K. Danzmann, H. Ruder

Gravitationswellen

Laser-Interferometer eröffnen ein neues Fenster zum All

Die Gravitationswellenastronomie erlaubt neuartige und nur auf diese Weise mögliche Einblicke in die energiereichsten Vorgänge im Kosmos. Mit großem Aufwand wird zur Zeit der Bau eines weltweiten Netzes von Gravitationswellendetektoren vorangetrieben, mit dessen Hilfe dieses neue Fenster geöffnet werden kann. Der erste Teil des folgenden Übersichtsbeitrags beschreibt die theoretischen Grundlagen der Gravitationswellenastronomie, der zweite die Nachweismethode, insbesondere die Laser-Interferometrie.

1. Einleitung

Noch jedes Mal in der Geschichte der Astrophysik hat die Eröffnung eines neuen Beobachtungsfensters zu einem Erkenntnisschub geführt. Man denke nur an die Radioastronomie der frühen 50er und 60er Jahre oder an die Röntgenastronomie, die in den 70er Jahren einen großen Aufschwung erfuhr. Das gleiche gilt für die Millimeter- und Infrarotastronomie als Erweiterung zu größeren Wellenlängen sowie für die UV- und Gammaastronomie im kurzwelligen Bereich des Spektrums. Heute umfaßt das beobachtbare elektromagnetische Spektrum Wellenlängen von 30 m bis 10^{-19} m, also mehr als zwanzig Zehnerpotenzen – im Vergleich zu der einen Zehnerpotenz der klassischen optischen Astronomie. Weitere Informationen über den Kosmos beziehen wir aus den korpuskularen Strömen wie kosmische Strahlung, Meteoriten und Neutrinos. Das letzte noch verschlossene, physikalisch grundsätzlich neue Fenster bilden Gravitationswellen. Wenn es geöffnet ist, wird der Einblick in die energiereichsten Vorgänge im Kosmos möglich.

2. Historisches

Seit der Gravitationstheorie von Newton lautet die zentrale Frage, mit der sich auch so große Geister wie Laplace vergebens beschäftigt haben: *Breiten sich Gravitationswirkungen unendlich schnell oder mit endlicher Geschwindigkeit aus?* Heinrich Hertz hat sich nach der Entdeckung der elektromagnetischen Wellen ebenfalls mit diesem Problem befaßt, wie aus seinem Brief vom 10. November 1889 an den ihm bekannten Astronomen Lehmann-Filhis hervorgeht. Die Überlegung war, daß, falls die Gravitation sich mit endlicher Geschwindigkeit ausbreitet, die Kraft bei Doppelsternen nicht in Richtung der Verbindungslinie liegen und der Drehimpuls des Systems langsam abnehmen würde. Als Konsequenz müßten dann – analog zum elektromagnetischen Fall – Drehimpuls und Energie abgestrahlt werden. Die Suche nach diesem Effekt war jedoch erfolglos, was aufgrund der damaligen Beobachtungsgenauigkeit auch nicht verwunderlich ist. Neunzig Jahre später gelang es Joseph Taylor, an dem inzwischen berühmten Binärpulsar PSR 1913+16, einem Doppelsternsystem, dessen eine Komponente ein Radiopulsar ist, genau diesen Effekt mit hoher Genauigkeit nachzuweisen [1]. Diese Beobachtung ist bis heute der einzige, zwar indirekte, aber doch vollkommen überzeugende Beweis für die Abstrahlung von Gravitationswellen. Es ist „gerecht", daß diese Beobachtungen mit Radiofrequenzen um die 400 MHz, also mit den von Heinrich Hertz entdeckten Radiowellen durchgeführt werden.

Die Existenz von Gravitationswellen, die sich mit Lichtgeschwindigkeit ausbreiten, wurde 1916 von Einstein im Rahmen seiner Allgemeinen Relativitätstheorie vorausgesagt. Die linearisierte Theorie der Gravitationswellen für schwache Felder war bis 1925 voll ausgearbeitet und verstanden. Von 1940 bis etwa 1970 beschäftigten sich viele Gruppen mit der Ausarbeitung der Theorie für die Emission und die Absorption von Gravitationswellen und vor allem auch für die Strahlungsrückwirkung auf das emittierende System. Etwa um 1960 wurde mit Versuchen zum experimentellen Nachweis von Gravitationswellen begonnen, und parallel dazu entstanden und entstehen immer bessere numerische Modelle für die Gravitationswellenabstrahlung kosmischer Quellen.

3. Was sind Gravitationswellen?

Gravitationswellen sind, etwas salopp ausgedrückt, Rippel in der Raumzeit, die sich mit Lichtgeschwindigkeit ausbreiten. Soll es etwas präziser formuliert werden, sind einige Formeln unumgänglich, die aber, beschränkt man sich auf die linearisierte Theorie, sehr einfach und gewohnt aussehen. Ausgangspunkt ist die Einsteinsche Feldgleichung

$$R_{\mu\nu} = \varkappa T^*_{\mu\nu} \quad \mu, \nu = 0,1,2,3, \tag{1}$$

wobei $R_{\mu\nu}$ der Ricci-Tensor und $T^*_{\mu\nu}$ der etwas modifizierte Energie- und Impulstensor ist. Diese Gleichung geht in der Schwachfeldnäherung, wenn also die Metrik nur in erster Ordnung von der Minkowski-Metrik abweicht,

$$g_{\mu\nu} = \eta_{\mu\nu}^{\text{Minkowski}} + h_{\mu\nu}^{\text{klein}}, \tag{2}$$

und bei Verwendung der harmonischen Eichung

$$\frac{\partial h^\alpha_\nu}{\partial x^\alpha} - \frac{1}{2}\frac{\partial h^\alpha_\alpha}{\partial x^\nu} = 0 \tag{3}$$

für jede Komponente von $h_{\mu\nu}$ in die Form einer üblichen Wellengleichung

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}\right) h_{\mu\nu} = -2\varkappa\, T^*_{\mu\nu} \tag{4}$$

über, deren allgemeine Lösung – vollkommen analog zur Elektrodynamik – durch retardierte Potentiale

$$h_{\mu\nu}(\boldsymbol{r}, t) = \frac{\varkappa}{2\pi}\int \frac{T^*_{\mu\nu}\left(\boldsymbol{r}', t - \frac{|\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}'|}{c}\right)}{|\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}'|}\, d^3\boldsymbol{r}' \tag{5}$$

Dr. Karsten Danzmann, MPI für Quantenoptik, Ludwig-Prandtl-Straße 10, W-8046 Garching.
Prof. Dr. Hanns Ruder, Institut für Theoretische Astrophysik, Universität Tübingen, Auf der Morgenstelle 10, W-7400 Tübingen.

 0031–9279/93/0202–0103 $ 03.50+.25/0 – © VCH, W-6940 Weinheim, 1993

gegeben ist. Quellen sind hier beschleunigte Massen. Die Lösungen für Vakuum, $T_{\mu\nu} = 0$, sind ebene Wellen

$$h_{\mu\nu}(r,t) = h^0_{\mu\nu} \sin(\boldsymbol{k} \cdot \boldsymbol{r} - \omega t + \varphi_{\mu\nu}) \qquad (6)$$

für jede Komponente $h_{\mu\nu}$ der Abweichung des Metriktensors vom Minkowski-Tensor, also Gravitationswellen, die sich im Vakuum mit Lichtgeschwindigkeit $v = c$ und $k = \omega/c$ ausbreiten.

4. Was bewirken Gravitationswellen?

Um diese Frage zu beantworten, betrachten wir den Metriktensor einer ebenen transversalen Gravitationswelle mit Ausbreitung in z-Richtung

$$g_{\mu\nu} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 + h_{xx} & h_{xy} & 0 \\ 0 & h_{xy} & -1 - h_{xx} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix} . \qquad (7)$$

Die periodischen Abweichungen von der Minkowski-Metrik haben die Form

$$h_{ij} = h^0_{ij} \sin(kz - \omega t + \varphi_{ij}) , \qquad (8)$$

und genau wie in der Elektrodynamik gibt es zwei unabhängige Polarisationsmoden, die z. B. in der Form $h_{xx} \neq 0$, $h_{xy} = 0$ und $h_{xx} = 0$, $h_{xy} \neq 0$ gewählt werden können. In beiden Fällen „schwingt" die Metrik in der xy-Ebene periodisch, was man in gegenüber der Wellenlänge kleinen räumlichen Bereichen physikalisch am einfachsten mit Hilfe der Relativbeschleunigung benachbarter Punkte durch Gezeitenkräfte beschreiben kann. In Abb. 1 ist eine Momentaufnahme der Kraftlinien einer Gravitationswelle in der xy-Ebene dargestellt.

Diese Relativbeschleunigungen führen in der xy-Ebene, wie man durch einfache Integration der Bewegungsgleichung mit den Gezeitenkräften findet, zu einer periodischen Abstandsänderung $\delta\ell/\ell = 1/2h^0$ benachbarter Probemassen mit dem Abstand ℓ (vgl. Abb. 2).

Auf der Messung dieser relativen Längenänderungen bzw. der dadurch hervorgerufenen mechanischen Anregungen beruhen die experimentellen Anordnungen zum Nachweis von Gravitationswellen.

Wer alles noch genauer wissen möchte, sei auf eines der vielen guten Bücher über Gravitationstheorie verwiesen. Eine besonders kompetent geschriebene Darstellung des gesamten Gebietes der Gravitationswellenphysik findet man in dem Beitrag von K. S. Thorne zu dem Buch *Three hundred years of gravitation* [2].

5. Erzeugung von Gravitationswellen durch beschleunigte Massen

Für starke Gravitationsfelder und hohe Geschwindigkeiten ist die genaue Berechnung der Gravitationswellenamplitude $h_{\mu\nu}$ sowie der abgestrahlten Gravitationsenergie eine extrem schwierige Aufgabe und nur numerisch zu lösen. Wesentlich einfacher stellt sich das Problem in der linearisierten Theorie dar, wo sich – wieder weitgehend analog zur Elektrodynamik – aus der formalen Lösung der retardierten Potentiale die relativ gute und für viele astrophysikalische Situationen ausreichende Näherung, die berühmte „Quadrupolformel", gewinnen läßt:

$$h_{ij} = \frac{1}{r} \frac{2G}{c^4} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \left[D_{ij}(t - r/c) \right]. \qquad (9)$$

Dabei ist $D_{ij}(t - r/c)$ die transversale spurlose Projektion des Massenquadrupolmoments, genommen zur retardierten Zeit $t - r/c$.

Damit sind wir nun in der Lage, anhand von zwei Beispielen das zentrale Problem der Gravitationswellenastronomie zu demonstrieren, nämlich die extrem kleinen Zahlen für $\delta\ell/\ell$. Betrachten wir zunächst einen an der Grenze seiner Festigkeit rotierenden Eisenstab von 100 m Länge, mit einer Masse von 1000 t und einer Rotationsfrequenz von 3 Hz. Möchte man die von dieser Anordnung abgestrahlten Gravitationswellen nachweisen, dann bräuchte man in dem etwas respektvollen Abstand von 10^5 km (am Beginn der Wellenzone) eine Meßgenauigkeit für $\delta\ell/\ell$ von völlig illusorischen 10^{-40}.

Diese für einen Nachweis aussichtslose Situation verbessert sich, wenn man extreme astrophysikalische Systeme betrachtet, wie beispielsweise zwei in nur 100 km Abstand umlaufende Neutronensterne mit jeweils 1,4 Sonnenmassen und einer Bahnperiode von 10^{-2} s. Nimmt man noch zusätzlich an, daß sich dieses Doppelsternsystem in der Nähe des Zentrums unserer Milchstraße, also in etwa 30 000 Lichtjahren Abstand befindet, so ergibt sich bei uns für zwei Probemassen eine mit 200 Hz periodische relative Abstandsänderung von $\delta\ell/\ell \approx 10^{-18}$. Das ist zwar immerhin 10^{22} mal mehr als im ersten Beispiel, die Anforderungen an eine wünschenswerte Meßgenauigkeit der Längenänderung für den Nachweis von Gravitationswellen liegen aber, wie dieses sehr optimistische Beispiel zeigt, bei mindestens 10^{-20} und sind damit vergleichbar mit der Bestimmung des Abstandes Erde–Sonne auf atomare Durchmesser oder kilometerlanger Interferometerarme auf Hundertstel eines Atomkerndurchmessers.

5.1 Strahlungsleistungen von Gravitationswellenquellen

Aus der Quadrupolformel folgt für die Strahlungsleistung L_{GW} einer periodischen Quelle mit dem Trägheitsmoment Θ der von der Axialsymmetrie abweichenden Massenanteile

$$L_{GW}(2\omega) = \frac{32}{5} \frac{G}{c^5} \Theta^2 \omega^6 . \qquad (10)$$

Betrachten wir dazu wieder ein paar Zahlenbeispiele:

Eisenstange (1000 t, 100 m, 3 Hz): $L_{GW} \approx 10^{-26}$ W

Erde um Sonne: $L_{GW} \approx 200$ W

Jupiter um Sonne: $L_{GW} \approx 5300$ W

Diese erschreckend kleinen Zahlen liegen ganz einfach an dem Faktor $(G/c^5)^{-1} \approx 3{,}6 \cdot 10^{52}$ Watt. Will man ein System mit ergiebigen Strahlungsleistungen für Gravitationswellen haben, so muß man die

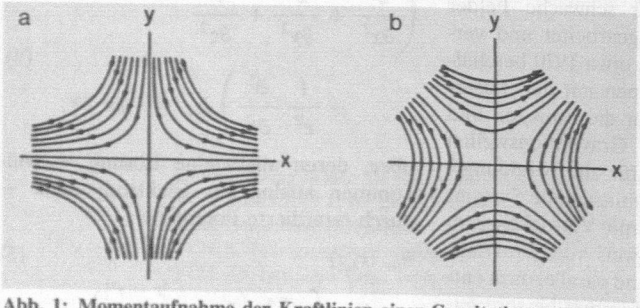

Abb. 1: Momentaufnahme der Kraftlinien einer Gravitationswelle in der xy-Ebene. a: Gezeitenkräfte für die Polarisation $h_{xx} \neq 0$, $h_{xy} = 0$, b: für die Polarisation $h_{xx} = 0$, $h_{xy} \neq 0$. (Aus [2])

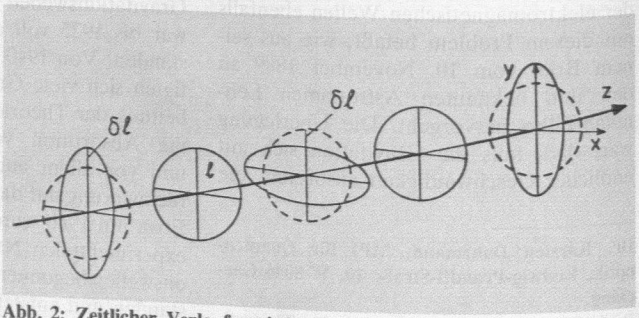

Abb. 2: Zeitlicher Verlauf periodischer Raumdehnungen $\delta\ell/\ell$ in der xy-Ebene, wie sie durch eine in z-Richtung laufende Gravitationswelle hervorgerufen werden.

Massen und die Beschleunigungen drastisch vergrößern:
enges Doppelsternsystem:

$$L_{GW} \approx 10^{15} - 10^{30}\ \mathrm{W}$$

enges Neutronensternsystem (Abstand 100 km, Bahnperiode 10^{-2} s):

$$L_{GW} \approx 10^{45}\ \mathrm{W}.$$

Diese Zahlenbeispiele zeigen, daß nur kompakte kosmische Objekte mit Sonnenmassen und auftretenden großen Beschleunigungen interessante Quellen für Gravitationsstrahlung darstellen.

Tab. 1: Starke kosmische Quellen für Gravitationswellen

Quelle	Spektrum	abgestrahlte Energie
Supernova	kontinuierlich Maximum bei ≈ 1 kHz	$10^{40} - 10^{44}$ Ws
verschmelzende Neutronensterne	quasiperiodisch anwachsend von 200 Hz auf ≈ 1 kHz	≈ 10^{45} Ws

5.2 Kosmische Quellen für Gravitationswellen

Hält man in dem uns bekannten Universum Ausschau nach attraktiven Quellen für Gravitationswellen, so findet man, wenn man so spekulative Quellen wie beispielsweise Galaxienbildung durch kosmische Strings usw. wegläßt, im wesentlichen die beiden in der Tabelle 1 beschriebenen Möglichkeiten.

Da die Emission von starken Gravitationswellen sowohl bei einer Supernova als auch beim Verschmelzen zweier Neutronensterne nur wenige Millisekunden dauert, ist in der Tabelle nicht die Strahlungsleistung, sondern die gesamte abgestrahlte Energie angegeben. Die Unsicherheiten in der abgestrahlten Energie bei einer Supernova – also beim Kollaps zu einem Neutronenstern – beruhen darauf, daß Supernovarechnungen meist in sphärischer Geometrie durchgeführt werden, aber nur die Abweichungen von der Radialsymmetrie Gravitationswellen erzeugen. Daher ist die in die Amplitude des aperiodischen Gravitationswellensignals

$$h \approx 3 \cdot 10^{-20} \left(\frac{\Delta E_{GW}}{M_{\mathrm{Sonne}}\, c^2} \right)^{1/2} \cdot \left(\frac{1\ \mathrm{kHz}}{f} \right)^{1/2} \left(\frac{10\ \mathrm{Mpc}}{r} \right) \tag{11}$$

(1 Mpc = $3{,}26 \cdot 10^6$ Lichtjahre) eingehende Größe ΔE_{GW}, die besagt, wieviel Energie in Gravitationsstrahlung umgewandelt wird, mit erheblichen Unsicherheiten behaftet. Abschätzungen reichen (in Einheiten der Ruhenergie einer Sonnenmasse) von 10^{-7} bis 10^{-3}. Auch die beim Verschmelzen zweier Neutronensterne abgestrahlte Energie stammt aus Näherungsrechnungen. Das Problem, den Vorgang zeitabhängig dreidimensional im Rahmen der vollständigen Einsteinschen Feldgleichungen mit realistischen Zustandsgleichungen für die Materie numerisch zu berechnen, ist noch nicht bewältigt. Weitere, zwar sehr viel schwächere, dafür aber extrem monochromatische Quellen mit genau bekannten Frequenzen sind die Millisekundenpulsare. Die Unsicherheit für die Größe des zu erwartenden Signals besteht in der Unkenntnis der für die Abstrahlung allein verantwortlichen Abweichung von der Axialsymmetrie. Auch bei optimistischen Annahmen dürfte für die bekannten Pulsare $\delta\ell/\ell$ kaum größer als 10^{-27} sein.

Ein wichtiger Punkt ist noch die Häufigkeit der zu erwartenden Ereignisse. Für Supernovae existieren aus Beobachtungen relativ verläßliche Aussagen von einer Supernova in 20 bis 100 Jahren pro Galaxie. Will man wenigstens ein paar Ereignisse pro Monat beobachten, so bedeutet dies, daß die Detektoren so empfindlich sein müssen, daß Supernovae von ein paar tausend Galaxien erfaßt werden können. Dies wiederum erfordert bei der Galaxiendichte in unserer Umgebung eine Reichweite von 10 Mpc und damit nach (11) eine Empfindlichkeit der Detektoren von 10^{-21}. Verschmelzende Neutronensterne sind mit Sicherheit sehr viel seltener, man erwartet vielleicht alle 10^3 bis 10^5 Jahre ein Ereignis pro Galaxie. Dieser Nachteil wird aber durch die größere Signalstärke kompensiert, so daß verschmelzende Neutronensterne vermutlich die attraktivsten Quellen für die Gravitationswellenastronomie sind.

Da die beim Gravitationskollaps auftretenden Raum-Zeit-Deformationen praktisch ungestört zu uns gelangen, kann man mit Hilfe von Gravitationswellen die Vorgänge und das Verhalten der Materie beim Kollaps bis zu einem Schwarzen Loch verfolgen. Gravitationswellenastronomie ermöglicht somit die Beobachtung der innersten Vorgänge bei den energiereichsten Prozessen, die der Beobachtung mit Photonen und selbst mit Neutrinos prinzipiell verborgen bleiben.

5.3 Gravitationswellen von zwei verschmelzenden Neutronensternen

Neben Supernovaexplosionen ist das Verschmelzen von zwei umlaufenden Neutronensternen zu einem Schwarzen Loch das dramatischste Ereignis für die Gravitationswellenphysik. Die Bahnperiode kurz vor der Verschmelzung liegt im Millisekundenbereich, die Dauer des Verschmelzungsvorgangs beträgt ≈ 10 Millisekunden und die dabei emittierte Gravitationswellenenergie ≈ 10^{45} Ws, was einer Energieumwandlung von 10^{28} kg = 0,5 % der Sonnenmasse entspricht. Hieraus folgt für den größenordnungsmäßig 10 Millisekunden dauernden Verschmelzungsvorgang im Mittel eine Strahlungsleistung von 10^{47} W oder 10^{21} Sonnenleuchtkräften. Man beachte und staune: 10^{21} Sonnen sind 100 Milliarden Sonnen in 10 Milliarden Galaxien, d. h. das Ereignis ist im „Licht der Gravitationsstrahlung" so hell wie das gesamte für uns sichtbare Universum in seiner elektromagnetischen Leuchtkraft – ein wahrhaft spektakulärer Abgang!

Zum Schluß des Theorieteils noch eine interessante Größe, die sich ganz einfach aus den Zahlen ergibt und die zwanglos zu Beobachtungsmöglichkeiten überleitet. Betrachten wir die in Abb. 3 dargestellte Situation, nämlich, daß in 30 000 Lichtjahren = $3 \cdot 10^{20}$ m Entfernung, also etwa im Zentrum unserer Milchstraße eine 0,01 s dauernde Verschmelzung zweier Neutronensterne stattfindet. Die Länge des Gravitationswellenpulses ist ≈ 3000 km und das Volumen V der sich mit c ausbreitenden Kugelschale der schwingenden Raumzeit $V = 4\pi r^2 dr \approx 10 \cdot 10^{41} \cdot 3 \cdot 10^6\ \mathrm{m}^3 = 3 \cdot 10^{48}\ \mathrm{m}^3$, woraus sich sofort die Energiedichte u der Gravitationsstrahlung zu $u = 10^{45}/3 \cdot 10^{48}\ \mathrm{Ws/m^3} = 3 \cdot 10^{-4}\ \mathrm{Ws/m^3}$ berechnen läßt. Die sich hieraus ergebende Strahlungsleistung = Energiedichte × Lichtgeschwindigkeit beträgt $3 \cdot 10^{-4}\ \mathrm{Ws/m^3} \cdot 3 \cdot 10^8\ \mathrm{m/s} \approx 10^5\ \mathrm{W/m^2}$, also immerhin das Hundertfache der Sonnenleuchtkraft auf der Erde!

Angesichts dieser Zahlen könnte man als Theoretiker schon auf die Idee kommen, an die messenden Kollegen die etwas hämische Frage zu stellen, warum es denn gar so schwierig sein sollte, eine derartig gewaltige Strahlungsleistung nachzuweisen. Der Grund ist natürlich nicht mangelndes Können, sondern daß offensichtlich das Raum-Zeit-Kontinuum, in dem wir leben, extrem stabil und steif ist und daß auch für menschliche Maßstäbe riesige Energiedichten nur winzige Deformationen verursachen können.

6. Der Nachweis von Gravitationswellen

Der Nachweis von Gravitationswellen besteht eigentlich in einer einfachen Längenmessung. Das Problem ist nur, wie wir vorne diskutiert haben, daß die Längenänderung so klein ist. Eine Supernova in einer nicht zu weit entfernten Galaxie könnte hier auf der Erde eine relative Längenänderung von 10^{-21} hervorrufen. Das entspricht dem Durchmesser eines Wasserstoffatoms, bezogen auf die Entfernung Erde–Sonne oder einem Tausendstel eines Protonendurchmessers auf einer drei Kilometer langen Meßstrecke. Und das Ganze dauert nur einige Millisekunden.

6.1 Zylinderantennen

Die Geschichte der experimentellen Gravitationswellenphysik beginnt in den 60er Jahren mit den berühmten Zylinderexperimenten von Joseph Weber [3]. Obwohl diese Experimente bis heute keine Gravitationswellen nachgewiesen haben, so hatten sie doch den unbestrittenen Effekt, die Aufmerksamkeit der Wissenschaftler darauf zu lenken, daß ein Nachweis experimentell möglich sein könnte. Zylinderantennen sind im Prinzip sehr einfache Gebilde: Man stelle sich einen großen Metallklotz vor, der beim Durchgang eines Gravitationswellenpulses wie mit einem Hammer angeschlagen wird. Nach jahrelanger Entwicklung an vielen Orten in der Welt haben Zylinderantennen heute eine Empfindlichkeit erreicht ($h \approx 10^{-18}$ für Millisekundenpulse), bei der man erwarten könnte, die nächste Supernova in unserer eigenen Galaxis zu sehen.

Wegen ihres resonanten Wirkungsprinzips sind Zylinderantennen allerdings in der Praxis nur in einem relativ kleinen Frequenzband von einigen 10 Hz um ihre Mittenfrequenz von typischerweise etwa 1 kHz empfindlich. Die Zeitstruktur des Signals kann man mit ihnen deshalb nur schlecht auflösen. Außerdem ist ihre Empfindlichkeit durch die quantenmechanische Unschärfe ihres mechanischen Zustandes begrenzt (obowhl diese Begrenzung rein theoretisch durch eine Quantum-Non-Demolition-Messung umgangen werden könnte). Die Nützlichkeit von Zylinderantennen wird deshalb wohl relativ begrenzt bleiben.

6.2 Laser-Interferometer

In den frühen 70er Jahren kam dann die Idee auf, daß Laser-Interferometer eine größere Chance zum Nachweis von Gravitationswellen haben könnten. Vorangetrieben wurde dieser Gedanke vor allem von R. Weiss und R. L. Forward [4]. Grundzüge dazu finden sich allerdings bereits in frühen Veröffentlichungen von F. A. E. Pirani [5] und M. E. Gertsenshtein und V. I. Pustovoit [6]. Große Laser-Interferometer sind durch die Unschärferelation erst bei Empfindlichkeiten begrenzt, die weit unterhalb von $h = 10^{-23}$ liegen. Außerdem bieten sie den besonderen Vorteil, in einem breiten Frequenzband empfindlich zu sein. Als Beispiel sehen wir in Abb. 4 einen hypothetischen Gravitationswellenpuls, wie er in einem breitbandigen bzw. in einem schmalbandigen Detektor erscheinen würde. Es genügt eben nicht, nur das Ereignis nachzuweisen, sondern man muß auch in der Lage sein, die genaue Wellenform zu messen, um aus einer Gravitationswelle Detailinformationen über die physikalischen Vorgänge zu erhalten.

Ein Michelson-Interferometer mißt die Phasendifferenz zwischen zwei Lichtwellen, die die beiden unter rechtem Winkel stehenden Interferometerarme durchlaufen haben, d. h. im wesentlichen die Längendifferenz zwischen den beiden Armen. Dies ist genau die Größe, die beim Durchgang einer passend orientierten Gravitationswelle geändert würde (Abb. 5). Sofort offensichtlich ist hier, daß das Interferometer lange Arme haben muß. Die Meßgröße ist die absolute Phasendifferenz zwischen den beiden Feldern. Die Gravitationswelle aber bewirkt eine Längenänderung um einen bestimmten Bruchteil. Die Phasendifferenz kann also vergrößert werden, indem man die Armlänge vergrößert, oder anders ausgedrückt, die Wechselwirkungszeit des Lichts mit der Gravitationswelle verlängert. Das funktioniert bis zu einem Optimum für eine Wechselwirkungszeit gleich der halben Schwingungsdauer einer Gravitationswelle, denn in der nächsten Halbwelle kehrt sich der Effekt ja um. Für eine Gravitationswellenfrequenz von 1 kHz entspricht das einer halben Millisekunde oder einer Armlänge von 75 km.

Es ist offensichtlich unrealistisch, so große Interferometer zu bauen, aber glücklicherweise existieren Wege, die Wechselwirkungszeit zu erhöhen, ohne daß man die Armlänge über alle Grenzen steigern muß. Historisch haben sich zwei verschiedene Ansätze entwickelt: die Speicherung des Lichts durch resonante Fabry-Perot-Resonatoren in den Armen und die Erhöhung der Wechselwirkungszeit durch buchstäbliches Hin- und Herfalten des Lichts in den Armen in optischen Verzögerungsleitungen. Heute beginnt dieser Unterschied zu verschwimmen, da nun mit der Entwicklung einer neuen optischen Methode, genannt Dual Recycling (siehe unten) [7], eine hybride Technik zur Verfügung steht, die die Vorteile beider Ansätze vereint und noch weitere angenehme Eigenschaften besitzt.

6.3 Prototypen

Mehrere kleine Prototypen von laser-interferometrischen Gravitationswellendetektoren gibt es bereits. Ein Instrument mit 30 m Armlänge wird am MPI für Quantenoptik in Garching bei München betrieben [8], ein 10-m-Instrument steht an der Universität Glasgow, ein 10-m-Instrument am Institute for Space and Astronautical Science in Tokio und ein 40-m-Interferometer am Caltech. Die Empfindlichkeit dieser Instrumente hat sich über die Jahre stetig verbessert und liegt in derselben Größenordnung wie die Empfindlichkeit der besten tiefgekühlten Zylinderantennen, die Interferometer al-

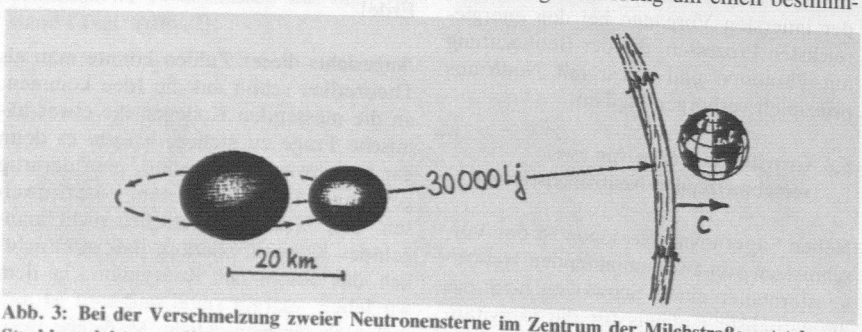

Abb. 3: Bei der Verschmelzung zweier Neutronensterne im Zentrum der Milchstraße entsteht eine Strahlungsleistung, die etwa dem Hundertfachen der Sonnenleuchtkraft an der Erdoberfläche entspricht (vgl. Text). 30 000 Lichtjahre = $3 \cdot 10^{20}$ m; Länge des Gravitationswellenpulses ≈ 3 000 km.

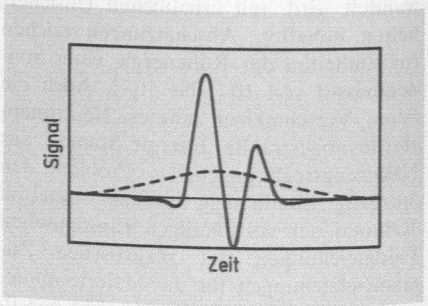

Abb. 4: Gravitationswellenpuls, beobachtet mit einem breitbandigen Detektor (durchgezogene Linie) und einem schmalbandigen Detektor (gestrichelt) (willkürl. Einheiten).

lerdings erreichen ihre Empfindlichkeit über ein breites Frequenzband.

Die absolute Empfindlichkeit der Prototyp-Detektoren ist zwar ermutigend, aber eigentlich gar nicht so wichtig, denn mit Armlängen von einigen zehn Metern sind sie offensichtlich zu klein, um Gravitationswellen beobachten zu können, es sei denn, die Quelle befindet sich durch einen glücklichen Umstand in unserer näheren Umgebung (allerdings wohl auch lieber nicht zu nahe . . .). Viel wichtiger ist, daß man die Prototypen als Instrumente gut versteht, d. h. die verschiedenen physikalischen Prozesse, die die Empfindlichkeit bei verschiedenen Frequenzen begrenzen, müssen identifiziert sein, um Wege zur Verbesserung zu finden.

7. Projekte für große Interferometer

Nach fast zwei Jahrzehnten Forschung an kleinen Prototypen war die Zeit reif, den Schritt zum Bau großer Interferometer mit Armlängen von einigen Kilometern zu wagen. Weltweit wurden 1989/1990 mehrere solcher Vorschläge bei den zuständigen Organisationen eingereicht. Einer davon ist das deutsch-britische GEO-Projekt für ein Interferometer mit 3 km Armlänge bei Hannover. Federführend sind Wissenschaftler aus Garching, Hannover, Glasgow und Cardiff.

Im folgenden werden wir beispielhaft eine der zahlreichen Rauschquellen für Laserinterferometer herausgreifen, sie etwas näher betrachten und die Lösungen demonstrieren, wie sie für große Anlagen vorgesehen sind. Wir verzichten dabei bewußt auf eine Fülle interessanter Physik, der man in der Konzeption eines solchen Detektors begegnet. Als Schlagworte seien hier nur genannt: Spiegelentwicklung, verlustfreie Bedampfungen, Vibrationsisolation, elektronische Kühlung, mechanische Verluste und thermisches Rauschen in Festkörpern, Vakuumsystem, Regelsysteme, Datenerfassung und -analyse.

7.1 Die Laserquelle

Das Photon-Schrotrauschen begrenzt die Empfindlichkeit eines einfachen Michelson-Interferometers für kurze Gravitationswellenpulse auf

$$h_{\mathrm{DL}} \approx 2{,}4 \cdot 10^{-21} \left[\frac{\varepsilon\, I_0}{50\ \mathrm{W}}\right]^{-1/2} \left[\frac{f}{1\ \mathrm{kHz}}\right]. \tag{12}$$

Hier bedeuten ε die Quanteneffizienz des Detektors, I_0 die Laserleistung und f die Mittenfrequenz des Pulses. Grünes Licht

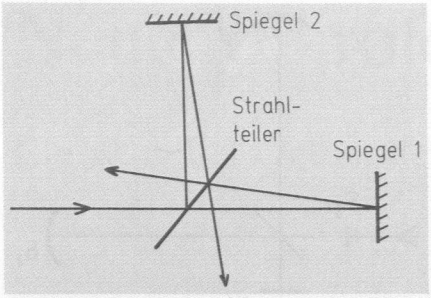

Abb. 5: Michelson-Interferometer, das Prinzip der interferometrischen Gravitationswellenmessung.

und eine Bandbreite gleich der Hälfte der Mittenfrequenz sind angenommen.

Ein wesentliches Problem ist also die Entwicklung eines Lasers hoher Ausgangsleistung in einer stabilen transversalen und longitudinalen Mode. Außerdem müssen sowohl Frequenz als auch Amplitude des Lasers mit beispielloser Präzision stabilisiert werden. Gegenwärtig benutzen alle Prototypen Argon-Ionen-Laser als Lichtquellen. Die Ausgangsleistung der stärksten kommerziell erhältlichen Laser dieses Typs liegt bei etwa 5 W im Single-Mode-Betrieb. Die kohärente Addition des Lichts mehrerer Argon-Laser ist zwar experimentell demonstriert worden, aber dieser Weg erscheint nicht aussichtsreich, da Argon-Laser sehr ineffizient, komplex und teuer in der Unterhaltung sind und ein starkes Rauschen im freilaufenden Betrieb zeigen. Für alle Projekte werden deshalb vollständig diodengepumpte Festkörperlaser entwickelt. Der Laser für das GEO-Projekt basiert auf einem monolithischen Miniatur-YAG-Ringlaser [9] als Oszillator, der in Hannover bereits 400 mW Ausgangsleistung liefert. Der Oszillator enthält einen elektro-optischen Phasenmodulator zur schnellen Abstimmung und einfachen Frequenzstabilisierung. Die Strahlung wird in einem ebenfalls laser-diodengepumpten YAG-Stab verstärkt, und es soll schon bald bis zu 50 W Ausgangsleistung erreicht werden.

Ein perfektes Interferometer ist vollständig unempfindlich gegenüber Frequenzschwankungen des Lasers. Aber in einem realen Interferometer können Störsignale erzeugt werden, wenn am Ausgang Lichtstrahlen interferieren, die eine unterschiedliche Vorgeschichte haben. Solch eine Situation kann entstehen, wenn die Speicherzeit in den Armen nicht gleich ist oder wenn sich Streulicht mit dem Hauptstrahl überlagert. Eine Frequenzschwankung $\delta\nu/\nu$ täuscht eine Längenänderung

$$\frac{\partial \ell}{\ell} = \sigma \frac{\partial \nu}{\nu} \tag{13}$$

vor, wobei σ die relative Streulichtamplitude ist. In den Prototypen werden relativ unruhige Argon-Laser verwendet. Für diese Laser hat man mit ausgefeilten Frequenzstabilisierungstechniken ein Frequenzrauschen von einigen $10^{-5}\ \mathrm{Hz}/\sqrt{\mathrm{Hz}}$ erreicht. Für die großen Interferometer wird ein Frequenzrauschen des Lasers bis hinunter zu $10^{-6}\ \mathrm{Hz}/\sqrt{\mathrm{Hz}}$ benötigt. Das ist mit diodengepumpten YAG-Lasern wesentlich einfacher zu erreichen, da ihr Frequenzrauschen im freilaufenden Betrieb bis zu drei Größenordnungen kleiner ist als bei Argon-Lasern.

7.2 Recycling

Offensichtlich reicht die Empfindlichkeit eines einfachen Michelson-Interferometers nicht aus, selbst wenn man sehr starke Laser verwendet. Hier wurden große Fortschritte erzielt, und es stehen uns heute zwei Techniken zur Verfügung, die Empfindlichkeit eines Interferometers so zu steigern, daß Signale detektierbar werden. Diese Techniken sind bekannt unter den Namen „Power Recycling" und „Signal Recycling" und die Kombination aus beiden als „Dual Recycling" [7].

Power Recycling nutzt die Tatsache, daß der Interferometerausgang durch einen Regelkreis dunkel gehalten wird. Alles Licht geht zurück zum Eingang, und das gesamte Interferometer verhält sich wie ein Spiegel. Stellt man nun einen Spiegel in den Eingang des Interferometers (siehe Abb. 6), so wird ein optischer Resonator gebildet, der das gesamte Interferometer als Endspiegel benutzt. In Resonanz ist die umlaufende Lichtleistung wesentlich höher als die Laserleistung, und zwar um einen Faktor, der gleich dem Inversen der Verluste im Interferometer ist.

Signal Recycling funktioniert ähnlich, nur daß es eine resonante Überhöhung des Signals anstatt der Lichtleistung bewirkt. Eine Gravitationswelle, die, bildlich gesprochen, an den Spiegeln wackelt, führt zu einer Phasenmodulation des reflektierten Laserstrahls. Mit anderen Worten, die in der Gravitationswelle steckende Information wird in Form von Seitenbändern auf die Trägerfrequenz des Lasers aufmoduliert. Zwischen den Armen wird eine Phasendifferenz von 180° gehalten, so daß Licht bei der Trägerfrequenz zurück zum Eingang des Interferometers läuft. Die Seitenbänder hingegen werden in den beiden Armen mit Antiphase erzeugt und verlassen das Interferometer am Ausgang. Stellt man nun einen weiteren Spiegel in den Ausgang des Interferometers (vgl. Abb. 6), so kann man einen weiteren optischen Resonator bilden, der eine resonante Überhöhung der Seitenbänder bewirkt. Abhängig von der Reflektivität

dieses Spiegels (und damit der Linienbreite des Signalüberhöhungs-Resonators) läßt sich der Detektor breitbandig (einige kHz) oder schmalbandig (einige Hz) betreiben, und durch eine kleine Positionsänderung dieses Spiegels kann man den Detektor auf verschiedene Gravitationswellenfrequenzen abstimmen.

Doch das ist noch nicht alles: Signal Recycling vermindert auch die optischen Verluste ganz erheblich. Spiegelfehler führen dazu, daß die destruktive Interferenz am Strahlteiler nie ganz perfekt ist. Ein kleiner Bruchteil des Lichts wird aus der fundamentalen Lasermode in höhere Moden gebeugt und verläßt das Interferometer am Ausgang. Das ist der dominante Verlustmechanismus, der die Leistungsüberhöhung durch Power Recycling begrenzt. Dieser Ausgang ist aber jetzt durch einen Spiegel hoher Reflektivität verschlossen, und das Licht kann das Interferometer nicht verlassen. Da sich das Falschlicht in höheren Moden des Strahlungsfeldes befindet, für die der Signalüberhöhungs-Resonator nicht resonant ist, wird es genauso unterdrückt, wie die resonante Grundmode überhöht wird. Das Falschlicht verschwindet natürlich nicht einfach, sondern es bleibt im Power-Recycling-Resonator gefangen, in dem sich schließlich eine neue Grundmode herausbildet, die leicht von einer 00-Mode abweicht. Starke Wellenfrontverzerrungen durch thermische Linseneffekte, insbesondere im Strahlteiler, setzen schließlich dem Leistungsaufbau eine Grenze, vermutlich in der Gegend von einigen zehn kW. In jüngster Zeit haben wir erhebliche Fortschritte im Verständnis dieses dynamischen Systems erzielt.

Die Empfindlichkeit eines Interferometers mit Dual Recycling für kurze breitbandige Pulse von Gravitationswellen wird durch das Schrotrauschen bei

$$h_{DR} \approx 10^{-22} \left[\frac{f}{1\ \mathrm{kHz}}\right] \left[\frac{\varepsilon I_0}{50\ \mathrm{W}}\right]^{-1/2} \cdot \left[\frac{1-R}{5\times 10^{-5}}\right]^{-1/2} \left[\frac{\ell}{3\ \mathrm{km}}\right]^{-1/2} \quad (14)$$

begrenzt, hier ist f die Mittenfrequenz des Pulses, ε die Quanteneffizienz des Photodetektors, I_0 die Laserleistung, ℓ die Armlänge und R die Reflektivität der Spiegel. Grünes Licht und eine Bandbreite gleich der halben Mittenfrequenz sind angenommen. Diese Empfindlichkeit sieht recht gut aus, verglichen mit den Abschätzungen der Quellenstärke in Kapitel 5, so daß nun endlich auch die Experimentatoren hoffnungsvoll in die Zukunft blicken können.

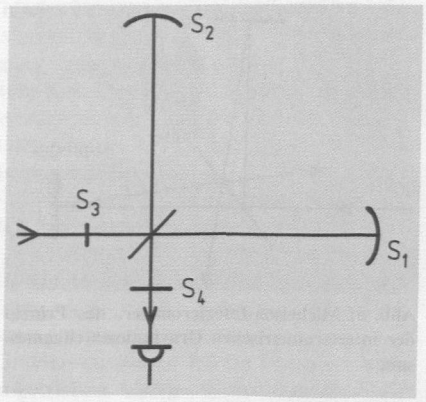

Abb. 6: Interferometer mit „Dual Recycling" (vgl. Text). $S_1 \ldots S_4$ = Spiegel

8. Das Ziel – ein weltweites Netz

Im Rahmen des US-amerikanischen LIGO-Projektes wird der Bau von zwei Detektoren mit je 4 km Armlänge geplant. Die Baukosten sollen 212 Mio $ betragen. LIGO wurde im Herbst 1991 genehmigt und Mittel für das Haushaltsjahr 1992 zur Verfügung gestellt. Im Frühjahr 1992 wurden zwei Standorte ausgewählt, einer in Hanford, Washington, und der andere in Livingston, Louisiana. Die ersten Spatenstiche sollen 1993 stattfinden, in Betrieb genommen werden die Detektoren frühestens 1997.

Ein australischer Vorschlag (AIGO) für einen 3 km-Detektor bei Perth wurde eingereicht, von der Regierung jedoch bislang abgelehnt.

In Japan wurde ein Vorschlag (TENKO-100) für ein Interferometer mittlerer Größe (100 m) als Vorstudie für einen großen Detektor, verbunden mit einem Technologieprogramm, genehmigt. Es wird 1994 fertiggestellt sein.

In Europa hat die französisch-italienische VIRGO-Kollaboration den Bau eines Detektors mit 3 km Armlänge bei Pisa vorgeschlagen, die deutsch-britische GEO-Kollaboration den Bau eines Detektors mit ebenfalls 3 km Armlänge bei Hannover. Kürzlich haben die beteiligten europäischen Organisationen CNRS (F), INFN (I) und MPG (D) eine gemeinsame Absichtserklärung unterschrieben, der sich auch das SERC (GB) anschließen will. Die französische Regierung hat dem CNRS bereits die erforderlichen zusätzlichen Mittel für den Bau eines Gravitationswellendetektors bewilligt. Die Entscheidung in Italien wird bald erwartet. Das britische SERC hatte bereits eine Kapitalkostenbeteiligung zugesagt, mußte die Mittel dann jedoch wegen Finanzschwierigkeiten zunächt zurückstellen. Die niedersächsische Landesregierung hat eine Beteiligung für den Standort Hannover zugesagt. Der BMFT prüft die Möglichkeit, der Max-Planck-Gesellschaft zusätzliche Mittel zur Verfügung zu stellen. Forschung und Entwicklung auf diesem Gebiet werden bereits von allen Institutionen mit erheblichen Mitteln gefördert. Gegenwärtig befindet sich hier die Forschungsszene in einer Umstrukturierung, um alle Anstrengungen in Europa ineinander zu integrieren und zu vereinheitlichen.

All diese Projekte stehen nicht etwa im Wettbewerb miteinander. Im Gegenteil, jedes ist entscheidend auf die anderen angewiesen. Um Gravitationswellen aus dem allgegenwärtigen Untergrund des Rauschens verläßlich herauszufiltern, müssen mehrere Detektoren in Koinzidenz beobachten. So bilden zwei Detektoren das absolute Minimum; sie reichen aus, um die bloße Existenz von Gravitationswellen zu beweisen. Um aber die in den Signalen steckende Information bezüglich Richtung der Quelle, Zeitstruktur und Polarisation vollständig zu entfalten, braucht man ein weltweites Netz von mindestens vier Detektoren [10]. Wenn alles gut geht, existiert dieses Netz am Ende dieses Jahrzehnts, so daß die Jahrtausendwende den Beginn des Zeitalters der Gravitationswellenastronomie bedeutet.

Literatur

[1] *J. H. Taylor* u. *J. M. Weisberg*, Astrophys. J. **345** (1989) 434.

[2] *K. S. Thorne* in *S. W. Hawking* u. *W. Israel* (Hrsg.): Three Hundred Years of Gravitation. Cambridge Univ. Press 1987, S. 330 f.

[3] *J. Weber*, Phys. Rev. **117** (1960) 306.

[4] *R. Weiss*, Quaterly Progress Rep. of RLE, MIT **105** (1972) 54; *G. E. Moss, L. R. Miller* u. *R. L. Forward*, Appl. Optics **10** (1971) 2495.

[5] *F. A. E. Pirani*, Acta Physica Polonica **15** (1956) 389.

[6] *M. E. Gertsenshtein* u. *V. I. Pustovoit*, JETP **16** (1963) 433.

[7] *B. J. Meers*, Phys. Rev. D **38** (1988) 2317; *K. A. Strain* u. *B. J. Meers*, Phys. Rev. Lett. **66** (1991) 1391.

[8] *D. Shoemaker, R. Schilling, L. Schnupp, W. Winkler, K. Maischberger u. A. Rüdiger*, Phys. Rev. D **38** (1988) 423; *T. M. Niebauer, R. Schilling, K. Danzmann, A. Rüdiger* u. *W. Winkler*, Phys. Rev. A **43** (1991) 5022.

[9] *I. Schütz, H. Welling* u. *R. Wallenstein*, in: Advanced Solid State Lasers, Salt Lake City, 1990.

[10] *Y. Gürsel* u. *M. Tinto*, Phys. Rev. D **40** (1990) 3884.