
Beziehungen zwischen Mathematik und Physik in der Ingenieurausbildung

Lothar Teschke

Hochschule für Angewandte Wissenschaften Hamburg, Fachbereich Naturwissenschaftliche Technik
Lohbrügger Kirchstr. 65, D-21033 Hamburg, Deutschland

Wesentliche Schwierigkeiten im physikalischen Teil der akademischen Ausbildung in den Ingenieurwissenschaften sind die folgenden: Einmal fehlt größtenteils der mathematische Vorlauf. Das bedeutet, dass in der Regel auf Kenntnisse der Theorie der Differentialgleichungen verzichtet werden muss. Dadurch kann die Herleitung der physikalischen Gesetze aus den experimentellen Befunden nicht exakt vorgenommen werden. Zum anderen muss beachtet werden, dass außerhalb der Mathematik, und damit in der Physik und erst recht in den Ingenieurwissenschaften mit ihren endlichen Grundstrukturen, überhaupt keine Grenzwerte gebildet werden können. Das hat zur Folge, dass in der Physik beim konkreten Berechnen einer Ableitung der Differentialquotient näherungsweise durch den Quotienten *unendlich kleiner Größen* zu ersetzen ist. Diese Größen sind sehr wohl endlich, aber physikalisch hinreichend klein.

EINLEITUNG

In der Ingenieurausbildung kann man die Beziehungen zwischen Mathematik und Physik, d.h. vor allem die Anwendung mathematischer Methoden in der Physik und die Benutzung physikalischer Beispiele in der Mathematik, sowohl in der Physik- wie auch in der Mathematikausbildung darlegen.

Gegen die erste Variante spricht die Tatsache, dass beide Disziplinen schon am Anfang des Studiums beginnen und dass deshalb in der Physikausbildung nicht auf gesicherten Mathematikkenntnissen aufgebaut werden kann.

Deshalb ist grundsätzlich anzustreben, dass die Physikausbildung möglichst erst nach der *Mathematikausbildung* beginnt. Und deshalb werden hier die Beziehungen zwischen beiden Disziplinen so geschildert, wie sie in der Mathematikausbildung realisiert werden können; und zwar anhand von üblichen Beispielen aus einer solchen Mathematikvorlesung.

Wir wollen uns dabei auf die Probleme aus der Analysis beschränken und beginnen mit der viel diskutierten Frage der *physikalisch unendlich kleinen Größen*.

ABLEITUNG UND DIFFERENTIAL-QUOTIENT

Zur Vorbereitung der folgenden Abschnitte wird hier zunächst die übliche Definition der Ableitung als Grenzwert angegeben, der lineare Anteil des Funktionszuwachses gekennzeichnet und schließlich die Ableitung als Quotient von Differentialen beschrieben.

Ableitung als Grenzwert

Gegeben sei eine Funktion $f: x \rightarrow f(x)$. Man betrachte sie an einer festen Stelle x . Mit einer weiteren Veränderlichen h bilde man die Funktion $g: h \rightarrow g(h)$ mit

$$g(h) := \frac{f(x+h) - f(x)}{h}$$

und bilde

$$\lim_{h \rightarrow 0} g(h).$$

Existiert dieser Grenzwert, so nennt man ihn Ableitung von f an der Stelle x (Abbildung 1):

$$f'(x) := \lim_{h \rightarrow 0} \frac{f(x+h) - f(x)}{h}$$

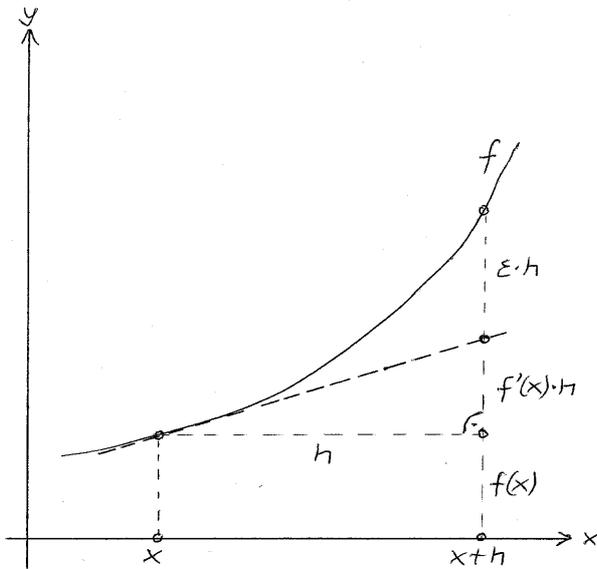


Abbildung 1.

Eine andere Sprechweise ist

$$f'(x) =: \frac{dy}{dx} \text{ (gesprochen: } dy \text{ nach } dx\text{)}.$$

Linearer Anteil des Funktionszuwachses

Weiterhin sei x fest und h veränderlich. Dann bedeutet der Grenzwert $f'(x)$:

Für jedes h gibt es ein ε , das zusammen mit h gegen Null strebt, mit

$$\frac{f(x+h) - f(x)}{h} = f'(x) + \varepsilon$$

oder

$$f(x+h) = f(x) + f'(x) \cdot h + \varepsilon \cdot h$$

Dabei ist also

$$f(x) + f'(x) \cdot h$$

der lineare Anteil von $f(x+h)$ bezüglich der Veränderlichen h . Geometrisch bedeutet dies das Ersetzen der Kurve durch die Tangente (Abbildung 1).

Ableitung als Quotient von Differentialen

Man setze $dx := h$ sowie

$$dy := h \cdot f'(x) = f'(x) \cdot dx$$

und nenne dx und dy *Differential*. Bildet man den Quotienten von dy und dx , so erhält man

$$\frac{dy}{dx} = f'(x) \text{ (gesprochen: } dy \text{ durch } dx\text{)},$$

also den *Differentialquotient* der *endlichen* Größen dy und dx (Abbildung 1).

ANWENDUNG MATHEMATISCHER BEGRIFFE IN DEN NATUR- UND INGENIEURWISSENSCHAFTEN

Exakte Größen in der Mathematik, Näherungsgrößen in den Naturwissenschaften

Zunächst muss bemerkt werden, dass exakte Größen, wie man sie in der Mathematik kennt, in der Physik nicht auftreten, sondern nur Näherungsgrößen. Durch Experimente nicht entscheidbar und damit *ohne physikalischen Sinn* sind zum Beispiel die Fragen, ob ein Stab die Länge ein Meter, ein Körper die Masse ein Kilogramm oder eine Zeitspanne die Dauer von einer Sekunde hat. Ebenfalls durch Experimente nicht entscheidbar und deshalb *ohne physikalischen Sinn* ist die Frage, ob die Länge eines Stabes rational oder irrational ist. Bei der prinzipiell erfolglos bleibenden Verfolgung dieses Problems wird jedoch der Näherungscharakter jeder Teillösung besonders deutlich. Von großer Bedeutung ist weiterhin, dass in der Physik grundsätzlich keine Grenzwerte gebildet werden können. Es müssen dabei nämlich unendliche Mengen benutzt werden, in der Physik sind aber nur endliche Strukturen vorhanden:

So wird nach der vorwiegend akzeptierten Urknalltheorie geschätzt, dass das endliche Weltall ungefähr 10^{90} Protonen enthält. Der endlichen Anzahl von Elementarteilchen entspricht ein endlicher Energievorrat, der wiederum in endlich viele Teile zerfällt. Denn PLANCK zeigte 1900, dass kein stetiger Energiefluss existiert, sondern die Energie nur in Quanten mit dem Wirkungsquantum

$$h = 6,626 \cdot 10^{-34} \cdot J \cdot s$$

abgegeben wird. Daraus resultiert, dass auch eine kleinste PLANCK-Länge

$$(h \cdot G \cdot c^{-3})^{\frac{1}{2}} \approx 10^{-35} m$$

und eine PLANCK-Zeit

$$(h \cdot G \cdot c^{-5})^{\frac{1}{2}} \approx 10^{-34} s$$

existieren, wobei G die Gravitationskonstante und c die Lichtgeschwindigkeit bedeutet [2]. Auch Felder treten nur quantenhaft auf, wie zum Beispiel das Gravitationsfeld in Form von Gravitonen.

Idealisierungen

Um nun überhaupt quantitative Naturwissenschaft betreiben zu können, werden sogenannte Idealisierungen vorgenommen. Idealisierung bedeutet in diesem Zusammenhang, dass die Wirklichkeit als

so abgeändert betrachtet wird, dass einmal die analytischen Ausdrücke zur Formulierung der Gesetze möglichst einfach und zwar möglichst linear werden. Zum anderen aber heißt das, dass gewisse reale Strukturen, und zwar insbesondere Raum und Zeit, als stetig und damit unendlich angenommen werden. Für die Ableitung in der Form als Quotient von Differentialen bedeutet das, dass man Differentialquotienten durch Differenzenquotienten ersetzt und umgekehrt.

Die Differenz

$$f(x + dx) - f(x)$$

wird durch den linearen Anteil

$$dy = f'(x) \cdot dx$$

ersetzt, wenn dx klein genug ist. Die Größen dx und dy werden oft *physikalisch unendlich kleine Größen* genannt. Es sind aber durchaus von Null verschiedene Größen.

Klein genug bedeutet, dass sie in dem betrachteten realen Zusammenhang klein genug sind, also zum Beispiel kleiner als der Bruchteil einer Wellenlänge, der Abstand zweier Elektronen im Atom, als die PLANCK-Länge oder die PLANCK-Zeit [1].

ANWENDUNGEN IN DER INTEGRALRECHNUNG

Zunächst soll auf die vorzunehmenden Idealisierungen bei der Berechnung von *Massenmittelpunkten* physikalischer Körper hingewiesen werden.

GULDIN-sche Regeln

Um den Massenmittelpunkt S einer *ebenen Fläche* mit dem Flächeninhalt der Maßzahl A zu bestimmen, denkt man sich die Fläche als *dünne* Scheibe der Dicke Null, die homogen mit einer Substanz der Masse m und der Dichte ρ belegt ist, so dass also

$$m = \rho \cdot A$$

für die Masse dieser dünnen Scheibe gilt. Gilt für die Maßzahl des Flächeninhaltes

$$A = \int_a^b f(x) dx$$

so kann für die Koordinaten von S

$$x_s = \frac{1}{A} \int_a^b x \cdot f(x) dx \quad \text{und} \quad y_s = \frac{1}{2A} \int_a^b [f(x)]^2 dx$$

gezeigt werden. Zusammen mit dem Volumen

$$V = \pi \cdot \int_a^b [f(x)]^2 dx$$

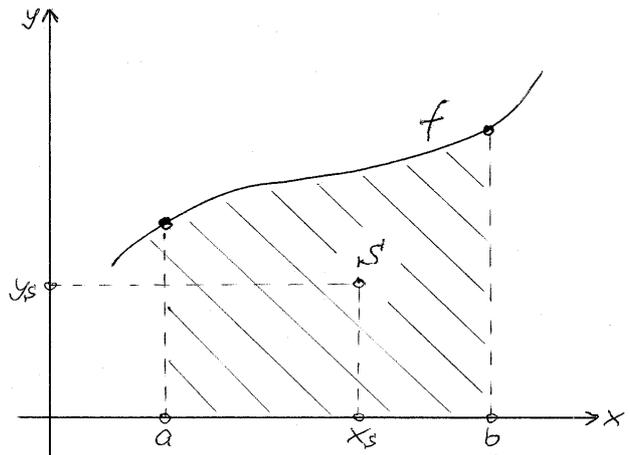


Abbildung 2.

des zugehörigen Rotationskörpers erkennt man die 1. GULDIN-sche Regel (Abbildung 2).

$$V = 2\pi \cdot y_s \cdot A$$

Um analog den Massenmittelpunkt T eines *Bogenstücks* der Längenmaßzahl s zu bestimmen, denkt man sich das Bogenstück als *dünnen* Draht wieder homogen mit einer Substanz der Masse m und der Dichte ρ belegt, so dass also $m = \rho \cdot s$ für die Masse dieses dünnen Drahtes gilt.

Für das Bogenstück gilt

$$s = \int_a^b \sqrt{1 + [f'(x)]^2} dx$$

und es können für die Koordinaten des Punktes T , der in der Regel nicht auf dem Bogenstück liegt, mit

$$t(x) := \sqrt{1 + [f'(x)]^2}$$

die Formeln

$$x_T = \frac{1}{s} \int_a^b x \cdot t(x) dx \quad \text{und} \quad y_T = \frac{1}{s} \int_a^b f(x) \cdot t(x) dx$$

gezeigt werden (Abbildung 3).

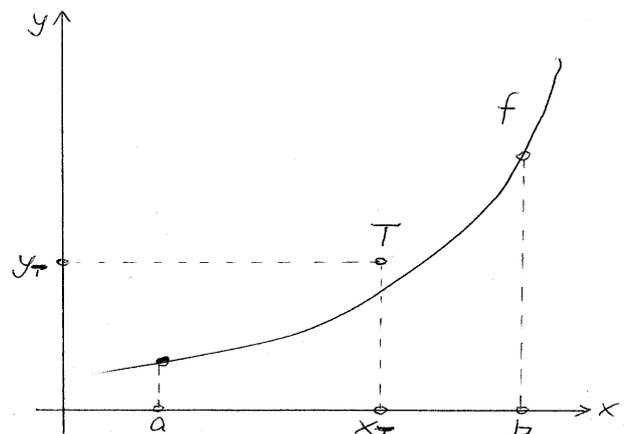


Abbildung 3.

Zusammen mit der Maßzahl

$$M = 2\pi \cdot \int_a^b f(x) \cdot t(x) dx$$

der Mantelfläche des zugehörigen Rotationskörpers erkennt man nunmehr die 2. GULDIN-sche Regel.

$$M = 2\pi \cdot y_T \cdot s.$$

Arbeit

Ein anderer Aspekt, was die systematische Darstellung physikalischer Tatsachen betrifft, soll am Begriff der Arbeit gezeigt werden.

Eine Kraft \vec{F} wirke auf einen Körper längs eines Weges \vec{s} : Man betrachte den Fall, dass beide Vektoren parallel verlaufen. In der Regel wird der Betrag der Kraft vom Betrag des Weges abhängig sein:

$$F : s \rightarrow F(s)$$

Man definiere

$$W := \int_{s_1}^{s_2} F(s) ds$$

für die von s_1 bis s_2 geleistete Arbeit (Abbildung 4) und betrachte folgende Spezialfälle.

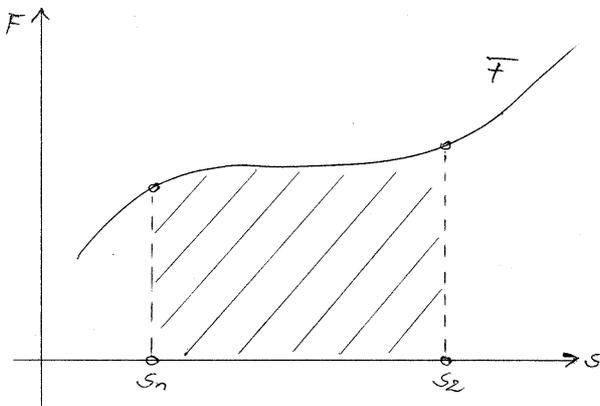


Abbildung 4.

Beschleunigungsarbeit

Nach dem 2. NEWTON-schen Axiom gilt

$$F(s) = m \cdot a(s)$$

wobei die Masse m des bewegten Körpers für gegenüber der Lichtgeschwindigkeit kleine Geschwindigkeiten \vec{v} konstant ist. Wegen

$$a \cdot ds = \frac{dv}{dt} \cdot v \cdot dt = v \cdot dv$$

gilt

$$W_B = m \cdot \int_{s_1}^{s_2} a ds = m \cdot \int_{v_1}^{v_2} v dv = m \left(\frac{v_2^2}{2} - \frac{v_1^2}{2} \right)$$

Die Herleitung benutzt den formalen Umgang mit Differentialen und ist ein schönes Beispiel für die Änderung der Integrationsgrenzen bei Wechsel der Integrationsvariablen.

Elastische Verformungsarbeit

Zur formal gleichen Formel führt die Arbeit, die bei der elastischen Verformung, zum Beispiel einer Feder, auftritt. Nach dem HOOKE-schen Gesetz gilt

$$F(s) = D \cdot s,$$

wobei die *Federkonstante* D im sogenannten *Elastizitätsbereich* der Feder konstant und F infolgedessen eine lineare Funktion ist (Abbildung 5).

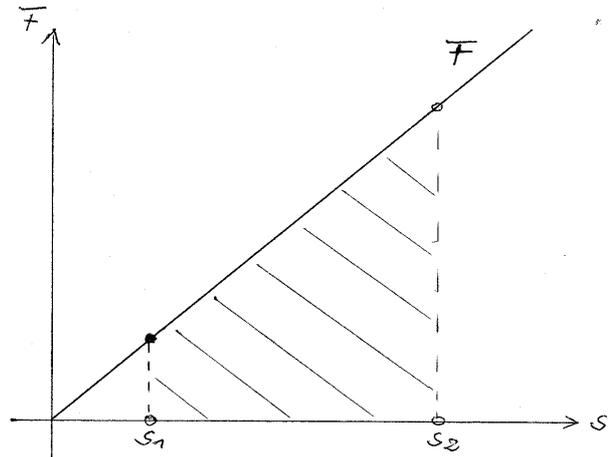


Abbildung 5.

Für diesen Bereich, der nur näherungsweise existiert, gilt also

$$W_E = D \cdot \int_{s_1}^{s_2} s ds = D \cdot \left(\frac{s_2^2}{2} - \frac{s_1^2}{2} \right)$$

Arbeit im Gravitationsfeld

Ein Körper der Masse m soll in einem Gravitationsfeld eines kugelförmigen Körpers der Masse M bewegt werden. Nach dem NEWTON-schen Gravitationsgesetz gilt

$$F(s) = G \cdot \frac{m \cdot M}{s^2}$$

mit der *Gravitationskonstanten* G (Abbildung 6).

Für die, übrigens vom Wege unabhängige, geleistete Arbeit gilt

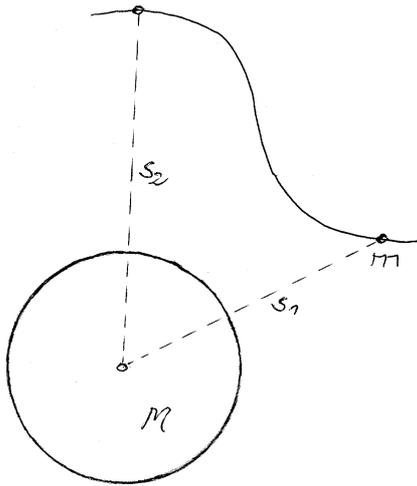


Abbildung 6.

$$W_G = G \cdot m \cdot M \cdot \int_{s_1}^{s_2} \frac{ds}{s^2} = G \cdot m \cdot M \left(\frac{1}{s_1} - \frac{1}{s_2} \right)$$

Soll der Körper ganz aus dem Feld entfernt werden, so folgt für $s_2 \rightarrow \infty$ sofort

$$W_G = \frac{G \cdot m \cdot M}{s_1}$$

was eine schöne Anwendung uneigentlicher Integrale darstellt.

Arbeit eines Gases

Schließlich soll die *isotherme Ausdehnungsarbeit* W_A eines *realen* Gases mit den Zustandsgrößen Druck p und Volumen V bei konstanter Temperatur T betrachtet werden (Abbildung 7). Es gilt hier

$$W_A = \int_{V_1}^{V_2} p(V) dV$$

Aus der VAN-DER-WAALS-schen Zustandsgleichung

$$\left(p + \frac{a}{V^2} \right) \cdot (V - b) = R \cdot T$$

mit den Konstanten a , b und R folgt

$$W_A = \int_{V_1}^{V_2} p(V) dV = \int_{V_1}^{V_2} \left(\frac{R \cdot T}{V - b} - \frac{a}{V^2} \right) dV$$

oder

$$W_A = R \cdot T \cdot \ln \frac{V_2 - b}{V_1 - b} + a \cdot \left(\frac{1}{V_2} - \frac{1}{V_1} \right)$$

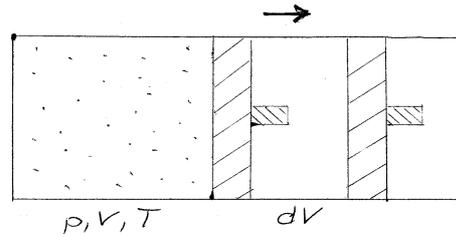


Abbildung 7.

DIFFERENTIALGLEICHUNGEN

Beispielhaft wird in den folgenden ersten beiden Abschnitten zunächst der *experimentelle Befund* dargestellt, anschließend der *mathematische Sachverhalt* als Anfangswertproblem einer Differentialgleichung 1. Ordnung beschrieben und schließlich die Lösung des Problems als physikalisches Gesetz formuliert. Im dritten Abschnitt wird die Schwingungsgleichung in Mechanik und Elektrik diskutiert.

Radioaktiver Zerfall

Sei $m: t \rightarrow m(t)$ die *Massefunktion* eines radioaktiven Materials der Masse $m(t)$ zur Zeit t sowie

$$\dot{m}(t) := \frac{dm(t)}{dt}$$

die so genannte *Zerfallsgeschwindigkeit*. Da nur endlich viele Atome vorliegen können, stellt diese Formulierung bereits eine erhebliche Idealisierung dar. Experimentell wird ermittelt, dass

$$\dot{m}(t) = -\lambda \cdot m(t)$$

Das bedeutet, dass die Zerfallsgeschwindigkeit zur Zeit t proportional ist zur vorhandenen Masse zu derselben Zeit t . Der Proportionalitätsfaktor $\lambda > 0$ die *Zerfallskonstante*, ist materialabhängig. Das Minuszeichen zeigt an, dass die Masse abnimmt. Ist m_0 die Anfangsmasse zum Zeitpunkt $t = 0$, so hat man die homogene lineare Differentialgleichung 1. Ordnung

$$\dot{m}(t) + \lambda \cdot m(t) = 0$$

mit dem Anfangswert $m(0) = m_0$ zu betrachten. Ihre allgemeine Lösung lautet

$$m(t) = C \cdot e^{-\lambda \cdot t}$$

$m(0) = m_0$ liefert $C = m_0$, sodass die partikuläre Lösung

$$m(t) = m_0 \cdot e^{-\lambda \cdot t}$$

das *radioaktive Zerfallsgesetz* darstellt (Abbildung 8).

Ist zur *Halbwertszeit* T die Hälfte des Materials zerfallen, gilt also

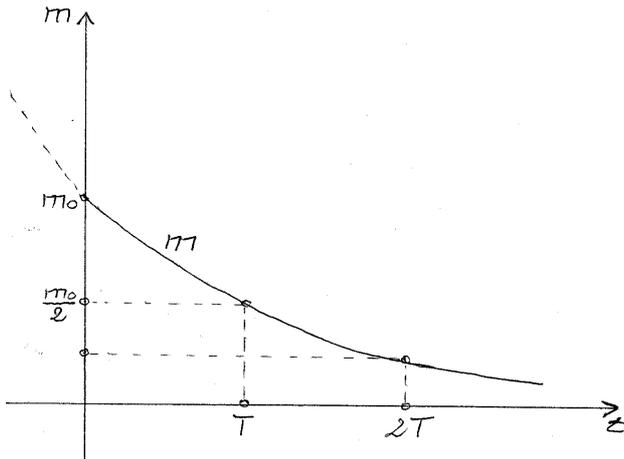


Abbildung 8.

$$\frac{m_0}{2} = m_0 \cdot e^{-\lambda T}$$

so folgt

$$T = \frac{\ln 2}{\lambda}$$

Das Wegfallen von m_0 in dieser Rechnung zeigt an, dass T nur vom Material und nicht von der Ausgangsmasse abhängt. Obwohl das Zerfallsgesetz den Ablauf des Zerfalls vollständig beschreibt, bleibt die Art des Zerfalls für die normale Anschauung völlig unerklärlich. Das wird nicht dadurch gebessert, dass man von einem Gesetz von *statistischem Charakter* spricht. Eine wichtige Aufgabe ist es, den Studierenden die Grenzen unserer Anschauung aufzuzeigen. Dies geschieht hier im atomaren Bereich.

Freier Fall mit Luftwiderstand

Sei \vec{F} die auf einen in Luft fallenden Körper der Masse m wirkende Gesamtkraft. Dann gilt

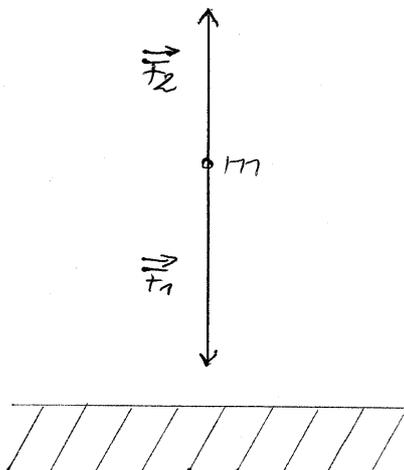


Abbildung 9.

$$\vec{F} = \vec{F}_1 + \vec{F}_2,$$

wobei \vec{F}_1 die Schwerkraft und \vec{F}_2 die von der Fallgeschwindigkeit \vec{v} abhängige Luftreibungskraft darstellt (Abbildung 9).

Außerdem gilt nach dem 2. NEWTON-schen Axiom

$$\vec{F} = m \cdot \frac{d\vec{v}}{dt}$$

Gesucht ist der Betrag $v(t)$ von \vec{v} zur Zeit t . Als experimentelle Befunde ergeben sich

$$F_1 = m \cdot g \quad \text{und} \quad F_2 = k \cdot v^2,$$

wobei \vec{g} die *Fallbeschleunigung* und k der *Luftreibungskoeffizient* ist. Daraus ergibt sich

$$m \cdot \frac{dv}{dt} = m \cdot g - k \cdot v^2,$$

da die beiden Kräfte entgegengesetzten Richtungssinn haben. Hier hat man also die *nichtlineare* Differentialgleichung 1.Ordnung

$$\frac{dv}{dt} = g - \frac{k}{m} \cdot v^2$$

zu lösen mit dem Anfangswert $v(0) = 0$, falls die Fallbewegung aus der Ruhe heraus erfolgt. Dies geschieht durch Trennung der Veränderlichen:

$$\frac{1}{g - \frac{k}{m} \cdot v^2} \cdot \frac{dv}{dt} = dt$$

Daraus ergibt sich als allgemeine Lösung

$$v(t) = \sqrt{\frac{m \cdot g}{k}} \cdot \tanh\left(\sqrt{\frac{g \cdot k}{m}}(t + C)\right)$$

wobei $v(0) = 0$ sofort $C = 0$ ergibt. Die partikuläre Lösung

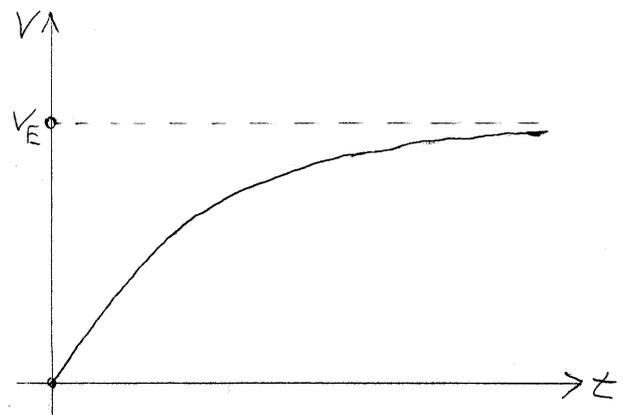


Abbildung 10.

$$v(t) = \sqrt{\frac{m \cdot g}{k}} \cdot \tanh\left(\sqrt{\frac{g \cdot k}{m}} \cdot t\right)$$

liefert also das gesuchte Geschwindigkeitsgesetz.

Für $t \rightarrow \infty$ erhält man die sogenannte *Endgeschwindigkeit* \vec{v}_E , die am Fallschirmsprung illustriert werden kann (Abbildung 10).

Wegen

$$\lim_{t \rightarrow \infty} \tanh\left(\sqrt{\frac{g \cdot k}{m}} \cdot t\right) = 1$$

folgt

$$v_E = \lim_{t \rightarrow \infty} v(t) = \sqrt{\frac{m \cdot g}{k}}$$

Schwingungsgleichung

Als Anwendung der Differentialgleichungen höherer Ordnung ist für den Ingenieur die Schwingungsgleichung von besonderer Bedeutung. Zunächst sollen die *Analogien* der mechanischen und elektrischen Gleichung hervorgehoben werden:

Im mechanischen Falle gilt nämlich zum Beispiel für eine Feder (Abbildung 11)

$$m \cdot \ddot{x} + b \cdot \dot{x} + d \cdot x = F,$$

wobei b der durch die Geschwindigkeit bedingte *Reibungsfaktor*, d die *Federkonstante*, $F = F(t)$ der von der Zeit abhängige Betrag der am Körper der Masse m angreifenden Kraft F und $x = x(t)$ seine Auslenkung sein sollen.

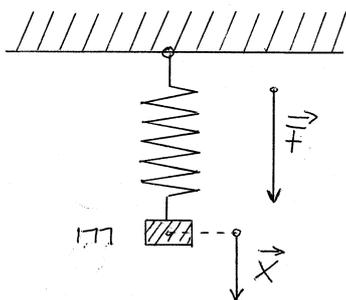


Abbildung 11.

Verschiedene Realisierungen schwingender mechanischer Systeme durch Federn, Pendel, biegsame Stäbe und Platten sowie durch Flüssigkeitskörper sollten benannt werden.

Analog zur eben genannten Gleichung gilt im elektrischen Falle

$$L \cdot \ddot{i} + R \cdot \dot{i} + \frac{1}{C} \cdot i = u_a$$

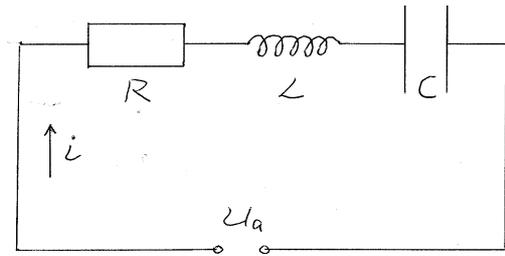


Abbildung 12.

wobei L die *Induktivität* der Spule, R der OHM'sche *Widerstand*, C die *Kapazität* des Kondensators, $u_a = u_a(t)$ die von außen angelegte Spannung sowie $i = i(t)$ die *Stromstärke* in einem Schwingkreis sein sollen (Abbildung 12).

Für die *Eigenkreisfrequenz* ω_0 des Systems gilt dann

$$\omega_0^2 = \frac{d}{m} \quad \text{bzw.} \quad \omega_0^2 = \frac{1}{L \cdot C}$$

sowie für den *Dämpfungsfaktor*

$$\delta = \frac{b}{2m} \quad \text{bzw.} \quad \delta = \frac{R}{2L}$$

Ist $\delta = \omega_0$ so spricht man vom *aperiodischen Grenzfall*. Aus in 3.1 dargelegten Gründen kann dieser physikalisch nicht eintreten.

Stattdessen hat man für $\delta < \omega_0$ den *Schwingungsfall* der gedämpften Schwingung (Abbildung 13) mit der Kreisfrequenz

$$\omega_d = \sqrt{\omega_0^2 - \delta^2}$$

und für $\delta > \omega_0$ den *Kriechfall*, bei dem wegen zu großer Reibung das System nicht mehr schwingen kann (Abbildung 14).

Ist die Differentialgleichung homogen, spricht man von einer *freien*, ist sie inhomogen von einer *erzwungenen* Schwingung. Gilt dann im mechanischen Fall

$$F(t) = F_0 \cdot \sin(\omega t)$$

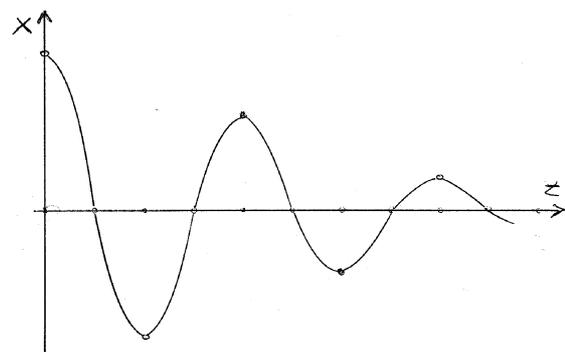


Abbildung 13.

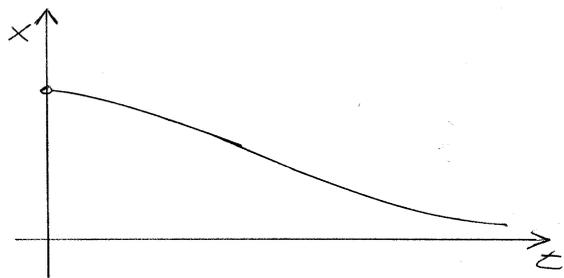


Abbildung 14.

mit der Erregerkreisfrequenz ω , so hat eine partikuläre Lösung der Differentialgleichung zum Beispiel die Form

$$x_p = A \cdot \sin(\omega \cdot t - \varphi)$$

mit der Amplitude A und der Phasenverschiebung φ . A und φ sind beide von ω abhängig. Für die Amplitude (Abbildung 15) erhält man die Resonanzfunktion

$A: \omega \rightarrow A(\omega)$ mit

$$A(\omega) = \frac{F_0}{m \cdot \sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\delta^2 \omega^2}}$$

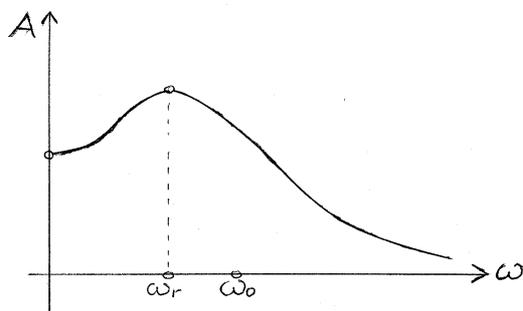


Abbildung 15.

Bei der Suche nach den Extremwerten dieser Funktion ergibt sich, dass A maximal wird für

$$\omega_r = \sqrt{\omega_0^2 - 2\delta^2}$$

mit

$$A(\omega_r) = \frac{F_0}{2m \cdot \delta \cdot \omega_d}$$

Für

$$\delta = 0 \quad \text{oder} \quad \omega_r = \omega_0,$$

also bei fehlender Reibung, tritt die sogenannte Resonanzkatastrophe ein (Abbildung 16), die reizvolle ingenieurtechnische Anwendungen gestattet.

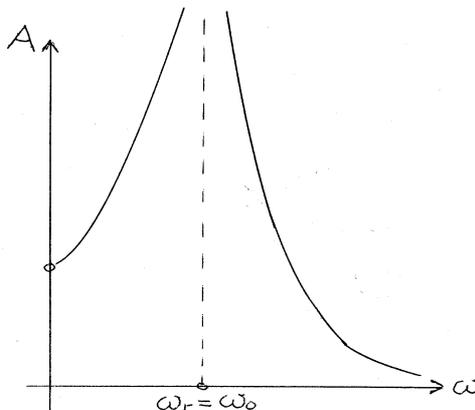


Abbildung 16.

REFERENZEN

1. Courant, R., *Vorlesungen über Differential- und Integralrechnung, Band 1*. Berlin: Springer Verlag (1955).
2. Gorelik, G., *Meine antisowjetische Tätigkeit ... Russische Physiker unter Stalin*. Braunschweig: Verlag Vieweg (1995).

BIOGRAPHIE



Lothar Teschke ist Professor für Mathematik und Physik an der Hochschule für Angewandte Wissenschaften Hamburg. Er wurde am 24. Juli 1936 in Riesenburg/Westpreussen geboren. Er promovierte 1973 über Gruppentheorie an der Universität Halle und habilitierte sich 1978 an der

Technischen Hochschule Ilmenau auf dem Gebiet der mathematischen Optimierung. Von 1991-1994 war er Rektor der Fachhochschule Merseburg, von 1996-1998 Vizepräsident der Fachhochschule Hamburg.