

## Lichtablenkung unter Gravitation - flaches Universum?

von

Dieter Prochnow, Berlin  
E-mail: du.prochnow@t-online.de

Im Universum kann Licht in der Nähe von Massenanhäufungen von seiner Bahn abgelenkt werden. Ursache dafür ist einerseits die *Newtonsche* Anziehung der Massen, andererseits eine durch die Massen hervorgerufene Krümmung der Raumzeit, die *Einstein* 1915 in seiner Allgemeinen Relativitätstheorie (ART) prognostizierte. Experimentelle Bestätigung fand Einsteins ART erstmals mit der Sonnenfinsternis 1919.

Die vorliegende Arbeit analysiert den Einfluss, den die Anziehung von Massen auf die Lichtablenkung unter hyperbolischen Verhältnissen ausübt. Das Ergebnis, angewendet ebenfalls auf die Sonnenfinsternis 1919, zeigt im Gegensatz zu bisherigen Annahmen, dass Licht allein auf Grund der *Newtonschen* Massenanziehung abgelenkt wird. Die von *Einstein* erwartete Krümmung der Raumzeit in Sonnennähe scheint entweder keinen Einfluss auf die Lichtablenkung zu haben, oder die Raumzeit wird a priori nicht durch die Sonnenmasse gekrümmt. Das Universum bleibt im letzteren Fall auch lokal flach. Man kann im Sinne *Newtons* von einem *Euklidischen* Universum sprechen.

### Inhalt

1. Einführung
  2. Gravitation im *Euklidischen* Universum
  3. Photonen- und Fluchtgeschwindigkeiten im Universum
  4. Hyperbolische Lichtbewegung im Gravitationsfeld
  5. Parameterbestimmung
  6. Trigonometrie – der Streuwinkel
  7. Schlussbemerkungen
- Literatur

## 1. Einführung

Licht, das von einer punktförmigen Quelle ausgesendet wird, breitet sich bei fehlender weiterer Beeinflussung kugelförmig um die Quelle im Raum aus. Im Vakuum bewegt sich dabei der einzelne Lichtstrahl geradlinig mit konstanter Geschwindigkeit  $c \approx 3 \cdot 10^5$  km/s von der Quelle weg. In der Nähe von Materieanhäufungen kann der Strahl dann von seiner geradlinigen Bahn abgelenkt werden. Ursache dieser Ablenkung ist zunächst die *Newtonsche* Massenanziehung. Das bedeutet, die im Universum vorhandene Masse erzeugt in der umgebenden Raumzeit ein Feld potenzieller Energie, dessen zugehörige konservative Kraft, die Gravitation, den Photonen des Lichtstrahls einen ablenkenden Impuls verleihen kann. Erste Berechnungen dazu veröffentlichte J.G. von Soldner 1801 [3]. Er war im Rahmen der *Newtonschen* Anziehungstheorie zu dem Ergebnis gekommen, dass Lichtstrahlen, die den Rand unserer Sonne tangieren, um etwa 0,84 Bogensekunden abgelenkt werden müssten.

Darüber hinaus ist nach Vorstellungen *Einsteins*, die er 1915/16 in seiner ART [4] formuliert hat, Gravitation auch in der Lage, eine zunächst flache Raumzeit des Universums zu krümmen und so die Bahn der Photonen in dieser Weise zu verändern.

Nach Auffassung *Einsteins* ergänzen sich *Newtonsche* Anziehung und Krümmung der Raumzeit bei der Lichtablenkung, siehe S. 85 in [5].

Die Ablenkung eines Lichtstrahls wird durch Angabe eines Streuwinkels  $\psi$  quantifiziert. Der Streuwinkel  $\psi$  kann in speziellen Fällen, beispielsweise bei Lichtstrahlen am Rande einer kugelförmigen Masse, sowohl gemessen als auch im Rahmen einer Theorie berechnet werden.

Darüber hinaus lässt sich auch der Ablenkungswinkel  $\psi_{NA}$ , der sich auf Grund der *Newtonsche* Anziehung (NA) einstellt, theoretisch abgeschätzt.

Heuristisch betrachtet identifizierte *Einstein* auf dieser Grundlage den Ablenkungswinkel  $\psi_{EK}$ , der von der korrespondierenden Raumzeitkrümmung verursacht wird, als Differenz zwischen  $\psi$  und  $\psi_{NA}$ :

$$\psi = \psi_{NA} + \psi_{EK} \quad (1.1)$$

Die erste Messung einer Lichtablenkung am Sonnenrand fand bei der Sonnenfinsternis 1919 statt. Dabei wurde in bemerkenswerter Übereinstimmung mit *Einsteins* ART [4,5] ein Ablenkungswinkel von  $\psi = 1,75$  Bogensekunden ermittelt. Da für die *Newtonsche* Anziehung der Sonne bis heute ein Streuwinkel  $\psi_{NA} = 0,875'' \approx 0,9''$  berechnet und zugrunde gelegt wird, konnte *Einstein* demgemäß feststellen [5], S. 85:

(Die) Ablenkung (des Lichts) wird nach der Theorie zur Hälfte durch das (Newtonsche) Anziehungsfeld der Sonne, zur Hälfte durch die von der Sonne herrührende geometrische Modifikation des Raumes (Krümmung) erzeugt.

Demgemäß ergibt sich hier für die Ablenkung durch die Raumzeitkrümmung nach (1.1) ebenfalls:  $\psi_{EK} = 0,875''$ .

Legt man ein *Euklidisches* Universum, dessen Raumzeit definitionsgemäß ungekrümmt bleibt, zugrunde, so müsste hier für die Streuwinkel

$$\psi_{EK} = 0 \quad \text{und} \quad \psi_{NA} = \psi = 1,75'' \quad (1.2)$$

gelten.

Wir werden nachfolgend sowohl theoretisch nachweisen als auch konkret am Beispiel der Sonnenfinsternis von 1919 [7] zeigen, dass diese Möglichkeit besteht.

## 2. Gravitation im *Euklidischen* Universum

Im Universum beschreibt Gravitation eine Kraft zur Veränderung dort vorhandener Massenkonzentrationen, die in ihrer Umgebung einerseits ein Feld potenzieller Energie erzeugen und andererseits zur Krümmung der lokalen Raumzeit führen. Umgekehrt bildet sich mit dem Energiepotenzial Gravitation als konservative Kraft, und auf Grund einer möglichen Raumzeitkrümmung könnte Gravitation zum Teil auch als Scheinkraft angesehen werden. Die so entstehenden Regelkreise realisieren dabei ein Prinzip der Selbstorganisation der Materie.

Das Gravitationspotenzial  $\phi$ , das sich auf die *Galilei* – Zeit  $t$  bezieht [1], bildet ein Maß für die Intensität der Gravitation als konservative Kraft und kann in den Systemen des *Euklidischen* Universums auf Grund der Unendlichkeit der auf  $t$  bezogenen Lichtgeschwindigkeit als *Newtonsches* Potenzial [6] identifiziert werden:

$$\phi = \phi(\mathbf{x}, t) = 4 \cdot \pi \cdot \gamma \cdot \int_G \frac{\rho(\mathbf{y}, t)}{|\mathbf{x} - \mathbf{y}|} \cdot d\mathbf{y} \quad (2.1)$$

Das Potenzial  $\varphi$  bestimmt die Gravitationsintensität hier unter Berücksichtigung der Teilchenbewegung. Dieser Zusammenhang wird durch den Gravitationsparameter  $\gamma$  hergestellt, der dadurch, bezogen auf die *Galilei* – Zeit, keine Konstante ist.

Auf Grund der Gravitationsäquivalenz  $\varphi = \varphi_S \cdot \beta^2$ , siehe (29.4) in [2], können wir  $\varphi$  mit Hilfe des auf die Uhrenzeit bezogenen Potentials  $\varphi_S$  bestimmen: Wir erhalten

$$\varphi_S = \varphi_S(\mathbf{x}, t_S) = 4 \cdot \pi \cdot \gamma_S \cdot \int_G \frac{\rho(\mathbf{y})}{|\mathbf{x} - \mathbf{y}|} \cdot d\mathbf{y}, \quad (2.2)$$

wobei nun  $\gamma_S$  als *Newtonsche* Gravitationskonstante

$$\gamma_S = \gamma / \beta^2 = 6,667 \cdot 10^{-20} \text{ km}^3/\text{kg}/\text{s}^2 \quad (2.3)$$

angesehen werden kann. Das Newtonsche Potenzial lässt sich mit Hilfe der *Poissonschen* Gleichung (versehen mit geeigneten Randbedingungen) berechnen:

$$-\Delta\varphi_S = 4 \cdot \pi \cdot \gamma_S \cdot \rho. \quad (2.4)$$

Dabei setzen wir voraus, dass die Dichte  $\rho$  im wesentlichen beschränkt und integrierbar ist (Satz von *Poisson*).

Für den speziellen Fall kugelförmiger Gebiete  $G$  mit einem Radius  $R$  erhält man

$$\varphi_S(\mathbf{x}) = \gamma_S \cdot M / r, \quad (2.5)$$

wenn  $r \geq R$  der Abstand vom Massezentrum und  $M = \rho \cdot \int_G d\mathbf{y}$  die in  $G$  befindliche Masse sind.

Das auf  $c^2$  bezogene Potenzial  $\varphi_S$  bezeichnen wir als

*normiertes Newtonsches Potenzial*

$$\varphi_{S,n} = \varphi_S / c^2 = \gamma_{S,n} \cdot M / r, \quad (2.6)$$

wobei

$$\gamma_{S,n} = \gamma_S / c^2 = 0,741 \cdot 10^{-30} \text{ km}/\text{kg} \quad (2.7)$$

die normierte Gravitationskonstante ist.

### 3. Photonen- und Fluchtgeschwindigkeiten im Universum

Teilchen, die sich mit Lichtgeschwindigkeit bewegen (Photonen mit  $|\mathbf{u}_S| = c$ ), haben eine Ruhemasse  $m_0^* = 0$  und den *Lorentz* – Faktor  $\beta_S^* = 0$ . Damit ist die Ruheenergie dann ebenfalls gleich Null :

$$E_0^* = 0. \quad (3.1)$$

Für die Gesamtenergie eines Photons erhalten wir daher, siehe (34.3) in [2]:

$$E^* = \frac{1}{2} \cdot M^* \cdot (c^2 - v^2), \quad (3.2)$$

wobei

$$v = \sqrt{2 \cdot \varphi_S} \quad (3.3)$$

die Fluchtgeschwindigkeit für betrachtete Körper, hier für die Photonen eines Lichtstrahls, ist.

Dabei gehen wir davon aus, dass  $M^*$  einen von Null verschiedenen, endlichen Wert annimmt:

$$0 < M^* = m_0^* / \beta_S^2 < +\infty .$$

Die Lichtgeschwindigkeit  $c$  ist im Vergleich zur Fluchtgeschwindigkeit  $v$  dann

$$\begin{aligned} & \text{-hyperbolisch, wenn } c > v \text{ (} E^* > 0 \text{)} \\ & \text{-parabolisch, wenn } c = v \text{ (} E^* = 0 \text{)} \\ & \text{-elliptisch, wenn } c < v \text{ (} E^* < 0 \text{)} \end{aligned} \quad (3.4)$$

gilt.

Dabei können die Lichtstrahlen gravitativ abgelenkt sein.

Im vierdimensionalen *Euklidischen* Universum hat die Lichtgeschwindigkeit das Aussehen

$$\mathbf{c} = (c_1, c_2, c_3, c_4) \text{ mit } c_i = \frac{dx^i}{dt_S} .$$

Die zeitartige Komponente von  $\mathbf{c}$  ist dabei stets gleich Null:

$$c_4 = 0 .$$

Die metrische Fundamentalform, siehe (30), (34) in [1], bestimmt für zeitabhängige Ereignisse dabei den Betrag  $c = |\mathbf{c}|$  der Lichtgeschwindigkeit. Man erhält

$$c^2 \cdot dt_S^2 = \sum_{i=1}^4 dx_i^2 \cdot dx_i^2 \quad \text{oder} \quad c = \sqrt{\sum_{i=1}^4 c_i^2} .$$

Wie in [2], siehe Annahme (2), gehen wir hier ohne die Allgemeinheit essentiell einzuschränken davon aus, dass der Betrag der Vakuumlichtgeschwindigkeit auch unter Gravitation stets konstant gleich bleibt:

$$c \approx 3 \cdot 10^5 \text{ km/s} . \quad (3.5)$$

Die Masse unserer Sonne beträgt  $M_S = 2 \cdot 10^{30}$  kg bei einem Radius von  $R_S = 6,953 \cdot 10^5$  km. Ein die Sonne tangierender Lichtstrahl hat dementsprechend im Berührungspunkt eine Fluchtgeschwindigkeit von

$$v = \sqrt{2 \cdot \varphi_S} = 616,766 \text{ km/s} \quad (3.6)$$

bei

$$\varphi_S = 190200 \text{ (km/s)}^2 \text{ und } \varphi_{S,n} = 2,1133 \cdot 10^{-6}.$$

Damit ist

$$c \gg v \text{ und } 2 \cdot \varphi_{S,n} \ll 1. \quad (3.7)$$

Die Photonen des Lichtstrahls haben somit im Moment des Tangierens hyperbolische Geschwindigkeit. Da  $\varphi_{S,n}$  im Berührungspunkt an der Sonne maximal wird, gilt das für alle Photonen des Lichtstrahls in der Raumzeit.

Die bisherigen Vorstellungen, die bereits auch bei *Söldner* [3] zu erkennen waren, beschreiben, insbesondere auch für Lichtstrahlen in Sonnennähe, eher parabolische Lichtverhältnisse in Gravitationsfeldern. Selbst *Einstein* [5] vergleicht in seiner ART die Bahn der Photonen mit dem Wurf geschleuderter Körper in einem Gravitationsfeld, siehe S.84 in [5]. Im Gegensatz zu den Photonen des Lichtstrahls erreichen geschleuderte Körper dabei in der Regel jedoch die erforderliche Fluchtgeschwindigkeit  $v$  nicht. Der Körper sinkt so in Richtung Massezentrum herab.

Im Fall der Lichtausbreitung wird die Fluchtgeschwindigkeit  $v$  in der Nähe unserer Sonne jedoch bei Weitem überschritten, siehe (3.7).

Es scheint so als hätte man bisher die hier vorliegende Art der Lichtbahn nicht hinreichend berücksichtigt. Insbesondere betrifft das die Symmetrie der hyperbolischen Bahn sowie Eigenschaften des Berührungspunktes, der minimalen Abstand vom Massezentrum hat und damit maximaler Gravitation unterliegt.

#### 4. Hyperbolische Lichtbewegung im Gravitationsfeld

Wir betrachten im *euklidischen* Universum [1] einen Lichtstrahl, der mit hyperbolischer Lichtgeschwindigkeit eine kugelförmige Masse von  $M$  kg tangiert. Der Abstand des Lichtstrahls vom Massezentrum im Berührungspunkt ist dann gleich dem Radius  $R$  der kugelförmigen Masse.

Das kartesische Koordinatensystem legen wir dabei in Abhängigkeit vom Lichtstrahl und vom Massezentrum so, dass für die Koordinaten des Lichtstrahls stets

$$\mathbf{X} = (x_1, x_2, x_3, x_4) = (x_1, 0, x_3, 0) \quad (4.1)$$

und für die Differentiale

$$d\mathbf{X} = (dx_1, dx_2, dx_3, dx_4) = (dx_1, 0, dx_3, 0) \quad (4.2)$$

gilt. Dadurch genügt es künftig, ein reduziertes zweidimensionales Koordinatensystem  $(x_1, x_3)$  zu betrachten, siehe **Abb.1**.

Der Berührungspunkt hat hier die Koordinaten  $(0,R)$ . Der Abstand  $r$  der Photonen vom Massezentrum ergibt sich zu

$$r^2 = x_1^2 + x_3^2 \text{ und } r = R \text{ im Berührungspunkt.} \quad (4.3)$$

Der Betrag  $c$  der Lichtgeschwindigkeit  $\mathbf{c} = (c_1, c_3)$  berechnet sich dementsprechend in der Form

$$c^2 = c_1^2 + c_3^2 . \quad (4.4)$$

Die hyperbolische Bahn eines Photons ist eine Hyperbel:

$$\left( \frac{x_3 - x_{3,0}}{b} \right)^2 - \left( \frac{x_1 - x_{1,0}}{a} \right)^2 = 1 , a > 0 , b > 0 . \quad (4.5)$$

Zur Gewährleistung von (4.3) muss dabei

$$x_{3,0} = R + b \quad \text{und} \quad x_{1,0} = 0 \quad (4.6)$$

sein. Nach  $x_3$  aufgelöst ergibt sich aus (4.5):

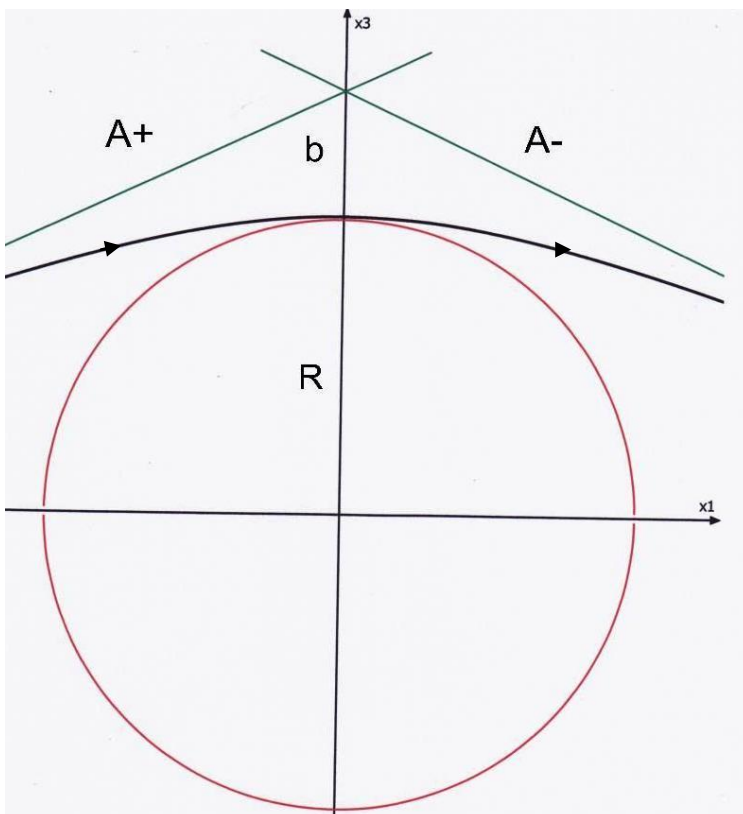
$$x_3 = R + b \pm b \cdot \sqrt{1 + (x_1/a)^2} = R + b \pm (b/a) \cdot |x_1| \sqrt{1 + (a/x_1)^2} . \quad (4.7)$$

Ein Photon, das sich auf der Bahn (4.5) zunächst dem Gravitationszentrum nähert, hat dann im Scheitel den Minimalabstand  $R$  zum Zentrum und unterliegt dementsprechend maximaler Gravitation. Anschließend entfernt es sich wieder vom Gravitationszentrum. Die hyperbolische Bahn ist symmetrisch geteilt. Die Symmetrieachse verläuft durch den Berührungspunkt  $(0, R)$  und dem Gravitationszentrum  $(0, 0)$ .

Die beiden Asymptoten  $A^+$  und  $A^-$  der hyperbolischen Photonenbahn lassen sich aus (4.7) in der Form

$$y = R + b \pm (b/a) \cdot x , \quad x = x_1 \quad (4.8)$$

ablesen.



Der Schnittpunkt der Asymptoten liegt bei  $(x, y) = (0, R+b)$  über dem Scheitel der Bahn. Bei fehlender Gravitation würde sich der Lichtstrahl allein auf der Asymptote  $A^+$  bewegen. Unter Gravitationseinfluss dagegen weicht der Photonenstrom von  $A^+$  ab und nähert sich für  $x \geq 0$  immer mehr der Asymptote  $A^-$ . Der zwischen den Asymptoten entstehende Winkel  $\psi$ , auch Streuwinkel genannt, charakterisiert folglich den Einfluss der Gravitation der kugelförmigen Masse auf die Ablenkung des tangierenden Lichtstrahls.

**Abb. 1:** Ablenkung eines Lichtstrahls in der Nähe einer kugelförmigen Masse

## 5. Parameterbestimmung

Zur Bestimmung der Parameter  $a$  und  $b$  der Hyperbelbahn (4.5) betrachten wir die Asymptote

$$A^- : y(t_s) = R + b - (b/a) \cdot x(t_s) \quad (5.1)$$

in Abhängigkeit von der Uhrenzeit  $t_s$  (für  $x(t_s) \geq 0$  und  $t_s \geq 0$ ). Die zeitlichen Änderungen von  $x$  und  $y$  entlang der Hyperbelbahn stehen dann in der Beziehung

$$\frac{dy}{dt_s} = - (b/a) \cdot \frac{dx}{dt_s} . \quad (5.2)$$

Wir gehen im Folgenden davon aus, dass für die Lichtgeschwindigkeit  $\mathbf{c} = (c_1, c_3)$  der Photonen eines Lichtstrahls in Näherung

$$c_1 = \frac{dx}{dt_s} \quad \text{und} \quad c_3 = \frac{dy}{dt_s} \quad \text{bei} \quad c_1^2 + c_3^2 = c^2 \quad (5.3)$$

gilt und erhalten

$$c_3/c_1 = -b/a . \quad (5.4)$$

In der Nähe des Berührungspunktes  $(0, R)$  erhält ein Photon des tangierenden Lichtstrahls eine gravitative Beschleunigung

$$g_{M,R} = \gamma_s \cdot \frac{M}{R^2} = \varphi_s / R \quad (5.5)$$

in Richtung des Gravitationszentrums  $(0, 0)$ .

In der Zeit von  $t_{s,0} = 0$  bis zur Zeit  $t_{s,R}$ , zu der  $y(t_{s,R}) = R$  gilt, erhalten wir

$$y(t_s) - (R + b) = -1/2 \cdot g_{M,R} \cdot t_s^2, \quad 0 \leq t_s \leq t_{s,R} \quad (5.6)$$

Speziell zur Zeit  $t_{s,R}$  ergibt sich

$$b = 1/2 \cdot g_{M,R} \cdot t_{s,R}^2 = 2 \cdot \varphi_{s,n} \cdot c^2 / (4 \cdot R) \cdot t_{s,R}^2 \quad (5.7)$$

Aus (5.1) ergibt sich für  $x \geq 0$ :

$$x(t_{s,R}) = a \Leftrightarrow y(t_{s,R}) = R . \quad (5.8)$$

Bei geeigneter Wahl der Konstanten bestimmen wir den Parameter  $a$  mit Hilfe von (5.3) und (5.8):

$$a = c_1 \cdot t_{s,R} \quad \text{oder} \quad t_{s,R} = a / c_1 . \quad (5.9)$$

Zur weiteren Umformung von (5.7) können wir nun (5.4) und (5.9) nutzen. Wir erhalten:

$$\frac{c_1 \cdot c_3}{c^2} = -\left(\frac{a}{4 \cdot R}\right) \cdot (2 \cdot \varphi_{S,n}) \quad (5.10)$$

Da die Gravitationsgeschwindigkeit  $c_3$  und der Gravitationsparameter  $b$  nicht vom Parameter  $a$  abhängen, könnte (5.10) mittels einer Parametertrennung zu realisieren sein:

$$c_1/c = a/(4 \cdot R) \quad \text{und} \quad c_3/c = -2 \cdot \varphi_{S,n} \quad (5.11)$$

Aus (4.4) und (5.11) folgt

$$c_1/c = \sqrt{1 - (2 \cdot \varphi_{S,n})^2} \quad (5.12)$$

und

$$b/a = -c_3/c_1 = \frac{2 \cdot \varphi_{S,n}}{\sqrt{1 - (2 \cdot \varphi_{S,n})^2}} \quad (5.13)$$

Damit ergibt sich die Möglichkeit mit Hilfe von (5.11), (5.12) und (5.13) die Parameter  $a$  und  $b$  zu bestimmen. Man erhält:

$$a = 4 \cdot R \cdot \sqrt{1 - (2 \cdot \varphi_{S,n})^2} \quad (5.14)$$

und

$$b = 8 \cdot \varphi_{S,n} \cdot R \quad (5.15)$$

Darüber hinaus lässt sich (5.13) umformen zu

$$\frac{v^2}{c^2} = 2 \cdot \varphi_{S,n} = \frac{b/a}{\sqrt{1 + (b/a)^2}} \leq 1 \quad (5.16)$$

Wir sind mit (4.5) davon ausgegangen, dass Photone sich auf einer Hyperbelbahn (4.5) bewegen, wenn sie das mit hyperbolischer Lichtgeschwindigkeit  $c$  tun, siehe (3.4). Nun zeigt sich, dass umgekehrt Photone, die sich auf einer Hyperbelbahn (4.5) bewegen, dann auch eine hyperbolische Lichtgeschwindigkeit besitzen.

Wir sehen darin eine Rechtfertigung der Parametertrennung (5.11). Darüber hinaus wird Annahme (5.11) auch durch das im Abschnitt 6 hergeleitete Ablenkungsgesetz des Lichts im Zusammenhang mit bereits dazu vorliegenden Messungen gerechtfertigt.

Aus (5.13) und (5.16) folgt

$$(1 - (2 \cdot \varphi_{S,n})^2) \cdot (1 + (b/a)^2) = 1 \quad (5.17)$$

Daraus ergibt sich mit (5.9) und (5.12) die Weglänge

$$c \cdot t_{S,R} = \sqrt{a^2 + b^2}, \quad (5.18)$$

die Photonen in der Zeit  $t_{S,R}$  zurücklegen.



Bei unserer Sonne ist die Fluchtgeschwindigkeit  $v$  viel kleiner als die Lichtgeschwindigkeit  $c$  ( $v \ll c$ ). In diesem Fall kann man die Parameter  $a$  und  $b$  mit hinreichender Genauigkeit in der einfacheren Form

$$a = 4 \cdot R \quad \text{und} \quad b = 8 \cdot \varphi_{S,n} \cdot R \quad (5.19)$$

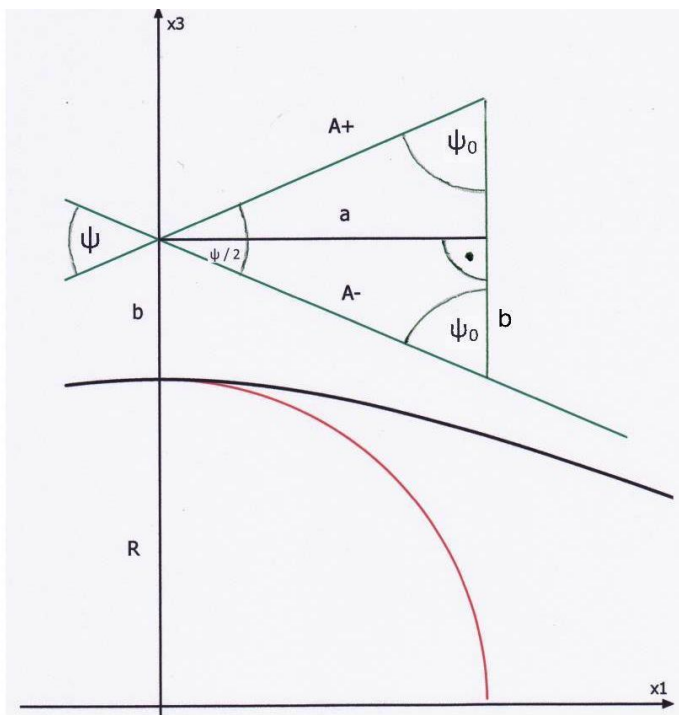
und

$$\frac{b}{a} = -\frac{c_3}{c_1} = 2 \cdot \varphi_{S,n} \quad (5.20)$$

berechnen.

## 6. Trigonometrie – der Streuwinkel

Die Asymptoten  $A^+$  und  $A^-$  schließen von ihrem Schnittpunkt  $(0, R+b)$  aus den Streuwinkel  $\psi$  ein. Ein Photon würde ohne Gravitationseinfluss in der Zeit  $t_{S,R}$  den Weg  $\sqrt{a^2 + b^2}$ , siehe (5.18) entlang der Asymptote  $A^+$  zurücklegen.



Unter Gravitation weicht das Photon aber vom ursprünglichen Lichtstrahl  $A^+$  ab und nähert sich der Asymptote  $A^-$ . Näherungsweise entsteht so ein gleichschenkeliges Dreieck, ein Streudreieck. Die dem Winkel  $\psi$  dann gegenüberliegende Seite hat die Länge  $2 \cdot b$  und bildet mit den Asymptoten einen Winkel  $\psi_0$ , siehe **Abb.2**.

**Abb. 2:** Streuwinkel  $\psi$  im Streudreieck der Asymptoten

In *euklidischen* Systemen gehen wir bei einem Dreieck von einer Winkelsumme von  $180^\circ$  aus. Wir erhalten also für das Streudreieck

$$\pi = \psi + 2 \cdot \psi_0 \quad (6.1)$$

und dementsprechend

$$\sin(\psi_0) = \sin(\psi + \psi_0) = \sin(\psi) \cdot \cos(\psi_0) + \cos(\psi) \cdot \sin(\psi_0). \quad (6.2)$$

Daraus ergibt sich

$$1 = \sin(\psi) \cdot \cot(\psi_0) + \cos(\psi), \quad (6.3)$$

mit

$$\cot(\psi_0) = b / a , \quad (6.4)$$

siehe **Abb. 2**.

Auf Grund der trigonometrischen Beziehungen

$$\sin(\psi) = 2 \cdot \sin(\psi/2) \cdot \cos(\psi/2) \quad (6.5)$$

und

$$\cos(\psi) = 1 - 2 \cdot \sin^2(\psi/2) \quad (6.6)$$

folgt daraus unmittelbar

$$\tan(\psi / 2) = b / a , \quad (6.7)$$

und auf Grund von (5.13)

$$\tan(\psi / 2) = \frac{2 \cdot \varphi_{S,n}}{\sqrt{1 - (2 \cdot \varphi_{S,n})^2}}$$

bei hyperbolischen Photonengeschwindigkeiten. (6.8)

Im *euklidischen* Universum ist damit ein ***allgemeines Beugungsgesetz des Lichts in der Nähe kugelförmiger Gravitationszentren*** für hyperbolische Lichtgeschwindigkeiten formuliert.

Unsere Sonne hat einen Radius von 695300 km und eine Masse von  $1,983 \cdot 10^{30}$  kg. Daraus ergibt sich ein normalisiertes *Newtonsches* Potenzial von

$$\varphi_{S,n} = 2.1133 \cdot 10^{-6} . \quad (6.9)$$

Da  $\varphi_{S,n} \ll 1/2$  und damit die Fluchtgeschwindigkeit  $v = 616,766$  km/s viel kleiner als  $c$  ist, kann man in guter Näherung

$$\tan(\psi / 2) = 2 \cdot \varphi_{S,n} = 4,2266 \cdot 10^{-6} \quad (6.10)$$

berechnen, siehe (5.20). Damit erhält man hier

$$\psi = 4 \cdot \varphi_{S,n} = 8,453 \cdot 10^{-6} \approx 1,75'' . \quad (6.11)$$

Der Streuwinkel  $\psi$  von 1,75 Bogensekunden, der sich im *Euklidischen* Universum allein auf Grund der *Newtonschen* Anziehung durch die Sonnenmasse ergeben hat, ist also bei genauere Betrachtung doppelt so groß wie bisher dafür berechnet oder geschätzt wurde.

Messungen zur Lichtablenkung durch die Sonnenmasse, die im letzten Jahrhundert bei Sonnenfinsternissen vorgenommen wurden, siehe [7,8,9], haben das Verhältnis von in etwa 4 zwischen Streuwinkel und normiertem *Newtonschen* Potenzial im wesentlichen bestätigt.

Damit wird Annahme (5.11) zum Beugungsgesetz weiter gestützt.

Die Parameter  $a$  und  $b$  der hyperbolischen Lichtbahn (4.5) ergeben sich auf Grund von (5.19) zu

$$a = 2,7812 \cdot 10^6 \text{ km}, \quad b = 11,755 \text{ km} \text{ und } b/a = 4,2266 \cdot 10^{-6} \quad (6.12)$$

Damit erhält (4.5) das Aussehen

$$\left( \frac{x_3 - x_{3,0}}{11,755} \right)^2 - \left( \frac{x_1}{2,7812 \cdot 10^6} \right)^2 = 1 \quad \text{mit } x_{3,0} = 695311,755 \text{ km}, \quad (6.13)$$

und die Asymptoten (4.8) konkretisieren sich zu

$$y = 695311,755 \pm 4,2266 \cdot 10^{-6} \cdot x, \quad x = x_1. \quad (6.14)$$

## 7. Schlussbemerkungen

In Hinsicht auf die gravitative Lichtablenkung in Sonnennähe prognostizierte Albert Einstein schon im Rahmen seiner 1916 veröffentlichten Allgemeinen Relativitätstheorie, siehe hierzu S.822 in [4], einen Streuwinkel von 1,75 Bogensekunden. Dieser Winkel wurde bereits 4 Jahre später mit erstaunlicher Genauigkeit bei der am 29. Mai 1919 stattfindenden Sonnenfinsternis bestätigt [7,8], und lieferte so den vielleicht wichtigsten experimentellen Befund zur Etablierung der ART. Die Experimente wurden dabei unter Leitung von *Arthur Eddington* vor der westafrikanischen Küste und auch in Brasilien durchgeführt. Spätere Untersuchungen mit mehreren Radioteleskopen konnten dieses Resultat mit noch größerer Genauigkeit ebenfalls nachvollziehen [9].

Der prognostizierte Streuwinkel von 1,75 Bogensekunden war doppelt so groß wie der bisher im Rahmen der *Newtonschen* Gravitationstheorie ermittelte Wert und ließ damit Raum für mögliche weitere Ursachen der Lichtablenkung. Hier konnte Einstein seine geniale Idee einer durch die Massen verursachten Raumkrümmung einbringen, die dann schon 1919 experimentell gestützt wurde.

Nun haben wir in der vorliegenden Arbeit jedoch gezeigt, dass der Streuwinkel von 1,75“ allein auch durch die *Newtonsche* Massenanziehung in einem *euklidischen*, also flachen Universum verursacht wird. Es ist also keine Krümmung des Raumes erforderlich, um das Phänomen der gravitativen Lichtablenkung zu erklären.

Die einführend im Einvernehmen mit *Einstein* durchgeführten heuristischen Betrachtungen zur Lichtablenkung, siehe (1.1), haben damit deutlich gemacht, dass es wohl gar keine durch die Krümmung des Raumes verursachte Lichtablenkung gibt. Der dazu korrespondierende Streuwinkel wird entsprechend (1.2) gleich Null:  $\psi_{EK} = 0$ . Das könnte zwar daran liegen, dass die Raumkrümmung sich bei der schwachen Gravitation der Sonne nicht hinreichend messbar auswirkt. Wahrscheinlicher erscheint es jedoch, dass der Raum durch die Masse der Sonne keine Krümmung erfährt.

Wir gehen daher, insbesondere auch gestützt auf die hier erzielten Resultate, weiterhin davon aus, dass unser Universum in jeder Hinsicht flach ist, siehe auch [1], Abschnitt 10.

## Literatur

1. Prochnow, D.: *Euklidisches Universum – alternative Relativitätstheorie.*  
General Science Journal Nr. 3642 (2011)
2. Prochnow, D.: Masse – Energie – Äquivalenz im Euklidischen Universum.  
General Science Journal Nr. 5054 (2013)
3. Soldner, J.G. von: Über die Ablenkung eines Lichtstrahls von seiner geradlinigen  
Bewegung, durch die Attraktion eines Weltkörpers, an welchem er nahe vorbei geht.  
Berliner Astronomisches Jahrbuch 1804, 161-172 (geschrieben bereits im März 1801)
4. Einstein, A.: Die Grundlage der allgemeinen Relativitätstheorie.  
Ann. Phys. **49** (1916) 7, 769-822
5. Einstein, A.: Über die spezielle und die allgemeine Relativitätstheorie.  
Springer – Verlag, Berlin Heidelberg 2009 (24. Auflage)
6. Günter, N.M.: Die Potentialtheorie und ihre Anwendung auf Grundaufgaben der math. Physik.  
Teubner Verlagsges., Leipzig 1957
7. McEvoy, J.P.: Sonnenfinsternis. Die Geschichte eines Aufsehen erregenden Phänomens.  
Berlin-Verlag 2001
8. Dyson, F.W., Eddington, A.S., Davidson, C.: Determination of the Deflection of Light  
by the Sun's Gravitational Field, from Observations Made at the Total Eclipse of May 29,  
1919. Phil. Trans. Royal Society of London, Series A, **220** (1920), 291-333
9. Shapiro, S.S. and Shapiro, I.I.: Lichtablenkung durch Gravitation.  
Einstein Online, Band 4 (2010), 1105
10. Prochnow, D.: Absolutheit der Gleichzeitigkeit im *Euklidisches Universum.*  
General Science Journal Nr. 4223 (2012)