

Der Beginn einer Multi-Messenger-Ära

Erstmals ist es gelungen, die Gravitationswellen sowie elektromagnetische Strahlung nachzuweisen, die beim Verschmelzen zweier Neutronensterne entstehen.

#) Vgl. dazu den Beitrag auf S. 28 in diesem Heft und Physik Journal, April 2016, S. 16

Sterne entstehen häufiger als Doppel- bzw. Mehrfachsysteme denn als Einzelgänger. Je nach ihrer Ausgangsmasse endet ihre Entwicklung als Weißer Zwerg ($M \lesssim 8 M_{\odot}$), Neutronenstern ($M \gtrsim 8 M_{\odot}$) [1] oder Schwarzes Loch ($M \gtrsim 20 - 25 M_{\odot}$). Beim Umlaufen strahlt das System Energie in Form von Gravitationswellen ab, sodass die Umlauffrequenz ansteigt und sich der Abstand verringert – bis hin zur möglichen Kollision oder zum Verschmelzen (Merger). Während sich Neutronensterne, verbunden mit einer Supernova-Explosion, etwa 10 Millionen Jahre nach der Geburt des Sterns bilden, erwartet man aufgrund von Messreihen den Merger des ersten 1974 gefundenen Doppel-Neutronensternsystems nach etwa 100 Millionen Jahren [2].

Ein Ziel der Advanced LIGO-Detektoren in Hanford und Livingston (Entfernung etwa 3000 km) war es, die anwachsende Intensität

der Gravitationswellen zu beobachten, die bei abnehmendem Abstand entweichen – verbunden mit einer drastischen Verkürzung der Umlaufzeit kurz vor der Verschmelzung. Mit den zwei aufeinander senkrecht stehenden Armen der Interferometer lassen sich die winzigen Längenunterschiede nachweisen, die beim Durchlauf von Gravitationswellen auftreten. Dies gelang erstmals 2015 für den Merger zweier Schwarzer Löcher.^{#)} Nachdem Advanced Virgo nahe Pisa in Betrieb ging, bestimmten am 14. August 2017 erstmals drei Detektoren gemeinsam die Position der Quelle des Verschmelzens zweier Schwarzer Löcher mithilfe der extrem kleinen Zeitverschiebungen des Signalempfangs [3]. Die erste Beobachtung eines Neutronenstern-Mergers (GW170817) gelang drei Tage später [4]. Dabei treten kleinere Amplituden auf, und die Umlauffrequenz nimmt langsamer zu, weil die Neutronensterne wesentlich geringere Massen besitzen als die bisher beobachteten Schwarzen Löcher. Das gute Signal-Rausch-Verhältnis ist dem relativ nahen Abstand des Mergers von 40^{+8}_{-14} Mpc bzw. etwa 130 Lj zu verdanken (Abb. 1d). Die messbare zeitliche Änderung der Umlauffrequenz ist proportional zu $\mathcal{M} = (m_1 m_2)^{3/5} / (m_1 + m_2)^{1/5}$, der so genannten Chirp Mass. Diese ist mit $\mathcal{M} = 1,188^{+0,004}_{-0,002} M_{\odot}$ der am genauesten bestimmte Parameter des Binärsystems. Weitere Informationen wie die maximale beobachtete Frequenz ergeben die Gesamtmasse des Systems zu $2,74^{+0,04}_{-0,01} M_{\odot}$ mit den 90 %-Konfidenzintervallen der Einzelmassen $m_1 \in (1,36 - 1,60) M_{\odot}$ und $m_2 \in (1,17 - 1,36) M_{\odot}$. Diese Werte sind wesentlich niedriger als beim Verschmelzen von Schwarzen Löchern und legen daher einen Neutronenstern-Merger nahe [1].

In astrophysikalischen Modellen folgen auf den Neutronenstern-Merger ein kurzer Gamma-Blitz (short Gamma Ray Burst, sGRB)

von weniger als 2 s Dauer und ein elektromagnetisches „Nachglühen“ im optischen und infraroten Wellenlängenbereich über mehrere Tage. Ursache des Gamma-Blitzes ist ein hochrelativistischer Jet, der entsteht, wenn sich nach dem Verschmelzen der Neutronensterne ein Schwarzes Loch bildet [5]. Die Gamma-Detektoren der Satelliten Fermi und INTEGRAL haben 1,7 s nach dem Gravitationswellensignal einen Gamma-Blitz beobachtet (GRB170817A, Abb. 1). Sein Ursprung liegt in den 31 deg^2 (Abb. 2), die als Quelle der Gravitationswellen bestimmt wurden [6]. Damit ist bestätigt, dass kurze Gamma-Blitze nach Neutronenstern-Mergern entstehen. Die Intensität von GRB170817A war um zwei bis sechs Größenordnungen geringer als bei einem solchen Objekt in diesem Abstand üblich [8]. Das ist sowohl mit einer Achse des Jets konsistent, die um einen Winkel von etwa 30° zur Sichtachse geneigt ist, als auch mit den Messungen der um neun Tage verzögerten „Sekundär“strahlung im Röntgen- [9] und Radiobereich [10].

Aus der nahezu gleichzeitigen Messung von Gravitationswellen und elektromagnetischer Strahlung lässt sich die Ausbreitungsgeschwindigkeit von Gravitationswellen v_{GW} auf $-3 \cdot 10^{-15} \leq (\Delta v / c) \leq +7 \cdot 10^{-16}$ einschränken mit $\Delta v = v_{\text{GW}} - c$ [8]. Alternativ helfen die Daten, die Physik von Gamma-Blitzen zu verstehen und die Zustandsgleichung von Neutronensternen einzuschränken. Beispielsweise passen die Beobachtungen dazu, dass direkt oder nach einer kurzen Übergangszeit ($< 100 \text{ ms}$ als „hypermassiver“ Neutronenstern) ein Schwarzes Loch mit einer Akkretionsscheibe am Äquator entstand. Der Massentransfer aus ihr auf das Schwarze Loch führt gleichzeitig zu einem polaren hochrelativistischen Jet, der als kurzer Gamma-Blitz zu beobachten ist [8].

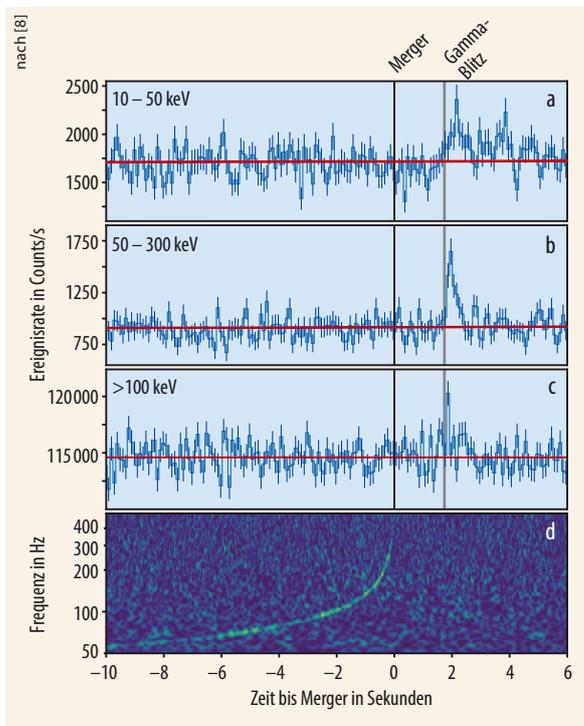


Abb. 1 Die Lichtkurven von Gamma-Strahlung zeigen etwa zwei Sekunden nach dem Verschmelzen der Neutronensterne den Beginn des Gamma-Blitzes an (a, b: Fermi/GBM, c: INTEGRAL/SPI-ACS). Der Zeitpunkt des Verschmelzens ergibt sich aus der anwachsenden Gravitationswellenfrequenz (d).

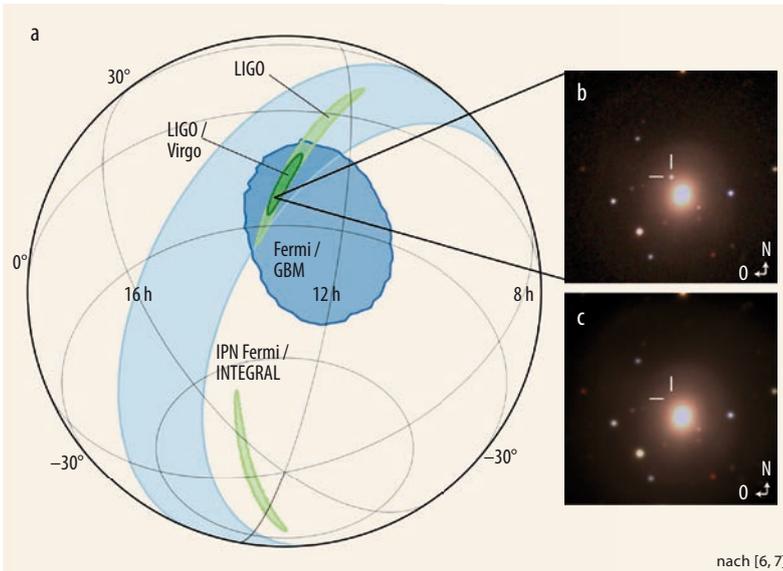


Abb. 2 Als Quelle der Gravitationswellen lokalisierten die LIGO-Detektoren einen Bereich von 190 deg^2 (a, hellgrün), die Kombination mit Virgo schränkt diesen auf 31 deg^2 ein (grün). Die Triangulation der Signale von Fermi und INTEGRAL

(hellblau) und die Daten von Fermi/GBM ergaben konsistente Positionen für den Gamma-Blitz. Im optischen Bereich registrierte DECam etwa einen Tag nach dem Verschmelzen ein Signal (b), das nach mehr als 14 Tagen verschwindet (c).

Allgemein-relativistische numerische Simulationen sagen den Auswurf von Materie in zwei Phasen voraus [11]. Als direkte Folge der Kollision wird Materie dynamisch aus dem Bereich des ersten Kontakts der beiden Neutronensterne in polarer Richtung und am Äquator in Form von Spiralarmen ejeziert (Phase 1). Danach stammt der Auswurf aus der Scheibe, die um einen kurzfristig bestehenden „hypermassiven“ Neutronenstern aus den Spiralarmen entstand (Phase 2). Beide Phasen der ursprünglich sehr neutronenreichen Materie führen zur Nukleosynthese im r -Prozess (Rapid Neutron Capture Process): Das Verhältnis freier Neutronen zu Atomkernen ist während des Auswurfs und der Expansion so hoch, dass exotische, neutronenreiche Atomkerne entstehen [12]. Die Wechselwirkung der Materie mit Neutrinos sowie der Einfang von Elektronen oder Positronen beeinflussen die Effizienz des r -Prozesses, d. h. welche schweren Elemente entstehen. Wenn die frisch erzeugten instabilen Kerne zerfallen, wird Wärme frei, die zu einem Nachglühen bei optischen und nah-infraroten Wellenlängen führt. Die Helligkeit entspricht etwa dem Tausendfachen einer Nova-Explosion, sodass man von einer

Makro- oder Kilonova spricht [13]. Eine Kilonova zu beobachten ist Ziel aller erd- und weltraumgebundenen Teleskope für Wellenlängenbereiche von Ultraviolett bis zum nahen Infrarot [6]. Die bekannte Position des Mergers führte nach 10,9 Stunden zum Nachweis der Kilonova mit dem Swope Teleskop in der Galaxie NGC 4993. Das ermöglichte es in Kombination mit dem Gravitationswellensignal, Rotverschiebung, Rezessionsgeschwindigkeit sowie die Entfernung zu bestimmen. Der resultierende Wert der Hubble-Konstanten ist mit $H_0 = 70,0^{+12,0}_{-8,0} \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ konsistent mit Ergebnissen aus dem Mikrowellenhintergrund und Typ Ia-Supernovae [14].

Aus den Beobachtungen der Kilonova lässt sich auf die Dynamik des Mergers, die Nukleosynthese schwerer Elemente sowie ihre räumliche Verteilung schließen. Die Energie aus dem radioaktiven Zerfall bestimmt die Lichtkurve der Kilonova (Abb. 3). Diese fällt etwa gemäß $t^{-1,3}$ ab, wie für ein Aufheizen nach dem r -Prozess vorhergesagt [13]. Zunächst erfolgte in Phase 1 die Emission hauptsächlich im blauen Licht, was auf den Zerfall leichter Elemente schließen lässt. Aufgrund einer geringeren Anzahl freier Neutronen entstehen Elemente mit

$Z < 50$ und $A < 140$ [16]. Es handelt sich dabei um die polaren Auswürfe, deren Zusammensetzung durch schwache Wechselwirkungsprozesse mit Neutrinos beeinflusst wird. Konsistent mit den Abschätzungen aus den LIGO/Virgo-Daten besitzt diese Komponente hohe Geschwindigkeiten von $v \sim 0,25 c$, und ihre Masse beträgt etwa $0,01 M_\odot$ [17].

Nach etwa drei Tagen dominierte in Phase 2 das nahe Infrarot die Lichtkurve. Diese zweite Komponente setzt sich aus kalter, sehr neutronenreicher Materie aus den Spiralarmen sowie aus dem Abfluss von sehr neutronenreicher Materie aus der Akkretionsscheibe um das entstandene Schwarze Loch zusammen. Hier können selbst schwere Elemente wie Lanthanoiden und Aktiniden im r -Prozess entstehen [18]. Die hohe Dichte atomarer Anregungszustände dieser Elemente führt – im Gegensatz zur ersten Komponente – bei der Streuung der nuklearen Zerfallsstrahlung auf ein Spektrum, das zu größeren Wellenlängen hin, bis ins nahe Infrarot, verschoben ist. Gemäß den Messungen besitzt die zweite Komponente eine Masse von etwa $0,04 M_\odot$ und bewegt sich mit einer Geschwindigkeit von $v \sim 0,1 c$ [15].

Die zahlreichen Beobachtungen des Ereignisses erlauben es, den erwarteten Hintergrund von Gravitationswellen aus Mergern zu bestimmen [19] und den Abstand des Mergers vom Ort der letzten Supernova-Explosion im Doppel-

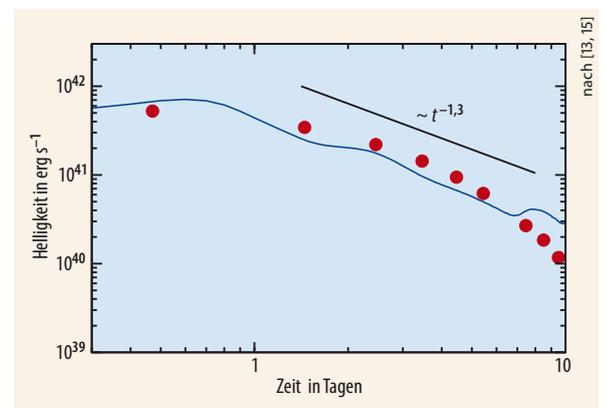


Abb. 3 Die gemessene Lichtkurve in optischen und infraroten Wellenlängen (rot) entspricht den Vorhersagen (blau), wenn bei einer Kilonova $0,01 M_\odot$ Material mit einer Geschwindigkeit von $0,1c$ emittiert wird. Die erwartete zeitliche Abhängigkeit mit $t^{-1,3}$ bestigt sich (schwarz).

Prof. Dr. Gabriel Martínez-Pinedo, GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung, Planckstr. 1, 64291 Darmstadt und Institut für Kernphysik, TU Darmstadt, Schlossgartenstr. 2, 64289 Darmstadt, Prof. Brian D. Metzger, Department of Physics and Columbia Astrophysics Laboratory, Columbia University, New York, NY10027, USA und Prof. em. Dr. Friedrich-Karl Thielemann, Departement Physik, U Basel, Klingelbergstr. 82, 4056 Basel, Schweiz, und GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung, Planckstr. 1, 64291 Darmstadt

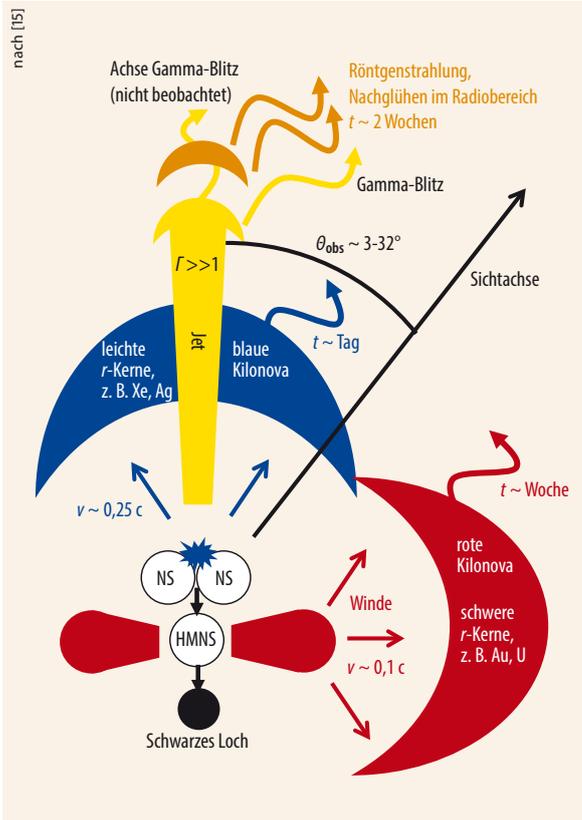


Abb. 4 Die Übersicht zeigt die Zusammensetzung, Richtung und den Zeitpunkt der erwarteten Auswürfe des Merger. Nach dem Verschmelzen der Neutronensterne (NS) entsteht zunächst ein „hypermassiver“ Neutronenstern (HMNS). Die Richtung ist durch den Jet des Gamma-Blitzes definiert. Der schwarze Pfeil markiert die Sichtachse für GW170817 bzw. GRB170817A.

sternsystem einzugrenzen [20]. Der fehlgeschlagene Nachweis hoch-energetischer Neutrinos lässt sich durch den Winkel zwischen Jet und Sichtachse erklären [21].

Die Beobachtungen rund um das Gravitationswellensignal GW170817 haben eine neue Ära so genannter Multi-Messenger-Ereignisse eingeleitet. In Zukunft sollte die höhere Empfindlichkeit der Gravitationswellendetektoren dazu führen, dass solche Ereignisse mehrmals pro Jahr oder gar wöchentlich zu beobachten sind, falls die Häufigkeit der Merger etwa einem Hundertstel der Supernova-Rate entspricht. Dann lassen sich z. B. Variationen in den Massen von Neutronensternen, in der Ausrichtung der polaren Jets, für den Zeitpunkt der Bildung des Schwarzen Lochs und bei den Verhältnissen der Komponenten in der ausgeworfenen Materie untersuchen. Um damit die Nukleosynthese im *r*-Prozess zu verstehen, bedarf es allgemein-relativistischer Simulationen mit hoher Auflösung sowie ein detailliertes Verständnis der Kern- und Teilchenphysik. Dazu gehört beispielsweise die Kernstruktur fernab der Stabilität, die

unter anderem an der zukünftigen Beschleunigeranlage FAIR untersucht werden soll.

Gabriel Martínez-Pinedo, Brian D. Metzger und Friedrich-Karl Thielemann

[1] F. Özel und P. Freire, *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **54**, 401 (2016)
 [2] J. M. Weisberg und Y. Huang, *ApJ* **829**, 55 (2016)
 [3] B. P. Abbott et al., *Phys. Rev. Lett.* **119**, 141101 (2017)
 [4] B. P. Abbott et al., *Phys. Rev. Lett.* **119**, 161101 (2017)
 [5] E. Nakar, *Phys. Rep.* **442**, 166 (2007)
 [6] B. P. Abbott et al., *ApJ* **848**, L12 (2017)
 [7] M. Soares-Santos et al., *ApJ* **848**, L16 (2017)
 [8] B. P. Abbott et al., *ApJ* **848**, L13 (2017)
 [9] D. Haggard et al., *ApJ* **848**, L25 (2017)
 [10] K. D. Alexander et al., *ApJ* **848**, L21 (2017)
 [11] L. Baiotti und L. Rezzolla, *Rep. Prog. Phys.* **80**, 096901 (2017)
 [12] F.-K. Thielemann et al., *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* **67**, 253 (2017)
 [13] B. D. Metzger et al., *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **406**, 2650 (2010)
 [14] B. P. Abbott et al., *Nature* **551**, 85 (2017)
 [15] B. D. Metzger, arXiv:1710.05931
 [16] D. Martin et al., *ApJ* **813**, 2 (2015)
 [17] B. P. Abbott et al., arXiv:1710.05836
 [18] M.-R. Wu et al., *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **463**, 2323 (2016)
 [19] B. P. Abbott et al., arXiv:1710.05837
 [20] B. P. Abbott et al., arXiv:1710.05838
 [21] A. Albert et al., arXiv:1710.05839

Quantenphasen, aber dynamisch

Erstmals ließen sich dynamische Quantenphasenübergänge experimentell beobachten.

Schlägt man ein unmagnetisches Stück Eisen mit einem Hammer an, kann es magnetisiert werden – diesen Versuch hat bestimmt jeder schon (un)freiwillig beim Einschlagen eines Nagels gemacht. Wie verhält sich aber allgemein die Magnetisierung eines Systems bei einer extrem schnellen Änderung äußerer Parameter? An hervorragend kontrollierbaren und nahezu perfekt beobachtbaren Modellsystemen aus Atomen und Ionen ließ sich diese komplexe Frage aus der Festkörperphysik kürzlich nachstellen – eine weitere exemplarische Anwendung von so genannten Quantensimulatoren. Experimente mit ultrakalten Quantengasen und gefangenen Ionen erlaubten bereits in den vergangenen Jahren völlig

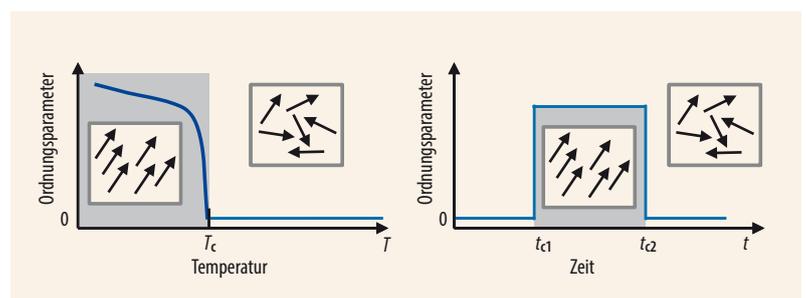


Abb. 1 Bei einem thermodynamischen Phasenübergang verschwindet die Ordnung, wenn ein externer Kontrollparameter wie die Temperatur einen kritischen Wert T_c erreicht (links). Bei

einem dynamischen Phasenübergang hingegen antwortet das System nach einer kritischen Zeit t_{c1} bzw. t_{c2} auf die plötzliche Änderung eines Kontrollparameters (rechts).

neue Einblicke in die Dynamik von Quantenphasenübergängen. Neueste Untersuchungen dringen nun erstmals in den Bereich der „dynamischen“ Quantenphasenübergänge vor und bestätigen dabei Theorien

zur Beschreibung von Nichtgleichgewichtssystemen [1–3].

Phasenübergänge charakterisieren das Verhalten von Vielteilchensystemen, wenn sich äußere Parameter ändern. Bekanntestes