

| | | | | |
|-------|---------|---------------|--------|-------------------------|
| TELMA | Band 48 | Seite 81 - 88 | 3 Abb. | Hannover, November 2018 |
|-------|---------|---------------|--------|-------------------------|

Physik der Massenverlagerung von Torfen am Hang

Physics of downslope moving of masses of peat

VOLKER SCHWEIKLE

Zusammenfassung

Moorbrüche (Massenverlagerung von Torf) an Hängen werden in der Literatur häufig nur als Ereignis beschrieben. Ursachen und physikalische Gesetzmäßigkeiten diskreter Moorkörper, die erst rutschen, dabei gedehnt werden, dann abreißen und weiter rutschen, werden vorgestellt und diskutiert.

Abstract

Downslope movement of peat has been reported in literature just as an incidence. Reason and physical laws are presented and discussed of discrete peat bodies, which are getting stretched, teared and then continue to slip downhill.

1. Einleitung und Methodik

Hangmoore sind in Mittel- und Hochgebirgen Europas nicht selten und Moorbrüche, d.h. Massenverlagerung von Torf (Turfafluktion), sind bekannt: KAULE & GÖTTLICH (1990), CARDOGAN (2016) und WARBURTON et al. (2004). Von einem Palsen abrutschende Torfe bilden Ringwälle, wie im Uferbereich des Torneträsk (68° 13' 31,81" N, 19° 43' 24,66" E; Abisko, Nordschweden), und im Schwarzwald gibt es Torfloben im NE des Wildseemoors bei Wildbad sowie bei Schonach im Blindenseemoor am Lagg im Osten (mündl. Mitteilung A. Hölzer). Bei Moorbrüchen rutscht ein Torfkörper, wird gedehnt, reißt ab und rutscht hangab und wird dabei oft chaotisch zerlegt. Für Dehnung und Abriss werden modifizierte Modelle von INGLIS, GRIFFITH und KOLOSOFF (zitiert bei GORDON 1989) und zur Massenbewegung ein Modell angewandt, das sich auf schiefe Ebene und Reibung stützt. Die formale Bearbeitung folgt GORDON (1989; Kapitel 2.3) und KUCHLING (2011; Kapitel 2.1, 2.2.1 bis 3 und 2.4).

2. Ergebnisse

2.1 Kräfte am Hang

Die an einem Torfkörper angreifenden Kräfte am Hang sind in Abbildung 1 als Vektoren dargestellt.

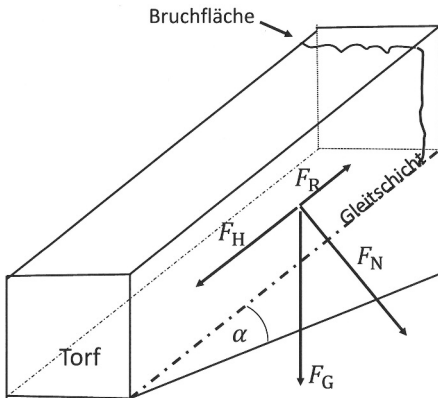


Abb. 1: An einem Torfkörper am Hang angreifende Vektoren ($[\vec{F}] = \text{N}$) sind Gewichtskraft $\vec{F}_G = m \cdot g$, Hangabtriebskraft $\vec{F}_H = \vec{F}_G \cdot \sin \alpha$, Normalkraft $\vec{F}_N = \vec{F}_G \cdot \cos \alpha$, Reibkraft $\vec{F}_R = \mu \cdot \vec{F}_N$, Masse der Last m/kg , Erdbeschleunigung $g/\text{m} \cdot \text{s}^{-2}$, Hangneigung $\alpha/^\circ$ und Reibungsbeiwert $\mu/-$.
 Vectors of forces acting on a peat body ($[\vec{F}] = \text{N}$) are force of weight $\vec{F}_G = m \cdot g$, force acting downhill $\vec{F}_H = \vec{F}_G \cdot \sin \alpha$, force perpendicular on $\vec{F}_N = \vec{F}_G \cdot \cos \alpha$, force of friction $\vec{F}_R = \mu \cdot \vec{F}_N$, mass of peat m/kg , gravitational pull of the earth $g/\text{m} \cdot \text{s}^{-2}$, inclination $\alpha/^\circ$ and coefficient of friction $\mu/-$.

2.2 Gleiten am Hang

Damit wasserreiche, zähflüssige Torfkörper hangab rutschen, muss

$$\vec{F}_L = \vec{F}_H - \vec{F}_R = \vec{F}_G \cdot \sin \alpha > \vec{F}_R = \mu \cdot \vec{F}_G \cdot \cos \alpha \quad \text{bzw.} \quad \sin \alpha > \mu \cdot \cos \alpha \quad \text{sein.}$$

Die vektoriellen Größen \vec{F} haben die Einheit N und sind in Abbildung 1 definiert. Die Haftreibung μ_0 wirkt am Hang bei ruhendem Torfkörper bis er zu rutschen beginnt. Beim Rutschen setzt Gleitreibung μ ein. Sie ist unabhängig von der Geschwindigkeit einer rutschenden Masse und immer kleiner als μ_0 .

Die Gleitreibungskraft \vec{F}_R ist der Hangabtriebskraft \vec{F}_H entgegengesetzt, so dass

$$\vec{F}_L = \vec{F}_H - \vec{F}_R = \vec{F}_G (\sin \alpha - \mu \cdot \cos \alpha)$$

mit $L = \text{Last}$ ist.

Die potenzielle Energie W_L/J eines Torfpaketes bezogen auf eine Höhe h/m und die zurückgelegte/-legbare Strecke des Schwerpunktes s/m beträgt

$$h = s \cdot \sin \alpha \text{ und } W_H = s \cdot \vec{F}_G \cdot \sin \alpha \text{ und die Reibungsenergie } W_R = \mu \cdot s \cdot \vec{F}_G \cdot \cos \alpha.$$

Damit beträgt die für den Hangabtrieb verfügbare Energie

$$W_L = W_H - W_R = s \cdot \vec{F}_G \cdot \sin \alpha - \mu \cdot s \cdot \vec{F}_G \cdot \cos \alpha = s \cdot \vec{F}_G \cdot (\sin \alpha - \mu \cdot \cos \alpha).$$

Die Reibungsenergie wird zwischen den aufeinander reibenden Flächen in Wärme und Schiebung (veraltet Scherung) aufgeteilt (Schiebung im Untergrund in, im rutschenden Torfpaket gegen die Rutschrichtung). Hangneigung und Eigenschaften des Untergrundes können wechseln und damit auch der Reibungsbeiwert, der bei Torf vermutlich abhängig ist von Konsistenz, Durchwurzelung, Torfart und Anderem. Daten zu μ wurden in der Literatur nicht gefunden.

Die maximale Geschwindigkeit $v_\mu/m \cdot s^{-1}$, die ein rutschendes Torfpaket von der Höhe h/m aus erreichen kann, errechnet aus $W_L = \frac{1}{2} \cdot m \cdot v_\mu^2 = W_L = m \cdot g \cdot h$ beträgt mit dem zurücklegbaren Weg am Hang s/m und dem Gefälle $\alpha/^\circ$ bei berücksichtigter Gleitreibung

$$v_\mu = \sqrt{2 \cdot s \cdot g(\sin \alpha - \mu \cdot \cos \alpha)}/m \cdot s^{-1}$$

Hohe rechnerische Rutschgeschwindigkeiten werden jedoch nicht erreicht, weil die Vortriebsenergie von Torfpaketen in Dehnung, Zerlegung und zusätzliche Reibung zwischen Bruchstücken (Turbulenzen) sowie Stauchung, bedingt durch lateral und im Gefälle variierende α und μ (bei einer Staublawine auch durch Luftwiderstand), verringert wird.

2.3 Dehnen und Abreißen eines Torfpaketes

2.3.1 Dehnen

Ein Torfpaket rutscht auf einer Gleitschicht hangab, wird vom hangauf liegenden, fixierten Torf gehalten und dabei gedehnt, wobei sich Form und Volumen verändern (Abb. 2). Beim Rutschen mit Dehnen wird die potenzielle Energie der Lage (h/m) auf das Torfpaket übertragen.

Die am Torfpaket angreifende Kraft \vec{F}_L/N beträgt

$$\vec{F}_L = \vec{F}_D = \vec{F}_H - \vec{F}_{Re} - \vec{F}_{Ri} - \vec{F}_F = \vec{F}_G \cdot \sin \alpha - \mu_e \cdot \vec{F}_G \cdot \cos \alpha - \mu_i \cdot \vec{F}_G - \vec{F}_F.$$

Bezogen auf die gedehnte/-dehnbare Strecke Δ/m beträgt die für den Hangabtrieb verfügbare Energie (die Reibungsenergie wird in Wärme umgewandelt)

$$\begin{aligned} W_L = W_D &= W_H - W_{Re} - W_{Ri} - W_F = \Delta \cdot (\vec{F}_H - \vec{F}_{Re} - \vec{F}_{Ri}) - \Delta \cdot \vec{F}_F \\ &= \Delta \cdot \vec{F}_G \cdot (\sin \alpha - \mu_e \cdot \cos \alpha - \mu_i) - k \cdot \Delta \cdot \vec{F}_F^2, \end{aligned}$$

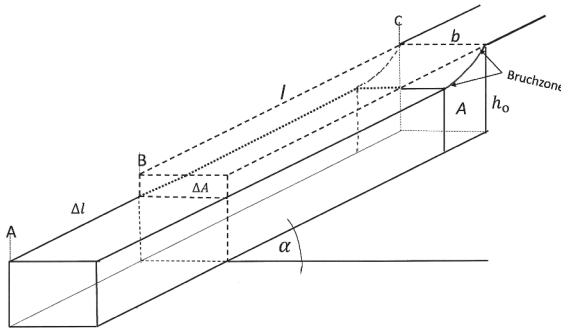


Abb. 2: Gedehntes Torfpaket ohne Querkontraktion, Querschnitt A/m^2 , Querschnittsverlust $\Delta A/\text{m}$, Anfangslänge l/m , Dehnungslänge $\Delta l/\text{m}$, beim Bruch $\Delta l_{\text{max}}/\text{m}$, Breite b/m und Objekthöhe h_o/m . Stretched body of peat without lateral contraction, cross section A/m^2 , loss of cross section $\Delta A/\text{m}$, initial length l/m , additional length by stretch $\Delta l/\text{m}$, length of stretch at breaking $\Delta l_{\text{max}}/\text{m}$, width b/m and height of the object h_o/m of the peat body.

mit Energie W/J , Kraftvektor \vec{F}/N , $L = D = \text{Dehnung}$, $H = \text{Hangabtrieb}$, $R_e = \text{Reibung zwischen Liegendem und Hangendem}$, $R_i = \text{innere Reibung eines Torfpaketes bei Dehnung}$, $F = \text{Federkraft}/\text{N}$, $G = \text{Gewichtskraft}/\text{N}$, $\Delta F = \text{Rückstell-/Rückfederweg eines Torfpaketes}$, Reibungsbeiwert $\mu/-$, Gefälle $\alpha/^\circ$ und Federkonstante $k_F/\text{N} \cdot \text{m}^{-1}$. Im Folgenden werden Reibungskräfte und Federkraft nicht mehr berücksichtigt.

Die an einer Fläche A/m^2 angreifende Dehnungskraft F_D/N wird indiziert mit

$$\frac{F_D}{A} = \sigma = E \cdot \varepsilon = E \cdot \frac{\Delta l}{l}$$

mit dem Elastizitätsmodul $E/\text{J} \cdot \text{m}^{-3}$, der Anfangslänge l/m und der zusätzlichen Dehnungslänge $\Delta l/\text{m}$. Hinweis: $E = \frac{\sigma}{\varepsilon} = \frac{\text{m} \cdot \text{g} \cdot \Delta l}{A \cdot \Delta l} = \frac{\text{m} \cdot \text{g} \cdot \Delta l}{\Delta l V} / \frac{\text{Nm}}{\text{m}^3} = \frac{\text{J}}{\text{m}^3}$; die Größe Δl wird aus Gründen der Verständlichkeit nicht gekürzt (!). Die Dehnungsenergie $W_D = \frac{\varepsilon \cdot \sigma}{2}$ wird mit $\varepsilon = \frac{\sigma}{E}$ zu $W_D = \frac{\sigma^2}{2E} / \text{J} \cdot \text{m}^{-3}$.

Den Abstand x/m zweier benachbarter atomarer Schichten eingesetzt ergibt

$$W_D = \frac{x \cdot \sigma^2}{2E}. \quad (\text{Gleichung 2.3.1})$$

Das Volumen des Torfes wird durch Dehnung verändert. Da ein Körper in Längsrichtung gedehnt und in Querrichtung kontrahiert wird, sollte die für einen Bruch notwendige Energie auf den kleineren Querschnitt $A - \Delta A$ bezogen werden:

$$\frac{\Delta V}{V} = \frac{\Delta l}{l} \cdot \frac{\Delta A}{A} = \frac{\Delta l}{l} (1 - 2\mu')$$

mit dem Volumen eines Torfkörpers V/m^3 , Querschnitt eines Torfkörpers vor Dehnung A/m und nach Dehnung $(A - \Delta A)/\text{m}$, Länge vor Dehnung in Längsrichtung l/m , die zusätzliche Länge nach Dehnung Δl indiziert eine Veränderung der o. a. Größen.

μ' beschreibt die Querkontraktion nach Poisson (Poisson-Zahl), besitzt keine Einheit und der numerische Wert liegt zwischen $0 < \mu' < 0,5$), üblicherweise bei 0,2 bis 0,5.

Ein Torfpaket wird gedehnt, wenn $\frac{p_2}{p_1} < 1$, bleibt unverändert, wenn $\frac{p_2}{p_1} = 1$ und komprimiert, wenn $\frac{p_2}{p_1} > 1$ (mit Dichte des Materials $p/\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$ mit $_1$ vor und $_2$ nach Dehnung/-Kompression).

Bei plastischem Verhalten stark zersetzter Torfe ist die Dehnung irreversibel und die innere Reibung wird in Wärmeenergie umgewandelt.

Bei elastischem Verhalten wenig zersetzter Torfe ist Dehnung reversibel, weil Strukturelemente des Materials bei Zug auf ein höheres labiles Energieniveau gehoben werden und bei Entlastung wieder auf das ursprüngliche Energieniveau zurückfedern. Bei Torfen muss, abhängig vom Zersetzungsgrad, sowohl mit elastischem als auch mit plastischem Verhalten gerechnet werden. Elastisches Verhalten und die Veränderung des Volumens werden im Folgenden nicht berücksichtigt, weil bei der Ermittlung von Materialkoeffizienten i.d.R. der Ausgangsquerschnitt zugrunde gelegt wird.

2.3.2 Reißen

Ein Torfpaket reißt von einem Torfkörper ab, wenn die Dehnungskraft die Bruchkraft, bzw. der Energieaufwand zum Abreißen die einem Material eigene Bindungsenergie übersteigt.

Die flächenbezogene Bruchenergie $\gamma = \frac{W_B}{2A} = \frac{F_B \cdot \Delta_{\max}}{2\Delta_{\max} \cdot b} / \text{J} \cdot \text{m}^{-2}$ (Gleichung 2.3.2)

mit der Bruchkraft F_B/N , der Dehnung des Torfes beim Reißen Δ_{\max}/m , der Abreißfläche A/m^2 , der Breite eines Torfpaketes b/m . γ , in der Literatur auch mit σ indiziert, beschreibt die Oberflächenenergiedichte (veraltet: Oberflächenspannung) eines Torfkörpers.

Dehnungs- und Bruchenergie (Gleichungen 2.3.1 und 2.3.2) gleichgesetzt, bei maximaler Dehnung kurz vor dem Reißen, ergibt

$$\gamma = \frac{x \cdot \sigma_{\max}^2}{2E}, \text{ aufgelöst nach } \sigma_{\max}^2 = \frac{2E\gamma}{x} \text{ mit } \sigma_{\max} = 2\sqrt{\frac{E\gamma}{x}} \text{ bzw. } \sigma_{\max} = \sqrt{\frac{E\gamma}{x}}.$$

Der numerische Faktor 2 entfällt, weil mit zunehmender Dehnung die interatomaren Kräfte so abnehmen, dass 1 gesetzt werden kann. Beim hookschen Gesetz bliebe 2 als Konstante erhalten.

Risse bilden sich an Schwachstellen, wo schon Mikrorisse und/oder Störungen/Unregelmäßigkeiten in Aufbau und Struktur eines Materials vorkommen, was in der Natur eher Regel als Ausnahme ist. Beginnt ein Material zu reißen, muss dem Bereich des Risses

solange Energie zugeführt werden, bis eine kritische Länge L_{krit} erreicht ist (Abb. 3: Nullpunkt bis zum Minimum der Summenkurve Σ_{min}), ab der die Dehnungsenergie größer wird als die Bruchenergie des Materials und damit der Energiebedarf zur weiteren Rissbildung ausreicht. Ab Σ_{min} wird im cm-Bereich beidseitig eines Risses so viel Dehnungsenergie gespeichert, dass sich ein Riss erst langsam, dann aber immer schneller, ggf. schlagartig, ausbreitet mit völligem Abreißen eines kompletten Torfpaketes. Die kritische Länge L_{krit} , ab der Risse wachsen, beträgt

$$L_{\text{krit}} = \frac{1}{\pi} \cdot \frac{\text{Bruchenergie/Flächeneinheit}}{\text{Verformungsenergie/Volumeneinheit}} = \frac{1}{\pi} \cdot \frac{2\gamma E}{\sigma_{\text{max}}^2} / \text{m} \quad \text{und schätzt schnelles,}$$

selbstinduziertes Risswachstum materialbedingt oft zu früh.

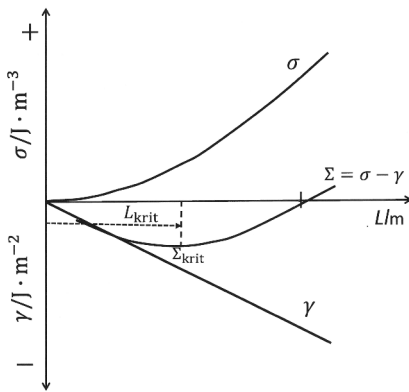


Abb. 3: Bilanz von Dehnungs- (σ) und Bruch- (γ) energie nach GORDON (1989)(verändert). Risslänge L/m , kritische Risslänge L_{krit}/m und Summenkurve Σ von $\sigma - \gamma$.
Balance of the work of stretching (σ) and breaking (γ), GORDON (1989); changed. Length of a crack L/m , critical length of a crack L_{krit}/m and curve of balance Σ of $\sigma - \gamma$.

Die Ausbreitungsgeschwindigkeit und der tatsächliche zum Reißen notwendige Energiebedarf hängt auch von der biologischen Struktur eines Materials ab. Zum Beispiel beträgt die Bruchenergie von Holz 15 000 und die von hochzugfestem Stahl 10 000 $\text{J} \cdot \text{m}^{-2}$ bei einer Zugfestigkeit von 100 bzw. 1000 $\text{J} \cdot \text{m}^{-2}$ und einer Oberflächenenergiedichte von 0,1 bzw. 2 $\text{J} \cdot \text{m}^{-2}$. Strukturbedingt bildet sich in Holz quer zum Riss eine Energiekonzentration aus, die neue Risse quer zur Rissrichtung fördert, so dass der ursprüngliche Riss nicht in seiner Richtung weiterlaufen kann.

Exkurs: Am Trauf der schwäbischen Alb öffnen sich Risse in tonigem Gestein bis 1 m Breite 10 m Länge und 2 m Tiefe, die sich wieder schließen können oder mit Wasser füllen, dann durch Streueintrag vermooren und bei sehr viel späterem Rutschen von Hangschuttmassen inkorporiert werden.

Risswinkel bei Zug entstehen senkrecht zur Zugrichtung. In der Literatur werden auch andere Winkel angegeben: z.B.: GORDON (1989) 45°, HILDEBRANDT & TROMBA (1987) 60°, 90° und 120° und SCHWEIKLE (1982) 30°, die vermutlich bei Druck- und nicht bei Zugkräften entstanden. Bei Druckkräften wirken auch Knickkräfte durch Auslenkung, deren Vektorsumme abweichende Bruchwinkel verursacht (BROCKS 2012). Die 15°-Schritte der Winkel dürften der Messgenauigkeit geschuldet sein.

3. Diskussion

In Torfen muss mit den Prozessen Rutschen und Strömen gerechnet werden. Wasser in großen Poren z.B. im Akrotelm strömt, während das darunter liegende Katotelm rutscht, ggf. durch Eigenlast auf einer Gleitschicht, wie über Mudden, über Eis mit angetauter Oberfläche oder geringer Verfilzung zwischen Schichtpaketen u. Ä. und zusätzlich durch Schiebung des darauf strömenden Wassers. Im zentralen Teil des Schwarzen Moores (50° 30' 45,39" N, 10° 4' 00,65" E, Rhön) sind Bulte und Schlenken parabolisch angeordnet, so dass (allerdings sehr langsame) laminare, viskose Strömung des Torfkörpers vermutet werden könnte, wie auch bei Aapa-Mooren im borealen Nordskandinavien.

Werden Torfschollen durch höhere Reibungsbeiwerte oder Abflachen des Hanges abgebremst, schieben sich Torfplatten übereinander, bei niedrigeren wird auch ein rutschender Torfkörper gedehnt und zu kleineren Schollen zerbrochen. Die Rutschung wird chaotisch und turbulent. Die beschriebenen Modelle gelten für Torf und Verlagerung aller Massen am Hang.

Nicht jede Rutschung folgt den oben beschriebenen Prozessen. Brüche entstehen auch durch Knicken (SCHULZE & LANGE 1967, WALKER 2000), was bei Torfen eher unwahrscheinlich ist, da nicht spröde genug, und Verdrängen mit seitlichem Hochquetschen von Torf durch anthropogene, kippende Auflasten (Grundbruch).

Die oben angestellten theoretischen Überlegungen gründen auf Theorien der Werkstoffkunde die für Moor und Torf und andere rutschfähige Substrate wie mineralische Böden und Sedimente, aber auch Schnee und Eis m.E. noch nicht angewandt wurden. Dementsprechend sucht man in der Literatur vergeblich nach einschlägigen Daten zu den oben zitierten Materialkoeffizienten.

4. Literaturverzeichnis

BROOKS, W. (2012): Manuskript zur Vorlesung „Plastizität zur Bruchmechanik“. (www.tf.uni-kiel.de/matwis/brocks/brocks_homepage_ge.html)(10.05.2016).

CARDOGAN, S. (2016): Bog burst at Glendine oregon water fall walk. <https://www.facebook.com/slievebloomoutdoors/posts/1109723359061061> (gelesen am 04.02.2016).

- GORDON, J.E. (1989): Strukturen unter Stress: mechanische Belastbarkeit in Natur und Technik; Heidelberg (Spektrum) (zitiert bei Gordon werden GRIFFITH, A. A. (1920): Philosophical Transactions of the Royal Society (London). A **221**, 163 ff. und INGLIS, C. E. (1913): Transactions of the Institute of Naval Architects **55**, 219 ff. sowie KOLOSOFF, G. V. (1914): Zeitschrift für mathematische Physik).
- HILDEBRANDT, S. & TROMBA, A. (1987): Panoptimum; Heidelberg (Spektrum).
- KAULE, G. & GÖTTLICH, K.-H. (1990): Sonderstellung der Moore in Volksglauben und Kunst. – In: GÖTTLICH, K.-H. (Hrsg.): Moor- und Torfkunde; Stuttgart (Schweizerbart).
- KUCHLING, H. (2007): Taschenbuch der Physik; München (Hanser).
- SCHWEIKLE, V. (1982): Gefügeeigenschaften von Tonböden; Stuttgart (Ulmer).
- SCHULZE, W. E & LANGE, J. (1976): Kleine Baustatik; Stuttgart (Teubner).
- WALKER, J. (2000): Der fliegende Zirkus der Physik, S. 50/2.51; München (Oldenbourg).
- WARBURTON, J., ANDREW, J. & MILLS, A.J. (2004): Hydrological controls of surficial mass movements in peat. Earth-Science Reviews **67**: 139-156. <https://researchgate.net/publication/222568587>).

Anschrift des Verfassers:

Prof. Dr. V. Schweikle
Ebertstraße 12a
D-69190 Walldorf
E-Mail: volker.schweikle@gmail.com

Manuskript eingegangen am 8. August 2018