

## Lichtwege bei ortsabhängiger Lichtgeschwindigkeit

In einem Medium sei  $n(r)$  der ortsabhängige Brechungsindex. Die Lichtgeschwindigkeit wird dann ebenfalls ortsabhängig:  $c(r) = \frac{c_0}{n(r)}$ .

Daraus ist abzulesen: Wird der Brechungsindex größer, dann nimmt die Lichtgeschwindigkeit ab.

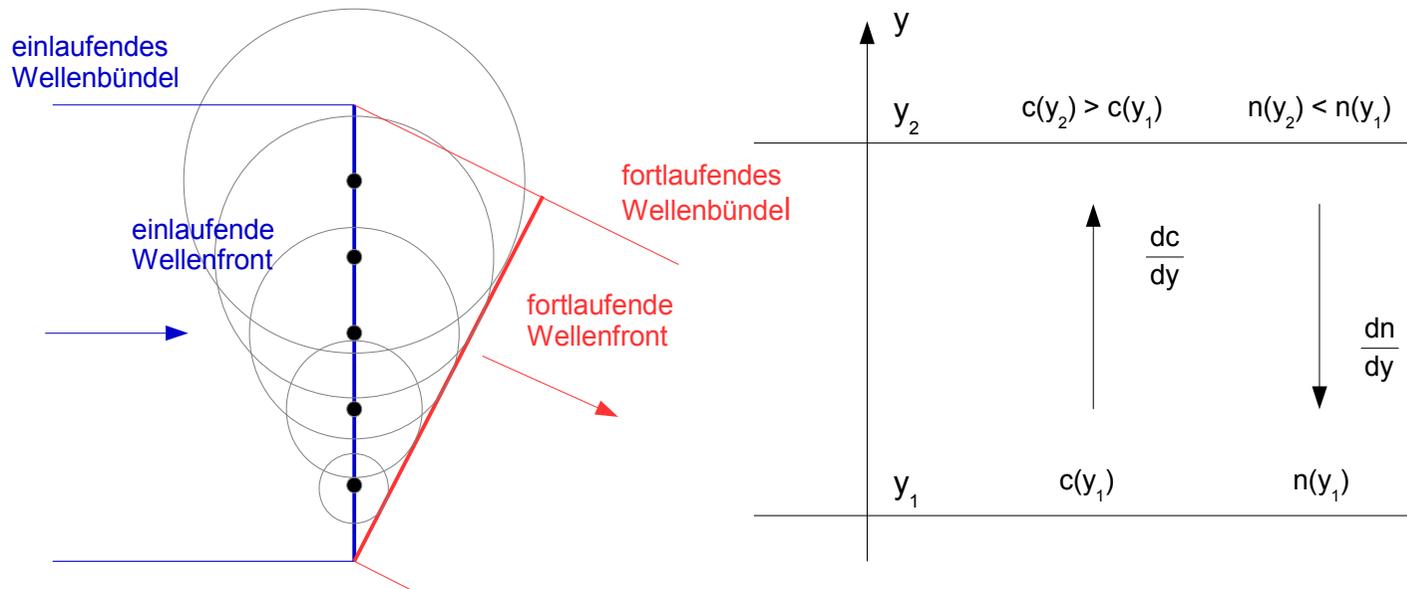
Das Huygenssche Prinzip: [https://de.wikipedia.org/wiki/Huygenssches\\_Prinzip](https://de.wikipedia.org/wiki/Huygenssches_Prinzip) beschreibt die Ausbreitung von Wellen allgemein:

Jeder Punkt einer Wellenfront ist Ausgangspunkt einer neuen kugelförmigen "Elementarwelle".

Die weiter laufende Wellenfront ergibt sich als Einhüllende der Elementarwellen.

Da in Bereichen größerer Lichtgeschwindigkeit die "Elementarwellen" sich schneller ausbreiten als in Bereichen geringerer Lichtgeschwindigkeit, muss sich der Lichtweg krümmen, und zwar:

- ◆ in Richtung abnehmender Lichtgeschwindigkeit, bzw.
- ◆ in Richtung zunehmenden Brechungsindexes.



In der Gradienten-Optik <https://de.wikipedia.org/wiki/Gradientenoptik> werden Materialien mit einem Gradienten des Brechungsindex versehen, um z.B. miniaturisierte Linsen herzustellen. Beispiele finden sich hier: <http://www.grintech.de/gradientenoptik.html>.

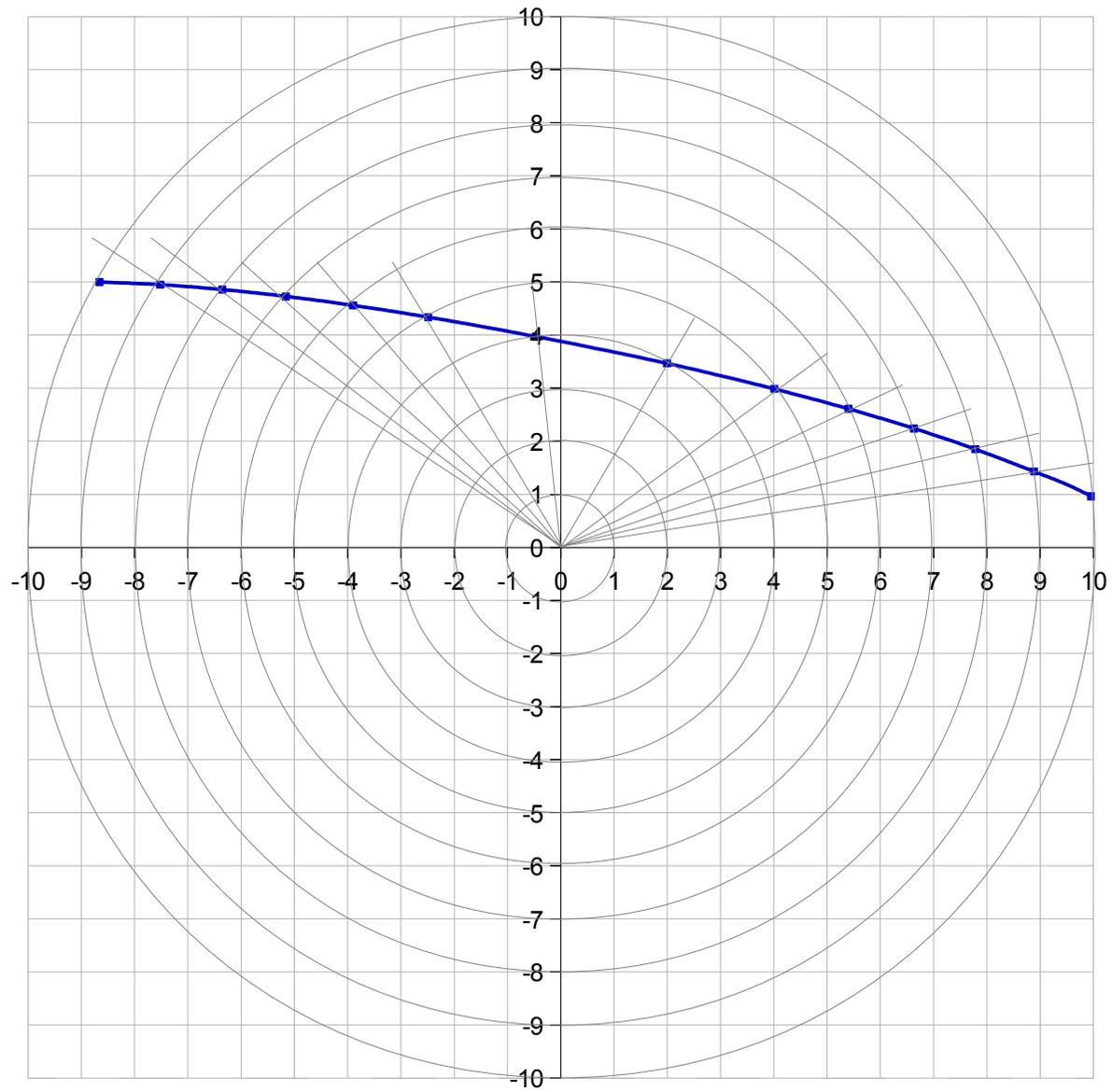
### Lüneburg-Linse

Die Lüneburg-Linse <https://de.wikipedia.org/wiki/L%C3%BCneburg-Linse> ist eine kugelförmige Gradientenindexlinse. Bei dieser Linse mit Radius  $r_K$  ist  $n(r) = \sqrt{2 - \left(\frac{r}{r_K}\right)^2}$ . Der Brechungsindex  $n(r)$  nimmt also nach innen (in Richtung Mittelpunkt) zu, und die Lichtgeschwindigkeit  $c(r) = c_0/n(r)$  nimmt nach innen ab. Folglich krümmt sich der Lichtweg nach innen, und zwar im gesamten Kugellinneren, bis das Licht den der Eintrittsseite gegenüberliegenden Pol erreicht.

Zur Konstruktion von Lichtwegen in einer Lüneburg-Linse wurde folgendes Modell verwendet:

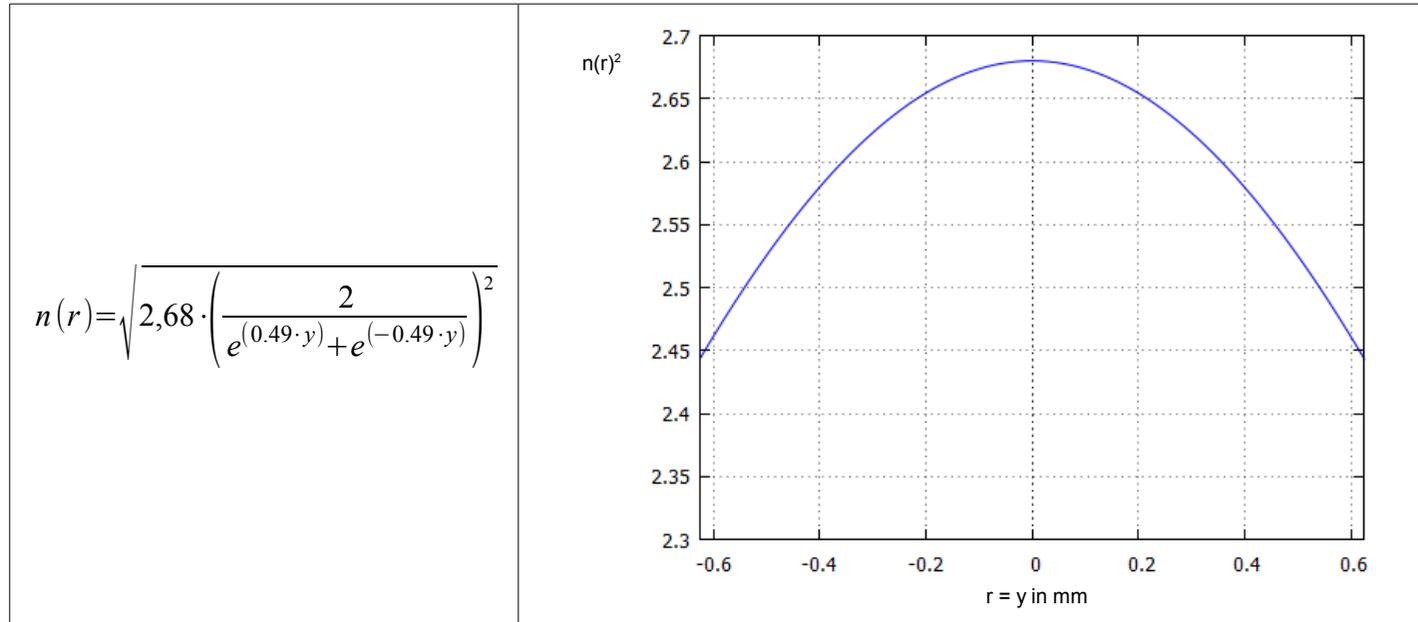
- eine Kugel mit Radius  $r_K = 10$  cm wurde in 10 konzentrische Kugelschichten der Dicke  $dr = 1$  cm zerlegt;
- jeder Schicht, die sich von  $r$  bis  $r - dr$  erstreckt, wurde der Brechungsindex  $n(r) = \sqrt{2 - \left(\frac{r}{r_K}\right)^2}$  zugeordnet;
- ein parallel zur  $x$ -Achse verlaufender Lichtstrahl traf auf die Kugel;
- an jedem Übergang zwischen zwei Kugelschichten wurde:
  - im Auftreffpunkt des Lichtstrahls das Lot errichtet,
  - der Einfallswinkel  $\alpha_1$  bestimmt,
  - die relative Brechzahl  $n_{21} = \frac{n_2}{n_1} = \frac{\sqrt{2 - \left(\frac{r-dr}{r_K}\right)^2}}{\sqrt{2 - \left(\frac{r}{r_K}\right)^2}}$  berechnet,
  - der Brechungswinkel  $\alpha_2$  nach Brechungsgesetz berechnet:  $\alpha_2 = \arcsin\left(\frac{\sin(\alpha_1)}{n_{21}}\right)$ .

Die folgende Abbildung zeigt einen auf diese Weise konstruierten Lichtweg in der Kugel. Es tritt eine leichte Abweichung vom idealen Verlauf auf, was auf die Diskretisierung des Problems zurückzuführen ist.

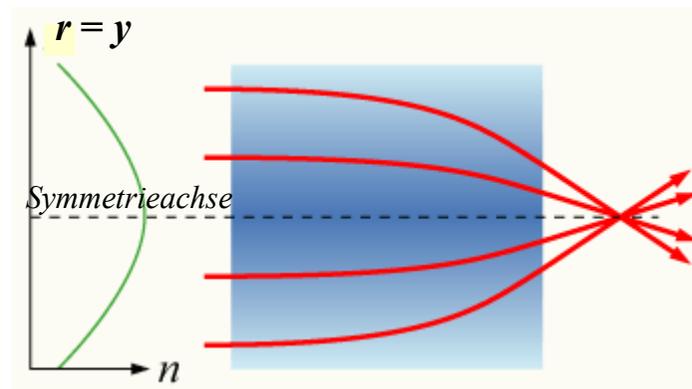


**GRIN-Linse der Firma GRINTECH**

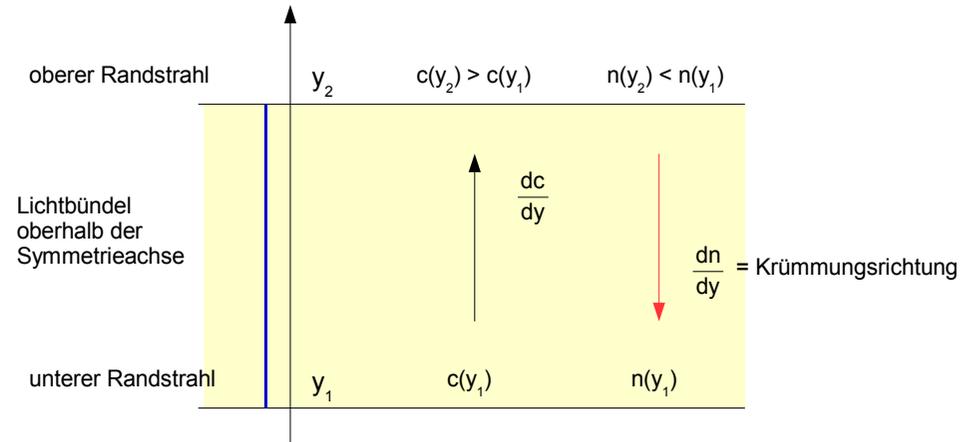
Auf der oben genannten Seite der Firma GRINTECH wird für zylindrische GRIN-Linsen folgendes Brechzahlprofil dargestellt:



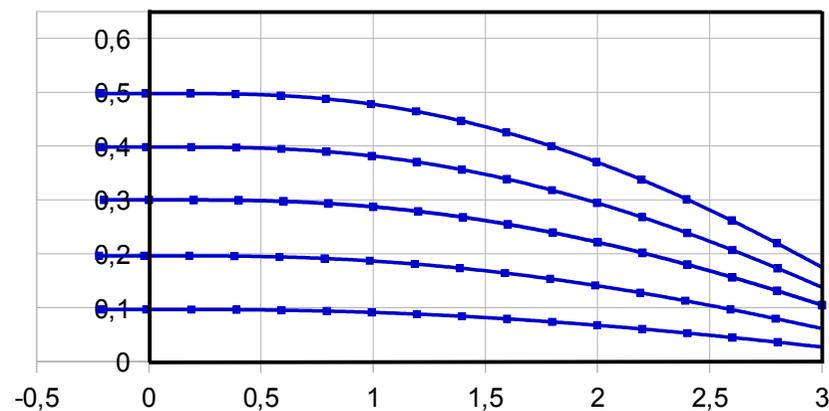
Ein Parallel-Lichtbündel wird durch eine solche Linse fokussiert:



Dies wird von manchen Alternativdenkern bestritten mit dem Argument, ein achsenparallel einlaufender Lichtstrahl würde doch stets bei konstantem Abstand  $r_s$  von der Symmetrieachse verlaufen. Somit würde der Brechungsindex  $n(r_s)$  konstant bleiben, so dass keine Ablenkung stattfinden könne. Diese Überlegung ist jedoch fehlerhaft. Zu bedenken ist, dass „Lichtstrahl“ ein idealisierter geometrischer Begriff ist. Reale „Lichtstrahlen“ sind dagegen immer *Lichtbündel* mit endlicher, von Null verschiedener Breite. Damit tritt genau die Situation ein, die auf Seite 1 schematisch dargestellt wurde:



Das Lichtbündel krümmt sich in Richtung zunehmenden Brechungsindex, also in Richtung auf die Symmetrieachse zu. Für das angegebene Brechzahlprofil wurden entsprechend dem bei der Lüneburg-Linse beschriebenen Verfahren Lichtwege konstruiert:



## Der Grosch-Brechungsindex

In dsp versucht Dieter Grosch, eine „Alternative“ zur Beschreibung der Lichtablenkung an der Sonne durch die ART zu entwickeln. Er geht von einem Brechungsindex aus, von dem er sagt, dass

„nach meiner Theorie der BI proportional der Feldstärke ist und diese mit  $r^2$  abnimmt“ (Dieter Grosch in dsp, 17.03.2016, 17:15).

Dabei befindet sich die Sonne im Nullpunkt des Koordinatensystems.

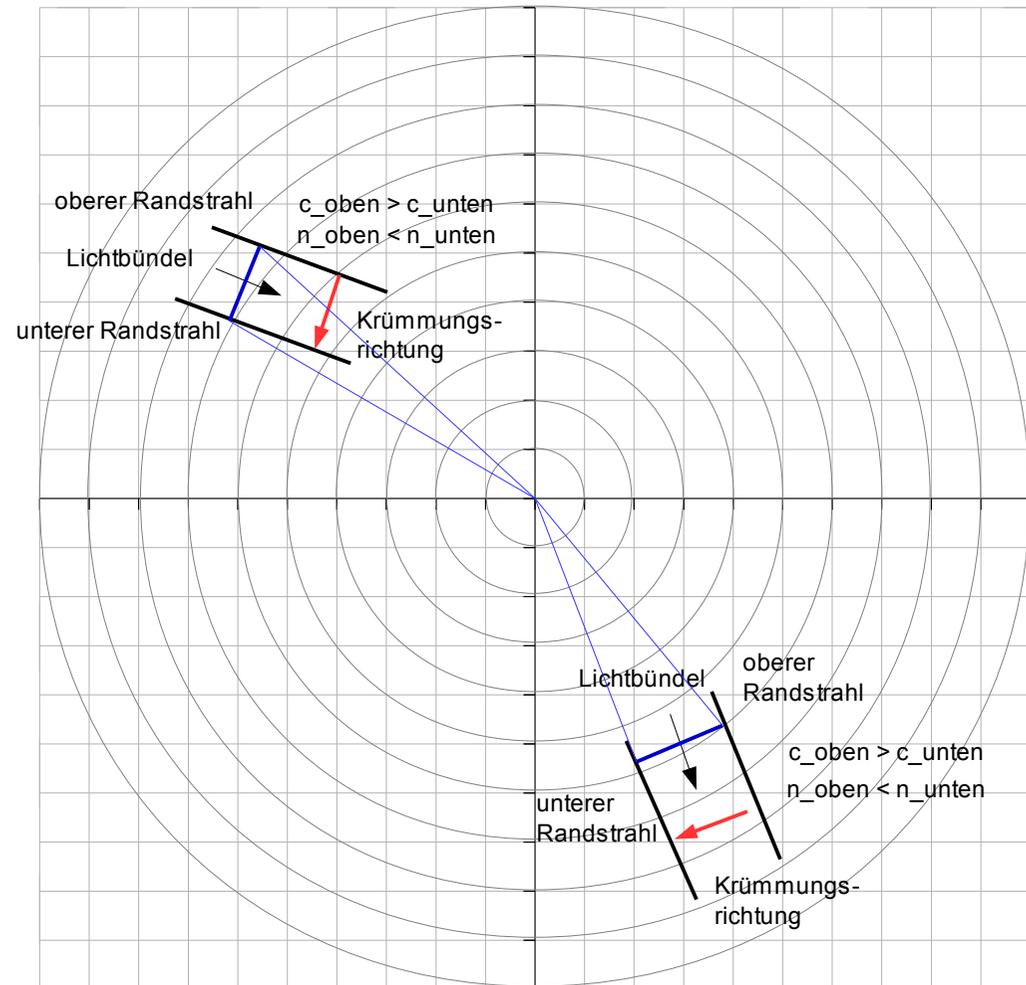
Bei diesem "Grosch-BI"

$$n(r) \sim \frac{1}{r^2}$$

nimmt der Brechungsindex mit kleiner werdendem  $r$  zu, und die Lichtgeschwindigkeit

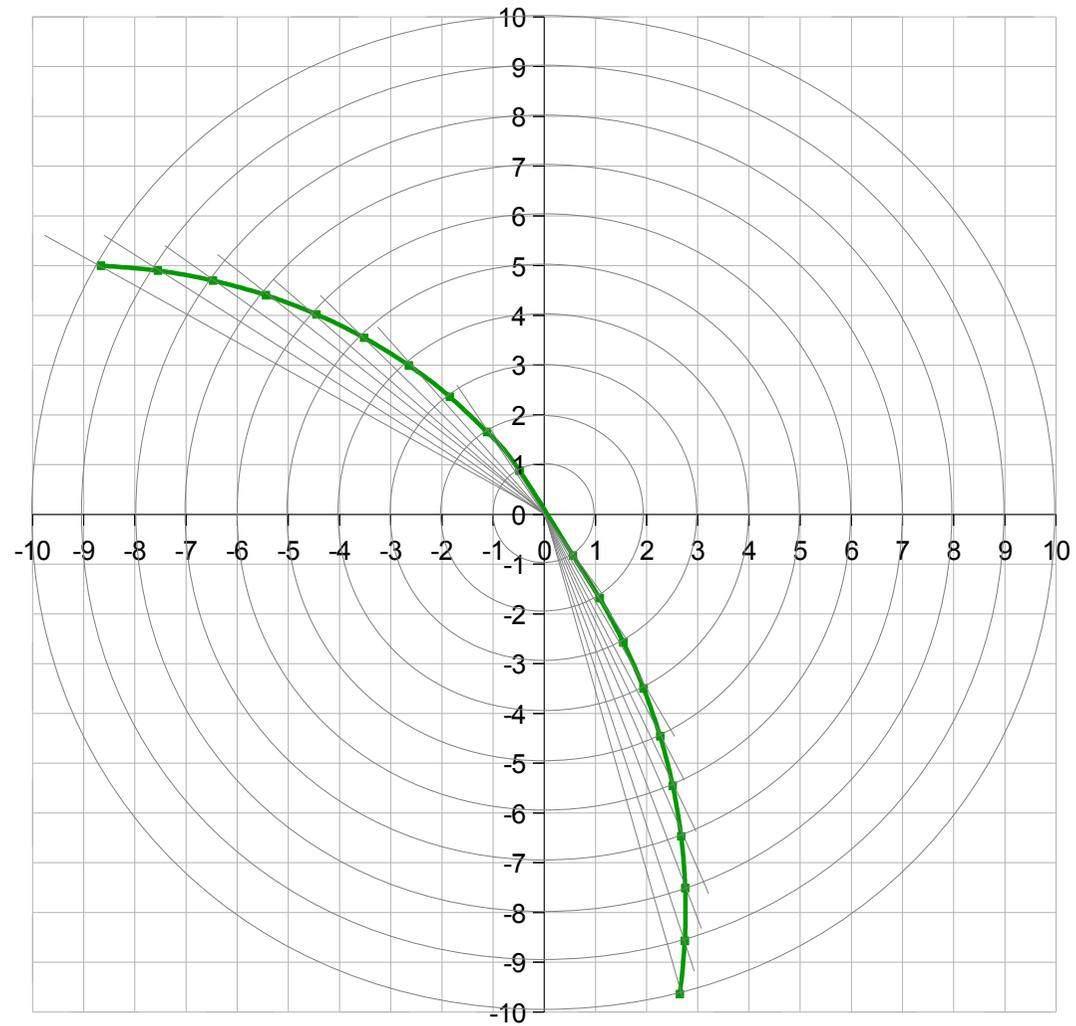
$$c(r) = \frac{c_0}{n(r)} \sim c_0 r^2$$

nimmt mit größer werdendem  $r$  zu. Die Krümmung eines Lichtbündels kann man sich am einfachsten so verdeutlichen, wie bei der GRIN-Linse beschrieben und in nebenstehender Abbildung gezeigt.



Zur Konstruktion von Lichtwegen zu diesem Brechungsindex wurde entsprechend dem bei der Lüneburg-Linse beschriebenen Verfahren vorgegangen.

Die folgende Abbildung zeigt das Ergebnis.



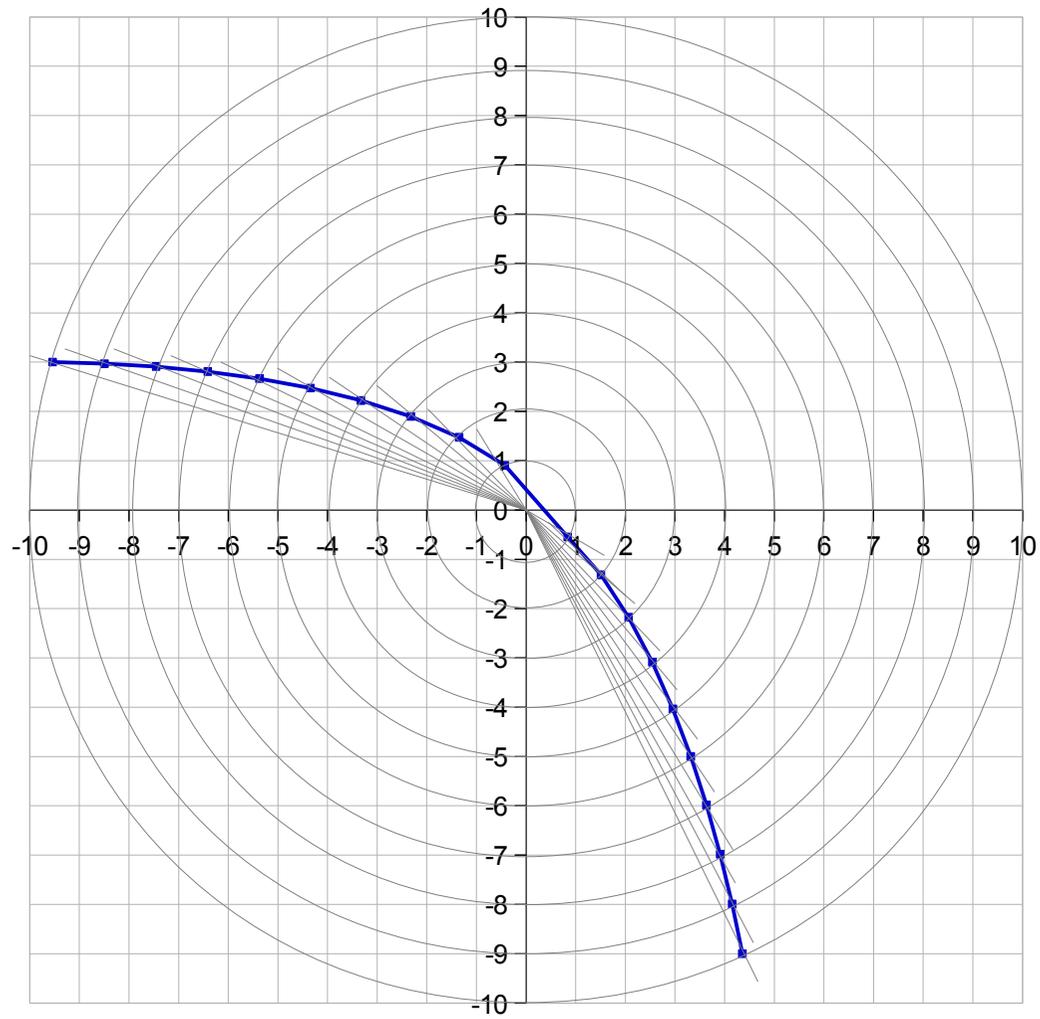
In der folgenden Tabelle sind die Koordinaten der dargestellten Punkte, die Brechzahlen sowie der jeweilige Einfallswinkel und Brechungswinkel aufgelistet.

| r  | x     | y     | alpha1 | n1     | n2     | n21    | alpha2 |
|----|-------|-------|--------|--------|--------|--------|--------|
| 10 | -8,66 | 5,00  | 30,00  | 0,0083 | 0,0100 | 1,2100 | 24,79  |
| 9  | -7,55 | 4,90  | 27,77  | 0,0100 | 0,0123 | 1,2346 | 22,49  |
| 8  | -6,47 | 4,70  | 25,49  | 0,0123 | 0,0156 | 1,2656 | 20,14  |
| 7  | -5,44 | 4,41  | 23,18  | 0,0156 | 0,0204 | 1,3061 | 17,74  |
| 6  | -4,45 | 4,02  | 20,83  | 0,0204 | 0,0278 | 1,3611 | 15,30  |
| 5  | -3,52 | 3,55  | 18,46  | 0,0278 | 0,0400 | 1,4400 | 12,82  |
| 4  | -2,65 | 3,00  | 16,11  | 0,0400 | 0,0625 | 1,5625 | 10,31  |
| 3  | -1,85 | 2,37  | 13,80  | 0,0625 | 0,1111 | 1,7778 | 7,76   |
| 2  | -1,12 | 1,66  | 11,69  | 0,1111 | 0,2500 | 2,2500 | 5,20   |
| 1  | -0,48 | 0,88  | 10,44  | 0,2500 | 1,0000 | 4,0000 | 2,61   |
| 1  | 0,56  | -0,83 | 2,61   | 1,0000 | 1,0000 | 1,0000 | 2,61   |
| 2  | 1,08  | -1,68 | 1,30   | 1,0000 | 0,2500 | 0,2500 | 5,22   |
| 3  | 1,54  | -2,57 | 3,47   | 0,2500 | 0,1111 | 0,4444 | 7,82   |
| 4  | 1,94  | -3,50 | 5,86   | 0,1111 | 0,0625 | 0,5625 | 10,41  |
| 5  | 2,26  | -4,46 | 8,31   | 0,0625 | 0,0400 | 0,6400 | 12,99  |
| 6  | 2,51  | -5,45 | 10,79  | 0,0400 | 0,0278 | 0,6944 | 15,54  |
| 7  | 2,67  | -6,47 | 13,28  | 0,0278 | 0,0204 | 0,7347 | 18,07  |
| 8  | 2,75  | -7,51 | 15,75  | 0,0204 | 0,0156 | 0,7656 | 20,57  |
| 9  | 2,74  | -8,57 | 18,20  | 0,0156 | 0,0123 | 0,7901 | 21,91  |
| 10 | 2,65  | -9,64 | 20,62  | 0,0123 | 0,0100 | 0,8100 | 25,46  |

Angemerkt sei, dass auch ein Brechungsindex  $n(r) \sim \frac{1}{r}$  keine grundsätzlich anderen Verläufe ergibt. Der Unterschied besteht lediglich in der Stärke

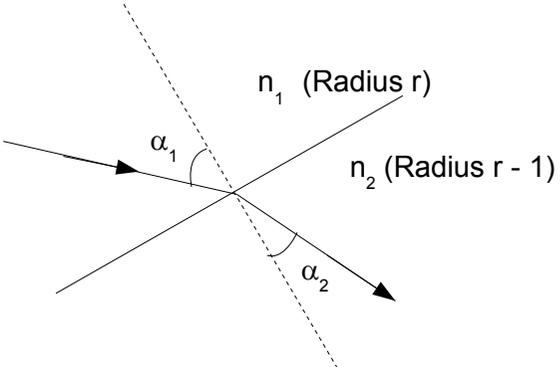
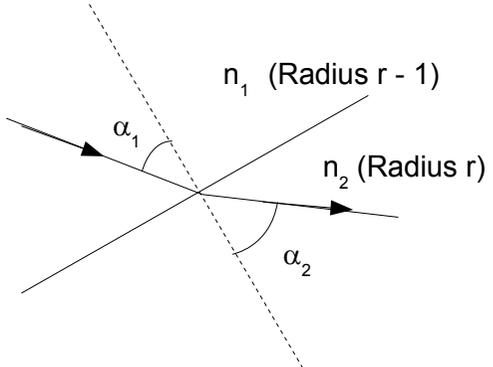
der Krümmung, da jetzt  $c(r) = \frac{c_0}{n(r)} \sim c_0 \cdot r$  ist.

Die folgende Abbildung zeigt einen Lichtweg, der mit  $n(r) \sim \frac{1}{r}$  berechnet wurde.



Den Einfluss des Brechungsindex auf die Stärke der Krümmung kann man sich am Brechungsgesetz verdeutlichen:

$$\frac{\sin(\alpha_1)}{\sin(\alpha_2)} = \frac{n_2}{n_1} \quad \Rightarrow \quad \sin(\alpha_2) = \frac{\sin(\alpha_1)}{\frac{n_2}{n_1}}$$

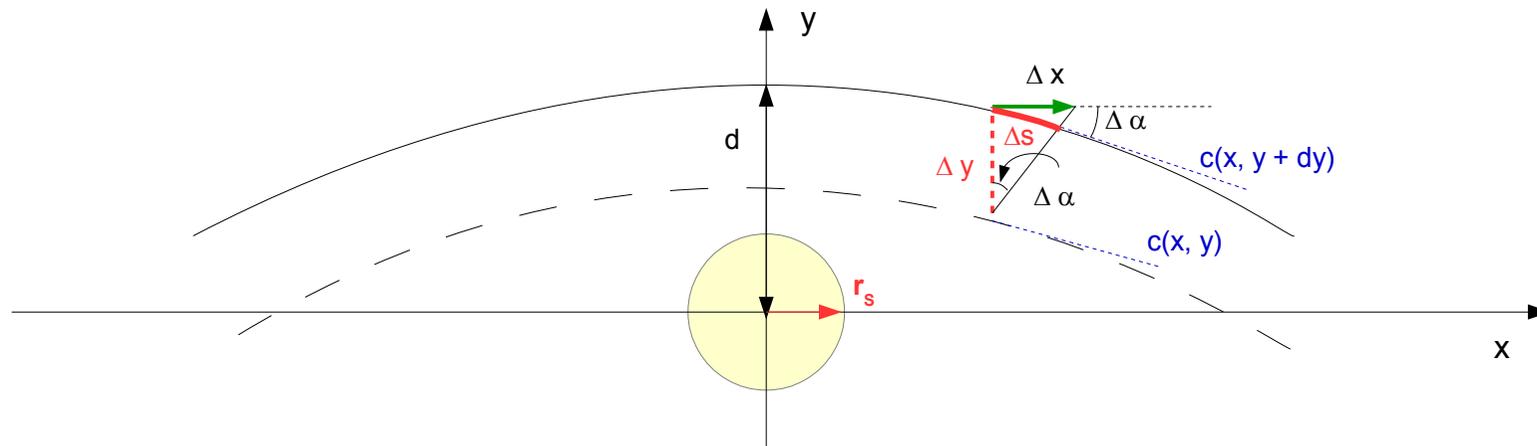
|  |   |
|--|---|
| <p>Fall 1: <math>n \sim 1/r^2</math></p>  | <p>Für <math>r_1 &gt; r_2</math> ist</p> $\left(\frac{n_2}{n_1}\right)_a = \frac{\frac{1}{r_2^2}}{\frac{1}{r_1^2}} = \frac{r_1^2}{r_2^2} > 1 \quad \text{bzw.} \quad \left(\frac{n_2}{n_1}\right)_b = \frac{\frac{1}{r_1^2}}{\frac{1}{r_2^2}} = \frac{r_2^2}{r_1^2} < 1$ $\left(\frac{n_2}{n_1}\right)_a > \left(\frac{n_2}{n_1}\right)_b$ <p>und damit (bei gleichem Winkel <math>\alpha_1</math>)</p> $\sin(\alpha_2)_a < \sin(\alpha_2)_b$ |
| <p>Fall 2: <math>n \sim 1/r</math></p>   | <p>Für <math>r_1 &lt; r_2</math> ist</p> $\left(\frac{n_2}{n_1}\right)_a = \frac{\frac{1}{r_2}}{\frac{1}{r_1}} = \frac{r_1}{r_2} < 1 \quad \text{bzw.} \quad \left(\frac{n_2}{n_1}\right)_b = \frac{\frac{1}{r_1}}{\frac{1}{r_2}} = \frac{r_2}{r_1} > 1$ $\left(\frac{n_2}{n_1}\right)_a < \left(\frac{n_2}{n_1}\right)_b$ <p>und damit (bei gleichem Winkel <math>\alpha_1</math>)</p> $\sin(\alpha_2)_a > \sin(\alpha_2)_b$                 |

### Anwendung in der ART

Die Lichtablenkung an der Sonne ist einer der bekanntesten Tests der ART. Diese Ablenkung beruht auf der Raumzeit-Krümmung, die durch die Masse der Sonne hervorgerufen wird. Ein Beobachter auf der Erde, der ein nicht-lokales Koordinatensystem verwendet, erhält in der Umgebung der Sonne eine ortsabhängige Lichtgeschwindigkeit. Im einfachsten Falle ist dies  $c(r) = c_0 \cdot \left(1 - \frac{2GM}{c_0^2 r}\right)$ . Dies kann formal mit einem ortsabhängigen

Brechungsindex ausgedrückt werden:  $n(r) = \frac{c_0}{c(r)} = \frac{1}{1 - \frac{2GM}{c_0^2 r}}$ .

Zur Berechnung der Lichtablenkung wird folgende Situation betrachtet: Die Sonne befindet im Mittelpunkt eines Koordinatensystems, und ein Lichtbündel („Lichtstrahl“) geht im Abstand  $y = d$  mit zur  $x$ -Achse paralleler Tangente am Sonnenrand vorbei. Das Lichtbündel krümmt sich in Richtung abnehmender Lichtgeschwindigkeit, also in Richtung auf die  $x$ -Achse zu.



Der Zeichnung ist zu entnehmen:  $\Delta \alpha \approx \frac{\Delta s}{\Delta y}$ . Damit folgt weiter:

$$\frac{\Delta \alpha}{\Delta x} \approx \frac{\Delta s}{\Delta y \Delta x} \approx \frac{\Delta c \Delta t}{\Delta y \Delta x} \approx \frac{\Delta c}{\Delta y} \frac{1}{c_0}, \text{ also: } d\alpha = \frac{1}{c_0} \frac{\partial c(r)}{\partial y} dx.$$

Mit  $r = \sqrt{x^2 + y^2}$  ergibt sich:

$$\frac{1}{c_0} \frac{\partial c(r)}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left( 1 - \frac{2GM}{c_0^2 \sqrt{x^2 + y^2}} \right) = \frac{2GM}{c_0^2} \cdot \frac{y}{(x^2 + y^2)^{3/2}}.$$

Dies wird über die Lichtlaufstrecke integriert, um den Ablenkungswinkel zu erhalten, wobei  $y = d$  gesetzt wird:

$$\alpha = \int_{x_A}^{x_E} d \alpha = \int_{x_A}^{x_E} \frac{2GM}{c_0^2} \cdot \frac{d}{(x^2 + d^2)^{3/2}} dx = \frac{2GM d}{c_0^2} \cdot \frac{x}{d^2 \sqrt{x^2 + d^2}} \Big|_{x_A}^{x_E} = \frac{2GM}{c_0^2 d} \cdot \left( \frac{x_E}{\sqrt{x_E^2 + d^2}} - \frac{x_A}{\sqrt{x_A^2 + d^2}} \right).$$

Für  $x_E \rightarrow \infty$  und  $x_A \rightarrow -\infty$  ergibt sich

$$\boxed{\alpha = \frac{4GM}{c_0^2 d}}.$$

Der Ablenkungswinkel hängt also ab von der Masse  $M$  des ablenkenden Himmelskörpers und vom Abstand  $d$  des Lichtstrahls vom Mittelpunkt des Himmelskörpers.

$$\alpha \sim \frac{1}{d} \quad (1)$$

$$\alpha \sim M \quad (2)$$

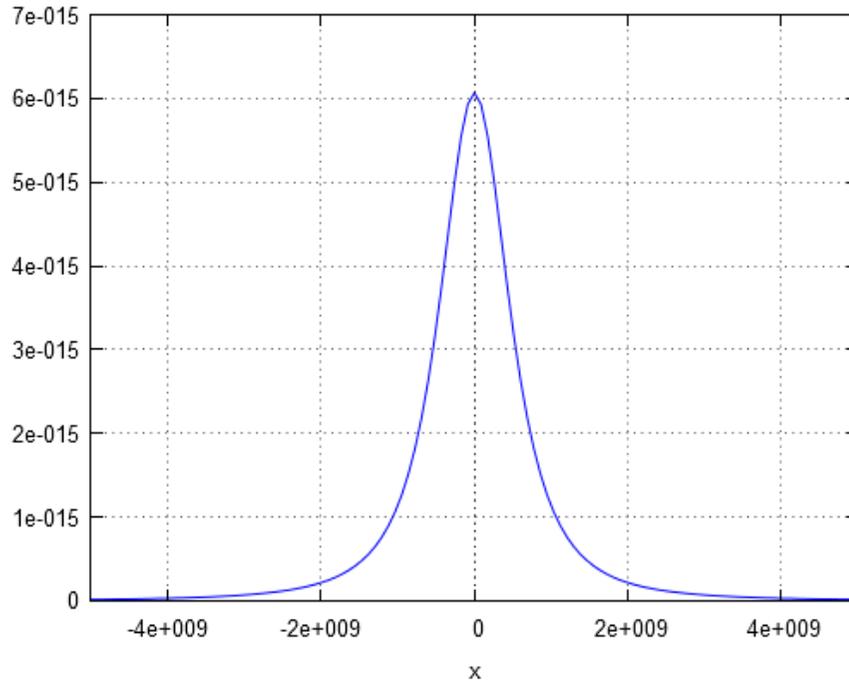
Der Zusammenhang (1) ist experimentell bestätigt durch Messungen bei Sonnenfinsternissen und durch radioastronomische Untersuchungen. Zusammenhang (2) wurde bestätigt bei Messungen der Ablenkung elektromagnetischer Wellen an anderen Himmelskörpern als der Sonne.

In „alternativen Ansätzen“ (DG) wird davon ausgegangen, dass real die Lichtgeschwindigkeit in der Nähe eines Himmelskörpers von  $c_0$  verschieden ist. Dann würden sich andere Ablenkungswinkel ergeben, als die nach  $\alpha = \frac{4GM}{c_0^2 d}$  berechneten. Die experimentelle Bestätigung dieser Gleichung für den Ablenkungswinkel zeigt somit auch, dass die Lichtgeschwindigkeit lokal  $c_0$  ist.

Veranschaulichung des Integrals als Berechnung eines Flächeninhalts:

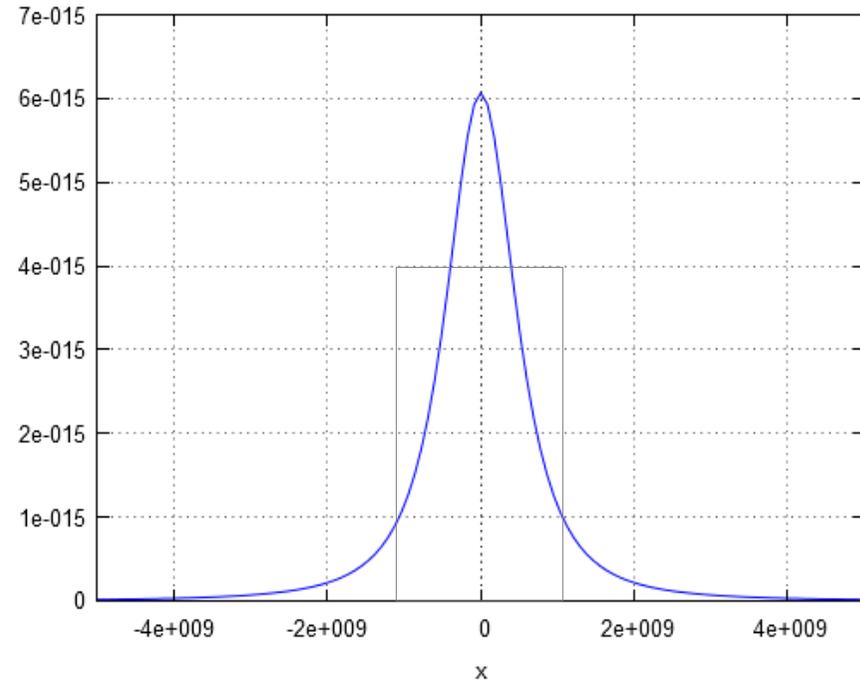
Für  $d = r_s$  ist der Integrand

$$f(x) = \frac{2GM}{c_0^2} \cdot \frac{r_s}{(x^2 + r_s^2)^{3/2}} = \frac{2,036'010'85 \cdot 10^{12} \text{ m}^2}{(x^2 + r_s^2)^{3/2}}.$$



Die Funktionswerte sind für alle  $x$  positiv:  $f(x) > 0$ , und der Graph von  $f$  ist achsensymmetrisch zur  $y$ -Achse. Zu bemerken ist weiter, dass die Funktionswerte zu beiden Seiten sehr schnell klein werden, so dass für die praktische Berechnung nur ein kleines Intervall um  $x = 0$  berücksichtigt werden muss.

Das Integral kann zur schnellen Orientierung über die Fläche unter dem Graphen abgeschätzt werden:



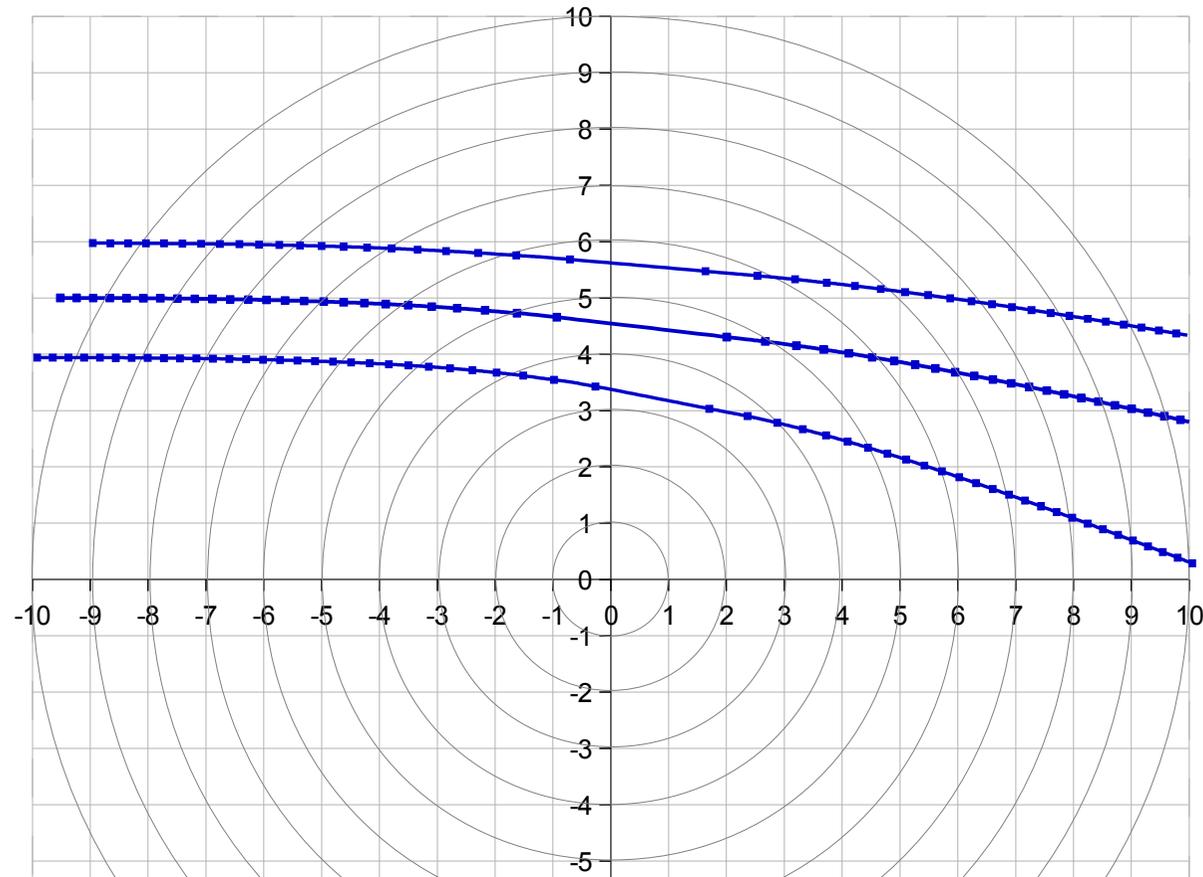
Das eingezeichnete Rechteck hat einen Flächeninhalt, der näherungsweise dem Flächeninhalt unter dem Graphen gleich ist:

$$\int_{-5e9}^{+5e9} f(x) dx \approx 2 \cdot 10^9 \cdot 4 \cdot 10^{-15} \approx 8 \cdot 10^{-6} \approx 1,65''.$$

Das exakte Ergebnis ist:

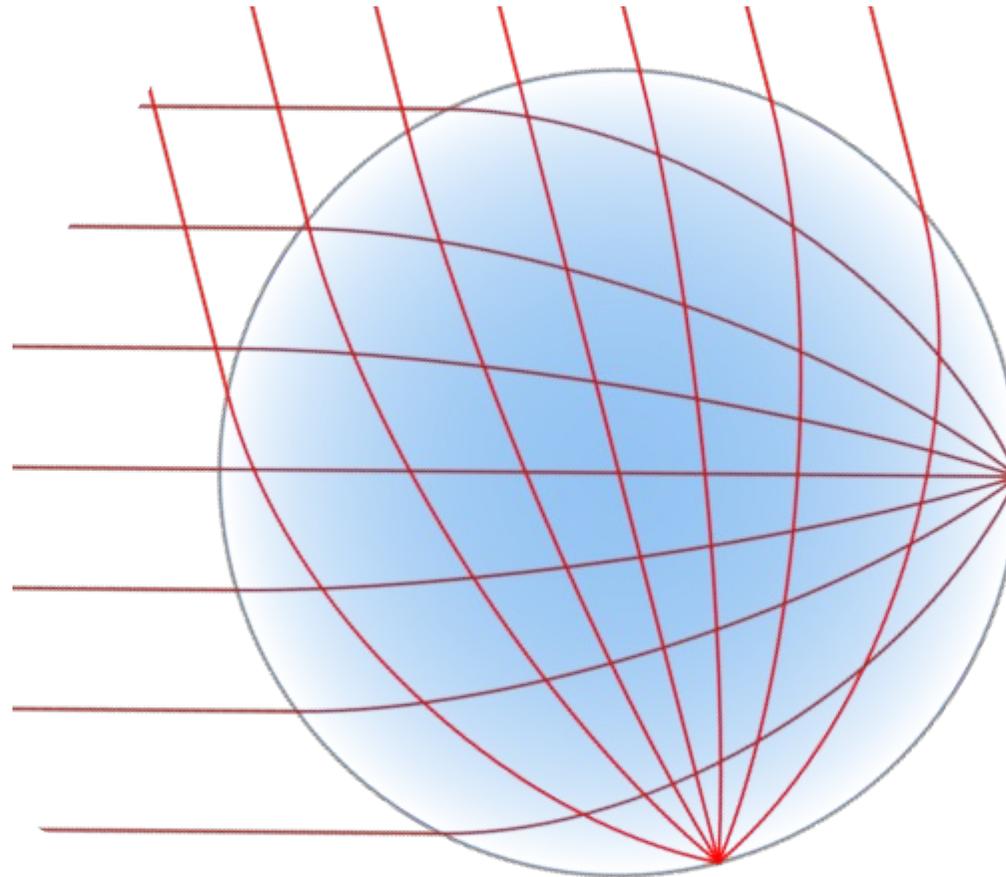
$$\int_{-5e9}^{+5e9} f(x) dx = 8,387 \cdot 10^{-6} = 1,73''.$$

Der ART-Brechungsindex ist von der Form  $n(r) = \frac{1}{1 - \frac{1}{|r|}}$ . Ein Beispiel für einen damit erzeugten Lichtweg zeigt die Abbildung:



1. Der Unterschied zu den Lichtwegen nach den DG-Brechungsindizes  $n(r) \sim 1/r^2$  bzw.  $n(r) \sim 1/r$  ist nicht zu übersehen.
2. Wie nicht anders zu erwarten, wird die Ablenkung geringer, je größer der Abstand von der Sonne ist. Weiter außen laufende Lichtstrahlen werden schwächer gebrochen als Lichtstrahlen, die in kleinerem Abstand von der Sonne verlaufen.

3. Der Verlauf ist auch eindeutig vom Verlauf der Lichtstrahlen in einer Lüneburg-Linse verschieden. Ein einfallendes Parallel-Lichtbündel wird in einem Pol der Kugel fokussiert, das bedeutet: Weiter außen laufende Lichtstrahlen werden stärker gebrochen als Lichtstrahlen, die in kleinerem Abstand zum Kugelmittelpunkt verlaufen.



(Von 0x30114 in der Wikipedia auf Englisch, CC BY-SA 3.0, <https://commons.wikimedia.org/w/index.php?curid=7968871>)

### Berechnung der Lichtablenkung in der DGT

Der letzte Stand (Mai 2016) zur Berechnung der Lichtablenkung an der Sonne ist der Homepage von Dieter Grosch zu entnehmen. Dort heißt es inzwischen:

„[DG] Es gilt nach: <http://www.mikroskopie-forum.de/index.php?topic=7826.0:wap2>

dass eine Kugel mit konstantem BI der Brennpunkt sich bei  $BI \cdot r$  befindet“

Das ist falsch. Für die Brennweite einer Kugel mit konstantem Brechungsindex  $n$  und Kugelradius  $R_K$  gilt  $f = \frac{n}{n-1} \cdot \frac{R_K}{2}$  - siehe z.B.

[http://www.lti.kit.edu/rd\\_download/OS\\_2007\\_11\\_19.pdf](http://www.lti.kit.edu/rd_download/OS_2007_11_19.pdf) (pdf-Seite 8 von 13)

„[DG] und da im Falle der Sonne  $BI$  gegen 1 geht, ist dieser sehr nahe an der Oberfläche, was für einen Stern, der als Punkt angesehen werden kann, bedeutet, dass sich der Brennpunkt genau auf der gegenüberliegenden Seite in gleichem Abstand zu finden ist.“

Der „Brechungsindex“ in der Grosch-Theorie soll jetzt  $n(r) = 1 + \frac{2}{r}$  sein, wie in dsp mitgeteilt wurde. Das ist jedoch unsinnig, da hier zu einer reinen Zahl „1“ eine physikalische Größe mit Maßeinheit „ $2/r$ “ addiert werden soll. Selbst wenn unterstellt wird, dass hier „Beträge“ gemeint sein sollen, ergibt sich nicht, dass der „Brennpunkt nahe an der Oberfläche“ liegt. Für  $R_K = R_S = 6,98 \cdot 10^8$  m ergibt sich

$$f = \frac{1 + \frac{2}{6,98 \cdot 10^8}}{\frac{2}{6,98 \cdot 10^8}} \cdot \frac{6,98 \cdot 10^8 \text{ m}}{2} = 1,218 \cdot 10^{17} \text{ m} = 1,745 \cdot 10^8 \cdot R_S = 8,142 \cdot 10^5 \text{ AE} .$$

Das ist nicht „sehr nahe an der (Sonnen-)Oberfläche“...

„[DG] Dann ergibt sich für geringer Beobachtungspunkte ein Ablenkwinkel, der von  $BI$  und dem Abstandsverhältnis abhängig ist. Es gilt also: wenn

$$\Delta BI = 2/r_S$$

ist und  $L$  die Abstände

$$\alpha = \Delta BI \cdot \sqrt{(L_{ST}-S / L_{SE})}$$

Darin ist:  $L_{ST}-S$  = Abstand Stern – Sonne,  $L_{SE}$  = Abstand Sonne – Erde. Hier wird auch wieder nicht auf die Maßeinheit geachtet: Der Ausdruck hat die Einheit rad/m.

Ergänzend sei bemerkt, dass diese Beziehung inzwischen erweitert wurde:

$$\alpha = \frac{2}{x R_S} \cdot \sqrt{\frac{L_{St-S}}{L_{S-E}}}; \quad x: \text{Abstand des Lichtstrahls von der Sonne}$$

Damit berechnete Winkel haben mit der Realität allerdings nicht das Geringste zu tun. Einige Beispielwerte und der Vergleich zu den Werten, die sich aus der auf Seite 12 hergeleiteten Beziehung  $\alpha_{ART} = \frac{2GM}{c_0^2 d} \cdot \left( \frac{x_E}{\sqrt{x_E^2 + d^2}} - \frac{x_A}{\sqrt{x_A^2 + d^2}} \right)$  ergeben, sollen dies verdeutlichen. Dabei ist:  $x_E = L_{S-E} = 1 \text{ AE} = 1,581 \cdot 10^{-5} \text{ Lj}$ ,  $x_A = -L_{St-S}$ ,  $x = 1$ ,  $d = R_S$ .

| $x_A / \text{Lj}$                     | $\alpha_{DGT} / '' / \text{m}$ | $\alpha_{ART} / ''$ |
|---------------------------------------|--------------------------------|---------------------|
| $-1,581 \cdot 10^{-5} (1 \text{ AE})$ | $5,910 \cdot 10^{-4}$          | 1,746 718           |
| -1                                    | $1,486 \cdot 10^{-1}$          | 1,746 727           |
| -267 (Stern 53 Tauri)                 | 2,429                          | 1,746 727           |

Die Gleichung für den Ablenkungswinkel soll nicht nur für die Sonne, sondern auch für andere Himmelskörper gelten. Damit ergibt sich für den Mond und den Stern 53 Tauri:

$$\alpha_{DGT} = \frac{2}{R_M} \cdot \sqrt{\frac{L_{St-M}}{L_{M-E}}} = \frac{2}{1,738 \cdot 10^6 \text{ m}} \cdot \sqrt{\frac{267 \text{ Lj}}{3,844 \cdot 10^8 \text{ m}}} = 1,925 \cdot 10^4 '' / \text{m} = 5,345^\circ / \text{m}.$$

Das ist natürlich absurd – und der Grund dafür sind die Zusammenhänge:

- $\alpha_{DGT} \sim \frac{1}{R_K}$       Hiernach gilt: Je kleiner der ablenkende Körper, desto größer ist der Ablenkungswinkel.
- $\alpha_{DGT} \sim \frac{1}{\sqrt{L_{K-E}}}$       Hiernach gilt: Je näher der ablenkende Körper an der Erde, desto größer ist der Ablenkungswinkel.

Hinzu kommt noch als dritter Punkt:

- $\alpha_{DGT} \sim \sqrt{L_{St-S}}$       Hiernach gilt: Je größer der Abstand der Quelle (St) von der Sonne, desto größer der Ablenkungswinkel.

Ein Beispiel dazu: In der Radioastronomie wird die Ablenkung von Signalen, die von weit entfernten Quasaren ausgehen, gemessen, und dabei die Voraussage der ART bestätigt. Für den Quasar 3C 273, der sich in der Entfernung von  $2,436 \cdot 10^9 \text{ Lj}$  von der Sonne befindet, ergibt die DGT-Formel (für  $x = 1$ ) dagegen den Ablenkungswinkel

$$\alpha_{DGT} = \frac{2}{R_S} \cdot \sqrt{\frac{L_{Q-S}}{L_{S-E}}} = \frac{2}{6,98 \cdot 10^8 \text{ m}} \cdot \sqrt{\frac{2,436 \cdot 10^9 \text{ Lj}}{1,496 \cdot 10^{11} \text{ m}}} = 3,556 \cdot 10^{-2} \text{ rad/m} = 2,038 \text{ }^\circ/\text{m} = 7335,7 \text{ ''/m} .$$

„[DG] Die Berechnung des BI deckt sich übrigen mit der Beschreibung der Lüneburg-Linse bis auf die 2 nach:

<https://de.wikipedia.org/wiki/L%C3%BCneburg-Linse>“

Ein Blick auf die beiden Brechungsindizes zeigt, dass das reinster Unfug ist:

$$\text{DGT-BI: } n_{DGT}(r) = 1 + \frac{2}{r}$$

$$\text{Lüneburg-Linse: } n_{LL}(r) = \sqrt{2 - \left(\frac{r}{R_{Kugel}}\right)^2} .$$

„[DG] und diese wiederum mit der ART bei der dann gilt für eine Scheinbaren BI:  $\text{BI} = 4 \cdot G \cdot M / c^2 \cdot (4 \cdot \pi)^2 \cdot (2 \cdot \pi)^2$ “

Ein Blick auf die Maßeinheit zeigt, dass auch das blühender Blödsinn ist:  $\left[\frac{GM}{c^2}\right] = \frac{\text{m}^3 \text{ kg}}{\text{kg s}^2 \text{ m}^2/\text{s}^2} = \text{m}$  . Das Verwenden von ad-hoc-Anpassungsfaktoren „ $(4 \pi)^2$ “ und „ $(2 \pi)^2$ “ zeigt ebenfalls, dass es sich um eine der Grosch-typischen Basteleien handelt, mit der lediglich in die Nähe eines gewünschten Zahlenwertes gekommen werden soll:  $\frac{4 GM}{c^2 \cdot (4 \pi)^2 (2 \pi)^2} = 0,948 \text{ m}$  . Dabei wird völlig übersehen, dass der Brechungsindex in der ART

ortsabhängig ist – im einfachsten Fall:  $n(r) = \frac{c_0}{c(r)} = \frac{1}{1 - \frac{2GM}{c_0^2 r}}$  .

„[DG] Das bedeutet, dass auch Einstein lediglich den Verlauf des Lichtstrahls an der Sonne wie eine Brechung betrachtet hat.“

Hier wird die Ursache für die im nicht-lokalen Bezugssystem des terrestrischen Beobachters ortsabhängige Koordinaten-Lichtgeschwindigkeit  $c(r)$  übersehen: Diese ist eine Folge der nicht-linearen Metrik, die wiederum auf der von der Masse der Sonne hervorgerufenen Raumzeit-Krümmung beruht.

## Weiterführende Links

1. Eddington, Dyson, Davidson:

A Determination of the Deflection of Light by the Sun's Gravitational Field, from Observations made at the Total Eclipse of May 29, 1919.

<http://rsta.royalsocietypublishing.org/content/roypta/220/571-581/291.full.pdf>

2. Freundlich, E., Klüber, H. V., & Brunn, A. V.:

Ergebnisse der Potsdamer Expedition zur Beobachtung der Sonnenfinsternis von 1929, Mai 9, in Takengon (Nordsumatra).

5. Mitteilung. Über die Ablenkung des Lichtes im Schwerefeld der Sonne.

<http://articles.adsabs.harvard.edu/full/seri/ZA.../0003//0000171.000.html>

oder als pdf:

[http://articles.adsabs.harvard.edu/cgi-bin/nph-iarticle\\_query?](http://articles.adsabs.harvard.edu/cgi-bin/nph-iarticle_query?)

[1931ZA.....3..171F&data\\_type=PDF\\_HIGH&whole\\_paper=YES&type=PRINTER&filetype=.pdf](http://articles.adsabs.harvard.edu/cgi-bin/nph-iarticle_query?1931ZA.....3..171F&data_type=PDF_HIGH&whole_paper=YES&type=PRINTER&filetype=.pdf)

3. Fomalont, E. B. & Sramek, R. A.:

The deflection of radio waves by the sun

<http://articles.adsabs.harvard.edu/full/1977ComAp...7...19F/0000019.000.html>

4. E. B. Fomalont, S. M. Kopeikin:

The Measurement of the Light Deflection from Jupiter: Experimental Results.

<http://iopscience.iop.org/article/10.1086/378785/pdf>

5. Verschiedene Lichtgeschwindigkeiten

[http://www.relativity.li/de/epstein/lesen/g0\\_de/g5\\_de/](http://www.relativity.li/de/epstein/lesen/g0_de/g5_de/)

6. Fröschlé, F. Mignard, F. Arenou:

Determination of the PPN-Parameter  $\gamma$  with the HIPPARCOS-Data

[http://www.cosmos.esa.int/documents/532822/546798/poster01\\_03.pdf/c444cd90-acfc-463d-96ed-5675fddba96a](http://www.cosmos.esa.int/documents/532822/546798/poster01_03.pdf/c444cd90-acfc-463d-96ed-5675fddba96a)

7. G. Fisher:

Determining the Electric Field and Energy Flux in the Sun's Atmosphere

[http://sec.gsfc.nasa.gov/sec\\_theory/Fisher1\\_UCB.pdf](http://sec.gsfc.nasa.gov/sec_theory/Fisher1_UCB.pdf)

8. G. H. Fisher, B. T. Welsch, W. P. Abbett, D. J. Bercik:

Estimating Electric Fields from Vector Magnetogram Sequences

[http://solarmuri.ssl.berkeley.edu/~fisher/public/manuscripts/estimating-electric-fields/ms\\_20100406\\_ghf.pdf](http://solarmuri.ssl.berkeley.edu/~fisher/public/manuscripts/estimating-electric-fields/ms_20100406_ghf.pdf)

9. S. Kopeikin:

Relativistic astrometry

[http://www.scholarpedia.org/article/Relativistic\\_astrometry](http://www.scholarpedia.org/article/Relativistic_astrometry)

10. Sergey N. Shapovalov

The Role of Evection in Optical Measurements of Light Beam Deflection from the Sun's Disk (the Einstein Effect)

[http://www.ptep-online.com/index\\_files/2013/PP-34-19.PDF](http://www.ptep-online.com/index_files/2013/PP-34-19.PDF)