

Coriolis-Kraft

Haben Scharfschützen eine Ausrede

In meiner langjährigen Unterrichtspraxis behauptete einmal einer meiner Schüler - als ich im Physikunterricht auf die Corioliskraft zu sprechen kam -, dass Scharfschützen sich um diese Kraft kümmern müssten, falls sie in Richtung Nord-Süd schießen. "Aus dem Bauch heraus könne ich dies kaum glauben", sagte ich, aber besser wäre natürlich eine physikalische Analyse dieser Situation - obwohl ich immer ein mulmiges Gefühl habe, wenn sich "die Physik" vor den "militärischen Karren" spannen lässt. Aber schließlich geht es ja nur um die Klärung einer Situation - so meine Entschuldigung.

Vergleichen wir die Corioliskraft gegenüber einer Windgeschwindigkeit vom Betrag w und Winkel θ gegenüber der positiven x-Achse. Schussrichtung sei die positive y-Achse.

1 Winddrift

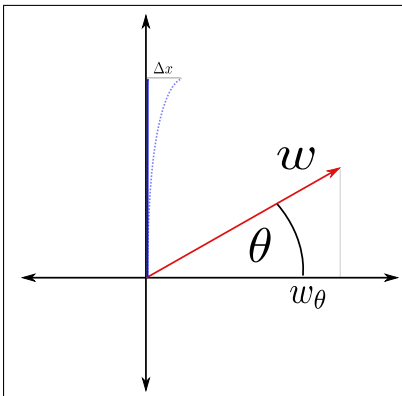


Abb.1 : Wind- und Schussrichtung

$$\text{Luftwiderstand: } F_{air} = \frac{1}{2} c_w \rho_{air} A v^2$$

Daten:

Schussweite: 2000 m = W

$c_w \approx 1,2$

Geschoß-Durchmesser: 9 mm

Geschoßlänge: 60 mm

Geschoßmasse: 10 g

$v_0 \approx 800$ m/s

Winddrift $w_\theta = w \cos(\theta)$ (v in F_{air})

Driftzeit $t_d = \frac{W}{v_0} = 2,5$ s

$\rho_{25} = 1,18$ kg/m³ (bei 25 Grad Celsius)

Der Wind führt zu einer Beschleunigung in x-Richtung a_x :

$$a_x = \frac{F_{air}}{m} \quad \text{diese zu einer Abweichung } \Delta x = \frac{a_x}{2} (t_d)^2$$

Tippen wir das in einen Taschenrechner für $w = 18$ km/h und $\theta = 0$ ergibt sich ein $\Delta x \approx 1$ m

Das ist immerhin ganz schön daneben - wenn man glaubt, man braucht den Wind nicht zu berücksichtigen!

2 Corioliskraft

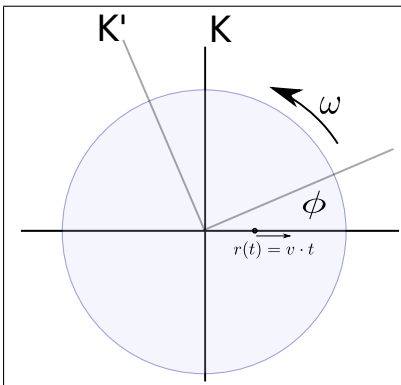


Abb.2 : rotierende Scheibe

Ein Punkt P bewegt sich in einem KS K mit konstanter Geschwindigkeit v auf der x -Achse. Welche Koordinaten hat P in K' - einem KS, das sich mit einer Scheibe mitdreht? (die mit konstanter Winkelgeschwindigkeit ω rotiert)

$$\text{Polarkoordinaten: } P_{K'} = (r(t), -\phi(t)) = (vt, -\omega t)$$

$$\text{kartesisch: } P_{K'} = vt(\cos(-\omega t), \sin(-\omega t)) = vt(\cos(\omega t), -\sin(\omega t))$$

für $|\omega t| \ll 1$ (also kleine ω oder kurze Zeiten) gilt: $\cos(\omega t) \approx 1$ und $\sin(\omega t) \approx \omega t$ und wir können den Parameter $t = \frac{x}{v}$ eliminieren:

$$y \approx vt(-\omega t) = -\frac{\omega}{v}x^2 \quad (1)$$

Sie können die Qualität dieser Näherung bzw. die "Spurkurven" des Punktes im folgenden [Geogebra-Arbeitsblatt](#) überprüfen. Sie können v und ω einstellen und anschl. die Position des Punktes A mit dem Schieberegler für die Zeit t einstellen.

Übrigens ist für unsere "Schießübung" oben die Näherungsbedingung $|\omega t| \ll 1$ gut erfüllt, denn

$$\omega_{\text{Erde}} = \frac{2\pi}{24 \cdot 3600} \text{ rad/s} \quad t = 2,5 \text{ s} \Rightarrow \omega t \approx 1,8 \cdot 10^{-4}$$

Unsere Daten liefern bei einem Schuss am Pol (dort ist die Erde eine Scheibe im unseren Sinn):

$$y = \frac{\omega}{800}(2000)^2 \approx 0,36 \text{ m}$$

Das ist mehr als ich erwartet hätte und reicht für einen Fehlschuss aus - ist aber doch weit weniger als der Einfluss des Windes. Meist steht man aber nicht auf einem Pol - wie sieht es dann aus?

Wie wir sehen ist der Effekt der "Coriolis-Drift" y quadratisch abhängig vom Abstand zur Drehachse x : $y \approx -\frac{\omega}{v}x^2$, d. h. es ist ein Unterschied, ob wir von 0 auf 15 oder von 20 auf 35 unterwegs sind - im obigen Geogebra-Arbeitsblatt ist dieser Effekt eingezeichnet (siehe Abb. 3)

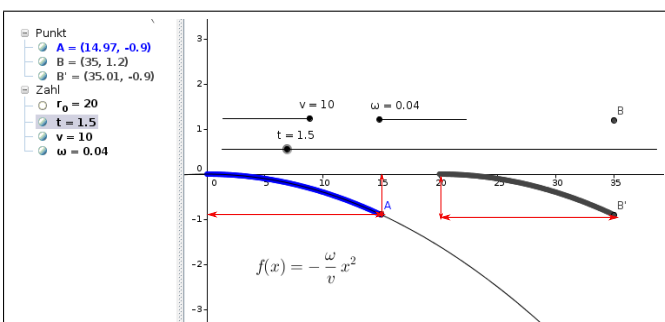


Abb.3 : Corioliskraft - ein nichtlinearer Effekt!

Während beide Punkte A und B (im Arbeitsblatt muss man es sichtbar schalten) dasselbe $\Delta x = 15$ besitzen scheinen sie auch identische Ablenkungen Δy zu besitzen

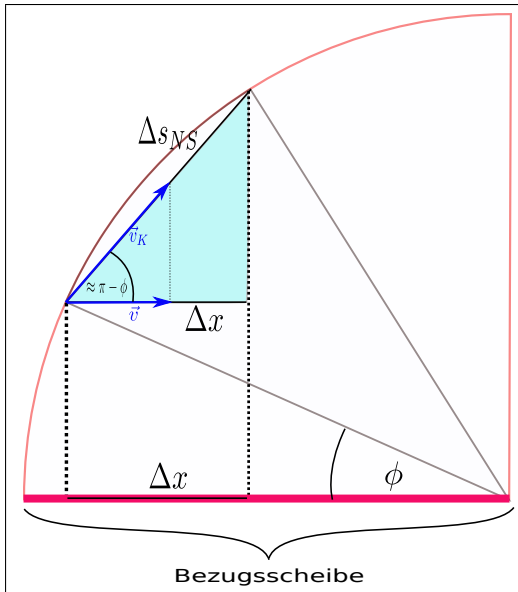
Die Rechnung für "blau" ist weiterhin einfach:

$$\Delta y = -0,004 \cdot 15^2 = -0,9$$

Fazit: Bei den Rotationswerten der Erde **übertragen auf eine Scheibe** brauchen wir uns um r_0 (geograf. Breite) keine Sorgen machen - wir bekommen die Abweichung y von der Geraden bei einem "Schuss" in NS-Richtung der Länge Δx durch die Formel:

$$y = -\frac{\omega}{v} \Delta x^2$$

Nun ist bekanntlich die Erde keine Scheibe sondern eine Kugel - wir müssen also die Bewegung des Geschosses auf die Äquatorialscheibe der Erde projizieren, um die Ablenkung y zu erhalten.



Unser Schuss sei genau in die Nord-Süd Richtung der Länge Δs_{NS} - Richtung Nord ist y (die Ablenkung) in Ostrichtung (nach rechts), Richtung Süd ist y in Westrichtung (ebenfalls nach rechts) und er wird bei der geografischen Breite ϕ mit der Geschwindigkeit v_K abgefeuert. Es gilt dann:

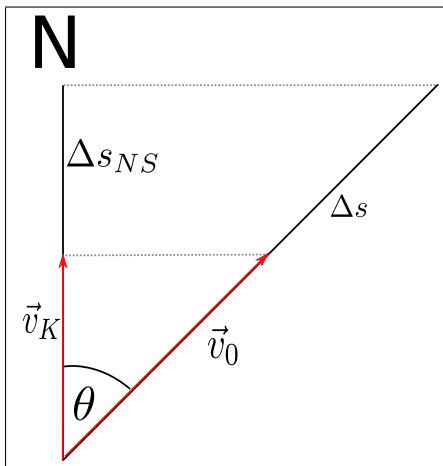
$$v = v_K \cos(\pi - \phi) \quad \Delta x = \Delta s_{NS} \cos(\pi - \phi) \Rightarrow$$

$$y = \frac{\omega}{v_K} (\Delta s_{NS})^2 \sin \phi$$

Wir haben weiter oben schon die Ablenkung an einem Pol mit 36 cm berechnet, in Wien werden daraus $36 \sin 48^\circ \approx 27$ cm daraus - in Nord-Süd-Richtung!

Wie sieht es nun aus, wenn man in der Tangentialebene bei ϕ in beliebiger Richtung schießt?

Abb.5 : Schnitt durch die "Erdkugel"



Unser Schuss schließt mit der Nord-Süd Richtung den Winkel θ ein, wird mit Geschwindigkeit v_0 abgefeuert und hat eine Länge Δs . Es gilt dann:

$$v_K = v_0 \cos(\theta) \quad \Delta s_{NS} = \Delta s \cos(\theta) \Rightarrow$$

$$y = \frac{\omega}{v_0} (\Delta s)^2 \sin \phi \cos \theta$$

Wir haben weiter oben schon die Ablenkung in Wien mit 27 cm berechnet, bei einem $\theta = 60^\circ$ werden daraus $27 \cos 60^\circ = 13,5$ cm daraus - das ist immerhin noch eine Handbreite!

Abb.6 : beliebige Richtung

Fazit: Die Corioliskraft spielt bei "Weitschüssen" eine Rolle - aber eine Fehlschätzung der Windgeschwindigkeit (bei Seitenwind) würde sich wesentlich stärker auswirken!

Simulieren Sie folgende Aufgabe in Geogebra: 2 Männer duellieren sich auf einem Karussell, sie sind beide 20 m vom Rotationszentrum entfernt auf einem Durchmesser platziert. Wie groß muss ω sein, damit sie 50 cm daneben schießen? ($v_0 = 400$ m/s) Welche Fliehkraft wirkt auf die Männer dann? (Lösung: $\omega \approx 0,13$ $F \approx 1/3 g$). Hier das [Geogebra-Arbeitsblatt](#) dazu! (Klicken auf den t -Schieberegler und betätigen der Cursor-nach-rechts-Taste ergibt die Spur der "Kugeln" im rotierenden System - im Inertialsystem sind sie natürlich Gerade - wie sich das gehört!)

Die Rechnung gestaltet sich etwas aufwendig (vielleicht gibt es bessere Ideen):

Zuerst die Position des Geschosses(von rechts nach links wird geschossen, Rotation math. positiv)

```
(%i1) vec_x_G: [r_0-v_0*t,%omega*r_0*t];
```

```
(%o1) [r_0 - t v_0, \omega r_0 t]
```

Position des Zieles(Ziel wandert nach unten)

```
(%i2) vec_x_T: [-r_0*cos(%omega*t), -r_0*sin(%omega*t) ];
```

```
(%o2) [-r_0 cos(\omega t), -r_0 sin(\omega t)]
```

Vektor zwischen Geschoss und Ziel

```
(%i3) vec_TG:vec_x_G - vec_x_T;
```

```
(%o3) [-t v_0 + r_0 cos(\omega t) + r_0, r_0 sin(\omega t) + \omega r_0 t]
```

quadratische Entfernung zwischen Projektil und Ziel

```
(%i4) d_2: vec_TG . vec_TG;
```

```
(%o4) (-t v_0 + r_0 cos(\omega t) + r_0)^2 + (r_0 sin(\omega t) + \omega r_0 t)^2
```

Jetzt die Angaben verwenden

```
(%i5) r_0:20$v_0:400$
```

Angaben einsetzen - $f(t)$ stellt für jedes t die quadratische Entfernung dar (ω ist Parameter)
Bei welchem t_{min} wird der Abstand minimal? Um einen Ausdruck für t_{min} zu erhalten, vereinfachen wir wieder wie üblich:

$\sin(\omega t) \rightarrow \omega t$ und $\cos(\omega t) \rightarrow 1$

```
(%i7) define (f(t), ev(d_2));
```

```
(%o7) f(t) := (20 sin(\omega t) + 20 \omega t)^2 + (20 cos(\omega t) - 400 t + 20)^2
```

```
(%i8) g:ratsimp((20*(%omega*t)+20*%omega*t)^2+(20-400*t+20)^2);
```

```
(%o8) (1600 \omega^2 + 160000) t^2 - 32000 t + 1600
```

```
(%i9) define(g_s(t), diff((1600*%omega^2+160000)*t^2-32000*t+1600,t));
```

```
(%o9) g_s(t) := 2 (1600 \omega^2 + 160000) t - 32000
```

Ableitung Null setzen gibt t_{min}

```
(%i10) sol1:solve(g_s(t)=0,t);
```

```
(%o10) [t =  $\frac{10}{\omega^2 + 100}$ ]
```

```
(%i11) t:rhs(sol1[1]);
```

```
(%o11)  $\frac{10}{\omega^2 + 100}$ 
```

t_{min} in Ausdruck g rückerinsetzen und suchen, bei welchem ω quadratische Entfernung 0.5^2 ist!

```
(%i12) eq1:ev(g)=0.25;
```

```
(%o12)  $-\frac{320000}{\omega^2 + 100} + \frac{100(1600\omega^2 + 160000)}{(\omega^2 + 100)^2} + 1600 = 0.25$ 
```

```
(%i13) sol2:solve(eq1);
```

```
(%o13) [ $\omega = -\frac{10}{9\sqrt{79}}$ ,  $\omega = \frac{10}{9\sqrt{79}}$ ]
```

```
(%i14) %omega:rhs(sol2[2]),numer;
```

```
(%o14) .1250097667695582
```

Das ist auch die Lösung des Geogebra-Arbeitsblatts

```
(%i16) display(%omega)$
```

```
 $\omega = .1250097667695582$ 
```

Beachte: Ohne die Vereinfachung im "input 7", hätten wir keinen Ausdruck für $t_{min}(\omega)$ erhalten und somit scheidet dieser Weg für große ωt

Geben wir jetzt den Spezialfall auf und untersuchen andere interessante Fragen: Wenn r_0 , v_0 und ω feststehen - bei welchem Vorhaltewinkel ϕ trifft man den Kontrahenten bzw. sich selbst (Abstand vom Rotationszentrum ist dergleiche, nämlich r_0)?

(B Bullet, T Target; $\theta = 0 \rightarrow$ Selbsttreffer; $\theta = \pi \rightarrow$ "Duellpartner" wird getroffen)

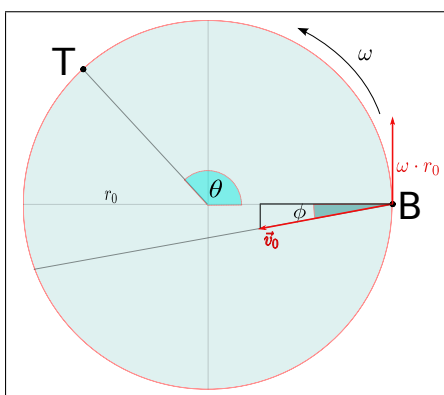


Abb.7 : Schuss mit Vorhaltewinkel

Wir rechnen im nichtrotierenden Inertialsystem:

$$\vec{x}_B(t) = \begin{pmatrix} r_0 \\ 0 \end{pmatrix} + t \begin{pmatrix} v_0 \cos \phi \\ \omega r_0 - v_0 \sin \phi \end{pmatrix} \quad \text{eine Gerade}$$

$$\vec{x}_T(t) = \begin{pmatrix} r_0 \cos(\omega t + \theta) \\ r_0 \sin(\omega t + \theta) \end{pmatrix} \quad \text{Kreisbahn}$$

gleichsetzen liefert folgendes Gleichungssystem

$$\left. \begin{array}{l} I \quad r_0 - (v_0 \cos \phi)t = r_0 \cos(\omega t + \theta) \\ II \quad \omega r_0 t - (v_0 \sin \phi)t = r_0 \sin(\omega t + \theta) \end{array} \right\}^2 + \Rightarrow$$

$$t_C = \frac{2r_0 v_0 \cos \phi}{v_0^2 + \omega^2 r_0^2 - 2\omega r_0 v_0 \sin \phi}$$

Einsetzen der Kollisionszeit t_C in I und Vereinfachen liefert dann

$$\frac{2v_0^2 \cos^2 \phi}{v_0^2 + \omega^2 r_0^2 - 2\omega r_0 v_0 \sin \phi} + \cos \left(\frac{2r_0 v_0^2 \omega \cos \phi}{v_0^2 + \omega^2 r_0^2 - 2\omega r_0 v_0 \sin \phi} + \theta \right) = 1 \quad (2)$$

Bei gegebenen r_0 , θ und v_0 können wir diese Gleichung als implizite Definition der Funktion $\phi(\omega)$ betrachten. Allerdings haben wir diese Gleichung durch Quadrieren erhalten, sodass nicht alle Lösungen obiger Gleichung auch Lösungen des ursprünglichen Gleichungssystems sein werden!

Wir stellen in *wxmaxima* den Graph $\phi(\omega)$ mit dem *draw*-Tool dar, indem wir dessen *implicit*-Befehl benützen, um den Graph zu zeichnen. Statt ω haben wir x als Bezeichnung verwendet und anstatt ϕ haben wir y geschrieben - den Gesamtterm haben wir aus einzelnen Termen "zusammengebastelt".

```
(%i1) load(draw);
```

```
(%o1) /usr/share/maxima/5.31.3/share/draw/draw.lisp
```

```
(%i2) N:v_0^2+x^2*r_0^2-2*x*r_0*v_0*sin(y);
```

```
(%o2) -2r_0v_0x sin(y) + r_0^2 x^2 + v_0^2
```

```
(%i3) Z_1:2*v_0^2*cos(y)^2;
```

```
(%o3) 2v_0^2 cos(y)^2
```

```
(%i4) T_1:Z_1/N;
```

```
(%o4) 
$$\frac{2v_0^2 \cos(y)^2}{-2r_0v_0x \sin(y) + r_0^2 x^2 + v_0^2}$$

```

```
(%i5) Z_2:2*r_0*v_0*x*cos(y);
```

```
(%o5) 2r_0v_0x cos(y)
```

```
(%i6) T_2:cos(Z_2/N+%theta);
```

```
(%o6) 
$$\cos \left( \frac{2r_0v_0x \cos(y)}{-2r_0v_0x \sin(y) + r_0^2 x^2 + v_0^2} + \theta \right)$$

```

```
(%i7) T_3:T_1/(x^2*r_0^2);
```

```
(%o7) 
$$\frac{2v_0^2 \cos(y)^2}{r_0^2 x^2 (-2r_0v_0x \sin(y) + r_0^2 x^2 + v_0^2)}$$

```

```
(%i8) v_0:400$r_0:20$%theta:%pi$
```

```
(%i11) equ: ev(T_1+T_2)=1;
```

$$(\%o11) \frac{320000 \cos(y)^2}{-16000 x \sin(y) + 400 x^2 + 160000} - \cos\left(\frac{16000 x \cos(y)}{-16000 x \sin(y) + 400 x^2 + 160000}\right) = 1$$

```
(%i12) g2:implicit(equ, x,0.00,20,y,0,%pi/2);
```

$$(\%o12) \text{implicit}\left(\frac{320000 \cos(y)^2}{-16000 x \sin(y) + 400 x^2 + 160000} - \cos\left(\frac{16000 x \cos(y)}{-16000 x \sin(y) + 400 x^2 + 160000}\right) = 1, x, 0.0, 20, y, 0, \frac{\pi}{2}\right)$$

```
(%i16) equ1:y=2*x*r_0/v_0;
```

$$(\%o16) y = \frac{x}{10}$$

```
(%i17) g1:implicit(equ1, x,0.00,20,y,0,%pi/2);
```

$$(\%o17) \text{implicit}\left(y = \frac{x}{10}, x, 0.0, 20, y, 0, \frac{\pi}{2}\right)$$

```
(%i18) draw2d(nticks=500,color=red, g2,color=blue,g1)$
```

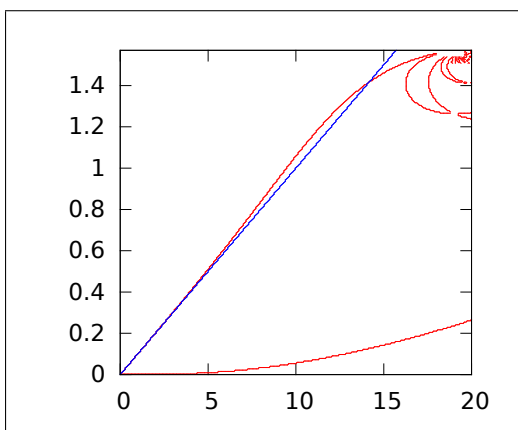


Abb.7 : implizite Darstellung von $\phi(\omega)$

θ wurde in “Duell-position” (π) gesetzt.

Der blaue Graph stellt eine Vereinfachung für $\omega r_0 \ll v_0$ dar:

der Kosinusterm kann dann durch $\cos(0 + \theta) = -1$ ersetzt werden, dadurch ergibt sich

$$\cos^2 \phi \approx 1 - \frac{2\omega r_0}{v_0} \sin \phi \Rightarrow$$

$$\sin \phi \approx \frac{2\omega r_0}{v_0} \Rightarrow \boxed{\phi(\omega) \approx \frac{2\omega r_0}{v_0}}$$

Der untere rote “Ast” sind keine Lösungen des ursprünglichen Gleichungssystems wie man sich mit Hilfe des [Geogebra-Arbeitsblatts](#) leicht überzeugt!

Überprüfen wir obige vereinfachte Formel für $v_0 = 400$, $r_0 = 20$ und $\omega = 2$. Die Bedingung $\omega r_0 \ll v_0$ ist einigermaßen erfüllt und die Formel liefert $\phi = 0, 2$. Gibt man diese Daten in das obige Arbeitsblatt ein (indem man die Schieberegler entsprechend einstellt und den für die Zeit dann auswählt und mit der Cursor-Rechts-Taste die Zeit dann loslaufen lässt) dann ergibt sich tatsächlich ein Treffer!

Untersuchen wir abschließend noch den Fall, unter welchen Bedingungen man sich selbst trifft ($\theta = 0$ in Gleichung 2). Offensichtlich muss die Geschwindigkeit v_0 in diesem Fall eher langsam sein! Nehmen wir an $x := \frac{v_0}{\omega r_0} \ll 1$. Wir kürzen die Brüche in Gleichung (2) durch $(\omega r_0)^2$, dann ergibt sich:

$$\underbrace{\frac{2x^2 \cos^2 \phi}{x^2 + 1 - 2x \sin \phi}}_N + \cos\left(\frac{\overbrace{2x \cos \phi}^a}{x^2 + 1 - 2x \sin \phi}\right) = 1$$

mit den Abkürzungen ergibt sich folgende Struktur

$$\frac{2x^2 a^2}{N} + \cos\left(\frac{2xa}{N}\right) = 1$$

mit

$$\cos(x) \approx 1 - \frac{x^2}{2} + \frac{x^4}{24}$$

ergibt sich

$$\frac{2x^2 a^2}{N} - \frac{2x^2 a^2}{N^2} + \frac{2x^4 a^4}{3N^4} = 0 \Rightarrow 3N^3 - 3N^2 + x^2 a^2 = 0$$

mit $b := \sin \phi$ folgt $a^2 = 1 - b^2$ und obige Gleichung wird zu

$$x(3x^5 - 18bx^4 + 36b^2x^3 + 6x^3 - 24b^3x^2 - 24bx^2 + 23b^2x + 4x - 6b) = 0$$

Jetzt streichen wir die grau unterlegten Terme, weil sie in Bezug auf x mindestens von der Ordnung 2 (denken Sie an den Faktor außerhalb der Klammer!) sind - es bleibt

$$\sin \phi \approx \frac{2}{3}x \Rightarrow \boxed{\phi(x) \approx \frac{2}{3}x \Leftrightarrow \phi(\omega) \approx \frac{2}{3} \frac{v_0}{\omega r_0}}$$

Schauen wir uns diese Näherung in wxMaxima an:

```
(%i47) load(draw);
```

```
0errors,0warnings
```

```
(%o47) /usr/share/maxima/5.31.3/share/draw/draw.lisp
```

```
(%i48) N:v_0^2+x^2*r_0^2-2*x*r_0*v_0*sin(y);
```

```
(%o48) -840 x sin(y) + 400 x^2 + 441
```

```
(%i49) Z_1:2*v_0^2*cos(y)^2;
```

```
(%o49) 882 cos(y)^2
```

```
(%i50) T_1:Z_1/N;
```

```
(%o50) 
$$\frac{882 \cos(y)^2}{-840 x \sin(y) + 400 x^2 + 441}$$

```

```
(%i51) Z_2:2*r_0*v_0*x*cos(y);
```

```
(%o51) 840 x cos(y)
```

```
(%i52) T_2:cos(Z_2/N+%theta);
```

```
(%o52) 
$$\cos\left(\frac{840 x \cos(y)}{-840 x \sin(y) + 400 x^2 + 441}\right)$$

```

```
(%i53) v_0:21$r_0:20$%theta:0$
```

```
(%i56) equ: ev(T_1+T_2)=1;
```

$$(\%o56) \cos\left(\frac{840x \cos(y)}{-840x \sin(y) + 400x^2 + 441}\right) + \frac{882 \cos(y)^2}{-840x \sin(y) + 400x^2 + 441} = 1$$

```
(%i57) g2:implicit(equ, x,0.00,10,y,0,%pi/2);
```

$$(\%o57) \text{implicit}\left(\cos\left(\frac{840x \cos(y)}{-840x \sin(y) + 400x^2 + 441}\right) + \frac{882 \cos(y)^2}{-840x \sin(y) + 400x^2 + 441} = 1, x, 0.0, 10, y, 0, \frac{\pi}{2}\right)$$

```
(%i58) equ1:ev(2/3*v_0/(x*r_0));
```

$$(\%o58) \frac{7}{10x}$$

```
(%i59) g1:explicit(equ1, x,0.7,10);
```

$$(\%o59) \text{explicit}\left(\frac{7}{10x}, x, 0.7, 10\right)$$

```
(%i60) draw2d(nticks=500,color=red, g2,color=blue,g1);
```

```
(%o60) [gr2d(implicit,explicit)]
```

```
(%i61) draw2d(file_name="graph2", terminal='pdf,nticks=500,color=red, g2,color=blue,g1);
```

```
(%o61) [gr2d(implicit,explicit)]
```

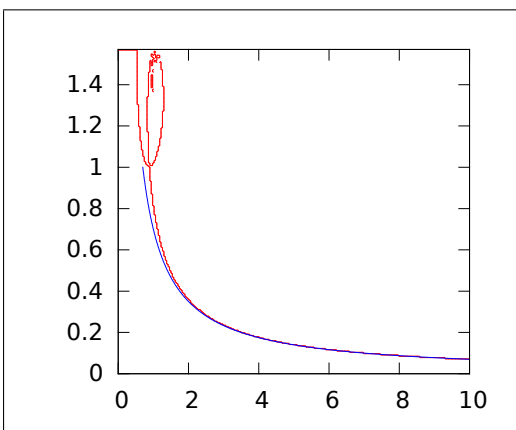
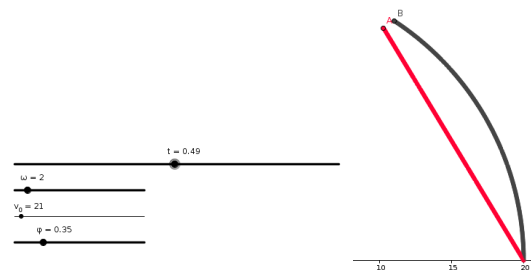


Abb.8 : Näherung für $v_0 = 21$, $r_0 = 20$

Für $\omega = 4$ ist die Hyperbel (Näherung) kaum mehr von der exakten Kurve zu unterscheiden, dabei ist hier das Verhältnis von v_0 zu ωr_0 erst auf $\frac{1}{4}$ gesunken. Selbst für $\omega = 2$ ist der Näherungsvorhaltewinkel von $\phi = 0.35$ noch ganz gut - wie man am Arbeitsblatt sehen kann.



Für kleinere ω spaltet die exakte Kurve (rot) in 2 Äste - hier ist das [Geogebra-Arbeitsblatt](#) gefragt, welcher Ast einer Lösung entspricht!

Eine interessante Frage wäre, ob der vom Geschöß zu übertragende Impuls gefährlich werden könnte: Wie groß ist Geschwindigkeitskomponente des Geschößes normal zur Geschwindigkeitsrichtung des Zieles? Für große ω bewegt sich das Geschöß beinahe synchron zum Ziel und ist deshalb ungefährlich.

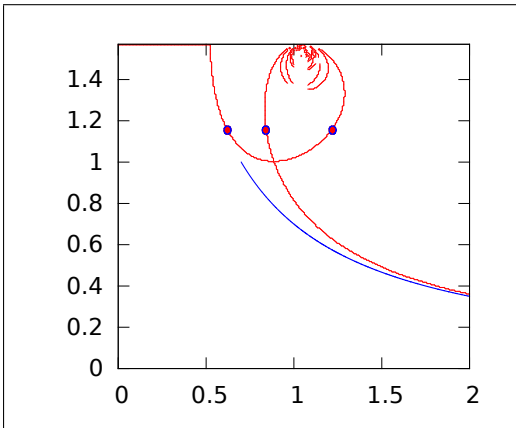


Abb.9 : Welcher Ast zählt?

Wie man sieht gilt der Vorhaltewinkel $\phi = 1.155$ für $\omega = 0.622$, $\omega = 0.84$ und $\omega = 1.22$. Wir überprüfen an Hand des [Geogebra-Arbeitsblatts](#) welcher Ast einer Lösung entspricht!

Auf Grund der Näherung (blau) würde ich den mittleren Ast der roten Kurve favorisieren - der kommt schließlich mit "blau" daher und dass in der Physik eine Unstetigkeitsstelle ("Eck") herrschen soll ist eher unwahrscheinlich.

Nachdem man den Schieberegler für t auf 10 raufgesetzt hat, kann man sich davon überzeugen, dass dies wirklich die einzige Lösung ist!

Damit beenden wir unseren "kleinen" Ausflug in die Welt der rotierenden Scheiben!