

Zeitschrift: Schweizerische Bauzeitung
Herausgeber: Verlags-AG der akademischen technischen Vereine
Band: 73 (1955)
Heft: 17

Artikel: Über die Zerstörungskraft von Lawinen
Autor: Voellmy, A.
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-61903>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. [Siehe Rechtliche Hinweise.](#)

Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. [Voir Informations légales.](#)

Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. [See Legal notice.](#)

Download PDF: 14.03.2025

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, <https://www.e-periodica.ch>

untersuchten Belastungsbereich einen Gesamtwirkungsgrad von durchgehend rd. 90 % und damit eine hervorragend gute Brennstoffausnutzung. Auch der Wirkungsgrad des Kessels ohne Vorwärmer von 83 bis 86 % ist als sehr hoch zu bezeichnen. Der sehr geringe Restposten, der sich aus der Wärmebilanz für Strahlung und Leitung ergibt und nur 1,4

bis 1,9 % betrug, lässt vermuten, dass der erzeugte Dampf eine geringe Feuchtigkeit aufwies, die nicht gemessen werden konnte. Legt man eine den Verhältnissen angemessene Dampffuchtigkeit von 2 % zugrunde, so wird der Gesamtwirkungsgrad um höchstens 2 % verschlechtert; er darf auch dann noch als sehr günstig bezeichnet werden.

Über die Zerstörungskraft von Lawinen

Von Dr. A. Voellmy, Sektionschef der EMPA, Zürich

DK 624.182

Fortsetzung von Seite 217

3. Stau- und Druckwirkungen

a) Energiegleichung

Als Grundlage für die Berechnungen dient die Bewegungsgleichung von Euler-Bernoulli für kompressible Flüssigkeiten, wobei der Reibungswiderstand auf der meist kurzen Stau-Strecke vernachlässigt wird:

$$(17) \quad z' + \frac{v^2}{2g} + \int_{p_0}^p \frac{dp}{\gamma} = H$$

Hierin bedeutet z' die von einer horizontalen Bezugsebene aus gemessene Höhe der betrachteten Punkte in einem und dem selben Stromfaden, ferner:

v die Geschwindigkeit an der betrachteten Stelle,

$\int_{p_0}^p \frac{dp}{\gamma}$ die von der Kompressibilität abhängige Druckhöhe

$p_0 =$ Bezugs-Druckniveau, gewöhnlich normaler Atmosphärendruck.

$p = \gamma z$ der spezifische Druck an der betrachteten Stelle, in der Tiefe z unter der von der Stauwirkung abhängigen Flüssigkeitsoberfläche.

$H =$ die Energiehöhe, d. h. die Energie pro Gewichtseinheit der Flüssigkeit an der betrachteten Stelle.

Mit der Bedingung, dass im Lauf einer Lawine die Durchflussmenge pro Zeiteinheit angenähert konstant bleiben muss, zeigt Gl. (4. u. 17), dass stetige Querschnittsverengungen von durch Lawinen durchfahrenen Schluchten und Runsen in der Regel eine Geschwindigkeitserhöhung verursachen, während bei Erweiterungen die Geschwindigkeit nach Massgabe der seitlichen Ausbreitungsgeschwindigkeit herabgesetzt wird.

b) Kompressibilität des Schnees

aa) Die dynamische, elastische Kompression des Schnees ist hauptsächlich durch die Kompressibilität der Porenluft bedingt, das Gerüst der Eiskristalle leistet der Verdichtung nur geringen Widerstand, während die Zusammendrückbarkeit des Eises selbst gegenüber derjenigen des Porenmaterials zu vernachlässigen ist. Dementsprechend kann hier auch die Kompressibilität von wassergesättigtem Schnee vernachlässigt werden. Auch durch hohen Druck lässt sich die Porenluft nicht vollständig aus dem Schnee austreiben. Das durch rasche Kompression maximal erreichbare Raumgewicht γ_F von trockenem Schnee wird etwa demjenigen von festgelagertem Firnschnee ($\gamma_F \sim 800 \text{ kg/m}^3$) entsprechen, für trockenen, grobkörnigen Schnee kann der obere Grenzwert auf $\gamma_F \sim 600 \text{ kg/m}^3$ abfallen, während für nassen Schnee der oberste Grenzwert der Verflüssigung ($\gamma_F \sim 1000 \text{ kg/m}^3$) nahezu erreicht werden kann.

Das Raumgewicht des Schnees beträgt:

$$(18) \quad \gamma = \gamma_F (1 - V_L) + V_L \cdot \gamma_L$$

wobei V_L das austreibbare Luftvolumen pro Volumeneinheit bedeutet, es beträgt nach obiger Gleichung:

$$(18') \quad V_L = \frac{\gamma_F - \gamma}{\gamma_F - \gamma_L} \approx 1 - \frac{\gamma}{\gamma_F}$$

Unter Atmosphärendruck $p_0 = 1 \text{ at} \sim 10\,000 \text{ kg/m}^2$ ist in obiger Gleichung $\gamma = \gamma_0$ einzusetzen. Die Kompression der Porenluft im Schnee kann

als isotherm angenommen werden, da die entwickelte Wärme sogleich vom Schnee aufgenommen wird. Nach Boyle-Mariotte ist:

$$(p_0 + p) V_L = p_0 \frac{\gamma_F - \gamma_0}{\gamma_F} = p_0 V_{L0}$$

$$(18'') \quad V_L = \frac{p_0}{p_0 + p} \frac{\gamma_F - \gamma_0}{\gamma_F}$$

Unter dem dynamischen Ueberdruck p (über $p_0 = 1 \text{ at}$) beträgt das Raumgewicht des Schnees (Gewicht/komprimiertes Volumen)

$$(19) \quad \gamma_d = \frac{\gamma_0}{1 + \frac{p}{V_L - V_{L0}}} = \gamma_0 \frac{1 + \frac{p}{p_0}}{1 + \frac{\gamma_0}{\gamma_F} \frac{p}{p_0}}$$

Die dynamische Druckhöhe beträgt:

$$(20) \quad \int_{p_0}^p \frac{dp}{\gamma} = \frac{p}{\gamma_F} + \frac{p_0}{\gamma_0} \left(1 - \frac{\gamma_0}{\gamma_F}\right) \ln\left(1 + \frac{p}{p_0}\right)$$

z. B. wird für $\gamma_0 = 300 \text{ kg/m}^3$, $p_0 = 10\,000 \text{ kg/m}^2$
 $\gamma_F = 800 \text{ kg/m}^3$, $p = 10\,000 \text{ kg/m}^2$

$$\int_{p_0}^p \frac{dp}{\gamma} = 27,0 \text{ m} = \frac{p}{\gamma_m}, \text{ d. h. } \gamma_m = 370 \text{ kg/m}^3$$

Nach Gl. (19) ist unter dem dynamischen Druck $p = 10\,000 \text{ kg/m}^2$: $\gamma_d = 436 \text{ kg/m}^3$. Der Mittelwert während der Verdichtung beträgt

$$(21) \quad \gamma_m = \frac{\gamma_0 + \gamma_d}{2} = \frac{\gamma_0 + \frac{\gamma_0}{2} \left(1 + \frac{\gamma_0}{\gamma_F}\right) \frac{p}{p_0}}{1 + \frac{\gamma_0}{\gamma_F} \frac{p}{p_0}}$$

Im vorliegenden Fall ist $\gamma_m = 368 \text{ kg/m}^3$, d. h. die Druckberechnung darf mit γ_m nach Gl. (21) wie für ein inkompressibles Material durchgeführt werden.

bb) Die statische Zusammendrückung des Schnees ist in verwickelter Weise von der Grösse und Dauer des Drucks sowie von der Temperatur, Schneebeschaffenheit und Metamorphose abhängig. Ein ziemlich zutreffendes Bild des wirklichen Verhaltens lässt sich durch die Annahme gewinnen, dass die durch den Druck zunächst hervorgerufene Kompression der Porenluft während der Setzung durch festes Schneematerial

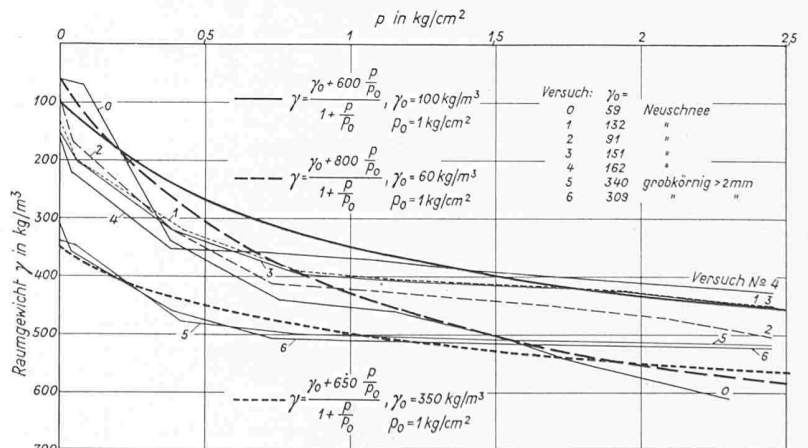


Bild 26. Verdichtung von Schnee mit verschiedenem Raumgewicht (S. L. F.)

ausgeglichen wird, wonach sich die Porenluft durch Abfluss spannt, ohne die eingetretene Setzung zu verändern.

Nach dieser Annahme ergeben Gl. (18) und (18''):

$$(22) \quad \gamma_{max} = \frac{\gamma_0 + \gamma_F \frac{p}{p_0}}{1 + \frac{p}{p_0}}$$

Für obiges Zahlenbeispiel wird $\gamma_{max} = 550 \text{ kg/m}^3$.

Die in grossen Zügen gute Uebereinstimmung dieses Ansatzes mit Verdichtungsversuchen ist aus den Bildern 26 und 27 ersichtlich (Versuchsergebnisse S. L. F.).

Die auf Bild 27 dargestellten Verdichtungen sind bei relativ höheren Temperaturen anfänglich grösser und werden dann bei höherem Druck geringer als bei tiefen Temperaturen. Rasche Verdichtung des Schnees kann eine anfänglich merkliche Erwärmung der Porenluft verursachen; der adiabatische Höchstwert der absoluten Temperatur $T = 273 + t$ erreicht ohne Wärmeabfluss

$$T = T_0 \left(1 + \frac{p}{p_0}\right)^{\frac{x-1}{x}}$$

wobei T_0 die Temperatur im Anfangszustand, bei $p_0 = 1 \text{ at}$ und p den Ueberdruck über Atmosphärendruck bedeutet. Das Verhältnis der spezifischen Wärmen der Luft für konstanten Druck bzw. konstantes Volumen beträgt:

$$x = \frac{c_p}{c_v} = \frac{0,237}{0,169} = 1,4$$

Die anfängliche Erwärmung und nachfolgende Abkühlung der Porenluft bewirkt eine intensive Metamorphose der Schneekristalle, die sich um so deutlicher auswirkt, je höher die Anfangstemperatur ist. Die durchschnittliche Erwärmung des Schnees bleibt dabei gering und wird bei den hier in Frage kommenden Drücken kaum $\frac{1}{2}^\circ \text{C}$ überschreiten.

Bild 26 zeigt die Grössenordnung der Beeinflussung der Verdichtung des Schnees durch seinen Zustand (Alter, ursprüngliches Raumgewicht, bzw. Gefüge und Kornform).

Die meist grosse Dichte und Festigkeit des Lawinenschnees in seinem Staugebiet und das häufig bekundete «Einfrieren» der Opfer der Lawinen, sobald diese zum Stillstand kommen, ist erklärlich durch die Wärmeentwicklung infolge Fließwiderständen und Kompression, welche zunächst ein oberflächliches Schmelzen und nach der Verdichtung ein Zusammenfrieren der Schneekristalle bewirkt. Nach den Angaben des Abschnitts 2 lässt sich nachweisen, dass die totale, pro m^3 Lawinenschnee in Wärme umgewandelte Reibungs- und Kompressionsarbeit angenähert den Wert $(\gamma - \gamma_L) \cdot H$ erreicht, wenn die Lawine nach der vertikal gemessenen Fallhöhe H zum Stillstand kommt: Die Reibungs- und Kompressionswärme erreicht etwa

$$W = (\gamma - \gamma_L) H / 427 \text{ kcal/m}^3.$$

Wenn die Lufttemperatur in Nähe des Gefrierpunktes liegt, kann die Reibungs- und Kompressionswärme pro m^3 Lawinenschnee $W/80 \text{ kg}$ Eis schmelzen, was jeweils an der Oberfläche der Schneekristalle erfolgen wird. Sobald sich an der Oberfläche der Partikel ein Wasserfilm bildet, wird

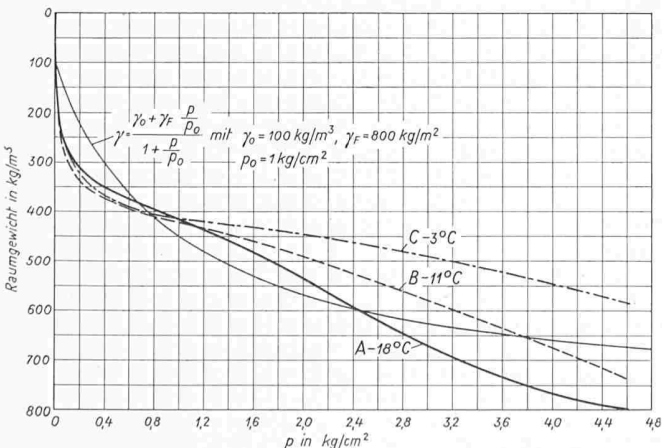


Bild 27. Verdichtung von Schnee bei verschiedenen Temperaturen

der Reibungskoeffizient μ der Bewegung auf einen Bruchteil des Reibungskoeffizienten der Ruhe herabgesetzt, wie dies durch Untersuchungen verschiedener Materialien vielfach bestätigt wurde. Wenn die Anfangstemperatur des Schnees unter dem Gefrierpunkt liegt, wird seine durchschnittliche Erwärmung durch Reibung und Kompression etwa $\Delta t = 2W/\gamma$ erreichen, wenn die spezifische Wärme des Schnees zu $\frac{1}{2} \text{ kcal/kg}^\circ \text{C}$ angenommen wird.

Auf die Auswirkung dieser sekundären Wärmetönungen wird hier nicht weiter eingetreten, da die Untersuchung einiger Beispiele zeigte, dass dadurch die grundsätzliche Brauchbarkeit der in diesem Abschnitt abgeleiteten Verdichtungsgesetze nicht beeinträchtigt wird.

Gl. (22) ist für die Berechnung der bleibenden Stauhöhen massgebend, während für die Berechnung der dynamischen Druckwirkungen Gl. (21) zu verwenden ist. Bei Schneeablagerungen aus Sedimentation von Staublawinen können geringere Raumgewichte als nach Gl. (22) auftreten.

c) Stauwirkungen

Mit abnehmender Hangneigung vergrössert sich nach Gl. (8) die Fließhöhe h_u der Lawine, sie kommt zum Stillstand, wenn nach Gl. (17) Fließhöhe + Druckhöhe die Energiehöhe erreicht.

Von grossem Interesse ist die Auslaufstrecke der Lawine auf ebenen Talböden, hat doch schon so oft nur noch die Front einer Lawine einige Bauten erreicht und Opfer verschlungen, die offenbar bei einer geringen Energievernichtung der Lawine vermeidlich gewesen wären. Wird in einer breiten Lawine ein Längsstreifen von 1 m Breite betrachtet, der mit der Fließhöhe h_0 und der Geschwindigkeit v_0 unter dem Hangwinkel ψ_0 auf den Talboden herunterstösst, der nur noch eine Neigung ψ_u (pos. oder neg.) aufweist, so kommt bei genügend kleinem Gefäll des Talbodens der Lawine nach einer Auslaufstrecke s (vom Gefällsbruch an gerechnet) zum Stillstand, wobei sich der Schnee angenähert um die Stauhöhe $v^2/2g$ zu einem Kegel von der Maximalhöhe $h_{max} = h_0 + \Delta h$ erhöht. Die Masse des in das ebene Gelände vorgeschobenen Streifens von der Breite 1 beträgt somit angenähert:

$$M = s \frac{h_0 + h_{max}}{2} \frac{\gamma}{g} = s \frac{\gamma}{g} \left(h_0 + \frac{\Delta h}{2}\right)$$

ihre kinetische Energie war beim Gefällsbruch:

$$E_k = \frac{M v_0^2}{2}$$

Diese kinetische Energie E_k wird bei der Schneeablagerung umgewandelt:

1. In die potentielle Energie

$$E_p = M g \eta$$

worin $\eta = \frac{3h_0 + 2\Delta h}{2h_0 + \Delta h} \left(\frac{\Delta h}{6} - \frac{s}{3} \text{tg } \psi_u\right)$

die Schwerpunktshebung des Keils bedeutet.

2. In Reibungsarbeit: die abgelagerte Masse M machte im ebenen Gelände den Schwerpunktweg ξ entgegen der Reibungskraft $M g \mu \cos \psi_u$ und leistete hierbei die Arbeit:

$$A_R = \xi \cdot M \cdot g \cdot \mu \cdot \cos \psi_u = M \cdot g \frac{s}{3} \frac{3h_0 + 2\Delta h}{2h_0 + \Delta h} \mu \cos \psi_u$$

3. In Fließarbeit: Pro Einheit der Rutschfläche ist der Fließwiderstand $\gamma \cdot v^2/\xi$.

Die Geschwindigkeit nimmt sukzessive von v_0 auf 0 ab; ihr Quadrat beträgt im Mittel etwa $v_0^2/2$. Die auf der Vorstosslänge s geleistete Arbeit ist

$$A_v = \frac{\gamma}{\xi} \frac{v_0^2}{2} s$$

4. Bei wachsender Auflockerung macht sich der Einzelwiderstand der Schneepartikel in einem Arbeitsbeitrag A_s bemerkbar:

$$A_s \propto \xi \frac{M g}{\gamma_F} \frac{\gamma_L v^2}{2 g}$$

Aus $E_k = E_p + A_R + A_v + A_s$ folgt

mit $h_{max} - h_0 = \Delta h \approx \frac{v^2}{2g}$ bei Vernachlässigung der meist kleinen Reduktion der Stauhöhe durch den Reibungswiderstand der relativ kurzen Staustrecke:

$$s = \frac{v^2}{2g(h_0 + \frac{2}{3} \cdot \Delta h)} \frac{(3/2 \cdot h_0 + 2/3 \cdot \Delta h - 2g/\xi)}{\mu \cos \psi_u - \text{tg} \psi_u + \gamma_L/\gamma_F \cdot v^2/2g}$$

oder

$$(23) \quad s \cong \frac{v^2}{2g(\mu \cos \psi_u - \text{tg} \psi_u) + \gamma_L/\gamma_F \cdot v^2/2g}$$

Wenn der Klammerausdruck im Nenner ≥ 0 wird, kommt die Lawine bei dem vorliegenden Gefäll des Talbodens zum Stillstand. Wird jedoch der Klammerausdruck < 0 , so kommt die Lawine im vorliegenden Gelände nicht zum Stillstand, hierfür ist

$$\sin \psi_u \geq \frac{1}{2\mu} (\sqrt{1 + 4\mu^2} - 1)$$

In diesem Fall ergibt obiger Ansatz s ungefähr die Uebergangsstrecke bis zum normalen Abfluss $h_u = h_0 \sqrt[3]{\frac{\sin \psi_0}{\sin \psi_u}}$

$$s_u \cong \frac{(v_0^2 - v_u^2)}{2g(\mu \cos \psi_u - \text{tg} \psi_u)}$$

Für $s_u < 1$ kann bei strömendem Abfluss eine Staukurve im oberen Gefällsteil ψ_0 , bei schiessendem Abfluss ein Höhengsprung in Nähe des Gefällsbruchs entstehen, worüber die Methoden der Wasserspiegel-Berechnung genauer Aufschluss geben können.

Für den maximalen Querschnitt des Staukegels ergibt der Impulssatz für eine sehr breite Lawine:

Kraft = Masse \times Geschwindigkeitsverlust

$$\frac{\gamma_{max}}{2} (H'^2 - h'^2) = \frac{\gamma'}{g} h' v v$$

$$(24) \quad H' = h' \sqrt{1 + \frac{2\gamma' v^2}{g h' \gamma_{max}}}$$

oder nach Abschn. 3a, b:

$$H' = \frac{\gamma_m}{\gamma_{max}} \left(\frac{v^2}{2g} + h' \right)$$

z. B. für $h' = 5$ m, $v = 23$ m/s, $p_s = \frac{\gamma_m v^2}{2g} \cong 10\,000$ kg/m²

(Raumgewichte gemäss Beispiel zu Gleichung (20) $\gamma' \sim \gamma_0$) wird $H = 18$ m. Die Lawinenkegel können beträchtliche Höhen erreichen (Bild 28).

Die Ablagerungshöhe wird in ebenem Ablagerungsgelände durch seitliche Ausbreitung verringert, es könnte durch Beizug der Gleichungen (2), (3), (8) und (22) mit Berücksichtigung der Kontinuität die ungefähre Form des Ablagerungskegels berechnet werden. Ist das Gelände derart, dass der maximale Querschnitt des Ablagerungskegels geometrisch ähnlich dem Fließquerschnitt der Lawine ist, so wird:

$$(24') \quad H' = h' \sqrt[3]{1 + \frac{2\gamma' v^2}{g \gamma_{max} h'}}$$

Das obengenannte Zahlenbeispiel würde zu einer Stauhöhe von rd. 12 m führen.



Bild 28. Lawinenkegel von Frasco, Verzascatal 1951, Photo A. Pfister, Zürich

d) Stosswirkung der Lawinen

Mit Bezug auf die Gleichungen (17), (21) und (22) beträgt der spezifische Stossdruck in Bodennähe:

$$(25) \quad p = \gamma_m \left(h' + \frac{v^2}{2g} \right) = \gamma_m H = \gamma_{max} H'$$

wo
$$\gamma_m = \frac{\gamma + \frac{\gamma}{2} \left(1 + \frac{\gamma}{\gamma_F} \right) \frac{p}{p_0}}{1 + \frac{\gamma}{\gamma_F} \frac{p}{p_0}}$$

$$\gamma_{max} = \frac{\gamma + \gamma_F \frac{p}{p_0}}{1 + \frac{p}{p_0}}$$

H' = Maximale Stauhöhe

Aus der Kombination der Gleichungen folgt

$$(25') \quad p = \gamma_F \left[\sqrt{\left(\frac{q}{2} \right)^2 + H \frac{p_0}{\gamma_F}} - \frac{q}{2} \right]$$

worin $q = \frac{p_0}{\gamma} - \frac{H}{2} \left(1 + \frac{\gamma}{\gamma_F} \right)$

Der oberste Grenzwert für p ist der spezifische Stossdruck nach dem Impulssatz:

$$(25'') \quad p_{max} = \gamma_m \left(h' + \frac{v^2}{g} \right)$$

dieser Maximaldruck kann aber nur auftreten, wenn der Schnee durch unelastischen Stoss an das Hindernis gepflästert wird und dort ohne Aufstauung oder seitlichen Abfluss sitzen bleibt. Soweit aber der Schnee wie eine Flüssigkeit fliesst, die sich beim Aufprall aufstaut und seitlich abfließt, gilt Gl. (25). Gl. (25'') wird auch für diesen Fall gelegentlich in der Literatur irrtümlicherweise angegeben, weil der Impulssatz nicht auf eine geschlossene Kontrollfläche angewendet wurde, d. h. die über den Querschnitt des auftretenden Strahls hinausgehende Druckverteilung nicht beachtet wurde.

Eine Ausscheidung von Schnee aus dem Aerosol kann nur in folgenden Fällen stattfinden:

1. durch Sedimentation, wenn die Geschwindigkeit des Aerosols unter etwa $2/5$ der Fallgeschwindigkeit der Partikel in der Luft fällt.

2. Wenn das Aerosol so schwach mit festen Partikeln befrachtet ist, bzw. wenn der Schnee so stark aufgelockert ist, dass bei einem plötzlichen Geschwindigkeitsabfall Δv der Luft (z. B. infolge Stauung) keine benachbarten Partikel innerhalb der laminaren Grenzschicht der Partikel liegen. Es wird dann der Schnee an das stauende Hindernis angepflästert. Das Gleichgewicht der am Einzelkorn wirkenden Schubspannungen infolge Zähigkeit η der Luft und dem Gewicht der mitgerissenen Luft lässt etwa folgenden qualitativen Zusammenhang vermuten.

$$\text{Stärke der Grenzschicht } \delta \sim \sqrt{2 \frac{\eta}{\gamma_L} \Delta v}$$

Für $\Delta v \sim 50$ m/s erreicht die Dicke der mitgerissenen Luftschicht bereits etwa 1 cm. Schneeausscheidung entsteht entweder bei geringen Luftgeschwindigkeiten, oder dann durch Stauung höherer Geschwindigkeiten der Luft, wenn diese nur schwach mit Schnee befrachtet ist, d. h. wenn das Raumgewicht des Luft-Schnee-Gemisches gering ist.

Ist der Partikelabstand kleiner als die Dicke der Grenzschicht, so muss sich bei der dieser entsprechenden Geschwindigkeit das Aerosol mechanisch wie ein einheitliches Gas von entsprechendem mittleren Raumgewicht verhalten.

Die obigen Hinweise zeigen, dass die Wirkung von Verbauungen zur Verlegung von Schneeverwehungen noch der Abklärung bedarf.

Für genauere Untersuchungen ist in den Gleichungen (25) v entsprechend der Geschwindigkeitsverteilung v' einzusetzen. Die Untersuchungen von Bazin und Boussinesq lassen für die vorliegenden Verhältnisse eine parabolische Geschwindigkeitsverteilung erwarten; das heisst, die Geschwindigkeit v' in der Tiefe z unter der Oberfläche ist:

$$(26) \quad v' = v \left[\frac{4}{3} - \left(\frac{z}{h'} \right)^2 \right]$$

Diese Art der Geschwindigkeitsverteilung stimmt in grossen Zügen mit den Messungen von Bagnold [12] überein. Als zusätzlicher Grenzfall wird bei Staub- und Grundlawinen, mit starker Rückstauung der Front, zur Berücksichtigung der rückläufigen Relativbewegung an der Oberfläche die in obiger Gleichung einzusetzende Ordinate z von der halben Fliesshöhe aus nach oben und unten gemessen.

Die Geschwindigkeit in Bodennähe beträgt ein Drittel der mittleren Geschwindigkeit v . Die Geschwindigkeitsverteilung ist von grossem Einfluss auf die Druckwirkung von Staublawinen, die eine grosse Fliesshöhe h' aufweisen.

Für den Druck auf geneigte Flächen gilt bei schiessendem Zufluss folgendes: Wenn ein Stromfaden vom Querschnitt f und der Geschwindigkeit v unter dem Winkel β auf eine feste Fläche auftrifft, so kann man sich dort den Stromfaden in einem Stromfaden vom Querschnitt $f \cos \beta$ parallel zur getroffenen Fläche und einem Stromfaden vom Querschnitt $f \sin \beta$ senkrecht zu dieser Fläche aufgeteilt denken; im zweiten strömt die Masse $m = f \gamma / g$ mit der Geschwindigkeit $v \sin \beta$ gegen die feste Fläche. Der spezifische Staudruck beträgt also

$$(27) \quad p_{\beta} = \frac{f \gamma}{g} \frac{v^2 \sin^2 \beta}{2 f \sin \beta} = \frac{\gamma v^2}{2 g} \sin \beta$$

Der auf die Projektion in Strahlrichtung bezogene spezifische Widerstand einer schrägen Fläche ist ebenfalls durch Gl. (27) gegeben.

Der gesamte Widerstand eines Prismas von quadratischem Grundriss wird durch eine Drehung um seine Vertikalaxe nicht verändert. Der Gesamtdruck auf einen Kreiszylinder vom Radius γ beträgt

$$(27') \quad P = \gamma \frac{r v^2}{2 g} \int_0^{\pi} \sin^2 \beta d\beta = \frac{\pi}{2} r \frac{\gamma v^2}{2 g}$$

Wenn eine Lawine von der Breite B ein Hindernis von der Breite b umströmt, oder wenn vor einem Gebäude von der Breite B Prellböcke von der Gesamtbreite b stehen, wird durch das Hindernis, bzw. die Prellböcke ein Energieverlust hervorgerufen. Nach dem Impulsatz ist

$$P = m (v_1 - v_2) = b h \frac{\gamma v^2}{2 g} = B h \frac{\gamma}{g} v \Delta v$$

Der Geschwindigkeitsverlust beträgt $\Delta v = v \cdot b/2B$.

Wenn ein Drittel der Breite eines Gebäudes durch Prellböcke gedeckt ist, kommt demnach auf das Gebäude nur noch etwa 70 % vom Druck. Nach den Gleichungen (3), (5) u. (23) lässt sich die Reduktion der Reichweite der Lawinen infolge Einbau von Hindernissen berechnen. Gegen das Staugebiet der Lawinen hin genügen oft schon kleine Hindernisse, um die Stosskraft der Lawinen hinter denselben aufzuheben, wie z. B. die Lokomotive vor dem Bahnhof Dalaas (vgl. erster Teil dieses Berichtes). Bild 29 zeigt, wie eine Lockerschneelawine, die durch einen bewaldeten Hang niederging, ohne dem Wald zu schaden, bei Zerstörung einer leichten Holzbaracke so viel Energie einbüsste, dass der Holzhaag hinter der Baracke intakt blieb, während er auf beiden Seiten davon vernichtet wurde. Die Breite der intakten Zone ist durch die Ausbreitung der Diskontinuitätsflächen hinter dem Hindernis bei schiessendem Zufluss verständlich. Bei der Lawinenkatastrophe 1951 wurde in Andermatt das Hotel Danioth nur leicht beschädigt, weil die Grund-Lawine durch vorherige Zerstörung zweier Häuser ihre Energie grösstenteils eingebüsst hatte.

Auf der Rückseite eines kleinen Hindernisses kann bei allseitigem Umfliessen ein Sog bis zur Grösse $\gamma_L \cdot v^2/2g < 1/10$ at auftreten.

Der Sog hinter umströmten Hindernissen ist meist gering. Hierauf wies auch das Lawinenunglück Goppenstein 1908: Von 30 in einem sehr leichten Holzbau zusammensitzenden Personen blieben die 18, die der überraschend auftretenden Staublawine den Rücken zukehrten, am Leben, während die 12 Todesopfer der Lawine das Gesicht zugewandt hatten und ersticken [3] Nr. 2.

Die *Auftrieb- und Schubwirkungen* sind eine Folge der Schneebewegungen beim Aufstau; sie können sich sowohl vertikal wie in beliebige Seitenrichtung auswirken. Unmittel-

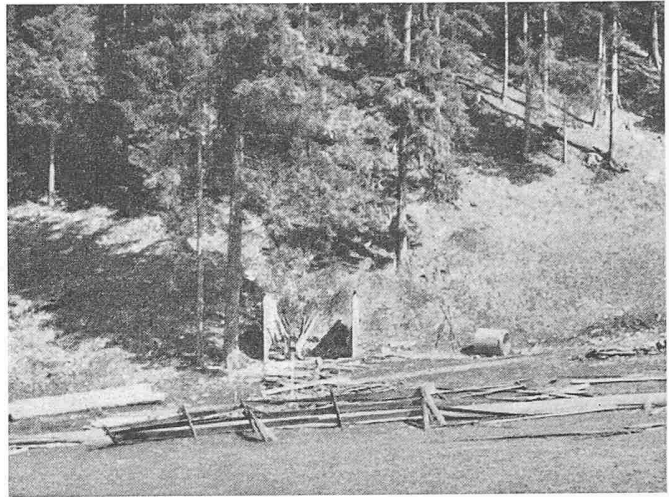


Bild 29. Vernichtung der Energie einer durch den Wald niedergegangenen Lockerschneelawine durch Zerstörung einer Holzbaracke, hinter der der Holzhaag intakt blieb, Photo A. Roch

bar beim Aufprall wird der Schnee nahezu ohne Geschwindigkeitseinbusse abgelenkt, die Reibung hat mit Rücksicht auf die kurze Weglänge ebenfalls nur geringen Einfluss auf die Bewegung. Breite Lawinen verursachen an grossen Hindernissen nach Gl. (24) die vertikale Stauhöhe $H \cdot \gamma_m / \gamma_{max}$ (vom Boden gemessen). Nach Bernoulli erreicht die Vertikalgeschwindigkeit in der Höhe h^* über dem Boden

$$(28) \quad u = \sqrt{2g(H - h^*)}$$

Die Kontinuität wird durch Zurückwälzen des aufstauenden Schnees gewahrt, wie dies auch bei einem Wasserstrahl zu beobachten ist.

Der spezifische Auftrieb auf vorspringende Flächen (Balkone, Fensterstürze u. dgl.) beträgt

$$(29) \quad p_r = \frac{\gamma_{max} u^2}{2g}$$

wobei γ_{max} nach Gl. (22) für den beim Aufprall der Lawine entstehenden Stossdruck p zu bestimmen ist.

Zudem entstehen auch an ziemlich glatten Mauerflächen vertikal oder schräg aufwärts gerichtete Reibungskräfte, pro m^2 : $R = p \mu$, wobei $\mu = \gamma_{max}/1000$ bis $\gamma_{max}/2000$ zu setzen ist.

Wie im ersten Teil des vorliegenden Berichtes gezeigt wurde, bedingen die beim Aufprall der Lawinen auftretenden Vertikalkräfte zum guten Teil die starke Zerstörungswirkung der Lawinen, da keine in üblicher Weise konstruierten Bauten solchen Auftrieb-Kräften gewachsen sind.

Eine stetige oder unstetige Ablenkung des Schnees aus seiner Strömungsrichtung um den Winkel δ verursacht eine nach der konvexen Seite in der Winkelhalbierenden wirkende Totalkraft

$$(30) \quad P = \gamma' h' \left(\frac{v^2}{g} + \frac{h'}{2} \right) \sin \frac{\delta}{2}$$

worin h' die Fliesshöhe der Lawine bezeichnet. Dieser Totaldruck verteilt sich derart auf die Auftrefffläche, dass der Staudruck nach Gl. (27) und der statische Druck $\gamma_0 h'$ an der betreffenden Stelle nirgends überschritten wird. Bei Ueberfahren eines Kunstbaues durch die Lawine ist das Gewicht der je nach Verhältnissen eintretenden Aufstauung ebenfalls zu berücksichtigen, sowie die durch den bewegten Schnee verursachten Reibungskräfte. Auf jeder Seite vom Gefällsbruch wirkt die Hälfte der durch Gl. (30) gegebenen Impulsreaktion. (Vgl. auch [13].) — Die überschlägig erfolgten Angaben bezwecken eine Anregung zu genauerer Abklärung der gestreiften Fragen.

Literaturhinweise

- [12] R. A. Bagnold: The measurement of sand storms. Proc. Roy. Soc., Series A, 1938.
[13] R. Haefeli: Autographie über Lawinenverbau.

Schluss folgt