

Von der Lochkamera zum ersten Bild eines Schwarzen Lochs

Autor(en): **Gassmann, Fritz**

Objektyp: **Article**

Zeitschrift: **Mitteilungen der aargauischen Naturforschenden Gesellschaft**

Band (Jahr): **39 (2020)**

PDF erstellt am: **10.08.2024**

Persistenter Link: <https://doi.org/10.5169/seals-954871>

Nutzungsbedingungen

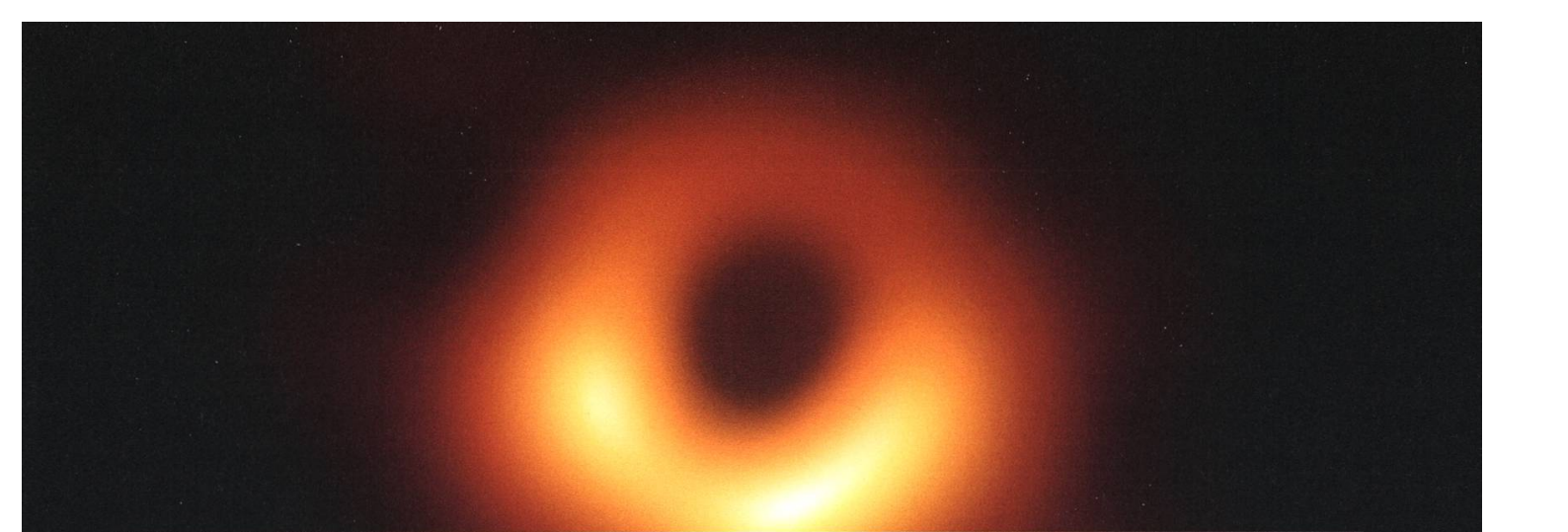
Die ETH-Bibliothek ist Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Inhalten der Zeitschriften. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern.

Die auf der Plattform e-periodica veröffentlichten Dokumente stehen für nicht-kommerzielle Zwecke in Lehre und Forschung sowie für die private Nutzung frei zur Verfügung. Einzelne Dateien oder Ausdrucke aus diesem Angebot können zusammen mit diesen Nutzungsbedingungen und den korrekten Herkunftsbezeichnungen weitergegeben werden.

Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Die systematische Speicherung von Teilen des elektronischen Angebots auf anderen Servern bedarf ebenfalls des schriftlichen Einverständnisses der Rechteinhaber.

Haftungsausschluss

Alle Angaben erfolgen ohne Gewähr für Vollständigkeit oder Richtigkeit. Es wird keine Haftung übernommen für Schäden durch die Verwendung von Informationen aus diesem Online-Angebot oder durch das Fehlen von Informationen. Dies gilt auch für Inhalte Dritter, die über dieses Angebot zugänglich sind.



FRITZ GASSMANN

Von der Lochkamera zum ersten Bild eines Schwarzen Lochs

Abstract

The formation of interference rings is demonstrated with the pinhole camera. Their spacing is proportional to the ratio of wavelength λ and hole diameter D and therefore, λ/D is the limiting factor for resolution. The digital camera, the human eye, optical and radiotelescopes are further examples for the dominating role of λ/D . Subsequently, we show the basic physical principle for combining distant radiotelescopes to the virtual Earth-wide telescope able to take the first picture of a Black Hole. Finally, possibilities are discussed to further increase resolution in the future.

Zusammenfassung

Anhand der Lochkamera wird die Entstehung von Interferenzringen demonstriert. Der Abstand der Ringe ist proportional zum Verhältnis der Wellenlänge λ zum Durchmesser D des Lochs, weshalb λ/D der begrenzende Faktor für die Auflösung wird. Die Digitalkamera, das menschliche Auge, optische und Radioteleskope sind weitere Beispiele für die dominierende Rolle von λ/D . Anschliessend wird gezeigt, wie weit auseinanderliegende Radioteleskope zu einem virtuellen Weltteleskop zusammengeschlossen wurden, um das erste Bild eines Schwarzen Lochs aufzunehmen. Abschliessend werden zukünftige Möglichkeiten diskutiert, um die Auflösung noch weiter zu steigern.

Inhalt

1. Einleitung	192
2. Lochkamera und Interferenzringe	193
3. Sehschärfe des menschlichen Auges	194
4. Kamera für 36-mm-Filme wird zum Digitalteleskop	195
5. Auflösung eines Radioteleskops	195
6. Prinzip der Very Long Baseline Interferometry VLBI	196
7. Das Event Horizon Telescope EHT	198
8. Kann die Auflösung weiter gesteigert werden?	201

1. Einleitung

Nur wenige Menschen können sich der Faszination kosmischer Phänomene entziehen, und wissenschaftliche Durchbrüche in der Astronomie stossen deshalb immer auf grosses Interesse. Als einzige physikalische Formel hat $E = mc^2$ den Weg ins Bewusstsein der Allgemeinheit geschafft. Dieser seit einem Jahrhundert bekannte Zusammenhang von Einstein, kombiniert mit der Gravitationskraft von Newton, führt direkt auf die mögliche Existenz von Schwarzen Löchern. Eine bis auf einen Faktor 2 korrekte Berechnung der Radien ihrer Ereignishorizonte hat auf einer Postkarte Platz und befindet sich im Rahmen der mathematischen und physikalischen Anforderungen eines Gymnasiums (vgl. Kasten für Physiker im Anhang). Der Suchbegriff «black hole» ergibt bei Google über eine Milliarde Treffer und der Begriff «Schwarzes Loch» wurde sogar in die Umgangssprache aufgenommen als Charakterisierung von Einwegsituationen, bei denen Informationen, Geld oder Gegenstände spurlos verschwinden.



Abb. 1: Das Bild der über dem Mond aufgehenden Erde hat 1969 viele Menschen stärker von der Kugelgestalt des Raumschiffs Erde überzeugt als alle wissenschaftlichen Argumente der vorangehenden 400 Jahre. Bild: NASA, Apollo 11, 1969

Weshalb beschert dann das Bild des Schwarzen Loches M87* ein derart grosses Aufsehen? Das Bild der über dem Mond aufgehenden Erde von der Apollo-11-Mission beantwortet die Frage: Obschon bereits im alten Griechenland bekannt war, dass die Erde eine Kugel ist, wurde das Bild 1969 mit grosser emotionaler Beteiligung aufgenommen (Abb. 1). Das Bild war und ist auch heute noch wichtiger als alle erdrückenden wissenschaftlichen Beweise der Kugelgestalt unseres Planeten. Mit dem Bild von M87* wurden am 10. April 2019 auch Schwarze Löcher zu einem realen Gegenstand!

2. Lochkamera und Interferenzringe

Bei der in Abb. 2 skizzierten Lochkamera wird jeder Objektpunkt als Kreisscheibchen abgebildet, dessen Durchmesser für weit entfernte Objekte der Lochgrösse entspricht. Man könnte nun erwarten, dass die Auflösung umso besser wird, je kleiner das Loch ist. Auf Grund der Wellennatur des Lichts treten jedoch Beugungs- und Interferenzerscheinungen auf, die die Auflösung begrenzen. Wird bei einer Kamera das Objektiv durch ein Loch mit Durchmesser D ersetzt, auf das ein Laserpointer mit Wellenlänge λ zielt, können die Interferenzringe fotografiert werden (Abb. 3). Die Distanz zwischen den Interferenzringen ist bei der Bildweite b näherungsweise $b \lambda / D$ (die exakte physikalisch-mathematische Ableitung dieser Beziehung führt über Besselfunktionen und wird hier der Einfachheit halber weggelassen). Zwei Bildpunkte sind gerade noch unterscheidbar, wenn ihr Abstand gleich dem Radius $(D/2 + b \lambda / D)$ des roten Kreises in Abb. 3 ist. Die beste Auflösung (der kleinste rote Kreis) wird erreicht, wenn die beiden Summanden gleich gross sind. Die optimale Lochgrösse für eine Schuhschachtel-Kamera beträgt somit etwa 0,5 mm. Für eine begehbare Camera Obscura mit einer Bildweite von 4 m wären dies 2 mm und der Unschärfefleck hätte rund 4 mm Durchmesser. Neben der Unschärfe ist die Lichtschwäche ein weiterer Nachteil der Lochkamera: Je nach Geometrie und Filmmaterial werden Belichtungszeiten von Sekunden bis zu Stunden benötigt.

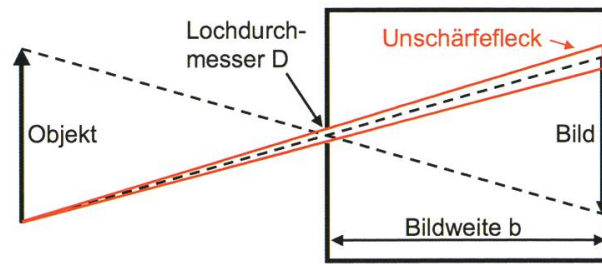


Abb. 2: Lochkamera mit Unschärfefleck für grosses Loch mit vernachlässigbaren Interferenzeffekten. Ist das Objekt weit entfernt, wird der Unschärfefleck gleich der Lochgrösse. Bild: Fritz Gassmann

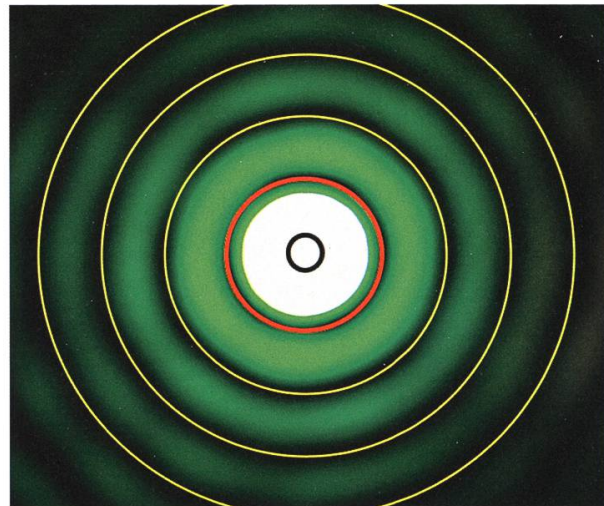


Abb. 3: Interferenzringe hinter sehr kleinem Loch. Für die Auflösung entscheidend ist das erste Interferenzminimum (roter Kreis = Unschärfefleck). Der schwarze Kreis ist die Projektion des Lochs mit einem Durchmesser D von 0,11 mm. Seine Umgebung ist weiss, weil der Sensor dort durch das Laserlicht überbelichtet wurde. Der Abstand zwischen den Interferenz-Minima (gelbe Kreise) ist 0,22 mm ($= b \lambda / D$, wobei $b = 45$ mm die Bildweite und $\lambda = 532$ nm die Wellenlänge des grünen Laserlichts sind). Der Unschärfefleck wird am kleinsten, wenn der halbe Lochdurchmesser gleich dem Abstand der Interferenzringe wird (d. h. $D/2 = b \lambda / D$). Da 2λ etwa 1000 nm beträgt, wird der optimale Lochdurchmesser etwa die Wurzel aus b , wenn b in Metern und D in Millimetern gemessen werden. Hier wäre also ein Lochdurchmesser von 0,21 mm optimal. Der Unschärfefleck hätte den doppelten Lochdurchmesser und wäre 20 % kleiner als in der Abbildung. Bild: Fritz Gassmann

3. Sehschärfe des menschlichen Auges

Um Augen zu entwickeln, die schnell aufeinanderfolgende Bilder und damit Bewegungen erkennen können, musste die Evolution einen Weg finden, um die Belichtungszeiten zu verringern. Es musste also mehr Licht auf die Nervenzellen gebündelt werden, um Ansprechzeiten im Bereich von Zehntel- bis Hundertstelsekunden zu erreichen, ohne die Bildschärfe zu verschlechtern. Diese Aufgabe wurde durch eine zweiteilige Linse gelöst: Die gekrümmte Hornhaut liefert zusammen mit der Augenflüssigkeit einen konstanten Anteil von rund $\frac{2}{3}$ der gesamten Brechkraft. Um Bilder in einem weiten Distanzbereich auf die Netzhaut fokussieren zu können, wurde eine zusätzliche variable Linse entwickelt. Diese Anordnung bewirkt, dass genügend Licht auf die Netzhaut fällt, und bietet den weiteren Vorteil, dass die Auflösung (bei perfekter Linse) nur noch durch Beugung und Interferenz, aber nicht mehr durch die Projektion des Lochs begrenzt wird. Es ist also im Vergleich mit der Lochkamera nur noch der Term $b \lambda/D$ massgebend für die Auflösung und der Term $D/2$ entfällt. Für das menschliche Auge gelten etwa folgende Grössen: $b = 17 \text{ mm}$ für die Distanz zwischen Linse und Netzhaut, $D = 3 \text{ mm}$ für die Pupillenöffnung bei Tageslicht und $\lambda = 550 \text{ nm}$ im grünen Bereich, wo die Sehzellen (Zapfen) am empfindlichsten sind und die Sonne am hellsten ist. Mit diesen Werten bekommt der Unschärfefleck auf der Netzhaut einen Radius von ca. $3 \mu\text{m}$. Um die maximal mögliche Sehschärfe zu erreichen, muss der Abstand zwischen den Zapfen etwas kleiner sein, was im Sehzentrum (Fovea Centralis, $0,35 \text{ mm}$ Durchmesser) mit etwa $2 \mu\text{m}$ tatsächlich der Fall ist. Der Sehtest beim Augenarzt ist auf diese Verhältnisse abgestimmt: Die weissen Lücken innerhalb der schwarzen Zeichen auf der 100%-Zeile erzeugen auf der Netzhaut rund $5 \mu\text{m}$ grosse Bilder, so dass ein gesundes Auge (d. h. Linsen und Netzhaut in Ordnung) die Zeichen noch auflösen kann. Abb. 4 zeigt, dass im Bild der Lücke eines Standard-Landoltrings in der Fovea Centralis 2 bis 3 Zapfen platziert sind.

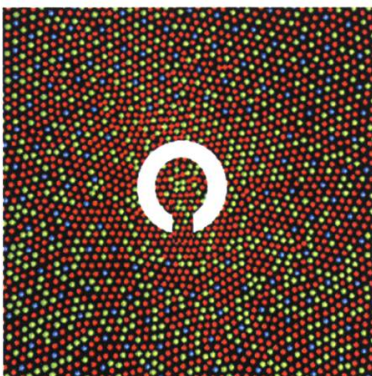


Abb. 4: Positionen der rot-, grün- und blauempfindlichen Zapfen im Zentrum der Fovea Centralis. Die Kantenlänge des dargestellten Quadrates entspricht $0,1 \text{ mm}$, worauf rund 50 Zapfen nebeneinander platziert sind. Die gesamte Fovea Centralis hat einen Durchmesser von $0,35 \text{ mm}$, ist also zehnmal so gross wie das dargestellte Quadrat. In der Lücke des Standard-Landoltrings auf der 100%-Zeile der Sehtest-Tafel haben 2 bis 3 Zapfen Platz, so dass die Position der Lücke gesehen werden kann. Anstelle von Landoltringen werden auch Buchstaben oder Zahlen verwendet. Man beachte, dass im Zentrum keine blauempfindlichen Zapfen vorhanden sind und die Zapfendichte radial abnimmt. Bild: Fovea: Mark Fairchild, Wikipedia gemeinfrei, Landoltring: Fritz Gassmann

4. Kamera für 36-mm-Filme wird zum Digitalteleskop

Der Autor hat seine alte Kamera für 36-mm-Filme mit einem 3,8 mm breiten elektronischen Bildsensor mit 1,45 μm Pixelabstand kombiniert. Mit aufgeschraubtem 135-mm-Teleobjektiv entspricht die Pixelgrösse auf dem Mond 4,1 km (Bildweite / Gegenstandsweite = $b/g = 135 \text{ mm} / 384\,000 \text{ km} = 1,45 \mu\text{m} / 4,1 \text{ km}$; die Gegenstandsweite g entspricht hier dem Abstand des Mondes von der Erde, also 384 000 km). Mit der grösstmöglichen Blende, deren Loch einen Durchmesser von 48 mm hat, beträgt die Interferenz-Unschärfe $b \lambda/D = \lambda 135/48 = 1,4 \mu\text{m}$, ist also gerade so gross wie ein Pixel (die Bildweite b ist hier die Brennweite $f = 135 \text{ mm}$ und als Wellenlänge λ kann 0,5 μm eingesetzt werden, was etwa grünem Licht entspricht). Das Verhältnis $f/D = 135/48 = 2,8$ findet man auf Fotoapparaten als sog. «Blendenzahl». Auf Grund von Fehlern bei billigen sphärischen Linsen (sog. sphärische Aberration) wird die Auflösung besser, wenn eine kleinere Blende gewählt wird. Das Optimum liegt beim benutzten Teleobjektiv auf der Basis von Messungen bei Blende 8, die den Lochdurchmesser D auf ein Drittel verkleinert. Die Interferenz-Unschärfe wird mit dieser kleineren Blende dreimal grösser, also rund 4 μm . Die Auflösung der Mondoberfläche in Abb. 5 ist deshalb etwa 10 km. Sie ist nicht durch die Pixelgrösse des Sensors, sondern durch Linsenfehler begrenzt.

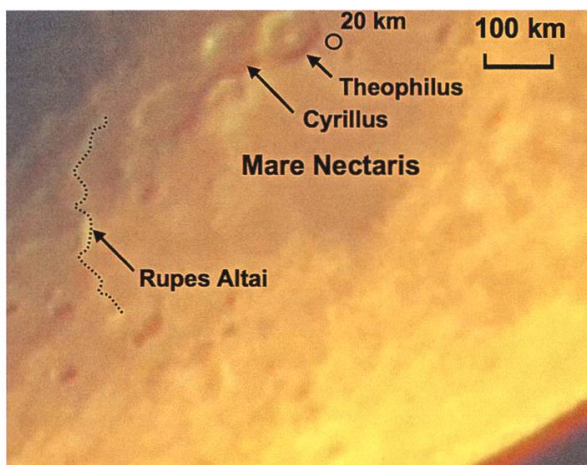


Abb. 5: Detailaufnahme des zunehmenden Mondes mit einer Auflösung von etwa 10 km. Der Theophilus-Krater hat einen Durchmesser von 110 km und sein Zentralgebirge von 20 km. Rupes Altai ist ein 440 km langer und etwa 2000 m hoher Steilhang. Das Bild wurde mit einer Apertur von 16 mm aufgenommen (135-mm-Teleobjektiv mit Blende 8). Das rote Band am Mondrand rechts unten ist auf die Abhängigkeit des Brechungsindex der Linsen von der Wellenlänge zurückzuführen (chromatische Aberration). Bild: Fritz Gassmann

5. Auflösung eines Radioteleskops

Aus dem Vorangehenden folgt, dass die Auflösung bei optischen Geräten durch das Verhältnis λ/D bestimmt wird. An den drei Beispielen Lochkamera, Auge und Teleskop wurde gezeigt, welche praktischen Resultate aus diesem Verhältnis abgeleitet werden können. Die grosse Stärke der Physik liegt in der theoretisch begründeten Erkenntnis, dass dieser Zusammenhang zwischen Auflösung, Durchmesser und Wellenlänge nicht nur für Licht gilt, sondern für beliebige Wellen gelten **muss**,



Abb. 6: Murchison-Observatorium in Westaustralien. Das Bild zeigt 5 von insgesamt 36 Parabolantennen mit je 12 m Durchmesser, die zu einem Radioteleskop-Array zusammengeschlossen wurden, dessen Auflösung einer Antenne mit etwa 6 km Durchmesser entspricht. Bild: Australia Telescope National Facility

also beispielsweise für Schallwellen, Radiowellen oder Röntgenstrahlen. Im Folgenden werden wir uns auf Radiowellen konzentrieren. Das atmosphärische Radiowellen-Fenster liegt im Wellenlängenbereich von etwa 1 mm bis 10 m. Kürzere Wellen werden durch Wassertröpfchen und Aerosole absorbiert oder gestreut und längere Wellen werden durch die Ionosphäre abgeschirmt. An hochalpinen Standorten mit besonders trockener und aerosol- armer Luft können sogar Submillimeterwellen gemessen werden. Die schärfsten Bilder erhält man mit den kürzesten Wellen.

Um das zentrale Problem der Radioastronomie zu illustrieren, überlegen wir uns, wie gross die Antenne eines Radioteleskops sein müsste, um die Auflösung meines optischen Billigteleskops zu erreichen. Als Beispiel nehmen wir das Murchison-Observatorium in Westaustralien, das bis zu 16 cm kurze Mikrowellen beobachten kann (der Mikrowellenofen in der Küche arbeitet mit einer ähnlichen Wellenlänge von 12 cm). Wir brauchen uns nun lediglich zu überlegen, welchen Durchmesser D eine fiktive Murchison-Parabolantenne haben müsste, damit das Verhältnis λ/D gleich wird wie beim Billigteleskop, also rund $1/30\,000$ ($\lambda/D = 0,5 \mu\text{m}/16 \text{ mm}$ entsprechend grünem Licht und Blende 8, vgl. vorigen Abschnitt). Die Murchison-Antenne müsste also 30 000-mal grösser sein als die Wellenlänge von 16 cm, was einen Durchmesser von etwa 5 km ergäbe. Es ist klar, dass keine drehbare Antenne mit diesem Durchmesser gebaut werden kann. Die 36 Parabolantennen des Murchison-Observatoriums (Abb. 6) haben nur je 12 m Durchmesser und sind über einen Kreis mit 6 km Durchmesser verteilt. Wir werden nun zeigen, wie die Antennen so zusammengeschaltet werden können, dass sie sich wie eine einzige Antenne mit etwa 6 km Durchmesser verhalten.

6. Prinzip der Very Long Baseline Interferometry VLBI

Um das Prinzip der Zusammenschaltung von Radioteleskopen zu verstehen, genügt es, zwei Radioteleskope mit gegenseitigem Abstand d zu betrachten, wie dies in Abb. 7 skizziert ist. Auf Grund geometrischer Überlegungen (Triangulation) ist klar, dass die Auflösung am besten wird für Radioquellen, die sich in einer Richtung senkrecht zur Basislinie d befinden. Eine solche sehr weit entfernte punktförmige Radioquelle erzeugt die in Abb. 7 blau eingezeichneten Radiostrahlen

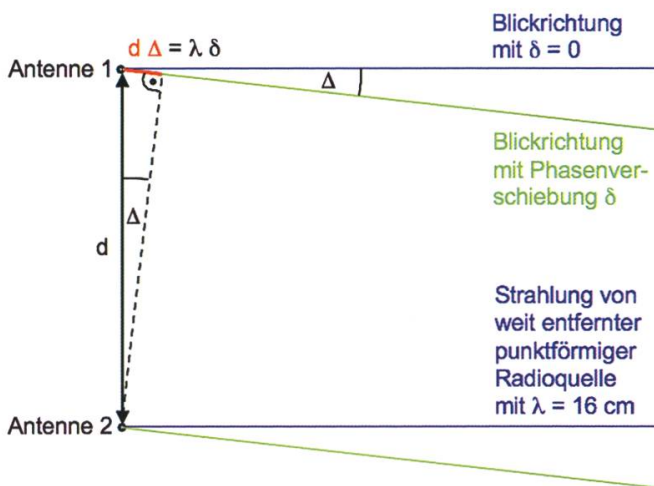


Abb. 7: Prinzip der Very Long Baseline Interferometry (VLBI). Bei einer Verzögerung des Signals der Antenne 2 gegenüber dem Signal der Antenne 1 um die rot eingezeichnete Strecke verändert sich der Blickwinkel der beiden gekoppelten Antennen um den Winkel $\Delta = \delta \lambda / d$. Die Phasenverschiebung δ gibt an, um welchen Bruchteil der Wellenlänge λ die beiden Signale gegeneinander verschoben werden. Das spezielle Beispiel $\delta = 1/2$ ist in Abb. 8 dargestellt. Zur besseren Sichtbarmachung wurde der Winkel Δ stark übertrieben gezeichnet. Bei realistischen Werten von λ und d wird der Winkel so klein, dass er nicht gezeichnet werden kann. Bild: Fritz Gassmann

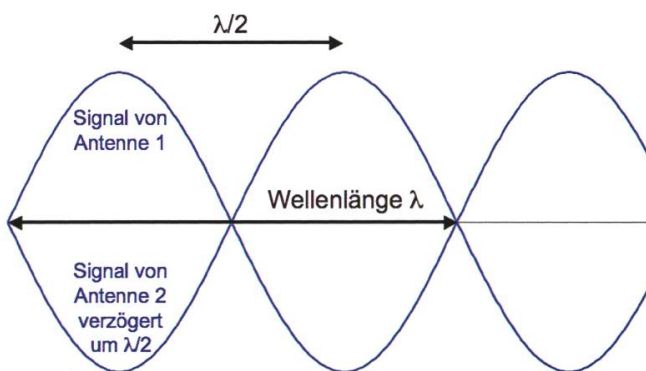


Abb. 8: Durch eine Verzögerung des Signals der Antenne 2 gegenüber demjenigen der Antenne 1 mit Hilfe einer Verlängerung des Signalweges (der Physiker nennt dies «Phasenverschiebung») um genau die halbe Wellenlänge wird die Radioquelle in der blauen Richtung ausgelöscht. Die beiden Antennen verstärken jedoch die Signale einer Radioquelle in der grünen Richtung. Die blaue und die grüne Quelle können also aufgelöst werden.

zu beiden Antennen. Wir nehmen zur Vereinfachung an, dass die Radioquelle nur Mikrowellen mit einer Wellenlänge von 16 cm abstrahlt. Die Wellenkämme erreichen also beide Antennen zur genau gleichen Zeit und die beiden empfangenen Wellen können elektronisch addiert werden, um ein Signal mit doppelter Amplitude zu erhalten. Wir können den Sachverhalt auch so beschreiben: «Die Blickrichtung der beiden zusammengeschalteten Antennen ist durch die blauen Linien gegeben.» Selbstverständlich müssen auch die beiden Parabolantennen so gedreht werden, dass sie ungefähr in die Richtung der blauen Linien blicken. Ich möchte nun zeigen, wie die beiden gekoppelten Antennen in die grün eingezeichnete Richtung blicken können, ohne dass sie mechanisch bewegt werden. Wir müssen lediglich dafür sorgen, dass Wellenbuckel aus der grünen statt aus der blauen Richtung gleichzeitig im Empfangsverstärker ankommen. Da das elektrische Signal von der Antenne 2 etwas zu früh ankommt, müssen wir es verzögern: Wir verlängern deshalb das Anschlusskabel der Antenne 2 um die

rot eingezeichnete Strecke $d \Delta$ (Δ ist die Winkeländerung der Blickrichtung). So kommen beide grünen Signale «in Phase» (d. h. miteinander) beim Verstärker an und die gekoppelten Antennen schauen in die neue grüne Richtung. Wir drücken nun noch die rote Strecke als Bruchteil δ der Wellenlänge λ aus und erhalten $d \Delta = \delta \lambda$ oder anders geschrieben: $\Delta = \delta \lambda / d$. Für $\delta = 1/2$ (d. h. Phasenverschiebung um eine halbe Wellenlänge) löschen sich die blauen Strahlen gerade aus und der Empfänger erhält kein Signal dieser Quelle mehr (vgl. Abb. 8). Sitzt nun eine zweite Radioquelle in Richtung der grünen Strahlen in Abb. 7, addieren sich die Amplituden der Signale der beiden Antennen und es entsteht ein starkes Signal. Die beiden benachbarten Radioquellen können also aufgelöst werden oder anders ausgedrückt: Die Auflösung der gekoppelten Antennen beträgt $\Delta = 1/2 \lambda / d$. Nun brauchen wir noch für die mittlere Distanz d zwischen den innerhalb eines Kreises mit Durchmesser D aufgestellten Antennen einen sinnvollen Schätzwert anzugeben: $d \approx D/2$ ist eine plausible Wahl und wir erhalten als endgültigen Zusammenhang $\Delta = \lambda / D$. Dies ist derselbe Wert, den wir für alle obigen optischen Beispiele verwendet haben. Die in einem Kreis mit 6 km Durchmesser verteilten 12-m-Antennen ergeben durch geeignete Koppelung also tatsächlich die Auflösung, die eine einzige Parabolantenne mit 6 km Durchmesser haben würde! Wird der Antennen-Array auf eine weit entfernte und punktförmige Radioquelle gerichtet, ergeben sich schöne kreisrunde Interferenzringe wie in Abb. 3, was zur Kalibrierung des Arrays verwendet werden kann.

Diese theoretischen Überlegungen in die Praxis umzusetzen ist jedoch alles andere als einfach. Beispielsweise erzeugen Temperaturunterschiede von Zehntelsgraden zwischen kilometerlangen Zuleitungskabeln von den Antennen zum Zentralrechner relevante Phasenverschiebungen, die kompensiert werden müssen. Weiter werden an die Elektronik hohe Anforderungen gestellt, bedeutet doch eine Phasenverschiebung $\delta = 1/2$ eine zeitliche Auflösung von $\lambda / 2c = 0,08 \text{ m} / 300\,000\,000 \text{ m/s}$ (c ist die Lichtgeschwindigkeit), was etwa 0,3 ns entspricht (1 ns = 1 Nanosekunde = ein Promille einer Millionstelsekunde). Die Elektronik muss also im Takt von mehreren Gigahertz arbeiten.

7. Das Event Horizon Telescope EHT

Das Projekt «EVENT HORIZON TELESCOPE» (EHT, dt. Ereignishorizont-Teleskop) hat zum Ziel, die ersten Bilder der Umgebung der Schwarzen Löcher M87* im Virgo-Cluster und Sgr A* (Sgr = Sagittarius = Schütze) im Zentrum der Milchstrasse aufzunehmen. Als Ereignishorizont bezeichnet man die Oberfläche einer Kugel um den Zentralkörper eines Schwarzen Lochs herum, auf der die Gravitationskraft so gross ist, dass kein Licht mehr radial nach aussen gelangen kann. Es ist deshalb unmöglich, Ereignisse zu beobachten, die sich jenseits des Ereignishorizonts befinden. Man kann deshalb ein Schwarzes Loch nie direkt sehen, sondern nur seine feurige Umgebung, die verursacht wird durch den Fall von Materie ins

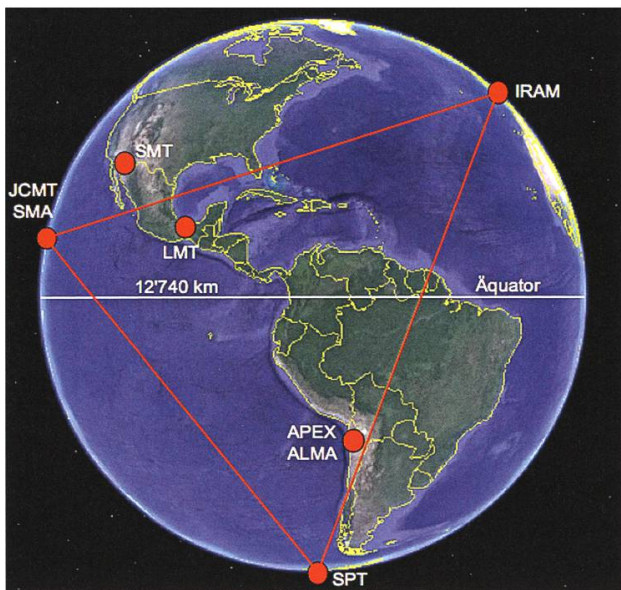


Abb. 9: Event Horizon Telescope: ein virtuelles Radioteleskop mit 11 000 km Durchmesser. Die 8 am ersten Bild des Schwarzen Lochs M87* beteiligten Radioteleskope an 6 hochalpinen Standorten waren: Atacama APEX und ALMA (Cerro Chajnantor, Chile: 5000 und 5100 m ü. M), IRAM (Pico Veleta, Spanien: 2850 m ü. M), JCMT und SMA (Maunakea, Hawaii, USA: 4100 m ü. M), LMT (Sierra Negra, Mexico: 4600 m ü. M), SMT (Mount Graham, Arizona, USA: 3100 m ü. M), South Pole Telescope SPT (Antarctica: 2800 m ü. M). Für eine Ansicht der Teleskope vgl. <https://eventhorizontelescope.org/blog/global-web-tour-eht-observatories>. Bild: Google Map, Standorte eingetragen durch Autor

Schwarze Loch hinein. Die extrem beschleunigten Protonen und Elektronen erzeugen Radiowellen, sichtbares Licht und Röntgenstrahlen und können deshalb z. B. mit Radioteleskopen beobachtet werden.

Aus dem vorhergehenden Abschnitt ist klar, was man tun muss: Man muss die kleinstmögliche Wellenlänge λ mit dem grösstmöglichen Durchmesser D eines virtuellen Teleskops kombinieren, um die beste Auflösung λ/D zu erhalten. Im EHT-Projekt wurde $\lambda = 1,3$ mm mit $D \approx 11\,000$ km kombiniert (der Erddurchmesser ist 12 740 km). Mit dem Zusammenschluss der besten Radioteleskope an 6 hochalpinen Standorten in Europa, Nord- und Südamerika, Hawaii und am Südpol (Abb. 9) wurde ein virtuelles Radioteleskop geschaffen, mit dem die Umgebung der beiden Schwarzen Löcher M87* und Sgr A* so genau wie nie zuvor abgebildet werden kann. Um die Leistung des EHT mit optischen Teleskopen zu vergleichen, berechnen wir wieder die Auflösung auf dem Mond, also $g \lambda/D$ ($g =$ Mondstanz = 384 000 km) und erhalten 4,5 cm. Der NASA-Mondrover wäre also mit grosser Detailtreue sichtbar! Beim Schwarzen Loch M87* beträgt die Auflösung jedoch nur noch 57 Lichtstunden (62 Mia. km), ist also etwa das Dreifache des Schwarzschildradius von 20 Mia. km. Verglichen mit normalen Fotografien ist also die Auflösung noch äusserst schlecht, weshalb die leuchtende Umgebung des Schwarzen Lochs verschmiert erscheint.

Die grösste Herausforderung dieser Technik ist die Zusammenschaltung der tausende Kilometer voneinander entfernten Teleskope. Dies kann nicht mit Koaxialkabeln geschehen, sondern die Aufzeichnungen müssen an jedem Ort gespeichert und erst danach zusammengeführt, synchronisiert und überlagert werden. Das Hauptproblem ist die Synchronisation bei 120-mal kleineren Wellenlängen als beim Murchison-Observatorium. Dies bedeutet auch eine 120-mal bessere Zeitauflösung und führt in den Picosekunden-Bereich (Millionstel einer Millionstelsekunde). Auch das Datenvolumen wird 120-mal grösser (rund 8 Giga-byte pro Sekunde Messzeit), weshalb eine Übertragung via Internet aussichtslos

war: Die Daten wurden auf Festplatten gespeichert und danach mit Flugzeugen und Lastwagen zu zwei Supercomputerzentren in Deutschland und in den USA transportiert.

Bereits im April 2017 wurden innerhalb von 10 Tagen meteorologisch optimale Situationen benutzt, um simultane Aufzeichnungen von 8 Radioteleskopen an 6 hochalpinen Standorten (vgl. Abb. 9) durchzuführen. Nach knapp zwei Jahre beanspruchenden Kontrollen der Daten und Berechnungen zur Synthesierung der Bilder wurde am 10. April 2019 das in Abb. 10 gezeigte Bild des Schwarzen Lochs M87* mit 6 simultanen Pressekonferenzen in Washington über Brüssel bis Tokyo der Weltöffentlichkeit vorgestellt. Dessen Bearbeitung konnte zuerst abgeschlossen werden, weil es sich viel ruhiger verhielt als Sgr A*. Der Grund liegt vermutlich darin, dass die Masse von M87* mit 6,5 Milliarden Sonnenmassen rund 1500-mal grösser ist als diejenige von Sgr A* und sich das Virgo-Loch deshalb über die Beobachtungszeit kaum veränderte. Das variabelere kleinere Milchstrassenloch ist schwieriger abzubilden und wurde deshalb zurückgestellt. Die rund 2000-mal grössere Entfernung zum Virgo Cluster wurde weitgehend kompensiert durch den 1500-mal grösseren Radius des Ereignishorizontes, der wie in Abb. 10 dargestellt gut das Vierfache des Radius der Neptunbahn beträgt.

Viele Leser dürften erstaunt sein, dass der Radius der dunklen Scheibe in Abb. 10 etwa 2,5-mal grösser ist als der

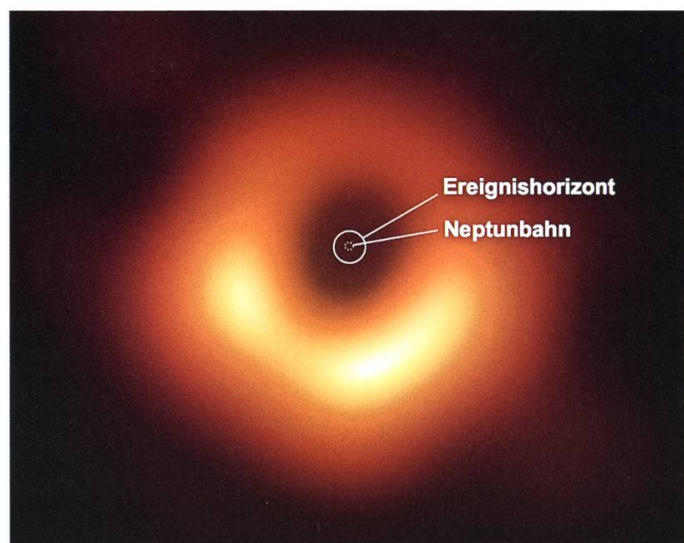


Abb. 10: Allererstes Bild des Schwarzen Lochs M87* im Virgo Cluster. M87* enthält eine Masse von 6,5 Milliarden Sonnen und ist 55 Millionen Lichtjahre von uns entfernt. Wir sehen ungefähr frontal auf die Akkretionsscheibe, die sich im Uhrzeigersinn mit rund 1000 km/s dreht. Von deren Materie verschwindet täglich etwa das 90-fache der Erdmasse im Schwarzen Loch. Die empfangene Mikrowellenstrahlung mit 1,3 mm Wellenlänge entsteht durch die Radialbeschleunigung der geladenen Plasmateilchen durch das ungeheure Gravitationsfeld des Schwarzen Lochs. Die Farben haben keinen Bezug zu sichtbaren Farben, sondern bedeuten die Stärke der Mikrowellenstrahlung. Bis heute wurde selbst in dieser extremen Umgebung keine Abweichung von der Allgemeinen Relativitätstheorie Einsteins gefunden. Der Ereignishorizont (Kreis mit Radius 20 Mia. km) ist ca. 2,5-mal kleiner als der auf dem Bild sichtbare «Schatten» des Schwarzen Lochs, der durch Krümmung der Lichtstrahlen zustande kommt. Zum Vergleich die Bahn des Neptun (kleiner Kreis). Mit diesem Bild wurden Schwarze Löcher Realität! Bild: Pressekonferenz Event Horizon Telescope vom 10.4.2019

Schwarzschildradius r_s des Ereignishorizonts. Dies wird durch die Krümmung der Lichtstrahlen im Gravitationsfeld des Schwarzen Lochs verursacht, die von beschleunigten Protonen und Elektronen ausgehen. Mit Hilfe der Allgemeinen Relativitätstheorie kann für nicht rotierende Schwarze Löcher abgeleitet werden, dass für Photonen eine instabile Kreisbahn mit einem Radius von $1,5 r_s$ existiert, der sogenannte «Photon-Ring» (r_s ist der Schwarzschildradius, gleichbedeutend mit dem Radius des Ereignishorizonts). Aus der Berechnung aller möglichen Lichtstrahlen folgt, dass es fast keine Trajektorien gibt, die innerhalb eines Zylinders mit einem Radius von $2,6 r_s$ um das Zentrum des Schwarzen Lochs herum zu uns gelangen können. Es gibt Trajektorien, die einmal oder mehrere Male um das Schwarze Loch herum kreisen, bevor sie die Richtung zu uns einschlagen, und andere Trajektorien werden um einen grösseren oder kleineren Winkel abgelenkt. In all diesen Fällen liegen die Trajektorien ausserhalb des erwähnten Zylinders. Deshalb sehen wir einen «Schatten» mit einem Radius von rund $2,5 r_s$ (STRAUMANN, 2019). Der Radius des Schwarzen Lochs ist also rund 2,5-mal kleiner als der Radius der dunklen Zone im Zentrum der Abb. 10.

8. Kann die Auflösung weiter gesteigert werden?

Vom physikalischen Standpunkt aus betrachtet ist die Antwort positiv. Mit Radioteleskopantennen in Umlaufbahnen um die Sonne könnte der Durchmesser eines virtuellen Radioteleskops von 11 000 km auf den Durchmesser der Erdbahn um über 4 Zehnerpotenzen vergrössert werden. Dies liegt im Bereich der heute zur Verfügung stehenden Technologie und ist eine reine Preisfrage. In etwas fernerer Zukunft könnte sich mit Hilfe des Quanten-Internet die Möglichkeit ergeben, weit auseinanderliegende optische Teleskope zu synchronisieren (WEHNER, 2018). Wie im Falle der Radioteleskope würden sie sich dann bezüglich der Auflösung verhalten wie ein zusammenhängender Spiegel mit einem Durchmesser von rund 11 000 km. Die Winkelauflösung würde dadurch gegenüber einem 8-m-Spiegelteleskop über eine Million Mal besser. Man könnte Pantoffeltierchen auf der Mondoberfläche betrachten oder den erdnächsten Stern Proxima Centauri in 4,2 Lichtjahren Entfernung mit einer Auflösung von weniger als 1 km fotografieren und gute Bilder seines Planeten Proxima Centauri b erhalten, der etwas grösser ist als die Erde. Der Knackpunkt dieser Technologie ist die Synchronisation der Spiegelteleskope im Sub-Femtosekunden-Bereich (eine Femtosekunde ist ein Millionstel einer Milliardstel Sekunde oder 10^{-15} s), die nur mit Hilfe von Quanten-Teleportation möglich erscheint. Erste erfolgreiche Versuche in verschiedenen Forschungslaboratorien legen nahe, dass diese utopisch anmutende Technologie in ein bis zwei Jahrzehnten mit Hilfe von Quantencomputern realisiert sein könnte. Falls dies alles funktioniert, wird man wahrscheinlich an den Zusammenschluss von optischen Weltraumteleskopen denken ...

Anhang

Um zu zeigen, dass Einsteins erste Berechnung Schwarzer Löcher von 1911 im Physikunterricht eines Gymnasiums ohne Probleme behandelt werden kann, habe ich den nebenstehenden Kasten für Physiker eingefügt. Er soll Physiklehrerinnen oder Physiklehrern zeigen, wie Einstein vorgegangen ist, um Lichtquanten in den klassischen Energieerhaltungssatz einzubauen. Obwohl die benötigte Mathematik im Stoffumfang des Gymnasiums ist, würden Schülerinnen und Schüler etwas mehr Zusatzinformationen brauchen, als ich zur Erläuterung der 6 Formeln eingefügt habe.

Literatur

- EINSTEIN, A. (1911): Über den Einfluss der Schwerkraft auf die Ausbreitung des Lichtes. Annalen der Physik 35: 898–908
- EVENT HORIZON TELESCOPE siehe <https://eventhorizontelescope.org/>
- STRAUMANN, N. (2019): On the Evolution of Black Hole Physics. SPG Mitteilungen 59, 38–46
- WEHNER, S. et al. (2018): Quantum internet: A vision for the road ahead. Science 362, eaam9288. Downloaded from <http://science.sciencemag.org/> on January 18, 2020

Adresse des Autors

Dr. Fritz Gassmann
Limmatstrasse 6
5412 Vogelsang

Kasten für Physiker

Einstein hat 1911 den Radius des Ereignishorizonts eines Schwarzen Lochs folgendermassen abgeschätzt:

Newtonsche Anziehungskraft F zwischen zwei Massen M und m im Abstand r , G ist die Gravitationskonstante:

$$F = G \frac{Mm}{r^2} \quad (1)$$

Wir betrachten Lichtquanten mit Energie E und setzen $m = E/c^2$. M ist die Masse des Schwarzen Lochs. Durch Integration nach r erhalten wir das Gravitationspotenzial V :

$$V = -E \frac{GM}{c^2 r} = -E \frac{r_s}{r} \quad (2)$$

Wir bezeichnen den Term GM/c^2 als r_s und formulieren den Energiesatz für ein Lichtquant im Abstand r und im Abstand unendlich vom Schwarzen Loch:

$$E + V = E_\infty + V_\infty \quad (3)$$

Das Potenzial für unendlich grossen Radius kann als 0 definiert werden und wir erhalten durch Einsetzen von V :

$$E_\infty = E \left(1 - \frac{r_s}{r} \right) \quad (4)$$

Ein Lichtquant mit der Energie E , das im Abstand r von der Masse M startet, hat sehr weit weg noch die Energie:

$$E \left(1 - \frac{r_s}{r} \right) \quad (5)$$

Startet das Lichtquant bei $r = r_s$, hat es weit weg von M keine Energie mehr: Wir sehen keine Lichtquanten, die bei r_s oder noch kleineren Radien starten: Wir sehen also von einer Kreisscheibe mit Radius r_s herkommend nichts, also Schwarz, ein Schwarzes Loch!

Diese Rechnung ist fast korrekt, es fehlt ein Faktor 2. Der richtige Schwarzschildradius (d.h. der Radius des Ereignishorizonts) gemäss Allgemeiner Relativitätstheorie lautet:

$$r_s = \frac{2GM}{c^2} \quad (6)$$

Misst man M in Sonnenmassen M_\odot und r_s in Kilometern, lautet die Formel (6) näherungsweise $r_s \approx 3 M_\odot$

