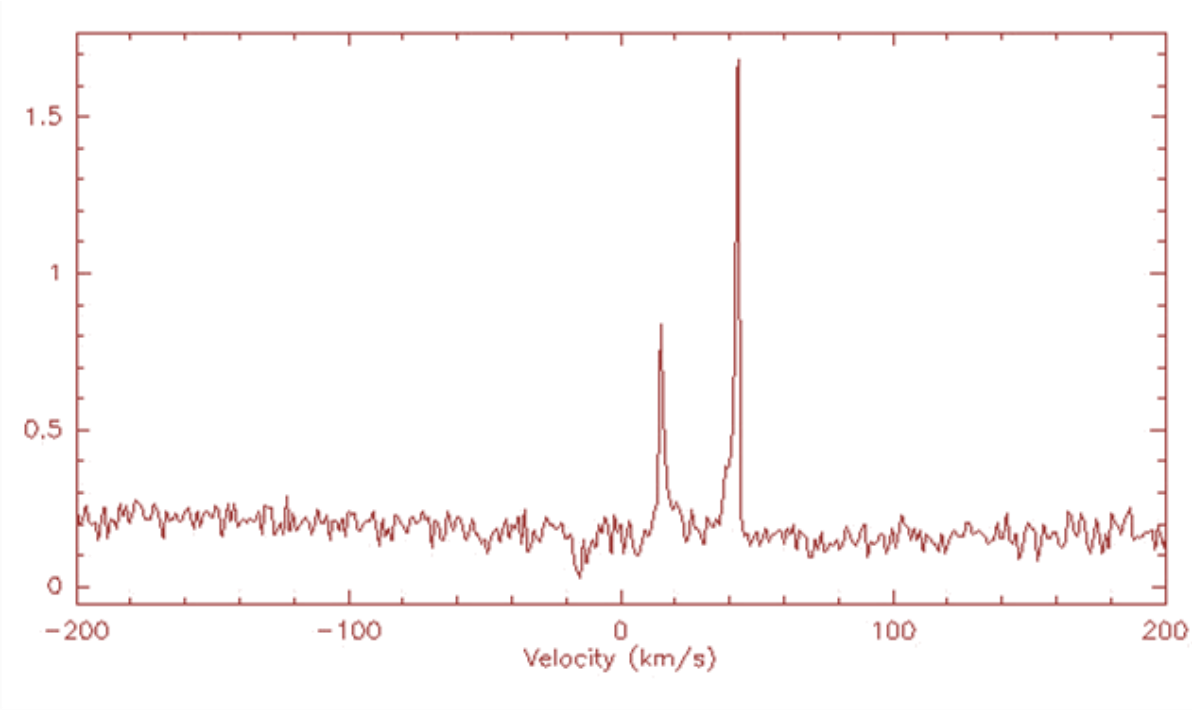
Kosmische Maser – ein komplexes astrophysikalisches Phänomen



Florian Büttner und Daniel Reschetow

St. Michael-Gymnasium, Bad Münstereifel

Jugend forscht 2013

Gliederung

1. Kurzfassung

2. Zielsetzung

3. Funktionsweise eines Ammoniak-Masers

4. Astrophysikalische Maser

5. OH-Maser-Messungen mit dem 25m-Spiegel

6. Auswertung der OH-Maser-Messungen

7. Vergleich zwischen Rotations- und Literaturmodell

8. Methanol-Maser-Messungen mit dem 10m-Spiegel

9. Danksagung

10. Literatur- und Linkliste

1. Kurzfassung

Im Jahre 1953 entwickelte Charles H. Townes den ersten Ammoniak-Maser im Labor. Aufgrund des komplizierten Aufbaus war es umso erstaunlicher, dass man Mitte der 60er Jahre auch natürliche Maserstrahlung im Kosmos beobachtete. Diese Entdeckung stellte eine Revolution in der Astronomie dar, da die Maserquellen sowohl den Nachweis der Existenz organischer Moleküle ermöglichten, als auch genauste innergalaktische Bewegungsbeobachtungen erlaubten. Bis heute gibt es jedoch kein überzeugendes Modell dieser kosmischen Maser, welches das Auftreten der Strahlung perfekt erklären könnte.

Im Rahmen unseres „Jugend forscht“-Projekts haben wir am Astropeiler Stockert mit dem dortigen 25m- und 10m-Spiegel Maser-Messungen durchgeführt. Dabei betrachteten wir schwerpunktmäßig die natürliche Maserstrahlung des Hydroxyl-Radikals. Anhand zahlreicher Überlegungen auf der Grundlage unserer Messungen konnten wir ein eigenes Modell für den Entstehungsmechanismus dieser Maserstrahlung erarbeiten und dieses dem Literaturmodell gegenüberstellen.

2. Zielsetzung

Das Ziel dieser Arbeit ist es, ein eigenes Modell für den Entstehungsmechanismus kosmischer Maserstrahlung anhand eigener Messungen zu erarbeiten und dieses dem Literaturmodell gegenüberzustellen. Voraussetzung hierfür ist jedoch, dass wir mit dem Astropeiler auf dem Stockert technisch überhaupt in der Lage sind Maserstrahlung aufzuzeichnen.

3. Funktionsweise eines Ammoniak-Masers

Um erst einmal die grundlegende Funktionsweise eines Masers zu verstehen, erläutern wir in diesem Kapitel den ersten 1953 im Labor hergestellten Maser. Für diesen Ammoniak-Maser erhielt Charles H. Townes 1964 den Nobelpreis in Physik.

Das Grundprinzip eines jeden Masers ist die stimulierte Emission aufgrund einer Besetzungsinversion. Das heißt, dass das Ammoniakmolekül mindestens zwei verschiedene Energiezustände mit unterschiedlich hohen Energieniveaus annehmen kann. Doch wie kann man sich diese vorstellen?

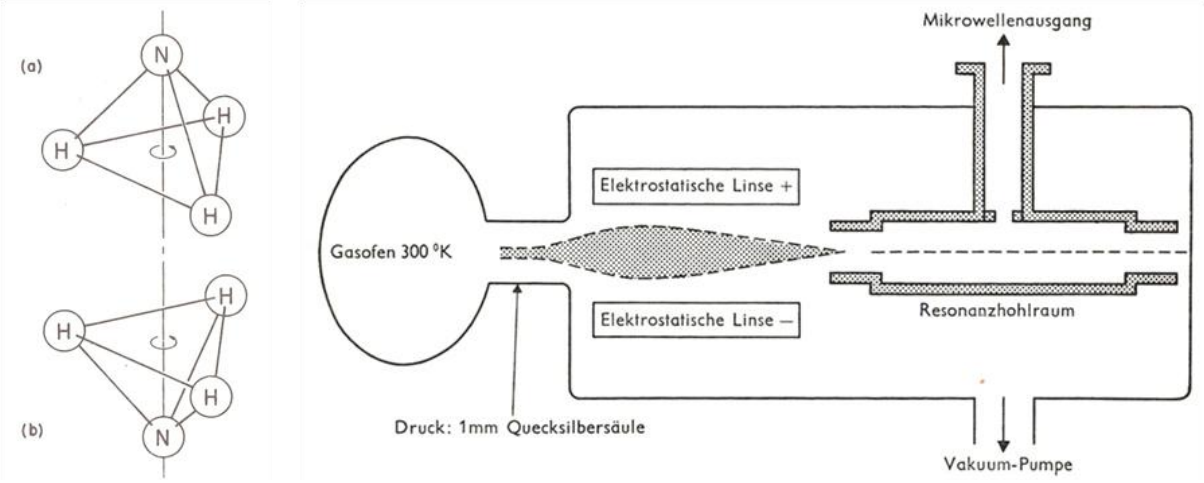


Abb. 3.1: Ammoniak-Molekül in zwei verschiedenen Energiezuständen (links) [2] S. 8-15
Prinzip eines Ammoniak-Masers (rechts) [1] S. 68

Das Ammoniakmolekül besteht aus einem Stickstoffatom und drei Wasserstoffatomen. Diese sind tetraedrisch um den Stickstoff angeordnet. Grundsätzlich kann das Molekül wie jedes andere zahlreiche Energiezustände annehmen. Zur Erläuterung betrachten wir es aber nur in einem Zweizustandssystem. Vereinfacht lässt sich dies durch eine Schwerpunktsverlagerung im Molekül entlang einer imaginären Achse durch das Stickstoffatom darstellen (siehe Abb. 3.1). Somit besitzt das Molekül ein Energieniveau, welches für stimulierte Emission in Frage kommt.

Um einen funktionsfähigen Ammoniak-Maser zu erzeugen, filtert man nun die Moleküle im oberen Energieniveau aus der großen Masse an Molekülen heraus. Hierbei nutzt man das Dipolmoment, welches durch die Schwerpunktsverlagerung auftritt und dessen Verhalten im inhomogenen Magnetfeld aus. Dadurch werden die angeregten Moleküle in einen Hohlraumresonator gelenkt, welcher auf die Übergangsfrequenz des Ammoniaks abgestimmt ist. Hier findet nun eine sich selbst verstärkende stimulierte Emission statt.

4. Astrophysikalische Maser

In diesem Kapitel konzentrieren wir uns auf kosmische OH-Maser. Diese funktionieren vom Prinzip her ähnlich dem Ammoniak-Maser im Labor. Erstaunlicherweise finden solche Prozesse auch im All statt. Ein entscheidender Unterschied jedoch ist, dass bei dem Hydroxyl-Maser eine Besetzungsinversion nicht durch eine räumliche Trennung der Moleküle erzeugt wird, sondern durch das geschickte Zusammenspiel verschiedener Energieniveaus entsteht.

Diese Maserklasse ist durchaus interessant, da sie meist bei veränderlichen OH/IR-Sternen auftritt. Das sind rote Riesen im Endstadium, die von einer Atmosphäre, sowie einer atmosphärenartigen Staubhülle umgeben sind. Ein relevantes Kriterium für die Atmosphäre in Bezug auf die Veränderlichkeit des Sterns ist die periodische Änderung der Opazität. Dies bedeutet, dass mit steigender Temperatur ebenfalls deren Strahlungsundurchlässigkeit zunimmt. Das sorgt für den sogenannten Kappa-Mechanismus.

Der Kern des Kappa-Mechanismus ist, dass die Gravitation des Sterns und der Strahlungsdruck, welcher aufgrund des o.g. Opazitätsverhaltens durchgehend zunimmt, stetig gegeneinander wirken. Die meiste Zeit überwiegt die Gravitation, doch sobald der Strahlungsdruck höher als diese ist, fliegt die Sternatmosphäre auseinander und die aufgestaute Strahlung kann entweichen. Daraufhin kühlen der Stern und die Atmosphäre, welche auch wieder auf den Stern zurückfällt, ab und der Prozess beginnt von Neuem.

Dieses Strahlungsverhalten führt weiter auch zu einem beschleunigten Expandieren oder sogar periodischen Pulsieren der kälteren Staubhülle, welche die Hydroxyl-Radikale beinhaltet. Ein solches Bewegungsmuster würde das charakteristische Doppelpeak-Spektrum erklären. Die Begründung dafür ist, dass der eine Peak durch den Maser-Mechanismus in der vorderen Staubhülle des Sterns, und der andere durch denselben Mechanismus in der hinteren Staubhülle erzeugt wird (siehe Abb. 4.1). Dies führt aufgrund des Dopplereffekts zu zwei verschiedenen Empfangsfrequenzen. Dieses Modell wird in der Literatur allgemein hin vertreten.

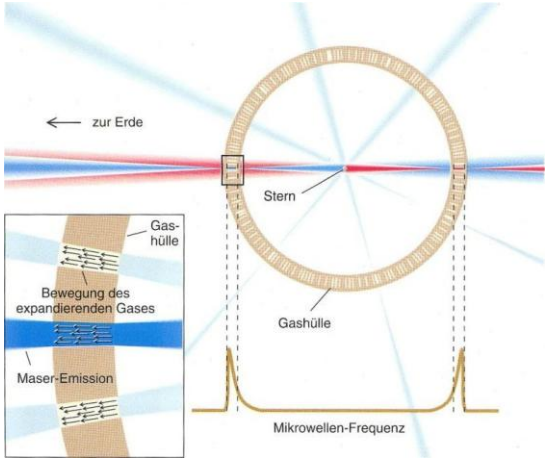


Abb. 4.1: Expansionsmodell eines kosmischen OH-Masers [3] S. 38

5. OH-Maser-Messungen mit dem 25m-Spiegel

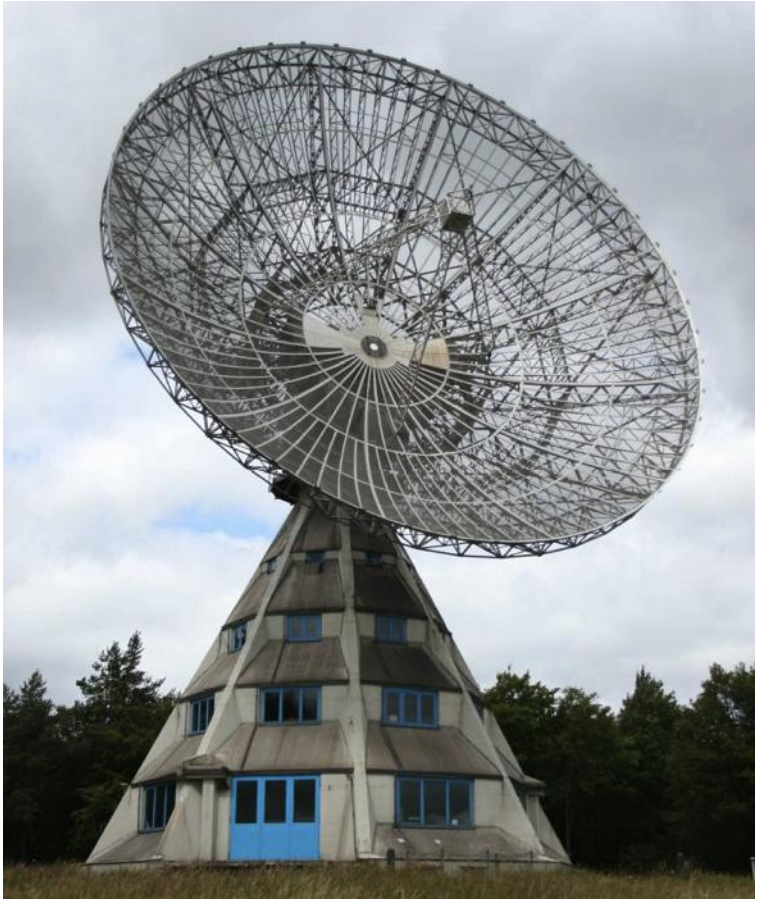


Abb. 5.1: Das 25m-Teleskop auf dem Stockert
Foto: W. Herrmann

Um den Himmel nicht völlig blind zu durchmustern, machten wir uns auf die Suche nach Datenbanken, in denen Maser-Quellen verzeichnet sind. Da Maser-Quellen relativ schwach sind, konnten wir die Suche nach Quellen außerhalb der Milchstraße sofort ausschließen. Nach ersten Recherchen stießen wir auf das Sternentstehungsgebiet W3, welches mit einer Entfernung von ca. 6000 Lichtjahren zudem noch recht nahegelegen ist. Wie sich herausstellte, sollen in diesem Gebiet durchgehend OH-Maser messbar sein. So legten wir W3 (galaktische Länge: 133,9°) als ersten Messpunkt fest. Natürlich wollten wir mehr als nur eine Quelle erfassen und so fanden wir nach intensiver Recherche einige Datenbanken, mit denen wir arbeiten konnten. Nachdem wir die Strahler festgelegt haben, die stark genug sind, um mit dem 25m-Spiegel empfangen zu werden, konnten wir mit den Messungen beginnen. Insgesamt haben wir zehn Quellen in unserer Galaxie gefunden, die unserer Meinung nach zum Messen geeignet sind. Um eine ungefähre Vorstellung davon zu haben, wo diese Quellen liegen, haben wir die Sichtlinien derer Koordinaten in einer Darstellung der Milchstraße eingezeichnet (siehe Abb. 5.2).

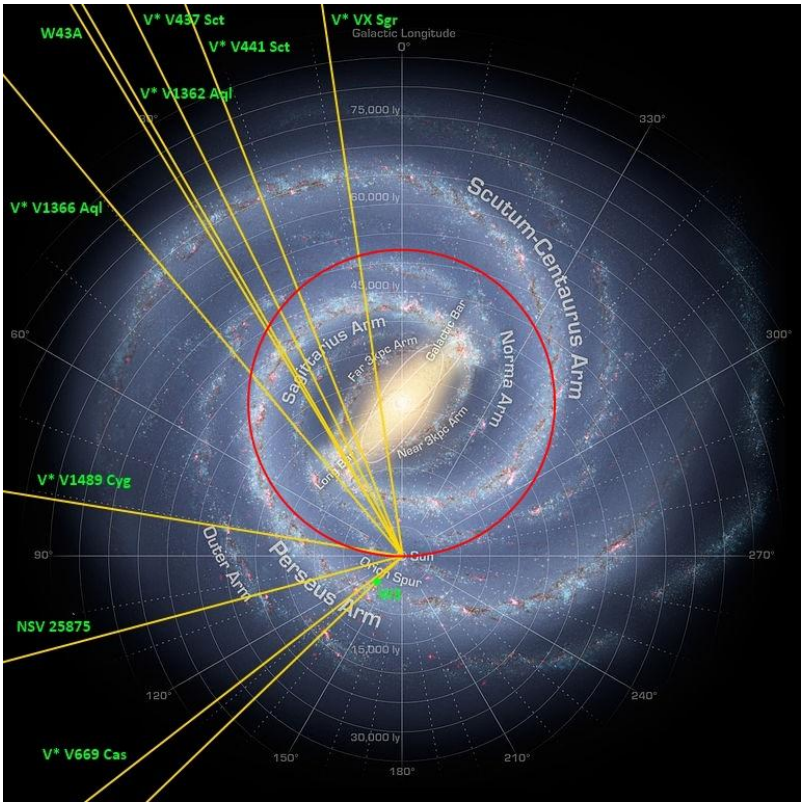


Abb. 5.2: Grafische Darstellung der Milchstraße mit den Sichtlinien der Quellen (gelb) und der theoretischen Umlaufbahn der Sonne um das galaktische Zentrum (rot)

Dem Astropeiler stand im Sommer 2012 ein 1,6GHz-Empfänger zur Verfügung. Das war natürlich die optimale Gelegenheit OH-Maser zu erfassen, da diese auf eben dieser Frequenz strahlen. Die Empfangsanlage besteht aus insgesamt 880 Kanälen, wobei jedem Kanal eine bestimmte Frequenz zugeordnet ist, die um den Bereich der unveränderten Strahlungsfrequenz des OH-Masers liegt. Mit steigender Kanalnummer steigt auch in sehr kleinen Abständen die Empfangsfrequenz des Kanals, der dann die Intensität seiner Frequenz aufzeichnet. Die Daten werden in eine CSV-Datei geschrieben, die noch einen Header enthält, in dem andere wichtige Informationen zur Messung hinterlegt sind. Trägt man die Daten in einem Frequenz-Intensitäts-Diagramm auf, so erhält man ein Frequenzspektrum, mit dem man die Messung auf Dopplerverschiebungen untersuchen kann. Wie in unserer Jugend-forscht-Arbeit „Lernort Astropeiler“ [9] vom vorherigen Jahr, die wir ebenfalls in Kooperation mit dem Stockert anfertigten, hätten wir die CSV-Datei mittels *Excel* aufbereiten und anschließend aus den Daten ein Diagramm erstellen können. Wie wir aber festgestellt haben, ist das bei mehreren Messungen sehr zeitaufwändig. Das wollten wir dieses Jahr besser machen. Neben den CSV-Dateien werden auch noch sogenannte FITS-Dateien erstellt. Mit dem Command-Line-Tool *class* (aus dem Software-Paket GILDAS [14]) lassen sich diese auslesen und plotten, was nur wenige Sekunden dauert. Anschließend kann man die Spektren als PostScript-Bild ausgeben.

Der 25m-Spiegel besitzt einen eigenen Server zur Positionierung der Schüssel, der die Daten zum Nachfahren ständig abgleicht und umrechnet. Da die Erde um ihre eigene Achse rotiert, führen die Sterne eine scheinbare Bewegung durch. Diese wird durch das Nachfahren automatisch korrigiert. Man kann zum Anpeilen Azimutalkoordinaten, bei denen die Himmelsobjekte ständig ihre Koordinaten ändern, Äquatorialkoordinaten, bei denen die Koordinaten der Sterne fest sind und

schließlich noch galaktische Koordinaten verwenden. Letztere waren für uns am interessantesten, da wir ausschließlich Maser in der Milchstraße erfasst haben und die Bezeichnungen der Quellen praktischerweise die galaktischen Koordinaten enthalten. Diese beschreiben eine bestimmte Sichtlinie in der Ebene der Milchstraße. Da wir uns selbst in der Galaxie befinden, erstreckt sich die Milchstraße als Band quer über den Himmel. Mit zunehmender galaktischer Länge bewegt sich die Sichtlinie des Erdbeobachters durch die galaktische Ebene. Die Sichtlinie beim Blick in das Zentrum der Milchstraße ist zu 0° festgelegt (siehe Abb. 5.2). Die galaktische Breite gibt hingegen den Höhenwinkel von der galaktischen Ebene aus gesehen an.

Bei den Messungen mussten wir weiterhin beachten, dass die Eigenbewegungen der Erde eine Dopplerverschiebung der zu empfangenden Strahlung verursachen, die natürlich unerwünscht ist. Dazu gehören die Drehung der Erde um ihre eigene Achse, die Bewegung um die Sonne und nicht zuletzt Schwenkbewegungen, die durch den Mond verursacht werden. Um diese Verschiebung rauszurechnen, gibt es einen Algorithmus, den sogenannten *Local Standard of Rest* (kurz: *LSR*), den wir auf unsere Messungen angewendet haben. Wenn nicht anders angegeben, wendet das Empfangsgerät diesen Algorithmus automatisch an, jedoch sollte man immer im Hinterkopf behalten, dass dieser Effekt auftritt.

Nach diesen Überlegungen konnten wir damit beginnen, die OH-Maser-Quellen zu erfassen. Zunächst fingen wir mit den stärkeren Strahlern an. Üblicherweise wählten wir eine Integrationszeit von 100 Zyklen, wobei ein Integrationszyklus circa eine Sekunde dauert. Bei den ersten Messungen reichte diese Integrationszeit aus. Doch bei schwächeren Quellen, die wir später gemessen haben, ging das Signal schon fast im Rauschen unter. Hier mussten wir auf 200 bis 500 Integrationszyklen erhöhen. Nach wenigen Messungen stellten wir jedoch fest, dass die Erhöhung der Integrationszeit einen unangenehmen Nebeneffekt mit sich bringt, der bei 100 Zyklen noch selten auftrat: Die Messungen werden durch sogenannte *RFI*-Störungen (*radio frequency interference*) komplett unbrauchbar. Dabei handelt es sich um Störungen, die auftreten, wenn man Strahlungen erfasst, die nicht von der angepeilten Quelle kommen, beispielsweise ein Satellitensignal. Bei kürzeren Messungen ist dies nicht weiter schlimm, jedoch ist es sehr ärgerlich, wenn eine Messung nach über zehn Minuten Messzeit unbrauchbar ist. Und schließlich wird die Wahrscheinlichkeit, dass man Störungen erfasst, immer höher, je länger die Messung dauert. Daher beschlossen wir, mehrere Messungen mit kürzerer Messzeit durchzuführen. Hier zeigte sich ein weiterer Vorteil von *class*: Mehrere Messungen lassen sich durch einen einzigen Befehl schnell und unkompliziert addieren. Durch Integration mehrerer Messungen konnten wir nun selbst recht schwache Quellen zufriedenstellend darstellen. Um die Spektren aller zehn Quellen ausreichend gut darstellen zu können, führten wir insgesamt 33 Messungen durch (siehe Abb. 5.3).

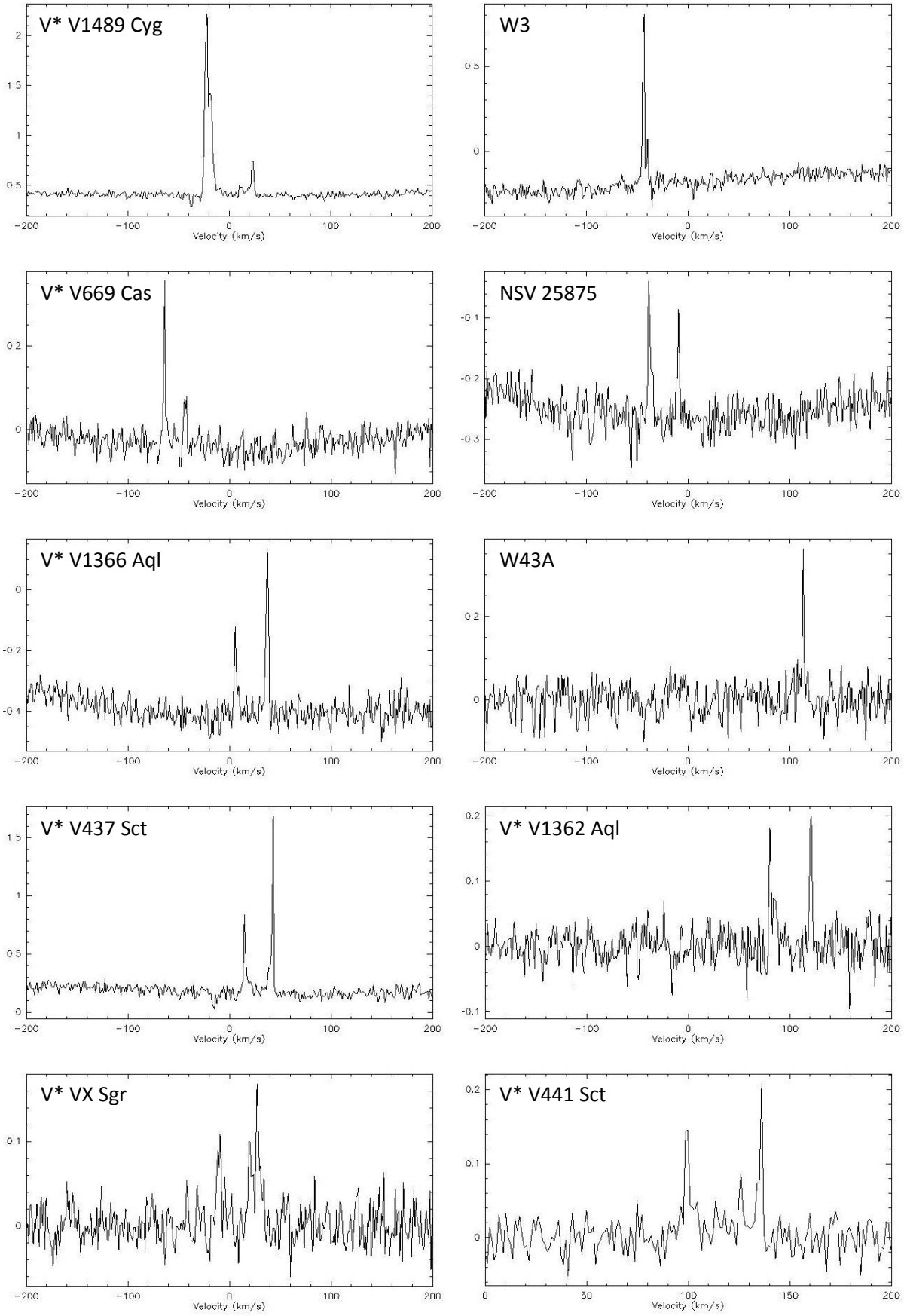


Abb. 5.3: Die von uns gemessenen OH-Maser

6. Auswertung der OH-Maser-Messungen

Nachdem wir nun unsere Messungen am 25m-Spiegel des Astropeilers Stockert getätigt und auch die Ergebnisse graphisch dargestellt hatten, versuchten wir nun, aus diesen Messungen Rückschlüsse auf die Funktionsweise von OH-Maser zu ziehen.

Das erste und offensichtlichste Charakteristikum dieser Messungen ist, dass alle Spektren der OH/IR-Sterne einen Doppelpeak aufweisen. Um auszuschließen, dass es sich dabei um zwei verschiedene Linien des Wasserstoffs handelt, haben wir festgestellt, dass in keiner der Messungen der Abstand zwischen beiden Linien gleich ist. Somit waren es zwei Linien desselben Energieniveauübergangs, auf die verschiedene Dopplereffekte wirkten.

Wenn also diese Strahlungsquellen verschiedene Geschwindigkeiten erfuhren, mussten sie sich an unterschiedlichen Positionen in der Staubhülle des Sterns befinden. Doch mit welcher dopplerverschobenen Frequenz sendet der eigentliche Stern? Mit Hilfe einer Rotationskurve der Milchstraße konnten wir durch das Ausschlussverfahren grob abschätzen, dass der eigentliche OH/IR-Stern etwa mittig zwischen beiden Peaks liegen muss. Somit beträgt die Geschwindigkeitsdifferenz zwischen dem Stern und der Maserquelle in unseren Messungen bei je ±15 km/s bis ±35 km/s.

Eine letzte Auffälligkeit der Messungen war, dass sie meist einen stärkeren und einen schwächeren Peak aufwiesen. Die Differenz zwischen diesen war teilweise so groß, dass der starke Peak bis zu fünf Mal größer war als der schwache (siehe Abb. 5.3).

In der Literatur findet man leider keine Aussagen über die Entfernung der Quellen. Doch es wäre interessant zu wissen, wo diese genau in der Milchstraße liegen. Anhand unserer Jugend-forscht-Arbeit „Lernort Astropeiler“ [9] vom letzten Jahr können wir jedoch abschätzen, wo sich die Quellen ungefähr befinden. Zeichnet man in eine Darstellung der Milchstraße einen Kreis ein, der die theoretische Umlaufbahn der Sonne um das galaktische Zentrum darstellt (roter Kreis Abb. 5.2), so kann man aufgrund der Blau- und Rotverschiebung der Spektren eine Aussage darüber treffen, ob die Maser innerhalb und außerhalb des Kreises liegen. Für die von uns beobachteten Maser (gelbe Sichtlinien in Abb. 5.2) heißt das, dass die Maser, deren Spektren rotverschoben sind, sich innerhalb des Kreises befinden, da sie laut Kepler schneller um das galaktischen Zentrum rotieren und sich dadurch von uns wegbewegen. Sind die Spektren blauverschoben, befindet sich die Quelle außerhalb des Kreises, da wir uns durch die langsamere Rotation des Masers auf ihn zubewegen. Dies gilt für alle von uns gemessenen Maser, da diese sich in einer galaktischen Länge von 0° bis 180 ° befinden. Befände sich eine Quelle im Bereich von 180° bis 360°, so wäre der Sachverhalt genau umgekehrt, da sich eine Quelle innerhalb des Kreises relativ gesehen auf uns zubewegt usw.

Betrachtet man in Abbildung 5.2 die drei Quellen, die sich zwischen 100° und 140° galaktischer Länge befinden, so stellt man tatsächlich fest, dass die Spektren alle blauverschoben sind. V* V1489 Cyg liegt auf der Sichtlinie 80° und weißt so gut wie keine Dopplerverschiebung auf. Das heißt, dieser Maser muss sich also auf dem roten Kreis befinden. Die restlichen Quellen sind alle rotverschoben und befinden sich damit innerhalb des Kreises.

7. Vergleich zwischen Rotations- und Literaturmodell

Nachdem wir unsere Messungen ausgewertet haben, versuchen wir nun anhand der Charakteristika der Spektren ein eigenes Maser-Modell zu entwickeln.

Die in Kapitel sechs beschriebenen Messergebnisse passen zwar gut zu dem in der Literatur erwähnten Pulsationsmodell, allerdings haben uns bereits während des Messvorgangs die gemessenen Spektren direkt an eine Rotationsbewegung erinnert. Dieser Idee wollten wir weiter nachgehen, um sie dann dem Pulsationsmodell entgegenzustellen und so die Vor- und Nachteile der beiden Modelle aufzeigen zu können.

Wie im vorherigen Kapitel gezeigt, folgt aus dem Geschwindigkeitswert zwischen den beiden Peaks in unseren Spektren, dass sich die gemessenen OH/IR-Sterne auf uns zu oder von uns weg bewegen. Zusätzlich zu diesen Bewegungen der Sterne bewegen sich die Strahlungsquellen in den Staubhüllen mit Geschwindigkeiten von 15 - 35 km/s auf die Erde zu und von der Erde weg. In Kapitel vier wurde erläutert, dass die OH/IR-Sterne von einer Staubhülle umgeben sind, die nicht eng an den Stern gekoppelt ist. Die Grundlage unseres Rotationsmodells ist nun, dass wir annehmen, dass die beobachtete Frequenzverschiebung durch die Rotation der Staubhülle zustande kommt. Um zu beweisen, dass dies theoretisch möglich ist, berechneten wir in grober Näherung die Masse, die unser Stern mindestens haben müsste, damit bei einem durchschnittlichen Staubhüllenradius die Gravitations- und Zentralkräfte, die auf die Molekülwolke wirken sich im Gleichgewicht befinden.

$$F_G = F_{ZF}$$

$$\gamma \cdot \frac{M \cdot m}{r^2} = \frac{m \cdot v^2}{r}$$

$$M = \frac{v^2 \cdot r}{\gamma} = \frac{(10.000\, ms^{-1})^2 \cdot 40\, AE}{\gamma}$$

$$M = 4{,}5\, M_{\odot}$$

Die Rechnung ergab, dass dafür eine Masse von 4,5 Sonnenmassen nötig ist, während Rote Riesen eine Masse von einer bis zehn Sonnenmassen besitzen. Somit wäre also ein rotierendes System um die von uns gemessenen veränderlichen Sterne durchaus denkbar. Unberücksichtigt bei dieser Rechnung blieb der Strahlungsdruck des Sterns auf die Staubwolke.

Der logische Schluss aufgrund der obigen Rechnung war, dass die von uns gemessenen Maserstrahlung, wenn sie denn aus einer Rotationsbewegung heraus resultiert, von den beiden seitlichen Fronten der Staubhülle kommen muss, da dort zum einen entlang des Sehstrahls die meisten Hydroxyl-Radikale vorhanden sind und zum anderen die Strahlung, wie auch im Pulsationsmodell, entlang eines konstanten Geschwindigkeitsvektors verstärkt werden kann. Durch diese Modellvorstellung sind auch die rot- und blauverschobenen Peaks mit der Rotationsbewegung leicht zu erklären.

Bei einem He-Ne-Laser, der sich in jeder Schulphysiksammlung befindet, findet in einem abgeschlossenen Behälter mit zwei gegenüberliegenden Spiegeln zunächst spontane Emission statt.

Die Photonen, die zufällig senkrecht zum Spiegel emittiert werden, können mehrmals reflektiert werden und auf ihrem Weg durch induzierte Emission gleiche Photonen erzeugen (siehe Abb. 7.1).

Abb. 7.1: Induzierte Emission: Ein Photon trifft auf ein angeregtes Atom → zwei Photonen werden in die gleiche Richtung des anregenden Photons ausgesendet [12]

Die Strahlung konzentriert sich so senkrecht zu den Spiegeln, also in eine Richtung. Einer der beiden Spiegel lässt 1 % der Photonen durch, man erhält so einen Laser-Strahl. Übertragen auf den OH/IR-Stern heißt das, dass die Strahlung des Sterns in der Staubhülle zunächst spontan in alle Richtungen emittiert wird. Die Photonen, die nun im linken und rechten Bereich der Staubhülle entlang des Sehstrahls emittiert werden (siehe Abb. 7.2), können nun durch induzierte Emission wieder eine Verstärkung in Blickrichtung verursachen, da man so einen recht großen Bereich der Staubhülle erfasst. Somit ist ein Spiegel, wie beim Laser, nicht mehr notwendig. Senkrecht des Sehstrahls ist die Staubhülle sehr dünn und es kommt kaum zu einer induzierten Emission. Man beobachtet demnach eine kosmische Maser-Strahlung tangential zum Radius der Staubhülle.

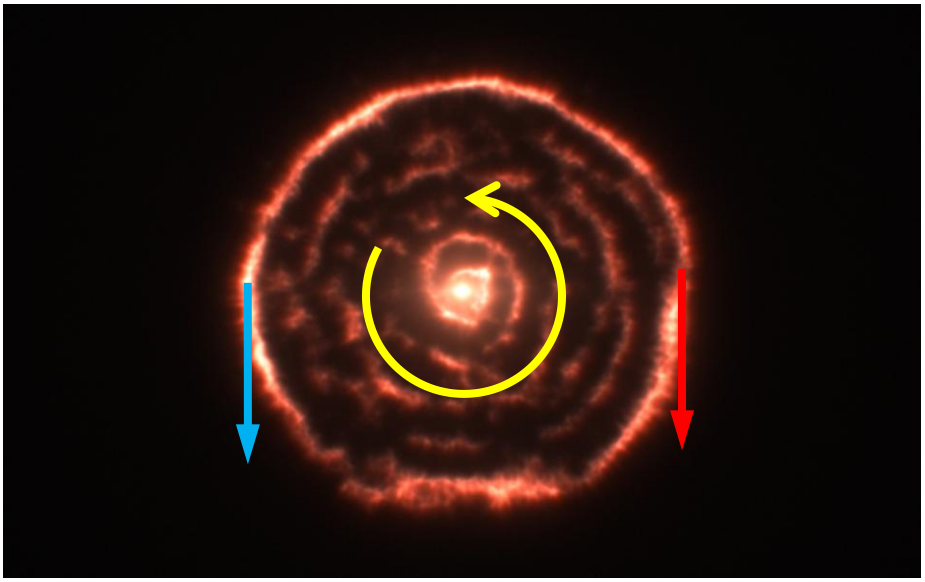
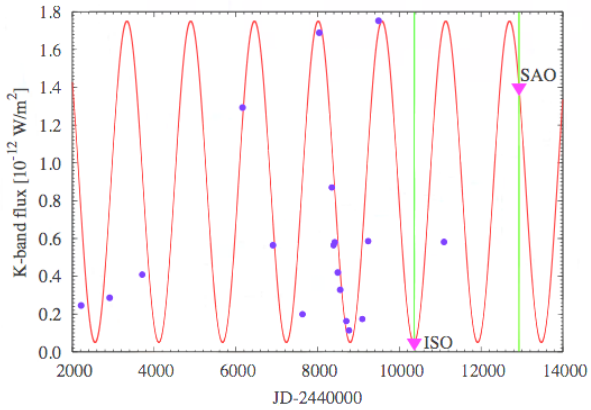


Abb. 7.2: Rotationsmodell am Beispiel eines Roten Riesen (radioastronomische Aufnahme des ALMA-Teleskops aus dem Jahre 2012 [13]). Die Pfeile zeigen in Richtung Erde.

Um nun mögliche Schwächen eines Modells aufzeigen zu können, zogen wir auch langzeitige Helligkeitsmessungen und weitere Spektren astronomischer Institute zur Diskussion hinzu. Dabei bezogen wir uns auf die von uns gemessene Quelle V* V437 Sct, einen veränderlichen OH/IR-Stern, der bei bis zu 450 Jy strahlt.

Als Erstes verglichen wir Helligkeitskurven der Quelle auf verschiedenen Frequenzen. So stellte sich heraus, dass die von der Universität Hamburg gemessene 1612MHz-Kurve (Abb. 7.3 rechts) und die Kurve im Infrarotbereich (Abb. 7.3 links), gemessen vom Max-Planck-Institut für Radioastronomie, identisch sind und sich jeweils in Perioden von etwa 1560 Tagen der Helligkeitsverlauf wiederholt.

Somit muss ein direkter Bezug zwischen dem Kappa-Mechanismus und der Intensität der Maserstrahlung bestehen.



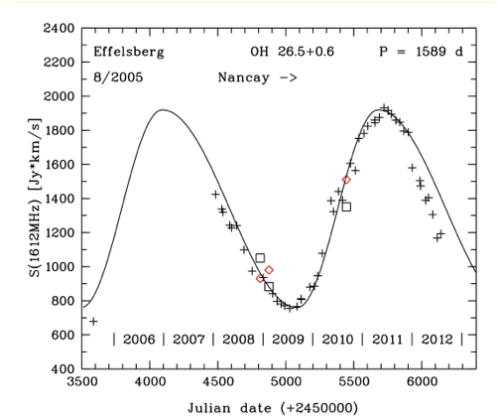


Abb. 7.3: Intensitätsschwankungen der Maser- und Infrarotstrahlung von V* V437 Sct (OH26.5+0.6)

Quellen: links [10], rechts [4]

Mit dem Pulsationsmodell wie auch mit dem Rotationsmodell sind diese Intensitätsschwankungen zu erklären. Im Verlauf des Kappa-Mechanismus verändern sich die Oberflächentemperaturen des Sterns. So erkaltet dieser, wenn die Strahlung entweichen kann und dadurch der Strahlungsdruck sinkt. Nach dem Wienschen Verschiebungsgesetzt strahlt er nun bis zu 99% seiner Energie im Infrarotbereich ab. Strahlung von einer solchen Frequenz wird benötigt, um bei einem Hydroxyl-Maser einen Pumpprozess durchzuführen. So sind die Intensitätsschwankungen zu erklären. Beim Rotationsmodell wirkt zusätzlich noch folgender Effekt: Bei kleiner werdendem Radius verkleinert sich der Anteil der in Sehrichtung liegenden Staubhülle und damit auch die Intensität der gemessenen Maser-Strahlung.

Kritisch wird es nun, wenn man den Kappa-Mechanismus weiter durchdenkt und sich dabei auf die Geschwindigkeitsbeträge der Peaks in unseren Spektren bezieht. Für das Rotationsmodell sind diese irrelevant, doch beim Pulsationsmodell müssten die Peaks entlang der Geschwindigkeits- bzw. Frequenzachse entsprechend der Pulsationsbewegung und deren Geschwindigkeitsbeträge oszillieren (siehe Abb. 4.1). Um dies zu prüfen, haben wir mehrere Spektren von V* V437 Sct auf der gleichen Frequenz, allerdings zu anderen Zeiten und somit auch zu anderen Periodenzeitpunkten hinzugezogen. Jedoch war die Geschwindigkeitsdifferenz zwischen den Peaks bei den Frequenzspektren der aufgezeichneten Maserstrahlung immer gleich groß (siehe Abb. 7.4). Auch waren die Peaks nie vertauscht, obwohl sie nach dem Pulsationsmodell nach je einer halben Periode immer entgegengesetzt verschoben sein müssten. Ausgehend von der Funktionsweise eines Lasers muss sich zudem die stimulierte Strahlung stets in die gleiche Richtung ausbreiten, wie die sie verursachende Strahlung (siehe Abb. 7.1). Nach dem Pulsationsmodell ist die verursachende Strahlung die vom Stern ausgehende radiale Strahlung. Die Maserstrahlung muss demnach auch radial nach außen strahlen. Nur so lassen sich die beiden recht scharfen Peaks mit dem Pulsationsmodell erklären. So ist es jedoch nicht möglich, dass wir - wie in Abbildung 4.1 dargestellt - die Strahlung empfangen, die vom Beobachter aus gesehen von der Staubwolke hinter dem Stern ausgeht. Dass wir einen rotverschobenen zweiten Peak beobachten, ist somit mit dem Pulsationsmodell nicht schlüssig zu erklären.

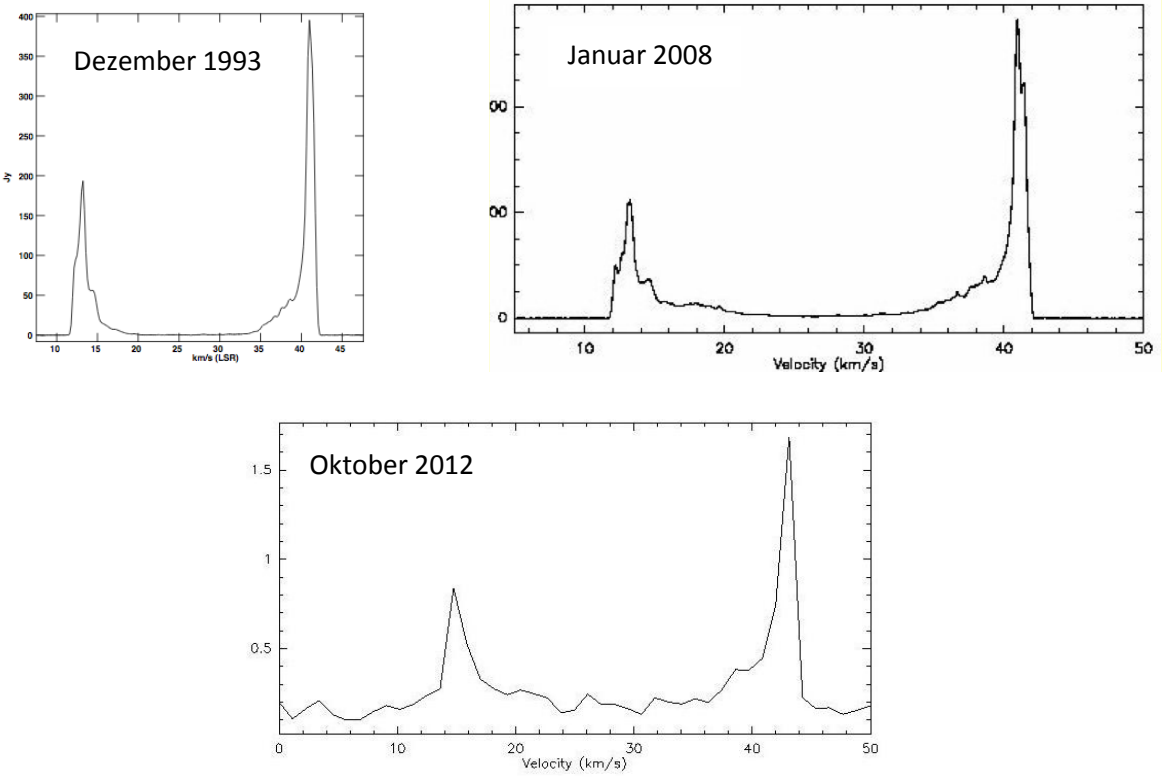


Abb. 7.4: V* V437 Sct zu unterschiedlichen Periodenzeitpunkten, unten: eigene Messung
Quellen: links [11], rechts [4]

Schaut man sich Abbildungen 7.4 genauer an, so stellt man fest, dass die rot- und blauverschobene Maserstrahlung aus der Staubhülle unterschiedliche Intensität besitzt. In Abbildung 7.2 erkennt man, dass die Staubhülle nicht vollkommen symmetrisch ist, was beim Rotationsmodell eine Erklärung für die unterschiedliche Intensität der Peaks ist.

Letztendlich sind wir zum Schluss gekommen, dass das Pulsationsmodell einige Schwächen aufweist. Mit dem Rotationsmodell lassen sich die oben aufgezeigten Sachverhalte wesentlich besser erklären.

8. Methanol-Maser-Messungen mit dem 10m-Spiegel

Abb. 8.1: Das 10m-Teleskop auf dem Stockert

Nach intensiven Gesprächen mit den Betreibern der beiden Spiegel am Stockert beschlossen wir als Nächstes Methanol-Maser zu erfassen. Um eine Maser-Quelle empfangen zu können, müssen natürlich geeignete Empfänger vorhanden sein. Da für den kleineren 10m-Spiegel ein 12GHz-Empfänger zur Verfügung stand und Methanol-Maser bei eben dieser Frequenz strahlen, boten sich diese zur Erfassung an. Wie sich jedoch noch herausstellen würde, gab es sehr viele Probleme, die ein Gelingen der Messungen hätten verhindern können. Als Erstes mussten wir uns die Frage stellen, wie die Messungen erfasst werden sollen. Alle Empfangsgeräte des 10m-Spiegels stellen lediglich die Gesamtintensität aller Frequenzen dar. So könnte man nur feststellen, ob überhaupt etwas empfangen wird. Ob es sich dabei um einen Methanol-Maser handelt, könnte man so jedoch nicht sagen und eine genauere Analyse wäre ohnehin nicht möglich. Um dieses Problem zu umgehen beschlossen wir das Spektrometer des 25m-Spiegels für einen bestimmten Messtag an den 10m-Spiegel anzuschließen. So wären theoretisch geeignete Spektralaufnahmen (genau wie bei der Messung der OH-Maser) zu erreichen. Anfangs gab es Schwierigkeiten, da es sich um unterschiedliche Empfangsanlangen handelt. So wird zum Beispiel ein anderer Oszillator verwendet und die Datenaufnahme musste wegen Verwendung eines anderen Rechners mit einem anderen Betriebssystem auf 64 bit umgestellt werden. Nach einigen Umkonfigurationen erwies sich das Spektrometer jedoch als funktionstüchtig.

Ein weiteres Problem ist die Positionierung des Spiegels: Der 10m-Spiegel kann nicht automatisch positioniert werden, dies ist nur manuell per Schalter möglich. Glücklicherweise besitzt die Schüssel einen Synchromotor, der nach Anpeilen einer Quelle die Erddrehung korrigiert. Dabei muss der Spiegel lediglich um eine Achse gedreht werden, da dieser parallaktisch montiert ist. Zwar ist der Motor auf den Sonnentag geeicht, da der Spiegel ursprünglich für Sonnenmessungen ausgelegt war, doch das stellt bei unseren kurzen Messungen kein Problem dar. Der Sternentag ist circa vier Minuten kürzer als der Sonnentag. Der Fehler bei den voraussichtlich kurzen Messungen ist also vernachlässigbar klein. Zu beachten ist außerdem noch, dass wir hier mit einem geringen Winkeldurchmesser arbeiten. Zwar sollte man bei einer kleineren Schüssel einen höheren Durchmesser erwarten, jedoch sinkt dieser mit steigender Empfangsfrequenz. Beim 25m-Spiegel

hatten wir eine Winkelauflösung von ungefähr 0,6°, wohingegen wir nun mit 0,16° - 0,17° auflösen. Alles in allem ist die Positionierung des 25m-Spiegels etwa drei Mal genauer, was uns also zur Ortung der Maser-Quellen vor eine zusätzliche Herausforderung stellte.

An unserem Messtag, den 09.12.2012, kam zudem noch erschwerend hinzu, dass die Randbedingungen nicht ganz optimal waren. Starke Bewölkung und Schnee in der Schüssel sorgten für eine leichte Abschwächung des Signals. Die Empfindlichkeit des 10m-Spiegels ist ohnehin nicht sehr groß und Maser-Quellen sind relativ schwache Strahler. Außerdem mussten wir beachten, dass je nach Position des Spiegels das Erdrauschen und einige Satelliten bei 12 GHz störend wirken können. Die Positionsdaten dieser Satelliten lassen sich jedoch recherchieren.

Bedingt durch den temporären Einsatz des Spektrometers am Sonnenspiegel mussten wir noch ein paar Kleinigkeiten beachten: Da die *local-oszillator*-Frequenz, sprich die Ruhefrequenz, nicht beliebig genau bestimmbar ist und wir keine *LSR*-Korrektur anwenden können, dürfen wir die Frequenzen im späteren Spektrum nur qualitativ betrachten. Zudem stehen in den Headern der erstellten Dateien falsche Positionsdaten, da diese vom großen Spiegel geholt werden.

Trotz all dieser Missstände ließen wir uns nicht entmutigen und versuchten trotzdem Methanol-Maser zu erfassen. Als einziger Kandidat erwies sich jedoch das Sternentstehungsgebiet W3, wo wir auch OH-Maser gemessen haben. Andere Quellen waren zum Messzeitpunkt nicht ansteuerbar oder konnten definitiv als zu schwach eingestuft werden.

Im Gegensatz zu Mond- und Sonnenmessungen ist in unserem Fall äußerste Präzision gefragt, weswegen wir zunächst bekannte Quellen anpeilten, um zu sehen, wie genau die Anzeigegeräte arbeiten. Tatsächlich stellten wir ein Offset von wenigen Zehnteln Grad fest, den wir berücksichtigen mussten. Nach einer langen Phase der Positionierung und des Suchens konnten wir tatsächlich einen Peak beobachten, der ungefähr bei der erwarteten Frequenz liegt und auf einen Methanol-Maser hindeuten könnte. Eine zweite Messung ergab den gleichen Peak an der gleichen Stelle. Wir versuchten dann weitere Offset-Korrekturen vorzunehmen, mit der Hoffnung die Quelle besser detektieren zu können, jedoch verloren wir die Quelle und der Peak war nicht mehr sichtbar. Sechs Messungen später kam jedoch das Erfolgserlebnis und die Quelle war nun bei 200 Integrationszyklen deutlich im Spektrum sichtbar. Diese Messung wiederholten wir und führten schließlich eine letzte Messung mit 1000 Integrationszyklen durch. Durch Addition dieser drei Messungen erhielten wir ein eindeutiges Spektrum eines Methanol-Masers in W3. Rechts neben dem Peak des Masers ist noch ein kleinerer Peak sichtbar. Recherchen ergaben, dass es sich dabei um ein terrestrisches Signal handelt.

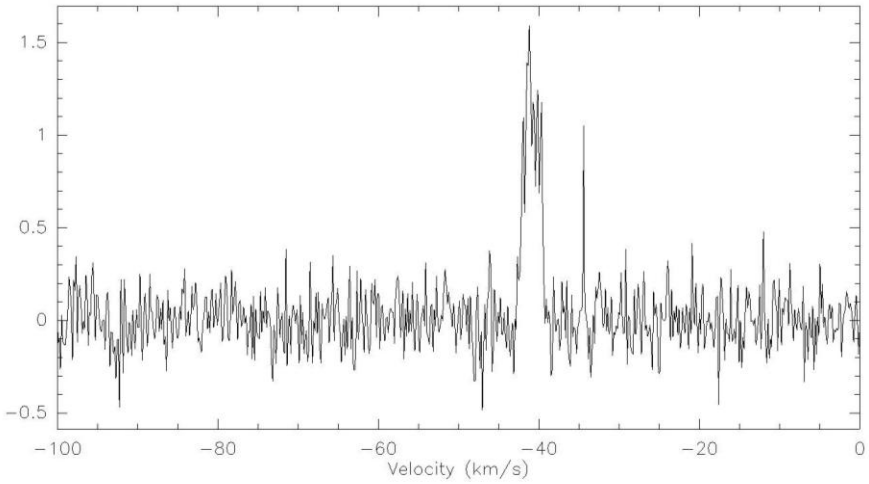


Abb. 8.1: Spektrum unseres Methanol-Masers in W3

Letztendlich ist es uns also doch gelungen, einen Methanol-Maser mit einem Spiegel zu empfangen, der eigentlich für Sonnenmessungen ausgelegt ist. Wir konnten sogar brauchbare Spektren dieser Quelle aufnehmen.

9. Danksagung

Wir danken an erster Stelle Herrn Dr. Wolfgang Herrmann und Herrn Horst-Günter Thum vom Förderverein Astropeiler e.V. dafür, dass sie uns die Möglichkeiten eröffnet haben mit dem 25m- und dem 10m-Spiegel Messungen durchzuführen und immer mit ihrer fachlichen Kompetenz zur Seite standen.

Des Weiteren verdient unser Betreuungslehrer Herr Walter Stein unseren Dank. Er motivierte uns und führte mit uns anregende Diskussionen im Rahmen der Miniforschungs-AG am St. Michael-Gymnasium.

10. Literatur- und Linkliste

1. Brotheron, M. 1966 Maser und Laser, Umschau Verlag

2. Feynman, Richard P. 1971 Vorlesungen über Physik Band III, R. Oldenburg Verlag

3. Elitzur, Moshe 1995 Spektrum der Wissenschaft April 1995

4. www.hs.uni-hamburg.de/DE/Ins/Per/Engels/engels/nrt_monitoring/index.html

5. www.chandra.harvard.edu/photo/2006/w3/

6. www.simbad.u-strasbg.fr/simbad/

7. www.aanda.org/index.php?option=com_article&access=standard&Itemid=129&url=/articles/aa/full_html/2010/01/aa13194-09/aa13194-09.html

8. www.hs.uni-hamburg.de/~st2b102/maserdb/index.html

9. www.jufo.stmg.de/2012/Astropeiler/Astropeiler.pdf

10. www3.mpifr-bonn.mpg.de/div/ir-interferometry/posters/Driebe_AG2005_A0_OH26.pdf

11. www.arxiv.org/pdf/1004.2659.pdf

12. www.iap.uni-bonn.de/P2K/lasers/lasers2.html

13. www.pro-physik.de/details/news/2725941/Wirbel_um_einen_Roten_Riesen.html

14. www.iram.fr/IRAMFR/GILDAS/