

Aussehen relativistisch bewegter Objekte

J. Kern U. Kraus B. Lehle R. Rau H. Ruder

Praxis der Naturwissenschaften Physik, Heft 2/1997, S. 2-6

Zusammenfassung

Das Bild eines Objekts wird von den Lichtstrahlen erzeugt, die gleichzeitig in das Auge oder in die Kamera gelangen. Wegen der endlichen Lichtgeschwindigkeit werden diese Lichtstrahlen bei einem ausgedehnten Objekt aber nicht gleichzeitig emittiert. Dies führt bei einem bewegten Objekt zwangsläufig zu einem veränderten Aussehen. Erstaunlicherweise wurden diese Effekte erst über 50 Jahre der Aufstellung der Speziellen Relativitätstheorie und fast 300 Jahre nach dem Beweis der Endlichkeit der Lichtgeschwindigkeit korrekt beschrieben. In diesem Beitrag werden die Grundgleichungen zur Berechnung des Bildes eines schnell bewegten Objekts im Rahmen der Speziellen Relativitätstheorie hergeleitet und mit zwei auf dem Computer simulierten Flügen durch das Brandenburger Tor und vorbei an der Erde visualisiert.

1 Einleitung

Die Spezielle Relativitätstheorie basiert auf dem experimentellen Befund, daß die Messung der Vakuumlichtgeschwindigkeit in jedem Inertialsystem denselben Wert liefert, der zudem von der Ausbreitungsrichtung des Lichts unabhängig ist:

$$c = 299.792,458 \text{ km/s}.$$

Die Vakuumlichtgeschwindigkeit hat die Bedeutung einer Grenzgeschwindigkeit, d.h. jede Relativgeschwindigkeit von Objekten liegt zwischen $v = 0$ und $v = c$. Unsere alltäglichen Erfahrungen mit Bewegungen machen wir gehend ($v = 5 \cdot 10^{-9} c$), Auto fahrend ($v = 10^{-7} c$) oder allenfalls noch als Fluggäste ($v = 10^{-6} c$). Wenn wir bewegte Objekte beobachten, so könnten das beispielsweise 100-m-Läufer ($v = 3 \cdot 10^{-8} c$), Elfmeterbälle ($v = 10^{-7} c$) oder ein vorbeifahrender ICE ($v = 2 \cdot 10^{-7} c$) sein. Bei all dem befinden wir uns offensichtlich im Grenzfall extrem kleiner Geschwindigkeiten. Hohe Geschwindigkeiten treten auf der Erde nur im mikroskopischen Bereich auf, etwa wenn in Teilchenbeschleunigern Elektronen oder Protonen nahezu auf Lichtgeschwindigkeit beschleunigt werden. Makroskopische Objekte mit mittleren und hohen Geschwindigkeiten sind dagegen nur im Weltraum zu finden: die Erde bewegt sich mit 30 km/s um die Sonne, das Sonnensystem läuft mit 250 km/s um das Galaktische Zentrum um. Quasare (extrem helle Kerne von Galaxien, die zu den am weitesten entfernten Objekten gehören, die wir heute kennen) stoßen Materie in Form von

gebündelten Strahlen aus, welche im Radiobereich beobachtet werden und Knoten enthalten, die sich nahezu mit Lichtgeschwindigkeit vom Quasar entfernen.

Phänomene bei hohen Geschwindigkeiten werden im Rahmen der Speziellen Relativitätstheorie beschrieben. Diese Theorie ist experimentell hervorragend bestätigt, gilt aber als unanschaulich, was vor allem in den ausführlichen Diskussionen scheinbarer Paradoxa zum Ausdruck kommt. Diese Verständnisschwierigkeiten dürften auch damit zusammenhängen, daß uns praktische Erfahrungen mit hohen Geschwindigkeiten völlig fehlen. Man kann sich nun, ob aus Neugier oder in der Hoffnung auf ein besseres Verständnis der Speziellen Relativitätstheorie, die Frage stellen, wie man einen Flug mit relativistischer Geschwindigkeit erleben würde. Angenommen, man könnte ein Raumschiff besteigen, auf neunzig oder neunundneunzig Prozent der Lichtgeschwindigkeit beschleunigen und dann etwa an der Erde und der Sonne vorbeifliegen, was würde man sehen? Die Computergraphik bietet die Möglichkeit, einen solchen Raumflug zu simulieren und zu zeigen, wie die Welt für den relativistischen Reisenden aussähe.

2 Die Lorentz-Kontraktion

Der Kern der Speziellen Relativitätstheorie ist die Lorentz-Transformation. Sie macht eine Aussage über die Koordinaten eines Ereignisses in verschiedenen Inertialsystemen. Abbildung 1 zeigt die übliche Wahl der Koordinatenachsen in zwei Inertialsystemen K und K' mit der Relativgeschwindigkeit \mathbf{v} . Findet ein Ereignis in K am Ort x, y, z zur Zeit t statt, dann ergibt eine Orts- und Zeitmessung in K' für dasselbe Ereignis die Koordinaten x', y', z', t' mit dem Zusammenhang

$$x' = \gamma(x - \beta ct) \quad (1)$$

$$y' = y \quad (2)$$

$$z' = z \quad (3)$$

$$ct' = \gamma(ct - \beta x) \quad (4)$$

$$x = \gamma(x' + \beta ct') \quad (5)$$

$$y = y' \quad (6)$$

$$z = z' \quad (7)$$

$$ct = \gamma(ct' + \beta x'). \quad (8)$$

Hier ist $\beta = v/c$ und $\gamma = 1/\sqrt{1 - \beta^2}$.

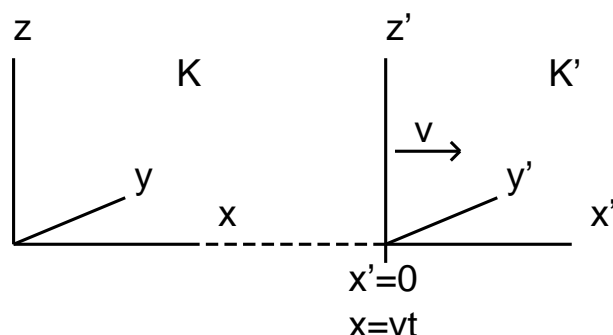


Abbildung 1: Koordinatensysteme für zwei Inertialsysteme K und K' mit der Relativgeschwindigkeit v . Zur Zeit $t = 0$ ist auch $t' = 0$ und $x = 0$ fällt mit $x' = 0$ zusammen.

Ein punktförmiges Objekt, das in K' an einem festen Ort x'_0, y'_0, z'_0 ruht, durchläuft folglich in K die Bahn

$$x = x'_0/\gamma + \beta ct, \quad y = y'_0, \quad z = z'_0. \quad (9)$$

Ein Stab der Länge l' , der in K' auf der x' -Achse liegt mit Endpunkten an den Orten x'_0 und $x'_0 + l'$ bewegt sich in K entlang der x -Achse mit Endpunkten bei

$$x_{\text{li}} = x'_0/\gamma + \beta ct, \quad \text{und} \quad x_{\text{re}} = (x'_0 + l')/\gamma + \beta ct \quad (10)$$

und hat die Länge

$$l = x_{\text{re}} - x_{\text{li}} = l'/\gamma. \quad (11)$$

Dies ist die wohlbekannte Lorentz-Kontraktion: der bewegte Stab ist kürzer als der ruhende. Ganz entsprechend sind beliebige bewegte Objekte in Bewegungsrichtung gestaucht: Würfel etwa werden zu Quadern, Kugeln zu Ellipsoiden.

Ein Beispiel aus dem Alltag: Ein Verkehrsflugzeug, das in Ruhe 100 m lang ist und mit tausend Stundenkilometern fliegt ($\beta = 10^{-6}$, $\gamma = 1 + 5 \cdot 10^{-13}$) ist um $l' - l = 0,5 \cdot 10^{-10}$ m gestaucht: das ist vergleichbar mit dem Bohrschen Radius, entspricht also etwa der Ausdehnung eines einzelnen Atoms.

Eine merkliche Längenänderung tritt erst ein, wenn die Geschwindigkeit erheblich größer ist: das Flugzeug wäre 1 m kürzer, wenn es sich mit $\beta = 0,14$, d.h. mit 150 Millionen Stundenkilometern bewegte.

3 Photographie schnellbewegter Objekte

Wir möchten eine photographische Aufnahme eines schnellbewegten Objekts machen und stellen dazu eine Kamera in den Nullpunkt des Inertialsystems K .

Beginnen wir die Überlegungen mit dem punktförmigen Objekt von Abschnitt 2. Es bewegt sich (s. Gleichung 9) parallel zur x -Achse auf der Bahn

$$x(t) = x'_0/\gamma + \beta ct, \quad y(t) = y'_0 = y_0, \quad z(t) = z'_0 = z_0. \quad (12)$$

Das Objekt ist selbstleuchtend und sendet ununterbrochen in alle Richtungen Licht aus. Der in Abbildung 2 eingezeichnete Lichtstrahl wird zur Zeit t_1 , zu der sich die Lichtquelle am Ort

$$x_E = x(t_1) = x'_0/\gamma + \beta ct_1 \quad (13)$$

befindet, ausgesandt und legt einen Weg der Länge $s = \sqrt{x_E^2 + y_0^2 + z_0^2}$ bis zur Kamera zurück, wo er folglich zur Zeit

$$t_2 = t_1 + \frac{\sqrt{x_E^2 + y_0^2 + z_0^2}}{c} \quad (14)$$

eintrifft. Falls zum Zeitpunkt t_2 gerade eine Aufnahme gemacht wird, erzeugt dieser Lichtstrahl das Bild der Lichtquelle: die Lichtquelle ist am Ort $x = x_E, y = y_0, z = z_0$ zu sehen (Abbildung 2).

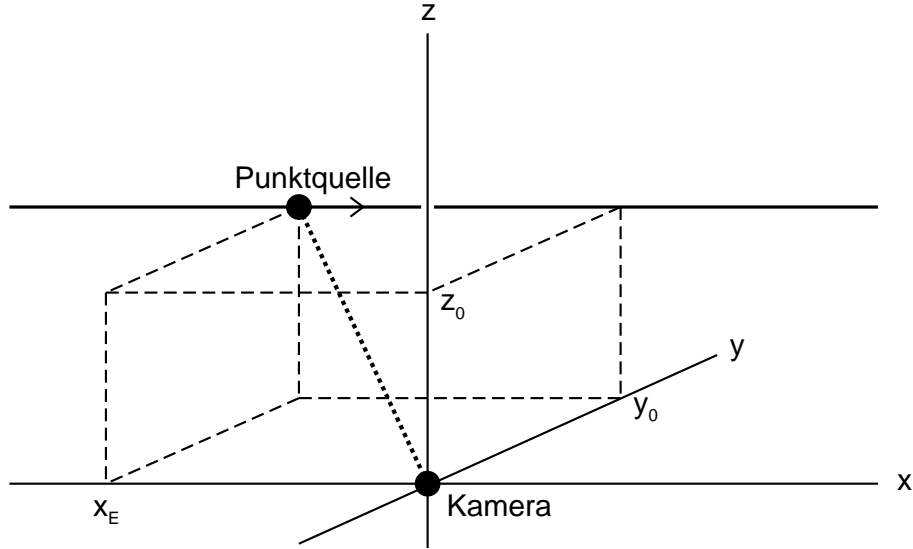


Abbildung 2: Eine punktförmige Lichtquelle bewegt sich parallel zur x -Achse und wird von einer Kamera im Nullpunkt des Koordinatensystems aufgenommen.

Die Gleichungen 13 und 14 reichen bereits aus, um für einen beliebigen Aufnahmezeitpunkt t_2 die Koordinate x_E zu berechnen, an der die Lichtquelle gesehen wird. Dazu eliminiert man zunächst t_1 aus den beiden Gleichungen und erhält

$$x_E = x'_0/\gamma + \beta(ct_2 - \sqrt{x_E^2 + y_0^2 + z_0^2}). \quad (15)$$

Dies ist eine quadratische Gleichung für x_E . Sie kann in die Form

$$x_E^2 - 2x_E\gamma^2(x'_0/\gamma + \beta ct_2) + \gamma^2(x'_0/\gamma + \beta ct_2)^2 - \gamma^2\beta^2(y_0^2 + z_0^2) = 0 \quad (16)$$

gebracht werden und hat die Lösung

$$x_E = \gamma^2(x'_0/\gamma + \beta ct_2) \overset{(+)}{-} \beta\gamma\sqrt{\gamma^2(x'_0/\gamma + \beta ct_2)^2 + y_0^2 + z_0^2}. \quad (17)$$

Von den beiden Lösungen der quadratischen Gleichung ist die mit dem Minuszeichen die gesuchte: anhand von Gleichung 12 identifiziert man $x'_0/\gamma + \beta ct_2$ als die x -Koordinate der Lichtquelle zum Zeitpunkt t_2 . Diese x -Koordinate ist größer als x_E , weil sich die Lichtquelle zwischen t_1 und t_2 weiterbewegt. Gleichung 17 kann $x_E < x'_0/\gamma + \beta ct_2$ nur erfüllen, wenn der zweite Term auf der rechten Seite negativ ist.

Im Prinzip sind wir jetzt fertig. Denn um herauszufinden, wie ein beliebiges Objekt aussieht, wenn es in schneller Bewegung photographiert wird, reichen die Gleichungen 12 und 17 aus. Die Computersimulationen in Abbildung 3 sind übrigens auf genau diese Weise entstanden. Wir definieren das Objekt in seinem Ruhesystem (Inertialsystem K'), indem wir eine große Anzahl von Punkten auf seiner Oberfläche auswählen und deren Koordinaten (x'_0, y'_0, z'_0) angeben. Jeder einzelne Punkt bewegt sich im Inertialsystem K auf einer Geraden (Gleichung 12) und erscheint auf einer Aufnahme, die zum Zeitpunkt t_2 angefertigt wird, als Bildpunkt am Ort (x_E, y_0, z_0) nach Gleichung 17. Diese Bildpunkte werden berechnet und ergeben zusammen das Bild des bewegten Objekts.

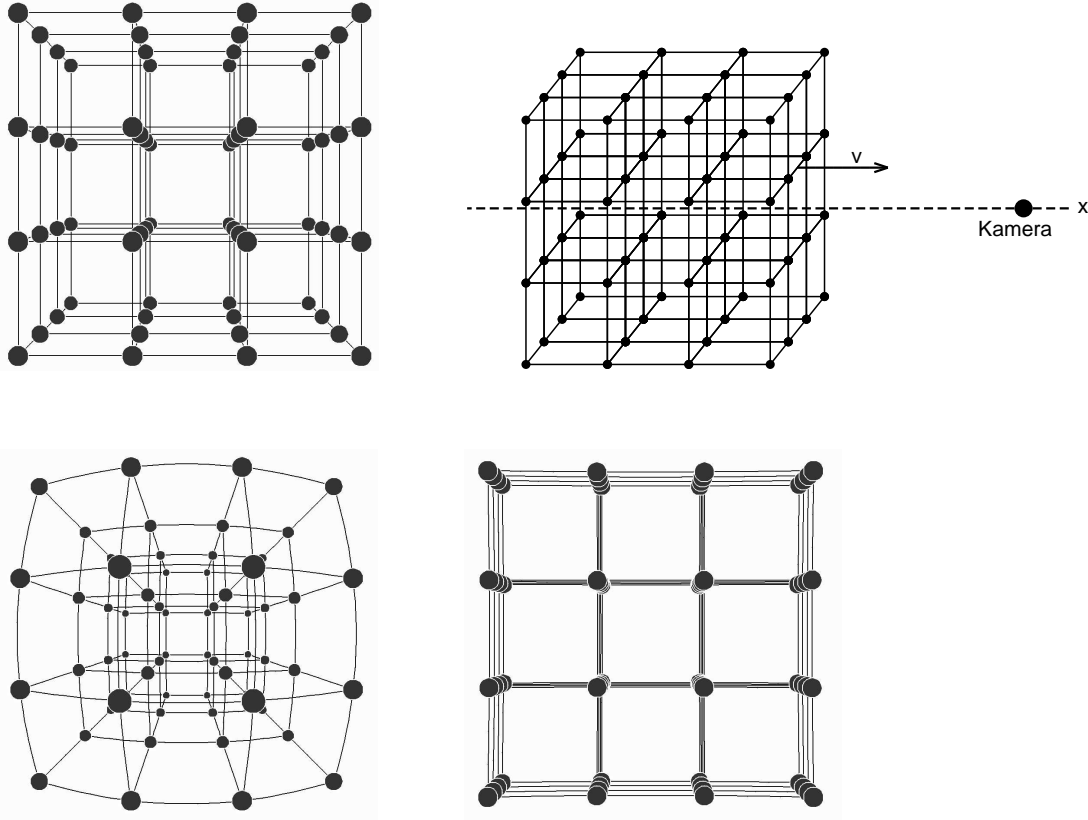


Abbildung 3: Ein kubisches Gitter (oben links) bewegt sich mit dem Mittelpunkt entlang der x -Achse und wird von einer Kamera im Nullpunkt des Koordinatensystems aufgenommen (oben rechts). Das Gitter scheint beim Anflug (unten links) in Flugrichtung gestreckt, beim Wegflug (unten rechts) in Flugrichtung gestaucht zu sein.

4 Ist die Lorentz-Kontraktion sichtbar?

Die Überlegungen zum Aussehen relativistisch bewegter Objekte begannen damit, daß diese Frage nicht gestellt, sondern vielmehr übersehen wurde. Man formulierte, daß aufgrund der Lorentz-Kontraktion ein bewegtes Objekt in Bewegungsrichtung verkürzt sei, oder auch, daß es verkürzt erscheine und von dort war es nur ein kleiner Schritt bis zu der Vorstellung, daß es verkürzt *aussehe*. Dabei wurde nicht beachtet, daß die Lorentz-Kontraktion das Ergebnis einer Messung ist und daß sich eine visuelle oder photographische Beobachtung von einer Messung ganz wesentlich unterscheidet.

Als Beispiel greifen wir den Stab aus Abschnitt 2 wieder auf: Ein selbstleuchtender Stab mit Ruhelänge l' bewegt sich mit der Spitze voraus entlang der x -Achse und wird von einer Kamera im Nullpunkt des Koordinatensystems aufgenommen.

Für einen Punkt auf der x -Achse ($y_0 = 0, z_0 = 0$) lautet Gleichung 17

$$x_E = \gamma^2(x'_0/\gamma + \beta ct_2) - \beta\gamma^2|x'_0/\gamma + \beta ct_2|, \quad (18)$$

wobei $x_2 := x'_0/\gamma + \beta ct_2$ die x -Koordinate des Punktes zum Aufnahmezeitpunkt ist. Solange sich der Punkt entlang der negativen x -Achse auf die Kamera zu bewegt, ist $x_2 < 0$ und

$$x_E = (x'_0/\gamma + \beta ct_2)/(1 - \beta). \quad (19)$$

Die Endpunkte des Stabs bei x'_0 und $x'_0 + l'$ erzeugen demnach bei der Annäherung an die Kamera Bildpunkte im Abstand von

$$L_1 = x_{E,li} - x_{E,re} = l' \sqrt{\frac{1+\beta}{1-\beta}}. \quad (20)$$

Die visuelle Länge L_1 , die der Stab im Bild zeigt, ist weder mit seiner Ruhelänge l' noch mit der Lorentz-kontrahierten Länge $l = l'/\gamma$ identisch! Ganz im Gegenteil ist in diesem Beispiel die visuelle Länge sogar größer als die Ruhelänge. Ein Zahlenbeispiel macht das deutlich: Für $\beta = 0,9$ ist die Lorentz-kontrahierte Länge $l = 0,44 l'$ und die visuelle Länge $L_1 = 4,36 l'$. Wenn sich der Stab entlang der positiven x -Achse von der Kamera entfernt ($x_2 > 0$), erhält man entsprechend $L_2 = l' \sqrt{(1-\beta)/(1+\beta)}$. Im Zahlenbeispiel von oben ist dann $L_2 = 0,23 l'$: der Stab sieht erheblich verkürzt aus, ja die visuelle Länge ist sogar kleiner als die Lorentz-kontrahierte Länge.

Zugegebenermaßen hat unser Stabbeispiel noch einen Schönheitsfehler: Wenn sich der Stab mit der Spitze voraus direkt auf die Kamera zu bewegt, dann sieht man auf dem Bild nichts weiter als eben diese Spitze, also einen Punkt. Ein Tiefeneindruck kann jedoch wie in Abbildung 3 dadurch erreicht werden, daß statt eines einzelnen Stabes ein Raumgitter gezeigt wird. Das ruhende Gitter (oben links) ist aus lauter gleich langen Stäben aufgebaut. Das bewegte Gitter scheint bei der Annäherung (unten links) in Flugrichtung gestreckt und beim Wegfliegen (unten rechts) in Flugrichtung gestaucht zu sein.

Damit ist klar, daß bewegte Objekte nicht einfach Lorentz-kontrahiert aussehen. Sie sind zwar, wenn man sie *ausmißt*, in Flugrichtung gestaucht. Wenn man sie aber *anschaut*, darf man nicht erwarten, genau diese Stauchung zu sehen.

5 Ebene Flächen...im Bild gewölbt

Sie beobachten Objekte bei hoher Geschwindigkeit und möchten über den Daumen gepeilt wissen, wie die Objekte in Ruhe aussehen bzw. umgekehrt. Was tun?

Eine Daumenregel liefert das bewegte Raumgitter. Viele Objekte, etwa Bauwerke, sind aus Würfeln und Quadern aufgebaut. Würfel und Quader sind aber nichts weiter als Ausschnitte aus einem Raumgitter. Man kann sie sich relativ einfach vorstellen, wenn man erst einmal das Aussehen eines bewegten Raumgitters kennt. Um das Aussehen des Raumgitters vollständig zu verstehen, werden wir in diesem Abschnitt ebene Flächen senkrecht zur Flugrichtung untersuchen.

Wir beginnen mit dem Stab aus Abbildung 4. Er steht senkrecht zur x -Achse und bewegt sich in x -Richtung auf eine Kamera im Nullpunkt des Koordinatensystems zu.

Denken wir uns zwei Lichtstrahlen, von denen einer von einem Stabende und der andere vom Stabmittelpunkt ausgesandt werden und die gleichzeitig bei der Kamera ankommen. Der Abstand zwischen Stabende und Kamera ist stets größer als der Abstand zwischen Stabmittelpunkt und Kamera. Der Strahl vom Stabende muß also zuerst loslaufen, damit beide gleichzeitig bei der Kamera ankommen. Sein Emissionspunkt liegt demnach links vom Emissionspunkt des Stabmittelpunktstrahls. Im Bild scheinen die Stabenden folglich nach hinten gebogen zu sein: der Stab sieht gekrümmt aus.

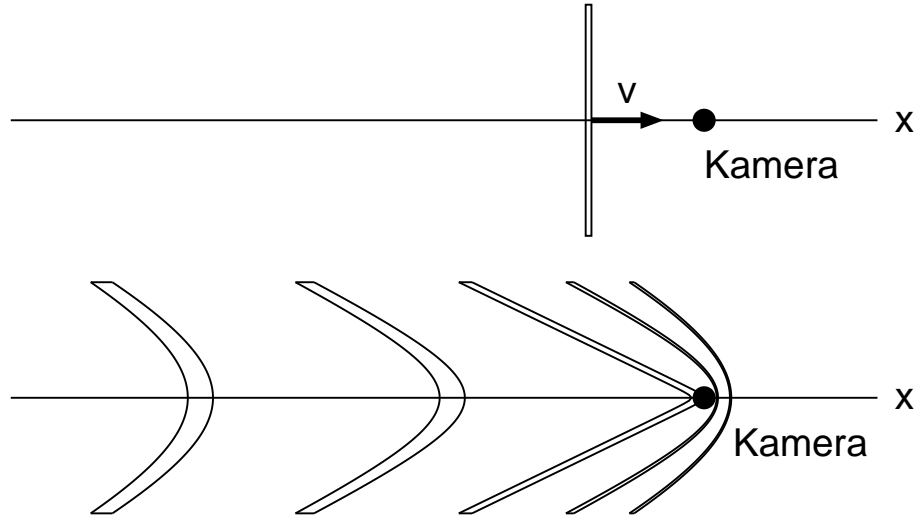


Abbildung 4: Ein Stab bewegt sich entlang der x -Achse und wird von einer Kamera im Nullpunkt des Koordinatensystems aufgenommen (oben). Auf dem Bild erscheint der Stab gewölbt (unten, $\beta = 0,9$, dargestellt für fünf Aufnahmen zu verschiedenen Zeitpunkten t_2). Zwischen je zwei Aufnahmen liegt dasselbe Zeitintervall Δt_2 . Das obere Bild zeigt die Position des Stabes zum Zeitpunkt der ersten Aufnahme.

Welche Form der Stab genau hat, lässt sich aus Gleichung 17 ablesen, wenn sie in die Form

$$\frac{(x_E - \gamma^2 x_2)^2}{\beta^2 \gamma^4 x_2^2} - \frac{y_0^2 + z_0^2}{\gamma^2 x_2^2} = 1 \quad (21)$$

gebracht wird, wobei die Abkürzung $x_2 = x'_0/\gamma + \beta ct_2$ für die x -Koordinate der Lichtquelle zum Zeitpunkt t_2 der Aufnahme verwendet wurde.

Wir können den ruhenden Stab als Ausschnitt der z' -Achse beschreiben durch $x'_0 = 0$, $y'_0 = 0$, $-l'/2 \leq z'_0 \leq l'/2$. Gleichung 21 mit $y_0 = y'_0 = 0$ ist eine Gleichung für die Koordinaten x_E , z_0 der Bildpunkte zu festen Werten von β , γ und x_2 . Es handelt sich offensichtlich um eine Hyperbelgleichung. Die Form der Hyperbel hängt außer von der Geschwindigkeit auch von $x_2 = \beta ct_2$, d.h. vom Zeitpunkt der Aufnahme ab.

Abbildung 4 zeigt die Hyperbeln für fünf Aufnahmen zu verschiedenen Zeitpunkten.

Wir gehen jetzt vom Stab zur Fläche über. Wenn man den Stab um die x -Achse dreht, überstreicht er eine ebene Fläche senkrecht zur Flugrichtung. Während der Drehung bleibt der Stab stets senkrecht zur x -Achse. Sein Bild ist daher in jeder Stellung eine Hyperbel. Alle Hyperbeln zusammengenommen, ergeben ein Hyperboloid als Bild der bewegten ebenen Fläche. Ebensogut kann man natürlich Gleichung 21 sofort als Gleichung eines Hyperboloids interpretieren.

Damit ist das Aussehen des Raumgitters in Abbildung 3 klar: die Gitterebenen senkrecht zur Bewegungsrichtung werden als Hyperboloide gesehen, die Abstände zwischen ihnen scheinen beim Anflug gestreckt, beim Wegflug gestaucht.

6 Zwei Beispiele: Flug durchs Brandenburger Tor und Vorbeiflug an der Erde

Die beiden Bildsequenzen in Abbildung 5 zeigen einen Durchflug durch ein stilisiertes Brandenburger Tor. Die linke Spalte ist ein Flug mit nichtrelativistischer Geschwindigkeit und das vierte Bild zeigt die grünliche Rückseite aufgenommen nach dem Durchflug mit der um 180° gedrehten Kamera. Die rechte Sequenz wurde für $v = 0,99c$ berechnet. Die Effekte der endlichen Lichtlaufzeit wirken sich bei dieser Geschwindigkeit dramatisch aus. Der Haupteffekt ist die Verzerrung von Flächen senkrecht zur Bewegungsrichtung in Hyperboloide. Das hat zur Folge, daß große Teile der grünlichen Rückseite ins Gesichtsfeld der Kamera kommen, sobald die Kamera die hintere Ebene des Brandenburger Tors durchflogen hat.

Die Bildsequenzen in Abbildung 6 zeigen einen Vorbeiflug an der Erde. Die linke Spalte ist ein Flug mit nichtrelativistischer Geschwindigkeit, die rechte Spalte mit $v = 0,95c$. Wie seit Penrose (1959) bekannt, bleibt der Umriß einer Kugel immer kreisförmig. Die Oberfläche selbst allerdings erscheint durch das Zusammenwirken von Lorentz-Kontraktion und Lichtlaufzeit verdreht und topologisch stark verzerrt.

7 Historische Anmerkungen und Literaturangaben

Es ist eigentlich erstaunlich, daß (soweit uns bekannt) kein klassischer Physiker auf die Idee gekommen ist, das Aussehen schnell bewegter Körper zu berechnen, obwohl doch die Endlichkeit der Lichtgeschwindigkeit seit 1675 durch Olaf Römers Beobachtung der Verfinsterung der Jupitermonde bekannt ist.

Auch im Rahmen der Speziellen Relativitätstheorie wurde die Bedeutung der endlichen Lichtgeschwindigkeit für das Aussehen bewegter Objekte zunächst nicht erkannt. So schreibt Einstein (Einstein 1905) in seiner fundamentalen Arbeit *Zur Elektrodynamik bewegter Körper*, also in der Originalarbeit zur speziellen Relativitätstheorie,

Ein starrer Körper, welcher in ruhendem Zustande ausgemessen die Gestalt einer Kugel hat, hat also in bewegtem Zustande – vom ruhenden System aus betrachtet – die Gestalt eines Rotationsellipsoides mit den Achsen

$$R\sqrt{1 - \left(\frac{v}{V}\right)^2}, R, R \quad .$$

Während also die Y- und Z-Dimension der Kugel (also auch jedes starren Körpers von beliebiger Gestalt) durch die Bewegung nicht modifiziert erscheinen, erscheint die X-Dimension im Verhältnis $1 : \sqrt{1 - (v/V)^2}$ verkürzt, also um so stärker, je größer v ist. Für $v = V$ schrumpfen alle bewegten Objekte – vom „ruhenden“ System aus betrachtet – in flächenhafte Gebilde zusammen.

Und der berühmte Physiker Gamov stellte in seinem erstmals 1940 herausgegebenen Buch „Mr. Tompkins in Wonderland“ (deutscher Titel „Mr. Tompkins' seltsame Reise durch Kosmos und Mikrokosmos“ Verlag Vieweg 1984) die Erscheinungen der Lorentz-Kontraktion völlig falsch dar, da er die Auswirkung der endlichen Lichtgeschwindigkeit einfach nicht bedachte.

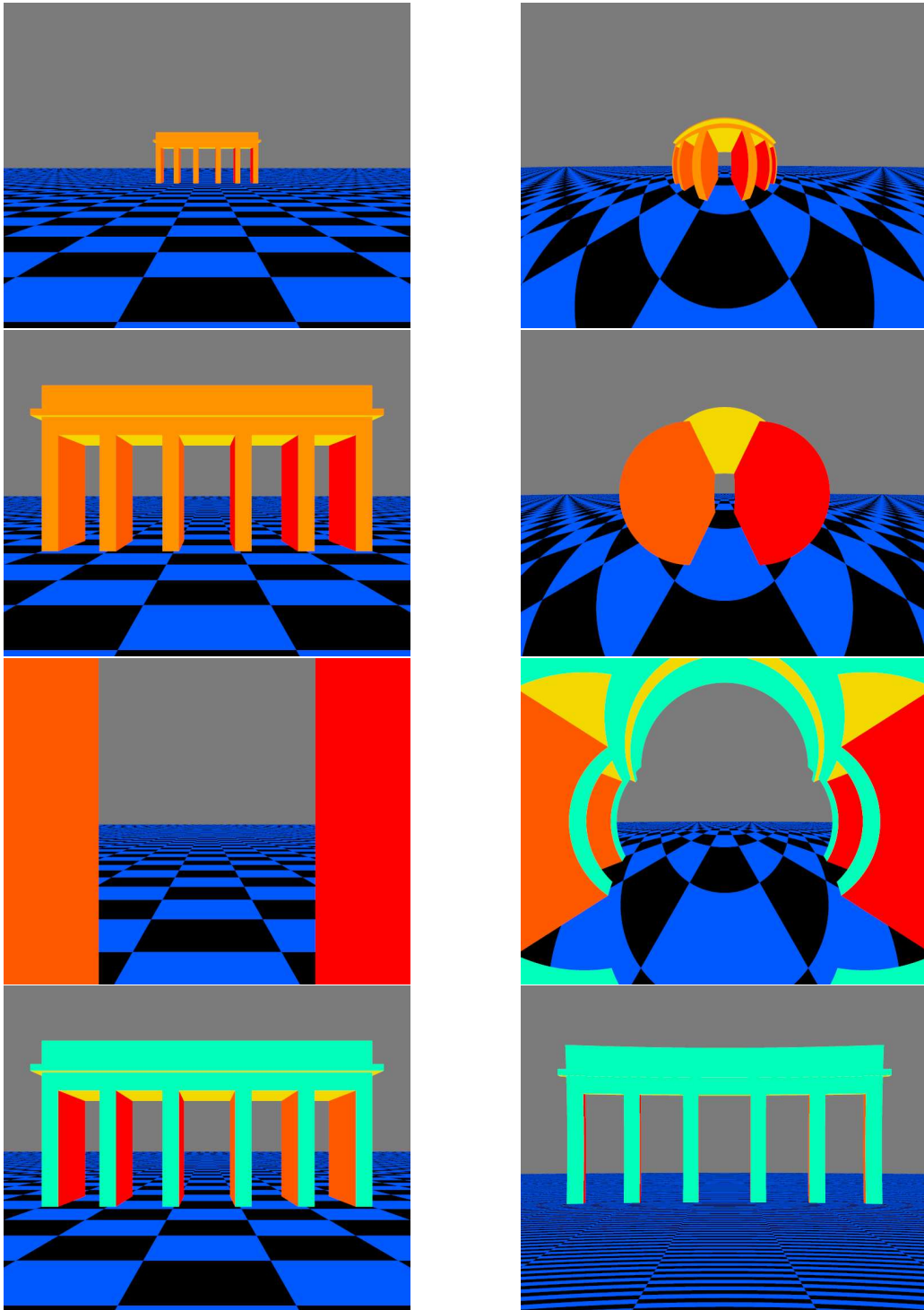


Abbildung 5: Durchflug durch ein stilisiertes Brandenburger Tor mit nichtrelativistischer Geschwindigkeit (linke Spalte) und mit 99% der Lichtgeschwindigkeit (rechte Spalte).

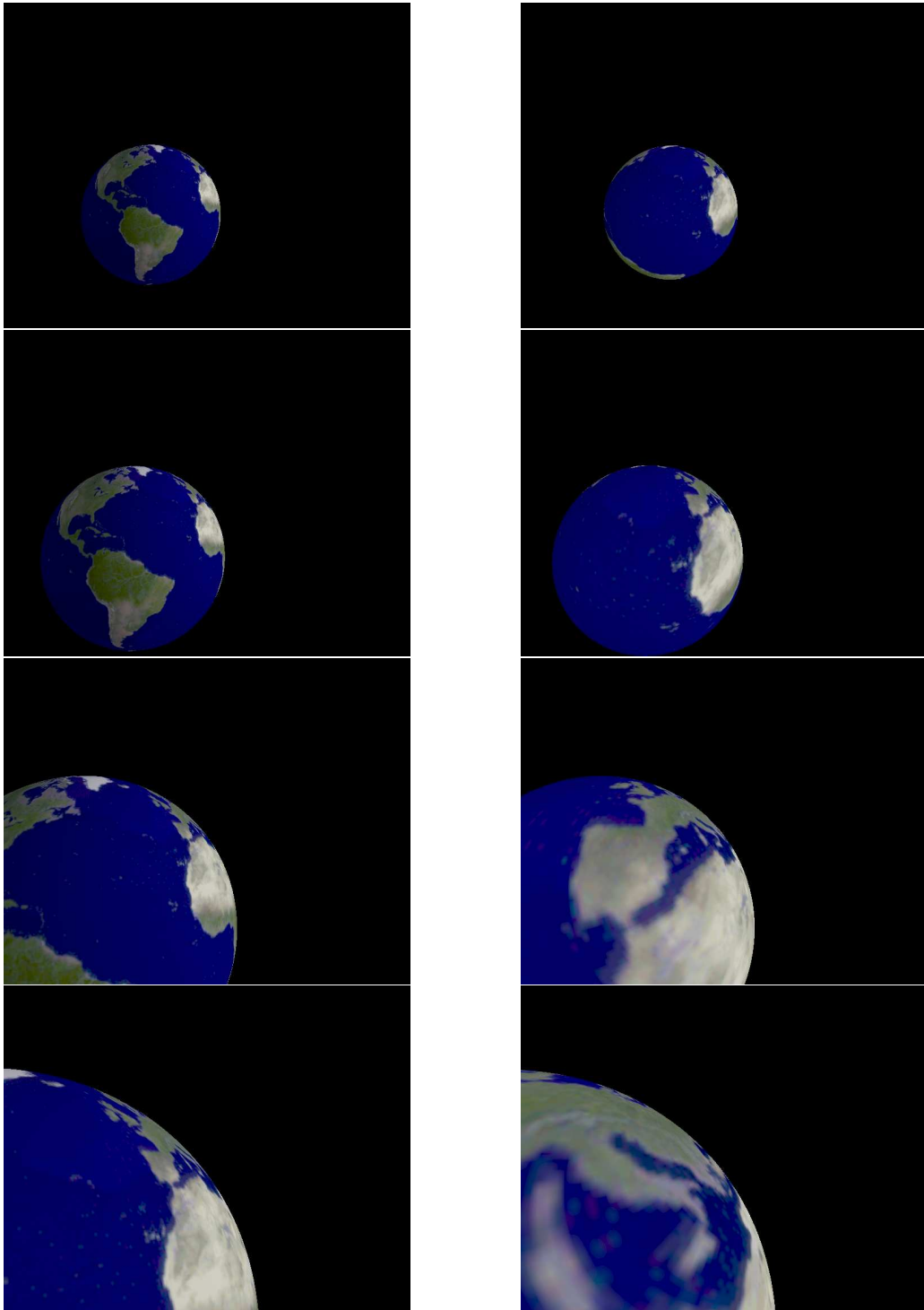


Abbildung 6: Vorbeiflug an der Erde mit nichtrelativistischer Geschwindigkeit (links Spalte) und mit 95% der Lichtgeschwindigkeit (rechte Spalte).

Die Frage nach der Sichtbarkeit oder Unsichtbarkeit der Lorentz-Kontraktion war dann auch der Ausgangspunkt für das Interesse am Aussehen schnellbewegter Körper, das (mit Ausnahme einer praktisch unbeachtet gebliebenen Arbeit über die Unsichtbarkeit der Lorentz-Kontraktion von Lampa aus dem Jahr 1924) ab 1959 einsetzte.

Innerhalb kurzer Zeit wurde gezeigt, daß die scheinbare Länge eines Maßstabes bei einer visuellen oder photographischen Beobachtung im allgemeinen nicht die Lorentz-kontrahierte Länge ist (Lampa 1924, Terrell 1959, Weinstein 1960, Boas 1961), daß eine Kugel bei jeder beliebigen Geschwindigkeit mit einem kreisförmigen Umriß gesehen wird (Penrose 1959, Boas 1961), daß Objekte, die unter einem kleinen Raumwinkel gesehen werden, gedreht aber unverzerrt erscheinen (Terrell 1959, Weisskopf 1960), wogegen Objekte, die einen großen Raumwinkel einnehmen, sowohl gedreht als auch verzerrt wahrgenommen werden. Drei äquivalente Formulierungen der Transformationsgleichungen auf die verzerrte scheinbare Gestalt schnellbewegter Objekte wurden angegeben (Atwater 1962, Yngström 1963, Mast 1965). Eine Zusammenfassung dieser Ergebnisse findet sich bei McGill (1968).

In der Folgezeit konzentrierten sich die Arbeiten auf die graphische Darstellung mittels Strichgraphik: dargestellt wurden Gitter (Scott und Viner 1965), Würfel (Yngström 1963, Scott und Viner 1965, Mathews und Lakshmanan 1972, Hickey 1979), Kugeln (Scott und van Driel 1970, Suffern 1988), eine Straßenszene (Blatter und Greber 1988) und der Sternenhimmel (Moskowitz 1967, Scott und van Driel 1970, McKinley und Doherty 1979).

In jüngster Zeit wurde das Thema wieder aufgegriffen; mit Hilfe von Computergraphik wurden realistischere Bilder und Bilder von komplizierteren Objekten erzeugt (Hsiung und Dunn 1989, Hsiung, Thibadeau, Cox und Dunn 1990, Gekelman, Maggs und Xu 1991, H. Ruder 1991, H. Ruder und M. Ruder 1993).

Literatur

- H.A. Atwater (1962): Apparent Distortion of Relativistically Moving Objects, *J. Opt. Soc. Am.* **52**, 184
- H. Blatter, T. Greber (1988): Aberration and Doppler shift: An uncommon way to relativity, *Am. J. Phys.* **56**, 333
- M.L. Boas (1961): Apparent Shape of Large Objects at Relativistic Speeds, *Amer. J. Phys.* **29**, 283
- A. Einstein (1905): Zur Elektrodynamik bewegter Körper, *Ann. d. Phys.* **17**, 891
- W. Gekelman, J. Maggs und L. Xu (1991): Real-Time Relativity, *Computers in Physics, Jul/Aug*, 372
- F.R. Hickey (1979): Two-dimensional appearance of a relativistic cube, *Am. J. Phys.* **47**, 711
- P.-K. Hsiung, R.H.P. Dunn (1989): Visualizing Relativistic Effects in Spacetime, *Supercomputing 89 Proceedings*
- P.-K. Hsiung, R.H. Thibadeau, C.B. Cox, R.H.P. Dunn (1990): Time Dilation Visualization in Relativity, *Supercomputing 90 Proceedings*
- A. Lampa (1924): Wie erscheint nach der Relativitätstheorie ein bewegter Stab einem ruhenden Beobachter?, *Z. Physik* **72**, 138
- C.B. Mast (1965): "Spherical" Coordinates in Special Relativity, *Am. J. Phys.* **33**, 281

- P.M. Mathews, M. Lakshmanan (1972): On the Apparent Visual Forms of Relativistically Moving Objects, *Il Nuovo Cimento* **12**, 168
- N.C. McGill (1968): The Apparent Shape of Rapidly Moving Objects in Special Relativity, *Contemp. Phys.* **9**, 33
- J.M. McKinley, P. Doherty (1979): In search of the “starbow”: The appearance of the starfield from a relativistic spaceship, *Am. J. Phys.* **47**, 309
- S. Moskowitz (1967): Visual Aspects of Trans-Stellar Space Flight, *Sky and Telescope* **33**, 290
- R. Penrose (1959): The Apparent Shape of a Relativistically Moving Sphere, *Proc. Camb. Phil. Soc.* **55**, 137
- H. Ruder und M. Ruder (1993): Die Spezielle Relativitätstheorie, Vieweg, Wiesbaden
- H. Ruder (1991): Fremde Welten auf dem Graphikschirm – Die Bedeutung der Visualisierung für die Astrophysik, *Informationstechnik* **33**, No. 2, 91
- G.D. Scott and M.R. Viner (1965): The Geometrical Appearance of Large Objects Moving at Relativistic Speeds, *Amer. J. Phys.* **33**, 534
- G.D. Scott and H.J. van Driel (1970): Geometrical Appearances at Relativistic Speeds, *Amer. J. Phys.* **38**, 971
- K.G. Suffern (1988): The apparent shape of a rapidly moving sphere, *Am. J. Phys.* **56**, 729
- J. Terrell (1959): Invisibility of the Lorentz Contraction, *Phys. Rev* **116**, 1041
- R. Weinstein (1960): Observation of Length by a Single Observer, *Am. J. Phys.* **28**, 607
- V.F. Weiskopf (1960): *Phys. Today* **13**, No. 9, 24
- S. Yngström (1963): Observation of moving light-sources and objects, *Arkiv för Fysik* **23**, 367

Anschrift der Verfasser:

J. Kern, U. Kraus, B. Lehle, H. Ruder

Universität Tübingen, Institut für Astronomie und Astrophysik, Abteilung Theoretische Astrophysik,

Auf der Morgenstelle 10C, 72076 Tübingen

R. Rau

Universität Tübingen, Wilhelm-Schickard-Institut für Informatik, Abteilung Graphisch-Interaktive Systeme,

Auf der Morgenstelle 10C, 72-76 Tübingen