 3.6 /ADONIS(C)[d]	$12''.8$	$0''.52$	HD136754 (7.14)	–
1992 Aug	11.7 μm	200" Hale/SpectroCam10	$16''.2$	αLyr (0.00)	5.2	

Fußnoten siehe Tabelle 5.1
[e] Archivdaten
[f] Nach intrinsischer Kalibration der PC2

Tabelle 5.2: Beobachtungen von G5.97

5.2 Schmalbandbeobachtungen im nahen Infrarot

Zu den Quellen G45 und G5.89 wurden Schmalbandaufnahmen im nahen Infrarot gemacht. G45 wurde vom Calar Alto aus mit dem 2.2 m-Teleskop in Verbindung mit der Infrarotkamera MAGIC[6] (HERBST & Mitarb., 1993) beobachtet. Zwei Aufnahmen in den Filtern Brγ und dem zugehörigen Kontinuumsfilter[7] wurden erstellt. Die Gesamtintegrationszeit in beiden Filtern betrug jeweils 900 s. Himmelshintergrund, Flachfeld und tote Pixel wurden in gleicher Weise korrigiert wie bei den Beobachtungen mit adaptiver Optik. Zur photometrischen Kalibration wurde der photometrische Standardsterns GL748 beobachtet. Sein Fluß in der Brγ-Linie wurde durch Interpolation aus den bekannten Flüssen in H und K bestimmt, wobei ein linearer Spektralverlauf angenommen wurde. Die Subtraktion des Kontinuumsanteils geschah durch pixelweise Differenzbildung zwischen den beiden Datensätzen. Es stellte sich heraus, daß nach dieser Prozedur der verbleibende Fluß innerhalb der stellaren Quellen kleiner war als das Rauschen des Himmelshintergrundes. Somit waren keine komplizierteren Anpassungen notwendig.

G5.89 wurde von La Silla aus ebenfalls am 2.2 m Teleskop in Kombination mit der Infrarotkamera IRAC2b in den Filtern Brγ und $H_2(1-0)$S1, sowie den dazugehörigen Kontinua beobachtet. Zur Flußkalibration diente der Standardstern HD169588. Neben den Standardprozeduren zur Datenreduktion, die analog zur Auswertung der MAGIC-Daten verlief, mußte aufgrund der größeren Filterbreiten die Subtraktion der Kontinuumsanteile in einem aufwendigeren Verfahren vorgenommen werden. Der Fluß pro Pixel im Linienbild ist durch

$$\begin{aligned} F_{\rm L} &= S_{\rm L}\,|_{\lambda{\rm L}}\, T_{\rm L}\,|_{\lambda{\rm L}} \\ &+ S_{\rm C}\,|_{\lambda{\rm L}}\, T_{\rm L}\,|_{\lambda{\rm L}} \end{aligned} \tag{5.1}$$

gegeben. Hierin bezeichnet $F_{\rm L}$ den Fluß in der Linie. Das Symbol „|“ bedeutet „ an der Stelle“, daher gibt $T_{\rm L}\,|_{\lambda{\rm L}}$ die Transmission des Linienfilters an der Stelle der Linie an. Da die Bilder bereits flußkalibriert sind, wird die Transmission relativ zu der des Linienfilters an der Stelle der Linie gemessen, d.h. $T_{\rm L}\,|_{\lambda{\rm L}} = 1$. $S_{\rm L}$ bezeichnet den Beitrag der Linienphotonen pro Pixel, $S_{\rm C}$ den Kontinuumsfluß. Letzterer ist im ganzen Filter vorhanden, wohingegen die Linie selbst als so schmal angenommen wird, daß sie nur an der ihr zugehörigen Wellenlänge existiert. Der

[6] Max Planck General-Purpose Infrared Camera
[7] Siehe Filterliste in Anhang A

Datum	λ	Tel./Instr.	GF[a]	PSF VwB	Ref. Stern[b]	Empfindl. (Mag.)[c]
1995 Aug	H/K'	ESO 3.6 /ADONIS(S)[d]	$13''$	$0''.5/0''.4$[e]	Y4338 (5.68/5.42)	21.1/19.6
1998 Jul	2.170/ μm (Brγ)	ESO 2.2 m/IRAC2b	$130''$	$1''.5$	HD169588 (8.71)	14.6
1998 Jul	2.126μm (H_2)	ESO 2.2 m/IRAC2b	$130''$	$1''.5$	HD169588 (8.71)	14.6
1996 Mai	L	ESO 3.6 /ADONIS(C)[d]	$12''.8$	$0''.52$	–	–
1998 Mai	10.6 μm/ 12.8 μm	ESO 3.6 m (TIMMI)	$43''$	$1''.1$	ηSgr(-1.65 / -1.74)	4.9 / 4.9
1992 Aug	11.7 μm	200" Hale/SpectroCam10	$16''.2$	$1''.1$	αLyr (0.00)	5.0[c]
1996 Okt	Q	ESO 2.2 (MANIAC)	$43''.5$	$1''.5$	ηSgr (-1.74)	5.0
1996 Mar	1.3 mm	ESO SEST (Bolo)	$4'$ [e]	$23''$	Uranus	120mJy[f]

Fußnoten a-d siehe Tabelle 5.1
[e] Kartengröße
[f] Empfindlichkeit der Karte (1σ) in Jy.

Tabelle 5.3: Beobachtungen von G5.89

in den Kontinuumsfilter fallende Fluß $F_{\rm C}$ ist nun gegeben durch:

$$F_{\rm C} = S_{\rm L}\,|_{\lambda {\rm L}}\; T_{\rm C}\,|_{\lambda {\rm L}} + S_{\rm C}\,|_{\lambda {\rm C}}\; T_{\rm C}\,|_{\lambda {\rm C}} \tag{5.2}$$

Berücksichtigt man die Variation des Kontinuumsflusses durch $S_{\rm C}\,|_{\lambda {\rm L}} = \alpha \cdot S_{\rm C}\,|_{\lambda {\rm C}}$, so führt Einsetzen von Gl. 5.2 in 5.1 auf

$$S_{\rm L} = \left[\frac{F_{\rm L}}{\alpha} - \frac{F_{\rm C}}{T_{\rm C}\,|_{\lambda {\rm C}}}\right] \cdot \left(\frac{1}{\alpha} - \frac{T_{\rm C}\,|_{\lambda {\rm L}}}{T_{\rm C}\,|_{\lambda {\rm C}}}\right)^{-1}. \tag{5.3}$$

Da alle Filterbreiten identisch sind, brauchen sie, wie hier geschehen, nicht in den Gleichungen berücksichtigt zu werden. Der Faktor α beschreibt die Variation der Kontinuumsstrahlung mit der Wellenlänge. Er wurde derart bestimmt, daß die Restflußdichte in fünf ausgewählten Feldsternen – von denen im Normalfall keine Linienemission ausgeht – gleichzeitig minimiert wurde. Um die Flußdichte im Brγ-Bild zu bestimmen, wurden zwei Kalibrationen mit den Kontinuumsfiltern zu $H_2(1-0)$S1 und Brγ durchgeführt. Es zeigte sich, daß die Ergebnisse nirgendwo im Bild mehr als 4% voneinander abwichen. Bei der Kalibration des $H_2(1-0)$S1 Bildes konnte nur der unmittelbar zugehörige Kontinuumsfilter verwendet werden, da der andere zu stark mit Brγ-Fluß „verunreinigt“ war.

5.3 Mittleres Infrarot

Daten zwischen 3.5 und 21 μm wurden mit den Kameras TC-MIRC[8] (ROBBERTO & Mitarb., 1994) am Gornergrat 1.5 m-Teleskop TIRGO[9], MANIAC[10] (BÖKER & Mitarb., 1997) am 2.2 m-Teleskop der ESO, TIMMI[11] (KÄUFL & Mitarb., 1992) am 3.6 m-Teleskop der ESO und SpectroCam 10 (HAYWARD & Mitarb., 1993) am 5 m- Hale-Teleskop gewonnen.

[8] Two-Channel Mid-Infrared Camera
[9] Telescopio Infrarosso del Gornergrat
[10] Mid- and Near-Infrared Array Camera
[11] Thermal Infrared Multi Mode Instrument

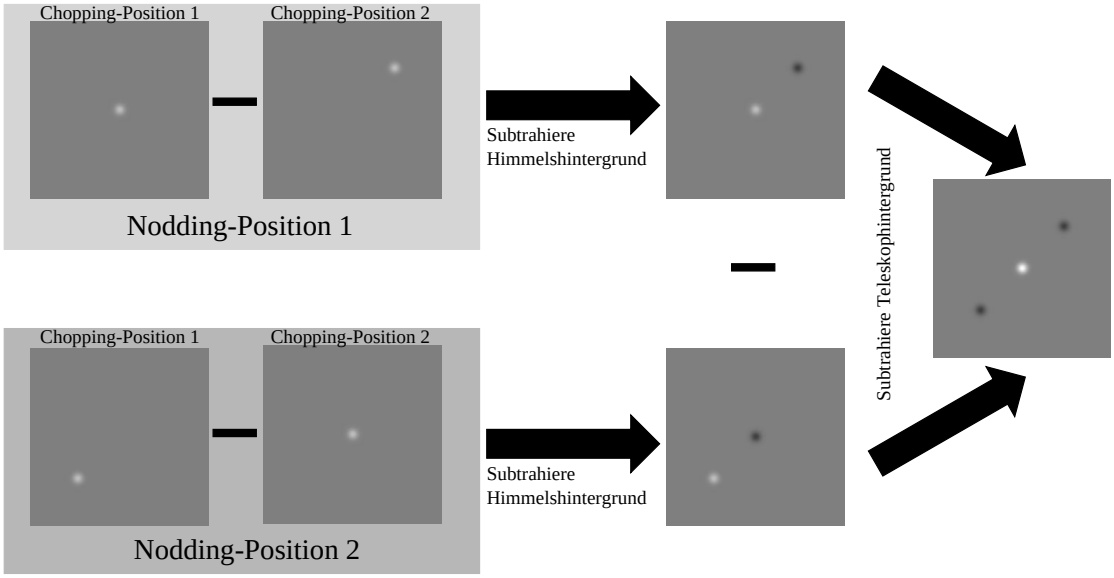


Abbildung 5.1: Zur Auswertung der MIR-Daten. Den in graue Kästen eingerahmten Schritt vollzieht die Kamera automatisch, die Datensätze mit subtrahiertem Himmelshintergrund werden gespeichert. Sie werden gemittelt und zwecks Eliminierung des instrumentellen Hintergrundes subtrahiert. Ganz rechts liegt ein Bild vor, welches frei von Himmels- und Instrumentenhintergrund ist. Es enthält das Signal 4 mal, zweimal in der Mitte und je einmal negativ in den Ecken des Detektors.

Die Datenaufnahme und Reduktion unterscheidet sich im mittleren Infrarot von den NIR-Beobachtungen. Da die diesem Wellenlängenbereich zugehörige Wien-Temperatur einige hundert Kelvin beträgt, wird der Detektor sehr schnell aufgrund des Himmelshintergrundes und auch der Strahlung der Teleskopstruktur selbst gesättigt. Beides muß daher durch Anwendung des sogenannten „chopping and nodding“ eliminiert werden. Beim Chopping wird ein Hilfsspiegel dauernd so bewegt, daß die Quelle an zwei Orten des Detektors abgebildet wird. In beiden Positionen wird eine kurze Integration durchgeführt. Die Kamera zieht beide Aufnahmen in Echtzeit voneinander ab und führt den Schritt so oft aus, wie vom Beobachter gewünscht wird. Die Auslenkung des Choppingspiegels beträgt hierbei einige $10''$. Es muß natürlich darauf geachtet werden, daß nicht gerade in dieser Entfernung in der entsprechenden Richtung ein weiteres Objekt vorhanden ist. Da der Spiegel zusätzlich die Wärmestrahlung des Teleskops und seiner Optik selbst mit erfaßt, ist das entstehende Bild immer noch nicht frei von Artefakten. Deshalb wird die gleiche Prozedur nach einem kurzen Verfahren des Teleskops (nodding) noch einmal durchgeführt. Da der Teleskophintergrund jetzt der gleiche ist, kann er durch Subtraktion der beiden Datensätze entfernt werden. Dabei entsteht ein Bild, welches die Quelle einmal – mit doppelter Intensität – positiv und zweimal negativ zeigt. Um das enthaltene Signal-Rauschverhältnis zu nutzen, werden noch einmal nach geeigneten Verschiebungen des Bildes Subtraktionen vorgenommen. Eine Korrektur toter Pixel und des Flachfeldes findet bei diesen Detektoren nicht statt: Tote Pixel existieren nicht, und ein gleichmäßig ausgeleuchtetes, also flaches Feld kann wegen des oben genannten Temperaturbereichs nicht gefunden werden[12].

G45 wurde im L-Band mit TC-MIRC beobachtet. Die Gesamtintegrationszeit betrug 600 s.

[12]Es existiert jedoch die Möglichkeit durch Abbilden eines Standardsterns auf verschiedene Teile des Detektors großräumige Empfindlichkeitsunterschiede auszumessen. Die Pixel-zu-Pixel-Variation kann aber nicht entdeckt und korrigiert werden. Wenn man allerdings darauf achtet, daß photometrischer Standardstern und Objekt an der gleichen Stelle des Detektors liegen, ist ein solches Verfahren nicht nötig.

Zur photometrischen Kalibration der Daten wurde der Standardstern HD203856 beobachtet.

Alle drei Objekte wurden bei 11.7 μm mit der SpectroCam 10 beobachtet (T.L. HAYWARD, priv. Mitteilung). Dort wurde jeweils ein Mosaik aus fünf Einzelbildern aufgenommen und in die Ergebnisbilder kombiniert. Die Gesamtintegrationszeit auf der Quelle betrug jeweils 20 s. Zur photometrischen Kalibration diente der Standardstern α Lyrae.

Mit MANIAC wurden Bilder von G45 (N-Band, 1135 s Integrationszeit, Standardsterne γ Aquilae, α Serpens und δ^2 Grusis) und G5.89 (Q-Band, 210 s Integrationszeit, Standardstern η Sagitarii) aufgenommen. TIMMI lieferte Daten zu G5.89 in den Linien [SIV] und [NeII] mit jeweils 4.5 s Integrationszeit. Als photometrischer Standardstern diente hier ebenfalls η Sagitarii.

5.4 1.3 mm Beobachtungen

Die mm-Kontinuumsstrahlung von G5.89 wurde im März 1996 mit dem SEST[13] der ESO beobachtet. Zum Einsatz kam das ^{3}He-gekühlte Einkanal-Bolometer (KREYSA, 1990). Die Äquivalentbandbreite des Bolometers beträgt ≈ 50 GHz. Es wurde bei einer Frequenz von $\nu_0 = 236$ GHz ($\lambda_0 = 1.27$ mm) beobachtet. Der effektive Durchmesser der Teleskopkeule beträgt 23″. Zur Beobachtung von G5.89 wurde die „double beam“ Technik angewendet (EMERSON & Mitarb., 1979). Dabei wird, ähnlich wie bei den MIR-Beobachtungen, mit Hilfe eines Chopping-Spiegels ein zweiter Punkt am Himmel beobachtet und nur das Differenzsignal gemessen. Die Karte wurde erzeugt, indem das Teleskop kontinuierlich mit 8″/s in Azimut bewegt wurde. Am Ende eines solchen Scans, der eine Länge von 4′ hatte, wurde das Teleskop zurückbewegt und 8″ höher ein neuer Scan gefahren. Der Ausschlag des Choppingspiegels betrug hierbei 67″. Zu Kalibrationszwecken wurde auf die gleiche Weise eine Karte vom Planeten Uranus aufgenommen. Dessen Helligkeitstemperatur wurde nach GRIFFIN & ORTON (1993) zu 96 K angenommen.

Die Datenreduktion erfolgte unter Verwendung der SEST-Standardsoftware und des Paketes MOPSI[14], welches die NOD2- und GAG-Bibliotheken nutzt.

5.5 2 cm-Beobachtungen

G5.97 wurde im Dezember 1996 von P. HOFNER (Private Mitteilung) mit dem VLA in A-Konfiguration bei einer Wellenlänge von 2 cm beobachtet. Diese Daten standen in fertig reduzierter Form zur Verfügung. Sie bieten mit 0.″17 eine deutlich höhere Auflösung als die Daten von WC89 (0.″41) und zeigen wegen der Unempfindlichkeit des Interferometers gegenüber ausgedehnten Strukturen nur den Kern von G5.97.

[13] Swedish-ESO Submillimetre Telescope
[14] Geschrieben von Robert Zylka, Max-Planck-Institut für Radioastronomie, Bonn

5.6 Daten vom Weltraumteleskop Hubble

Das Stundenglas in M8, welches auch G5.97 enthält, wurde von der HST Planetary Camera 2 (PC2) bei einem Maßstab von $0\farcs046$ pro Pixel beobachtet. Diese Beobachtungen waren Teil der garantierten Beobachtungszeit der „Wide Field Planetary Camera 2 (WFPC2)“-Gruppe. Nachdem die einjährige Exklusivanspruchperiode abgelaufen war, standen diese Daten zur freien Verfügung. Schmal- und Breitbanddaten wurden aus dem ST-ECF[15] Archiv geholt (Datensätze U2O80xxxT). Die Daten liegen ab Archiv fertig flachfeld- und hintergrundkorrigiert vor und sind außerdem flußkalibriert. Allerdings sind in den Daten noch viele Detektionen kosmischer Teilchen vorhanden. Um diese zu korrigieren, wurden stets drei hintereinander im gleichen Filter aufgenommene Bilder verglichen und Stellen, an denen Meßwerte zwischen den Bildern stark ($> 10\sigma$) voneinander abweichen, ersetzt. Zum Ersetzen wurde entweder das Minimum der drei Meßwerte im entsprechenden Pixel (falls zwei Bilder an der Stelle eine kosmische Detektion beinhalteten), oder der Mittelwert der beiden kleineren Meßwerte (Falls nur ein Wert nach oben abwich) verwendet.

5.7 Astrometrie

Um Informationen über astrophysikalische Objekte zu erhalten, werden viele Schlüsse aus dem Vergleich der Erscheinungsbilder bei verschiedenen Wellenlängen gezogen. Neben Schwierigkeiten, wie unterschiedlichen Auflösungen und Keulengrößen bei jeder Beobachtung, ist es unabdingbar, einen gemeinsamen astrometrischen Rahmen für alle Beobachtungen herzustellen. Hierbei stellen sich besondere Probleme, wenn hochauflösende Bilder mit kleinen Gesichtsfeldern in sehr verschiedenen Wellenlängenbereichen zur Deckung gebracht werden sollen, wie z.B. die hochauflösenden Infrarotdaten mit den Radiokarten von WC89. Dieses Problem wurde mit einer Doppelstrategie gelöst: Zunächst enthalten alle NIR-Bilder mindestens einen optisch sichtbaren Stern, den Wellenfrontsensorstern für die adaptive Optik. Dessen Position wurde im digitalisierten Palomar-Himmelskatalog (Digitized Sky Survey, DSS) bestimmt und die Bilder mit dem bekannten Aufnahmemaßstab von $0\farcs05$ pro Pixel kalibriert. Damit waren die NIR-Bilder an die Astrometrie des DSS angebunden. Zum zweiten wurde bei G45 und G5.89 die Brγ-Aufnahme genutzt. Ihre Position wurde durch Berechnung der Kreuzkorrelation mit den Radiodaten an diesen Referenzrahmen angebunden. Die Kreuzkorrelation wurde nur auf einem kleinen Ausschnitt berechnet, der beide Arten von Emission enthielt. Da beide Emissionen aus ionisierten Regionen stammen, ist diese Methode gerechtfertigt. Da die Brγ-Aufnahme naturgemäß alle Sterne des K-Bildes enthält, konnten die beiden Astrometriesysteme verglichen werden. Es zeigte sich, daß die Abweichung zwischen beiden stets unterhalb von $0\farcs2$ lag.

Die Methode der Optimierung der Kreuzkorrelation wurde auch bei den MIR-Daten angewandt. Die Kreuzkorrelation zwischen Radiodaten und MIR-Daten erwies sich wegen der offenkundig identischen Morphologie in beiden Wellenlängenbereichen als approbates Mittel zur Erstellung des astrometrischen Rahmens. Bei G45 konnte dies zusätzlich anhand einer deutlich in allen MIR-Bildern erkennbaren Punktquelle, die auch im nahen Infrarot erkennbar ist, überprüft werden.

[15] Space Telescope - European Coordinating Facility, Europäische Koordinierungsstelle des Weltraumteleskops

Bei der in allen Wellenlängen punktförmig erscheinenden Quelle G5.97 war die Optimierung von Kreuzkorrelationen nicht notwendig. Allerdings zeigte sich dort, daß der Referenzrahmen des DSS gegenüber der Radioastrometrie verschoben war. Er wurde unter der plausiblen Annahme, daß das Maximum der Hα-Emission mit dem der Radioemission zusammenfallen sollte, „zurechtgerückt“. Die Verschiebung betrug dabei $1\farcs9$. Eine Überprüfung des DSS-Koordinatensystems in einem Umkreis von $10'$ anhand von 2 Sternen des PPM[16] und 11 Sternen des USNO[17] Katalogs ergab, daß diese Verschiebung noch im Rahmen der üblichen Abweichungen liegt. Die Astrometrie der NIR-Bilder wurde dann anhand von 4 gemeinsamen Sternen an die der HST-Daten angeknüpft. Damit stimmen die astrometrischen Rahmen der drei Beobachtungskategorien (Radio, IR, HST) mit einer Genauigkeit von besser als $0\farcs1$ überein.

5.8 Photometrische Kalibration

In allen Infrarotwellenlängen lagen nach Durchführung der Flachfeld-, Himmels- und Schlechtpixelkorrekturen Bilddaten vor, die pro Pixel eine bestimmte Zählrate enthielten. Diese Zählrate ist bei allen verwendeten Infrarotdetektoren in sehr guter Näherung proportional zur Anzahl der in dem Pixel empfangenen Photonen und damit zur Flußdichte[18]. Um diese Flußdichte aus den Zählraten zu bestimmen, wurden Standardsterne mit bekannten Flußdichten beobachtet und aus diesen Beobachtungen die erhaltene Zählrate pro Jy und pro s Integrationszeit bestimmt. Durch einfache Multiplikation mit dem erhaltenen Faktor erhält man dann ein Bild, das in Jy/Pixel kalibriert ist. Bei einigen Schmalbandaufnahmen ist die Flußdichte der Standardsterne nicht direkt für die Linien bekannt, sie wurde in der Regel linear aus den benachbarten Breitbandfilterflußdichten interpoliert. Abweichende Verfahren, wie die Benutzung der IRAS-LRS[19]-Spektren, werden beim jeweiligen Objekt erwähnt.

[16] Positions and Proper Motions Katalog, BASTIAN & ROESER (1993)
[17] U.S. Naval Observatory
[18] Sofern der Detektor nicht gesättigt ist, worauf bei den Beobachtungen selbstverständlich geachtet wurde!
[19] IRAS Low-Resolution Spectrograph

Kapitel 6

G45.45+0.06 – Die Perlenkette am Himmel

6.1 Ergebnisse

6.1.1 Präsentation der Bilddaten

In diesem Abschnitt sollen zunächst die reduzierten Daten zu G45 präsentiert werden. Die Diskussion einzelner Merkmale erfolgt dann im nächsten Abschnitt; dort werden dann auch die Schlußfolgerungen gezogen.

Das K'-Band Bild ist in Abb. 6.1A dargestellt. Alle Bilder zu diesem Objekt nutzen den Stern an der Stelle (0″,0″) als Positionsreferenz. Der Wellenfrontsensorstern ist an Position (+14″,+11″) sichtbar. G45 liegt westlich der Bildmitte. Die stärkste Quelle innerhalb von G45 ist die etwas in Ost-Westrichtung ausgedehnte an Position (+3.″5,+5.″5). Sie besteht bei genauerem Hinsehen aus drei Einzelquellen, was aber in der gedruckten Darstellung nur nach einer Entfaltung des Bildes erkennbar wird (s.u.). Nördlich dieses Komplexes liegen mehrere, auf einem nach Süden geöffneten Bogen angeordnete Punktquellen, ganz ähnlich wie Perlen auf einer Kette aufgereiht. Auch nördlich dieser Kette liegen noch einige interessante Quellen. Besonders hervorzuheben ist hier diejenige an Position (+3″,+10.″5), die im MIR starke Emission zeigt und auf den entsprechenden Bildern deutlich erkennbar ist. Unmittelbar östlich dieser Quelle befindet sich an Position (+4″,+10.″8) ein Objekt mit einer angesetzten, ausgedehnten Struktur. Ein ähnliches Objekt befindet sich an Position (+6″,+9.″8).

Abb. 6.1B zeigt die entsprechende H-Band Aufnahme. Zwar wurde hier nur der südwestliche Teil beobachtet, der G45 selbst enthält, aber grundsätzlich zeigt sich das gleiche Bild: Die Perlenkette mit der darunterliegenden, starken Dreifachquelle. Man erkennt auch unmittelbar, daß viele Einzelquellen stark verrötet sind, die Objekte an den Positionen (+4″,+4.″8 - unmittelbar südöstlich der Dreifachquelle) und (+7.″8,6.″8) fehlen ganz, die anderen erscheinen gegen den Untergrund deutlich schlechter abgehoben als in K'.

In Abb. 6.2 ist das Ergebnis der in Anhang B dargelegten Entfaltungsprozedur für das K'-Band gezeigt. Aus technischen Gründen wurde nur der Abschnitt des Bildes entfaltet, der mit dem H-Band Ausschnitt identisch ist. Die Punktquellen sind jetzt deutlich sichtbar und zu Identifikationszwecken mit Buchstaben versehen. Insbesondere ist jetzt auch die mit $l - n$ bezeichnete Dreifachquelle klar erkennbar. Die Positionen der Einzelquellen sowie die Ergebnisse der

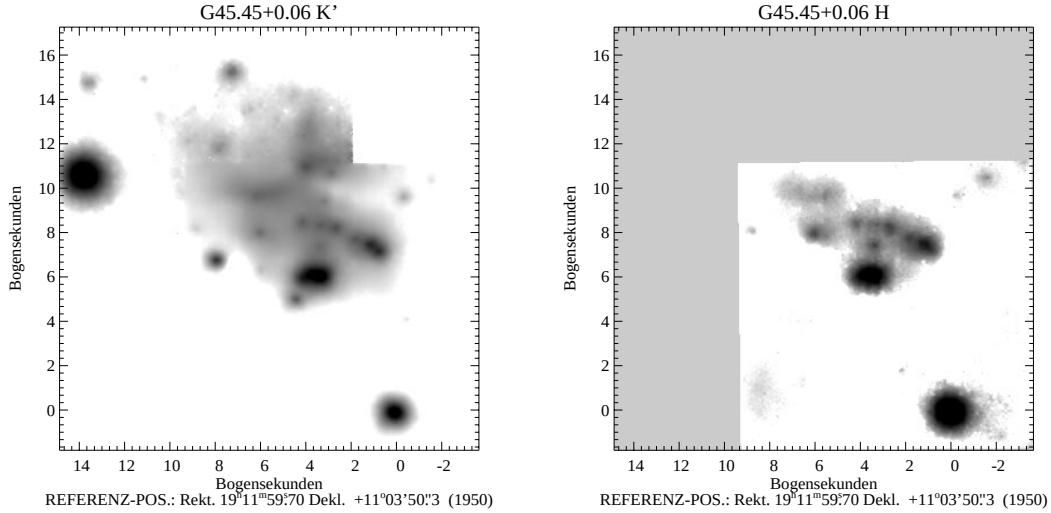


Abbildung 6.1: Mit adaptiver Optik entstandene Aufnahmen von G45. **A:** K'-Band Bild, dargestellt in logarithmischem Maßstab. Die Grauskala reicht von 0.8 mJy/□″ bis 24 mJy/□″. **B:** H-Band Bild. Die ebenfalls logarithmische Grauskala reicht hier von 0.08 mJy/□″ bis 2.4 mJy/□″. An den unterschiedlichen Beträgen wird deutlich, daß die Objekte in K' deutlich heller erscheinen.

Photometrie sind in Tabelle 6.1 angegeben. Dem entfalteten Bild sind Konturlinien der 6 cm-Radiokarte von WC89 überlagert. Aus dem Vergleich wird unmittelbar deutlich, daß die Perlenkette größtenteils entlang der Ionisationsfront verläuft.

Das Ergebnis der Brγ-Beobachtungen findet sich in Abb 6.3. Dort ist in Grauskalierung das Kontinuumsbild (2.22 μm) gezeigt, um einen Überblick über die gesamte Region zu geben. Die überlagerten Konturlinien repräsentieren reine Brγ-Emission, das Kontinuum ist dort subtrahiert. Da diese Aufnahme mit „konventioneller“ Beobachtungstechnik entstand, ist die Auflösung deutlich schlechter als in den K'- und H-Bildern. Allerdings liefert das resultierende, deutlich größere Gesichtsfeld Information über die Umgebung von G45. Deutlich erkennbar ist, daß das gesamte HII-Gebiet eine schalenartige Struktur mit einem Durchmesser von etwa 40″ aufweist, wobei zusätzliche Emission nordwestlich und nördlich von G45 vorliegt. Die 40″ entsprechen einem linearen Durchmesser von 1.3 pc. Eine identische Struktur findet sich auch in den Radiokarten von WILNER & Mitarb. (1996).

Die Ergebnisse der Beobachtungen im MIR finden sich in Abb. 6.4. Teilbild A zeigt das L-Band Bild, B das N-Band Bild und C die Schmalbandaufnahme bei 11.7 μm. Zur Orientierung sind Konturlinien der Radiokarte von WC89 überlagert, die Kreuze geben die Positionen der NIR-Punktquellen an. Alle MIR-Bilder zeigen zwei deutliche Punktquellen. Die starke Quelle an Position (+3″,+10.″5) – ab hier als *MIR1* bezeichnet – und eine weitere an Position (+3.″8,+4.″8) (*MIR2*).

6.1.2 Photometrie

Zur Bestimmung der Natur der Punktquellen in Abb. 6.2 wurde deren Flußdichte in H und K' bestimmt. Dies geschah durch Messen der integrierten Flußdichte in Blenden von 0.″5 Durchmesser. Da die Quellen sehr dicht liegen, war eine klassische Bestimmung des Himmelshintergrundes in ringförmigen Gebieten um die Blende nicht möglich. Deshalb wurden 6 weitere

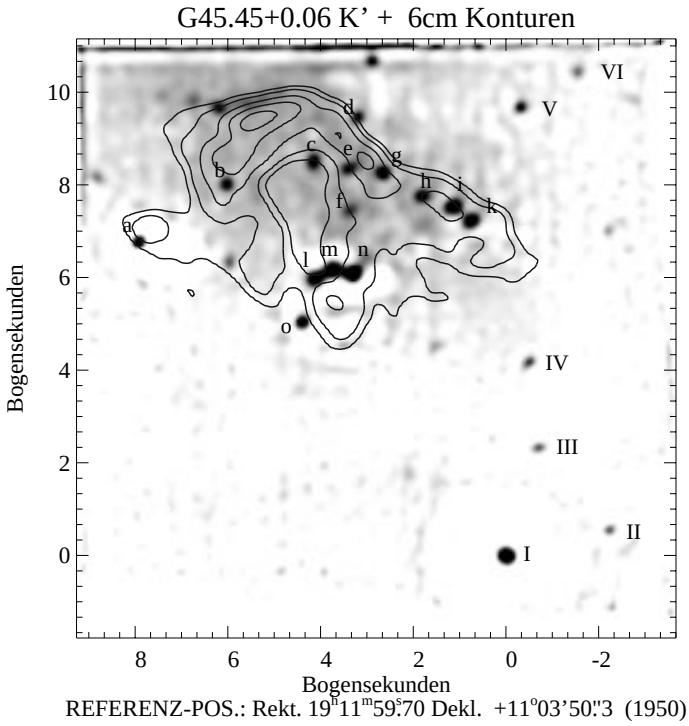


Abbildung 6.2: Entfaltetes K'-Band Bild von G45. 200 Iterationen der Richardson-Lucy Entfaltung wurden durchgeführt. Die Konturlinien zeigen die 6 cm Radiokarte von WC89, sie liegen bei 2, 3, 5, 7 und 9 mal dem 1σ-Wert von 12 mJy/beam.

Messungen in der unmittelbaren Umgebung des jeweiligen Objektes vorgenommen und der Mittelwert dieser Messungen als Himmelshintergrund vom eigentlichen Meßwert subtrahiert. Wegen der Nicht-Gaußförmigen Gestalt der PSF mußte ein Korrekturfaktor angebracht werden, um den außerhalb der Blende liegenden aber trotzdem zum Stern gehörenden Fluß zu berücksichtigen. Diese Aperturkorrektur beläuft sich in K' auf 0.95 mag und in H auf 1.23 mag[1]. Er wurde durch Messungen an der Punktquelle bei (0″,0″), sowie den Quellen a und b bestimmt (In H ist a allerdings nicht sichtbar).

Das 3σ Detektionslimit im K'-Bild liegt bei $m_{K'} = 17.5$ mag, im H-Bild bei $m_H = 18.5$ mag. Die photometrische Genauigkeit dieser Prozedur liegt, einschließlich der Kalibrationsunsicherheit bei den Standardsternen, unterhalb von ± 0.1 mag.

Die Ergebnisse der Photometrie sind in Tabelle 6.1 zusammengefaßt und, soweit Zweifarbenphotometrie möglich war und die Quelle innerhalb der VLA-Karte lag, in Abb. 6.6 gezeigt. Tabelle 6.1 enthält zusätzlich die Positionsangaben der Punktquellen. Diese Positionen wurden durch Bilden des flußgewichteten Positionsmittels innerhalb der 0″.5-Blenden berechnet (ähnlich wie eine Schwerpunktbestimmung).

[1]Wegen der logarithmischen Definition des Magnitudensystems schlägt sich der Korrekturfaktor hier in einer additiven Konstante nieder. Die großen Beträge der Korrektur erklären sich aus der speziellen Gestalt der PSF nach der AO-Korrektur und der Verwendung einer Blendengröße, die der Halbwertsbreite der PSF entspricht.

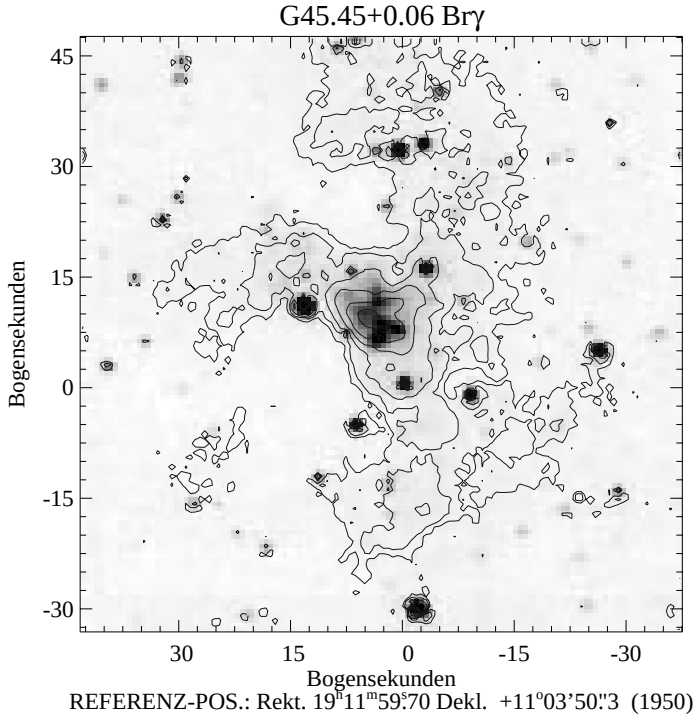


Abbildung 6.3: Brγ-Bild von G45. Die Konturlinien bezeichnen die Brγ-Emission, sie liegen bei [-2,-1,-0.5,0.5,1,2,4,8,16,32,64]×0.24 mJy/□″. Negative Konturen sind gestrichelt dargestellt, sie stammen von kleinen Positionsabweichungen zwischen Linien- und Kontinuumsbild während der Subtraktion. Das Graustufenbild zeigt die Kontinuumsemission bei 2.22 μm.

6.1.3 Bestimmung der Extinktion

Wenn die Extinktion entlang einer Sichtlinie bekannt ist, kann die Verrötung einer Quelle am Ende der Sichtlinie korrigiert werden. Damit sind erheblich genauere Aussagen über die Natur dieser Objekte möglich. Die Brγ-Extinktion in Richtung G45 wurde durch Vergleich der beobachteten Brγ- und der 6 cm-Flußdichte bestimmt. Die genaue Vorgehensweise ist im Anhang C dargestellt. Allerdings mußte vor der Anwendung der dort beschriebenen Prozedur noch eine Korrektur der Radiokarte vorgenommen werden.

Die 6 cm-Karte wurde von WC89 in der A-Konfiguration des VLA aufgenommen. Daher sind die ausgedehntesten Objekte, die noch sichtbar sind, nur etwa 10″ groß. Größere Strukturen werden vom Interferometer ignoriert, sie zeigen keine Spuren im Ergebnis und ihr Beitrag zum Gesamtfluß wird ignoriert. Es ist aber vom Brγ-Bild (Abb. 6.3) und von der 3.6 cm-Karte von WILNER & Mitarb. (1996) bekannt, daß sehr wohl ausgedehnte Emission existiert. Daher mußte die 6 cm-Karte korrigiert werden, bevor die Extinktion bestimmt werden konnte[2]. Es wurde also aus der 3.6 cm-Karte die zu erwartende Flußdichte bei 6 cm berechnet. Dies geschah unter Annahme optisch dünner frei-frei-Emission mit einem Spektralindex von 0.1. Abb. 6.7 zeigt, daß diese Annahme gut erfüllt ist. Durch Vergleich dieser Vorhersage mit der auf die gleiche Auflösung geglätteten 6 cm-Karte konnte der Anteil der fehlenden Flußdichte bestimmt werden. Dieser Anteil ist in Abb. 6.5B in Form von Konturen angegeben. Generell liegt er am Ort von

[2] Andererseits ist die Auflösung der 3.6 cm Karte zu gering, um direkt aus ihr auf die Extinktion zu schließen. Weil in ihr der Fluß auf zu große Flächen verteilt wird, würde die Extinktion drastisch unterschätzt werden.

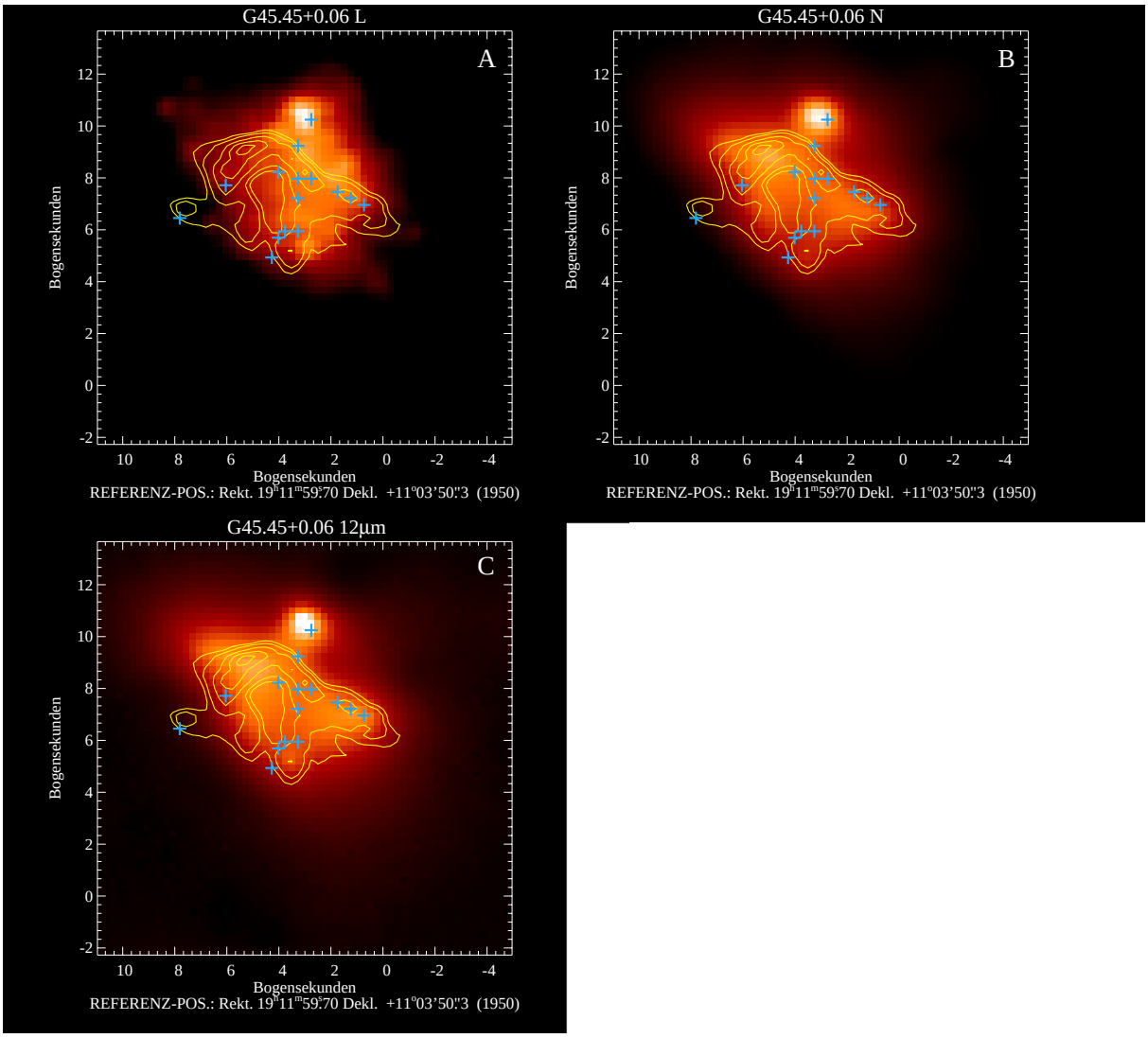


Abbildung 6.4: MIR Bilder von G45. Die Konturlinien stellen die Radiokarte von WC89 dar, die Kreuze bezeichnen die Positionen der gefundenen NIR-Punktquellen (mit Ausnahme des nördlichsten Kreuzes, es gibt die Position von *MIR1* an). **A:** L-Band Bild. **B:** Breitband-N Bild **C:** Schmalbandaufnahme bei 11.7 μm.

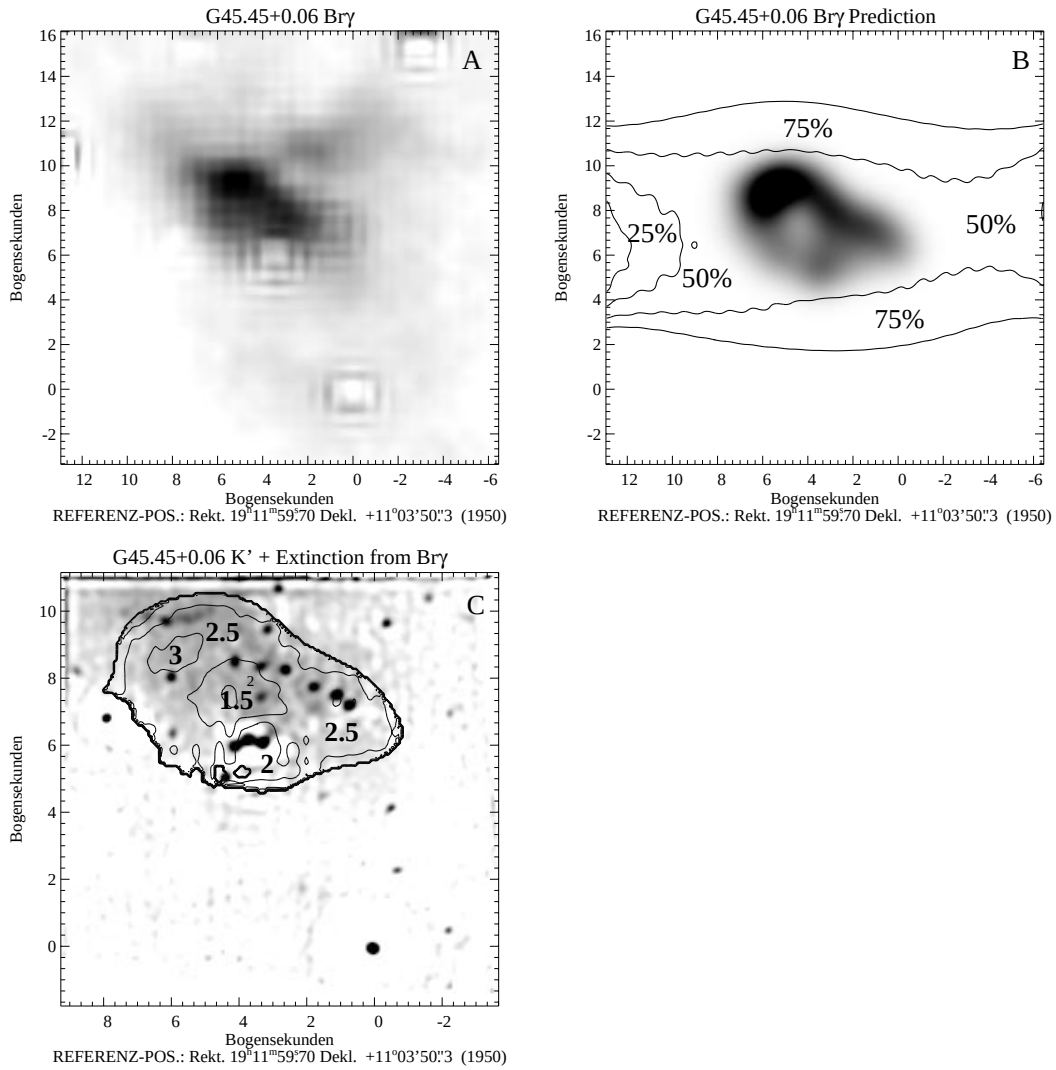


Abbildung 6.5: Zur Berechnung der Extinktion in Richtung G45: **A:** Zentraler Ausschnitt des Brγ-Bildes. Die lineare Grauskale reicht von 0.2 bis 5.6 mJy/$\square''$. **B:** Vorhergesagtes Brγ-Bild aus der 6 cm Flußdichte. Hier reicht die lineare Grauskale von 0 bis 44 mJy/$\square''$. Die überlagerten Konturen geben den Anteil an, um den die 6 cm Flußdichte korrigiert werden mußte. Sie liegt am Ort von G45 bei rund 50% und zeigt kaum Variationen über den betreffenden Bereich. Die Konturen liegen bei 12.5%, 37.5% und 62.5%. **C:** Die sich ergebende Extinktion als Konturlinienkarte über dem entfalteten K'-Bild. Die Konturebenen liegen bei 1.25, 1.75, 2.25 und 2.75 mag. Die mittlere K'-Extinktion ist auch durch die Zahlen in dem Bild angegeben

Tabelle 6.1: Punktquellen in G45

ID[a]	$m_{K'}$ (mag)	m_H (mag)	RA. (1950)	DEK. (1950)
a	13.6	–[b]	$19^h\ 12^m\ 00\overset{s}{.}24$	$+11°\ 03'\ 57\overset{''}{.}0$
b	14.2	15.6	$19^h\ 12^m\ 00\overset{s}{.}11$	$+11°\ 03'\ 58\overset{''}{.}2$
c	13.8	15.9	$19^h\ 11^m\ 59\overset{s}{.}98$	$+11°\ 03'\ 58\overset{''}{.}6$
d	14.2	–	$19^h\ 11^m\ 59\overset{s}{.}92$	$+11°\ 03'\ 59\overset{''}{.}6$
e	13.8	15.7	$19^h\ 11^m\ 59\overset{s}{.}93$	$+11°\ 03'\ 58\overset{''}{.}6$
f	13.9	15.5	$19^h\ 11^m\ 59\overset{s}{.}93$	$+11°\ 03'\ 57\overset{''}{.}6$
g	13.7	15.3	$19^h\ 11^m\ 59\overset{s}{.}89$	$+11°\ 03'\ 58\overset{''}{.}4$
h	13.8	15.2	$19^h\ 11^m\ 59\overset{s}{.}82$	$+11°\ 03'\ 58\overset{''}{.}0$
i	13.2	14.7	$19^h\ 11^m\ 59\overset{s}{.}78$	$+11°\ 03'\ 57\overset{''}{.}7$
k	13.2	15.3	$19^h\ 11^m\ 59\overset{s}{.}75$	$+11°\ 03'\ 57\overset{''}{.}4$
l	–[c]	–	$19^h\ 11^m\ 59\overset{s}{.}98$	$+11°\ 03'\ 56\overset{''}{.}2$
m	–[c]	–	$19^h\ 11^m\ 59\overset{s}{.}95$	$+11°\ 03'\ 56\overset{''}{.}3$
n	–[c]	–	$19^h\ 11^m\ 59\overset{s}{.}92$	$+11°\ 03'\ 56\overset{''}{.}3$
o	14.1	–	$19^h\ 12^m\ 00\overset{s}{.}00$	$+11°\ 03'\ 55\overset{''}{.}3$
I	12.3	11.9	$19^h\ 11^m\ 59\overset{s}{.}70$	$+11°\ 03'\ 50\overset{''}{.}3$
II	–[c]	–	$19^h\ 11^m\ 59\overset{s}{.}55$	$+11°\ 03'\ 50\overset{''}{.}8$
III	16.6	–	$19^h\ 11^m\ 59\overset{s}{.}65$	$+11°\ 03'\ 52\overset{''}{.}6$
IV	16.3	–	$19^h\ 11^m\ 59\overset{s}{.}67$	$+11°\ 03'\ 54\overset{''}{.}4$
V	15.8	17.7	$19^h\ 11^m\ 59\overset{s}{.}68$	$+11°\ 03'\ 59\overset{''}{.}8$
VI	17.6	17.3	$19^h\ 11^m\ 59\overset{s}{.}68$	$+11°\ 03'\ 59\overset{''}{.}8$
MIR1	14.5	–	$19^h\ 11^m\ 59\overset{s}{.}9$	$+11°\ 04'\ 01''$

[a] Die Bezeichnung der Quellen ist identisch mit der in Abb. 6.2, ausgenommen Quelle *MIR1*, diese wird im Text erklärt.
[b] Nicht alle Punktquellen konnten in H detektiert werden.
[c] Im (nicht-entfalteten) Rohbild keine Photometrie möglich.

G45 in der Größenordnung 50%, d.h. in der ursprünglichen 6 cm-Karte fehlt etwa die Hälfte des Flusses.

Durch Multiplikation mit dem entsprechend berechneten Faktor wurde die 6 cm-Karte nun korrigiert und anschließend die in Anhang C beschrieben Prozedur angewendet. Das sich dabei ergebende Emissionsmaß hat sein Maximum bei 21.7×10^7 pc cm^{-6}, der Durchschnittswert liegt bei 3.0×10^7 pc cm^{-6}. Diese Berechnung geht von einer Ausdehnung der Brγ-PSF von 2.8×10^{-11} sr aus, die gleichmäßig mit 10^4 K heißem Gas gefüllt ist. Das gesamte Ergebnis der Prozedur ist in Abb. 6.5 dargestellt. Teilbild A zeigt das Ergebnis der Beobachtung, der Kontinuumsanteil ist hier bereits abgezogen. Es sind einige Spuren von Sternen sichtbar, die bei der Subtraktion nicht perfekt aufeinanderlagen[3]. In Abb. 6.5B ist die aus der 6 cm Flußdichte vorhergesagte Brγ-Emission dargestellt. Außerdem ist dort der fehlende Flußanteil in der 6 cm Karte in Form von Konturlinien zu erkennen. Im Abbildungsteil C ist schließlich die sich aus dem Vergleich von vorhergesagtem zu gemessenem Fluß ergebende Brγ-Extinktion als Konturlinienkarte gezeigt. Zur Orientierung ist das entfaltete K'-Band Bild unterlegt. Außerhalb der Konturlinien waren eine oder beide Flußdichten zu gering, um Aussagen über die Extinktion zu machen. Der sich ergebende Mittelwert liegt bei 2.5 mag, der Spitzenwert bei 3.6 mag. Aus

[3] Solche Effekte sind wegen bei der Beobachtung auftretenden Schwankungen von PSF-Halbwertsbreiten und unterschiedlicher optischer Eigenschaften der Filter unvermeidlich.

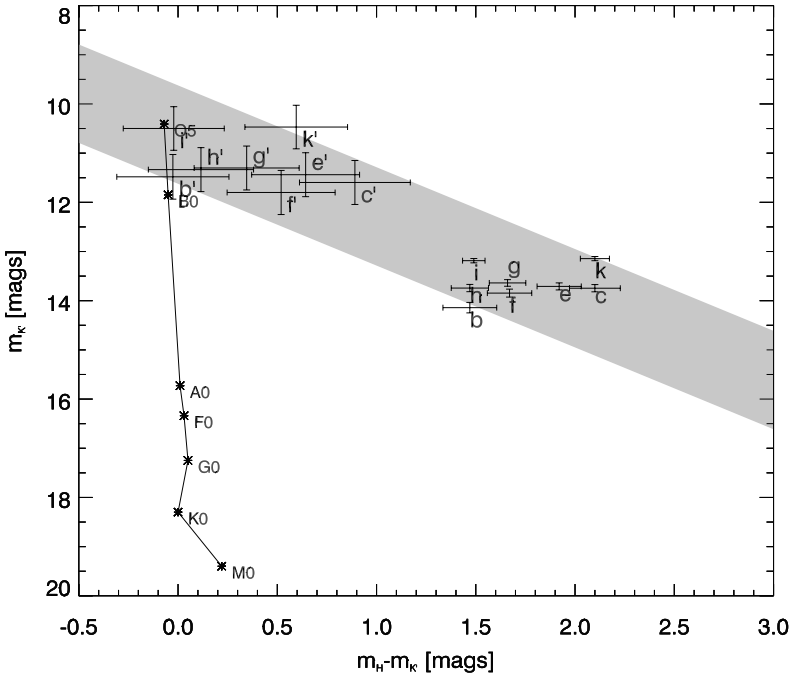


Abbildung 6.6: Farben-Helligkeitsdiagramm der identifizierten Punktquellen. Die Fehlerbalken mit den ungestrichenen Buchstaben geben die Positionen der entsprechenden Quellen innerhalb der VLA-Karte an (siehe Abb. 6.2). Die Neigung der schattierten Fläche entspricht dem Verrötungspfeil (RIEKE & LEBOFSKY, 1985), die Fläche selbst gibt damit die mögliche Zielregion der Quellen an. Die durchgezogene Linie stellt die NAHR dar (Nach STRAIZYS, 1995). Die Fehlerkreuze mit den gestrichenen Buchstaben geben die Positionen der Punktquellen nach der Entrötung an. Die für diesen Prozeß genutzte K'-Extinktion ist in Abb. 6.5C angegeben.

Abb. 6.5C wird deutlich, daß die Extinktion in Richtung der meisten Punktquellen etwa 2.5 mag beträgt.

Die bestimmte Brγ-Extinktion wird nun als über das K'-Band konstant angenommen. Dadurch kann die K'-Helligkeit der Quellen, die innerhalb der Extinktionskarte liegen, korrigiert werden. Mit Hilfe der in RIEKE & LEBOFSKY (1985) angegebenen Verhältnisse von K'- und H-Extinktion kann auch die H-Helligkeit korrigiert, und so jeder Quelle ein verrötungsfreier Ort im Farben-Helligkeitsdiagramm zugewiesen werden. Das Ergebnis dieser Verfahrensweise ist in Abb. 6.6 zu sehen. Dargestellt ist ein Farben-Helligkeits-Diagramm für die Bänder H und K'. Eingezeichnet ist die Nullalterhauptreihe (nach STRAIZYS, 1995) für eine Entfernung von 6.6 kpc. Die Fehlerkreuze mit den ungestrichenen Buchstaben geben die Ergebnisse der Photometrie derjenigen Quellen an, die in beiden Bändern detektiert wurden und innerhalb der Extinktionskarte liegen. Das Ergebnis der Entrötung zeigt sich in den nach links oben verschobenen Fehlerkreuzen mit den gestrichenen Buchstaben. Die Buchstaben sind identisch mit den Quellenbezeichnungen in Abb. 6.2. Für jede der Quellen wurde die Extinktion direkt an ihrer Position aus der Extinktionskarte (Abb. 6.5C) entnommen.

Es zeigt sich, daß alle identifizierten Sterne am oberen Ende der NAHR landen. Damit kann eine Identifizierung als massereiche, junge Sterne als wahrscheinlich angesehen werde. Es ist unwahrscheinlich, daß die Farben nur durch an Staubklumpen reflektiertem Licht eines einzigen O-Sterns entstehen. In einem solchen Falle würden die Farben weniger streuen, während die

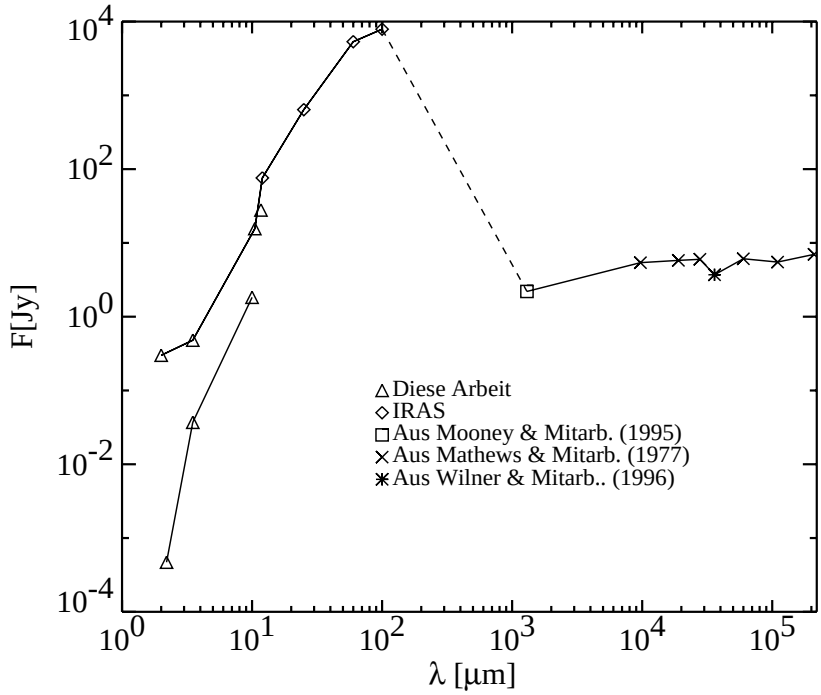


Abbildung 6.7: Spektrale Energieverteilung von G45. Die obere Kurve gibt die Energieverteilung des gesamten UKHG an, die untere nur die von *MIR1* Die gestrichelte Linie liegt in einer offensichtlichen Lücke, dort existieren bis dato keine Beobachtungsdaten.

Helligkeiten deutlich niedriger liegen müßten.

6.2 Die spektrale Energieverteilung

Um die SEV von G45 angeben zu können, wurde die Flußdichte des gesamten Objektes in einer Blende von 11″ Durchmesser bestimmt. Die Verteilung ist in Abb. 6.7 gezeigt. Die obere Linie gibt die Flußdichte der gesamten Region an. Im kurzwelligen Bereich markieren die Dreiecke die Meßpunkte, die aus in dieser Arbeit vorgestellten Daten resultieren. Der Sprung zu den IRAS-Daten erklärt sich aus der deutlich größeren Blende, die der Satellit verwendet hat. Dem steilen Anstieg im NIR folgt jenseits von 100 μm ein noch unvermessener Abfall und anschließend das für UKHG typische Radioplateau mit einem Spektralindex von etwa 0.1 jenseits von 1 cm. Diese Verhalten von $F_\nu \sim \nu^{-0.1}$ wird durch Frei-frei-Strahlung des ionisierten Gases hervorgerufen (siehe z.B. ROHLFS, 1990).

Die untere Kurve in Abb. 6.7 stellt die Energieverteilung der Quelle *MIR1* alleine dar. Sie wurde im NIR mit der Blende von 0.″5 Durchmesser photometriert, im L-Band mit 2.″75 und mit einer 4″-Blende in den beiden 10 μm Bändern. Der Untergrundabzug wurde auf gleiche Weise erreicht, wie bei der Punktquellenphotometrie in H und K'. Die photometrische Genauigkeit der Messungen im MIR liegt bei etwa 7% oder maximal 0.1 mag. Es wird deutlich, daß diese Kurve im Infrarotbereich alleine 10% der Gesamtflußdichte von G45 (einschließlich *MIR1*!) liefert. Auch in einer neueren 1.3 cm VLA-Karte von HOFNER & Mitarb. (1998) zeigt sich dieses Objekt als auffällige Einzelquelle nördlich von G45. Bedauerlicherweise liegt das Objekt

in dieser Karte aber am Rande der Hauptkeule des VLA, weil die Beobachtung auf G45.47+0.05 abzielte. Daher sind verläßliche Aussagen über den Radiofluß des Objektes nicht möglich.

6.2.1 Der heiße Staub in G45

Zur Bestimmung der Masse des heißen Staubes können die MIR-Messungen herangezogen werden. Geht man von optisch dünner Emission aus, so berechnet sich der von der Staubmasse M_d emittierte Fluß durch ein einfaches Modell:

$$M_d = \frac{F_\nu d^2 c^2}{2h\nu^3}\left[e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1\right]\frac{1}{\kappa_\nu} \tag{6.1}$$

In Gl. 6.1 bedeuten F_ν die bei der Frequenz ν gemessene Flußdichte, d die Entfernung zum Objekt, c die Lichtgeschwindigkeit, h die Planck- und k die Boltzmann-Konstante sowie T die angenommene Temperatur des Staubes. In dem Absorptionswirkungsquerschnitt κ_ν des Staubes steckt in diesem Fall das gesamte Staubmodell. Er ist für verschiedene Staubsorten, Gasdichten und Wellenlängen in OSSENKOPF & HENNING (1994) tabelliert. Die Gasdichte wurde in diesem Fall aus dem mittleren Emissionsmaß $EM = 2\times10^7$ pc cm^{-6} bestimmt, wobei die Geometrie von G45 zu einer Halbkugel mit einem Durchmesser von $D = 64000$ AE angenommen wurde. Damit ergibt sich für die Elektronendichte n_e, die gleich der Gasdichte angenommen wird,

$$n_e = \sqrt{EM\frac{4}{\pi D}} = 2.4 \times 10^4\,\mathrm{cm}^{-3}. \tag{6.2}$$

Für diesen Wert wird κ_ν unter der Annahme eismantelfreier Teilchen aus OSSENKOPF & HENNING (1994) interpoliert und ergibt sich zu 2.4×10^2 m^{2}kg^{-1}. Aus dem 11.7 μm Bild wurde eine Flußdichte von $F_\nu = 27.7$ Jy in der 11″-Blende entnommen, die Frequenz beträgt damit $\nu = 25.6$ THz und die Entfernung ist $d = 6600$ pc. Für eine angenommene Staubtemperatur von $T = 100$ K ergibt sich somit eine Gesamtstaubmasse von 0.02 $M_\odot$.

Allerdings sind zu diesem Ergebnis noch zwei Anmerkungen notwendig: Erstens setzt Gl. 6.1 wie bereits gesagt optisch dünne Emission voraus. Zwar sollte das der Fall sein, da ansonsten die um ein Vielfaches höhere Extinktion im UV-Bereich die Absorption aller ionisierenden UV-Photonen bewirken würde und keine Ionisation beobachtbar sein dürfte, aber die IRAS-Spektren der Quelle zeigen, daß bei 11.7 μm noch die Ausläufer einer breiten Absorptionsbande vorhanden sind. Daher kann der Fluß und somit die bestimmte Masse unterschätzt sein. Zweitens ist die so bestimmte Masse in diesem Bereich extrem stark temperaturabhängig. Eine Veränderung der Temperatur um nur 10 K bewirkt Massenänderung um einen Faktor 3 bis 4. Da die beiden Zentralwellenlängen des N-Band- und des 11.7 μm-Filters zu dicht beieinander liegen und das N-Band zudem stark durch die angesprochene Absorptionsbande bestimmt ist, kann leider keine Aussage zur Temperatur gemacht werden. In der Regel sind 100 K aber ein guter Schätzwert für Staub, der bei dieser Wellenlänge sichtbar ist. Abweichungen der Masse um mehr als eine Größenordnung vom bestimmten Wert sind daher unwahrscheinlich.

6.3 G45 als junger Sternhaufen

1989 schrieben WOOD & CHURCHWELL in ihrer fundamentalen Arbeit über UKHG: „Offensichtlich ionisieren mehrere Sterne die Komplexe ultrakompakter HII-Gebiete, die wir gesehen

haben, und es ist möglich, daß enge Doppelsterne oder Sternhaufen auch für die Ionisation einzelner UKHG verantwortlich sind ... Läge der Trapezhaufen in einer Entfernung von 5 kpc, so betrüge sein Winkeldurchmesser nur $1\farcs8$, vergleichbar mit der Größe vieler UKHG.“ Jetzt stellt sich heraus, daß dies in der Tat eine prophetische Bemerkung war. Zum erstenmal ist es mit den AO-Bildern von G45 gelungen zu zeigen, daß ein UKHG mehr als ein Dutzend kompakte Einzelsterne enthält.

6.3.1 Die Quellen innerhalb der VLA-Karte

Für acht Objekte innerhalb dieser Karte, die sowohl in H als auch in K' detektiert werden konnten, wurde in den Abschnitten 6.1.2 und 6.1.3 gezeigt, daß sie anhand ihrer Position im Farben-Helligkeitsdiagramm (Abb. 6.6) als junge, massereiche Sterne identifiziert werden können. Die in der Abbildung mit eingezeichnete NAHR macht deutlich, daß die Entrötung für alle acht Objekte ausschließlich die Spektraltypen O bis B erlaubt.

Allerdings liegen die Quellen nach der Entrötung nur in drei Fällen (im Rahmen der Fehler) direkt auf der NAHR. Dies kann durch drei Gründe erklärt werden:

- Die für die Entrötung genutzte Extinktion wurde durch Vergleich von vorhergesagter und gemessener Brγ-Emission bestimmt. Diese Emission stammt aus den ionisierten Gebieten in der Umgebung der Sterne, nicht jedoch von den Sternen selbst. Zirkumstellarer Staub kann daher eine zusätzliche Verrötung bewirken.
- Exzeßemission von zirkumstellarem Material kann zusätzlich die Infrarotfarben verfälschen.
- Im Gegensatz zu den Radiophotonen, werden Brγ-Photonen an Staubteilchen gestreut. Dieses Phänomen kann mehr Brγ-Photonen in die Sichtlinie zum Beobachter bringen, als ohne Staub diesen Weg nehmen würden. Dies führt ebenfalls zu einer Unterschätzung der Brγ-Extinktion (De Pree & Mitarb., 1994). Um diese Fehlerquelle in Zukunft auszuräumen, sind Polarisationsbeobachtungen notwendig, um zwischen gestreuten und direkten Brγ-Photonen zu unterscheiden.

Desweiteren sind die Fehlerbalken relativ groß. Der Fehler der korrigierten 6 cm Emission, und damit praktisch auch jener der vorhergesagten Brγ-Flußdichte, wird mit 25% angenommen. Das durch die Kontinuumssubtraktion verstärkte Rauschen im Brγ-Bild und die Kalibrationsunsicherheiten der Standardsterne eingerechnet, ergibt sich eine Gesamtunsicherheit von ± 0.44 mag.

Insgesamt ist aber ein glänzender Nachweis gelungen, daß es sich bei den acht identifizierbaren Quellen um massereiche junge Sterne handelt.

6.3.2 Weitere Punktquellen

Weitere Punktquellen, bei denen es sich möglicherweise ebenfalls um junge Sterne handelt, finden sich in oder nahe G45. Bereits in Abschnitt 6.2 wurde auf die starke Infrarotquelle *MIR1*

hingewiesen. Das Objekt ist in K' noch sichtbar (Siehe Abb. 6.1[4]), nicht aber in H. Der Spektralindex a dieser Quelle zwischen 2.2 und 12 μm beträgt $a = \frac{\mathrm{d}(\log(\lambda F_\lambda))}{\mathrm{d}\log(\lambda)} \approx 4.5$. Damit handelt es sich nach WILKING & Mitarb. (1989) um ein Objekt der Lada Klasse I, also um ein extrem junges stellares Objekt.

Die etwas schwächere, südliche Quelle *MIR2* (Position (+3.″8,+4.″8) in Abb. 6.4) ist mit einer Radioemissionsspitze an gleicher Stelle identisch. Im L-Band liegt das Maximum der Emission etwa 0.″5 westlich der Radio- und 10 μm-Position. Solche Positionsverschiebungen mit der Wellenlänge können durch umgebende Staubstrukturen, oft auch durch Scheiben hervorgerufen werden (siehe z.B. FELDT & Mitarb. (1998a) zu ChaIRN, STECKLUM & Mitarb. (1997) zu GGD27 und CLOSE & Mitarb. (1997) zu HL Tau). Zusätzlich gruppieren sich in einem Abstand von etwa 1″, (6600 AE) vier NIR-Punktquellen entlang der nordöstlichen Seite dieses Objektes. *MIR2* selbst hat kein NIR-Pendant.

In Abb. 6.1 zeigen sich weitere herausgehobene Quellen: Die beiden interessantesten sind die beiden mit angehängten, ausgedehnten Strukturen an den Positionen (+4″,+10.″8) und (+6″,+9.8″), nördlich der Perlenkette. Die ausgedehnten, länglichen Strukturen stammen möglicherweise von Ausflüssen, allerdings benötigt man für eine sichere Identifikation hochauflösende Schmalbandaufnahmen der molekularen Wasserstofflinie $H_2(1-0)$S1. Dieser Übergang wird durch Stöße im molekularen Gas angeregt, wenn der Ausfluß auf umgebende Materie trifft. Als erster Hinweis mag jedoch die Tatsache gelten, daß zumindest das Objekt an Position (+6″,+9.8″) nicht in der Brγ-Kontinuumsaufnahme auftaucht, es handelt sich also offenbar tatsächlich um Schmalbandemission. An Position (+4″,+10.″8) kann aus dem Brγ-Kontinuumsbild keine Aussage gemacht werden, da Auflösung und Empfindlichkeit unzureichend sind.

6.3.3 Die Massenverteilungsfunktion

Da es sich bei G45 offensichtlich um einen jungen Sternhaufen handelt, sollte dieser entsprechend einer Anfangsmassenverteilungsfunktion (siehe z.B. TESTI & SARGENT, 1998) auch masseärmere Sterne späterer Spektraltypen enthalten. Jedoch konnten bisher keine solchen sicher identifiziert werden. Die Reichweite der hier vorgestellten Beobachtungen kann aus den NIR-Aufnahmen abgeschätzt werden. Für eine sichere 3σ-Identifikation muß ein Stern mindestens $m_H \leq 18.5$ mag und $m_{K'} \leq 17.5$ mag erreichen. Bei einer mittleren K'-Extinktion von 2.5 mag und daraus berechneten 4.0 mag in H (Nach RIEKE & LEBOFSKY, 1985), sollten in den NIR-Daten Sterne bis hinunter zum Spektraltyp B8 identifizierbar sein. Abb. 6.6 zeigt, daß das späteste identifizierte Objekt vom Typ B1 NAHR ist. Offensichtlich werden also keine Sterne mittlerer Masse in den NIR-Daten entdeckt, aber es läßt sich damit nicht ausschließen, das sie nicht doch vorhanden sind. Gleichzeitiges Entstehen aller Sterne vorausgesetzt, würden sich solche Objekte in einem früheren Entwicklungsstadium befinden, als ihre massereichen Brüder. Sie würden daher nicht auf der NAHR auftauchen. Schätzt man die K'-Helligkeit eines Vorhauptreihensterns zwischen 0.4 und 2.5 $M_\odot$ im Alter von einer Million Jahren nach D'ANTONA & MAZZITELLI (1994) ab, so ergibt sich unter Benutzung des Polynomausgleichs von MEYER (1996) eine maximale scheinbare Helligkeit von $m_{K'} = 15.5$ mag für einen Stern von 2.5 $M_\odot$ [5]. Diese Schätzung schließt lediglich das Entfernungsmodul und die interstellare Extinktion in Richtung G45 (nach NECKEL & Mitarb., 1980) ein. Befindet sich ein solcher Stern innerhalb

[4] Die Position des NIR-Pendants ist ebenfalls durch das nördlichste blaue Kreuz in Abb. 6.4 markiert.

[5] Entsprechend einem Spektraltyp B8.5 NAHR

der VLA-Karte mit der dort herrschenden mittleren Extinktion von 2.5 mag in K', so kann er nicht identifiziert werden.

Mit einer ähnlichen Abschätzung läßt sich verstehen, warum keine der NIR-Punktquellen im MIR sichtbar ist. Aus den Empfindlichkeiten und Auflösungen dieser Aufnahmen (siehe Tab. 5.1) wird dies unmittelbar deutlich. Die hellste Quelle in K', Objekt k, kann maximale Helligkeiten von $m_L = 12.0$ mag und $m_N = 12.2$ mag erreichen. Für diese Abschätzung wurde die Helligkeit eines O5-Sterns (aus STRAIZYS, 1995 und der Verrötungsvektor von RIEKE & LEBOFSKY (1985) verwendet. Damit könnte der Stern in der L-Band Aufnahme auftauchen, allerdings verbietet die schlechte Auflösung dieses Bildes eine Identifikation einzelner Punktquellen in diesem dichtbesetzten Feld. Abb 6.4 macht aber deutlich, daß der größte Teil der MIR-Emission aus der Nähe der NIR-Punktquellen stammt. Ob sie allerdings von diesen Quellen direkt stammt, oder von Klumpen heißen Staubes in ihrer Nähe, kann anhand der Daten nicht entschieden werden.

Zusammenfassend ist klar, daß keine Quellen geringerer Masse zweifelsfrei identifiziert werden konnten. Bis hinunter zum Spektraltyp B8 hätte dies möglich sein sollen. Nimmt man eine Anfangsmassenverteilung von $\frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}M} \sim M^{-2.1}$ an, wie von TESTI & SARGENT (1998) für den Kern von Serpens gefunden[6], so ist die Wahrscheinlichkeit einen Stern massereicher als 16 $M_\odot$ (B0 NAHR)zu finden wenn die Reichweite die Entdeckung von Sternen bis hinunter zu 2.7 $M_\odot$ (B8 NAHR) gestattet, nur etwa 2%. Demzufolge ist die Identifizierung von 8 Quellen in diesem Massenbereich ohne eine einzige masseärmere Quelle mit einer solchen Anfangsmassenverteilung praktisch unvereinbar. Es liegt also entweder eine andere Massenverteilungsfunktion vor, die masseärmere Sterne in dieser Entwicklungsphase praktisch ausschließt, oder die masseärmeren Sterne sind durch dichte umgebende Staubschichten der Beobachtung unzugänglich. Ersteres Szenario wäre ein interessanter Hinweis auf die Massentrennungsbetrachtungen von STAHLER & Mitarb. (1999). Demnach finden sich O-Sterne immer in den kompakten Kernen großer Sternhaufen, so auch im Trapezhaufen im Orion. Nach STAHLER & Mitarb. (1999) ist dies kein dynamischer Effekt, bei dem die massereichen Sterne nach und nach ins Zentrum der Haufen wandern und masseärmere Sterne hinausgeschleudert werden, sondern diese Sterne bilden sich vorzugsweise in den Zentren der Haufen (siehe auch ZINNECKER & Mitarb., 1993). Diese Zentren haben demnach typische Durchmesser von 0.2 pc und sind somit durchaus mit G45 vergleichbar.

6.3.4 Eine junge OB-Assoziation

G45 enthält also eine Reihe junger stellarer Objekte. Einige sind als massereiche NAHR-Sterne identifiziert worden, ein Objekt gehört zur Lada Klasse 1 und weitere zeichnen sich durch Merkmale junger Sterne, wie starke Verrötung oder Ausflußerscheinungen, aus. Das Erscheinungsbild von G45 ist auch im MIR- und im Radiobereich unregelmäßig und klumpig. Obwohl im MIR abgesehen von *MIR1* und *MIR2* keine Einzelquellen identifiziert werden konnten, deutet das Bestehen der Klumpen zumindest auf eine Staubverteilung hin, die irregulär über G45 verteilt ist und möglicherweise weitere Sternentstehung zuläßt.

[6] TESTI & SARGENT (1998) haben die Massenfunktion von im mm-Bereich detektierten Staubklumpen in Serpens bestimmt. Sie reicht bis hin zu Massen, die denen eines O6-Sterns entsprechen. Die Verteilungsfunktion wird darin als identisch mit derjenigen IMF bezeichnet, die von KROUPA & Mitarb. (1993) für die nahe Sonnenumgebung und die galaktischen Pole bestimmt wurde.

Im Radiobereich existieren ebenfalls mehrere Emissionsmaxima (Abb. 6.2). Diese sind generell nicht mit NIR-Objekten assoziiert, nur in einem Fall mit der MIR-Quelle *MIR2*. Das die im NIR frei sichtbaren Sterne keine Radiomaxima zeigen, erklärt sich daraus, daß in ihrer unmittelbaren Umgebung kein im Vergleich zu der Gesamtregion signifikant erhöhtes Emissionsmaß vorliegt. Die Strömgrensphären der Einzelsterne sind also bereits nicht mehr erkennbar.

Umgekehrt können massereiche Sterne aber Staubklumpen in ihrer Umgebung ionisieren, ebenso Staubhüllen oder Scheiben um masseärmere junge Sterne in der Nachbarschaft (siehe z.B. MCCULLOUGH & Mitarb. (1995) für einen Überblick). Im Vorgriff auf Kapitel 7 sei hier gesagt, daß die Flußdichten der Radiospitzen im Vergleich zu den Abständen von benachbarten NIR-Quellen durchaus einen Vergleich mit dem Proplyd-Objekt G5.97 zulassen. Die maximale Helligkeitstemperatur[7] der Radiospitze nahe Quelle a beträgt 2300 K, die der Spitze südlich der Kette l, m und n 3500 K G5.89 hat eine maximale Helligkeitstemperatur von 1500 K und wird von dem in 4900 AE (projizierter) Entfernung liegenden Her 36 ionisiert, ein junger Stern vom Spektraltyp O7 (WOOLF, 1961). Gleiche Verhältnisse hinsichtlich Größe und Dichte der zu ionisierenden Struktur vorausgesetzt, könnte die nur 1300 AE von Quelle a entfernte Radiospitze von einem Stern etwas früheren Spektraltyps als Her 36 ionisiert werden. Zwar ist aufgrund der Nichtdetektion von Quelle a im H-Band ein derartiger Spektraltyp unwahrscheinlich, aber die Unsicherheiten in den Ähnlichkeitsannahmen und bezüglich der UV-Photonenemissionsraten sehr junger massereicher Sterne[8] machen es dennoch möglich, daß dort ein proplydartiges Objekt liegt. Leicht ausreichen würde der Lyman-Photonenfluß der Quellen l, m, n und o um die Radiospitze $0\farcs8$ südwestlich von ihnen zu ionisieren - vorausgesetzt, auch bei diesen Quellen handelt es sich um massereiche Sterne.

Gegenwärtig kann demnach nicht entschieden werden, ob die Radiospitzen extern ionisiert werden oder ob in ihnen weitere massereiche Sterne verborgen sind. Beide Möglichkeiten existieren und damit ist auch die Existenz masseärmerer Sterne innerhalb dieser Strukturen möglich. Diese wären dann, genau wie die Kandidaten für Ausflußquellen nördlich der Perlenkette und *MIR1*, deutlich noch im Vorhauptreihenstadium ihrer Entwicklung. Damit ähnelt G45 den bekannten OB-Assoziationen in unserer näheren Umgebung, allen voran dem Trapez im Orion und der darin befindlichen KL/BN Region(benannt nach KLEINMAN & LOW, 1967 und BECKLIN & NEUGEBAUER, 1967). Ein Überblick über jene Region findet sich in GENZEL & STUTZKI (1989) und in FELLI & Mitarb. (1993). Der Vergleich der beiden Regionen wird in Abschnitt 6.5 ausführlich diskutiert.

6.4 Der Ionisationsnebel

In diesem Abschnitt sollen die morphologischen Eigenschaften der diffusen Emission zusammenfassend dargestellt und gedeutet werden. Die großskalige Struktur um G45 ist in Abb. 6.3 erkennbar: Dort wird deutlich, daß die Brγ-Emission aus einer schalenartigen Struktur stammt, welcher noch ein zusätzlicher, nach Norden zeigender Arm angesetzt ist. Das ultrakompakte HII-Gebiet selbst bildet nur den zentralen Teil dieses Gebildes. Dieselbe Struktur zeigt sich auch in Radiodaten von GARAY & Mitarb. (1993) und WILNER & Mitarb. (1996).

[7] Siehe Anhang C für eine Umrechnung von Flußdichte in Helligkeitstemperatur
[8] Siehe Diskussion zu G5.97

6.4.1 Mögliche Ionisationsquellen

Aus der sphärischen Form und der Größe der Struktur erwächst die Vermutung, daß die innerhalb der VLA-Karte von G45 liegenden, stellaren Objekte nicht die Quelle der gesamten Ionisation sein könnten. Mehrere Möglichkeiten externer Ionisationsquellen sind denkbar:

- Eine Supernovaexplosion im Zentrum der Schale. Die sich ausbreitende Schockwelle könnte die Entstehung der massereichen Sterne ausgelöst haben, als sie auf umgebendes, dichtes Material traf. Die Schalenstruktur wie auch die Anordnung der jungen Sterne entlang der Kette könnten durch ein solches Phänomen erklärt werden (siehe z.B. GAENSLER & Mitarb. (1998) zu G296.8-0.3, einem in Größe und Entfernung der Schale um G45 vergleichbaren Objekt und KOTHES & Mitarb. (1998) zu G182.4+4.3). Allerdings finden sich in der Schale keinerlei Röntgenemission oder sonstige Anzeichen eines Supernovaüberrestes. Abb. 6.3 macht außerdem deutlich, daß nicht nur die runde Schale existiert, sondern daß am Ort von G45 ein zusätzlicher, nach Norden (Nordwesten) zeigender „Arm“ angesetzt ist. Damit muß die Supernovahypothese als Erklärung ausscheiden.

- WILNER & Mitarb. (1996) beschreiben den Kern der Wolke um G45 nach ihren HCO^+-Messungen als klumpig und fragmentiert. Ein Fragmentierungsprozeß in einem größeren Maßstab könnte eine Molekülwolke geschaffen haben, deren Außenseite jetzt von einer externen Quelle ionisiert wird. In einem solchen Fall sollte die der Ionisationsquelle zugewandte Seite der Wolke sowohl in Rekombinations- und Frei-Frei- als auch in reflektierter und Wärmestrahlung am hellsten erscheinen. Beim Betrachten von Abb. 6.3 wird deutlich, daß die Schale tatsächlich als eine Art Hufeisen erscheint, dessen hellste Stelle G45 bildet. Die gegenüberliegende, südöstliche Seite der Schale ist praktisch unsichtbar. Ähnliche Strukturen finden sich etwa in NGC3660 (NÜRNBERGER, private Mitteilung) und in M16 (POUND, 1998; HESTER & Mitarb., 1996). Auch weist die Tatsache, daß Brγ- und 1.3 cm-Emission die gleiche Struktur zeigen darauf hin, daß es sich um ein geschlossenes Gebilde handelt. Ein Zustandekommen einer derartigen Morphologie allein durch Vordergrundextinktion ist damit ausgeschlossen. Allerdings ist dies nicht unbedingt ein Hinweis auf externe Ionisation. Da desweiteren keinerlei energiereiche Quellen in der Nähe von G45 zu finden ist, muß auch die externe Ionisation als Erklärung verworfen werden.

Da die externe Ionisation der G45 umgebenden Schale zwar möglich erscheint, aber keinerlei energiereiche Quelle für eine solche Konfiguration gefunden werden konnte, muß nun das Energiebudget innerhalb von G45 untersucht werden. Die Gesamtflußdichte der ionisierten Schale ist nach WILNER & Mitarb. (1996) 3.7 Jy bei 3.6 cm. Benutzt man die Abschätzung von KURTZ & Mitarb. (1994), um daraus die benötigte Rate von Lyman-UV-Photonen zu bestimmen, so ergibt sich diese zu $10^{49.1}\,\mathrm{s}^{-1}$. Modellrechnungen von PANAGIA (1973) zufolge kann eine solche Rate durch einen einzigen Stern des Spektraltyps O6 zur Verfügung gestellt werden. Korrigiert man diesen Wert noch für die hier verwendete Entfernung von 6.6 kpc (WILNER & Mitarb. (1996) verwendeten 6.0 kpc), so ergibt sich eine benötigte Photonenrate von $10^{49.5}\,\mathrm{s}^{-1}$ und daraus ein Spektraltyp von O5.5 NAHR. Demnach kann die Ionisation der gesamten Schale allein durch Quelle k (siehe Abb. 6.6) geleistet werden. Allerdings gilt dies nur, wenn auch alle energiereichen Photonen die zu ionisierenden Gebiete erreichen. Energetisch ist jedoch die interne Ionisation von G45 und seiner Umgebung kein Problem!

6.4.2 Der Staub

Die Abschätzungen bezüglich des Energiehaushalts über UV-Photonen gelten in der gewählten einfachen Form nur in der völligen Abwesenheit von Staub. Allerdings zeigen die MIR-Bilder (Abb. 6.4) – insbesondere das 11.7 μm-Bild, welches die [NeII]-Linie nicht enthält und daher sicher auch keine Ionisation zeigt, daß gerade in den ionisierten Gebieten große Mengen an warmem Staub vorliegen. In gewissem Sinne ist dies zu erwarten, denn in Gebieten mit hoher Strahlungintensität wird auch der Staub geheizt. Die MIR-Bilder zeigen auch, daß der Staub in irregulären, klumpigen Strukturen bevorzugt in der Nähe der Ionisationsfront vorkommt.

Um die Auswirkungen des Staubes auf den UV-Photonenhaushalt angeben zu können, wird die in Abschn. 6.2.1 bestimmte Staubmasse genutzt. Wandelt man die dort errechnete Staubmasse durch Dividieren durch das Volumen der ebenfalls in Abschn. 6.2.1 verwendeten Halbkugel in eine mittlere Staubdichte ρ_{staub} um, so kann mit Hilfe von

$$\tau_K = \kappa_K \rho_{staub} L \tag{6.3}$$

die optische Tiefe im K-Band, τ_K bestimmt werden. Wieder ist κ_K ein Massenabsorptionskoeffizient und wird, diesmal für 2.2 μm aus OSSENKOPF & HENNING (1994) entnommen. Die Länge der Sichtlinie durch das absorbierende Material, L, wird zunächst als gleich dem Radius der Halbkugel angenommen. Damit ergibt sich eine optische Tiefe von $\tau_K = 0.35$, was einer Extinktion von $A_K = 0.4$ mag entspricht. Da jedoch die Absorption von UV-Photonen interessiert, wird diese Größe nach MATHIS (1990) in ein $A_{0.09\mu\mathrm{m}} \approx 18$ mag umgewandelt. Zur Absicherung dieses Ergebnisses, wird nach RYTER (1996) noch einmal A_K bestimmt:

$$A_K = \frac{3.11 N(H)}{4.93 \times 10^{21} \mathrm{cm}^{-2} \mathrm{mag}^{-1}} 0.107, \tag{6.4}$$

Hierin bedeutet $N(H)$ Die Wasserstoffsäulendichte, der Faktor 0.107 gibt die Umrechnung der V-Extinktion in A_K an (MATHIS, 1990). Wenn die in Abschn. 6.2.1 bestimmte Wasserstoffdichte durch Multiplikation mit dem mittleren Radius der Halbkugel in eine Säulendichte umgewandelt und in Gl. 6.4 eingesetzt wird, ergibt sich ebenfalls $A_K \approx 0.4$ mag. Es sei angemerkt, daß die Methode von RYTER (1996) ein Gas-Staubverhältnis von 100 voraussetzt, während die in Abschn. 6.2.1 und hier berechneten Dichten ein Verhältnis von 111 ergeben. Diese Übereinstimmung bestätigt damit nicht nur die errechnete optische Tiefe, sondern rechtfertigt auch nachträglich die willkürliche Schätzung der Staubtemperatur von 100 K.

Eine UV-Absorption von 18 Magnituden bedeutet, daß selbst innerhalb des Gebietes von G45 selbst, von wo die Emission des warmen Staubes sichtbar ist, keine UV-Photonen für die Ionisation mehr zur Verfügung stehen. Wenn allerdings alle 15 entdeckten Sterne in G45 hinreichenden UV-Fluß liefern (nicht nur die als O-Sterne identifizierten acht), muß jeder Stern nur für die Ionisation von $\frac{1}{15}$ des Volumens aufkommen. Damit müssen Photonen jeder Einzelquelle nur noch eine Sphäre vom Radius $\frac{R}{\sqrt[3]{15}}$ ionisieren und die UV-Extinktion verringert sich auf $A_{0.09\mu\mathrm{m}} \approx 7.3$ mag. Nach AANNESTAD (1989) sind nach dieser Strecke aber immer noch 99%

aller UV-Photonen absorbiert. Es können also selbst 15 Sterne nicht genügend UV-Fluß liefern, um die gesamte Region zu ionisieren[9].

Es sei noch bemerkt, daß 15 Sterne des Spektraltyps O5 einen Gesamtleuchtkraft von $260\times10^4 L_\odot$ entwickeln, während die Gesamtleuchtkraft von G45 nach WC89 nur $144\times10^4 L_\odot$ und, umgerechnet auf die neue Entfernung von 6.6 kpc sogar nur $66\times10^4 L_\odot$ beträgt (WC89 verwendeten ein Entfernung von 9.7 kpc). Verteilt man die nach Abb. 6.6 identifizierten acht Quellen wegen der großen Fehler gleichmäßig auf den NAHR-Bereich O5 bis B0, so liefern sie eine Gesamtleuchtkraft von $55\times10^4 L_\odot$. Es ist also unwahrscheinlich, daß noch wesentlich mehr derart heiße Quellen vorliegen.

Um aus dem Ionisationsdilemma herauszukommen, muß von einer unregelmäßige Staubverteilung mit großen Lücken ausgegangen werden. Obwohl die Auflösung der MIR-Aufnahmen nicht hoch genug ist, deutet sich wie beschrieben dort bereits eine derartige, klumpige Struktur an. Denkbar ist auch, daß sich ähnlich wie beim später beschriebenen Objekt G5.89 ein staubfreies Gebiet die Sterne Umgibt und der warme Staub außen um dieses Gebiet herum oder möglicherweise auch konzentriert in einer Wolke *hinter* dem ionisierten Gebiet liegt. Der Staub würde dann an den Grenzschichten mit dem heißen, Gas geheizt und das scheinbare zusammenfallen von Frei-frei- und Staubemission wäre lediglich ein Projektionseffekt. Variierende optische Tiefen innerhalb von G45 können dann genügend freie Weglängen für die ionisierenden Photonen schaffen, um den gesamten Nebel zu ionisieren.

Die eben bestimmte K-Extinktion von $A_K = 0.4$ mag *innerhalb* von G45 bedeutet beim Vergleich mit der in Abschnitt 6.1.3 errechneten Brγ-Extinktion von $A_{\mathrm{Br}\gamma} \approx 2.5$ mag daß sich große Mengen kalten, absorbierenden Staubes zwischen dem Ionisationsnebel und uns befinden. Bezieht man die interstellare Extinktion in Richtung auf G45 von $A_{K,interstellar} \approx 0.7$ mag ($A_V = 6.5$ mag nach NECKEL & Mitarb., 1980, umgerechnet nach MATHIS, 1990) mit in diese Betrachtung ein, so muß sich der kalte Staub in der näheren Umgebung des Objektes befinden. Zukünftige Beobachtungen im mm-Bereich sollen hier Aufschluß geben. Möglicherweise liegt hier ein ähnliches Szenario vor wie für den Trapezhaufen im Orion, wo die O-Sterne eine Blase in den umgebenden Staubmassen geschaffen haben (FELLI & Mitarb., 1993).

6.5 G45 - Ein kleiner Bruder des Orionnebels

Zusätzlich zum ursprünglichen Ziel der Untersuchung von G45, dem Auffinden der Ionisationsquelle und der Klärung des Zustandekommens der kometarischen Struktur, ergaben sich eine Fülle von Informationen zur Struktur, Sterneninhalt und Staubverteilung innerhalb von G45 sowie über dessen Nachbarschaft. Diese werden jetzt noch einmal zusammengefaßt und dabei in einen Vergleich zum Orionnebel, einem der bekanntesten Haufen massereicher Sterne in unserer Nachbarschaft gesetzt. Dabei muß allerdings bemerkt werden, daß das angedeutete Entwicklungsszenario durchaus spekulativen Charakter trägt.

Die Objekte mit den Bezeichnungen l, m, n und o (Abb. 6.2) bilden eine geschlossene Gruppe dicht neben einer starken Radio- und MIR-Punktquelle. Obwohl der Fluß von l, m und n

[9] An dieser Stelle sei aber noch einmal auf die Unsicherheit der Bestimmung der Massendichte verwiesen. Bei einer Staubtemperatur von 120 K anstelle der vorausgesetzten 100 K verringert sich die Massendichte auf 10% des ursprünglichen Wertes und damit auch die von ihr verursachte Extinktion. Dann könnte das Gebilde durchaus durch 15 O-Sterne ionisiert werden. Andererseits finden sich so hohe Staubtemperaturen nur in den unmittelbaren Umgebungen von Sternen, siehe das Kapitel über G5.89

nicht bestimmt werden kann, weil die Quellen zu dicht liegen, gehören sie zu den hellsten Objekten im Feld. Dies, und die zentrale Lage sprechen dafür, daß die Sternentstehung in G45 hier ihren Ausgangspunkt hatte. Energie- und massereiche Winde sowie die Ionisationsfront durchliefen die umgebende Materie und bildeten so die Struktur wie sie uns heute erscheint.

Die Morphologie der Radio(halb-)schale kann aus Dichtegradienten in dieser umgebenden Materie verstanden werden. Die Existenz eines solchen Gradienten bleibt allerdings noch durch mm-Beobachtungen zu überprüfen, bislang deutet er sich nur dadurch an, daß die Ringstruktur der 3.6 cm-Karte von WILNER & Mitarb. (1996) partiell auch auf den MIR-Aufnahmen auftaucht. Die Expansion der HII-Region in südlicher Richtung verlief wegen kleinerer Dichte schneller und initiierte dort keine Sternentstehung. Ionisation wird nur dort beobachtet, wo die Ionisations- und Stoßfronten wieder auf molekulare Materiereservoirs traf. Dies geschah in nördlicher Richtung, wo sie so zur Entstehung der kometarischen Struktur von G45 beitrug. Beim Durchlaufen löste die Welle in den dichten und/oder bereits kollabierenden Molekülwolkenkernen den Sternentstehungsvorgang aus. Das Ergebnis ist die Kette von NAHR-Sternen, die wir heute sehen. Unglücklicherweise existieren bis heute keine Messungen bei Wellenlängen, in denen kalter Staub bevorzugt emittiert, um dieses Szenario zu überprüfen. Die 1.3 mm-Karte von MOONEY & Mitarb. (1995) zeigt eine sphärisch-symmetrische Kontinuums-Emissionsverteilung an der Position von G45. Allerdings reicht die Auflösung dieser Beobachtungen mit $12''$ nicht aus, um einen Vergleich mit den hier vorgestellten Daten zu erlauben.

Nördlich der Perlenkette von Sternen befindet sich das Objekt *MIR1*, ein offensichtlich sehr junges, stellares Objekt (siehe Abschn. 6.3.2).

In der Umgebung von G45 finden sich zwei weitere UKHG, G45.48+0.13 und G45.47+0.05. Auch ist die gesamte Region laut WILNER & Mitarb. (1996) mit klumpiger Materie angefüllt. Diese Autoren spekulieren auch darüber, daß in den Nachbar-UKHG ebenfalls induzierte Sternentstehung stattfindet, die ihren Ursprung in G45 hat, weil G45 das am weitesten entwickelte HII-Gebiet in der Region ist.

Die Abstände zwischen den einzelnen Sternen liegen im Bereich von $0\farcs4$ bis $2''$. Bei der angenommenen Entfernung von 6.6 kpc entspricht dies projizierten Abständen von 2600 AE bis 13000 AE. Diese Abstände sind durchaus vergleichbar mit denen der massereichen Sterne im Zentralgebiet des Orionnebels, in der Nähe des Trapezhaufens. Die Dichte massereicher Sterne in G45 beträgt, unter Annahme von 8 stellaren Quellen in einem Volumen der Halbkugel von $0.008\,\mathrm{pc}^3$, etwa $10^3\,\mathrm{pc}-3$. Um die Parallele mit Orion weiterzuziehen, kann die Sternengruppe l, m, n und o mit dem Trapeziumhaufen selbst verglichen werden, von wo im Orionnebel die Sternentstehung ausging. Die Perlenkette entlang der Ionisationsfront mit ihren in diffuse NIR- und MIR-Emission eingebetteten Sternen entspricht dann der KL-Region. Auch dort sind mehrere, massereiche Sterne in lokale Konzentrationen heißen Staubes eingebettet. Während aber im Orion nicht alle eingebetteten Quellen als selbstleuchtende Objekte identifiziert werden konnten (GENZEL & STUTZKI, 1989), sind in G45 zumindest die identifizierbaren alle massereiche junge Sterne. Die Quelle *MIR1* ist möglicherweise sogar ein Analogon zum BN-Objekt, obwohl ihre Natur noch wesentlich unbestimmter ist als die von BN. Im größeren Maßstab liegen die nächsten UKHG zu G45 in Abständen von etwa 5.8 pc, sie könnten Gegenstücke zu den weiteren OB-Assoziationen im Orion sein, die in vergleichbaren Abständen von der KL/BN-Region liegen. Allerdings sind im Orion die anderen Assoziationen älter als die KL/BN-Region, während im Falle von G45 die Nachbargebiete, wie beschrieben, als jünger gelten.

Diese Parallele zum Orionnebel deutet darauf hin, daß massereiche Sterne normalerweise in Haufen entstehen und weitere Sternentstehung in ihrer Nähe induzieren. Dank der neuen,

hochauflösenden Beobachtungstechnologien kann jetzt das bekannte Ensemble an Entstehungsgebieten massereicher Sterne um weit entfernte Objekte beträchtlich erweitert werden. Das Beispiel G45 zeigt, daß dieses erweiterte Ensemble auch Gebiete in einem früheren evolutionären Zustand als Orion enthält.

6.6 Zusammenfassung

Die Interpretation der vorgestellten Daten ergab folgendes Bild von G45 und erbrachte dabei zusätzliche Informationen über die grundlegenden Modelle von UKHG:

- Die Aufnahmen mit adaptiver Optik führten zu der Entdeckung von 15 Punktquellen, von denen acht als massereiche junge Sterne identifiziert werden konnten.
- Diese Identifizierung wurde möglich durch die Bestimmung der Extinktion in Richtung G45 anhand der vorhandenen Brγ-Daten und Radiodaten von WC89 und WILNER & Mitarb. (1996)
- Zumindest einige UKHG werden demnach tatsächlich durch mehrere Objekte ionisiert, wie WC89 bereits vermutet haben.
- Der heiße Staub in G45 befindet sich hauptsächlich in Gebieten, die auch hochgradig ionisiert sind. Um dies zu ermöglichen, muß der Staub in klumpiger Verteilung vorliegen, wie sich auf den MIR-Bildern bereits andeutet.
- Mindestens ein weiteres junges stellares Objekt wurde auf den MIR-Aufnahmen identifiziert (*MIR1*).
- Es gibt keinen Hinweis, daß die kometarische Form von G45 durch Bewegung gegenüber dem umgebenen Medium entstanden sein könnte.
- G45 ist vermutlich ein OB-Haufen ähnlich denen im Orion, allerdings deutlich jünger und noch in der Entstehungsphase.
- Sequentielle (induzierte) Sternentstehung erscheint sowohl innerhalb von G45 wahrscheinlich, als auch über größere Distanzen von bis zu 6 pc.

Kapitel 7

G5.97-1.17 – Die unscheinbare Scheibe

7.1 Beobachtungsergebnisse

7.1.1 Bilddaten

Die Ergebnisse der AO-Beobachtungen im NIR sind in Abb. 7.1 zusammengefaßt. Das Bild ist farbkodiert und stellt K'-Flußdichte in rot, H in grün und J in blau dar. Der hellste Stern im Bild ist Her 36. G5.97 ist das rötliche Objekt $2\farcs7$ südöstlich von Her 36. Bei der erreichten Auflösung von $0\farcs4$ erscheint das Objekt noch immer punktförmig. Weiterhin sind dunkle Streifen erkennbar, die sich durch das Bild ziehen und auf Vordergrundstaub und variable Extinktion hindeuten. Mit eingezeichnet sind in gelb Konturlinien der 2 cm VLA-Karte von WC89. Sie zeigen das Maximum der Emission am Ort von G5.89 sowie die Existenz eines ausgedehnten HII-Gebietes nördlich von Her 36.

Die ausgewerteten Daten der HST-Beobachtungen sind in Abb. 7.2 gezeigt. Teilbild A enthält ein Farbkomposit aus Aufnahmen in den Filtern [OIII] (Dargestellt in blau), [SII] (grün) und Hα (rot). Die Bilder sind nicht ganz frei von Artefakten. Auffallend ist die Vielzahl verbleibender Einzelpixel insbesondere in [OIII], sowie das ebenfalls in [OIII] auftretende Objekt $2''$ nördlich von Her 36[1]. Wieder ist das hellste Objekt im Bild Her 36. Die von HST ermöglichte Auflösung von $0\farcs07$ zeigt, daß G5.97 jetzt nicht mehr punktförmig, sondern eher kometarisch erscheint. Dabei ist der Bugbogen Her 36 zugewandt. Bei genauem Hinsehen erkennt man auch einen Schweif, der von G5.97 ausgeht und von Her 36 weg gerichtet ist. Sein Ende und seine Richtung sind durch den weißen Pfeil markiert. Noch deutlicher erkennbar ist dieser Schweif in Abb. 7.2B. Sie zeigt das Ergebnis einer Gradientenfilterung der Hα-Aufnahme. Gradientenfilterung bedeutet in diesem Fall, daß das Bild mit einer 3×3 Pixel großen Maske geglättet, und anschließend die Differenz zwischen Original- und dem um 3 Pixel nach rechts verschobenem Bild gebildet wurde. Dadurch treten die Kanten des Schweifs hier deutlicher hervor, sein Ende ist wieder durch den weißen Pfeil markiert.

Der Bugbogen wird besonders deutlich in Abb. 7.3. Dort ist in Farbskalierung die Differenz zwischen der I-Band Aufnahme (HST Filter F814W) und dem Hα-Bild zu sehen. Zur Subtraktion wurde das Hα-Bild mit einem Faktor von 0.3 multipliziert, um möglichst viel Emission des Bugbogens und möglichst wenig des Zentralsterns zu subtrahieren. Hier erkennt man deutlich den Her 36 zugewandten Bug und unmittelbar dahinter den Zentralstern von G5.97.

[1] Dies ist allerdings ein Reflex der Optik der PC2.

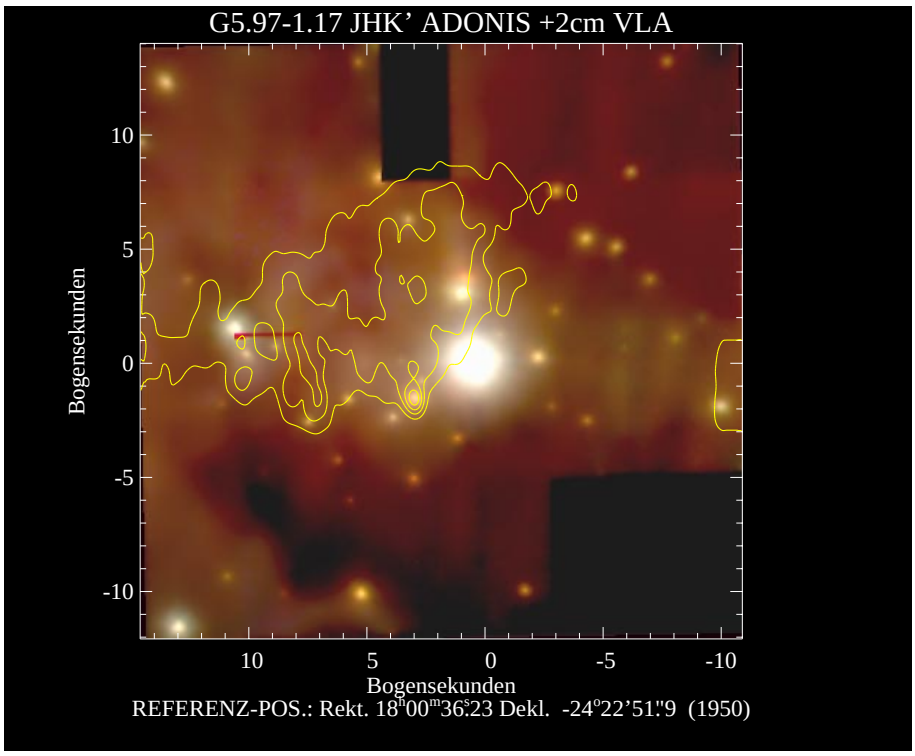


Abbildung 7.1: Farbkodierte Darstellung der AO-Beobachtungen. K'- Flußdichte ist rot dargestellt, H grün und J blau. Übergelegt sind Konturlinien der 2 cm Radiokarte von WC89, dort ist G5.97 als Maximum der Radioemission erkennbar.

7.1.2 Photometrie

Die Ergebnisse der Photometrie von G5.97 sind in Form der gemessenen spektralen Energieverteilung in Abb. 7.5 dargestellt. Die Photometrie erfolgte auf dem intrinsisch kalibrierten I-Band Bild des HST nach Abzug eines geeignet kalibrierten Hα-Bildes, um so viel Emission aus dem ionisierten Bugbogen wie möglich auszulöschen. Der Blendendurchmesser zur Photometrie betrug hier $0\farcs15$. Auf den Aufnahmen, die mit ADONIS in JHK' entstanden, wurde Photometrie in einer Blende mit $0\farcs5$ Durchmesser durchgeführt. Als Aperturkorrektur wurde in allen drei Bändern 0.93 mag von den gemessenen Helligkeiten abgezogen. Dieser Wert war zuvor durch Photometrieren von Her 36 in verschiedenen Blenden bestimmt worden. Um einen besseren Untergrundabzug zu erreichen, wurde vorher ein entsprechend skalierter Feldstern an der Position von Her 36 subtrahiert Das gleiche Verfahren wurde auch zur Subtraktion des Untergrundes im L-Band und bei 11.7 μm angewandt. Dort erfolgte dann Photometrie in einer Blende von $1''$ Durchmesser. Die Genauigkeit der Photometrie erreicht bei diesem Verfahren nur 0.1 mag im NIR und 0.3 mag in L und N.

7.1.3 Die Extinktion

Die K'-Extinktion in Richtung G5.97 wurde wieder durch Vergleich zwischen Brγ-Flußdichte und der entsprechenden Vorhersage aus dem 2 cm Fluß berechnet. Im Gegensatz zu DOHERTY & Mitarb. (1994), welche die integrierte 2 cm Flußdichte von WC89 mit ihrer, in einer $5''$-Blende gemessenen Brγ-Flußdichte verglichen und so auf einen Wert von $A_{\mathrm{Br}\gamma}$=1.7 kamen,

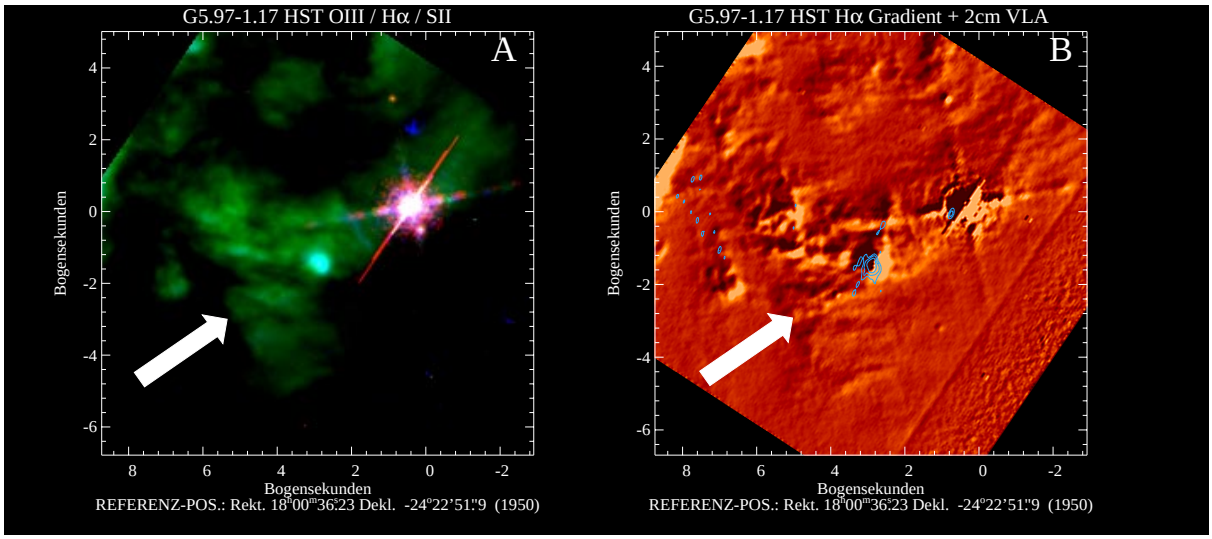


Abbildung 7.2: HST Aufnahmen von G5.97. **A:** Farbkodierte Darstellung der Emission in [OIII] (blau), [SII] (grün) und Hα (rot). Deutlich erkennbar ist der Her 36 zugewandte Bugbogen von G5.97, nur schwach dagegen der Schweif ionisierten Materials, der durch den Wind von Her 36 erzeugt wird. Seine Richtung wird hinter seinem Ende durch den weißen Pfeil angedeutet. **B:** Gradientengefiltertes Bild in Hα. Die Gradienten zeigen deutlicher den Schweif, der auch hier durch den weißen Pfeil markiert ist. Überlagert ist hier in blauen Konturlinien die neue 2 cm VLA-Karte von P. HOFNER (Priv. Mitteilung). Die Linien liegen bei 5, 10, 20, 80 und 160 mal dem 1σ-Pegel von 0.1 mJy/Beam. Die Keulenröße wird durch die nichtaufgelöste Quelle dicht bei Her 36 angedeutet.

wurde hier die in Anhang C beschriebene Prozedur durchgeführt. Dabei wird eine Temperatur des Elektronengases von 10^4 K angenommen. Integriert man auf der Brγ-Vorhersagekarte dann den Fluß in der von DOHERTY & Mitarb. (1994) verwendeten 5$''$-Blende, so erhält man einen Fluß von 2.15×10^{-15} Wm^{-2}. Verglichen mit dem Meßwert von 1.46×10^{-15} Wm^{-2}, ergibt sich daraus $\tau_{\mathrm{Br}\gamma} = 0.37$ oder $A_{\mathrm{Br}\gamma} = 0.4$ mag. Daraus errechnet sich A_V dann zu 3.0 mag [2].

Ebenso erlaubt die in diesem Fall vorliegende Hα-Aufnahme durch Vergleich mit der 2 cm-Flußdichte eine Bestimmung der Extinktion. MCCULLOUGH & Mitarb. (1995) haben gezeigt, daß für die Proplyds im Orion das Verhältnis von Hα-Flächenhelligkeit und Radioflußdichte unabhängig vom Emissionmaß ist. Die maximale 2 cm-Flußdichte beträgt 11 mJy/beam und daraus errechnet sich nach MCCULLOUGH & Mitarb. (1995) eine erwarteter Hα-Photonenfluß von 4.2 cm^{-2} s^{-1} beam^{-1}. Die gemessene Flächenhelligkeit liegt bei 15 mJy beam^{-1} oder 8×10^{-2} cm^{-2} s^{-1} beam^{-1}. Daraus ergibt sich eine Extinktion von A_V=5.3 mag.

Die sicherste Abschätzung liefert ein direkter Vergleich zwischen Hα und Hβ, weil nach OSTERBROCK (1989) dieses Verhältnis für HII-Gebiete von 10^4 K fest bei 7.61 liegt. Aus dem auf den PC-Aufnahmen gemessenem Verhältnis von 2.78 ergibt sich dann eine visuelle Extinktion von $A_V = 4.3$ mag.

Alle diese Werte sind unterschiedlich, jedoch liegt damit die visuelle Extinktion A_V in Richtung G5.97 zwischen etwa 3 und 5 mag.

[2] Hier wurde ein Umrechnungsfaktor angewandt, der für $R = 5.6$ (Dieses Verhältnis von Gesamt- zu selektiver Extinktion wurde von HECHT & Mitarb. (1982) und RICHTER (1996) für Her 36 bestimmt) aus MATHIS (1990) extrapoliert.

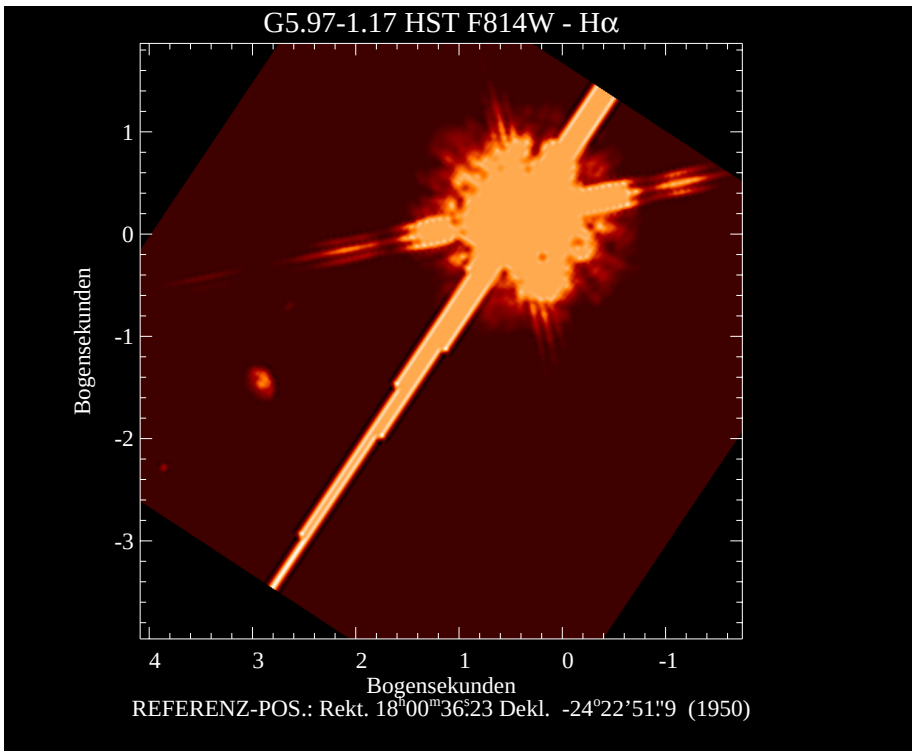


Abbildung 7.3: Differenz aus den HST-Aufnahmen in den Filtern F814W (entsprechend dem I-Band) und, entsprechend skaliert, Hα. In dieser Darstellung wird der hinter dem Bugbogen liegende Zentralstern von G5.97 sichtbar.

7.2 Die protoplanetare Scheibe

G5.97 wurde bisher als UKHG mit einem eingebetteten Stern des Typs B0 verstanden (WC89; DOHERTY & Mitarb., 1994). Allerdings zeigt die Sichtbarkeit auf den PC-Bildern (STECKLUM & Mitarb., 1995), daß die Quelle nicht sehr tief eingebettet sein kann. Die enge Nachbarschaft zu Her 36 läßt außerdem eine mögliche externe Ionisation von G5.97 vermuten. Die Analyse der PC2 Daten liefert hier die entscheidende Antwort: Abb. 7.2A zeigt ein Farbkomposit der PC2-Aufnahmen in den Filtern SII (rot), Hα (grün) und OIII (blau). Deutlich erkennbar ist, daß G5.97 hier nicht mehr unaufgelöst erscheint, wie in Abb. 7.1, sondern eine annähernd kometarische Form hat, wobei der Bugbogen direkt Her 36 zugewandt ist. Das Bild zeigt auch Spuren eines direkt von Her 36 weg gerichteten Schweifs. Solche Schweife sind ein Phänomen, wie es auch bei den Proplyds im Orion bei Beobachtungen in Linien geringer Ionisation sichtbar wird. Deutlicher wird der Schweif in Abb.7.2B, der gradientengefilterten Version der Hα-Aufnahme. Ebenfalls gut erkennbar sind Streifen von Vordergrundstaub, die sich fast diagonal durch beide Abbildungen ziehen. In Abb.7.2B ist in Form von blauen Konturen auch die neue VLA-2 cm-Karte gezeigt (P. HOFNER, Priv. Mitteilung). Dort ist erkennbar, daß bei der in A-Konfiguration erreichten Auflösung von $0\farcs17$ das Objekt aufgelöst erscheint und ebenfalls eine leicht kometarische Struktur aufweist. Man beachte die aufgrund der südlichen Deklination von G5.97 verzerrte Form der synthetisierten Keule des Interferometers, erkennbar anhand der nichtaufgelösten Quelle nahe Her 36. Schließlich zeigt das in Abb. 7.3 gezeigte Differenzbild zwischen der I-Band und der Hα Aufnahme, daß sogar der Zentralstern von dem ionisierten Bogen getrennt werden kann. Er liegt $0\farcs125$ hinter dem Her 36 zugewandten Bugbogen. All diese morphologischen Merkmale – ein ionisierter Bugbogen in Richtung Her 36, ein Zentral-

stern und ein ionisierter, von Her 36 weggerichteter Schweif – sind identisch mit denen der Proplyd-Objekte im Orion (O'DELL & Mitarb., 1993). Zum Nachweis, daß es sich tatsächlich, um ein derartiges Objekt handelt, muß aber noch eine quantitative Analyse der erhaltenen Daten erfolgen.

7.2.1 Das ionisierte Gebiet

Der Photonenhaushalt

Das wichtigste Element beim Nachweis der externen Ionisation von G5.97, ist zu zeigen, daß unter einer solchen Annahme ein ausgeglichenes Photonenbudget vorliegt. Die von Her 36 ausgehende und auf G5.97 auftreffende Rate an UV-Photonen muß ausreichen, um die beobachtete Ionisation zu erzeugen. Her 36 ist vom Spektraltyp O7 V und strahlt nach PANAGIA (1973) somit 7×10^{48} Photonen s^{-1} ab. G5.97 liegt in einer projizierten Entfernung von $2\farcs7$. In Abb. 7.3 ist erkennbar, daß der Bugbogen einen Durchmesser von $0\farcs25$ hat. Unter der Annahme, die projizierte Entfernung sei identisch mit der wahren und der Bugbogen stellte eine Halbsphäre dar, füllt G5.97 also von Her 36 aus betrachtet einen Raumwinkel von 1.0×10^{-3} sr aus und empfängt daher 5.4×10^{45} Photonen s^{-1}. Nach KURTZ & Mitarb. (1994) errechnet sich daraus die zu erwartende beobachtete Flußdichte bei 2 cm zu

$$S_{2cm} = 1.32 \times 10^{-49} N_c^{\star} 0.98 \times 15^{-0.1} \times \left(\frac{T_e}{\mathrm{K}}\right)^{0.5} \times \left(\frac{D}{\mathrm{kpc}}\right)^{-2} . \tag{7.1}$$

Darin ist $N_c^{\star}$ die Rate der empfangenen UV-Kontinuumsphotonen, T_e die Temperatur des Elektronengases (10^4 K) und D die Entfernung. Damit sollte aus dem Bugbogen eine integrierte Flußdichte von 16 mJy beobachtet werden, entsprechend einer Helligkeitstemperatur von 1400 K. Die 2 cm-Karte von P. HOFNER zeigt, innerhalb einer Blende von $0\farcs25$ Durchmesser um die maximale Intensität, eine integrierte Flußdichte von 17 mJy entsprechend einer Helligkeitstemperatur von 1500 K. Um eine solche Flußdichte zu erzeugen, würden nach Gl. 7.1 5.5×10^{45} Photonen s^{-1} benötigt, nur etwa 2% mehr als nach der obigen Abschätzung von Her 36 geliefert werden. Wenn allerdings der UV-Photonenfluß zusätzlich durch Staub zwischen Her 36 und G5.97 geschwächt wird und/oder die tatsächliche Entfernung zwischen den beiden Objekten größer ist als die projizierte, verschärft sich das Problem des fehlenden UV-Flusses. Andererseits ist die Anwendung der UV-Leuchtkraft eines Hauptreihensterns ebenfalls unsicher[3]. Somit ist das Photonenbudget grob mit der Hypothese einer externen Ionisation von G5.97 konsistent, für eine exakte Überprüfung ist jedoch die genauere Kenntnis des UV-Strahlungsfeldes von Her 36 notwendig.

Die ionisierte Masse

Es soll hier dem Ansatz von CHURCHWELL & Mitarb. (1987) gefolgt werden, um einige Schlüsselgrößen für G5.97 zu bestimmen. Eine der wichtigsten und umstrittensten Größen von

[3]Als Anekdote sei angemerkt, daß auch für den gutbekannten Stern Θ^1 Ori C, der die Proplyds im Orion ionisiert, unterschiedliche UV-Flußdichten geschätzt werden. Man vergleiche die genannten Spektraltypen und Lyman-Flußdichten in CHURCHWELL & Mitarb. (1987), MCCULLOUGH & Mitarb. (1995) und JOHNSTONE & Mitarb. (1996). Die Photonenflüsse variieren dort um einen Faktor 2.5. Eine solche Variation ist genug, um auch größere Entfernungen zwischen Her 36 und G5.97 auszugleichen.

Proplyds ist deren Massenverlustrate. Die Massenverlustrate aufgrund von Photoionisation ist nach CHURCHWELL & Mitarb. (1987) $\dot{M} = -\pi R_i^2 J_i \mu_i m_{\rm H}$ und damit durch die Rate der auf die Ionisationsfront auftreffenden UV-Photonen, $J_i \pi R_i^2$, bestimmt. Darin bedeutet R_i den Radius der Ionisationsfront, nach Abb. 7.3 also 0.″25 oder 225 AU. μ_i ist das mittlere Molekulargewicht pro Teilchen (1.4 im interstellaren Medium, SPITZER, 1978) und $m_{\rm H}$ das Gewicht eines Wasserstoffatoms. Nach SPITZER (1978) ergibt sich der Photonenfluß an der Ionisationsfront, J_i, aus dem einfallenden Photonenfluß $J_0 = N_c^\star / 4\pi d^2$ zu $J_i = 2J_0[1 + (1 + \alpha N_c^\star) R_i / 3\pi d^2 v_i^2)^{1/2}]$. Darin bedeuten d den projizierten Abstand zwischen Photonenquelle und ionisiertem Objekt (0.024 pc), α den Rekombinationskoeffizienten (4×10^{-13} cm^3 s^{-1}) und v_i die Schallgeschwindigkeit innerhalb der Front (10 km s^{-1}). Aus den angenommenen Eingangswerten ergibt sich eine Massenverlustrate von 6.4×10^{-7} M$_\odot$ yr^{-1}. Dieser Wert entspricht den größten der von CHURCHWELL & Mitarb. (1987) für die Proplyds im Orion bestimmten Massenverlustraten und beträgt fast das sechsfache des typischen Wertes von 1.2×10^{-7} M$_\odot$ yr^{-1}, den MCCULLOUGH & Mitarb. (1995) angeben.

Die Gesamtmasse des ionisierten Gases kann nur bestimmt werden, wenn die Dicke der ionisierten Schicht, ΔR_i, bekannt ist. Zur Bestimmung dieser Größe reicht jedoch weder die Auflösung der PC2 noch diejenige des VLA aus. Nach CHURCHWELL & Mitarb. (1987) kann diese Größe folgendermaßen geschätzt werden: Die Gasdichte in der Ionisationsfront ist $n_i = (3J_0/\alpha R_i)^{1/2}$. Unter der Annahme, daß die Dichte in der Hülle um G5.97 sich verhält wie $n(r) = n_i(R_i/r)^2$, kann als *obere Grenze* für die Dicke der ionisierten Schicht, ΔR_s, diejenige Dicke angenommen werden, nach welcher alle UV-Photonen durch Wasserstoff absorbiert ist, also $\Delta R_s = (J_0 - J_i)/\alpha n_i^2$. Wird ein Teil der UV-Strahlung durch Staub absorbiert, so verringert sich die Schichtdicke entsprechend. Dies wird nach SPITZER (1978) durch einen Korrekturfaktor y_i berücksichtigt, der den Bruchteil angibt, auf den sich die Dicke verringert: $\Delta R_i = y_i \Delta R_s$. Als repräsentativ für die Proplyds im Orion geben CHURCHWELL & Mitarb. (1987) ein y_i von 0.7 an. Wenn der Photonenfluß der Ionisationsfront J_i klein gegen den einfallenden Photonenfluß J_0 ist, so vereinfacht sich der Ausdruck zu $\Delta R_i = y_i R_i / 3$ und die Dicke der ionisierten Schicht liegt knapp unter einem Viertel des Radius. Daraus ergibt sich die Masse des ionisierten Gases $M_{\rm HII} \approx 2\pi \mu_i m_{\rm H} n_i R_i^2 \Delta R_i$ zu 4.6×10^{-6} M$_\odot$ [4].

In der obigen Abschätzung ist $n_i = 4 \times 10^5$ cm^{-3}. Eine Abschätzung des Emissionsmaßes aus der 2 cm-Flußdichte von 17 mJy in einer Blende von 0.″25 Durchmesser ergibt einen Wert von 1.9×10^8 pc cm^{-6} und damit, bei entsprechend angenommener Länge der Sichtlinie von ebenfalls 0.″25 ~ 0.002 pc, auf eine Dichte von 3×10^5 cm^{-3}. Angesichts der erheblichen Unsicherheiten in dieser Abschätzung (Länge der Sichtlinie im ionisierten Gebiet!) ist dies eine gute Übereinstimmung.

Die neutrale Masse

Die vorliegende neutrale Masse, die dann durch Ionisation verdampft werden kann, läßt sich grob durch Annahme einer Verdampfungszeitskala abschätzen. Setzt man diese mit 10^5 yr an, so ergibt sich für die bestimmte Massenverlustrate von 6.4×10^7 M$_\odot$ yr^{-1} ein benötigter Massenvorrat von 0.06 M$_\odot$. Daraus ergibt sich bei sphärischer Verteilung des Gases innerhalb von R_i eine Säulendichte entlang der Sichtlinie auf den Zentralstern von 1×10^{24} cm^{-2}. Nach RYTER (1996) folgt daraus eine visuelle Extinktion von etwa 600 mag, der Zentralstern sollte also

[4] Abweichend zu CHURCHWELL & Mitarb. (1987) wird hier nur eine (= die ionisierte) Halbkugelschale berücksichtigt.

auf keinen Fall im I-Band sichtbar sein. Da er aber in Abb. 7.3 doch erkennbar ist, muß der Staub in einer flachen Scheibe liegen, wie auch bei den Proplyds im Orion.

Da demnach eine Scheibe um den Zentralstern von G5.97 vorliegt können deren Eigenschaften nach dem Modell von JOHNSTONE & Mitarb. (1998) abgeschätzt werden. Dieses Modell geht von einer Zerstörung der Scheibe durch Fern-UV-Photonen aus, die die Ionisationsfront durchdringen ohne von atomarem Wasserstoff absorbiert zu werden. Nach JOHNSTONE & Mitarb. (1998) ist die Massenverlustrate einer solchen Scheibe proportional zu ihrem Radius: $\dot{M} = 1.3\epsilon \times 10^{-8} \left(\frac{r_{\mathrm{Scheibe}}}{10^{14}\,\mathrm{cm}}\right) \mathrm{M}_{\odot}\ \mathrm{yr}^{-1}$. Damit ergibt sich für G5.97 – wenn die Massenverlustrate der Scheibe gleich derjenigen Ionisationsfront ist und den Unsicherheitsparameter[5] ϵ im Mittel 2 – ein Radius von 160 AU. Diese Scheibe ist also auch mit der PC2 nicht auflösbar. Setzt man außerdem eine Abhängigkeit der Oberflächendichte der Scheibe $\Sigma_0(r)$ proportional zu $r^{-1.5}$ an und geht von einem Fern-UV dominierten Modell aus, so ergibt sich eine Oberflächendichte $\Sigma_0(r_{\mathrm{scheibe}}) = 2\,\mathrm{g\,cm}^{-2}$ und eine ursprüngliche Scheibengesamtmasse von $M_{\mathrm{scheibe}} = 0.06\,\mathrm{M}_{\odot}$.

Somit würde der gesamte neutrale Massenvorrat (ebenfalls 0.06 $\mathrm{M}_{\odot}$, s.o.) in der zirkumstellaren Scheibe vorliegen. Allerdings können diese Scheibendaten nur als bloße Größenordnungsabschätzungen gesehen werden, weil nicht abzusehen ist, ob die Voraussetzungen und Annahmen des Modells von JOHNSTONE & Mitarb. (1998) für G5.97 zutreffen. Ebenso ist die Dauer der Ionisation durch Her 36 unklar, weil die Entfernung zwischen beiden Objekten sich selbst bei moderaten Relativgeschwindigkeiten zwischen G5.97 und Her 36 vom 1 $\mathrm{km\,s}^{-1}$ innerhalb von 10^5 Jahren um 2×10^4 AE und damit um 400% ändert. Damit kann sich der eingestrahlte UV-Photonenfluß um einen Faktor 16 ändern!

7.2.2 Der Zentralstern

Ein weiteres Argument für eine Scheibengeometrie des zirkumstellaren Staubes in den Proplyds im Orion waren die Farbindizes der Objekte (MCCAUGHREAN & O'DELL, 1996): Sie ließen sich nicht durch sphärische Verteilungen reproduzieren. Bei einer Scheibengeometrie stammt zumindest der L-Band Fluß vom Innenrand der Scheibe und nicht mehr vom Stern selbst; dieses Phänomen erklärt dann den Infrarotexzeß.

Das Zweifarbendiagramm (ZFD) der Sterne im Trapezhaufen im Orion ist in Abb. 7.4 dargestellt. Die ionisierten Quellen sind durch Sterne markiert. G5.97 ist als Asterisk in das Diagramm eingetragen, es liegt unter den rötesten Sternen des Trapezhaufens und ist die röteste ionisierte Quelle.

Die SEV von G5.97 ist in Abb. 7.5 angegeben. Der I-Band Fluß basiert auf der internen PC2-Kalibration und umfaßt nur den Zentralstern selbst. Mit zunehmender Wellenlänge ist die Emission durch den Umgebungsstaub dominiert, insbesondere die 11.7 μm-Aufnahme mit ihrer Auflösung von $1''$ kann den Fluß von Umgebung und Zentralstern nicht trennen. Es ist daher schwierig, eine Aussage über den MIR-Teil des Spektrums zu machen und zu entscheiden, ob die SEV des Zentralobjekts von G5.97 jenen der Orion-Zentralsterne (HAYWARD & MCCAUGHREAN, 1997) ähnelt oder nicht.

[5] JOHNSTONE & Mitarb. (1998) führen ϵ als Maß für die Unsicherheit in der Säulendichte und in der Schallgeschwindigkeit im Medium ein, er liegt eigentlich jeweils zwischen 1 und 3. Als Wert für G5.97 wird hier 2 angenommen.

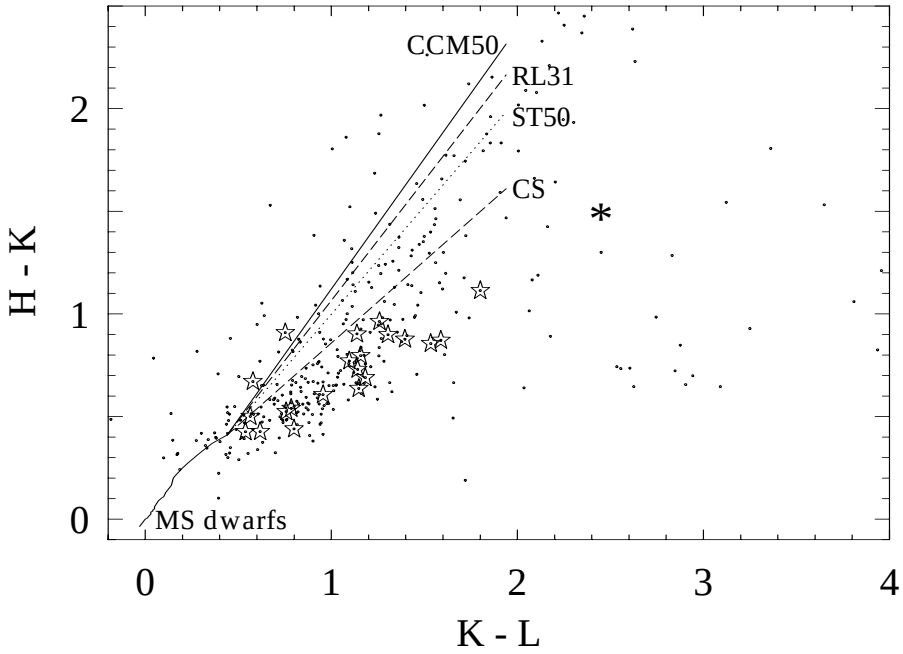


Abbildung 7.4: Zweifarbendiagramm der Sterne im Trapezhaufen aus McCaughrean & Mitarb. (1996). Dort werden auch die verschiedenen Verrötungslinien erklärt. Sie geben die Verrötung nach unterschiedlichen Modellen mit sphärischen Staubverteilungen an. Man erkennt, daß sie alle nicht die Farben der ionisierten Quellen (dargestellt durch die Sterne) erklären können. Die ionisierten Objekte sind aus O'Dell & Wen (1994), der Asterisk gibt die Position von G5.97 an. Es liegt in der Gegend der rötesten Trapezsterne, ein Zeichen für das Vorhandensein einer Scheibe.

Unter den bisherigen Betrachtungen bezüglich einer externen Ionisation von G5.97 und einer zirkumstellaren Scheibe ist der bisher angenommene Spektraltyp B0 des Zentralsterns als absolut obere Grenze zu sehen. Die gemessene K'-Helligkeit von 11.4 mag ergibt unter Berücksichtigung des Entfernungsmoduls von 11.3 mag und der vorher bestimmten Brγ-Extinktion von $A_{\mathrm{Br}\gamma} = 0.4$ mag[6] eine absolute Helligkeit von $M_{K'}$= -0.3 mag. Diese Helligkeit kann nach Vorhauptreihenentwicklungsrechnungen von D'Antona & Mazzitelli (1994) und Meyer (1996) von einem Stern mit 2.5 $M_\odot$ (entsprechend einem Spektraltyp von etwa B8.5 NAHR) im Alter von 3×10^5 yr geliefert werden. Demnach handelt es sich bei dem Objekt um einen Stern mittlerer Masse. Allerdings kann die Emission im K'-Band erheblich durch Beiträge des warmen Innenrandes der Scheibe – möglicherweise auch der gesamten Scheibe, so sie durch den einfallenden FUV-Fluß auf über 100 K geheizt wird – „verunreinigt“ sein, dann wäre ein noch masseärmerer Stern denkbar.

Ein massereicherer Stern vom Typ B0 würde überdies deutlich zum UV-Photonenfluß beitragen und das UV-Photonenbudget verändern. Dann sollte die zirkumstellare Scheibe ionisiert werden und Hα-Emission sollte von dort sichtbar sein. Diese stammt aber in Abb. 7.2 nur aus dem Bugbogen.

[6]Die Brγ-Extinktion wird als identisch mit der K'-Extinktion angenommen.

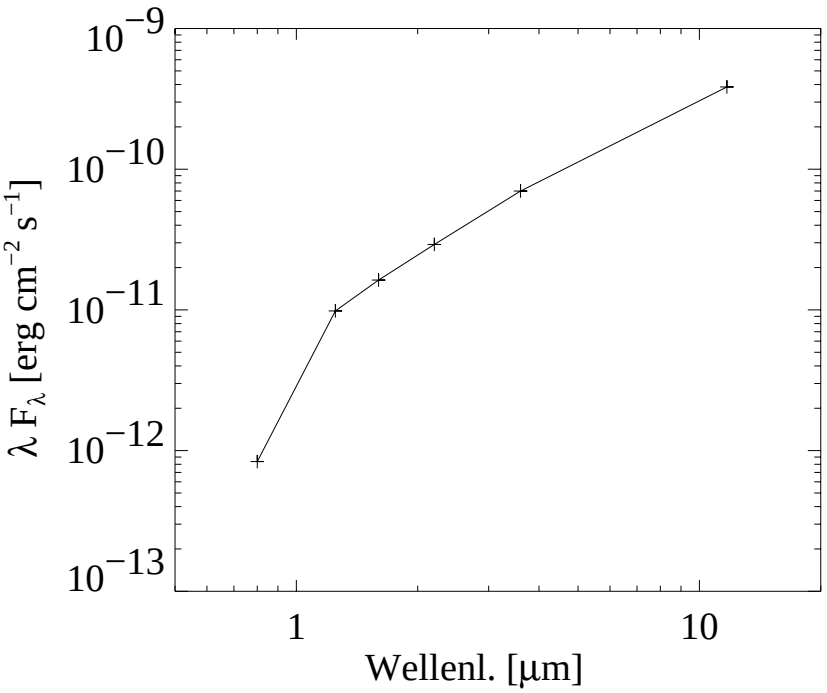


Abbildung 7.5: Spektrale Energieverteilung von G5.97.

7.3 Zusammenfassung

Die Phänomelogische Einschätzung, es könne sich bei G5.97 um ein extern ionisiertes Objekt handelt, ist durch die quantitativen Analysen des Photonenhaushaltes bestätigt worden. Da der Zentralstern im I-Band sichtbar ist, Massenabschätzungen aber ein Materiereservoir ergeben, daß bis ins Infrarote hinein komplett undurchsichtig sein sollte, liegen Hinweise auf ein von einer zirkumstellaren Scheibe umgebenen Stern vor. Im einzelnen ergaben die Analysen:

- G5.97 zeigt auf den HST-Aufnahmen eine kometarische Struktur und einen Schweif, der von dem mindestens 0.024 pc entfernten Her 36 weg gerichtet ist.
- Dies ist ein Hinweis auf eine externe Ionisation des Objektes wie bei den Proplyds im Trapeziumhaufen.
- Der beobachtete Radiofluß ist konsistent mit der Annahme externer Ionisation.
- Die bestimmten Staubmassen verlangen das Vorhandensein einer zirkumstellaren Scheibe, um das Spektrum und die Sichtbarkeit des Zentralsterns im I-Band zu erklären.
- Die Massenverlustrate des Objektes aufgrund der Photoionisation durch Her 36 liegt bei 6.4×10^{-7} M$_\odot$ yr^{-1}, die obere Grenze für die ionisierte Masse bei 4.6×10^{-6} M$_\odot$.
- Die Anwendung des Modells von JOHNSTONE & Mitarb. (1998) ergibt eine Masse von 0.06 M$_\odot$ und einen Radius von 160 AE für diese Scheibe.
- Das Zentralobjekt ist ein Stern mittlerer Masse, die K'-Helligkeit ist durch einen Stern von höchstens 2.5 M$_\odot$ zu erklären.

Kapitel 8

G5.89-0.39 – Das Feuerrad

8.1 Ergebnisse

8.1.1 Bilddaten

Breitbandbeobachtungen

In Abb. 8.1 werden die Ergebnisse der Beobachtungen mit AO im NIR gezeigt. Die angegebene Referenzposition bezieht sich im Falle von G5.89 auf keinen Stern, sondern auf den Mittelpunkt der Schale von G5.89, welcher später festgelegt wird. Der Stern, welcher als Referenz zur Korrektur der Wellenfront diente, ist links unten in den Bildern zu erkennen. Ein Band diffuser Emission mit eingebetteten, nicht-aufgelösten Quellen zieht sich von dort unter einem Positionswinkel von etwa 45° nach Nordwesten. Zu beachten ist, daß die Darstellung im H-Band (Abb. 8.1B) deutlich tiefer reicht als in K', die scheinbare Helligkeit ist also in K' erheblich größer. Die Konturlinien stammen von den Radiokarten von WC89; dem K'-Band-Bild (Abb. 8.1A) sind Konturen der 2 cm-Karte überlagert, dem H-Band-Bild solche der 6 cm-Karte. Abgesehen von dem WFS ist das prominenteste Objekt in K' in der nördlichen Hälfte der schalenförmigen Radiostruktur enthalten. Die K'-Emission folgt in diesem Bereich grob den Radiokonturen. In H sind nur schwache Andeutungen dieser Struktur sichtbar, abgesehen von zwei vermutlich stellaren Vordergrundquellen an den Positionen (+0.″3,-1.″5) und (+0.″5,-2.″5).

Die Ergebnisse der MIR-Breitbandbeobachtungen sind in Abb. 8.2 gezeigt. Grundsätzlich zeigen alle drei dargestellten Bilder die gleiche Struktur wie das K'-Bild (Man beachte den deutlich kleineren Bildausschnitt, der nur noch G5.89 selbst beinhaltet!). Das L-Band-Bild ist in Form von Konturlinien in Abb. 8.2A dargestellt. Dort ist nur eine schwache Andeutung des nördlichen Bogens der Schale erkennbar. Deutlicher wird dies im als Grauskale unterlegten 11.7 μm Bild. Der Vergleich von beiden läßt auch erkennen, daß das Maximum der Emission mit wachsender Wellenlänge entlang des Bogens nach Westen wandert. Die Verschiebung beträgt gegenüber der K'-Maximumsposition 0.″6 bei 11.7 μm und 1.″4 in Q. Das Q-Band-Bild ist in Abb. 8.2B gezeigt, dort liegt das Maximum der Emission etwa in der Mitte der nördlichen Halbschale (vgl. die übergelegten 2 cm-Konturlinien von WC89) und die „Banane“ ist fast symmetrisch.

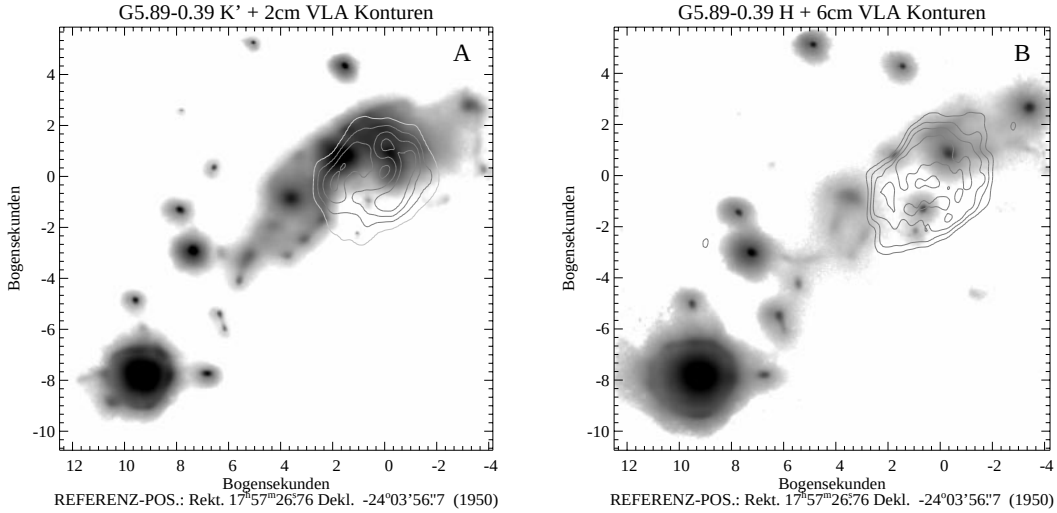


Abbildung 8.1: Mit AO entstandene Aufnahmen von G5.89. **A:** K'-Band-Bild, dargestellt in logarithmischem Maßstab. Die Grauskala reicht von 0.39 mJy/□″ bis 31 mJy/□″. Um die Sichtbarkeit der Details zu verbessern, ist die Summe aus 0.3 mal dem entfalteten Bild (200 Iterationen Richardson-Lucy) und 0.7 mal dem Originalbild dargestellt. Das Bild wurde vor der Entfaltung mit dem in Abschnitt 5.1.2 genannten Rauschfilter behandelt. Die Konturlinien stammen von der 2 cm-Radiokarte aus WC89, sie liegen bei 2, 4, 6, 8 und 10 mal dem 1σ-Signal von 0.03 Jy/beam. **B:** H-Band-Bild. Die ebenfalls logarithmische Grauskala reicht hier von 0.04 mJy/□″ bis 31 mJy/□″. Es ist die gleiche Kombination aus entfaltetem und Originalbild dargestellt wie in Teil A. Hier sind Konturen der 6 cm-Karte von WC89 überlagert; sie liegen bei 2, 4, 6, und 8 mal dem 1σ-Pegel von 5 mJy/beam.

1.3 mm Daten

Abb 8.3 zeigt die 1.3 mm-Kontinuumskarte, welche mit dem SEST aufgenommen wurde. Die 1.3 mm-Emission setzt sich aus den Beiträgen des kalten Staubes und jenen der Frei-frei-Strahlung zusammen. Wie Abb. 8.3A zeigt, erscheint G5.89 verglichen mit der eingezeichneten 23″ SEST-Keule leicht ausgedehnt. Eine Entfaltung liefert einen intrinsischen Durchmesser von 16″ (±1″)×10″ (±2″). Anzumerken ist, daß die Orientierung der Ausdehnung identisch mit jener der Seitenkeulen des SEST ist. Allerdings enthalten die ausgedehnten Gebiete deutlich mehr Fluß als diese Fehlerkeule. Dies wird in Abb. 8.3B entsprechend deutlich, wo die Flußdichtenprofile von G5.89 mit solchen von Uranus verglichen werden. Die Gesamtflußdichte der Quelle beträgt 22 Jy, davon befinden sich 17″ in dem kompakten Kern und 5″ in der ausgedehnten Hülle.

Um den Anteil der Staubemission zu erhalten, wurde der Frei-frei-Beitrag aus der 2 cm-Karte von WC89 vorhergesagt. Dies geschah durch Multiplikation dieser Karte mit einem Faktor von $(2/0.13)^{0.1}$ und anschließendem Falten mit der SEST-Keule. Das Ergebnis dieser Operation enthält, unter der Voraussetzung optisch dünner Emission, den Frei-frei-Beitrag zur 1.3 mm-Strahlung. Dieser wurde sodann von der SEST-Karte subtrahiert. Das Ergebnis dieser Operation ist in Form von Konturlinien in Abb. 8.4 zu sehen.

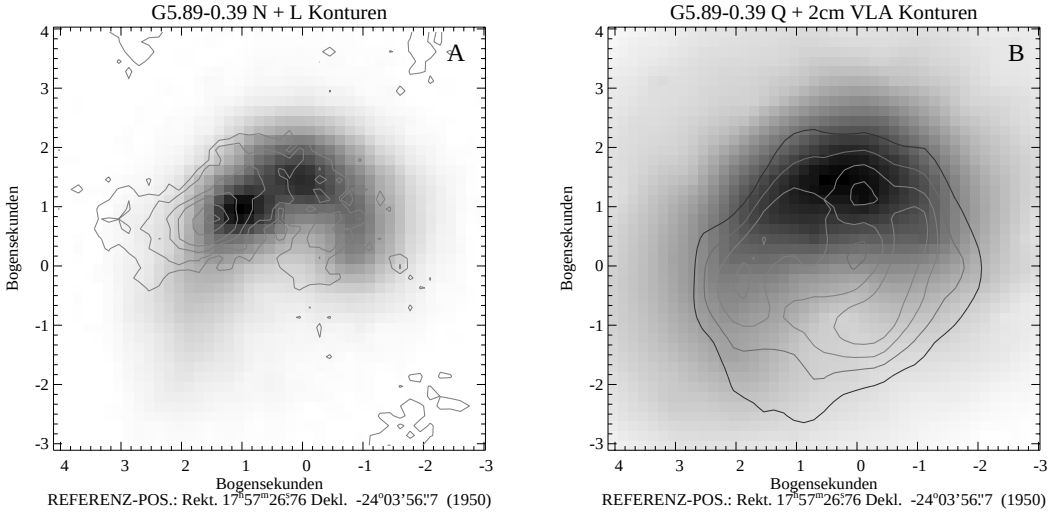


Abbildung 8.2: MIR-Bilder von G5.89. **A:** 11.7 μm-Bild. Die lineare Grauskale reicht von 150 mJy/$\square''$ bis 15 mJy/$\square''$. Die Konturen stammen vom L-Band-Bild. Sie liegen bei 3, 6, 9, 12 und 18 mal dem 1σ-Signal (das Bild ist nicht photometrisch kalibriert). **B:** Q-Band-Bild. Die lineare Grauskale reicht hier von 6.9 mJy/$\square''$ bis 44 mJy/$\square''$.

Schmalbanddaten

Die Ergebnisse der Schmalbandbeobachtungen im NIR sind in farbkodierter Form in Abb. 8.4 gezeigt. In diesem Bild ist die Emission in der $H_2(1-0)$S1-Linie rot, die des entsprechenden Kontinuums grün und solche in der Brγ-Linie blau dargestellt. Neben dem an der Referenzposition auch hier erkennbaren, bläulichen, bananenförmigen Bogen, gibt das Bild einen Überblick über die gesamte Region. Eine weitere Region ausgedehnter Brγ-Emission befindet sich etwa 25$''$ südöstlich von G5.89. Ein weiterer auffälliger Punkt ist die Variation der Anzahl sichtbarer Sterne über das Bildfeld. Südwestlich von G5.89 sind praktisch keine Hintergrundsterne mehr sichtbar, was auf die Existenz einer Molekülwolke hindeutet. Bei genauem Hinsehen sind auch dicht bei der H_2-Quelle „A“ einige bräunliche, längliche Strukturen sichtbar. Diese können als Ränder der Wolke betrachtet werden, die das Licht nahegelegener Sterne reflektieren oder von diesen zum Leuchten angeregt werden (ähnlich wie die „Finger“ in M16; siehe POUND, 1998; HESTER & Mitarb., 1996). Offensichtlich zieht sich dieser Rand genau über G5.89, so daß dieses Objekt halb von der Wolke verdeckt wird.

Abb. 8.5 zeigt die Ergebnisse der Schmalbandbeobachtungen im MIR. In Teilbild A ist die Emission in der [NeII]-Linie bei 12.8 μm in Grauskalierung dargestellt. Der verbotene Übergang des ionisierten Neon zeigt vor allem Regionen mit sehr intensivem UV-Strahlungsfeld. Tatsächlich folgt die [NeII]-Emission nahezu perfekt den ebenfalls dargestellten 2 cm-Konturlinien. Allerdings ist wieder keinerlei Emission in der südlichen Hälfte der Radioschale zu erkennen. Ein Vergleich der Intensitäten in der Nord- und Südhälfte der Schale zeigt – wobei nach der Radiokarte das Emissionsmaß in beiden Hälften nahezu gleich groß ist –, daß im südlichen Teil bei 12.8 μm mindestens 4 mag Extinktion vorliegen müssen.

Die Aufnahme in der [SIV]-Linie bei 10.6 μm ist in Abb. 8.5B in Form des natürlichen Logarithmus des Verhältnisses zwischen der Intensität der Linie und der bei 11.7 μm dargestellt. Diese Form wurde gewählt, weil in FAISON & Mitarb. (1998) erkennbar ist, daß in dieser Linie keinerlei Emission vorliegt. Die Form $S_{10.6\,\mu\mathrm{m}}/S_{11.7\,\mu\mathrm{m}}$ kann als eine Art Maß für die optische

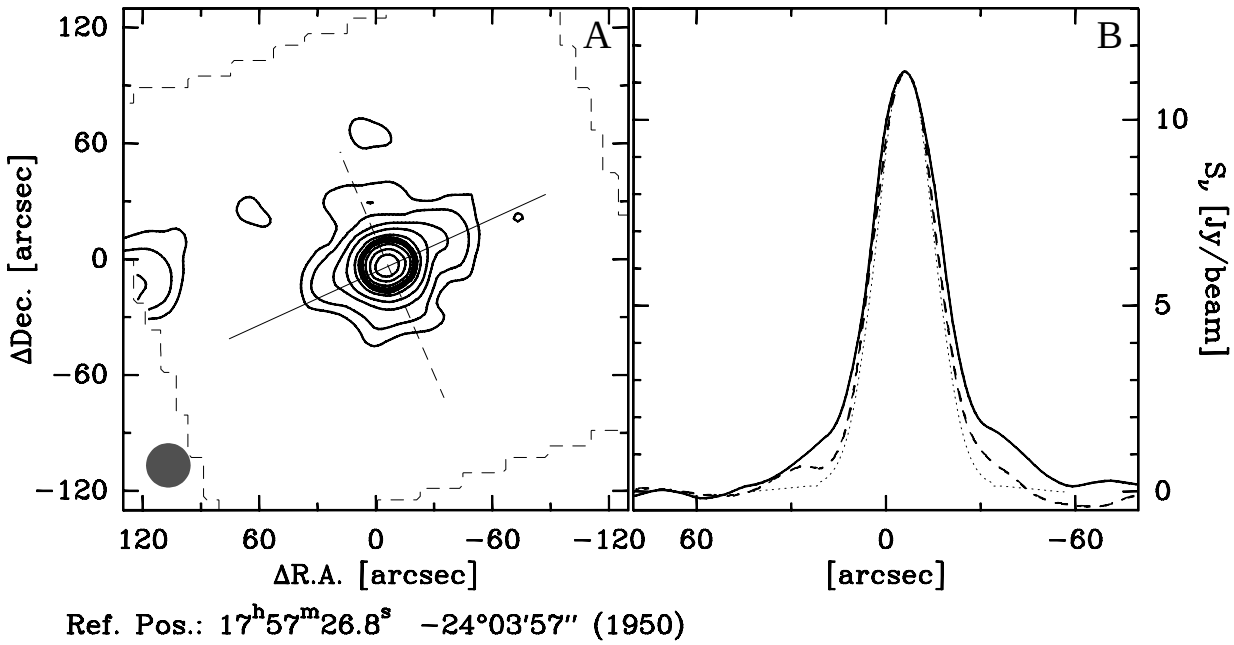


Abbildung 8.3: A: Mit dem SEST aufgenommene 1.3 mm-Karte von G5.89. Die Konturlinien liegen bei 0.35 (3σ), 0.7, 1.5 und 2.5 bis 12 Jy/beam in 1.5 Jy/beam -Schritten. Die dicke Linie markiert die 50%-Konturlinie, die Keulengröße ist durch den Kreis unten links angedeutet. **B:** Flußprofile der Quelle. Die durchgezogene Linie zeigt das Profil entlang des ebenfalls mit durchgezogener Linie markierten Schnittes in Teil A, die gestrichelte Linie entsprechend. Zum Vergleich ist in Form der gepunkteten Linie ein passend normierter Schnitt durch Uranus eingezeichnet.

Tiefe der Silikatabsorptionsbande bei 9.7 μm angesehen werden. Demnach ist in der Abbildung erkennbar, daß die Tiefe dieser Bande in jenen Regionen am größten ist, in denen auch das Emissionsmaß hoch ist, wie die 2 cm-Konturen zeigen.

8.1.2 Die Neondichte in G5.89

Unter den Schmalbanddaten ist vor allem der Neon-Fluß interessant, weil aus ihm das Verhältnis Ne^+/H^+ bestimmt werden kann. Bedauerlicherweise gibt es keine Möglichkeit, den absoluten Linienfluß aus den vorliegenden Daten zu bestimmen, weil keine Kontinuumsflußdichte bekannt ist, die von der im [NeII]-Filter gemessenen Flußdichte subtrahiert werden könnte. Die extreme Schwankung der atmosphärischen Transmission in diesem Bereich erlaubt nicht, nachträglich Kontinua aus den anderen Daten zu konstruieren. Somit begnüge ich mich an dieser Stelle mit einer groben Abschätzung, die den Linienanteil des Flusses im [NeII]-Filter aus FAISON & Mitarb. (1998) zu 20% annimmt. Demnach läßt sich die gemessene integrierte Flußdichte von 307 Jy über die Filterbreite von 0.4 μm in einen Linienfluß von 5.4×10^{-17}W cm^{-2} umrechnen. Mit diesem Wert kann Gl. 3 aus WATARAI & Mitarb. (1998) genutzt werden:

$$F_{[\mathrm{Neii}]}(\mathrm{W\,cm^{-2}}) = 4.2\times10^{-14}\Omega_b K\gamma c\left(\frac{10^4}{T_e}\right)^{1/2}\times e^{-hc/\lambda kT_e}\int\frac{n_c}{n_e+n_c}\frac{n_p}{n_e}n_e^2\mathrm{d}l. \qquad (8.1)$$

Darin bedeuten Ω_b die Winkelausdehnung der Quelle (1.7×10^{-10} sr), K die den Linienstärkenfaktor (0.055), n_c die kritische Dichte der [NeII]-Linie (3.6×10^5 cm^{-3}), T_e die Elektronen-

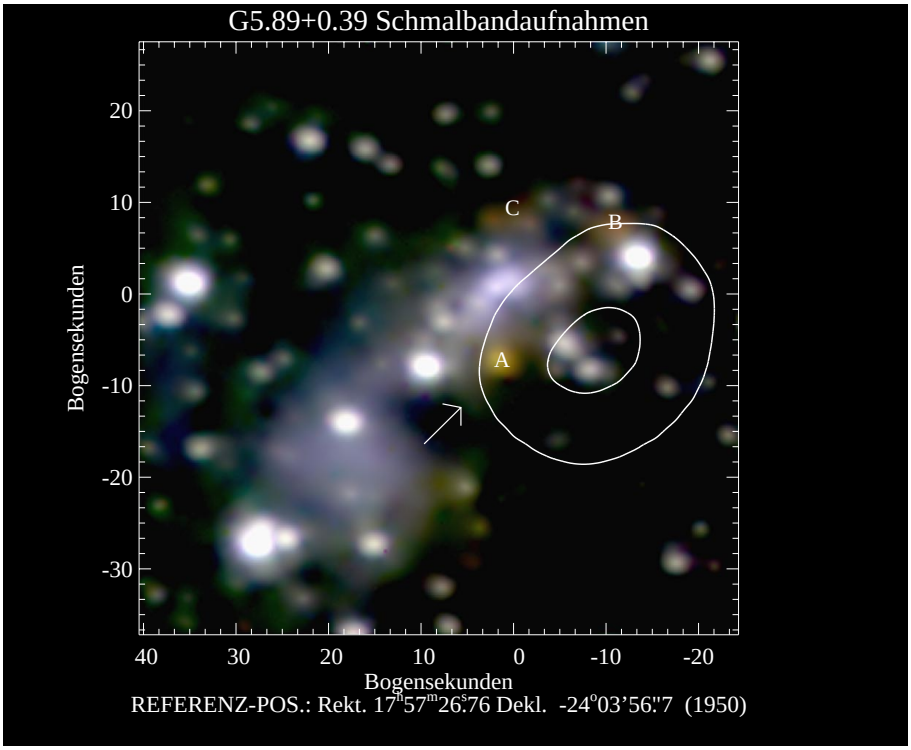


Abbildung 8.4: Farbkodierte Darstellung der NIR-Schmalbandaufnahmen von G5.89. Rot markiert Emission im $H_2(1-0)$S1-Filter, Grün im entsprechenden Kontinuumsfilter und Blau im Brγ-Filter. Die Konturlinien markieren das 50% und das 90%-Signal der frei-frei-bereinigten 1.3 mm-Kontinuumsstrahlung. Die Buchstaben A, B und C geben die Orte an, an denen der H_2-Fluß gemessen wurde. Der Pfeil zeigt auf den Beginn des sich quer über G5.89 ziehenden Wolkenrandes. G5.89 selbst liegt an der Referenzposition ($0''$,$0''$).

temperatur (1.1×10^4 K), h das Plancksche Wirkungsquantum, c Die Lichtgeschwindigkeit, k die Boltzmannkonstante, n_e die Elektronendichte und n_p die Protonendichte. Die Größe γ ist gleich $Ne^+/H^+ \times 10^4$; somit kann das Ionenhäufigkeitsverhältnis direkt bestimmt werden. Der Integrationsterm in Gl. 8.1 entspricht, abgesehen von den Dichteverhältnissen, dem Emissionsmaß. berücksichtigt man darin entsprechend die relativ hohe Elektronendichte von G5.89 (1.1×10^5 cm^{-3}, siehe nächster Abschnitt), so ergibt sich ein Wert von $Ne^+/H^+ = 3 \times 10^{-5}$. Dieser Wert erscheint sionnvoll im Vergleich zu den 9.6×10^{-5}, die WATARAI & Mitarb. (1998) für G29.96-0.2 bestimmt haben, und auch im Vergleich zu den 8×10^{-5}, die im Orionnebel von RUBIN & Mitarb. (1991) gemessen wurden. Letztere Autoren geben das Verhältns der neutralen Elemente an, was sich nur bedingt mit dem hier berechneten Ne^+/H^+ vergleichen läßt: In G5.89 liegen, wegen der hohen Temperatur des Zentralsterns vom Typ O6 NAHR, vermutlich signifikante Anteile als He^{++} vor, somit dürfte He/H in G5.89 deutlich höher liegen als He^+/H^+.

8.1.3 Die Extinktion in Richtung G5.89

Ähnlich wie im Falle von G45 und G5.97 wurde die Brγ-Extinktion durch Vergleich zwischen Radio- und Brγ-Flußdichte auch für G5.89 bestimmt. Allerdings gab es hierbei zwei Unterschiede zu dem Verfahren bei G45:

- Die Beobachtungen von GOMEZ & Mitarb. (1991) des Objektes in VLA-D-Konfiguration

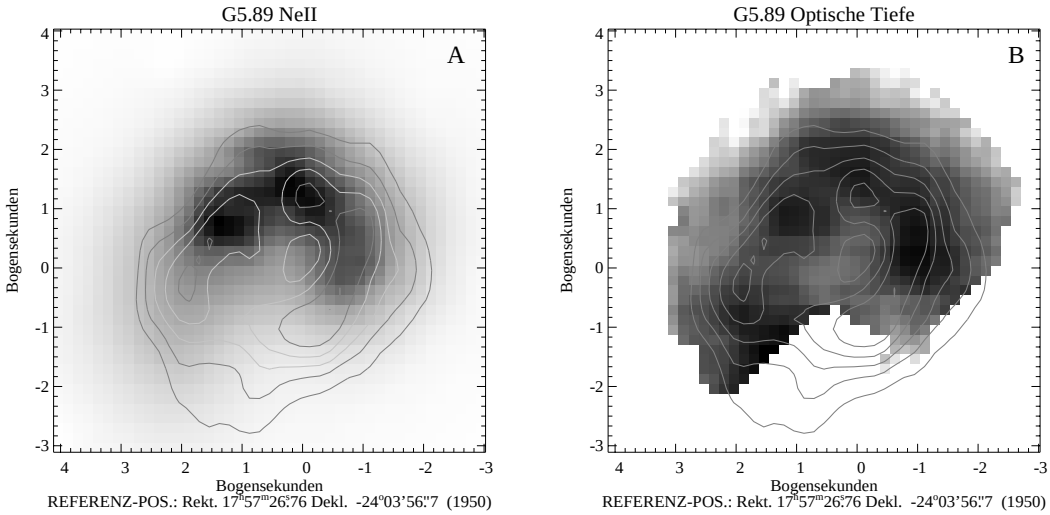


Abbildung 8.5: MIR-Schmalbanddaten. **A:** Bild von G5.89 aufgenommen in der [NeII]-Linie. Die lineare Grauskale reicht von 0 bis 36 mJy/$\square''$. Die Konturlinien sind die gleichen wie in Abb.8.1A. **B:** Natürlich-logarithmisches Verhältnis zwischen der N-Band Aufnahme und der Aufnahme bei 10.6 μm. Damit ist ein Maß für die optische Tiefe der 9.7 μm-Silikatbande gegeben. Dunkel bedeutet hier große, hell kleine optische Tiefe. Zur Orientierung sind wieder die 2 cm-Konturen von WC89 eingezeichnet.

zeigen, daß keine weiträumig verteilte Emission existiert, außer in den niedrigsten Signalpegeln dieser Beobachtungen. Daher ist fehlender Fluß wegen der hohen Interferometerauflösung hier kein Problem.

- Es liegen zwei Karten von WC89 vor. Allerdings zeigt die in WC89 zusammengestellte SEV des Objektes, daß die Emission bei 6 cm bereits optisch dick ist. Demnach kann die Strahlungstemperatur bei 6 cm direkt als Elektronentemperatur benutzt werden (siehe z.B. ROHLFS, 1990). Die beobachteten Temperaturen liegen somit zwischen 0.8×10^4 K und 1.6 $\times10^4$ K, bei einem Mittelwert (der auch dicht beim Median liegt) von 1.1×10^4 K.

Mit diesen Voraussetzungen berechnet sich das maximale Emissionsmaß zu 360×10^7 pc cm^{-6}, der Durchschnittswert liegt bei 64.2×10^7 pc cm^{-6}. Die Abweichung dieser Zahlen von denen in WC89 (maximales Emissionsmaß 244.5×10^7 pc cm^{-6}) und in ZIJLSTRA & Mitarb. (1990) (maximales Emissionsmaß 30×10^7 pc cm^{-6}) erklärt sich daraus, daß die genannten Autoren konstante Elektronentemperaturen von 10^4 bzw. 8000 K verwendet haben. Die sich ergebende Brγ-Extinktion ist in Abb. 8.6 angegeben. Sie steigt annähernd gleichmäßig von Nordosten nach Südwesten an, bis die Brγ-Emission schließlich nicht mehr nachweisbar ist.

8.1.4 Der heiße Staub in G5.89

Im Unterschied zu G45 liegen von G5.89 zwei MIR-Aufnahmen vor (11.7 μm und Q-Band), so daß unter Voraussetzung optisch dünner Emission in den beiden Bändern sowohl die Masse als auch die Temperatur des emittierenden Staubes bestimmt werden kann. Gl. 6.1 gibt den Zusammenhang zwischen der Staubmasse und der gemessenen Flußdichte an. Für beide Wellenlängen (11.7 μm und 21.0 μm) wurde der Massenabsorptionswirkungsquerschnitt κ_ν aus OSSENKOPF

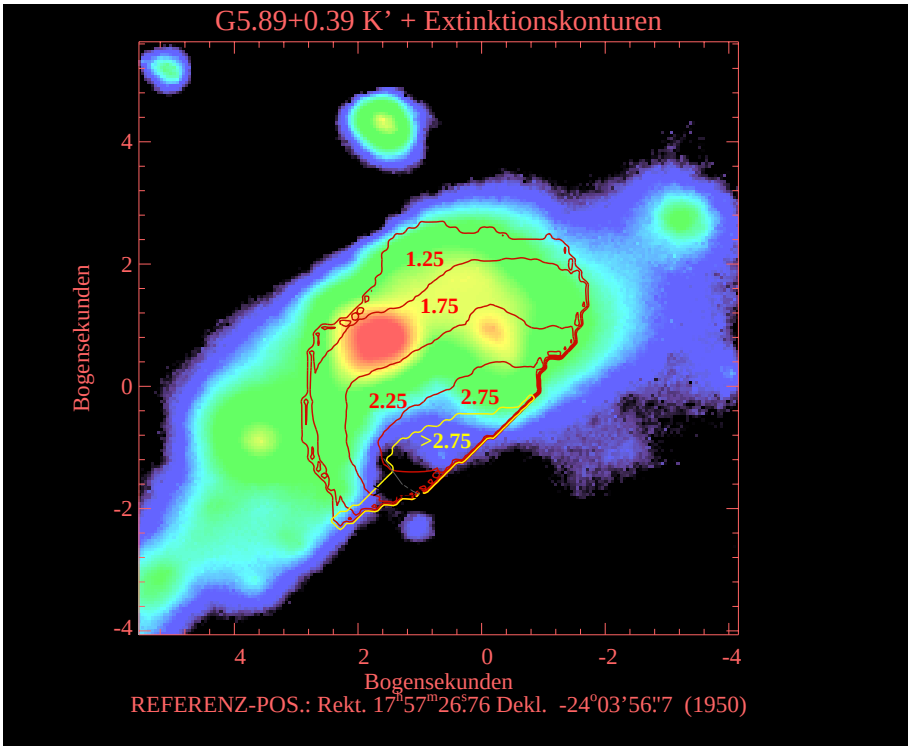


Abbildung 8.6: K'-Bild von G5.89 mit Brγ-Extinktionskonturen (Rot). Die Zahlenwerte geben die mittlere Extinktion bei 2.16 μm zwischen den Konturlinien an. Die gelbe Linie markiert den Bereich, wo der Brγ-Fluß unterhalb des 1σ-Signals liegt und daher nicht mehr meßbar ist. In diesem Bereich sind die Extinktionswerte untere Grenzwerte.

& HENNING (1994) entnommen. Dabei wurde von eismantelfreien Teilchen, einer Gasdichte von 10^5 cm^{-3} (das oben errechnete Durchschnittsemissionsmaß liefert 1.8×10^5 cm^{-3} in einer Kugel mit Radius 5000 AE) und einer Größenverteilung nach MRN (MATHIS & Mitarb., 1977) ausgegangen. Nachdem das 11.7 μm-Bild mit einer passenden PSF gefaltet wurde, um eine dem Q-Band Bild vergleichbare Auflösung zu erreichen, konnte anhand von Gl. 6.1 Staubmasse und Temperatur bestimmt werden. Dies geschah allerdings nur in Gebieten, wo beide Signale über dem 3σ-Rauschpegel lagen. Man beachte, daß, weil die Flußdichte pro Pixel verwendet wird, M_d in Gl. 6.1 eine Staubmassensäulendichte ist und daß die bestimmte (Farb-)Temperatur entlang der Sichtlinie gemittelt ist.

Das Ergebnis ist in Abb. 8.7 angegeben. Die berechnete Gesamtmasse beträgt 1.7×10^{-3} M$_\odot$, in einer Sphäre mit 5000 AE Radius ergibt sich damit eine Dichte von 1.8×10^{-21} g cm^{-3}. korrigiert man diese Werte für die in Abschnitt 8.3.1 errechneten optischen Tiefen, so ergibt sich eine Gesamtmasse von 2.5×10^{-3} M$_\odot$ und eine Dichte von 2.6×10^{-21} g cm^{-3}. Die Abbildung zeigt, daß in Bereichen mit hohem Emissionsmaß (siehe 2 cm-Karte in blauen Konturlinien) weniger Staub vorliegt als in der Umgebung, dafür aber die Temperatur etwas höher ist. Die Temperatur beträgt maximal 123 K. Sie liegt damit deutlich niedriger als die von BALL & Mitarb. (1992) bestimmte Farbtemperatur. Allerdings haben BALL & Mitarb. (1992) wohl die 12 μm-Flußdichte mit 72.1 Jy deutlich zu niedrig gemessen. Der hier verwendete 12.8 μm-Filter sollte in BALLS enthalten sein und liefert eine Gesamtflußdichte von 307 Jy; FAISON & Mitarb. (1998) haben bei 12.5 μm 160 Jy gemessen.

Das verwendete Staubmodell von OSSENKOPF & HENNING (1994) beinhaltet natürlich einige Voraussetzungen, die unter Umständen nicht auf G5.89 zutreffen. Die wichtigste davon

ist, daß die Größenverteilung des Staubes anfangs einer MRN-Verteilung (MATHIS & Mitarb., 1977) entsprach und dann 10^5 Jahre lang Koagulation[1] stattfand. Um die aus dieser Annahme resultierende Unsicherheit zu schätzen, wurden die Masse zusätzlich nach den Absorptionswirkungsquerschnitten der unkoagulierten Teilchen, also mit den Massenarptionswirkungsquerschnitten der reinen MRN-Verteilung, bestimmt. Ein solches Szenario träfe beispielsweise zu, wenn die koagulierten Aggregate durch die Hitzeeinwirkung wieder zerstört worden wären. Dabei ergibt sich eine Gesamtmasse von $2.1\times10^{-3}\,\mathrm{M}_\odot$ ($3.1\times10^{-3}\,\mathrm{M}_\odot$ nach der Korrektur auf die optische Tiefe). Die Temperatur ist hierdurch nicht betroffen. Ein weiterer möglicher Unsicherheitsfaktor wären sehr kleine Teilchen (D$\sim$1 nm), die nicht im thermischen Gleichgewicht mit ihrer Umgebung stehen, sondern stochastisch durch einzelne Photonen geheizt werden. Allerdings zeigte sich beim Erstellen des Strahlungstransportmodells (Abschn. 8.3.1), daß dieser Effekt bei den verwendeten Wellenlängen von 11.7 und 21 μm für G5.89 keine Rolle spielt.

Demnach ist für die Gesamtmasse hier eine untere Grenze von $1.7\times10^{-3}\,\mathrm{M}_\odot$ bestimmt worden, wobei der Unsicherheitsfaktor nach oben etwa 2 bis 3 beträgt. Angemerkt sei noch, daß dieser Wert etwa um einen Faktor 10 unterhalb der entsprechenden Masse des heißen Staubes in G45 liegt (Vgl. Abschn. 6.2.1), was in Anbetracht des 100-fach kleineren Volumens gegenüber G45 eine etwa 10-fach höhere Staubdichte bedeutet.

8.1.5 Photometrie

NIR-Breitbandphotometrie wurde in 21 Blenden von jeweils 1″ Durchmesser durchgeführt. Die Orte und Größen der Blenden sind in Abb. 8.8A angegeben, das sich ergebende Farben-Helligkeitsdiagramm in 8.8B. Es wurde die integrierte Flußdichte innerhalb der Blenden bestimmt, ein Abzug des Himmelshintergrundes oder eine Aperturkorrektur fand nicht statt. An Quellen, die sich innerhalb der Extinktionskarte (Abb. 8.6) befanden, wurde eine Entrötung durchgeführt. Die Umrechnung von K'- in H-Extinktion erfolgte dabei nach RIEKE & LEBOFSKY (1985).

Auf den ersten Blick zieht sich ein Band ohne erkennbare Systematik von links unten nach rechts oben durch das FHD. Die Unterkante dieses Bandes ist durch das Detektionslimit gegeben. Möglicherweise stellare Quellen können hieraus nur unter Bezug auf ihr Erscheinungsbild identifiziert werden.

Linienflußdichten im NIR wurden anhand der in Abschnitt 5.2 beschriebenen Kalibrationsprozedur und anschließender Aperturphotometrie gewonnen. Die Linienflüsse wurden dann über die Filterbreiten (Siehe Anhang A) berechnet. Im MIR fand keine Kontinuumssubtraktion statt, dort wurden entsprechend nur die in die Filter fallenden Gesamtflußdichten gemessen. Die Ergebnisse finden sich zusammengefaßt in Tabelle 8.1. Es seien einige Abweichungen zu Messungen in der Literatur vermerkt: Der Brγ-Fluß liegt hier um einen Faktor 3.8 höher als bei MOORWOOD & SALINARI (1983). Diese Autoren geben keine individuelle Blendengröße für ihre Spektroskopie an, jedoch haben sie möglicherweise nur eine Blende mit 5″ Durchmesser verwendet, was den Signalverlust gegenüber der hier benutzten, die gesamte nördliche Radioschale umfassenden Blende erklären würde. Auch weicht die Flußdichte im [NeII]-Filter von dem von FAISON & Mitarb. (1998) um 80 Jy nach unten von der hier angegeben ab. Da FAISON & Mitarb. (1998) eine 9″-Blende verwendeten und die Unsicherheiten in beiden Fällen etwa

[1] Koagulation bedeutet das Wachstum von Staubteilchen durch Aneinanderhaften nach zufälligen Stößen aufgrund thermischer und/oder turbulenter Geschwindigkeiten.

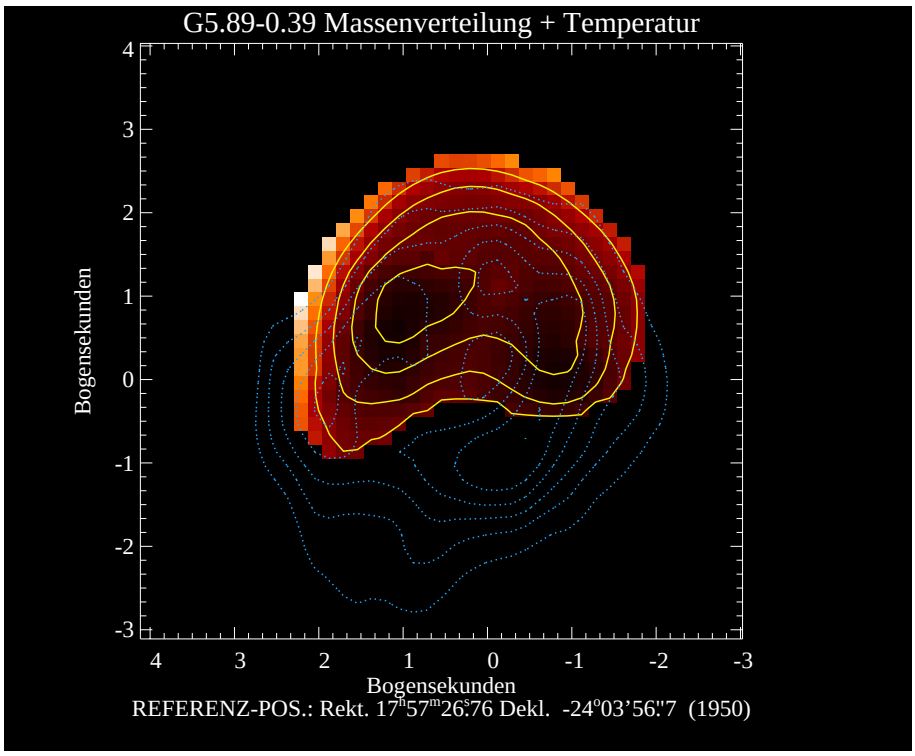


Abbildung 8.7: Aus den N- und Q-Band Daten gewonnene Verteilung des heißen Staubes in G5.89 (Farbskala) und der Temperatur (gelbe Konturen). Die logarithmische Darstellung der Farbskala reicht von 9.1×10^{-5} g cm^{-2} bis 4.6×10^{-4} g cm^{-2}. Die gelben Konturlinien liegen bei 105, 110, 115 und 120 K. Im äußeren, schwarzen Bereich ist aufgrund zu geringer Flußdichten keine Information über Masse oder Temperatur verfügbar. Wieder sind zur Orientierung die 2 cm-Konturen von WC89 in blau angegeben.

7% betragen, bleibt diese Differenz zunächst ohne Erklärung. Es sei aber noch angemerkt, daß die Flußdichte von 24.6 Jy bei 10.6 μm mit der von FAISON & Mitarb. (1998) übereinstimmt, systematische Kalibrationsfehler als Grund also ausscheiden[2].

8.2 Die Umgebung von G5.89

G5.89 liegt mit einer Entfernung von 2.6 kpc etwa 2.5 mal näher als G45, entsprechend größer ist die lineare Auflösung, die erreicht werden kann. Sie liegt bei diesem Objekt entsprechend der 0.″4 in K' bei nur ca. 1000 AE. Entsprechend muß für einen vollständigen Vergleich mit G45 auch die weitere Umgebung mit in die Betrachtungen einbezogen werden.

8.2.1 Die Vordergrundmolekülwolke

Eine der bemerkenswertesten Eigenschaften von G5.89 ist die auffällige Konstanz der Morphologie vom nahen (2.2 μm) bis tief ins mittlere Infrarot (21.0 μm), die sich, was die nördliche

[2] Allerdings ist die Auflösung des von FAISON & Mitarb. (1998) verwendeten Spektrographen nicht angegeben, möglicherweise können daher bei schmalen Linien Abweichungen entstehen.

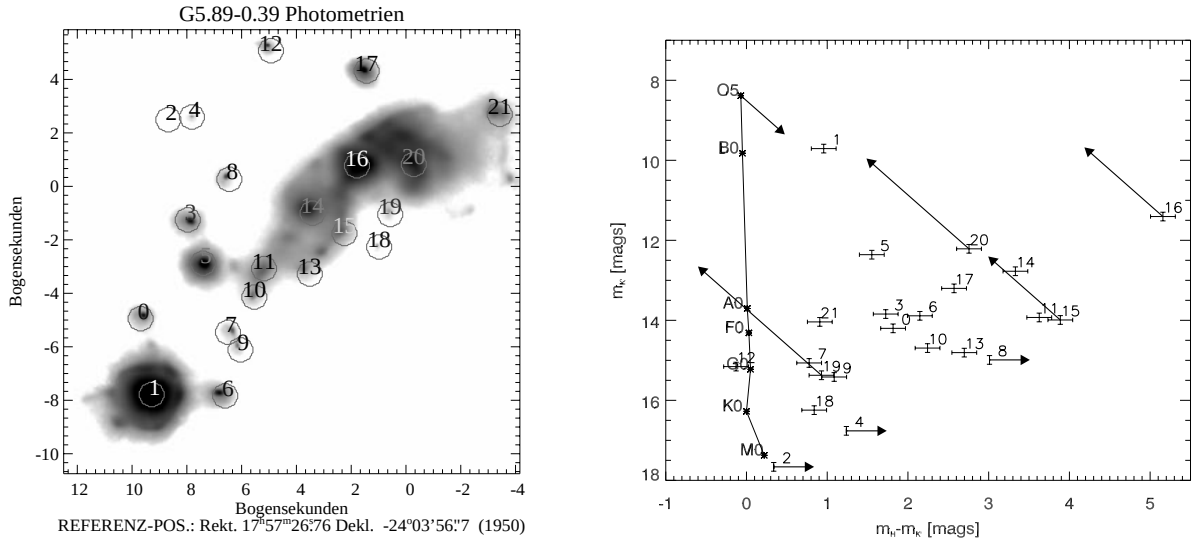


Abbildung 8.8: Photometrien von G5.89. **A:** Blenden, in denen die Flußdichten in H und K' gemessen wurden. **B:** Ergebnisse dieser Messungen in einem Farben-Helligkeitsdiagramm. Die Pfeile geben die Entrötungsvektoren an, die aus der in Abb. 8.6 gezeigten Karte entnommen wurden. Die durchgezogene Linie auf der linken Seite markiert die NAHR in einer Entfernung von 2.6 kpc. Der Pfeil an ihrer Spitze zeigt, zehnfach vergrößert, die Verrötung durch interstellare Extinktion in Richtung G5.89 an (aus NECKEL & Mitarb., 1980). Die Quellen 2, 4 und 8 werden im H-Band nicht detektiert.

Hälfte der Schale angeht, bis hin zu cm-Wellenlängen fortsetzt. Demnach besteht auf die nördliche Hälfte weitgehend freier Blick in allen batrachteten Wellenlängen, wohingegen in der südlichen Hälfte offensichtlich generell eine sehr hohe Extinktion vorliegt, die diesen Teil der Quelle im Infraroten unbeobachtbar macht. Diese Wolke deutet sich bereits in Abb. 8.4 durch die fehlenden Sterne in der südwestlichen Ecke sowie durch die leuchtenden Wolkenränder an Sie manifestiert sich auch in den dort eingezeichneten Konturlinien. Diese geben den 50 und den 90% Signalpegel des Staubbeitrages zur 1.3 mm-Emission an (also nach erfolgter Subtraktion des Frei-frei-Beitrages). Sie belegen klar die Existenz einer Molekülwolke die unabhängig von G5.89 selbst ist. Die Gesamtflußdichte dieses Staubbeitrages ist 8.5 Jy. Wenn sie aus optisch dünner Emission stammt, kann wieder nach Gl. 6.1 eine Gesamtstaubmasse bestimmt werden. Hierzu wird der entsprechende Massenabsorptionskoeffizient $\kappa_{1.3mm}$ aus OSSENKOPF & HENNING (1994) entnommen. Unter der Annahme einer Temperatur von 30 K ergibt sich somit

Tabelle 8.1: Linienflüsse

Linie	Ort	Ap. ø	Fluß
Brγ	Radioschale	6.″6	$9.9(\pm 0.2) \times 10^{-16}\,\mathrm{W\,m^{-2}}$
H_2(1–0)S1	A	2.″5	$1.2(\pm 0.1) \times 10^{-16}\,\mathrm{W\,m^{-2}}$
H_2(1–0)S1	B	2.″5	$0.53(\pm 0.05) \times 10^{-16}\,\mathrm{W\,m^{-2}}$
H_2(1–0)S1	C	2.″5	$3.2(\pm 0.9) \times 10^{-16}\,\frac{\mathrm{W}}{(\mathrm{m}^2\square'')}$ [a]
[NeII] 12.8μm	Radioschale	5.″4	$307.0 \pm 21\,\mathrm{Jy}$ [b]
10.6μm	Radioschale	5.″4	$24.6 \pm 1.8\,\mathrm{Jy}$ [b]

[a] Nur als Flächenfluß bestimmt

[b] Kein Kontinuum subtrahiert, Flußdichte im Filter

ein Wert von 7.5 $M_\odot$. Wegen der vorausgesetzen geringen optischen Tiefe kann dies als untere Grenze angesehen werden.

Aus dieser Masse und dem Durchmesser der Wolke von 16″ (siehe Abschnitt 8.1.1) errechnet sich, den entsprechenden Massenabsorptionskoeffizienten aus OSSENKOPF & HENNING (1994) für 21 μm eingesetzt, eine Extinktion von $A_{21\mu\mathrm{m}} = 58$ mag. Damit ist, selbst wenn nur ein Bruchteil der errechneten Staubmasse wirklich vor der südlichen Hälfte von G5.89 liegt, hinreichend erklärt warum diese Hälfte bei allen Infrarotwellenlängen unsichtbar ist.

Die Formkonstanz der Quelle im gesamten Infrarotbereich deutet an, daß der Sprung zu hohen Extinktionen sehr scharf ist. Ein solches Verhalten wird auch durch die Extinktionskarte in Abb. 8.6 bestätigt: Die Brγ-Extinktion steigt über eine Strecke von 2.″5 ($\sim$ 6500 AE) um 1.5 mag nach Südwesten hin an, bis die NIR-Emission schlagartig komplett verschwindet.

Die Wolkenränder erscheinen in allen drei NIR-Schmalbandfiltern relativ hell, interessanterweise aber am schwächsten in Brγ. Obwohl die Filterbreiten und Kalibrationsunsicherheiten eine quantitative Analyse solch schwacher Strukturen verbieten, scheint sich anzudeuten, daß die Ränder der Wolke vom UV-Strahlungsfeld der Sterne und deren Winden Emission in der $H_2(1-0)$S1-Linie anregen können, nicht aber die Moleküle am Rand der Wolke in starkem Maße ionisieren. Dies ist eine weiteres Anzeichen für einen sprungartigen Dichteanstieg am Wolkenrand: Die UV Strahlung kann dann nur den äußersten Rand ionisieren und zur Brγ-Emission anregen, wohingegen Stoßwellen, wie sie von auftreffenden Winden ausgelöst werden, tiefer in die Wolke eindringen und durch Stoßanregung $H_2(1-0)$S1-Emission hervorrufen. Damit wäre bei einem solchen starken Dichtesprung die emittierende Region für $H_2(1-0)$S1-Strahlung größer als für Brγ-Strahlung. Die Linie würde, wie beobachtet, heller erscheinen.

8.2.2 G5.89 als Mitglied eines jungen Sternhaufens

In Kapitel 6 wurde G45 als junger Sternhaufen erkannt, seine Mitglieder wurden über Zweifarbenphotometrie identifiziert. Die Situation ist für G5.89 aufgrund der geringeren Entfernung etwas anders, die meisten Punktquellen in Abb. 8.1 sind vermutlich keine Sterne oder nur schwer als solche zu identifizieren. Allerdings läßt sich die Region als ganzes durchaus mit G45 vergleichen: Die in Abb. 8.4 sichtbare Region diffuser Brγ-Emission 25″ südöstlich von G5.89 liegt in einem linearen (projizierten!) Abstand von 0.3 pc. Damit hat das Gesamtgebiet eine G45 vergleichbare Ausdehnung. Ebenso deutet die leicht gebogene Form der diffusen Emission eine kometarische Gestalt an und wieder sind mehrere stellare Quellen in die ionisierten Gebiete eingebettet. Ebenso hat G5.89 ein benachbartes entwickeltes HII-Gebiet, G5.90-0.43. Das Objekt ist in einem Abstand von 120″ ($\sim$1.5 pc) angeschnitten am linken Rand von Abb. 8.3 sichtbar. Umgekehrt zu G45 ist hier das benachbarte Gebiet älter. Sollte auch hier induzierte Sternentstehung vorliegen, so müßte sie in G5.89 selbst auftreten und durch die auf die Molekülwolke treffende Winde ausgelöst worden sein.

Der grundlegende Unterschied zwischen G5.89 und G45 zeigt sich beim Betrachten der Abb. 8.8. Die photometrierten Quellen sind im FHD deutlich unsystematischer verteilt als bei G45. Einer der Gründe liegt darin, daß viele Quellen vermutlich gar keine Sterne sind, sondern nur Inhomogenitäten am Rande der Molekülwolke, welche nicht aufgelöst und somit als Punktquellen identifiziert wurden. So liegt die Kette der Quellen 6-9-7-10-11-13-15 entlang des vermuteten Wolkenrandes. Quellen 7 und 9 beispielsweise haben, im Rahmen der Unsicherheiten, dieselbe Farbe wie Quelle 1. Bei ihnen handelt es sich vermutlich nur um reflektiertes Licht

dieses Sterns. Sieht man die innerhalb der Extinktionskarte (Abb. 8.6) bestimmten Entrötungsvektoren als typisch für den Wolkenrand an, so lassen sich mit ihrer Hilfe andererseits die Quellen 0 und 6 deutlich in die Nähe der in Abb. 8.8B mit eingezeichneten NAHR rücken. Auf die gleiche Weise lassen sich noch die Quellen 3, 5 und 21 als Kandidaten für stellare Quellen ausmachen. Diese fünf Quellen decken dann den Bereich der B-Sterne der NAHR ab.

Die relativ blauen Objekte 18 und 19 landen beim Entröten mit dem für 19 bestimmten Vektor weit links der Hauptreihe. Bei ihnen handelt es sich vermutlich um Vordergrundsterne. Die Objekte 15, 16 und 20 liegen ebenfalls in dem Bereich, wo eine Entrötung aufgrund der Brγ-Messung möglich ist, sie landen dabei jedoch nicht in der Nähe der NAHR. Vermutlich handelt es sich bei ihnen um Streulicht, speziell 16 und 20 stammen mit hoher Wahrscheinlichkeit aus dem Inneren der Radioschale und bestehen teilweise aus (möglicherweise mehrfach) gestreutem Licht des Zentralsterns.

Ein weiteres interessantes Objekt ist in Abb. 8.4 erkennbar: Der Stern mit dem $H_2(1-0)$S1-Emissionsgebiet „B“ in unmittelbarer Nachbarschaft. Da die $H_2(1-0)$S1-Linie nach Stoßanregung der H_2-Moleküle auftritt, spricht dies für einen Hochgeschwindigkeitsausfluß von dem Objekt, was wiederum auf einen jungen Stern hindeutet. Allerdings kann die $H_2(1-0)$S1-Linie auch in Fluoreszenz nach Anregung durch UV-Photonen auftreten, für ein genaues Modell sind Untersuchungen in weiteren H_2-Linien erforderlich.

Insgesamt zeigt sich das Bild, das in unmittelbarer Nachbarschaft (bis zu 0.4 pc) von G5.89 eine dichte Population von Sternen vorliegt, von denen fünf Objekte Kandidaten für junge Sterne sind.

8.3 Der Schalenaufbau von G5.89

Die Schalenstruktur im Radiobereich sowie die konstant bogenförmige Erscheinung im mittleren Infrarot deuten auf einen kugelsymmetrischen Aufbau von G5.89 hin. CHURCHWELL & Mitarb. (1990) waren mit einem auf dieser Geometrie beruhenden Modell bereits in der Lage, die SEV weitgehend zu erklären. Sie nahmen eine sphärische Staubhülle an, die einen ebenfalls sphärischen, staubfreien Raum um den Zentralstern einschließt. Mit der nun vorliegenden Information über die räumliche Verteilung der Emission im nahen und mittleren Infrarot wurde ein neues Strahlungstransportmodell (STM) durchgerechnet, welches die Parameter der Geometrie von G5.89 weiter einschränkt.

8.3.1 Das Strahlungstransportmodell

Am Astrophysikalischen Institut der Universität Jena wurde ein Programm zur Simulation des Strahlungstransports in Staubhüllen um junge Sterne entwickelt. Es basiert auf einer Methode, die von MEN'SHCHIKOV & HENNING (1997) angegeben und beschrieben wurde. Das hier benutzte Programm wurde von MANSKE & Mitarb. (1998) entwickelt. Es wurde nur eindimensionaler Strahlungstransport gerechnet, da durch die Annahme kugelsymmetrischer Staubverteilung keine weiteren Dimensionen erforderlich sind. Die Eingabeparameter des besten Modells sind in Tabelle 8.2 zusammengefaßt. Es wurde eine staubfreie Sphäre um den Zentralstern vom Spektraltyp O6 mit einem Radius von 5050 AE angesetzt, die von einer Staubsphäre mit

Tabelle 8.2: Parameter des Strahlungstransportmodells

Zentralstern:	
Leuchtkraft:	$L = 2.5 \times 10^5 \mathrm{L}_\odot$
Temperatur:	$T = 42000$ K
Entfernung:	$D = 2600$ pc
Staubverteilung:	
Dichteverteilung:	$\rho(r) \sim r^{-0.6}$
Äußerer Radius:	$\mathrm{R_{out}} = 2 \times 10^5$ AU
Innerer Radius:	$\mathrm{R_{in}} = 5050$ AU
Staubeigenschaften:	
Größenverteilung:	$a = 0.005 - 0.250\,\mu$m
	$N(a) \sim a^{-3.5}$(MRN)
Silikat / Kohlenstoff Verhältnis:	Si:C = 2.09
Optische Daten:	DRAINE & LEE (1984)
Optische Tiefe:	$\tau_{550\mathrm{nm}} = 100$
Optische Tiefe:	$\tau_{2.2\mu\mathrm{m}} = 8.0$
Optische Tiefe:	$\tau_{11.7\mu\mathrm{m}} = 2.9$
Optische Tiefe:	$\tau_{21.0\mu\mathrm{m}} = 1.8$
Gesamtmasse d. Staubes:	38 $\mathrm{M}_\odot$

2×10^5 AE umgeben ist. Um die Ergebnisse mit denen von CHURCHWELL & Mitarb. (1990) vergleichen zu können, wurden identische Staubeigenschaften verwendet. Zum Vergleich mit den Beobachtungsdaten wurden simulierte Intensitätskarten bei 1.6, 2.2, 3.5, 10.6, 11.7, 12.8 und 21.0 μm berechnet. Die südliche Hälfte der Karten wurde willkürlich auf Null gesetzt, um den Effekt der Vordergrundextinktion zu berücksichtigen und die Karten sodann mit einer PSF von 1″ HwB gefaltet. Im Vergleich zu Modell 5 von CHURCHWELL & Mitarb. (1990)[3] ergeben sich für das am besten passende Modell eine deutlich geringere benötigte Gesamtmasse von 38 $\mathrm{M}_\odot$ (95 $\mathrm{M}_\odot$ bei CHURCHWELL & Mitarb., 1990), eine nach außen abfallende Staubdichte proportional zu $r^{-0.6}$ (konstant) sowie ein kleinerer staubfreier Innenraum von 5050 AE (6200 AE).

8.3.2 Vergleich mit den Beobachtungsdaten

Die Ergebnisse der Strahlungstransportrechnung sind in Abb. 8.9 zusammengefaßt und werden dort mit Beobachtungsdaten bzw. direkt daraus gewonnenen Größen verglichen. Im Teilbild A wird als Beispiel die simulierte Intensitätskarte bei 11.7 μm gezeigt. Zusätzlich eingezeichnet ist die Blende, in der die Photometrie auf den simulierten und den beobachteten Karten erfolgte, die in Teilbild B verglichen wird. Desweiteren sind die Profile eingezeichnet, entlang derer radiale Verteilungen aus den Karten extrahiert und verglichen werden. Auf den beobachteten Karten erfolgte die Extraktion entlang 19 derartiger Profile die im 5° Abstand einen Winkel von 90° um die Nordrichtung ausfüllen. Daraus wurde sodann ein mittleres Profil gebildet. Der Mittelpunkt wurde derart bestimmt, daß bei diesen Profilen möglichst geringe Verschiebungen

[3]Modell 5 war die beste Anpassung von CHURCHWELL & Mitarb. (1990), es wurde zum Quasi-Standard für den Vergleich mit Beobachtungen

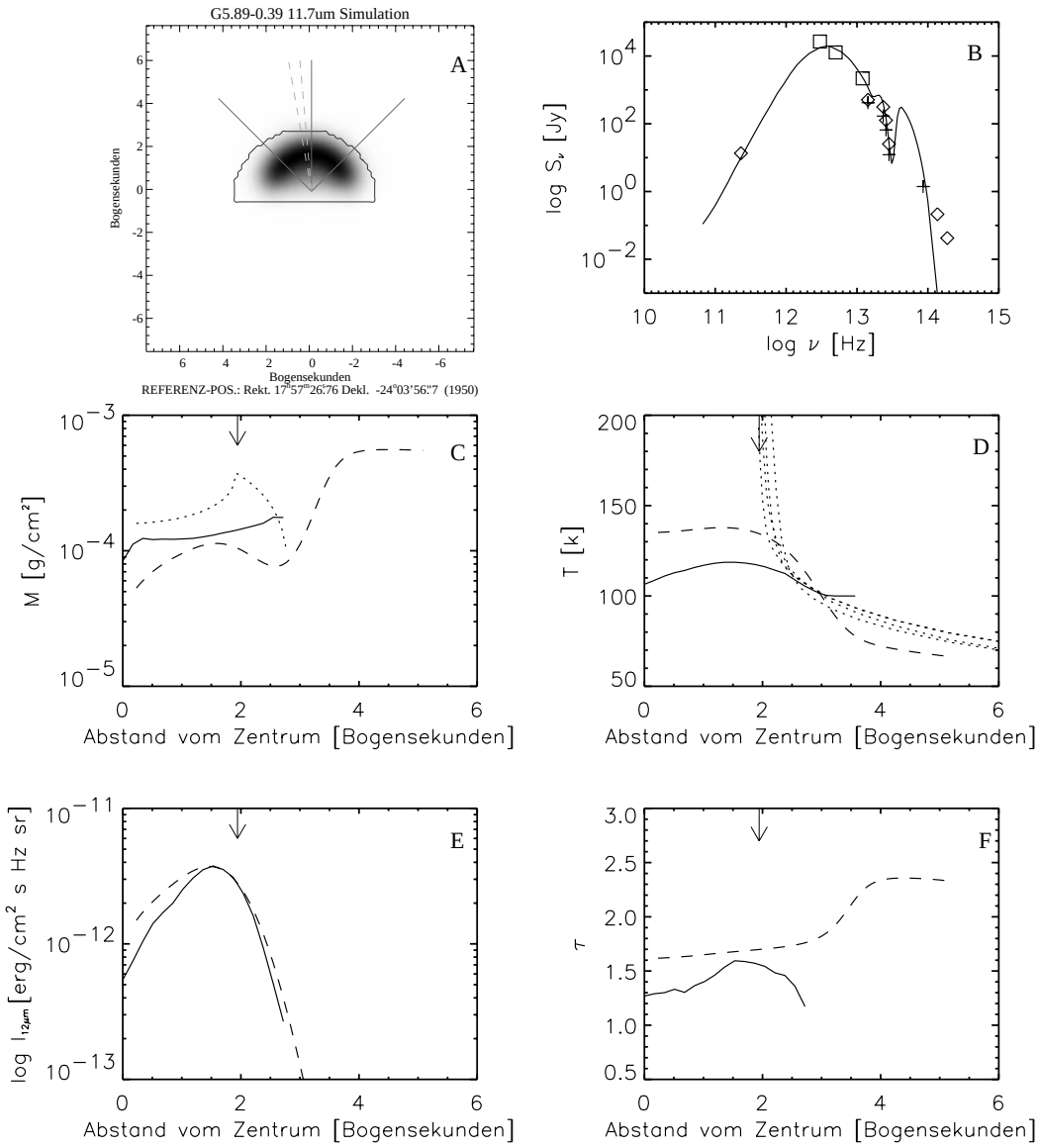


Abbildung 8.9: Vergleich zwischen der Strahlungstransportrechnung und aus der Beobachtung gewonnenen Größen. **A:** Simulierte Karte bei 11.7 μm. Die Linien zeigen die Schnitte an, entlang derer die Profil extrahiert wurden, die in den folgenden Teilbildern verglichen werden. Die Apertur, in denen Photometrie auf beobachteten und simulierten Karten durchgeführt wurde, ist ebenfalls gezeigt. **B:** SEV. Die durchgezogene Linie zeigt das Ergebnis des STM. Die Diamanten geben auf beobachteten Karten innerhalb der in Teil A gezeigten Apertur gemessenen Flußdichten an, die Kreuze die auf entsprechend in den simulierten Karten gemessenen. Die Quadrate markieren IRAS-Flußdichten der Quelle. **C:** Radiale Verteilung der Massensäulendichten. Die durchgezogene Linie markiert die aus den 11.7 μm und Q-Daten gewonnene Dichte, die gestrichelte die aus den entsprechenden simulierten Karten. Die gepunktete Linie gibt die Massendichte an, wie sie – innerhalb des Radius, wo MIR-Flußdichte meßbar ist – aus den Eingabedaten des Modells rekonstruiert wurde. **D:** Vergleich der radialen Temperaturverteilung. Wieder ist die durchgezogen Linie aus den Beobachtungsdaten gewonnen und die gestrichelte aus den simulierten Karten. Die gepunkteten Linien geben die Temperaturen der verschiedenen Staubteilchensorten beim jeweiligen Radius an. **E:** Radiale Intensitätsverteilung bei 11.7 μm. Wieder ist die durchgezogene Linie aus der beobachteten 11.7 μm-Karte extrahiert, die gestrichelte aus der simulierten. **F:**Radiale Verteilung des Maßes der optischen Tiefe wie in Abschn. 8.1.1 beschrieben. In allen Graphiken von C–F ist der innere Rand der Staubschale durch einen Pfeil markiert.

gegeneinander auftreten, er wird auch als Positionsreferenz in allen entsprechenden Abbildungen zu G5.89 verwendet. Da die simulierten Karten naturgemäß kreissymmetrisch sind, wurde von dort zum Vergleich jeweils nur ein Profil in Nordrichtung extrahiert.

Die einzelnen verglichenen Größen sind in der Unterschrift zu Abb. 8.9 erläutert. Hier sollen jetzt die wichtigsten Vergleiche kurz erläutert werden:

- Eines der Hauptziele der Modellierung war es zu zeigen, daß die einfache angenommene Geometrie die radiale Intensitätsverteilung im infraroten Bereich des Spektrums liefern kann. Dies ist deutlich in Abb. 8.9A und E sichtbar. Ort und Form der Intensitätsverteilung werden durch die Lage des Innenrandes der Staubschale, sowie durch den radialen Dichteabfall und den Gesamtbetrag der Staubmassendichte bestimmt.

- Die SEV (Abb. 8.9B) ist – trotz der abweichenden Parameter – praktisch identisch mit der im Modell 5 von CHURCHWELL & Mitarb. (1990). Die Anpassung ist vom mittleren Infrarot bis zum 1.3 mm-Datenpunkt hervorragend gelungen. Insbesondere wird dies an den Übereinstimmungen der Photometrie auf simulierten und beobachteten Karten im Bereich der Silikatbande um 10 μm deutlich. Im NIR weicht die Vorhersage stark nach unten von den Beobachtungen ab - dies wird in Kürze durch eine Abweichung von der Kugelsymmetrie erklärt.

- Die radialen Profile der Temperatur und Massensäulendichte (Abb. 8.9C und D) zeigen eine Übereinstimmung des systematischen Verlaufs sowie der Beträge im Rahmen eines Faktors 2 (bei der Masse). Hier sind einige Anmerkungen nötig: Die beiden Größen wurden mit Hilfe des in Abschn. 8.1.4 beschriebenen Verfahrens berechnet, für die gestrichelte Linie auf den simulierten Karten. In dem Verfahren steckt also selbst schon ein Staubmodell (κ_ν!) sowie die Voraussetzung optisch dünner Emission. Die recht gute Übereinstimmung mit den gepunktet dargestellten Eingabedaten rechtfertigen diese Vorgehensweise und zeigen, daß die moderaten optischen Tiefen, die das STM für die betroffenen Wellenlängen 11.7 und 21.0 μm liefert (Siehe Tab. 8.2), kaum einen störenden Effekt haben.

- Das radiale Profile der pseudo-optischen Tiefe des Silikatmerkmals zeigt zwischen Beobachtung und STM einen qualitativ deutlich voneinander abweichenden Verlauf. Unter Beachtung der Tatsache, daß die dargestellte Größe de facto ein Flußverhältnis ist, kann der Verlauf der STM-Kurve leicht verstanden werden: Nach außen hin wird immer mehr Licht der Silikatwellenlänge 9.7 μm absorbiert und die scheinbare optische Tiefe nimmt zu. Ganz anders der Verlauf bei den Beobachtungsdaten: Hier wird das Maximum der scheinbaren Tiefe in einem Abstand erreicht, der grob dem Innenrand der Staubschale entspricht. Um dies zu erklären, muß in Betracht gezogen werden, daß letztlich doch keine perfekte Kugelsymmetrie vorliegt. In den Radiokarten zeigt sich bereits eine Art Kanal in Nord-Südrichtung durch das Objekt. Durch diesen strömt vermutlich der Ausfluß der Quelle (siehe Abschnitt 8.4) und durch diesen entkommt auch Sternenlicht aus dem inneren der Schale. Demnach kann auf diese Art und Weise außenliegender Staub geheizt werden und so bei 10 μm aus Regionen strahlen, wo praktisch kein Vordergrundstaub mehr eine Absorptionsbande erzeugen kann. Daß tatsächlich Streulicht durch den Kanal entkommt zeigen auch die Emissionsmaxima im K'-Band links und rechts des nördlichen Kanalendes sowie anders nicht zu erklärenden NIR-Flußdichten, die weit über den Vorhersagen des STM liegen.

Der Vergleich zeigt also, daß das STM mit der extrem einfachen angenommenen Geometrie die Beobachtungen weitgehend erklären kann. Andererseits existieren aber Abweichungen, die zeigen daß zumindest ein Bruch dieser Symmetrie durch eine kanalartige Öffnung erforderlich ist, wie sie in den Radiokarten sichtbar ist und wie sie sich auch in den hochauflösenden NIR-Bildern bereits andeutet.

8.3.3 Eine Strömgren-Sphäre?

Offensichtlich ist die ionisierte Region (Durchmesser 4″ oder 0.05 pc) identisch mit der staubfreien inneren Schale (Durchmesser 10000 AE oder 0.05 pc). Außerdem gaben WC89 diesen Durchmesser als typisch für den Initialradius einer Strömgren-Sphäre an.

Allerdings erscheint die Radiomorphologie von G5.89 nicht unbedingt sphärisch sondern, auch beim Absehen von dem Nord-Süd-Kanal, schalenförmig. Es wurde bereits gezeigt, daß die (Halb-)Ringstruktur im Infraroten zurückzuführen ist auf eine Kombination aus Dichte- und Temperaturverteilung sowie auf Sichtlinieneffekte. Eine identische Struktur im Radiobereich kann also nicht durch eine homogene, mit ionisiertem Gas gefüllte Kugel erklärt werden, wie sie die Strömgren-Sphäre darstellt.

Das letztlich keine klassische Strömgren-Sphäre vorliegt, zeigt sich auch anhand der mittlerweile bestimmten Expansionsrate von G5.89: Schätzt man den Druckunterschied zwischen dem heißen, ionisierten Gas in der staubfreien Höhle ($n \sim 2 \times 10^5$ cm^{-3} aus der Elektronendichte, $T \sim 10^4$ K) und dem warmen Staub am Innenrand der Staubschale ($n \sim 2 \times 10^5$ cm^{-3}, $T \sim 300$ K, beides aus dem STM), so ergibt sich ein Verhältnis von 300:1. Demnach sollte das Gebiet praktisch frei nach Gleichung 2.4 expandieren. Aus dieser Gleichung ergibt sich eine erwartete Expansionsgeschwindigkeit von 0.8 mas yr^{-1}. ACORD & Mitarb. (1998) haben diese Rate zu 4±1 mas yr^{-1} bestimmt[4]. Damit expandiert G5.89 deutlich schneller als dies für eine Strömgren-Sphäre zu erwarten wäre. Die Expansion kann demnach nicht alleine durch die Druckdifferenz zwischen dem ionisierten und dem neutralen Gas angetrieben werden, weitere Mechanismen müssen zur Erklärung herangezogen werden. Der Sternenwind könnte hierbei eine entscheidende Rolle spielen: PULS & Mitarb. (1996) geben für einen O6-Stern von 42 000 K als typische Massenverlustrate 3.0×10^{-6} M$_\odot$ yr^{-1} an , die Endgeschwindigkeit v_∞ mit 2500 km s^{-1}. Damit fließt *pro Jahr* eine kinetische Energie von 10^{37}Ws in die Schale, eine Menge in der gleichen Größenordnung wie die gesamte thermische Energie des ionisierten Gases. Der Sternenwind sollte also eine erhebliche beschleunigende Rolle bei der Expansion des Gebietes spielen. Solche Sternenwinde können nach Modellen von DYSON & Mitarb. (1995) auch zur Entstehung der Schalenstruktur beitragen, wo das Emissionmaß dann in den äußeren Regionen höher liegt als im Zentrum. Dieser Effekt wird noch verstärkt, wenn durch die UV-Strahlung Gas aus der umgebenden Staubschale verdampft, ähnlich wie dies HOLLENBACH & Mitarb. (1994) für scheibenförmige Gebilde beschrieben haben.

Im Gegensatz zu G45 gibt es hier keinerlei Probleme mit dem Energiehaushalt. Schon WC89 haben den O6-Zentralstern als zur Erklärung des beobachteten Emissionsmaßes notwendig bestimmt, und seine Strahlung muß keinerlei Staub durchqueren um das beobachtete Volumen zu ionisieren. Setzt man die vom STM gelieferte Staubdichte am Innenrand der Staubschale von $\rho_{staub} = 5 \times 10^{-21}$ g cm^{-3} an und schätzt die optische Tiefe im UV nach

[4] mas yr^{-1} = Millibogensekunden pro Jahr

$\tau_{UV} = 44.8 \times \kappa_K \rho_{staub} L$[5], so ergibt sich eine Absorption von 99% aller UV-Photonen nach einer Strecke $L = 590$ AE oder 0.″22 innerhalb der Staubschale. Das ergibt bei einem Innendurchmesser der Staubschale von 5050 AE und einer Keulenhalbwertsbreite der VLA-Beobachtung von 0.″4, einen vorhergesagten Durchmesser der 2 cm-Emission von 4.″3, was gut mit den Beobachtungen von WC89 übereinstimmt.

Demnach zeigt das Beispiel G5.89, daß sphärische UKHG tatsächlich existieren, das aber das einfache Strömgren-Modell zur Erklärung nicht hinreicht. Weiterhin zeigt das Beispiel, daß die Ionisation von Gebieten, in denen hohe Staubdichten vorliegen, offenbar nicht möglich ist.

8.4 Ausfluß und – Scheibe?

G5.89 besitzt einen der massereichsten Ausflüsse innerhalb der Galaxis. Er wurde vielfach von verschiedenen Gruppen beobachtet, so von HARVEY & FORVEILLE (1988) in ^{12}CO(1-0), von ZIJLSTRA & Mitarb. (1990) anhand des Geschwindigkeitsfeldes der darin enthaltenen OH-Maser, von CESARONI & Mitarb. (1991) in $C^{34}S$ und zuletzt mit hoher Auflösung unter Verwendung des VLA in SiO durch ACORD & Mitarb. (1997). Alle diese Beobachtungen ergaben unterschiedliche Orientierungen der Ausströmung. Generell zeichnet sich jedoch das Bild einer von G5.89 nach Norden und Süden ausgehenden Strömung ab, mit einer mehr oder weniger leichten Abweichung. Fast alle Autoren (außer ZIJLSTRA & Mitarb., 1990) geben den nördlichen Flügel als den von uns weg gerichteten, also rotverschobenen an.

In Abb. 8.4 zeigen sich nördlich und südlich von G5.89 zwei Emissionsgebiete in der $H_2(1-0)$S1-Linie. Das südliche mit der Markierung „A“ liegt exakt an der Zentrumsposition des blauverschobenen SiO-Flügels von ACORD & Mitarb. (1997). Das Gegenstück, „C“ liegt 5″ nördlich des rotverschobenen Flügels der SiO-Beobachtungen. Außerdem ist das Gebiet „C“ ausgedehnter und schwächer als „A“. Falls die H_2-Moleküle tatsächlich stoßangeregt sind, bestätigt dies die bisher gemachten (und auch von ACORD & Mitarb. (1997) vorgeschlagenen) Annahmen, daß die Dichte der umgebenden Materie südlich von G5.89 deutlich größer ist als nördlich. Dies erklärt auch, warum „A“ 4″ dichter an G5.89 liegt als „C“.

Das Vorhandensein einer Ausströmung wirft natürlich die Frage nach einem geeigneten Antriebs- und Kollimationsmechanismus auf. YORKE & WELZ (1996) haben dafür die Photoverdampfung einer zirkumstellaren Scheibe im Zusammenwirken mit einem starken Sternenwind vorgeschlagen. Daß die bei 2 cm gebrochen erscheinende Symmetrie auf die Existenz einer Torus- oder Scheibenstruktur hindeuten könnte, wurde zuerst von ZIJLSTRA & Mitarb. (1990) angemerkt. Diese Struktur könnte sich im Inneren in einer kleineren, zirkumstellaren Scheibe fortsetzen, wie sie in den Modellen von YORKE & WELZ (1996) benötigt wird. Während sich eine solche Scheibe mit einem Radius von 1000 AE selbst bei einer Gesamtmasse von 6 $M_\odot$ nach groben Simulationsrechnungen spektral praktisch nicht bemerkbar macht[6], sollte sie doch im cm-Bereich sichtbar sein: Vergleicht man die Scheibenkandidatin von G339.88-1.26 (STECKLUM, 1998) mit ihrer 3.5 cm-Flußdichte von 14 mJy (ELLINGSEN & Mitarb., 1996), so sollte unter Berücksichtigung der geringeren Entfernung und des leuchtkräftigeren Zentralsterns von G5.89[7] eine ähnliche Scheibe dort etwa 190 my emittieren. Bei optisch dünner Emis-

[5]Der Faktor 44.8 konvertiert die optische Tiefe in K zu der bei 0.09 μm nach MATHIS (1990)

[6]Lediglich zwischen 10 und 60 μm werden 10% der durch die Staubhülle verursachten Flußdichte erreicht.

[7]G339.88-1.26 liegt in einer Entfernung von 3.0 kpc und hat einen Zentralstern vom Spektraltyp B0.5 (ELLINGSEN & Mitarb., 1996)

sion vom ionisierten Scheibeninnenrand müßte sie also in der 2 cm-Karte von WC89 erkennbar sein. Aus der Ausflußrichtung ist klar, daß die Scheibe in Ost-Westrichtung liegen müßte. Nach den Simulationsrechnungen von KESSEL & Mitarb. (1998) sollte sie dann in der Radiokarte als längliche Struktur in Nord-Südrichtung auftauchen. Nichts dergleichen ist der Fall. Außerdem würde eine Scheibe in dieser Richtung alle in der Ost-Westebene emittierten UV-Photonen absorbieren, das beobachtete hohe Emissionsmaß gerade in dieser Richtung könnte dann erst im fortgeschrittenen Verdampfungsprozeß der Scheibe auftreten, wobei dieser wieder von einem starken Sternenwind unterstützt sein müßte (HOLLENBACH & Mitarb., 1994). Dieses zuletzt angesprochen Szenario fügt sich sehr gut in alle bisher gemachten Annahmen ein. Demnach *war* innerhalb von G5.89 eine Scheibe vorhanden, die sowohl den Ausfluß antrieb und kollimierte, als auch durch ihre Verdampfung mit zu der schalenförmigen Struktur des ionisierten Gases beitrug. Die Ausströmung kann heute noch weiter existieren, wenn das unter hohem Druck stehende ionisierte Gas durch die geschaffenen Kanalöffnungen aus der Schale austritt. Allerdings kommt hier nur eine geringe Menge an austretendem Gas in Frage: Einerseits würde der Gesamtvorrat an ionisiertem Gas (ca. 0.2 $M_\odot$) nicht ausreichen, die beobachtete Massenausströmrate zu erklären (0.02 $M_\odot$ yr^{-1}, z.B. ACORD & Mitarb., 1997), andereseits ist entlang der Ausflußachse keine Ionisation beobachtbar. Eine geringe Menge ausströmenden Gases könnte aber Umgebungsmaterial in die Strömung reißen („Entrainment“). Damit könnte sich die Massenrate und auch die schlechte Kollimation des Ausflusses erklären.

Es ist wenig bekannt über Scheiben um massereiche junge Sterne, ganz zu schweigen von ihren Lebensdauern. Sofern sich die hier angestellten Betrachtungen über eine mittlerweile zerstörte Scheibe in G5.89 bestätigen, bedeutet das dynamische Alter des Ausflusses von G5.89 (600 Jahre nach ACORD & Mitarb., 1998) und das der Ionisationsschale (3000 Jahre nach ACORD & Mitarb. (1997)), daß diese Lebensdauer entweder *sehr* kurz ist, oder daß das dynamische Alter an sich keine geeignete Altersbestimmung liefert.

8.5 Zusammenfassung

In Abb. 8.10 ist noch einmal die Modellvorstellung von G5.89 zusammengefaßt: Ein von einer staub- und weitgehend gasfreien Sphäre umgebener O6-Stern, darum die Schale ionisierten Gases und schließlich der Umgebungsstaub. Nach Norden und Süden bricht ein Ausfluß hervor; der südliche Flügel ist auf den Beobachter zu gerichtet. Das gesamte Objekt sitzt am Rande einer kalten, dichten Molekülwolke die es für den Beobachter halb verdeckt. Die Ränder der Wolke werden von benachbarten Sternen zum Leuchten angeregt.

Desweiteren wurden in den vorangegangenen Abschnitten folgende Schlüsse über den Entstehungsprozeß von G5.89 gezogen:

- UKHG existieren als sphärische, ionisierte Gebiete um einzelne Sterne
- Allerdings ist auch G5.89 Mitglied eines Sternenhaufens ähnlich G45.
- Das ionisierte Gebiet ist keine Strömgren-Sphäre, sondern ein schalenförmiges Gebiet, welches vermutlich unter Einwirkung eines starken Sternenwindes und einer verdampfenden zirkumstellaren Scheibe zustande kam.

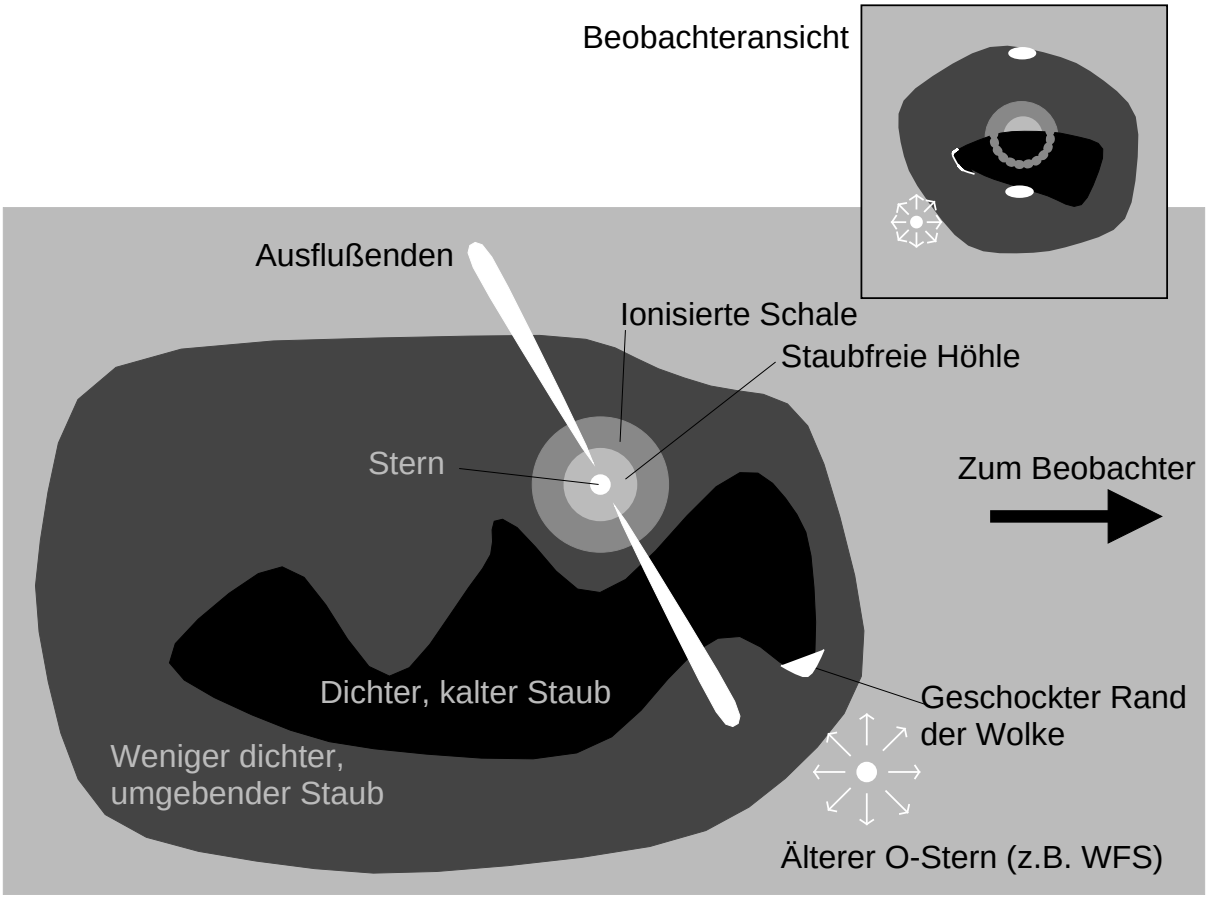


Abbildung 8.10: Skizze von G5.89. Das große Teilbild zeigt eine Seitenansicht, der Beobachter liegt hier rechts. Der kleine Bildeinsatz rechts oben zeigt die Ansicht, wie sie sich dem Beobachter darstellt. Dort sind nur die Ausflußenden sichtbar, wie dies durch Schockangeregte $H_2(1-0)$S1-Emission zu erwarten ist. Der gestrichelte südliche Teil der ionisierten Schale ist dort nur im Radiobereich sichtbar.

- Dieser Wind kann auch den Antrieb der gefundenen Ausströmung und die hohe Expansionsgeschwindigkeit der Sphäre erklären helfen.
- Von einer Scheibe im Inneren von G5.89 existiert zuweilen keine Spur.
- Der Staub umlagert die ionisierte Sphäre, ihr Inneres ist staubfrei. Umgekehrt tritt, wie erwartet, Ionisation innerhalb des Staubgebietes nur unmittelbar an der Grenzschicht zur staubfreien Schale auf.
- Die Kugelsymmetrie wird durch kanalartige Öffnungen nach Norden und Süden gebrochen.
- Durch diese Öffnungen entströmt ein Ausfluß, der beim Auftreffen auf umgebendes Material $H_2(1-0)$S1-Emission erzeugt.
- G5.89 entstand in einer großen Wolke dichten, kalten Staubes. Diese Wolke wird jetzt von G5.89 ebenso wie von anderen in der Nähe befindlichen Sternen weiter zerstört.
- Die Wolke liegt (zum Teil) zwischen der Erde und G5.89 und verdeckt die südliche Hälfte des Objektes.

Kapitel 9

Einordnung und Ausblick

In dieser Arbeit wurden die Ergebnisse einer Kampagne vorgestellt, die erstmals AO-Systeme zur Beobachtung ultrakompakter HII-Gebiete einsetzte. Dabei stellte sich heraus, daß die Nutzung derartiger Systeme unabdingbar ist, wenn drastische Fehlinterpretationen vermieden werden sollen (siehe Abb. 9.1).

Erstmals konnte der stellare Inhalt eines UKHG eindeutig identifiziert werden. Demnach ist klar, daß bereits in der frühen Phase der UKHG ganze Sternhaufen zur Ionisation beitragen können. Die Anordnung einiger Einzelsterne entlang der Ionisationsfront legt dabei nahe, daß die Entstehung dieser Sterne beim Auftreffen der Front auf Inhomogenitäten der umgebenden molekularen Materie ausgelöst worden ist. Demnach sind auch innerhalb des nur 0.3×0.1 pc großen Gebietes G45 bereits nicht-gleichzeitig Sterne entstanden. Zumindest ein Kandidat für ein extrem junges Objekt liegt mit der Quelle *MIR2* vor. Weiterhin findet sich kein Anzeichen dafür, daß die kometarische Form durch Relativbewegung entstanden sein könnte. Vielmehr scheint die Form durch die vorher existierende Molekülwolke vorgegeben gewesen zu sein, deren Rand jetzt durch den dort entstandenen jungen Sternhaufen ionisiert wird. Der Sternhaufen G45 scheint keinerlei Sterne mit Spektraltypen später als B0 NAHR zu enthalten - obwohl die Reichweite der gezeigten Beobachtungen ausreichen würde, solche Sterne zu entdecken. Allerdings können masseärmere Sterne eventuell in einem Entwicklungsstadium vorliegen, wo sie noch nicht im nahen Infrarot sichtbar werden. Die grundlegende Ähnlichkeit mit dem Trapeziumhaufen im Orion ist ein Argument für die These, daß die Entstehung massereicher Sterne grundsätzlich in derartigen Haufen stattfindet.

9.1 Drei Regionen - Grundverschieden oder gleich?

Ausgewählt wurden die drei präsentierten Objekte nicht zuletzt aufgrund ihrer unterschiedlichen Klassifizierungen durch WC89. Dennoch zeigt sich, daß das am weitesten entfernte Objekt G45 ein junger Sternhaufen ist, wohingegen sich die beiden anderen als Mitglieder solcher Haufen herausgestellt haben. Es wurde dargelegt, daß das zu G5.89 gehörige Gebiet eine G45 vergleichbare Ausdehnung hat. G5.89 selbst wäre als eine Einzelquelle in G45 denkbar. Ebenso wurde abgeschätzt, daß ein G5.97-artiges Objekt in G45 als eine Radiospitze auftauchen würde, wie sie dort mehrfach beobachtet werden. Obwohl mit nur drei bislang untersuchten Objekten noch keine allgemeingültige Aussage getroffen werden kann, deutet sich an, daß UKHG in

der Regel selbst von mehreren Sternen gebildet werden, oder aber zumindest durch einzelne Mitglieder junger Sternhaufen.

Sollen den Gebieten die in Kapitel 2 vorgestellten Modelle zugeordnet werden, so ist der Fall von G5.97 am einfachsten: Das Gebiet wurde eindeutig als eine extern verdampfte Scheibe identifiziert. G5.89 entspricht den Blasenbildungsmodellen. Eine Druckstabilisierung tritt offensichtlich nicht auf, die Blase expandiert sogar noch schneller als frei. Daher stellt auch die Nichtberücksichtigung des Lebensdauerproblems durch die Blasenmodelle kein Problem bei der Zuordnung dar. Am schwierigsten ist die Einordnung von G45. Wie bereits erwähnt, können die beiden anderen Quellen durchaus mit Einzelobjekten innerhalb von G45 verglichen werden, daher treffen hier vermutlich verschiedene Modelle zu. Die Perlenkette entlang der Ionisationsfront und der daraus resultierende Verdacht auf induzierte Sternentstehung laßt vermuten, daß die Front hier auf dichte Materie traf, ihre Expansion also durch Druck gebremst wurde. Wie in den entsprechenden Modellen vorhergesagt, könnten die Inhomogenitäten, die zur sequentiellen Sternentstehung führten, dabei durch das Ausbreiten der Front selbst entstanden sein. Ein Hinweis auf Bewegung gegenüber der Umgebung besteht aus den hier vorgestellten Daten nicht, eine solche ist auch zur Erklärung nicht notwendig. Das Bugwellenmodell findet also praktisch als einziges keine Anwendung auf eines der vorgestellten Objekte. Inwieweit innerhalb von G45 möglicherweise auch champagnerflußartige Expansion eine Rolle spielt, bleibt durch Geschwindigkeitsuntersuchungen zu klären, bzw. im Falle von G5.89 „abzuwarten“ (s.u.).

9.2 Lebensdauer - kein Problem!

Das Lebensdauerproblem resultiert aus einem Zahlenvergleich zwischen der Beobachteten Anzahl der UKHG und jener der O-Sterne insgesamt. Das Anzahlverhältnis sollte identisch mit dem Verhältnis der Lebensdauern der beiden Objekttypen. Dieser Vergleich wird hier zunächst durch G5.97 in Frage gestellt: Dieses Objekt ist streng genommen gar kein UKHG. Zusätzlich liegt die erwartete Lebensdauer der extern verdampften Scheiben auch noch in der aus dem Anzahlvergleich für UKHG erwarteten Größenordnung. Andererseits weist G5.97 alle Charakteristika eines UKHG auf - weitere derartige Identifikationen könnten also zur „Entlastung“ der Statistik beitragen und so das Lebensdauerproblem verkleinern. Bei G5.89 liegt der Fall umgekehrt: Das Objekt expandiert so schnell, daß es bei Beibehaltung der gegenwärtigen Geschwindigkeit bereits in etwa 2000 Jahren kein UKHG mehr sein wird. Das liegt zwar immer noch deutlich über der Lebenserwartung von Astronomen, trotzdem bleibt die Beobachtung dieses Objektes unmittelbar spannend: Die expandierende Schale sollte vorher auf die dichte Wolke kalten Staubes treffen – sofern diese nicht wesentlich näher an der Erde liegt als G5.89. Die Wechselwirkung mit dem Wolkenmaterial wird dann vermutlich die Expansion bremsen und möglicherweise wird ein ähnliches Phänomen auftreten wie in G45: Die Bildung von Inhomogenitäten am Wolkenrand und/oder deren Kollaps mit nachfolgender sekundärer Sternentstehung. Auf jeden Fall aber sollte aus der Wolke verdampfendes Gas dann neue Maxima der Frei-frei-Emission erzeugen. Zusammen mit der Umgebung ist das Gebiet bereits jetzt mit G45 vergleichbar. G45 selbst hat vermutlich schon eine weitgehende Expansion hinter sich, wie die ausgedehnte Brγ-Emission und auch die Radiokarte von WILNER & Mitarb. (1996) zeigen. Hier ist vermutlich das für G5.89 angedachte Szenario bereits eingetreten und die Ionisation von zufällig verteiltem Umgebungsmaterial hat ein neues Kerngebiet geschaffen, daß jetzt noch als UKHG identifiziert wird. Somit tritt auch hier kein Lebensdauerproblem auf, weil die Sum-

me der beteiligten Sterne und die Wechselwirkung mit der Materieverteilung in der Umgebung immer wieder neue UKHG entstehen läßt.

9.3 Die Rolle des Staubes in UKHG

Bei den zwei „IR-ausgedehnten“ Objekten G45 und G5.89 zeigt sich hinsichtlich der Staubverteilung ein unterschiedliches Bild: Während in G5.89 die ionisierte Schale klar von der mit warmem Staub gefüllten abgegrenzt ist, scheint in G45 ionisiertes Gas und warmer Staub vermischt zu sein. Allerdings wurde abgeschätzt, daß die UV-Strahlung der beobachteten 15 Sterne (wovon allerdings nur 8 über die Zweifarbenphotometrie als massereiche Sterne identifiziert sind) nicht ausreicht, um die bestimmte Staubmasse zu durchdringen. Daher liegt vermutlich auch bei G45 eine Entmischung von ionisiertem Gas und warmem Staubes vor, nur ist die Auflösung im MIR noch nicht hoch genug um dies in der Entfernung von 6.6 kpc zu überprüfen. Der Staub begrenzt also durch seine Absorption die Ausdehnung der UKHG und stellt gleichzeitig ein Reservoir bereit, aus dem neues Gas „herausgedampft“ und dann ionisiert werden kann. Bei G45 könnte auch die scheinbare Mischung von ionisiertem Gas und warmem Staub durch einen Projektionseffekt zustande kommen - die Komponenten wären dann nicht vermischt, sondern lägen vom Beobachter aus gesehen hintereinander.

9.4 Die Ausströmung von G5.89

Laut CHURCHWELL (1998) konnte bislang kein treibender Stern einer Ausströmung aus UKHG identifiziert werden. Dies ist auch jetzt nicht gelungen, da der Zentralstern von G5.89 nicht abgebildet werden konnte. Allerdings macht die Lage der als Ausflußenden interpretierten H_2-Emissionsgebiete auf einer Achse mit G5.89 einen anderen Ursprungsort unwahrscheinlich. Außerdem zeigen die hochauflösenden NIR-Aufnahmen, ähnlich wie die 2 cm-Radiokarte, daß nach Norden hin ein Bruch in der schalenförmigen Geometrie vorliegt (die Radiokarte zeigt einen zweiten Bruch im Süden). Somit scheint ein Ausbrechen der Strömung aus der Schale an dieser Stelle plausibel. Die Nicht-Detektion einer Scheibe innerhalb von G5.89 im cm-Bereich läßt eine solche als Antriebs- und Kollimationsmechanismus für die Ausströmung ausscheiden. Somit beobachtet man entweder nur die Überbleibsel einer früheren Ausströmung, oder aber ihre „Nachfahren“: Möglicherweise strömt, vom Sternenwind zusätzlich angetrieben, heißes Gas aus dem Inneren der Sphäre durch die Öffnungen nach außen und reißt dabei Umgebungsmaterie mit in die Strömung. Dies würde auch die schlechte Kollimation und die daraus resultierenden unterschiedlichen beobachteten Orientierungen der Strömung erklären.

9.5 Ausblick

Zur endgültigen Klärung der Entstehungsphasen und -Mechanismen massereicher Sterne ist es noch ein weiter Weg. Zunächst muß die Anzahl der beobachteten Quellen erhöht werden. Dabei muß unbedingt mit so hoher Auflösung wie möglich gearbeitet werden: Abb. 9.1 zeigt die drei

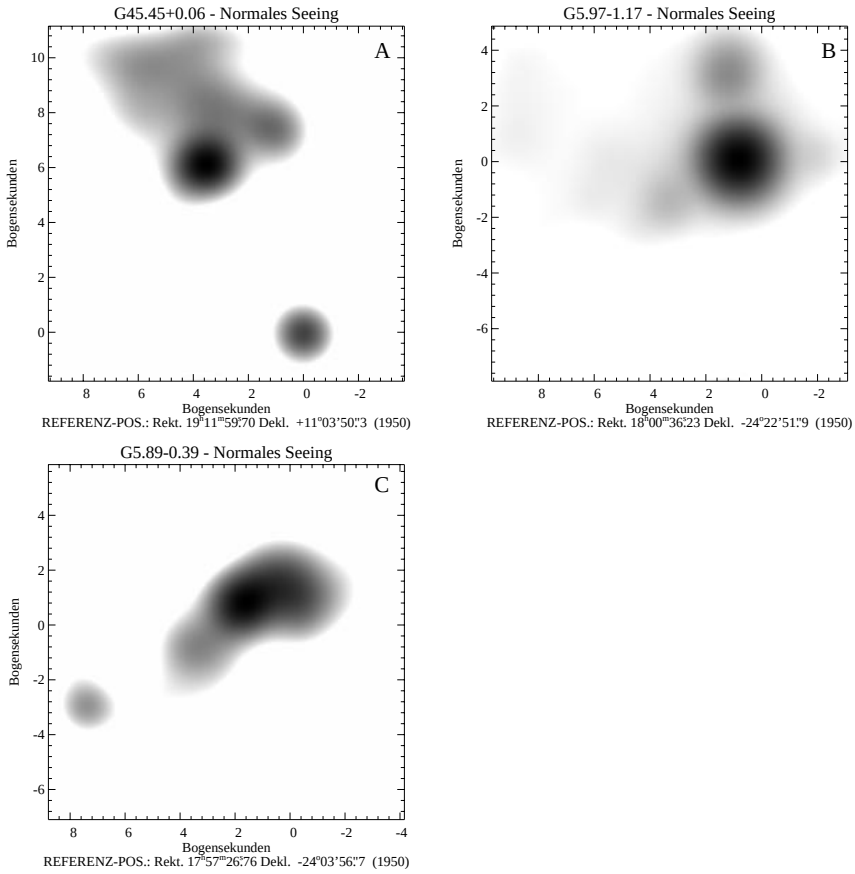


Abbildung 9.1: K'- Bilder von G45 (A), G5.97 (B) und G5.89 (C). Diese Bilder haben eine Auflösung von $1''$. Diese nominelle Auflösung wurde zum Zeitpunkt der Beobachtungen nach DIMM-Angaben an den anderen Teleskopen auf La Silla erreicht.

Objekte, wie sie bei der Beobachtung unter normalen atmosphärischen Bedingungen beobachtet worden wären[1]. Es hätten demnach die ionisierenden Quellen von G45 nicht identifiziert werden können (man vergleiche dieses Bild von G45 insbesondere mit der Erscheinungsform von G29.96-0.02 - dort wollen WATSON & Mitarb. (1997) das Pendant der hellen Quelle hinter dem Bogen als ionisierenden Zentralstern identifiziert haben!). G5.97 ist zwar auch in den echten AO-Daten nicht aufgelöst, jedoch sollte unter etwas besseren Bedingungen ein AO-System in der Lage sein, die Bugbogenstruktur und eventuell auch den ionisierten Schweif zu zeigen. In G5.89 zeigt sich bei einer Auflösung von $1''$ kaum eine Abweichung von der Gestalt im MIR. Nur die Verschiebung des Emissionsmaximums würde so auf die nördliche Öffnung in der Schale hindeuten. Es stellt sich die Frage, wie die MIR-Daten bei einer den AO-Bildern vergleichbaren Auflösung aussähen.

Zur unmittelbaren Weiterführung der Arbeit stellt sich also nicht nur die Aufgabe, die Anzahl der beobachteten Objekte zu erhöhen, sondern auch den Wellenlängenbereich zu vergrößern, der mit hochauflösenden Techniken abgedeckt wird. Dies ist bei den Schmalbandbeobachtungen in Brγ und $H_2(1-0)$S1 unmittelbar umsetzbar. Da nunmehr das VLT[2] der ESO in Betrieb ist, kann in naher Zukunft auch bei 10 μm mit einer Auflösung von $0\farcs3$ gerechnet werden. Räumlich auflösende Spektroskopie z.B. mit Fabry-Perot Interferometern wird Aufschluß über die Kinematik der Objekte geben und klären, inwieweit Modelle anwendbar sind, die eine Bewegung der UKHG gegenüber den umgebenden Medien voraussetzen. LUMSDEN & HOARE (1996) haben dies für G29.96-0.02 demonstriert. Ebenso werden Polarisationsbeobachtungen weitere Informationen zur Staubverteilung liefern und klären, ob die Staubverteilung in G45 klumpig ist, oder ob der warme Staub ein Gebiet heißen, ionisierten Gases umgibt. Zur Analyse von so gewonnenen Daten stehen jetzt 3D-Strahlungstransportprogramme zur Verfügung, die beliebige Anordnungen verschiedener Strahlungsquellen und Staubverteilungen zulassen (WOLF & Mitarb. (1998)).

Vollkommen unzureichend ist die Auflösung im mm-Bereich. Das Beispiel G5.89 zeigt, daß hochauflösende Informationen bei diesen Wellenlängen unmittelbar notwendig sind, um die Verteilung des kalten Staubes in der unmittelbaren Umgebung der UKHG zu erkennen. Auch bei G45 sind diese Informationen dringend notwendig, um die Druck- und Dichteverhältnisse entlang der Ionisationsfront zu bestimmen. Für nördliche Quellen stehen hierfür geeignete Interferometer zur Verfügung, für südliche Quellen muß auf das zukünftige LSA[3] gewartet werden. Allerdings befindet sich dieses Instrument noch in der Planungsphase. Da nunmehr aber auch auf der Nordhalbkugel auf dem Calar Alto ein deutschen Astronomen problemlos zugängliches AO-System zur Verfügung steht, kann mit der Komplettbeobachtung eines neuen Ensembles von UKHG in allen Wellenlängenbereichen in Kürze begonnen werden.

[1] Auf La Silla überwachte der DIMM (Differential Image Motion Monitor) ständig das Seeing, es lag in jener Nacht bei $1''$.

[2] Very Large Telscope, Hauptspiegeldurchmesser 8m

[3] Large Southern Array

Literaturverzeichnis

Aannestad, P. A.: 1989, *Effects of silicate-graphite dust in H II regions*, **ApJ 338**, 162

Acord, J., Churchwell, E. & Wood, D.: 1998, *The expansion rate and distance to G5.89-0.39*, **ApJ 495**, L107

Acord, J. M., Walmsley, C. M. & Churchwell, E.: 1997, *The extraordinary outflow toward G5.89-0.39*, **ApJ 475**, 693

Akeson, R. L. & Carlstrom, J. E.: 1996, *Lifetimes of ultracompact HII regions: high-resolution methyl cyanide observations*, **ApJ 470**, 528

Allen, D.: 1986, *An infrared image of the Hourglass region of M8*, **MNRAS 219**, 35

Babcock, H.: 1953, *Possibility of compensating astronomical seeing*, **PASP 65**, 229

Ball, R., Arens, J. F., Jernigan, J. G., Keto, E. & Meixner, M. M.: 1992, *Thermal dust imaging - The onset of asymmetry in the ultracompact H II region G5.89 - 0.39*, **ApJ 389**, 616

Bastian, U. & Roeser, S.: 1993, *Positions and proper motions - South*

Bates, R. & Davey, B.: 1987, *Computationally cost-effective speckle imaging*, in J. Goad (Hrsg.), *Interferometric imaging in astronomy*, S. 219, Knudsen, Tucson

Baud, B.: 1977, *CO observations of compact H II regions associated with OH masers*, **A&A 57**, 443

Becklin, E. & Neugebauer, G.: 1967, *Observations of an infrared star in the Orion nebula.*, **ApJ 147**, 799

Beckwith, S. V. W., Henning, T. & Nakagawa, Y.: 1999, *Dust properties and assembly of large particles in protoplanetary disks*, in V. Mannings, A. Boss, & S. Russell (Hrsg.), *Protostars and planets IV*, in press

Beckwith, S. V. W. & Sargent, A. I.: 1996, *Circumstellar disks and the search for neighbouring planetary systems*, **Nature 383**, 139

Beech, M. & Mitalas, R.: 1994, *Formation and evolution of massive stars*, **ApJS 95**, 517

Blum, J., Wurm, G., Kempf, S. & Henning, T.: 1996, *The brownian motion of dust particles in the solar nebula: An experimental approach to the problem of pre-planetary dust aggregation*, **Icarus 124**, 441

Bodenheimer, P., Tenorio-Tagle, B. & Yorke, H. W.: 1979, *The gas dynamics of H II regions. II - Two-dimensional axisymmetric calculations*, **ApJ 233**, 85

Böker, T., Storey, J. W. V., Krabbe, A. & Lehmann, T.: 1997, *MANIAC–A new mid- and near-infrared array camera*, **PASP 109**, 827

Bonaccini, D., Prieto, E., Corporon, P., Christou, J., Mignan, D. L. & Hubin, N.: 1997, *Performance of the ESO AO system, Adonis, at La Silla 3.6 m telescope*, in *Adaptive Optics and Applications*, Bnd. 3126 aus *SPIE*, San Diego

Bonnell, I. A., Bate, M. R. & Zinnecker, H.: 1998, *On the formation of massive stars*, **MNRAS 298**, 93

Born, M. & Wolf, E.: 1970, *Principles of Optics*, Pergamon Press, Oxford

Brand, J.: 1986, *The velocity field of the outer galaxy, Dissertation*, University of Leiden, The

Netherlands

Brand, J. & Blitz, L.: 1993, *The velocity field of the outer galaxy*, **A&A 275**, 67

Bronfman, L., Nyman, L.-A. & May, J.: 1996, *A CS(2-1) survey of IRAS point sources with color characteristics of ultra-compact HII regions.*, **A&AS 115**, 81

Castor, J., Weaver, R. & McCray, R.: 1975, *Interstellar bubbles*, **ApJ 200**, L107

Cesaroni, R., Felli, M., Testi, L., Walmsley, C. & Olmi, L.: 1997, *The disk-outflow system around the high-mass (proto)star IRAS 20126+4104*, **A&A 325**, 725

Cesaroni, R., Walmsley, C., Kömpe, C. & Churchwell, E.: 1991, *Molecular clumps associated with ultra compact H II regions*, **A&A 252**, 278

Chakraborty, A. & Anandarao, B.: 1997, *Kinematics of the Hourglass region in the Lagoon nebula.*, **AJ 114**, 1576

Chini, R., Krügel, E. & Wargau, W.: 1987, *Dust emission and star formation in compact H II regions*, **A&A 181**, 378

Churchwell, E.: 1998, *Massive star formation*, NATO ASI on Star Formation: Crete II, in press

Churchwell, E., Felli, M., Wood, D. & Massi, M.: 1987, *Solar system-sized condensation in the Orion nebula*, **ApJ 321**, 516

Churchwell, E., Walmsley, C. M. & Cesaroni, R.: 1990, *A survey of ammonia and water vapor emission from ultracompact HII regions*, **ApJS 83**, 119

Churchwell, E., Wolfire, M. G. & Wood, D. O. S.: 1990, *The infrared emission from dust surrounding newly formed O stars*, **ApJ 354**, 247

Clarke, C. & Pringle, J.: 1992, *The implications of runaway OB stars for high-mass star formation*, **MNRAS 255**, 432

Close, L. M., Roddier, F., Northcott, M. J., Roddier, C. & Graves, J. E.: 1997, *Adaptive optics 0.″2 resolution infrared images of HL Tauri: Direct images of an active accretion disk around a protostar*, **ApJ 478**, 766

D'Antona, F. & Mazzitelli, I.: 1994, *New pre-main-sequence tracks for M less than or equal to 2.5 solar mass as tests of opacities and convection model*, **ApJS 90**, 467

De Buizer, J. M. & Pina, R. K.: 1998, *Mid-Infrared observations of young massive stars: Do methanol masers trace circumstellar disks?*, Bnd. 193 aus *American Astronomical Society Meeting*, S. 7205

De Pree, C., Geballe, T., Goss, W. M., Mehringer, D. & Cecil, G.: 1994, *A rotating molecular disk and ionized outflow in K3-50A*, Bnd. 185 aus *American Astronomical Society Meeting*, S. 8417

De Pree, C. G., Goss, W. M. & Gaume, R. A.: 1998, *Ionized gas in Sagittarius B2 main on scales of 0.065 arcsecond (600 AU)*, **ApJ 500**, 847

De Pree, C. G., Rodriguez, L. F. & Goss, W. M.: 1995, *Ultracompact H II regions: are their lifetimes extended by dense, warm environments?*, **Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica 31**, 39

Doherty, R., Puxley, P., Doyon, R. & Brand, P.: 1994, *Spectroscopy of HII regions at 2-microns - Ultracompact sources*, **MNRAS 266**, 497

Downes, D., Wilson, T., Bieging, J. & Wink, J.: 1980, *H110-alpha and H2CO survey of galactic radio sources*, **A&AS 40**, 379

Draine, B. T. & Lee, H. M.: 1984, *Optical properties of interstellar graphite and silicate grains*, **ApJ 285**, 89

Dreszer, J. (Hrsg.): 1975, *Mathematik-Handbuch*, VEB Fachbuchverlag, Leipzig

Dyson, J.: 1993, *Massive stars and their interactions with their environment*, in S. Beckwith (Hrsg.), *Star Formation and Techniques in Infrared and mm-Wave Astronomy*, Bnd. 431 aus *Lecture Notes in Physics*, S. 93–121, Springer Verlag, Heidelberg

Dyson, J. & Williams, D.: 1980, *Physics of the interstellar medium*, in *Manchester University Press, 1980*

Dyson, J., Williams, R. & Redman, M.: 1995, *Clumpy ultra compact HII regions - Part onbe-Fully supersonic wind-blown models*, **MNRAS 277**, 700

Dyson, J. E.: 1975, *Stellar winds and globules in H II regions*, **Ap&SS 35**, 299

Ellingsen, S., Norris, R. & McCulloch, P.: 1996, *Continuum emission associated with 6.7-GHz methanol masers*, **MNRAS 279**, 101

Emerson, D. T., Klein, U. & Haslam, C. G. T.: 1979, *A multiple beam technique for overcoming atmospheric limitations to single-dish observations of extended radio sources*, **A&A 76**, 92

Faison, M., Churchwell, E., Hofner, P., Hackwell, J., Lynch, D. K. & Russell, R. W.: 1998, *Infrared spectroscopy of ultracompact H II regions*, **ApJ 500**, 280

Feautrier, P. & Mitarb.: 1995, Bnd. 2553 aus *SPIE*, S. 208

Feldt, M., Henning, T., Lagage, P. O., Manske, V., Schreyer, K. & Stecklum, B.: 1998a, *The Chamaeleon infrared nebula revisited – Infrared imaging and spectroscopy of a young stellar object*, **A&A 332**, 849

Feldt, M., Stecklum, B., Henning, T., Hayward, T. L. & Launhardt, R.: 1998b, *High resolution imaging of ultracompact H*II *regions II – G5.98-0.13 revisited*, **A&A**, Akzeptiert

Feldt, M., Stecklum, B., Henning, T., Hayward, T. L., Lehmann, T. & Klein, R.: 1998c, *The ultracompact H*II *region G45.45+0.06 – A pearl necklace in the sky*, **A&A 339**, 759

Felli, M., Churchwell, E., Wilson, T. L. & Taylor, G. B.: 1993, *The radio continuum morphology of the Orion nebula - From 10 arcmin to 0.1 arcsec resolution*, **A&AS 98**, 137

Fey, A. L., Gaume, R. A., Claussen, M. J. & Vrba, F. J.: 1995, *Near-infrared and very high sensitivity VLA 2 centimeter continuum observations of the H II region G29.96-0.02*, **ApJ 453**, 308

Fried, D.: 1966, *Optical resolution through a randomly inhomogenous medium for very long and very short exposures*, **J. Opt. Soc. Am. 56**, 1372

Fukui, Y., Iwata, T., Mizuno, A. & Bally, J.: 1993, *Molecular outflows*, Bnd. III aus *Protostars and Planets*, S. 3, The University of Arizona Press, Tucson & London

Gaensler, B., Manchester, R. & Green, A.: 1998, *Radio continuum and HI observations of the supernova remnant G296.8-00.3*, **MNRAS (296)**, 813

Garay, G., Lizano, S. & Gomez, Y.: 1994, *The velocity structure of the cometary H II regions G13.87+0.28, G32.80+ 0.19B, and G61,48+0.09B1*, **ApJ 429**, 268

Garay, G., Reid, M. J. & Moran, J. M.: 1985, *Compact H II regions - Hydrogen recombination and OH maser lines*, **ApJ 289**, 681

Garay, G., Rodríguez, L., Moran, J. & Churchwell, E.: 1993, *VLA observations of strong IRAS point sources associated with compact H II Regions*, **ApJ 418**, 368

Garcia-Segura, G. & Franco, J.: 1996, *From ultracompact to extended H II regions*, **ApJ 469**, 171

Genzel, R. & Stutzki, J.: 1989, *The Orion molecular cloud and star-forming region*, **ARA&A 27**, 41

Glindemann, A.: 1997, *Beating the seeing limit*, Habilitationsschrift, Universität Heidelberg

Gobrecht, H. (Hrsg.): 1987, *Bergmann Schäfer, Lehrbuch der Experimentalphysik*, Bnd. 3, Kap. 3, Walter de Gruyter, Berlin

Gomez, Y., Rodriguez, L. F., Garay, G. & Moran, J. M.: 1991, *The dense molecular envelope around the compact H II region G5.89 - 0.39 (W28 A2)*, **ApJ 377**, 519

Griffin, M. J. & Orton, G. S.: 1993, *The near-millimeter brightness temperature spectra of Uranus and Neptune.*, **Icarus 105**, 537

Habing, H. J. & Israel, F. P.: 1979, *Compact H II regions and OB star formation*, **ARA&A 17**,

345

Harvey, P. & Forveille, T.: 1988, *A remarkable molecular outflow in W28*, **A&A 197**, L19

Harvey, P., Lester, D., Colomè, C. & Smith, B.: 1994, *G5.89-0.39: A compact H II region with a very dense circumstellar dust torus*, **ApJ 433**, 187

Hayward, T., Miles, J. W., Houck, J. R., Gull, G. E. & Schoenwald, J.: 1993, *SpectroCam-10: a 10-um spectrograph/camera for the Hale Telescope*, Bnd. 1946 aus *SPIE*, S. 334

Hayward, T. L. & McCaughrean, M. J.: 1997, *A Search for thermal infrared emission from three silhouette disks in Orion*, **AJ 113**, 346

Hecht, E.: 1987, *Optics*, Addison-Wesley Publishing Company, Reading, Massachusetts

Hecht, J., Helfer, H. L., Wolf, J., Pipher, J. L. & Donn, B.: 1982, *The peculiar extinction of Herschel 36*, **ApJ 263**, L39

Henning, T.: 1990, *Formation and early evolution of massive stars*, **Fundamentals of Cosmic Physics 14**, 321

Herbst, T. M., Beckwith, S. V., Birk, C., Hippler, S., McCaughrean, M. J., Mannucci, F. & Wolf, J.: 1993, *MAGIC: a new near-infrared camera for Calar Alto*, in *Infrared Detectors and Instrumentation*, Nr. 1946 in SPIE, S. 605

Hester, J. J., Scowen, P. A., Sankrit, R. & Mitarb.: 1996, *Hubble Space Telescope WFPC2 imaging of M16: Photoevaporation and emerging young stellar objects*, **AJ 111**, 2349

Hofmann, R., Brandl, B., Eckart, A., Eisenhauer, F. & Tacconi-Garman, L.: 1995, *High-angular-resolution NIR astronomy with large arrays (SHARP I and SHARP II)*, Bnd. 2475 aus *SPIE*, S. 192

Hofner, P., Peterson, S. & Cesaroni, R.: 1998, **ApJ**, Eingereicht

Hollenbach, D., Johnstone, D., Lizano, S. & Shu, F.: 1994, *Photoevaporation of disks around massive stars and application to ultracompact H II regions*, **ApJ 428**, 654

Howard, E. M., Pipher, J. L. & Forrest, W. J.: 1994, *The complex high mass star formation region S255-2*, **American Astronomical Society Meeting 185**, 8206

Hubin, N. (Hrsg.): 1997, *Laser technology for laser guide star adaptive optics astronomy,*, Garching, Germany, European Southern Observatory

Hummer, D. & Storey, P.: 1987, *Recombination-line intensities for hydrogenic ions. I - Case B calculations for H I and He II*, **MNRAS 224**, 801

Jijina, J. & Adams, F.: 1996, *Infall collapse solutions in the inner limit: Radiation pressure and its effects on star formation*, **ApJ 462**, 874

Johnstone, D., Hollenbach, D., & Bally, J.: 1998, *Photoevaporation of disks and clumps by nearby massive stars: Application to disk destruction in the Orion Nebula*, **ApJ 499**, 758

Johnstone, D., Hollenbach, D., Storzer, H., Bally, J. & Sutherland, R.: 1996, *Externally induced evaporation of young stellar disks: The case for HST 10 in Orion's Trapezium.*, **American Astronomical Society Meeting 189**, 4912

Käufl, H. U., Jouan, R., Lagage, P. O., Masse, P., Mestreau, P. & Tarrius, A.: 1992, *TIMMI at the 3.6-m telescope.*, **ESO Messenger 70**, 67

Kessel, O., Yorke, H. W. & Richling, S.: 1998, *Photoevaporation of protostellar disks. III. The appearance of photoevaporating disks around young intermediate mass stars*, **A&A 337**, 832

Kleinman, D. & Low, F.: 1967, *Discovery of an infrared nebula in Orion*, **ApJ 149**, L1

Knox, K. & Thomson, B.: 1974, *Recovery of images from atmospherically degraded short exposure photographs*, **ApJ 193**, L45

Kolmogorov, A.: 1961, *The local structure of turbulence in incompressible viscous fluids for very large reynold's numbers*, in S. Friedlander & L. Topper (Hrsg.), *Turbulence, Classical Papers on Statistical Theory*, S. 151–155, Wiley-Interscience

Kothes, R., Furst, E. & Reich, W.: 1998, *A multifrequency study of G182.4+4.3: a new supernova remnant in the Galactic anti-centre*, **A&A 331**, 661

Kreysa, E.: 1990, *Sub-mm direct photometry with large telescopes*, in *ESA, From ground-Based to Space-Born Sub-mm Astronomy*, S. 265

Kroupa, P., Tout, C. A. & Gilmore, G.: 1993, *The distribution of low-mass stars in the Galactic disc*, **MNRAS 262**, 545

Kurtz, S., Churchwell, E. & Wood, D. O. S.: 1994, *Ultracompact H II regions. 2: New high-resolution radio images*, **ApJS 91**, 659

Labyerie, A.: 1970, *Attainment of diffraction limited resolution in large telescopes by fourier analysing speckle patterns in star images*, **A&A 6**, 85

Lada, C., Gull, T. & Gottlieb, C.: 1976, *Optical and millimeter-wave observations of the M8 region*, **ApJ 203**, 159

Launhardt, R.: 1996, *Sternentstehung in Bok-Globulen, Dissertation*, Friedrich-Schiller-Universität, Jena

Leinert, C.: 1992, *High spatial resolution infrared observations – Principles, methods, results*, in T. Ray & S. Beckwith (Hrsg.), *Star Formation and techniques in Infrared and mm-Wave Astronomy*, S. 215–283, Springer Verlag, Berlin

Lucy, L.: 1974, *An iterative technique for the rectification of observed distributions*, **AJ 79**, 745

Lumsden, S. L. & Hoare, M. G.: 1996, *An infrared study of the velocity structure of the cometary compact H II region G29.96-0.02*, **ApJ 464**, 272

Mac Low, M.-M. & McCray, R.: 1988, *Superbubbles in disk galaxies*, **ApJ 324**, 776

Manske, V., Henning, T. & Men'shchikov, A.: 1998, *Flared dust disks and the IR emission of AGN*, **A&A 331**, 52

Mathis, J. S.: 1990, *Interstellar dust and extinction*, **ARA&A 28**, 37

Mathis, J. S., Rumpl, W. & Nordsieck, K. H.: 1977, *The size distribution of interstellar grains*, **ApJ 217**, 425

Matthews, H. E., Goss, W. M., Winnberg, A. & Habing, H. J.: 1977, *Compact H II regions near Type I OH maser sources. IV*, **A&A 61**, 261

McCaughrean, M.: 1997, *Orion Proplyds and the Eagle's Eggs. Observing the effects of high-mass star formation on low-mass neighbours*, **IAU Symposia 182**, 551

McCaughrean, M. & Stauffer, J.: 1994, *High resolution near-infrared imaging of the Trapezium: A stellar census*, **AJ 108**, 1382

McCaughrean, M. J. & O'Dell, C. R.: 1996, *Direct imaging of circumstellar disks in the Orion Nebula*, **AJ 111**, 1977

McCullough, P. R., Fugate, R. Q., Christou, J. C., Ellerbroek, B. L., Higgins, C. H., Spinhirne, J. M., Cleis, R. A. & Moroney, J. F.: 1995, *Photoevaporating stellar envelopes observed with Rayleigh beacon adaptive optics*, **ApJ 438**, 394

Men'shchikov, A. & Henning, T.: 1997, *Radiation transfer in circumstellar disks.*, **A&A 318**, 879

Meyer, M. R.: 1996, *Stellar populations in deeply embedded young clusters: Near-infrared spectroscopy and emergent mass distributions, Dissertation*, , University of Massachusetts, Amherst, 1996.

Mezger, P. & Henderson, A.: 1967, *Galactic H II regions. I. Observations of their continuum radiation at the frequency 5 GHz.*, **ApJ 147**, 471

Minier, V., Booth, R. S. & Conway, J. E.: 1998, *Observations of methanol masers in NGC7538: Probable detection of a circumstellar disc*, **A&A 336**, L5

Molinari, S., Brand, J., Cesaroni, R. & Palla, F.: 1996, *A search for precursors of ultracompact*

HII regions in a sample of luminous IRAS sources. I. Association with ammonia cores., **A&A 308**, 573

Molinari, S., Brand, J., Cesaroni, R., Palla, F. & Palumbo, G. G. C.: 1998, *A search for precursors of ultracompact H II regions in a sample of luminous IRAS sources. II. VLA observations*, **A&A 336**, 339

Mooney, T., Sievers, A., Mezger, P., Solomon, P., Kreysa, E., Haslam, C. & Lemke, R.: 1995, *Dust emission from star forming regions. IV. A survey of IR-strong cloud cores.*, **A&A 299**, 869

Moorwood, A. F. M. & Salinari, P.: 1983, *Infrared objects near H2O masers in regions of active star formation. III - Evolutionary phases deduced from IR recombination line and other data*, **A&A 125**, 342

Nakano, T.: 1989, *Conditions for the formation of massive stars through nonspherical accretion*, **ApJ 345**, 464

Neckel, T., Klare, G. & Sarcander, M.: 1980, *The spatial distribution of the interstellar extinction*, **A&AS 42**, 251

O'Dell, C. & Wen, Z.: 1994, *Postrefurbishment mission Hubble Space Telescope images of the core of the Orion Nebula: Proplyds, Herbig-Haro objects, and measurements of a circumstellar disk*, **ApJ 436**, 194

O'Dell, C. R., Wen, Z. & Hu, X.: 1993, *Discovery of new objects in the Orion nebula on HST images - Shocks, compact sources, and protoplanetary disks*, **ApJ 410**, 696

Ossenkopf, V. & Henning, T.: 1994, *Dust opacities for protostellar cores*, **A&A 291**, 943

Osterbrock, D.: 1989, *Astrophysics of gaseous nebulae and active galactic nuclei*, Univ. Science Books, Mill Valley, California

Panagia, N.: 1973, *Some Physical parameters of early-type stars*, **AJ 78**, 929

Pantin, E. & Starck, J.-L.: 1996, *Deconvolution of astronomical images using the multiscale maximum entropy method.*, **A&AS 118**, 575

Persi, P., Felli, M., Lagage, P., Roth, M. & Testi, L.: 1997, *Sub-arcsec resolution infrared images of the star forming region G 35.20-1.74.*, **A&A 327**, 299

Persson, S. E., Geballe, T. R., McGregor, P. J., Edwards, S. & Lonsdale, C. J.: 1984, *Brackett-alpha line profiles of young stellar objects*, **ApJ 286**, 289

Pikel'ner, S.: 1968, **Ap. Letters 2**, 97

Pound, M. W.: 1998, *Molecular gas in the Eagle Nebula*, **ApJ 493**, L113

Puls, J., Kudritzki, R.-P., Herrero, A., Pauldrach, A., Haser, S., Lennon, D., Gabler, R., Voels, S., Vilchez, J., Wachter, S. & Feldmeier, A.: 1996, *O-star mass-loss and wind momentum rates in the Galaxy and the Magellanic Clouds Observations and theoretical predictions.*, **A&A 305**, 171

Raga, A. C.: 1986, *'Stromgren region' analysis of cometary H II regions*, **ApJ 300**, 745

Reid, M. J., Haschick, A. D., Burke, B. F., Moran, J. M., Johnston, K. J. & Swenson, G. W., J.: 1980, *The structure of interstellar hydroxyl masers - VLBI synthesis observations of W3/OH/*, **ApJ 239**, 89

Richardson, W.: 1972, **J. Opt.Soc. Am. 62**, 55

Richling, S. & Yorke, H.: 1997, *Photoevaporation of protostellar disks. II. The importance of UV dust properties and ionizing flux.*, **A&A 327**, 317

Richling, S. & Yorke, H. W.: 1998, *Photoevaporation of protostellar disks. IV. Externally illuminated disks*, **A&A 340**, 508

Richter, S.: 1996, *Sternenststehung in M8, Diplomarbeit*, Friedrich-Schiller-Universität, Jena

Rieke, G. H. & Lebofsky, M. J.: 1985, *The interstellar extinction law from 1 to 13 microns*, **ApJ 288**, 618

Robberto, M., Gai, M., Guarnieri, M. D., Ligori, S., Marta, S., Nicolini, G., Pellino, L., Paresce, F. & Racioppi, F.: 1994, *First results with TC-MIRC (two channel-medium IR camera)*, in D. L. Crawford & E. R. Craine (Hrsg.), *Instrumentation in Astronomy VIII*, Bnd. 2198 aus *SPIE*, S. 446

Roddier, F.: 1981, *The effects of atmospheric turbulence in optical astronomy*, in *Progress in optics. Volume 19. Amsterdam, North-Holland Publishing Co., 1981, p. 281-376.*, Bnd. 19, S. 281–376

Rohlfs, K.: 1990, *Tools of radio Astronomy*, Springer Verlag, Heidelberg

Rubin, R. H., Simpson, J. P., Haas, M. R. & Erickson, E. F.: 1991, *Axisymmetric model of the ionized gas in the Orion Nebula*, **ApJ 374**, 564

Ryter, C.: 1996, *Interstellar extinction from infrared to X-Rays: An overview*, **Ap&SS 236**, 285

Shu, F., Najita, J., Galli, D., Ostriker, E. & Lizano, S.: 1993, *The collapse of clouds and the formation and evolution of stars and disks*, in E. Levy & J. Lunine (Hrsg.), *Protostars and Planets III*, S. 3–45, The University of Arizona Press, Tucson & London

Spitzer, L.: 1978, *Physical processes in the interstellar medium*, in *New York Wiley-Interscience, 1978. 333 p.*

Stahler, S., Palla, F. & Ho, P.: 1999, *The formation of massive stars*, in V. Mannings, A. Boss, & S. Russell (Hrsg.), *Protostars and Planets IV*, in press

Stecklum, B.: 1998, *First circumstellar disk around a massive star*, ESO Press Release 08/98

Stecklum, B., Feldt, M., Richichi, A., Calamai, G. & Lagage, P. O.: 1997, *High-resolution infrared observations of GGD 27*, **ApJ 479**, 339

Stecklum, B., Henning, T., Eckart, A., Howell, R. R. & Hoare, M. G.: 1995, *The discovery of a jetlike feature from the massive star Herschel 36*, **ApJ 445**, L153

Stecklum, B., Henning, T., Feldt, M., Heyward, T., Hoare, M., Hofner, P. & Richter, S.: 1998, *The ultracompact H*II *region G5.97-1.17: An evaporating circumstellar disk in M8*, **AJ 115**, 767

Straizys, V.: 1995, *Multicolor stellar photometry*, Bnd. 15 aus *Astronomy and Astrophysics*, Pachart Publishing House, Tucson, Arizona

Tenorio-Tagle, G.: 1979, *The gas dynamics of H II regions. I - The champagne model*, **A&A 71**, 59

Tenorio-Tagle, G., Yorke, H. W. & Bodenheimer, P.: 1979, *The gas dynamics of H II regions. III - The components of the galactic extended low density H II region*, **A&A 80**, 110

Testi, L., Felli, M., Persi, P. & Roth, M.: 1997, *H II and hot dust emission around young massive stars in G9.62+0.19*, **A&A 329**, 233

Testi, L. & Sargent, A. I.: 1998, *Star formation in clusters: A survey of compact millimeter-wave sources in the Serpens Core*, **ApJ 508**, L91

Tomisaka, K. & Ikeuchi, S.: 1986, *Evolution of superbubble driven by sequential supernova explosions in a plane-stratified gas distribution*, **PASJ 38**, 697

Tscharnuter, W. & Boss, A.: 1993, *Formation of the protosolar nebula*, in E. Levy & J. Lunine (Hrsg.), *Protostars and Planets III*, S. 3–45, The University of Arizona Press, Tucson & London

Tyler, G.: 1994, *Bandwidth considerations for tracking through turbulence*, **J. Opt. Soc. Am. A 11**, 358

Van Buren, D., MacLow, M., Wood, D. & Churchwell, E.: 1990, *Cometary compact H*II *regions are stellar-wind bow shocks*, **ApJ 353**, 570

Van Den Ancker, M. E., The, P. S., Feinstein, A., Vazquez, R. A., De Winter, D. & Perez, M. R.: 1997, *A multiwavelength study of star formation in the very young open cluster NGC 6530*, **A&AS 123**, 63

Walborn, N. & Panek, R.: 1984, *Ultraviolet spectral morphology of the O stars. II - The main sequence*, **ApJ 286**, 718

Walker, J.: 1981, **Optica Acta 28**, 735

Watarai, H., Matsuhara, H. & Takahashi, H.: 1998, *Observations of the [Ne*II*] 12.8 micron emission from two ultracompact H*II *regions, G29.96-0.02 and W51d*, **ApJ 507**, 263

Watson, A. M., Coil, A. L., Shepherd, D. S., Hofner, P. & Churchwell, E.: 1997, *Direct observations of the ionizing star in the ultracompact H II region G29.96-0.02: A strong constraint on the stellar birth line for massive stars*, **ApJ 487**, 818

Weigelt, G.: 1989, *Interferometric images in optical Astronomy*, in I. Appenzeller (Hrsg.), *Evolution of Galaxies: Astronomical Observations*, Bnd. 333 aus *Lecture Notes in Physics*, S. 283, Springer

Weigelt, G. P.: 1978, **Appl. Optics 17**, 2660

Wilking, B. A., Lada, C. J. & Young, E. T.: 1989, *IRAS observations of the Rho Ophiuchi infrared cluster - Spectral energy distributions and luminosity function*, **ApJ 340**, 823

Wilner, D. J., P.T.P.Ho & Zhang, Q.: 1996, *Searching for infall: Aperture synthesis HCO +(1–0) and SiO(2–1) observations of the G45.47+0.05 region*, **ApJ 462**, 339

Wolf, S., Fischer, O. & Pfau, W.: 1998, *Radiative transfer in the clumpy environment of young stellar objects*, **A&A 340**, 103

Wolfire, M. & Cassinelli, J.: 1987, *Conditions for the formation of massive stars*, **ApJ 319**, 850

Wood, D. & Churchwell, E.: 1989a, *Embedded massive stars*, **ApJ 340**, 265

Wood, D. & Churchwell, E.: 1989b, *The morphologies and physical properties of ultracompact H*II *regions*, **ApJS 69**, 831

Woodward, C. E., Pipher, J. L., Helfer, H. L., Sharpless, S., Moneti, A., Kozikowski, D., Oliveri, M., Willner, S. P., Lacasse, M. G. & Herter, T.: 1986, *Optical, radio, and infrared observations of compact H II regions. V - The Hourglass in M8*, **AJ 91**, 870

Woolf, N.: 1961, **PASP 73**, 206

Wynn-Williams, C., Downes, D. & Wilson, T.: 1971, **Astrophysical Letters 9**, 113

Xie, T., Mundy, L. G., Vogel, S. N. & Hofner, P.: 1996, *On turbulent pressure confinement of ultracompact H II regions*, **ApJ 473**, L131

Yorke, H. & Krügel, E.: 1977, *The dynamical evolution of massive protostellar clouds*, **A&A 54**, 183

Yorke, H. W.: 1986, *The dynamical evolution of H II regions - Recent theoretical developments*, **ARA&A 24**, 49

Yorke, H. W., Tenorio-Tagle, G. & Bodenheimer, P.: 1983, *Theoretical radio continuum maps of H II regions in the champagne phase*, **A&A 127**, 313

Yorke, H. W. & Welz, A.: 1996, *Photoevaporation of protostellar disks – I. The evolution of disks around early B stars*, **A&A 315**, 555

Zernicke, F.: 1934, **Physica 1**, 689

Zijlstra, A., Pottasch, S., Engels, D., Roelfsema, P., Hekkert, P. T.-L. & Umana, G.: 1990, *Mapping the outflow of OH:5.89-0.39*, **MNRAS 246**, 217

Zinnecker, H., McCaughrean, M. J. & Wilking, B. A.: 1993, *The initial stellar population*, in *Protostars and Planets III*, S. 429

Anhang A

Filter

Band	Instrument	λ_{eff} (μm)	$\Delta\lambda$ (μm)	Nullpunkt (Jy)
Hβ	HST/PC2	0.4865	0.00249	–
[OIII]	HST/PC2	0.5012	0.00268	–
Hα	HST/PC2	0.6562	0.0022	–
[Ne II]	HST/PC2	0.6590	0.00285	–
[S II]	HST/PC2	0.6733	0.00472	–
F814W	HST/PC2	0.8269	0.1758	–
J	ADONIS(S)	1.253	0.296	1660
H	ADONIS(S)	1.643	0.353	1050
K'	ADONIS(S)	2.154	0.323	660
Brγ	IRAC2b	2.164	0.037	–
Brγ cont.	IRAC2b	2.148	0.037	–
Brγ	MAGIC	2.166	0.022	–
Brγ cont.	MAGIC	2.220	0.022	–
$H_2(1-0)$S1	IRAC2b	2.121	0.039	–
$H_2(1-0)$S1 cont.	IRAC2b	2.105	0.037	–
L	ADONIS(C)	3.480	0.590	280
L	TC-MIRC	3.8	0.6	280
[SIV]	TIMMI	10.6	0.4	–
N	MANIAC	10.5	5.0	42
11.7 μm	SpectroCam 10	11.7	1.0	42
[NeII]	TIMMI	12.8	0.4	–
Q	MANIAC	21.0	5.0	9.9

Tabelle A.1: Bezeichnungen und Charakteristika der verwendeten Filter und in dieser Arbeit verwendete Flußnullpunkte zur Magnitudenkalibration (Fluß in Jy eines Sterns nullter Magnitude)

Anhang B

Die Richardson-Lucy-Entfaltung

Ausgegangen wird von der Abbildungsgleichung 3.10. Im diskreten Fall, d.h. wenn Bild und PSF in Form von Pixeln vorliegen, schreibt sich diese als

$$B(\vec{x}) = \sum_{\vec{y}} PSF(\vec{x} - \vec{y}) O(\vec{y}). \tag{B.1}$$

Darin bezeichnet $PSF(\vec{x} - \vec{y})$ den Anteil des Lichtes, welcher aus dem Pixel am Ort $\vec{y}$ stammt und aufgrund der Abbildungsoptik im Pixel an der Stelle $\vec{x}$ ankommt. Die Pixelkoordinaten $\vec{x}$ und $\vec{y}$ bezeichnen als zwei-elementige Vektoren die Position des Bildelementes auf dem Detektorchip. O und B sind wie in Gl. 3.10 die Objekt- und Bildintensitätsverteilung. Nach der Poissonstatistik[1] ist die Wahrscheinlichkeit, in einem Pixel die Zählrate N zu messen, wenn der Erwartungswert $\bar{N}$ ist, durch

$$\Pi(N \mid \bar{N}) = \frac{e^{-\bar{N}} \bar{N}^N}{N!} \tag{B.2}$$

gegeben. Die Gesamtwahrscheinlichkeit L, in jedem Pixel die Zählrate $D(\vec{x})$ vorzufinden, wenn der Erwartungswert durch $B(\vec{x})$ gegeben ist, liegt dann bei

$$\ln L = \sum_{\vec{x}} D(\vec{x}) \ln B(\vec{x}) - B(\vec{x}) - \ln D(\vec{x})!. \tag{B.3}$$

Nach RICHARDSON (1972) und LUCY (1974) wird diese Wahrscheinlichkeit maximiert. Der Maximalwert ist erreicht, wenn alle partiellen Ableitungen von L nach $O(\vec{x})$ verschwinden:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \ln L}{\partial O(\vec{x})} &= 0 \\ &= \sum_{\vec{x}} \left[\frac{D(\vec{x})}{B(\vec{x})} \right] PSF(\vec{x} - \vec{y}) \end{aligned} \tag{B.4}$$

Daraus läßt sich die Iterationsvorschrift konstruieren, die aus der momentanen „Schätzobjektintensitätsverteilung“ zur nächsten, verbesserten führt:

$$O_{n+1}(\vec{y}) = O_n(\vec{y}) \frac{\sum_{\vec{x}} PSF(\vec{x} - \vec{y}) \frac{B(\vec{x})}{D_n(\vec{x})}}{\sum_{\vec{x}} PSF(\vec{x} - \vec{y})} \tag{B.5}$$

[1] Auch wenn der Photneneinfall auf die Pixel nicht er Poissonstatistik folgt, funktioniert das Verfahren!

Dabei ist D_n gegeben durch $\sum_{\vec{y}} O_n(\vec{x}) PSF(\vec{x}-\vec{y})$, also die augenblickliche Schätzung für das gemessene Bild. Gl. B.5 ist normiert, d.h. die Gesamtintensität im Bild bleibt erhalten. Die Modifikation bei der Entfaltung der Daten zu G45 bestand darin, in B.5 anstelle von $PSF(\vec{x}-\vec{y})$ eine schmalere Gaußfunktion zu verwenden (Nur in der Gleichung, nicht zur Bestimmung von D_n!). Dadurch werden eng benachbarte Strukturen bei der Iteration weniger stark „verwischt“. Nach erfolgreicher Konvergenz ist dann Gl. B.5 trotzdem erfüllt, so daß das Ergebnis eine realistische Schätzung der Objektintensitätsverteilung darstellt.

Anhang C

Vorhersage des Brγ Flusses aus cm-Beobachtungen

Um die Extinktion entlang der Sichtlinie zu einer Quelle zu erhalten, kann der aus dem Emissionsmaß vorhergesagte Fluß in der Rekombinationslinie Brγ mit dem real gemessenen Brγ-Fluß verglichen werden. Das Emissionsmaß wird dabei aus Beobachtungen bei cm-Wellenlängen bestimmt. Da die Radiokarten von WOOD & CHURCHWELL (1989b) als Flußkarten vorlagen, wird zunächst auf die Antennentemperatur T_b zurückgerechnet:

$$T_b = \frac{S_\nu 10^{-29} c^2}{2\nu^2 k \Omega_b} \tag{C.1}$$

(z.B. ROHLFS, 1990).

Ω_b gibt den Raumwinkel der synthetisierten Keule an, $\frac{S_\nu}{\Omega_b}$ ist die Flußdichte in mJy·beam^{-1}. c ist die Lichtgeschwindigkeit, k die Boltzmann-Konstante und ν die Frequenz, bei der beobachtet wird. Das Bild wird in dieser Form auf die Pixelgröße und Dichte des Brγ-Bildes uminterpoliert. Dann wird Ausdruck C.1 kombiniert mit

$$T_b = T_e(1 - e^{-\tau}) \tag{C.2}$$

und

$$\tau = 2.11 \times 10^{-1} T_e^{-1.35} \nu^{-2.1} EMa(\nu, T), \tag{C.3}$$

worin τ die optische Tiefe angibt, T_e die Elektronentemperatur, EM das Emissionsmaß und a einen Korrekturfaktor der Größenordnung 1 (MEZGER & HENDERSON, 1967). Durch Einsetzen ergibt sich das Emissionsmaß zu

$$EM = 4.72 a^{-1} T_e^{1.35} \nu^{2.1} \ln\left(\frac{T_e}{T_e - T_b}\right). \tag{C.4}$$

Nach OSTERBROCK (1989) kann daraus der Brγ-Fluß zu

$$S_{\mathrm{Br}\gamma} = 0.9 h\nu_{\mathrm{Br}\gamma} \alpha^{\mathrm{eff}}_{\mathrm{Br}\gamma} \frac{\Omega_{\mathrm{Br}_\gamma}}{4\pi} EM \tag{C.5}$$

berechnet werden. Der Faktor 0.9 beinhaltet die Annahme, daß der Nebel nur zu 90% aus Wasserstoff besteht, der restliche Anteil aus Helium. Für $\alpha^{\mathrm{eff}}_{\mathrm{Br}\gamma}$, welches die Übergangskoeffizienten und die Niveaupopulationen über eine Temperaturabhängigkeit zuammenfaßt, geben HUMMER & STOREY (1987)

$$\alpha^{\mathrm{eff}}_{\mathrm{Br}\gamma} = 6.48 \times 10^{-11} T_e^{-1.06} \tag{C.6}$$

an. Der Raumwinkel $\Omega_{\mathrm{Br}_\gamma}$ ist nun die Pixelgröße des Brγ-Bildes.

Angemerkt werden muß, daß diese Art der Vorhersage nicht angewandt werden kann in Gebieten, wo die Radioemission nicht aus ruhenden HII-Gebieten stammt, sondern von ionisierten Winden. Im letzteren Fall kommt Strahlung der Frequenz ν immer aus einem Kern mit dem Radius $R(\nu)$. Dadurch ergibt sich ein charakteristischer Spektralverlauf mit $I_\nu \sim \nu^{0.6}$. Bei den hier behandelten Gebieten liegt aber ein solcher Verlauf nicht vor, auch in dem offensichtlich stark vom Sternenwind beeinflußten Gebiet G5.89 wurde daher klassische Frei-frei-Emission angenommen.

Danksagung

Mein Dank gilt allen, die zur Fertigstellung dieser Arbeit beigetragen haben.

Allen voran waren dies natürlich meine Betreuer, Thomas Henning und Bringfried Stecklum, die durch unermüdliche Ideenäußerungen, vielfältige Diskussionen und sanften Druck zum Gelingen der Arbeit beigetragen haben.

Weiter seien an dieser Stelle die Kollegen der früheren Max-Planck-Arbeitsgruppe „Staub in Sternentstehungsgebieten“ sowie des damit vereinigten Astrophysikalischen Instituts und der Universitäts-Sternwarte Jena genannt, die sowohl durch fachlich anregende Diskussionen, als auch durch die Schaffung eines hervorragenden Arbeitsklimas das Entstehen dieses Werkes entscheidend beeinflußt haben. Auch das Opfern wertvoller Minuten von Beobachtungszeit, um noch fehlende Daten zur Verfügung zu stellen, war hier stets selbstverständlich. Ohne darauf einzugehen, wer dabei an welchem Teil mehr beteiligt war, möchte ich an dieser Stelle Anke Heines, Martin Ilgner, Sascha Kempf, Hubert Klahr, Randolf Klein, Ralf Launhardt, Mathias Löwe und Katharina Schreyer hervorheben.

Es gilt Dank für die Unterstützung bei den Beobachtungsläufen dem Personal der Sternwarten La Silla und Calar Alto, sowie Massimo Robberto für die Hilfe bei den Beobachtungen am Gornergrat-Teleskop. Auch den Gutachtern der Veröffentlichungen STECKLUM & Mitarb. (1998) (Mark McCaughrean), FELDT & Mitarb. (1998b) (John Mathis) und FELDT & Mitarb. (1998c) (Anonym) sei für ihre wertvollen Hinweise und Diskussionsanregungen gedankt.

Nicht zuletzt möchte ich insbesondere meinen Eltern Barbara und Detlef Feldt, meiner Großmutter Annelies Fieseler sowie allen Freunden in Jena und Berlin (und wo mittlerweile auch immer) danken, ohne euch wäre diese Arbeit sicher nicht zustande gekommen.

Selbständigkeitserklärung

Ich erkläre, daß ich die vorliegende Arbeit selbständig und nur unter Verwendung der angegebenen Hilfsmittel und Literatur angefertigt habe.

Jena, 26. August 1999

Lebenslauf

Persönliche Daten:

Name:	Markus Feldt
Geburtsdatum:	30. Juni 1967
Staatsbürgerschaft:	deutsch
Familienstand:	ledig

Werdegang:

1987	Abitur: Durchschnittsnote 1.5 Prüfungsfächer Physik, Politische Weltkunde, Englisch, Mathematik Walther-Rathenau-Gymnasium, Berlin
1987 – 1994	Studium der Physik an der Technischen Universität Berlin
1994	Diplom: Photoionisationsspektroskopie schwerverdampfbarer 5d-Elemente nach Innerschalenanregung mit Synchrotronstrahlung Durchschnittsnote 1.0
1995 – 1998	Doktorand bei der Max-Planck-Arbeitsgruppe „Staub in Sternenstehungsgebieten“
1998	Doktorand am Astrophysikalischen Institut und der Universitäts-Sternwarte, Jena

Jena, 26. August 1999