

Einsteins Kunstwerk

Die Allgemeine Relativitätstheorie – aus mittlerer Entfernung betrachtet

Domenico Giulini

Einsteins originellste wissenschaftliche Leistung ist sicher die Allgemeine Relativitätstheorie. Auch 90 Jahre nach ihrer Aufstellung ist sie Gegenstand innovativer und spannender Experimente. Neben einer Darstellung der charakteristischen Grundzüge der ART und ihrem Verhältnis zu Newtonschen Konzepten soll hier ein Überblick über einige Beobachtungsergebnisse geboten werden.

Die Renaissance der Forschung auf dem Gebiet der Allgemeinen Relativitätstheorie (ART) kann man auf das Jahr 1955 datieren – dem Todesjahr Einsteins. In diesem fand in Bern ein Kongress zum Thema „Fünfzig Jahre Relativitätstheorie“ statt, dessen Rednerliste sich wie ein Auszug aus dem „Who is Who“ der Physik-Prominenz des 20. Jahrhunderts liest. Max Born, der für den verhinderten Niels Bohr eingesprungen war, beschrieb in seinem Vortrag „Physik und Relativität“ seine Haltung zur ART:

„Die Aufstellung der allgemeinen Relativitätstheorie erschien mir damals und erscheint mir auch heute noch als die größte Leistung menschlichen Denkens über die Natur, die erstaunlichste Vereinigung von philosophischer Tiefe, physikalischer Intuition und mathematischer Kunst. Aber sie hatte damals wenig Zusammenhang mit empirischen Tatsachen. Sie zog mich an wie ein Kunstwerk, an dem man sich ergötzt und das man bewundert – aus gehöriger Entfernung.“ [1]

Die hier ausgedrückte ambivalente Haltung zur ART herrschte lange vor. Wie Born empfanden die meisten ein starkes Missverhältnis zwischen der aufwändigen Mathematik und den dadurch erklärten physikalischen Tatsachen. Einstein sah das in der ihm eigenen, auf das Prinzipielle gerichteten Haltung naturgemäß etwas anders. 1952 schrieb er an Max Born in einem Brief:

„Wenn überhaupt keine Lichtablenkung, keine Perihelbewegung und keine Linienverschiebung bekannt wäre, wären die Gravitationsgleichungen doch überzeugend, weil sie das Inertialsystem vermeiden (dies Gespenst, das auf alles wirkt, auf das aber die Dinge nicht zurückwirken). Es ist eigentlich merkwürdig, dass die Menschen meist taub sind gegenüber den stärksten Argumenten, während sie stets dazu neigen, Messgenauigkeiten zu überschätzen.“ [2]

Heute, 90 Jahre nach Aufstellung der ART, hat sich die Lage grundlegend

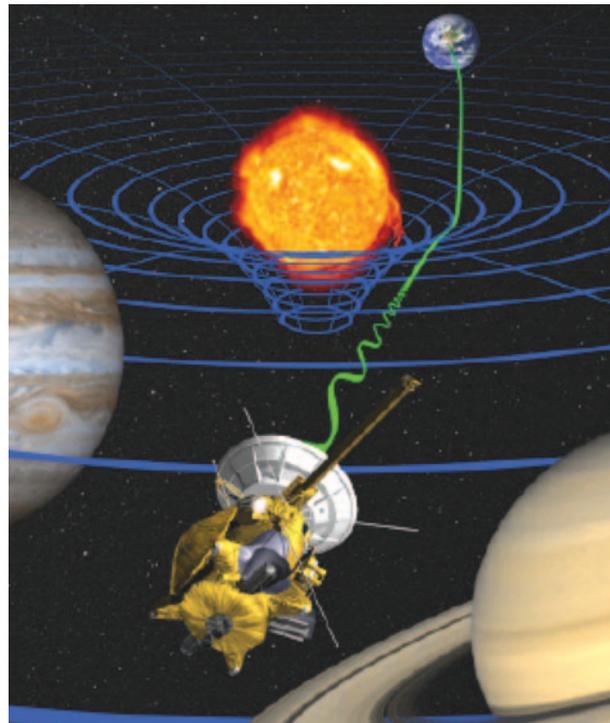


Abb. 1: Auf ihrem Weg zum Saturn stand im Juni 2002 die Cassini-Sonde annähernd in Konjunktion zur Sonne. Ihre Radio-signale – hier durch die grüne Linie wiedergegeben – mussten nahe der Sonne passieren und wurden dabei durch deren Gravitationsfeld abgelenkt und verzögert.

gend geändert: Die beobachtende Gravitationsphysik ist seit einigen Jahren unstrittig eines der aktivsten, innovativsten und nicht zuletzt spannendsten Gebiete der aktuellen Physik, die auch in Fragen der Zuverlässigkeit und Präzision keinen Vergleich mit anderen Gebieten der Physik zu scheuen braucht. Von einigen dieser Entwicklungen soll nun die Rede sein, ohne die von Einstein so betonten physikalisch-begrifflichen Aspekte zu vernachlässigen.

Grundlage der Newtonschen Mechanik ist das Trägheitsgesetz, das unter allen möglichen Bewegungstypen die sog. Trägheitsbewegungen auszeichnet. Diese lassen sich als geradlinig gleichförmige Bewegungen charakterisieren, wenn man die raumzeitlichen Bezugssysteme geeignet wählt (z. B. sind die räumlichen Bahnen kräftefreier Körper bezogen auf die sich drehende Erde sicher keine Geraden).

Im Folgenden werden wir statt der räumlichen Bahnen stets die so

KOMPAKT

- ▶ Die Gravitation lässt sich im Rahmen der Speziellen Relativitätstheorie (SRT) nicht beschreiben.
- ▶ In der Allgemeinen Relativitätstheorie (ART) werden Trägheit und Gravitation unter die geometrische Struktur der Raumzeit subsummiert. Die Gravitation hört auf, eine Kraft im Newtonschen Sinne zu sein. Inertialsysteme sind nur noch lokal und dynamisch definiert.
- ▶ Moderne Präzisionsexperimente bestätigen die ART ein ums andere Mal.

Priv.-Doz. Dr. Domenico Giulini, Physikalisches Institut, Universität Freiburg, Hermann-Herder-Str. 3, 79104 Freiburg

genannten Weltlinien, also die Bahnen in der Raumzeit betrachten. Diese enthalten nicht nur die Information, welche Raumpunkte vom Körper berührt werden, sondern auch den dazu gehörigen Zeitpunkt. Dass ein Körper (räumlich) geradlinig und (zeitlich) gleichförmig bewegt ist, bedeutet in der Raumzeit einfach, dass seine Weltlinie eine Gerade ist.

Raumzeitliche Bezugssysteme, in denen kräftefreie Körper geradlinig gleichförmig bewegt sind, heißen „Inertialsysteme“. In ihnen gilt für die Beschleunigung \vec{a} eines (idealisiert) ausdehnungslosen Probekörpers der trägen Masse m_t unter Einfluss der angreifenden Kraft \vec{F}

$$\vec{F} = m_t \vec{a} \quad (1)$$

Demnach verschwindet die Summe der äußeren Kraft \vec{F} und der Trägheitskraft $-m_t \vec{a}$. Ursache der Trägheitskraft ist die beschleunigte Bewegung gegenüber dem „Absoluten Raum“ – „absolut“, weil er weder in seiner Existenz noch in seinen Eigenschaften von der raumerfüllenden Materie irgendwie abhängig gedacht wird. Kräfte sind nach Newton die Ursache für das Abweichen von Trägheitsbewegungen. In diesem Sinne ist auch die Gravitation eine Kraft. Diese ist konservativ und deshalb aus einem Potential φ durch Gradientenbildung ableitbar. Die Gravitationstheorie Newtons lässt sich dann in zwei Gleichungen zusammenfassen. Zuerst die Feldgleichung

$$\Delta\varphi(\vec{x}, t) = 4\pi G \rho(\vec{x}, t), \quad (2)$$

die es erlaubt, aus der gegebenen Massendichte ρ das Gravitationspotential φ zu berechnen. Hierbei ist $\Delta = \vec{\nabla} \cdot \vec{\nabla}$ der Laplace-Operator und G die Newtonsche Gravitationskonstante. Hat man φ bestimmt, so folgt daraus die Gravitationskraft \vec{F} auf einen Probekörper der schweren Masse m_s zu

$$\vec{F} = -m_s \vec{\nabla} \varphi. \quad (3)$$

Die zweite Gleichung der Newtonschen Gravitationstheorie ist die Bewegungsgleichung einer Testmasse in einem gegebenen Gravitationsfeld.¹⁾ Sie folgt aus (1) und der Zusatzannahme der *universellen*, d. h. von den chemischen und physikalischen Eigenschaften unabhängigen Proportionalität der schweren und trägen Masse. Durch geeignete Wahl der Einheiten kann dies als numerische Gleichheit geschrieben werden:

$$m_s = m_t. \quad (4)$$

1) Dabei verstehen wir hier und im Folgenden unter „Testmasse“ stets, dass diese hinreichend klein ist, weder Ladung noch Eigendrehimpuls besitzt, und dass ihre Massenverteilung sphärisch-symmetrisch ist, also alle höheren Massen-Multipolmomente verschwinden.

2) Wir erinnern daran, dass alle anderen fundamentalen Wechselwirkungen im Rahmen der SRT beschrieben werden.

3) Zum Vergleich: Die derzeit niedrigsten oberen Schranken, die Laborexperimente für die Masse des Photons ergeben, liegen bei etwa 10^{-18} eV [5].

4) Als Folge der aufgrund der Masselosigkeit des Feldes herrschenden Eichinvarianz.

Die Bewegungsgleichung bekommt dann eine von jeglichem Massenattribut unabhängige Form:

$$\ddot{\vec{x}}(t) = -\vec{\nabla}\varphi(\vec{x}(t), t). \quad (5)$$

Ort und Geschwindigkeit zu einem gegebenen Anfangszeitpunkt bestimmen den Bahnverlauf einer Testmasse somit eindeutig, unabhängig von deren weiterer Beschaffenheit (schwaches Äquivalenzprinzip).

Es ist zu betonen, dass es sich bei (4) um eine numerische Gleichheit zweier physikalisch unabhängig voneinander definierter Größen handelt. Sie ist von der bisher dargelegten Theorie weder gefordert noch nahegelegt, sondern vielmehr eine überraschende Erfahrungstatsache, über die sich vor Einstein bereits Heinrich Hertz 1884 in einem Vorlesungsmanuskript wunderte:

„Auch in den Lehrbüchern wird es gewöhnlich als etwas naheliegendes und nicht besonders hervorzuhebendes hingestellt, daß die Schwere, das Gewicht eines Körpers seiner Masse proportional ist, unabhängig von dem Stoffe, aus welchem er besteht. Und doch haben wir in Wahrheit zwei Eigenschaften, zwei Haupteigenschaften der Materie vor uns, die völlig unabhängig voneinander gedacht werden können und die sich durch die Erfahrung und nur durch diese als völlig gleich erweisen. Diese Übereinstimmung ist also vielmehr als ein wunderbares Rätsel zu bezeichnen, sie bedarf einer Erklärung.“ [3]

Von der Speziellen zur Allgemeinen Theorie

Versuche, die Gravitation im Rahmen der Speziellen Relativitätstheorie (SRT) zu beschreiben²⁾, führen entweder bereits auf Widersprüche innerhalb des Formalismus oder zu falschen Voraussagen. Dies wollen wir kurz illustrieren. Gemäß der SRT wird ein freies Feld (bzw. das ihm entsprechende Teilchen) durch seinen Massenparameter μ und seinen Spin s charakterisiert. Im Falle der Gravitation wird man von $\mu = 0$ ausgehen, da experimentell die oberen Schranken unterhalb 10^{-29} eV liegen (vgl. [4]).³⁾ Außerdem soll das Graviton wie alle Austauscheteilchen ein Boson sein, so dass nach der Spin-Statistik-Relation s ganzzahlig sein muss.

Der Fall $s = 0$ (Skalarfeld) baut auf einer direkten relativistischen Verallgemeinerung von (2) auf (für Details siehe [6]). Man erhält zwar eine mathematisch konsistente Theorie, die jedoch falsche Voraussagen macht. Sie ergibt z. B. keine globale Lichtablenkung im Gravitationsfeld und eine Periheldrehung von $-1/6$ des Einsteinschen (experimentell bestätigten) Wertes, der durch (14) für $\beta = \gamma = 1$ gegeben ist.

Im Fall $s = 1$ (Vektorfeld) erhält man Gleichungen analog denen der Maxwell-Theorie, wobei ein geeigneter Vorzeichenunterschied dafür sorgt, dass positive Massen sich anziehen statt abstoßen. Daraus resultiert aber eine negative Energiedichte des freien Feldes, was zu Inkonsistenzen in Form von Instabilitäten (Abstrahlung negativer Energie) führt. Ungeachtet dessen bekommt man auch falsche Voraussagen, etwa nur $1/6$ des Einsteinschen Wertes für die Periheldrehung.

Für $s = 2$ (Tensorfeld) ist der volle Energie-Impuls-Tensor (s. nebenstehenden Infokasten) Quelle des Gravitationsfeldes, der notwendig den Erhaltungsgleichungen (iii) genügt.⁴⁾ Dies ist aber physikalisch unsinnig, da natürlich eine Rückwirkung des Feldes auf seine Quellen existieren muss. Andernfalls könnten gravitativ gebundene Systeme, wie etwa unser Sonnensystem, überhaupt nicht existieren. Die Lichtablenkung kommt in dieser Theorie richtig heraus, die Periheldrehung aber um den Faktor $4/3$ zu groß (nämlich (14) für $\gamma = 1$ und $\beta = 0$).

Der Energie-Impuls-Tensor

Der Energie-Impuls-Tensor eines physikalischen Systems repräsentiert die lokalen Dichten von Energie und Impuls sowie der zugehörigen Stromdichten. Nach Wahl eines raumzeitlichen Bezugssystems $\{x^\mu\}$ mit $\mu = 0, 1, 2, 3$ und $x^0 = ct$ lässt er sich durch seine Komponenten ausdrücken, die eine symmetrische 4×4 -Matrix bilden:

$$T^{\mu\nu} = \begin{pmatrix} w & cg_1 & cg_2 & cg_3 \\ s_1/c & p_{11} & p_{12} & p_{13} \\ s_2/c & p_{21} & p_{22} & p_{23} \\ s_3/c & p_{31} & p_{32} & p_{33} \end{pmatrix}. \quad (i)$$

Hierbei ist (jeweils bezogen auf das gewählte Bezugssystem) w die Energiedichte, $\vec{s} = (s_1, s_2, s_3)$ die Energiestromdichte und $\vec{g} = (g_1, g_2, g_3)$ die Impulsdichte. Wegen der Symmetrie gilt $\vec{s} = c^2 \vec{g}$. Das symmetrische

3×3 -Schema der p_{ij} repräsentiert die Impulsstromdichte. So stellt z. B. das 3-Tupel $\vec{p}_1 = (p_{11}, p_{21}, p_{31})$ die Stromdichte zur Komponente g_1 der Impulsdichte dar. Die negativ genommene Impulsstromdichte entspricht dem, was in der Elastizitätstheorie der Spannungstensor genannt wird (Spannung = Kraft/Fläche = Impuls/(Fläche · Zeit)).

Sei ρ die Dichte und \vec{j} die zugehörige Stromdichte einer bestimmten physikalischen Größe, dann ist der analytische Ausdruck ihrer lokalen Erhaltung

$$\partial_\mu T^{\mu\nu} + \vec{\nabla} \cdot \vec{j} = 0. \quad (ii)$$

Die vier entsprechenden Erhaltungsgleichungen für die Größen Energie und Impuls lassen sich mit Hilfe des Energie-Impuls-Tensors in folgender Form schreiben (wobei $\partial_\mu = \partial/\partial x^\mu$):

$$\partial_\mu T^{\mu\nu} = 0. \quad (iii)$$

Von den aufgeführten Fällen lässt sich nur der Spin 2-Fall „reparieren“, was geradewegs zur ART führt. Fundamentale Variable ist nun eine Kombination der Minkowski-Metrik ($\eta_{\mu\nu} = \text{diag}(-1, 1, 1, 1)$) mit dem Spin 2-Feld, an die alleine die Materie in universeller Weise koppelt und die Einsteins Feldgleichungen genügt. Die ursprüngliche (flache) Geometrie der speziell-relativistischen Raumzeit verschwindet somit als unbeobachtbares Element aus der Theorie. Die relevanten Referenzen dieses Zugangs finden sich im Vorwort von [7].

Die ART: Gravitation und Geometrie

Nach den gerade gemachten Bemerkungen könnten wir uns nun direkt der Einsteinschen Gravitationstheorie zuwenden. Das wirklich Neue und Charakteristische an Einsteins Theorie besteht in der geometrischen Interpretation des Gravitationsfeldes (siehe Infokasten „Mehr zu Gravitation und Geometrie“). In dieser steckt die Erfüllung der Einsteinschen Forderung an seine Theorie, sie möge Gravitation und Trägheit „wesensgleich“ beschreiben. Diese Forderung hat ihre physikalische Stütze im schwachen Äquivalenzprinzip, das eine unmittelbare Konsequenz der experimentell sehr gut bestätigten Gleichheit von schwerer und träger Masse ist, geht aber darüber hinaus: Es wird nämlich gefordert, dass sich *jeder* raumzeitlich hinreichend gut lokalisierte physikalische Vorgang in einem Gravitationsfeld so abspielt, als ob das Gravitationsfeld durch ein entsprechendes kinematisches Beschleunigungsfeld ersetzt würde. Diese Einsteinsche Forderung, die im Folgenden einfach „Äquivalenzprinzip“ genannt wird, ist von großer heuristischer Kraft. Sie motiviert z. B. ein universelles Kopplungsschema, aus dem die Wechselwirkungen zwischen Materie und Gravitationsfeld erhalten werden können.

Das Gravitationsfeld wird nun durch ein symmetrisches Tensorfeld 2. Stufe beschrieben. Bezieht man dies auf ein lokales Koordinatensystem $\{x^\lambda\}$ der Raumzeit, was wir im Folgenden stets tun wollen, so hat man es mit zehn Funktionen $g_{\mu\nu}$ zu tun, deren Werte zusammen eine symmetrische 4×4 -Matrix bilden. Diese genügen einem System von zehn nichtlinearen Differentialgleichungen, den Einsteinschen Feldgleichungen:

$$G^{\mu\nu} + \Lambda g^{\mu\nu} = (8\pi G/c^4) T^{\mu\nu}. \tag{6}$$

In diesen sind Λ die kosmologische Konstante und G die Newtonsche Gravitationskonstante, deren Werte aus Be-

obachtungen entnommen werden müssen. $g^{\mu\nu}$ ist die zu $g_{\mu\nu}$ inverse Matrix und $G^{\mu\nu}$ der Einstein-Tensor, der aus den Komponenten $g_{\mu\nu}$ einschließlich ihrer ersten beiden räumlichen und zeitlichen Ableitungen aufgebaut ist. Im groben Vergleich zur Newtonschen Theorie, der allerdings nicht allzu wörtlich genommen werden darf, sind die $g_{\mu\nu}$ das Analogon des Potentials φ und die Einstein-Gleichungen (6) für $\Lambda=0$ das Analogon zu (2).⁵⁾

Ist das Feld der $g_{\mu\nu}$ gegeben, so bewegt sich eine Testmasse gemäß der Gleichung

$$\ddot{x}^\lambda + \Gamma^\lambda_{\mu\nu} \dot{x}^\mu \dot{x}^\nu = 0, \tag{7}$$

die das Analogon zu (5) ist. Die Größen $\Gamma^\lambda_{\mu\nu}$ sind aus den $g_{\mu\nu}$ und ihren ersten Ableitungen gebildet (siehe Infokasten „Mehr zu Gravitation und Geometrie“) und können als Analogon des Gradienten $\vec{\nabla}\varphi$ angesehen werden. Man beachte auch, dass hier die x^μ die vier Koordinaten der Raumzeit sind und (7) somit eine Gleichung für eine *Weltlinie* (Kurve in der Raumzeit) darstellt, während (5) eine Gleichung für die räumliche Bahn ist. Auch bezeichnet hier der Punkt nicht die Ableitung nach der Koordinatenzeit t , sondern nach der sog. Eigenzeit. Diese würde von mittransportierten Uhren angezeigt und ist implizit durch folgende Gleichung definiert, die die Konstanz des Quadrats der Vierergeschwindigkeit ausdrückt:

$$g_{\mu\nu} \dot{x}^\mu \dot{x}^\nu = -c^2. \tag{8}$$

Als Ausdruck des Äquivalenzprinzips enthält (7) natürlich keinen Massenparameter.

Obwohl wir bisher eine gewisse Analogie zu den Newtonschen Gleichungen betont haben, ist auf folgenden begrifflich überaus wichtigen Unterschied besonders hinzuweisen: In der Newtonschen Theorie ist die geometrische Struktur der Raumzeit fest (absolut) vorgegeben. Mit ihrer Hilfe ist es dann möglich, zunächst die kräftefreie Bewegung zu charakterisieren und darauf aufbauend dann den Begriff der Kraft. In der ART bestimmen erst die $g_{\mu\nu}$ die Geometrie der Raumzeit (siehe Infokasten „Mehr zu Gravitation und Geometrie“) und damit, was „kräftefrei“ ist. Gleichung (7) charakterisiert eine *kräftefreie* Bewegung. Die Gravitation ist nun keine Kraft im Newtonschen Sinne mehr, sondern unter die geometrische Struktur subsummiert. Darin äußert sich mathematisch die „Wesensgleichheit“ von Gravitation und Trägheit.

5) Die Newtonsche Analogie für eine nicht verschwindende kosmologische Konstante erhält man, indem man auf der linken Seite von (2) einen Term Λ addiert; siehe z. B. [8].

Mehr zu Gravitation und Geometrie

Sowohl die Feldgleichungen (6) als auch die Bewegungsgleichungen (7) haben eine direkte geometrische Bedeutung. Der durch die Materieverteilung (d. h. $T^{\mu\nu}$) bestimmte Einstein-Tensor $G^{\mu\nu}$ repräsentiert eine Teilinformation über die raumzeitlichen Krümmungsverhältnisse, also intrinsischen Abweichungen von der in der SRT geltenden Minkowskischen Geometrie. Die restliche Information über die Krümmung steckt in den Freiheitsgraden des gravitativen Strahlungsfeldes, die von der Materie unabhängig sind. Gleichung (7) beschreibt eine *Geo-*

dätische in der durch $g_{\mu\nu}$ definierten Geometrie. Eine Geodätische ist die Verallgemeinerung des Begriffes der Geraden. Zum Beispiel sind die Geodätischen auf einer Kugeloberfläche durch die Stücke von Großkreisen gegeben. Man kann sie z. B. als Kurven von intrinsisch verschwindender Beschleunigung charakterisieren (der auf die Kugeloberfläche projizierte Beschleunigungsvektor eines Großkreises verschwindet). Prägnant kann man dies so zusammenfassen: durch Gleichung (6) sagt die Materie der Raumzeit, wie sie sich krümmen soll und durch (7) sagt

die Raumzeit der Materie, wie sie sich bewegen soll.

Allgemein gilt nun ein *minimales Kopplungsschema*, ähnlich dem anderer Eichtheorien. Damit kann man die Kopplung an die Gravitation aus den in der SRT geltenden (gravitationsfreien) Gesetzen durch folgende zwei einfache Vorschriften erhalten: Ersetze 1) die Minkowski-Metrik durch $g_{\mu\nu}$ und 2) die gewöhnlichen partiellen Ableitungen ∂_μ durch sogenannte kovariante Ableitungen ∇_μ . Letztere stimmen für Skalarfelder mit den gewöhnlichen partiellen Ableitungen überein, sind aber auf einem Tensorfeld,

z. B. T^μ_ν , gegeben durch

$$\nabla_\lambda T^\mu_\nu = \partial_\lambda T^\mu_\nu + \Gamma^\mu_{\lambda\alpha} T^\alpha_\nu - T^\mu_\alpha \Gamma^\alpha_{\lambda\nu} \tag{iv}$$

mit der entsprechenden Verallgemeinerung auf Tensorfelder beliebiger Stufen. Die Größen $\Gamma^\lambda_{\mu\nu}$ sind durch die Metrik eindeutig wie folgt bestimmt:

$$\Gamma^\lambda_{\mu\nu} = 1/2 g^{\lambda\alpha} (-\partial_\alpha g_{\mu\nu} + \partial_\mu g_{\nu\alpha} + \partial_\nu g_{\alpha\mu}). \tag{v}$$

Gleichung (7) kann nun auch so ausgedrückt werden: Die kovariante Ableitung des Geschwindigkeitsvektorfeldes \dot{x} entlang der Kurve (also die Beschleunigung) verschwindet, die Bahn entspricht also einer kräftefreien Bewegung.

Da die Geometrie nicht wie im Minkowski-Raum überall die gleiche ist, sondern in Raum und Zeit variiert, gibt es nunmehr nur noch lokal definierte Inertialsysteme, aber im Allgemeinen kein globales mehr. Die lokal definierten Inertialsysteme entsprechen gemäß dem Äquivalenzprinzip den frei fallenden Systemen. Diese können durchaus relativ zueinander beschleunigt sein; man denke etwa an zwei Beobachter, die aus diametralen Richtungen auf einen Zentralkörper frei fallen. Lokale Inertialsysteme können sich aber auch relativ zueinander in Drehbewegung befinden, wie im unten erwähnten Lense-Thirring-Effekt.

Bestätigungen im Sonnensystem

Eine durchsichtige Art und Weise, sich Rechenschaft über den experimentellen Status einer Theorie zu verschaffen, besteht darin, diese Theorie gegen mögliche, wohldefinierte Abweichungen zu testen. Dazu formuliert man sog. Testtheorien, die diese zum Test anstehenden Abweichungen durch eine endliche Anzahl von Parametern kontrollieren. Die zu testende Theorie ist in dieser Theorienschar als ein Element mit ausgezeichneten Parameterwerten enthalten. Der experimentelle Status lässt sich dann in Form von oberen Schranken an die Abweichungen der Parameter von diesen ausgezeichneten Werten quantitativ angeben. Natürlich enthalten solche Aussagen grundsätzlich keine Informationen über eventuell vorhandene Abweichungen, die nicht von der gegebenen Parametrisierung erfasst werden. Wie dieses Verfahren etwa zum Testen der SRT eingesetzt wird, kann man in [9] erfahren.

Als Testtheorie für die ART bedient man sich des sog. PPN-Formalismus (PPN steht für „Parametrized Post Newtonian“). Dieser basiert wesentlich auf der Annahme, dass die Gravitation durch eine Raumzeitmetrik $g_{\mu\nu}$ vollständig beschrieben wird (die Allgemeinheit dieser Annahme wird z. B. in [10] diskutiert). Ausgangspunkt ist dann die erste Post-Newtonsche-Appro-

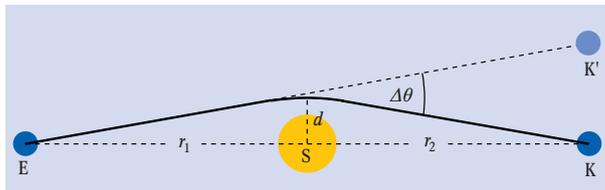


Abb. 2: Austausch eines Lichtsignals zwischen Erde (E) und einem anderen Körper (K). Ohne Anwesenheit eines dritten, schweren Körpers in Nähe der Sichtlinie ist der Lichtstrahl durch die horizontale Gerade \overline{EK} gegeben. Tritt aber z. B. die Sonne S dazwischen, so wird der Lichtstrahl deformiert (durchgezogene Linie) und um den Winkel $\Delta\theta$ (vgl. (10)) abgelenkt. Der Körper K erscheint jetzt von der Erde aus in Position K'. Die Laufzeit des Signals von E nach K und zurück wächst um einen Betrag ΔT (vgl. (10)).

ximation der ART, die einer konsistenten Näherung für schwache Felder und kleine Quellengeschwindigkeiten entspricht. Die von der ART vorausgesagten höheren Korrekturen werden nun zu einer zehn-parametrischen Schar erweitert. Von diesen entsprechen acht hypothetischen Verletzungen bestimmter Symmetrien – wie etwa der lokalen Lorentz-Invarianz – oder Erhaltungssätzen, die wir hier nicht in Betracht ziehen wollen. Die zwei verbleibenden Parameter werden mit β und γ bezeichnet und heißen Eddington-Robertson-Parameter. Ihre Bedeutung wollen wir nun diskutieren.

Dazu betrachten wir eine statische, sphärisch-symmetrische Metrik $g_{\mu\nu}(r)$, die etwa den Außenraum eines

Sterns beschreibt (lateinische Indizes bezeichnen räumliche Komponenten):

$$\begin{aligned} g_{00}(r) &= -[1 - 2(m/r) + 2\beta(m/r)^2 + O([m/r]^3)], \\ g_{ab}(r) &= [1 + 2\gamma(m/r) + O([m/r]^2)] \delta_{ab}. \end{aligned} \quad (9)$$

Hier ist $m = GM/c^2$, mit der Masse des Sterns M . Die physikalische Dimension von m ist die einer Länge. Für $\beta = \gamma = 1$ ist dies die eindeutige sphärisch-symmetrische Lösung zu (6) für $\Lambda = 0$ und $T^{\mu\nu} = 0$. Sie repräsentiert in der ART sowohl den Außenraum eines nicht rotierenden Körpers mit sphärisch-symmetrischer Massenverteilung als auch ein Schwarzes Loch. Die Gleichung (9) ist also eine zwei-parametrische Verallgemeinerung dieser Lösung der ART. Die Größe γ parametrisiert nun die pro Masseneinheit erzeugte räumliche Krümmung. Der Parameter β kann als Maß für die Nichtlinearität verstanden werden, wobei man allerdings beachten muss, dass diese Charakterisierung vom verwendeten Koordinatensystem abhängt.

Lichtablenkung und Zeitverzögerung

Ein typischer auf γ empfindlicher Effekt ist die Ablenkung elektromagnetischer Strahlen im Gravitationsfeld (9). Aus der Gleichung (7) für Lichtstrahlen erhält man für den Ablenkwinkel in Abhängigkeit vom Stoßparameter d (Abb. 2):

$$\Delta\theta = \frac{1}{2}(1 + \gamma) \frac{4m}{d}. \quad (10)$$

Mit Hilfe des VLBI-Netzwerks (Very Long Baseline Interferometry) von Radioteleskopen hat man die Ablenkungen von Radiosignalen verschiedener extragalaktischer Quellen in über zwei Millionen Einzelbeobachtungen ausgewertet. Dies liefert die Abschätzung $|\gamma - 1| < 2 \cdot 10^{-4}$.

Eine genauere Methode ergibt sich aus der integrierten Zeitverzögerung von Signalen, die durch das Gravitationsfeld eines massiven Objekts laufen. Haben Sendepunkt und Empfangspunkt die Koordinatenradien r_1 bzw. r_2 bezüglich des Objektzentrums und ist d wieder der kleinste Abstand zum Zentrum, den das Signal auf seinem Weg einnimmt, dann ergibt sich die Zeitverzögerung für Hin- und Rücklauf aus (7) und (9) zu

$$\Delta T = \frac{1}{2}(1 + \gamma) \frac{4m}{c} \ln(4r_1 r_2 / d^2). \quad (11)$$

Diese Größe ist noch nicht direkt messbar. Messbar ist aber ihre zeitliche Variation, die aus einer Zeitabhängigkeit von d resultiert, z. B. bedingt durch die Bewegung der Erde und/oder des Objekts, an dem das Signal reflektiert wird. Das derzeit beste Resultat ist

$$|\gamma - 1| < 4,4 \cdot 10^{-5}. \quad (12)$$

Es wurde Mitte des Jahres 2002 durch Signalaustausch mit der Cassini-Sonde erhalten [11] (Abb. 1). Zukünftige Missionen sollen diese Schranke um bis zu vier Größenordnungen drücken [12].

Geodätische Präzession

Man denke sich einen Kreisel, der im freien Fall einen Zentralkörper umrundet. (Ist der Kreisel innerhalb eines Satelliten, so soll er drehmomentfrei gelagert sein.) Der Einfachheit halber wollen wir uns auf Kreisbahnen beschränken. Unter Benutzung des minimalen Kopplungsschemas (siehe Infokasten „Mehr zu Gravitation und Geometrie“) kann man sich nun relativ leicht überlegen, wie sich das Gravitationsfeld

auf die Richtung der Kreisellachse während des Umlaufs auswirkt. Dabei wollen wir hier zunächst von einer möglichen Eigendrehung des Zentralkörpers absehen; sie wird später berücksichtigt werden (Lense-Thirring-Effekt). Es zeigt sich nun, dass die durch den Zentralkörper bedingte Krümmung des umgebenden Raumes dazu führt, dass die Kreisellachse ihre Richtung „im Raum“ (siehe unten) verändert. Dieses Phänomen nennt man „Geodätische Präzession“ oder „de Sitter-Effekt“. Im Falle der Metrik (9) ergibt sich, dass die Kreisellachse pro Umlauf eine Drehung um den Winkel

$$\Delta\phi = (1 + 2\gamma) \pi m/R \quad (13)$$

in der Bahnebene erfährt. Ein positives $\Delta\phi$ entspricht dabei einer Drehung im Sinne der Bahnbewegung. Konkret ist diese Drehung relativ zu weit entfernten (dem gravitativen Einfluss der Zentralmasse entzogenen) Inertialsystemen zu verstehen.⁶⁾

Beispielsweise kann man das ganze System Erde-Mond als „Kreisell“ betrachten, der sich um die Sonne bewegt. Auch dieses unterliegt der geodätischen Präzession, die hier in der Größenordnung von zwei Bogensekunden pro Jahrhundert liegt. Da die Bahndaten des Mondes durch „Lunar Laser Ranging“ auf wenige Zentimeter genau bekannt sind⁷⁾, konnte diese Voraussage mit einer Präzision von 0,7% verifiziert werden [13].

Im gegenwärtig laufenden Satellitenexperiment „Gravity-Probe-B“⁸⁾ wird die geodätische Präzession an Kugelkreiseln von knapp 4 cm Durchmesser gemessen (Abb. 3). Sie liegt bei 6,4 Bogensekunden pro Jahr und soll mit einer relativen Genauigkeit von mindestens 10^{-4} gemessen werden (Winkelauflösung 0,5 Millibogensekunden). Eventuell wird die Genauigkeit sogar ausreichen, um daraus mit Hilfe von (13) eine leichte Verbesserung der Cassini-Schranke (12) zu erhalten.

Periheldrehung

Ein typischer auf β und γ empfindlicher Effekt ist das „anomale“ (relativ zur Newtonschen Theorie) Vorschreiten des Perihels, das beträgt für (9) pro Umlauf

$$\Delta\phi = \frac{1}{3} (2\gamma - \beta + 2) \cdot \frac{6\pi m}{a(1 - \varepsilon^2)}, \quad (14)$$

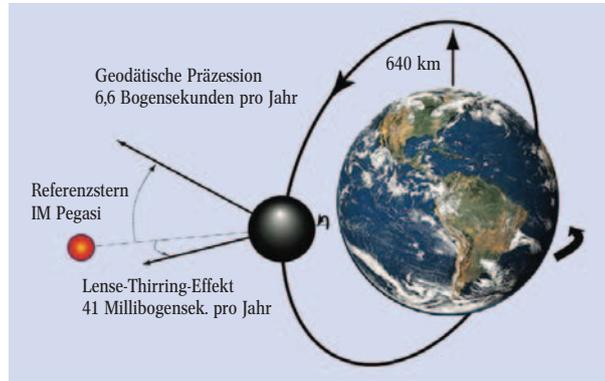
wobei a die große Halbachse und ε die Exzentrizität der ungestört gedachten Kepler-Ellipse ist.⁹⁾ Im Sonnensystem ist dieser Effekt bekanntlich am ausgeprägtesten für den innersten Planeten Merkur, für den er etwa 43 Bogensekunden pro Jahrhundert ausmacht. Das sind etwa 8 % der gesamten beobachteten Periheldrehung. Die restlichen 92 % gehen auf Störungen der anderen Planeten zurück¹⁰⁾, wie bereits 1859 der französische Astronom Urbain Le Verrier (1811–1877) feststellte. Vor Aufstellung der ART waren die fehlenden 8 % ein großes Rätsel. Durch moderne helioseismologische Messungen ist mittlerweile auch klar, dass das Quadrupolmoment der Sonne zu klein ist, um spürbar zur Periheldrehung beizutragen (was längere Zeit umstritten war) [14].

Laufzeitmessungen reflektierter Radarsignale erlauben es, die Merkur-Bahn bis auf wenige hundert Meter festzulegen. Die ermittelten Werte für die Periheldrehung ergeben mit (12) die Abschätzung $|\beta - 1| < 3 \cdot 10^{-5}$. Dies lässt sich (vgl. später) noch verbessern.

Der Nordtvedt-Effekt und das Äquivalenzprinzip

Ende der 60er-Jahre wies Kenneth Nordtvedt darauf hin, dass in manchen Konkurrenztheorien zur ART die Universalität des freien Falls für solche Körper verletzt

ist, bei denen die gravitative Bindungsenergie verglichen mit der Ruheenergie nicht vernachlässigt werden kann [15]. Für eine Masse M von der Ausdehnung R ist das Verhältnis dieser Energien im Wesentlichen durch $GM/c^2 R$ gegeben. Für Laborkörper, wie sie etwa in den bekannten Eötvös-Experimenten benutzt wurden [16], ist dies kleiner als 10^{-27} und daher ohne Belang. Für die Sonne hingegen bekommt man 10^{-5} , für den Jupiter 10^{-8} und für Erde und Mond $5 \cdot 10^{-10}$ bzw. $2 \cdot 10^{-11}$.



Nehmen wir an, die Gleichheit von träger und schwerer Masse gälte *nicht* für die gravitative Selbstenergie. Dann wäre die Beschleunigung, die ein Körper im Gravitationsfeld erfährt, proportional zum Verhältnis m_s/m_t der schweren zur trägen Masse. Man kann zeigen, dass unter den hier gemachten Voraussetzungen dieses Verhältnis gegeben ist durch

$$m_s/m_t = 1 - (4\beta - \gamma - 3) \cdot (E_g/m_t c^2), \quad (15)$$

wobei E_g der Betrag der gravitativen Selbstenergie des Körpers ist. Man bezeichnet $\eta = 4\beta - \gamma - 3$ auch als „Nordtvedt-Parameter“. Dieser bestimmt die Schwerewirkung von E_g . Für $\eta \neq 0$ ist das Verhältnis m_s/m_t kein universelles mehr und das Äquivalenzprinzip somit verletzt (Nordtvedt-Effekt). So wäre für $\eta > 0$ die Beschleunigung der Erde im Gravitationsfeld der Sonne kleiner als die des Mondes, da das Verhältnis $E_g/m_t c^2$ für die Erde 20-mal größer ist als für den Mond. Dadurch entstünde eine charakteristische Verzerrung der Mondbahn um die Erde entlang der Verbindungslinie von Erde und Sonne. Die präzisen Vermessungen der Mondbahn erlauben die Abschätzung [17]:

$$|\eta| < 10^{-3}. \quad (16)$$

In Verbindung mit (12) ergibt sich daraus die derzeit beste Schranke an $|\beta - 1|$ [17]:

$$|\beta - 1| < 5 \cdot 10^{-4}. \quad (17)$$

Konkrete Planungen zukünftiger Missionen ziehen Verbesserungen dieser Schranke um bis zu fünf Größenordnungen in Betracht. Man beachte, dass Messungen des Nordtvedt-Parameters ganz allgemein eine Schranke von 10^{-15} an eine mögliche Variabilität von m_s/m_t zwischen Erde und Mond setzen. Bis zu dieser Genauigkeit wurde bisher auch das schwache Äquivalenzprinzip an Laborkörpern getestet¹¹⁾, bei denen die gravitative Bindungsenergie natürlich keine Rolle spielt. Ebenfalls mit Laborkörpern soll das für 2008 vorgesehene, satellitengestützte MICROSCOPE-Experiment¹²⁾ das schwache Äquivalenzprinzip um weitere zwei Größenordnungen genauer testen. Eine weitere Steigerung um drei Größenordnungen, also bis 10^{-18} , ist durch die NASA/ESA-Mission STEP¹³⁾ geplant.

Abb. 3: Der Gravity-Probe-B-Satellit umkreist die Erde auf einer polaren Umlaufbahn. An Bord befinden sich Kreisell, deren Achsen durch zwei relativistische Effekte abgelenkt werden, die geodätische Präzession und der Lense-Thirring-Effekt.

6) Für höchste Auflösungen benutzt man dafür in der Praxis seit 1998 das International Celestial Reference Frame (ICRF, <http://rorf.usno.navy.mil/ICRF/>), das sich an über 600 extragalaktischen Radioquellen (Quasaren) orientiert.

7) Laserreflektoren befinden sich seit der Apollo 11-Mission auf dem Mond.

8) <http://einstein.stanford.edu>

9) Im Falle zweier vergleichbar schwerer Massen tritt an Stelle von m deren Summe.

10) Venus 48 %, Jupiter 27 % und Erde 16 %

11) <http://mist.npl.washington.edu/eotwash>

12) <http://smc.cnes.fr/MICROSCOPE>

13) <http://einstein.stanford.edu/STEP>

Lense-Thirring-Effekt

Ein interessanter Aspekt der ART ist die Tatsache, dass nicht nur Massen, sondern auch Massenströme als Quelle auftreten. Erste entsprechen der Komponente T^{00} , letztere den drei Komponenten T^{0a} in (6) (vgl. auch Infokasten „Der Energie-Impuls-Tensor“). In Analogie zur Elektrodynamik nennt man die diesbezüglichen Komponenten des Gravitationsfeldes die gravitomagnetischen – wobei zu bemerken ist, dass diese Unterteilung streng genommen nur in der linearen Näherung sinnvoll ist (s. dazu [18]).

Ein relevanter Spezialfall ist der eines rotierenden kugelsymmetrischen Zentralkörpers. Dieser wird beschrieben, indem man zur Metrik (9) Nichtdiagonalterme der folgenden Form hinzunimmt:

$$g_{0a}(\vec{x}) = \frac{1}{2}(1 + \gamma) \cdot \frac{2(\vec{x} \times \vec{s})_a}{r^3} \quad (18)$$

Hier ist $\vec{s} = \vec{S}G/c^3$, wobei \vec{S} der konstante Vektor des intrinsischen Drehimpulses (Spin) ist. Die physikalische Dimension von \vec{s} ist die einer Länge zum Quadrat.

Die Wirkung des zusätzlichen Terms (18) besteht in einer relativen Rotation lokaler Inertialsysteme. Konkret bedeutet dies folgendes: Bringt man einen drehmomentfrei gelagerten Kreisel in die Nähe des rotierenden Zentralkörpers, so wird seine Drehachse relativ zu weit entfernt platzierten Kreiseln (bzw. dem International Celestial Reference Frame⁶⁾) eine Präzessionsbewegung ausführen, und zwar mit der Winkelgeschwindigkeit (siehe z. B. [19])

$$\vec{\Omega}(\vec{x}) = \frac{1}{2}(\gamma + 1) \cdot c \cdot \frac{3\vec{n}(\vec{n} \cdot \vec{s}) - \vec{s}}{r^3}, \quad (19)$$

wobei $\vec{n} = \vec{x}/r$. Die Rotation von lokalen Inertialsystemen gemäß (19) bezeichnet man heute als „Lense-Thirring-Effekt“, obwohl wesentliche Beiträge dazu von Einstein selbst stammen.¹⁴⁾ Man beachte, dass der Kreisel nicht etwa aufgrund eines einwirkenden Drehmoments präzediert. Im Gegenteil: Ein solches müsste man ausüben, um ihn an der Präzession zu hindern. Vielmehr ist die Präzession Ausdruck der Tatsache, dass der drehmomentfrei gelagerte Kreisel im lokalen Inertialsystem ruht, dieses sich aber mit der durch (19) gegebenen Winkelgeschwindigkeit dreht.

Der Lense-Thirring-Effekt soll ebenfalls im bereits erwähnten Gravity-Probe-B-Experiment (GPB) gemessen werden (Abb. 3). Da das nur unzureichend bekannte Quadrupolmoment der Erde im Allgemeinen ebenfalls einen Beitrag zur Spinpräzession liefert, verläuft die Bahn des GPB-Satelliten über die Erdpole. In diesem Fall mittelt sich der Quadrupolbeitrag heraus.

Spezialisiert man (19) auf die GPB-Verhältnisse, so erhält man eine Präzession von etwas über 40 Millibogensekunden pro Jahr (für $\gamma=1$). Es ist angestrebt, dies im Prozentbereich zu verifizieren. Zwar wird dies, im Gegensatz zur geodätischen Präzession, sicher keine Verbesserung an die Schranke (12) liefern, doch ist die „Mitschleppung“ („frame dragging“) lokaler Inertialsysteme durch Massenströme ein so

fundamentaler Aspekt der ART, dass er verdient, gesondert getestet zu werden.

Bemerkenswert ist noch, dass die galaktische Rotation der Milchstraße im Bereich des Sonnensystems einer Winkelgeschwindigkeit (gegenüber den entfernten Quasaren) von rund 5 Millibogensekunden pro Jahr entspricht, also dem Zehnfachen der von GPB angestrebten Genauigkeit. Diese reicht im Prinzip also aus, um die GPB-Kreisel als dynamische Indikatoren einer galaktischen Rotation einzusetzen, etwa in Analogie zum Foucaultschen Pendel.

Tests in starken Feldern

Die eigentliche Domäne der ART sind starke Gravitationsfelder, wie sie etwa in der Nachbarschaft von Neutronensternen oder Schwarzen Löchern auftreten. Faszinierende Tests ergeben sich durch Messungen an kompakten Doppelsternsystemen, in denen mindestens eine Komponente ein Pulsar (rotierender Neutronenstern) ist. Paradebeispiel ist der seit 1974 bekannte „Hulse-Taylor-Pulsar“ (PSR 1913+16), für dessen Entdeckung Russel Hulse und Joseph Taylor mit dem Nobelpreis des Jahres 1993 ausgezeichnet wurden. Dabei handelt es sich um einen Pulsar der Periode 59 ms mit einem unsichtbaren Begleiter (sehr wahrscheinlich auch ein Neutronenstern) im Abstand von etwa einem Sonnendurchmesser, die sich in rund 7,7 Stunden einmal um den gemeinsamen Schwerpunkt bewegen. Die Massen sind sehr genau bekannt und liegen beide um die 1,4 Sonnenmassen. Die Periastrondrehung¹⁵⁾ beträgt 4,2 Grad pro Jahr, also das 36000-fache des Wertes beim Merkur.

In der ART lässt sich die durch ein solches System in Form von Gravitationswellen abgestrahlte Leistung berechnen. Sie äußert sich in einer *Abnahme* der Periodendauer, die mit den Beobachtungsdaten verglichen werden kann. Für den HT-Pulsar zeigt Abb. 4 die frappierende Übereinstimmung bei relativen Beobachtungsfehlern von 0,4 %. Dies gilt als erster – wenn auch indirekter – Nachweis von Gravitationswellen. Die Größenordnung dieser Leistung lässt sich zu

$$L \approx \left(\frac{GM}{c^2 R}\right)^5 \times 10^{53} \text{ Watt} \quad (20)$$

abschätzen, wobei M die Masse einer der (als etwa gleich schwer vorausgesetzten) Komponenten und R ihren Abstand bezeichnet. Im Falle des HT-Pulsars ist $GM/c^2 R \approx 10^{-6}$, die Leistung also bei etwa 10^{22} Watt. Extrapoliert man (20) zum Extremfall nahezu kollidierender Komponenten, so ist mit Leistungen weit über 10^{40} Watt zu rechnen. Zum Beispiel anhand solcher Ereignisse hofft man, in naher Zukunft Gravitationswellen mit erdgebundenen Detektoren (LIGO, VIRGO, GEO 600, TAMA 300) auch direkt nachweisen zu können.

Neben dem HT-Pulsar kennt man zur Zeit fünf weitere solche Systeme, an denen Tests der ART durchgeführt werden können. An dieser Stelle sei nur erwähnt, dass sich darunter seit April 2003 auch das System PSRJ0737-3039 befindet, das als einziges aus *zwei* sichtbaren Pulsaren besteht. Da dieses System

14) Das geht aus brieflichen Mitteilungen Einsteins an Thirring hervor; siehe auch § 9 seines Wiener Vortrags [20] von 1913 – also vor Aufstellung der ART –, der bereits die wesentliche Idee enthält.

15) Nur im Sonnensystem spricht man von *Perihel*.

16) 1994 bis 1998 gab es keine Messungen wegen einer Revision des Arecibo-Teleskops

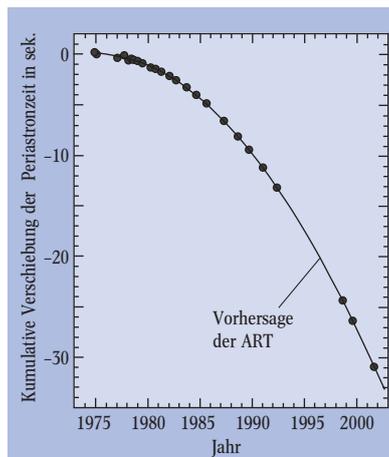


Abb. 4: Vergleich der gemessenen akkumulierten Verkürzungen der Periodendauer des Hulse-Taylor-Pulsars (Punkte) mit der theoretischen Kurve, die sich aus der Annahme ergibt, dass der gesamte Energieverlust gemäß der ART durch Abstrahlung von Gravitationswellen erfolgt.¹⁶⁾

geschickterweise gerade so orientiert ist, dass unsere Sichtlinie fast genau in seiner Bahnebene verläuft (beim HT-Pulsar beträgt der Winkel dazwischen 43°), können daran z. B. sehr genaue Messungen der Laufzeitverzögerungen von Signalen vorgenommen werden. Auch in anderer Hinsicht ist dieses System „extrem relativistisch“: Es besitzt eine Bahnperiode von nur 2,4

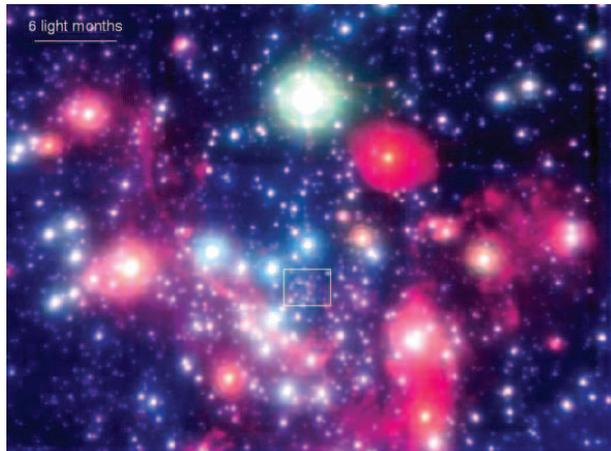


Abb. 5: Zusammengesetzte Aufnahme des Zentralbereichs unseres Galaktischen Zentrums. Das Schwarze Loch befindet sich innerhalb des kleinen Rechtecks.

Stunden, die vierfache Periastrondrehung des HT-Pulsars und wird in der vergleichsweise kurzen Zeit von 85 Millionen Jahren verschmelzen [21].

Ein Höhepunkt ist die mittlerweile fast erdrückende Kette von Indizienbeweisen auf ein Schwarzes Loch von etwa 3,6 Millionen Sonnenmassen im Zentrum der Milchstraße (Abb. 5). Hochauflösende Aufnahmen im nahen Infrarotbereich, die während der letzten 13 Jahre an Standorten der Europäischen Südsternwarte gemacht wurden, erlauben es (relativistisch korrigierte) Kepler-Bahnen zentrumsnaher Einzelsterne zu rekonstruieren und dadurch die Zentralmasse zu bestimmen, die den genannten Betrag ergibt.¹⁷⁾

Zusammenfassung und Ausblick

Die ART ist aus der physikalischen Beschreibung unserer Welt nicht mehr wegzudenken. Sie ist wesentlich für das Funktionieren des terrestrischen Navigationssystems GPS sowie für die Navigation von Satelliten im Sonnensystem, wo etwa Laufzeitverzögerungen von Signalen durch Gravitationsfelder berücksichtigt werden müssen. In zahlreichen Präzisionstests hat sich die ART eins ums andere Mal durchgesetzt und damit das Vertrauen in ihre Grundprinzipien gestärkt. Hier steht allen voran das Äquivalenzprinzip, dessen fundamentale Gültigkeit aber keineswegs sicher ist. Beispielsweise sagen bestimmte Modelle der Stringtheorie Verletzungen des schwachen Äquivalenzprinzips voraus [22], die durchaus im Bereich zukünftiger Tests liegen. Hier gilt es also noch weitere Hürden zu nehmen.

Ohne die ART geradezu undenkbar ist die (hier ausgesparte) moderne Kosmologie. Hier werden mittlerweile relativistische Effekte, wie z. B. die Lichtablenkung in Gravitationsfeldern, als Werkzeuge zur Massenbestimmung und Suche nach dunkler Materie eingesetzt (Gravitationslinsen). Auf größten Skalen erlauben Beobachtungen der Expansionsgeschwindigkeit des Universums im Verbund mit den Einsteinschen Feldgleichungen Rückschlüsse auf den Materie- bzw. Energiegehalt des Universums. Es ergibt sich, dass we-

niger als 5 % der so „gewogenen“ Energie in Form der uns bekannten atomaren Materie vorliegt (vgl. [8]). Die physikalische Natur der restlichen Anteile aufzuklären gilt derzeit als eine der größten Herausforderungen an die Grundlagendphysik.

Das Zusammenkommen und Zusammenwirken von fundamentalen physikalischen Begriffen, spektakulären Phänomenen bis hin zur Kosmologie und schließlich einem einheitlichen mathematischen Gebäude von großer struktureller Klarheit und Eleganz machen den einzigartigen Reiz der Gravitationsphysik im Rahmen der ART aus. Die gegenwärtige Entwicklung wird sich in absehbarer Zukunft noch beschleunigen und mit Sicherheit zum Spannendsten gehören, was die Physik zu bieten hat. Es bleibt nur zu hoffen, dass auch den Studierenden an deutschen Universitäten die Gelegenheit gegeben wird, daran teilzunehmen.¹⁸⁾

Literatur

- [1] M. Born, Physik und Relativität. In: Physik im Wandel meiner Zeit, Vieweg Verlag, Braunschweig/Wiesbaden (1983)
- [2] A. Einstein und M. Born, Briefwechsel 1916–1955, Langen Müller, München (2005)
- [3] H. Hertz, Die Constitution der Materie, hrsg. von A. Fölsing, Springer, Berlin (1999)
- [4] A. Goldhaber und M. Nieto, Phys. Rev. D **9**, 1119 (1974)
- [5] J. Luo et al., Phys. Rev. Lett. **90**, 081801 (2003)
- [6] D. Giulini und N. Straumann, arXiv physics/0507107
- [7] R. Feynman, Feynman Lectures on Gravitation, Addison-Wesley, Reading Massachusetts (1995)
- [8] D. Giulini und N. Straumann, Physik. Blätter, November 2000, S. 41
- [9] C. Lämmerzahl, Physik Journal, März 2005, S. 77
- [10] K. Thorne, D. Lee und A. Lightman, Phys. Rev. D **7**, 3563 (1973)
- [11] B. Bertotti, L. Iess und P. Tortora, Nature **425**, 374 (2003)
- [12] S. Turyshev et al., arXiv gr-qc/0506104
- [13] J. Williams, X. Newhall und J. Dickey, Phys. Rev. D **53**, 6730 (1996)
- [14] S. Pireaux et al., Astrophys. Space Sci. **284**, 1159 (2003); arXiv astro-ph/0109032.
- [15] K. Nordvedt, Phys. Rev. **169**, 1014, 1017 (1968)
- [16] R. von Eötvös, D. Pekár und E. Fekete, Annalen der Physik **68**, 11 (1922)
- [17] J. Anderson und J. Williams, Class. Quant. Grav. **18**, 2447 (2001)
- [18] K. Nordvedt, Int. J. of Theor. Phys. **27**, 1395 (1988)
- [19] D. Giulini, Physik in unserer Zeit **35**, 160 (2004)
- [20] A. Einstein, Physikalische Zeitschrift **14**, 1249 (1913)
- [21] M. Kramer et al., arXiv astro-ph/0503386
- [22] T. Damour, F. Piazza und G. Veneziano, Phys. Rev. D **66**, 046007 (2002)

17) Für nähere Informationen mit eindrucksvollen Animationen sei auf die zugehörige Internetseite des Max-Planck-Instituts in Garching zum Thema „Galaktisches Zentrum“ verwiesen: www.mpe.mpg.de/ir/GC/index.php

18) vgl. hierzu den Meinungsbeitrag auf S. 3 in diesem Heft sowie den Beitrag unter www.zarm.uni-bremen.de/GR/dgp2005.pdf.

Der Autor

Domenico Giulini stammt aus Heidelberg, wo er Mathematik und Physik bis zum Vordiplom studierte. Den Rest seines Studiums absolvierte er in Cambridge (England), wo er mit einem theoretischen Thema aus der Allgemeinen Relativitätstheorie promovierte. Dies ist auch weiterhin sein Hauptarbeitsgebiet, wobei sein Interesse auch Fragestellungen der Quantengravitation mit umfasst. Zur Zeit lehrt und forscht er als außerplanmäßiger Professor am Physikalischen Institut der Universität Freiburg.

