Zeitschrift: Verhandlungen der Schweizerischen Naturforschenden Gesellschaft. Wissenschaftlicher und administrativer Teil = Actes de la Société Helvétique des Sciences Naturelles. Partie scientifique et administrative = Atti della Società Elvetica di Scienze Naturali

Herausgeber: Schweizerische Naturforschende Gesellschaft

Band: 151 (1971)

Vereinsnachrichten: Sektion für Geophysik

Autor: [s.n.]

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. 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. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Mehr erfahren

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. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. En savoir plus

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. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. Find out more

Download PDF: 13.10.2025

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

9. Sektion für Geophysik

Schweizerische Gesellschaft für Geophysik
Société Suisse de Géophysique

Präsident: Prof. Dr. M. DE QUERVAIN, Eidgenössisches Institut für Schnee- und Lawinenforschung, 7260 Weissfluhjoch, Davos

Sekretär: Dr. H. W. COURVOISIER, Krähbühlstrasse 58, 8044 Zürich

Samstag, 9. Oktober 1971

1. W. KUHN (Meteorologische Zentralanstalt Zürich): *Zur Theorie der Gravitationswellen in der Atmosphäre*

Unter Gravitationswellen verstehen wir Wellen an der horizontalen Grenzfläche zweier Medien ungleicher Dichte (z. B. Wasser/Luft oder Kaltluft/Warmluft), die sich unter der Einwirkung statischer Druckunterschiede horizontal fortpflanzen. Ein theoretisches Modell solcher Wellen muss sich auf den Impulssatz (Horizontal- und Vertikalkomponente) und auf den Kontinuitätssatz stützen und gewisse Grenzbedingungen respektieren. Es wurde zuerst naturgemäss für Wasserwellen entwickelt [1], später aber auch auf die Atmosphäre übertragen [2]. Mit Hilfe eines solchen Modelles lassen sich sowohl die Vorgänge an der Grenzfläche wie auch diejenigen im Innern der beiden Medien in Funktion der Raumkoordinaten und der Zeit berechnen. Hier wollen wir uns auf die horizontale Ausbreitungsgeschwindigkeit im zweidimensionalen Fall (Vertikal- und eine Horizontalkoordinate) beschränken und ein sinusförmiges Wellenprofil voraussetzen. Anlass zu dieser Untersuchung bilden die Beobachtungen von M. BOUET [3] über Wellen an der Oberfläche von Nebelmeeren.

Bei Vernachlässigung der Reibungs- und Scherungskräfte ergibt sich unter der Annahme einer scharfen Grenzfläche folgende strenge Formel für die Ausbreitungsgeschwindigkeit c:

$$c^2 = \frac{g}{k} \cdot \tanh(k \cdot Z) \cdot \frac{\varrho_1 - \varrho_2}{\varrho_1} \qquad \text{mit } k = \frac{2\pi}{L} \tag{1}$$

Darin bedeuten g die Gravitationsbeschleunigung, L die Wellenlänge, Z die Höhenerstreckung des unteren, spezifisch schwereren Mediums, ϱ_1 und ϱ_2 die Dichte des unteren und des oberen Mediums. (Beide Medien werden hier als homogen betrachtet.) Von Interesse sind folgende beiden Grenzfälle:

1. Lange Wellen auf relativ dünner Schicht:

$$k \cdot Z \ll 1 : c^2 = g \cdot Z \cdot \frac{\varrho_1 - \varrho_2}{\varrho_1}$$

2. Kurze Wellen auf relativ mächtiger Schicht:

$$k \cdot Z \gg 1 : c^2 = \frac{g}{k} \cdot \frac{\varrho_1 - \varrho_2}{\varrho_1}$$

Im ersten Fall ist c nur von der Mächtigkeit Z des unteren Mediums, im zweiten nur von der Wellenlänge L abhängig, wenn die beiden Dichten gegeben sind.

Die von BOUET [3] beobachteten und beschriebenen Nebelmeerwogen gehören eindeutig zum ersten Fall.

Unrealistisch ist jedoch die Annahme einer scharfen Grenzfläche zwischen den beiden Luftschichten. Wie die Radiosondierungen zeigen, haben wir in solchen Fällen in der Atmosphäre stets mit einer Temperaturinversion von einer gewissen vertikalen Erstreckung (von Z_1 bis Z_2 in Abb. 1) zu rechnen. Die Inversionsschicht und die unten und oben anschliessenden Luftschichten können in Schwingungen geraten, wobei die vertikale Amplitude der Schwingung mit wachsendem Abstand von der Inversion abklingt und am Erdboden ganz verschwindet. Ziel unserer Untersuchung ist es, Formel (1) diesem Fall anzupassen. Wir nehmen an, die Temperatur der einzelnen Luftteilchen ändere sich bei Hebung und Senkung *trockenadiabatisch*; eine allenfalls sättigungsadiabatische Zustandsänderung in der Kaltluftmasse hat nur geringen Einfluss auf das Ergebnis. Wenn wir mit z die vertikale Koordinate und mit δ die lokale Änderung irgendeines Parameters bei festem z bezeichnen, gilt für die statische Druckänderung unterhalb der Inversion

$$\delta p = \int_z^\infty \delta\varrho \cdot g \cdot \mathrm{d}z \tag{2}$$

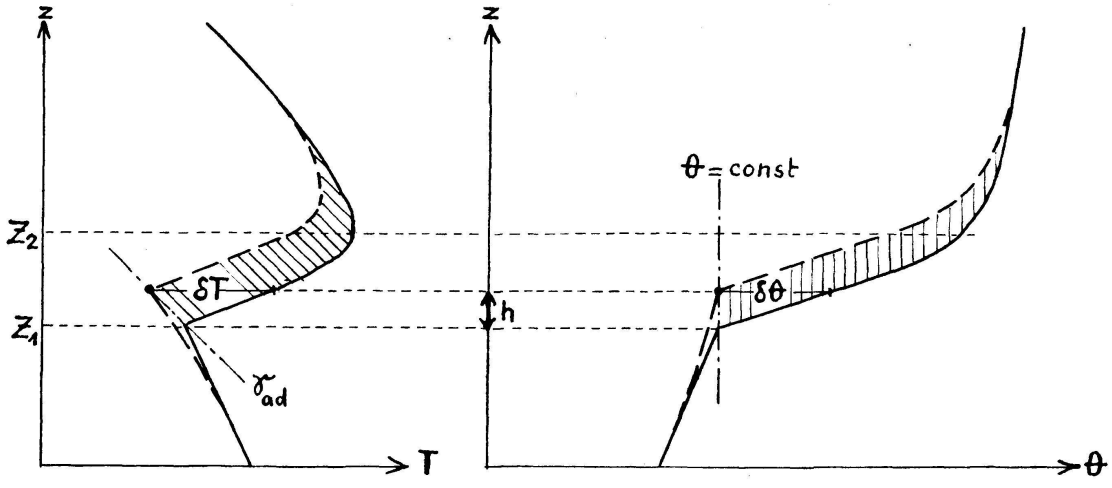


Abbildung 1

Änderung der Temperatur T und der potentiellen Temperatur θ bei Hebung einer Inversion um die Höhe h

Mit Rücksicht auf die Adiabasie ist es vorteilhaft, die Dichteänderung durch die Änderung der potentiellen Temperatur θ auszudrücken. Es gilt generell

$$\frac{\delta\varrho}{\varrho} = -\frac{\delta\theta}{\theta} + \frac{c_v}{c_p}\cdot\frac{\delta p}{p} \cong -\frac{\delta\theta}{\theta} \tag{3}$$

Alle Symbole haben hier die in der dynamischen Meteorologie gebräuchliche Bedeutung. Bezeichnen wir noch die von Ort und Zeit abhängige vertikale Entfernung von der Ruhelage mit h, so wird

$$\delta\theta = -\,h\cdot\frac{\partial\theta}{\partial z} \tag{4}$$

Durch Substitution von (3) und (4) in (2) ergibt sich

$$\delta p = \int_z^\infty \frac{h}{\theta}\cdot\frac{\partial\theta}{\partial z}\cdot\varrho\cdot g\cdot \mathrm{d}z \cong \int_{Z_1}^{Z_2} \ldots \mathrm{d}z \cong \bar{h}\cdot\bar{\varrho}\cdot g\cdot\frac{\theta_2-\theta_1}{\bar{\theta}} \tag{5}$$

Die Querstriche über den Symbolen bedeuten eine Mittelbildung über den Höhenbereich der Inversion. Wir dürfen die Integration auf diesen Höhenbereich beschränken, weil die Temperaturänderungen der Luft unterhalb und oberhalb der Inversion viel kleiner sind und nur wenig zur statischen Druckänderung beitragen.

Im Falle einer scharfen Grenzfläche (Diskontinuität nullter Ordnung der Temperatur, $Z_1 = Z_2$) hätten wir statt (5) folgenden Ausdruck erhalten:

$$\delta p = h\cdot g\cdot(\varrho_1-\varrho_2) \tag{6}$$

Mithin müssen wir, um der Inversion Rechnung zu tragen, in den Gleichungen für die Ausbreitungsgeschwindigkeit den Dichtesprung $\varrho_1-\varrho_2$ durch $\bar{\varrho}\cdot([\theta_2-\theta_1]/\bar{\theta})$ ersetzen. Damit erhalten wir

$$c^2 = \frac{g}{k}\cdot\tanh(k\cdot\bar{Z})\cdot\frac{\bar{\varrho}}{\varrho_1}\cdot\frac{\theta_2-\theta_1}{\bar{\theta}} \tag{7}$$

Nun können wir noch zwei Vernachlässigungen, die wir oben begangen haben, näherungsweise kompensieren. Die Streichung des Druckterms in (3) wird nahezu aufgehoben, wenn wir in (7) den Faktor $\bar{\varrho}/\varrho_1$ fallenlassen. Die in (5) vollzogene Beschränkung des Integrationsbereiches führt zu einer leichten Unterschätzung von δp. Man wird deshalb in den meisten Fällen der Wirklichkeit näher kommen, wenn man in (7) $\bar{\theta}$ durch θ_1 ersetzt. So ergibt sich schliesslich folgende Näherung:

$$c^2 = \frac{g}{k}\cdot\tanh(k\cdot\bar{Z})\cdot\frac{\theta_2-\theta_1}{\theta_1} \tag{8}$$

Für $\bar{Z} = (Z_1+Z_2)/2$ ist die mittlere Höhe der Inversion über Boden einzusetzen; θ_1 und θ_2 sind die Werte der potentiellen Temperatur an der

Inversionsunter- und -obergrenze. Damit ist das in [3] zur Berechnung der Wellenlänge angewandte Verfahren begründet.

LITERATUR

1. LAMB, H.: Hydrodynamics. 6th ed., New York 1945, p. 363–369.
2. MALONE, TH.: Compendium of Meteorology. Boston 1951, p. 424.
3. BOUET, M., und KUHN, W.: Vagues de brouillard considérées comme ondes de gravité. Verh. Schweiz. Naturf. Ges. *150*: 170–172 (1970).

2. J. HÄFELIN (Meteorologische Zentralanstalt Zürich): *Die Treffsicherheit von Monatswettervorhersagen*

Der Wetterdienst der Vereinigten Staaten von Amerika erstellt zu Beginn und Mitte jeden Monates Vorhersagen über die voraussichtliche Abweichung des Temperaturmittels und der Regenmenge für den folgenden Monat und übermittelt das Resultat für die Nordhemisphäre als Karten an die interessierten Kreise. Die Vorhersagen der Jahre 1963–1966 wurden für Zürich geprüft und das Resultat an der Jahresversammlung 1967 der SNG vorgetragen. Die Vorhersagen der Jahre 1967–1970 wurden nun für Zürich, Basel und Genf auf ihre Treffsicherheit untersucht und gleichzeitig die Prüfung der Vorhersagen von 1963–1966 auch auf diese drei Stationen ausgedehnt. Damit ist es möglich, festzustellen, ob im Laufe der zweiten vier Jahre eine grössere Treffsicherheit gegenüber den ersten vier Jahren erzielt wurde. Die erreichte Treffsicherheit wurde mit derjenigen der Erhaltungsprognosen verglichen, wobei jeweilen für den folgenden Monat die gleiche Klasse eingesetzt wurde, die im vorangehenden Monat eingetreten war.

Tabelle I

Treffer der Monatsvorhersagen in Prozenten

Temperatur (Mittel von Basel, Zürich und Genf)

Jahr	Vorhersage USA	Erhaltungsvorhersage	Differenz
1963	46%	36%	+ 10%
1964	50%	32%	+ 18%
1965	48%	36%	+ 12%
1966	31%	19%	+ 12%
1967	60%	38%	+ 22%
1968	51%	51%	0%
1969	35%	35%	0%
1970	39%	44%	— 5%
Mittel 1963–1966	43%	31%	+ 12%
Mittel 1967–1970	46%	42%	+ 4%

Regenmenge (Mittel von Basel, Zürich und Genf)

Jahr	Vorhersage USA	Erhaltungsvorhersage	Differenz
1963	40%	40%	0%
1964	60%	54%	+ 6%
1965	49%	44%	+ 5%
1966	60%	44%	+ 16%
1967	63%	44%	+ 19%
1968	39%	51%	— 12%
1969	57%	53%	+ 4%
1970	57%	39%	+ 18%
Mittel 1963–1966	52%	46%	+ 6%
Mittel 1967–1970	54%	47%	+ 7%

Wie Tabelle I zeigt, ist bei der Temperatur das Resultat der zweiten vier Jahre schlechter ausgefallen, während bei der Regenmenge die Treffsicherheit fast gleich blieb. Auch die Monatswettervorhersagen des Deutschen Wetterdienstes zeigen in diesen zweimal vier Jahren keinen wesentlichen Fortschritt der Treffsicherheit. Wohl stieg die Zahl der Stationen, für die die Temperatur richtig vorausgesagt wurde, von 52% auf 67%, wogegen bei der Regenmenge ein Rückgang von 49% auf 44% festgestellt wurde. Die vom englischen Wetterdienst erstellten Monatsvorhersagen wiesen in den letzten Jahren ebenfalls nur einen kleinen Fortschritt von 68% auf 70% richtiger oder fast richtiger Temperaturvorhersagen auf. Bei den Vorhersagen der Regenmengen wurden in den beiden Vergleichsperioden je 36% Treffer erzielt.

Die angewandten statistischen Methoden scheinen also noch nicht auszureichen, um einigermassen annehmbare Monatsvorhersagen auszuarbeiten.

3. TH. GINSBURG (Greifensee): *Eine praxisbezogene Darstellung der Temperatur-Feuchte-Verteilung*

Eine wesentliche Aufgabe der technischen Meteorologie besteht darin, die vorhandenen meteorologischen Unterlagen und Kenntnisse so darzulegen, dass sie auf die jeweilige technische Fragestellung unmittelbar anwendbar sind, wobei ein Optimum an Information in Grafiken oder Tabellen stark komprimiert dargestellt werden soll. Dies erfordert häufig die Entwicklung eines mathematischen Modells, welches den speziell untersuchten meteorologischen Erscheinungen angepasst ist und mit wenig Parametern die Situation an einem bestimmten Ort oder zu einer bestimmten Zeit zu charakterisieren erlaubt (z. B. die Approximation des jahreszeitlichen Temperaturverlaufs durch eine Sinuskurve oder durch harmonische Analyse).

Lässt sich ein derartiges Modell nicht finden oder ist die Darstellung für den Praktiker zu kompliziert, so müssen die klimatologischen Zusammenhänge in Diagrammen wiedergegeben werden. Handelt es sich dabei um die Auswertung eines grossen Datenmaterials, welches in computergerechter Form (Magnetband oder Lochkarten) gespeichert ist und dessen Information in vielen Diagrammen dargestellt werden soll, so

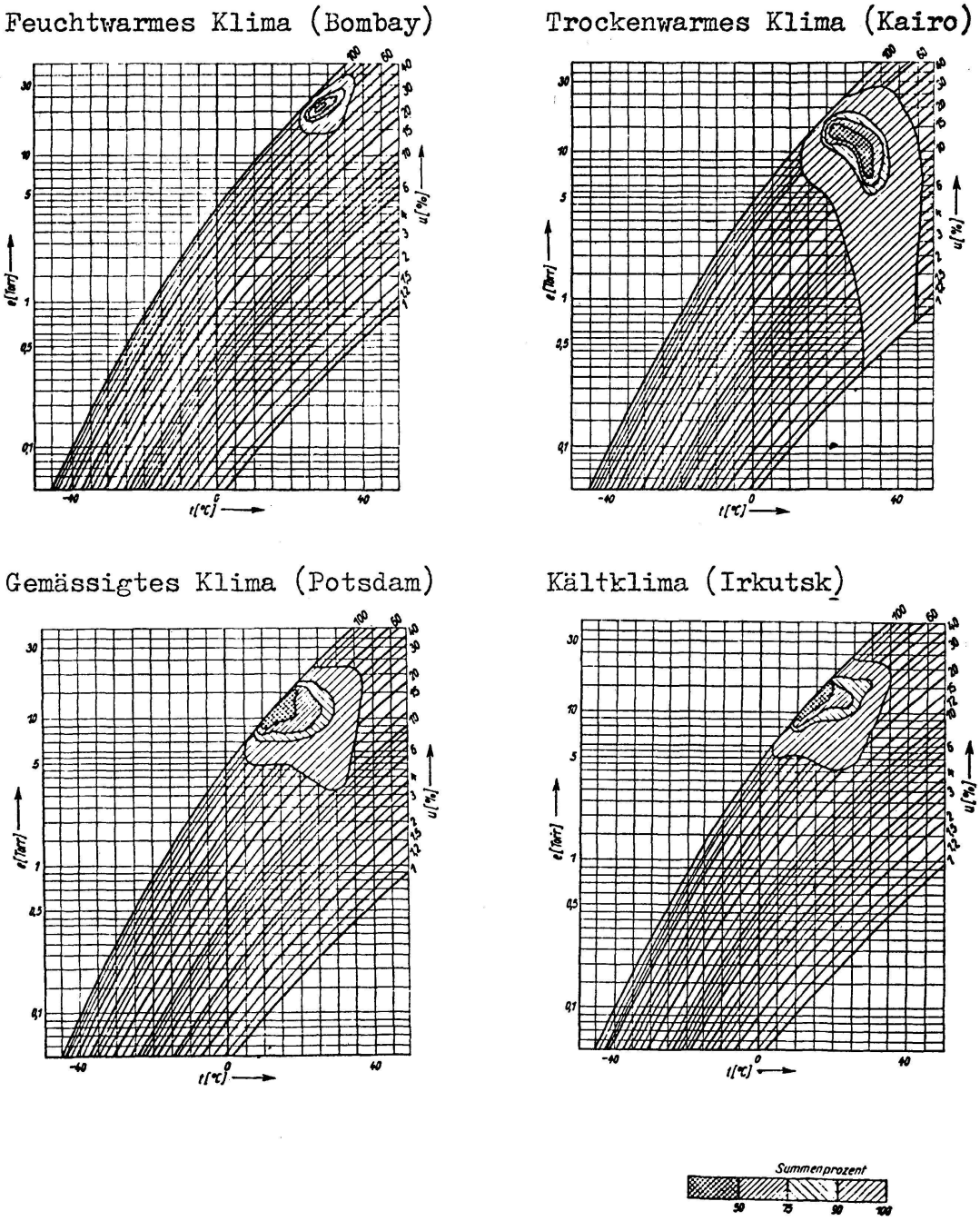


Abbildung 1

Temperatur-Feuchtigkeits-Verteilungen des Monats Juli aus verschiedenen Klimaten (nach Böer)

wird man versuchen, einen möglichst grossen Teil der Verarbeitung von der statistischen Auswertung bis zur graphischen Darstellung durch den Computer ausführen zu lassen.

Ein gutes Beispiel für ein derartiges Verfahren bietet die Darstellung der Verteilungsfunktion von Temperatur und relativer Feuchtigkeit von einzelnen Klimastationen. Die Kenntnis dieser zweidimensionalen Verteilungsfunktionen ist speziell für lüftungstechnische Planungsprobleme im Hinblick auf Risikoabschätzungen und Kosten-Nutzen-Berechnungen von grosser Bedeutung. Bis heute stehen dem Techniker jedoch nur wenige direkt nutzbare Informationen zur Verfügung, obwohl die Temperatur- und Feuchtigkeitsdaten von 20 der wichtigsten Wetterstationen für 30–60 Jahre auf Magnetband in computergerechter Form vorhanden sind.

Eine Möglichkeit der Darstellung der Temperatur-Feuchte-Verteilung zeigen BÖER und GOETSCHMANN [1] auf: In einem *e-t-u*-Diagramm, in welchem die Zusammenhänge zwischen dem Dampfdruck e [Torr], der Temperatur t [°C] und der relativen Luftfeuchtigkeit u [%] dargestellt sind, werden die Summenprozentkurven für 50%, 75%, 90% und 100% eingetragen. Die Summenprozentkurve von 50% beispielsweise umgrenzt die Fläche, auf der die Hälfte aller Werte liegt; innerhalb derjenigen von 100% liegen sämtliche Werte der Verteilung. Abbildung 1 zeigt derartige Auswertungen von vier Stationen (Bombay, Kairo, Potsdam und Irkutsk), welche in vier verschiedenen Klimazonen liegen (feuchtwarmes, trockenwarmes, gemässigtes und Kälteklima).

Der Nachteil dieser sehr anschaulichen und die charakteristischen Eigenheiten der verschiedenen Klimazonen klar hervorhebenden Darstellung liegt darin, dass die einzelnen Summenprozentkurven nicht eindeutig definiert sind und deshalb auch nicht vom Computer berechnet werden können, da dafür eine klare und unmissverständliche Rechenvorschrift benötigt würde. Auch gelingt es nicht, ein befriedigendes Modell für die verschiedenen Verteilungsfunktionen zu finden, welches erlauben würde, diese durch einige wenige Parameter zu definieren.

Wir haben deshalb eine Darstellung gewählt, bei welcher in einem karthesischen System mit den Koordinaten Temperatur und relative Luftfeuchtigkeit die Summenhäufigkeitskurven 1%, 5%, 10%, 20%, ..., 80%, 90% eingetragen sind. Im Gegensatz zu den Summenprozentkurven von Abbildung 1 sind diese keine geschlossenen Kurvenzüge. Jeder Punkt auf einer Summenhäufigkeitskurve von p% repräsentiert ein Wertepaar (T, U) der Temperatur und der relativen Feuchte mit der Eigenschaft, dass die Wahrscheinlichkeit einer höheren Temperatur und einer grösseren Feuchte durch die Formel

$$P(t > T, u > U) = \frac{p}{100} \tag{1}$$

gegeben ist (Abb. 2). Es ist leicht zu verifizieren, dass bei dieser Darstellung die Wahrscheinlichkeit, dass ein Wertepaar (t, u) in einem vor-

gegebenen Rechteck mit den Koordinaten T_a, T_b bzw. U_a, U_b liegt, theoretisch einfach zu berechnen ist (Abb. 3). Sie ist gegeben durch die Formel

$$P(T_a < t < T_b,\ U_a < u < U_b) = \frac{1}{100}(p_1 - p_2 - p_3 + p_4) \qquad (2)$$

Hierbei ist jedoch zu bemerken, dass in der Praxis bei kleinen Rechtecken (d.h. bei kleinen summierten Wahrscheinlichkeiten) die Genauigkeit dieser Berechnung nicht sehr gross ist, da es sich um Differenzen von Zahlen gleicher Grössenordnung handelt.

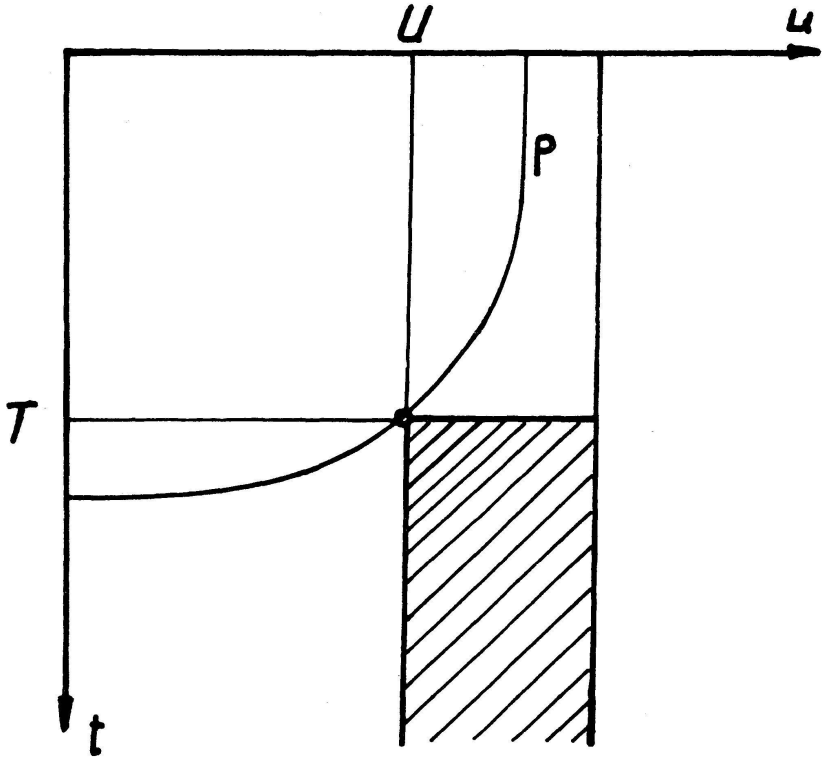
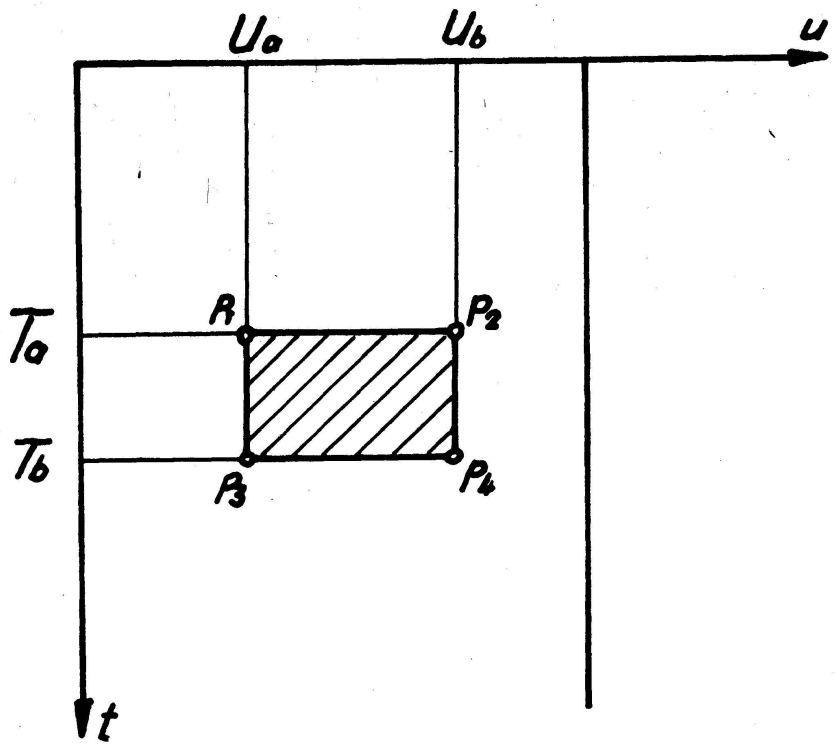


Abbildung 2

Ein grosser Vorteil dieser Darstellung liegt darin, dass der Computer die Unterlagen für die Diagramme direkt liefern kann, indem die Summenhäufigkeitskurven in grober Form durch den Schnelldrucker direkt ausgedruckt werden können (Abb. 4). Wesentlich ist jedoch, dass der Ingenieur die so gewonnenen Grafiken als Planungsunterlagen für die Dimensionierung von Lüftungsanlagen benützen kann. Dass dies der Fall ist, wurde vor allen Auswertearbeiten in vielen Gesprächen mit Fachleuten sichergestellt.

Gegenwärtig werden im Rahmen eines Forschungsprogramms des Schweizerischen Nationalfonds die Daten von 20 Wetterstationen auf die hier geschilderte Art ausgewertet und graphisch dargestellt. Als Beispiel zeigt Abbildung 5 die Temperatur-Feuchte-Verteilung von Zürich, wie sie sich aus den 64jährigen Messreihen für die Monate Februar, Mai,



$$P_{\square} = \frac{1}{100}\left(P_1 - P_2 - P_3 + P_4\right)$$

Abbildung 3

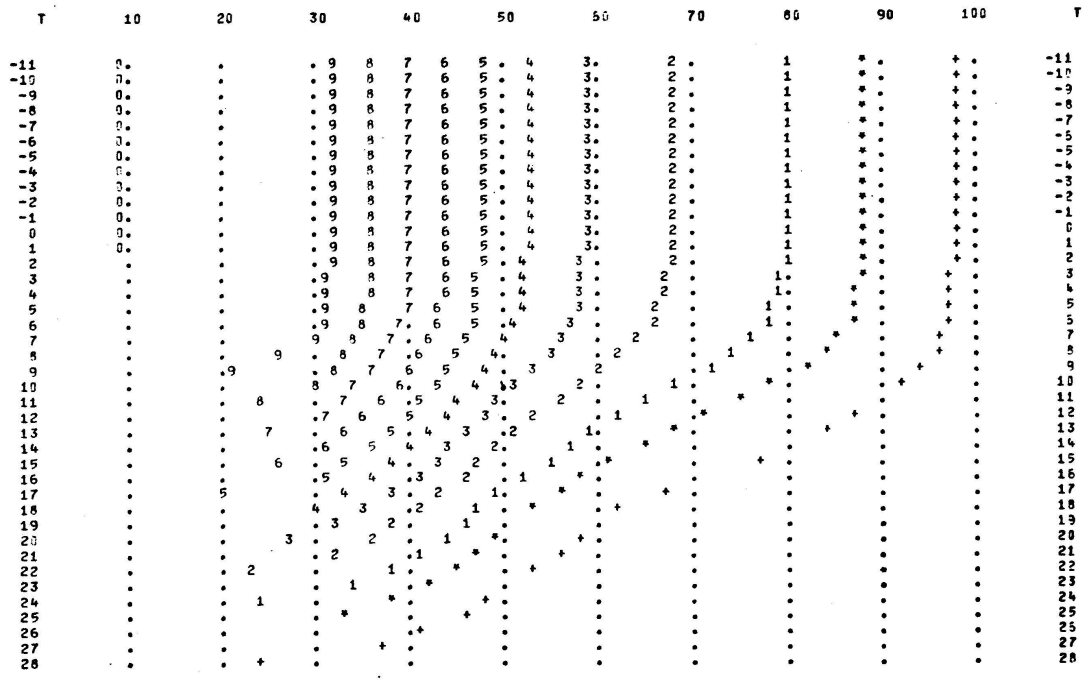


Abbildung 4

Beispiel für den Ausdruck von Summenhäufigkeitskurven durch den Computer (Station Zürich MZA, Monat Mai)

August und November ergeben. Die dick durchgezogenen Kurven geben die Summenprozentkurven von 100% an, innerhalb welcher alle gemessenen Werte der Periode 1901–1964 liegen. Die beiden Rechtecke sind Summenprozentkurven von 10% und 50%. Neben den zweidimensionalen Verteilungsfunktionen finden sich in diesen Darstellungen auch die eindimensionalen Randverteilungen für die Temperatur und die Feuchtigkeit, welche direkten Aufschluss geben über die Mittelwerte und Varianzen der beiden meteorologischen Parameter.

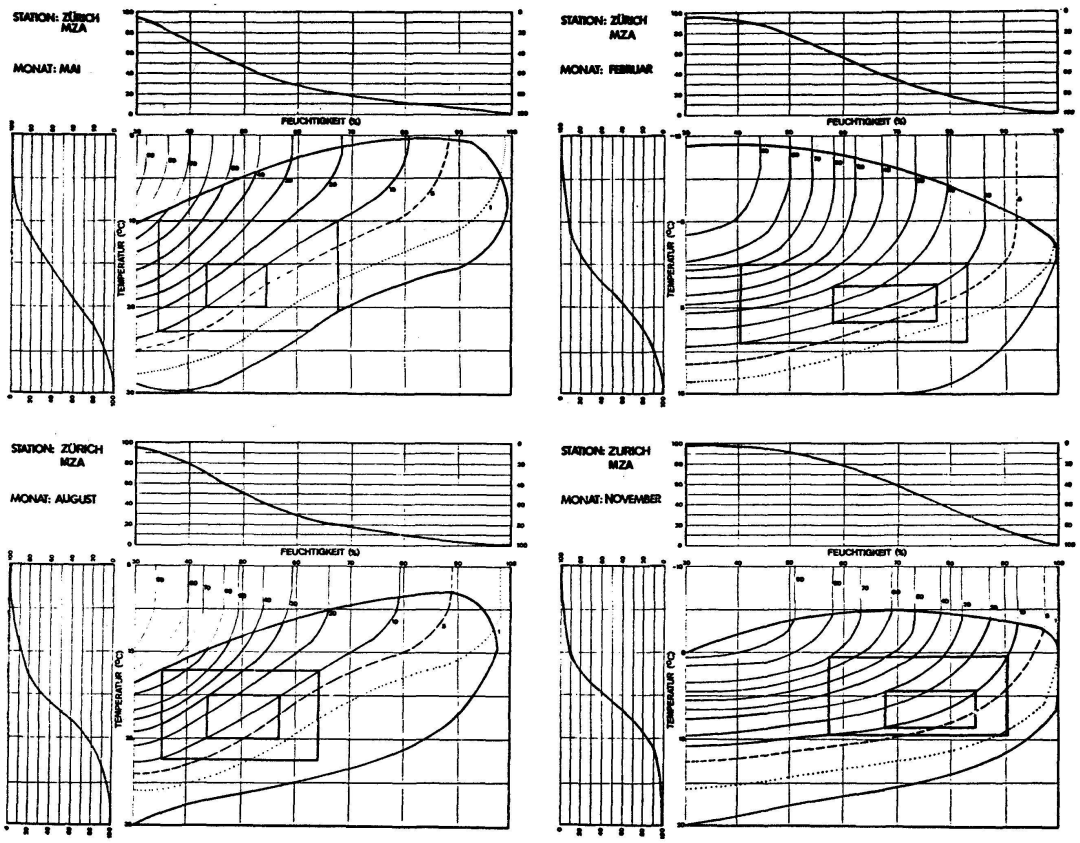


Abbildung 5

Summenhäufigkeitskurven der Temperatur-Feuchte-Verteilung für vier Monate der Messstation Zürich MZA. Innerhalb der dick ausgezogenen Kurve liegen alle gemessenen Werte der Periode 1901–1964. Die beiden Rechtecke sind Summenprozentkurven von 10% bzw. 50%. Oberhalb und links der zweidimensionalen Verteilung finden sich die Randverteilungen der Feuchtigkeit und der Temperatur

LITERATUR

BÖER, W., und GOETSCHMANN, G.: Zweidimensionale Häufigkeitsverteilungen der Lufttemperatur und der Luftfeuchte als Darstellungen der klimatischen Beanspruchungen technischer Erzeugnisse. Z. angew. Meteorol. *7* (1963).

4. B. PRIMAULT (Meteorologische Zentralanstalt Zürich): *Comparaison des méthodes climatique et phénologique pour la détermination des vocations culturales d'un lieu donné*

Afin de limiter les appétits d'un petit nombre au profit du bien-être de tous, il est urgent que des plans d'aménagement du territoire soient établis et appliqués. Mais, pour que de tels plans puissent être élaborés sur des bases solides, il faut procéder à des études complètes, les unes analytiques, les autres prospectives.

Les secondes se rapportent à des phénomènes en pleine évolution comme le développement démographique, l'industrie, les besoins en instruction, les transports, le tourisme, pour ne citer que les plus importants. Les premières concernent des données fixes comme l'orographie ou la géologie.

Entre ces deux groupes se trouve un élément dont l'évolution est très lente, mais qui peut être accélérée et irréversiblement perturbée si l'on n'y prend pas garde. Cet élément est en outre déterminant pour le développement de la plupart des activités humaines. Il s'agit du climat. Il n'est donc pas étonnant que les planificateurs réclament toujours plus de données concernant les éléments constitutifs du climat.

Les services météorologiques nationaux conservent dans leurs archives de très nombreux relevés de ces divers paramètres, relevés qui sont en partie publiés sous forme de moyennes couvrant de longues périodes (en général 30 ou 60 ans).

Sur la base de ces chiffres, il est possible d'établir des cartes représentant les régions où certaines combinaisons sont réalisées. Le meilleur exemple nous en est fourni par MAEDER (1971).

Pourtant, ces chiffres moyens, même s'ils se rapportent à des laps de temps relativement courts et échelonnés tout au long de l'année sont insuffisants pour distinguer des aires relativement peu étendues comme l'exige l'agriculture en particulier. Il faut, dans ce cas, pouvoir se baser plutôt sur la variabilité de ces éléments.

Une telle étude a été menée à bien pour le canton de Vaud (PRIMAULT, 1971c). Vu le nombre relativement restreint de stations d'observations, on est alors obligé de procéder à des extrapolations et à des interpolations. Les documents qui en découlent doivent être judicieusement interprétés. Ce travail réclame beaucoup de temps.

On pourrait se demander s'il ne serait pas possible d'adapter ces méthodes à la planification locale. Malheureusement, le nombre de stations de mesure existantes est très petit, si bien que les imprécisions dues à la méthode elle-même rendent un tel travail aléatoire. Il faudrait, pour pouvoir œuvrer à bon escient, installer un grand nombre de postes intermédiaires. Ceux-ci devraient rester en service durant 5 à 10 ans pour satisfaire aux exigences d'un calcul statistique de variances.

On s'est demandé si la nature ne nous fournirait pas, en tous cas pour l'agriculture, un outil permettant de travailler sur des laps de temps plus courts et donnant plus de détails locaux. On cherchait avant tout un

indicateur des interactions de plusieurs paramètres. Cet instrument d'observation nous est fourni par la couverture végétale. On en observe le développement ou plus exactement l'apparition de phases déterminées de certaines plantes.

Les plantes et plus spécialement les plantes vivaces sauvages présentent, vu leur grand nombre, des différences de développement d'un endroit à l'autre, permettant une discrimination très détaillée des vocations culturales d'une petite région. Il serait toutefois faux de croire que ces différences sont le fruit de l'action d'un seul élément météorologique, la température par exemple. Il ne faut donc pas parler de «conditions thermiques», comme le fait SCHREIBER (1968), mais au contraire d'«étages de développement phénologique similaire» (en allemand «phänologische Zustandsstufen»).

Vu les détails que peut apporter cette méthode, on sera tenté de l'appliquer à de grandes surfaces. Ceci n'est toutefois possible que si les conditions climatiques y sont uniformes. En effet, par suite de la finesse de leurs réactions, les plantes subissent une sélection naturelle conditionnée par le milieu écologique (climat *et* sol) dans lequel elles vivent et forment alors des races distinctes (cf. PRIMAULT, 1971a). Par conséquent, cette méthode a aussi ses limites d'application. Elle est toutefois complémentaire aux deux premières, car elle peut apporter les détails indispensables à la planification locale. Son application ne saurait par contre dépasser le plan régional.

Pour obtenir une documentation complète, il faudra donc effectuer les trois types d'études: analyse climatologique basée sur les moyennes, analyse climatologique de fréquences et étude phénologique.

Vouloir essayer de gagner du temps ou de l'argent en faisant l'économie d'un de ces trois échelons est courir le risque de laisser échapper un élément essentiel, ce qui pourrait avoir de graves conséquences lors de l'application du plan d'aménagement.

BIBLIOGRAPHIE

MAEDER, F.: Klimaeignungskarte für Siedlung und Erholung. Klimaeignungskarte für Landwirtschaft. Hinweise und Quellenangaben. Institut für Orts-, Regional- und Landesplanung an der ETHZ, Zürich 1970.

PRIMAULT, B.: Essai de comparaison des champs d'application de la méthode d'écologie appliquée et de l'analyse climatologique. Rapports de travail de l'Institut suisse de Météorologie, Zürich 1971. 7 p.

PRIMAULT, B.: Le climat, élément du plan d'aménagement. Publications de l'Institut suisse de Météorologie, n° 24. Zürich 1971. 2 p., 1 carte.

PRIMAULT, B.: Etude méso-climatique du canton de Vaud. Cahiers de l'Aménagement régional, n° 14. Office vaudois de l'Urbanisme. Lausanne (en voie de parution).

SCHREIBER, K.-F.: Les conditions thermiques du canton de Vaud et leur graduation. Cahiers de l'Aménagement régional, n° 5. Office vaudois de l'Urbanisme. Lausanne 1968. 31 p., 1 carte.

5. W. SCHÜEPP (Reinach BL): *Meteorologisches zur Belüftung eines Industriegebietes*

Sehr grosse Mengen von Abgasen und Wärme werden durch Industrie, Verkehr, Hausbrand und vegetationsfreie Oberflächen an die Luft abgegeben. Bei der grössten Konzentration von Bevölkerung in der Schweiz, Basel und Umgebung, werden diese Beiträge mit den natürlichen Umsätzen vergleichbar. Es muss deshalb eine Veränderung des Lokalklimas eintreten. Genaue Messungen der meteorologischen Bilanzgrössen und eine Aufnahme der homogenen Energiequellen und Veränderungen der Bodenfläche stehen noch aus. Die Werte der Tabelle I sind nach bestem Vermögen geschätzt, dürften aber genügen, das Problem zu illustrieren.

Tabelle I

Wärmehaushalt des Kantons Baselstadt (37 km²)

	Winter		Sommer		
	24 Stunden	Nacht	24 Stunden	Nacht	Einheiten
Industriewärme	129×10^{11}	64×10^{11}	78×10^{11}	39×10^{11}	cal/d (Tag)
bzw.	35	18	21	10	cal/cm² d
Globalstrahlung	80	0	480	0	cal/cm² d
Effektive Ausstrahlung	— 120	— 50	— 160	— 70	cal/cm² d
Verdunstung Freiland	— 20	0	— 130	— 20	cal/cm² d
überbaut	— 10	0	— 65	— 10	cal/cm² d
Bilanz Freiland	— 76	— 50	113	— 90	cal/cm² d
überbaut	— 66	— 50	178	— 80	cal/cm² d
inkl. Industriewärme	— 31	— 32	199	— 70	cal/cm² d
Industriegebiet/Freiland	41	64	176	78	%

Da die lokale Zirkulation durch die Energiebilanz angetrieben wird, erkennen wir, dass wesentliche Veränderungen erwartet werden müssen, um so mehr, je ausgedehnter das Gebiet mit abweichenden Werten wird.

Vier Faktoren beeinflussen die Zirkulation in einem geradlinigen Tal konstanter Breite:

a) die Höhe der Inversionsobergrenze
b) die Intensität der Inversion
c) die Reibung am Boden und an den Seitenhängen
d) der Gradient in Kammhöhe

Solange d klein ist, wird die Zirkulation mit der Ausstrahlung zunehmen.

Da der Ausstoss von Emissionen im Wohn- und Industriegebiet kaum vom Wetter abhängt (ausser der Heizung als Funktion der Temperatur), muss die Immission als Funktion der Zirkulation erscheinen. Es gibt 7 Fälle zu unterscheiden:

1. Bei völlig indifferenter Atmosphäre nimmt die Konzentration mit $k = c/r^2$ ab, c ist um so kleiner, je besser Turbulenz und Belüftung sind.

2. Bei stabiler Atmosphäre scheint der Austausch nach oben sehr klein, so dass die Konzentration nur noch mit $k = c/r$ abnimmt. Wieder ist c von der Luftversetzung abhängig.

3. In einem Tal beschränkt sich die Ausbreitung auf die Zeit, bis die ganze Breite B ausgefüllt ist; sobald $r \geqq B$, fällt die seitliche Dimension weg.

Fall 1: für $r \geqq B$ wird $k = c/r$
Fall 2: wird $k = \text{const } c$ ·

4. Sind mehrere Quellen gleichmässig verteilt, so ist deren Zahl N für eine Fläche proportional r^2 und für eine Zeile (Tal) proportional r, es wird also:

a) für Industriefläche: $N = c \cdot r^2$, $k = N \cdot c/r^2 = \text{const}$
b) für Industrietal: $N = c \cdot r$, $k = N \cdot c/r = \text{const}$

5. Fallen Inversion, Tal und Industrie zusammen, so resultiert gar für $r \geqq B$, $k = r \cdot k_0$ eine Zunahme mit dem Wind, d.h. beim Rheintal eine stete Zunahme bis Baselstadt.

6. Bei längeren Strecken werden weitere Faktoren bedeutsam, nämlich:
a) die Diffusion nach oben
b) der Fallout (Sedimentation) nach unten
c) die Umsetzung in schädlichere (Smog) oder harmlosere Stoffe (CO_2)

7. Die Windgeschwindigkeit bedingt das Luftvolumen, das in einer gegebenen Zeit durch das Tal streicht, und damit wiederum die Verdünnung.

Durch Abschwächung der nächtlichen Gesamtbilanz ergibt sich ein schwächerer Bergwind (talabwärts), ergo grössere Luftverunreinigung. Anders würde es, wenn die nächtliche Bilanz auch positiv würde. Aber so grosse Energien würden sicher weitere Konsequenzen nach sich ziehen, wie dies am Falle des Hochofenzentrums La Porta bei Chicago nachgewiesen ist.

Auch der dritte an der Zirkulation beteiligte Faktor, die Reibung, muss dringlich berücksichtigt werden. Je höher die Überbauung reicht, desto mächtiger wird die «Reibungsschicht», wodurch die Belüftung des Stadtkerns immer mehr erschwert wird. Bei der Stadtplanung von Strassenzügen, Hochbauten und Grossüberbauungen ist besonders darauf zu achten, dass die Schwachwinde weiterhin möglichst frei zirkulieren können, d.h. ungefähr in Talrichtung geführt werden. Je breiter die Bauten im Verhältnis zu den Strassenzügen werden, desto grösser (unangenehmer) muss dort der Luftzug werden, um noch genügend entlüften zu können.

6. K. LENGGENHAGER (Bern): *Zum Problem der schräg verschobenen, umschriebenen Halos und zur Rehabilitierung des Halos von Scheiner* (wird anderweitig veröffentlicht)

7. O. BUSER und A. N. AUFDERMAUR (Eidgenössisches Institut für Schnee- und Lawinenforschung, Weissfluhjoch, Davos): *Statische Aufladung an Eisoberflächen*

Wir geben hier einen vorläufigen Bericht und eine Deutung der Aufladungserscheinungen, die beim Aufprall von Eiskügelchen von 10–40 μm Durchmesser auf einem Eis- oder Metallzylinder auftreten.

Die Ladungstrennung beim Zusammenstoss von Eisteilchen wurde deshalb untersucht, weil dieser Mechanismus neben der Aufladung durch Influenz [1, 2] bei der Gewitterelektrizität eine Rolle spielen dürfte, was aus einer umfangreichen, jedoch widersprüchlichen Literatur hervorgeht [3]. Die Formulierung des thermoelektrischen Effektes in Eis durch MASON [4] und die verfeinerte Theorie von JACCARD [5] führten zu einer ersten Deutung der Ladungstrennung beim Zusammenstoss von Eisteilchen. Unsere Versuche, im besonderen die Untersuchungen über Zusammenstösse und Kontakte zwischen Eis und verschiedenen Metallen, weisen jedoch eine andere Richtung. Diese Versuche wurden im Windkanal bei Temperaturen um −45 °C durchgeführt. Pro Sekunde wurden etwa 10^5 gefrorene Wassertröpfchen im Luftstrom mit einer Geschwindigkeit von 10 m/s an einen rotierenden Zylinder von 10 mm Durchmesser und 10 mm Länge herangeführt. Der Zylinder war aus zwei verschiedenen Metallen oder aus Eis und einem Metall zusammengesetzt. Der Zylinder wurde mittels eines FET-Operationsverstärkers auf Erdpotential gehalten. Der vom Verstärker kompensierte Aufladungsstrom wurde für die einzelnen Segmente gemessen. Eine Elektrode im Abstand von 0,1 mm im Windschatten des Zylinders erlaubte gleichzeitig eine Differenzmessung des Oberflächenpotentials. Vorversuche haben nämlich ergeben, dass zwischen Aufladungsstrom und der Austrittsarbeit verschiedener Metalle ein annähernd linearer Zusammenhang besteht. Da bei unseren Versuchen die Verschmutzung der Oberfläche nicht kontrolliert werden konnte, wollten wir mit der beschriebenen Messapparatur den Aufladungsstrom von verschiedenen Materialien mit den in situ gemessenen Differenzen der Oberflächenpotentiale vergleichen. Letztere sind bekanntlich proportional der Austrittsarbeit von Elektronen. Der Zusammenhang zwischen Aufladungsstrom und Austrittsarbeit war auch bei diesen Messungen offenkundig, sofern die Oberflächen frisch waren, d.h. der zusammengesetzte Zylinder kurz vor der Messung auf seinen endgültigen Durchmesser abgedreht wurde. Abbildung 1 zeigt die Resultate. Dank seiner zeitlichen Stabilität eignete sich Graphit am besten als Referenz. Als Austrittsarbeit wurde für Graphit 4,8 eV angenommen. Die damit für die anderen Metalle bestimmten Austrittsarbeiten liegen im Bereich der in der Literatur angegebenen Werte.

Die Ladungstrennung lässt sich qualitativ mit dem Modell des Metall-Halbleiterkontaktes erklären (z.B. [6]). Zum Ausgleich des chemischen Potentials der Ladungsträger in den beiden Materialien wird ein elektrisches Potential aufgebaut, wobei sich die Ladungsträger im Eis entweder in Oberflächenzuständen befinden oder eine Raumladungsschicht auf-

bauen. Diese Ladungen werden mit den einzelnen Eisteilchen weggeführt; am Metall resultiert ein negativer bzw. positiver Aufladungsstrom. Die Grösse der Raumladung ist proportional der Differenz der Austrittsarbeit und umgekehrt proportional der Eindringtiefe (Debey-Länge) der Raumladung im Eis. Ersteres erklärt den einigermassen linearen Zusammenhang zwischen Ladungstrennung und Austrittsarbeit. Quantitative Erklärungen sind im Moment noch schwierig, weil wir nicht wissen, ob und wie der Gleichgewichtszustand während der kurzen Kontaktzeit von etwa 1 μs erreicht wird. Diese Erklärung impliziert, dass die Austrittsarbeit von Eis etwa bei 4,5 eV liegt, was auch durch Messung des Oberflächenpotentials bestätigt wird. Ähnliche Werte wurden auch für andere Dielektrika gefunden [7]. Die Erklärung der Ladungstrennung beim Zusammenstoss zwischen Eisteilchen liegt auf der gleichen Linie; die Experimente sind jedoch weniger übersichtlich und sollen später behandelt werden.

Die positive oder negative Raumladungsschicht im Eis an der Kontaktstelle mit einem Metall lässt sich auch durch einen Gleichrichtereffekt nachweisen: Ein leicht aufgesetzter Mg-Kontakt leitet bei negativer Spannung (Spannung gegen Eis gemessen), ein Graphit-Kontakt bei positiver Spannung (Abb. 2). Dieser Zusammenhang zwischen Gleichrichtereffekt und Raumladungsschicht wird durch die einfachste Theorie über Metall-Halbleiterkontakte im Vorzeichen richtig erklärt (z. B. [8]).

Bei der Ladungstrennung beim Zusammenstoss zwischen Eisteilchen macht sich mit der Alterung des Eises eine störende Oberflächenschicht bemerkbar. Bekanntlich zeichnet sich die Eisoberfläche bei hohen Temperaturen durch eine relativ grosse elektrische Leitfähigkeit aus. Erst bei Temperaturen unterhalb −30 °C verschwindet dieser Effekt [9]. Unsere Messungen zeigten nun, dass bei noch tieferen Temperaturen (−45 °C) sich an der Oberfläche eine schlecht leitende Schicht ausbildet. Dort aufgebrachte Ladungen verschwinden mit einer Relaxationszeit von über 10 s, während die Relaxationszeit im Eisinnern 0,5 s beträgt. Die daraus berechnete Oberflächenleitfähigkeit geht zwanglos in die grosse Oberflächenleitfähigkeit bei höheren Temperaturen über und bestätigt die von Bullemer et al. [9] angegebene Aktivierungsenergie von etwa 1,3 eV, welche bekanntlich wesentlich grösser ist als jene des Eisinnern. Diese Oberflächenschicht und damit die Ladungstrennung zwischen den frisch gefrorenen Wassertröpfchen und einem Eiszylinder ist offenbar stark von der Zeit und den Bedingungen abhängig. Dies ergab eine variable, schwer zu interpretierende Ladungstrennung. Reproduzierbare Verhältnisse lagen nur dann vor, wenn durch mechanische Bearbeitung (Abkratzen in situ) eine frische Oberfläche hergestellt wurde. Eine gleichzeitige Messung der Ladungstrennung und des Oberflächenpotentials erlaubte keinen Rückschluss auf eine etwaige Veränderung der Austrittsarbeit, da die Aufladung der Oberfläche 10 V betragen konnte und deshalb alles überdeckte. Trotz dieser Schwierigkeiten konnte auch beim Zusammenstoss zwischen Eisteilchen ein interessantes Resultat erhalten werden, welches einen Zusammenhang zwischen Ladungstrennung und Austrittsarbeit von Eis zeigt. Ein Eiszylinder wurde vor dem Beschuss durch Eisteilchen erwärmt

oder unter den Taupunkt abgekühlt, um die Oberfläche zu sublimieren oder zu deponieren. Nach Erreichen des Temperaturgleichgewichtes wurde im ersten Fall ein negativer (−30 pA), im zweiten Fall ein positiver (+40 pA) Aufladungsstrom am Eiszylinder gemessen. Nach TAKAHASHI [10] wird durch Deposition von Wasserdampf die Austrittsarbeit um etwa 50 meV gesenkt, was wiederum mit dem Schema in Abbildung 1 übereinstimmt. Wir vermuten, dass durch diesen Effekt bei früheren Versuchen ein «thermoelektrischer Effekt» vorgetäuscht wurde. Es hat sich ja schon früher gezeigt, dass der theoretisch begründete thermoelektrische Effekt zu klein ist, um die beobachtete grosse Ladungstrennung beim Zusammenstoss von Eisteilchen zu erklären. (Eine Gegenüberstellung verschiedener Arbeiten findet man bei MASON [3].)

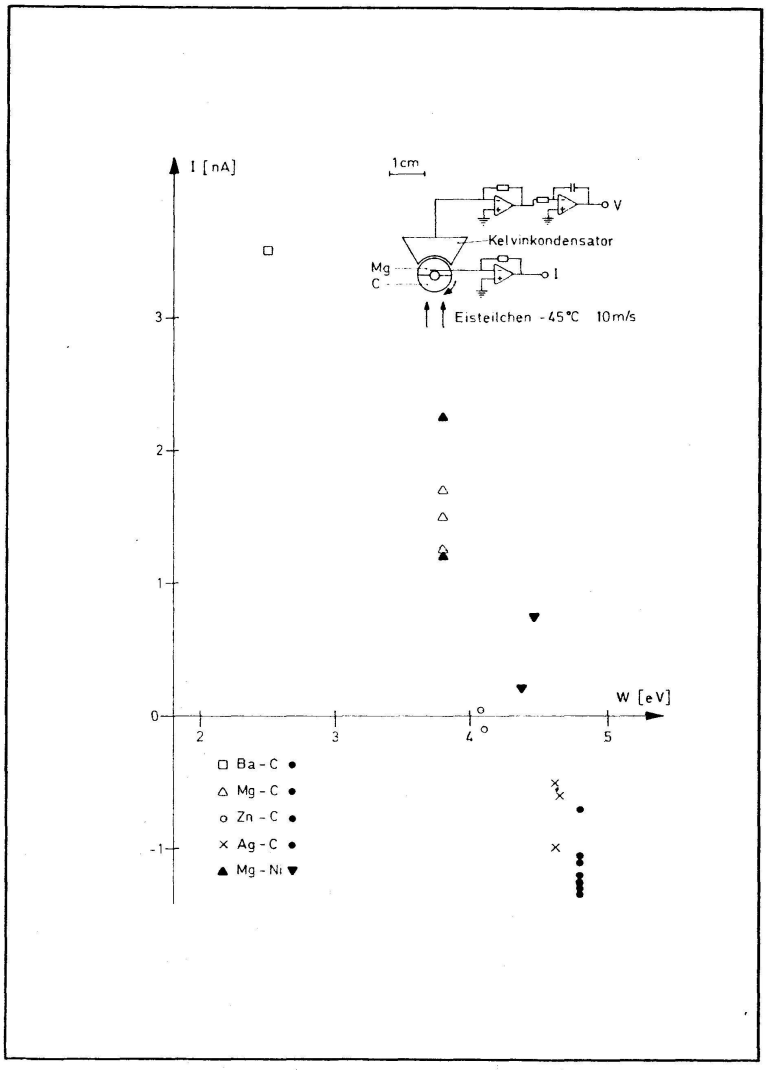


Abbildung 1

Zusammenhang zwischen Strom und Kontaktpotential. Als Bezugspunkt wurde Graphit (C) mit einer Austrittsarbeit von 4,8 eV gewählt

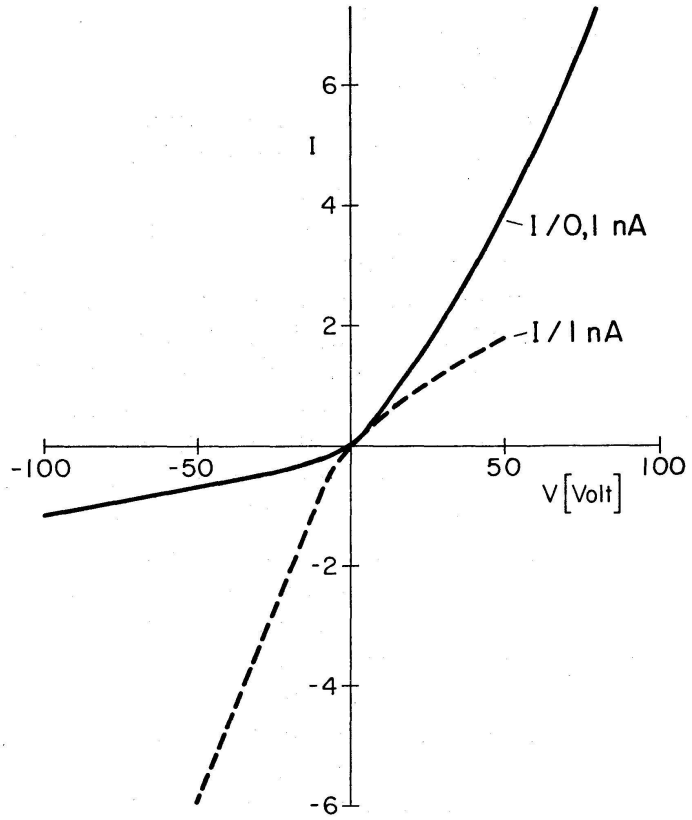


Abbildung 2

Gleichrichtereffekt für C-Eis (——) und Mg-Eis (----). Die Spannung wurde gegen Eis gemessen

LITERATUR

1. SARTOR, J.D.: The role of particle interaction in the distribution of electricity in thunderstorms. J.Atm.Sci. *24*: 601 (1967).
2. AUFDERMAUR, A.N., und JOHNSON, D.A.: Charge separation due to riming in an electric field. Quart.J.Roy.Met.Soc. (im Druck).
3. MASON, B.J.: The physics of clouds. Oxford Monographs on Meteorology, Clarendon press, 1971.
4. LATHAM, J., and MASON, B.J.: Electric charge transfer associated with temperature gradients in ice. Proc.Roy.Soc.Lond. A *260*: 523 (1961).
5. JACCARD, C.: Thermoelectric effects in ice crystals. Phys.kondens.Materie *2*: 143 (1963).
6. MANY, A., GOLDSTEIN, Y., and GROVER, N.B.: Semiconductor surfaces. North-Holland Publishing Company, Amsterdam 1965.
7. DAVIES, D.K.: Charge generation on dielectric surfaces. Brit.J.appl.Phys., Ser. 2, Vol. 2 (1969).
8. KITTEL, CH.: Introduction to solid state physics. Second edition, p. 384.
9. BULLEMER, B., ENGELHARDT, H., und RIEHL, N.: In physics of ice. Plenum Press, NewYork 1969, p. 416.
10. TAKAHASHI, T.: Electric surface potential of growing ice crystals. J.Atm.Sci. *27*: 453 (1970).

8. A. RIMA (Locarno-Muralto): *Geotemperatura minima e massima a Bellinzona, 1965–1967*

La variazione della temperatura nel terreno a una profondità superiore ad un metro non è stata finora sufficientemente trattata. Esistono delle misure sporadiche ma mancano osservazioni giornaliere continue e omogenee. La bibliografia allegata [1, 2] dà appunto i pochi casi con elaborati riguardanti questo tema.

A Bellinzona, per iniziativa del laboratorio dell'ufficio delle strade nazionali, diretto dall'ing. HOLEZ, si è voluto precisare, in particolare, la presenza di gelo e indagare sulla variazione della temperatura nel terreno naturale fino ad una profondità di 160 cm.

Le misure giornaliere, rilevate alle 8.00, si riferiscono solo ai valori di massima e minima eseguite mediante dei termometri posati ad ogni 20 cm di profondità, cioé a 20, 40, 60, 80, 100, 120, 140 e 160 cm. Lo stazionamento di misura è in via Ghiringhelli 9, con le coordinate 721 920–116 520 a circa 236 m s.l.m. Due termometri uguali siti a 10 cm e a 100 cm sopra il suolo danno la temperatura dell'aria mentre un pluviometro tipo Hellmann alla stessa altezza controlla la precipitazione giornaliera.

La stratificazione del terreno naturale, per la messa a punto dell'impianto, è stata preparata con materiale di riempimento ricavato sul luogo e composto di humus (argilloso) per tutta l'altezza di controllo.

La presente elaborazione si estende per tre anni, dal 1965 al 1967 compreso, esso presenta qualche discontinuità nelle osservazioni; infatti nel 1966 non furono eseguiti i controlli dal mese di agosto a ottobre. Comunque le medie ponderate sono ritenute sufficienti per una buona valutazione delle massime e delle minime.

Gli eventi giornalieri disponibili (14 192), riferiti ad ogni livello, per i valori di massima, analogamente a quelli di minima, per tutto l'intervallo (3 anni), sono ripartiti secondo i mesi – per meglio interpretare l'attendibilità del materiale – nel modo seguente:

Mese	Giorni con osservazioni	Mese	Giorni con osservazioni
Gennaio	59	Luglio	82
Febbraio	84	Agosto	57
Marzo	93	Settembre	50
Aprile	75	Ottobre	62
Maggio	91	Novembre	72
Giugno	69	Dicembre	93

Dal materiale così elaborato, riassunto nei valori medi mensili delle massime e delle minime riportati nelle tabelle I e II allegate e il valore medio ponderato delle massime e minime nella figura 1, si deducono gli appunti seguenti.

Tabella I

Medie mensili e annuali della geotemperatura *massima* degli strati da 20 a 160 cm del terreno naturale a Bellinzona. Temperatura media mensile della massima dell'aria *T*°C a 100 cm dal suolo. In °C. Osservazioni dal 1965 al 1967 (3 anni)

Profondità in cm	Gennaio	Febbraio	Marzo	Aprile	Maggio	Giugno	Luglio	Agosto	Settembre	Ottobre	Novembre	Dicembre	Media annua
20	1,7	3,3	10,6	15,4	22,2	24,9	25,8	24,4	21,1	21,1	13,7	8,8	15,5
40	3,6	3,2	7,2	11,3	17,5	21,5	22,6	22,6	19,8	17,8	11,8	7,1	13,2
60	4,0	3,5	6,6	10,2	16,0	19,8	20,5	21,9	19,2	17,5	10,8	8,3	12,6
80	7,4	4,8	6,6	9,6	14,5	18,9	19,5	21,0	18,9	17,8	12,0	10,1	12,9
100	8,7	5,5	6,7	9,4	13,9	17,5	18,8	20,4	18,6	17,9	13,5	11,1	13,0
120	9,2	6,2	6,8	9,3	13,5	16,8	17,8	20,0	18,6	17,5	12,8	11,1	12,8
140	10,1	7,0	7,1	9,2	13,2	15,8	16,9	19,1	18,4	17,4	14,0	12,3	12,9
160	10,5	7,8	7,4	9,2	12,8	15,3	15,9	18,9	18,1	17,4	14,1	13,1	12,9
T°C	7,1	11,7	15,8	20,7	22,3	29,3	29,9	27,7	24,1	23,4	13,2	10,4	19,3

Tabella II

Medie mensili e annuali della geotemperatura *minima* degli strati da 20 a 160 cm del terreno naturale a Bellinzona. Temperatura media mensile della minima dell'aria *T*°C a 100 cm dal suolo. In °C. Osservazioni dal 1965 al 1967 (3 anni)

Profondità in cm	Gennaio	Febbraio	Marzo	Aprile	Maggio	Giugno	Luglio	Agosto	Settembre	Ottobre	Novembre	Dicembre	Media annua
20	—1,6	0,2	3,7	7,6	11,6	14,8	17,4	18,6	14,4	12,1	5,3	0,7	8,1
40	0,9	1,3	3,7	7,5	10,3	14,5	17,0	19,0	15,7	13,2	7,3	2,9	8,8
60	2,5	2,3	4,0	7,3	10,2	13,7	16,4	19,3	16,4	14,4	8,9	4,7	9,4
80	3,4	3,1	4,2	7,1	9,3	13,2	15,7	18,9	16,3	14,9	9,7	5,8	9,6
100	4,7	4,0	4,5	6,9	9,1	12,8	15,3	18,4	16,8	15,4	11,0	7,3	9,9
120	5,4	4,7	4,7	6,8	8,8	12,1	14,5	18,1	16,6	15,1	11,2	7,9	10,0
140	6,4	5,1	4,8	6,7	8,5	11,2	13,8	16,7	16,6	15,2	11,9	9,2	10,0
160	6,8	5,6	5,1	6,7	8,1	10,8	13,3	16,6	16,7	15,2	9,8	9,6	9,9
T°C	—5,8	0,4	1,4	4,8	7,8	12,1	13,2	15,3	9,3	4,3	—1,6	—4,5	3,8

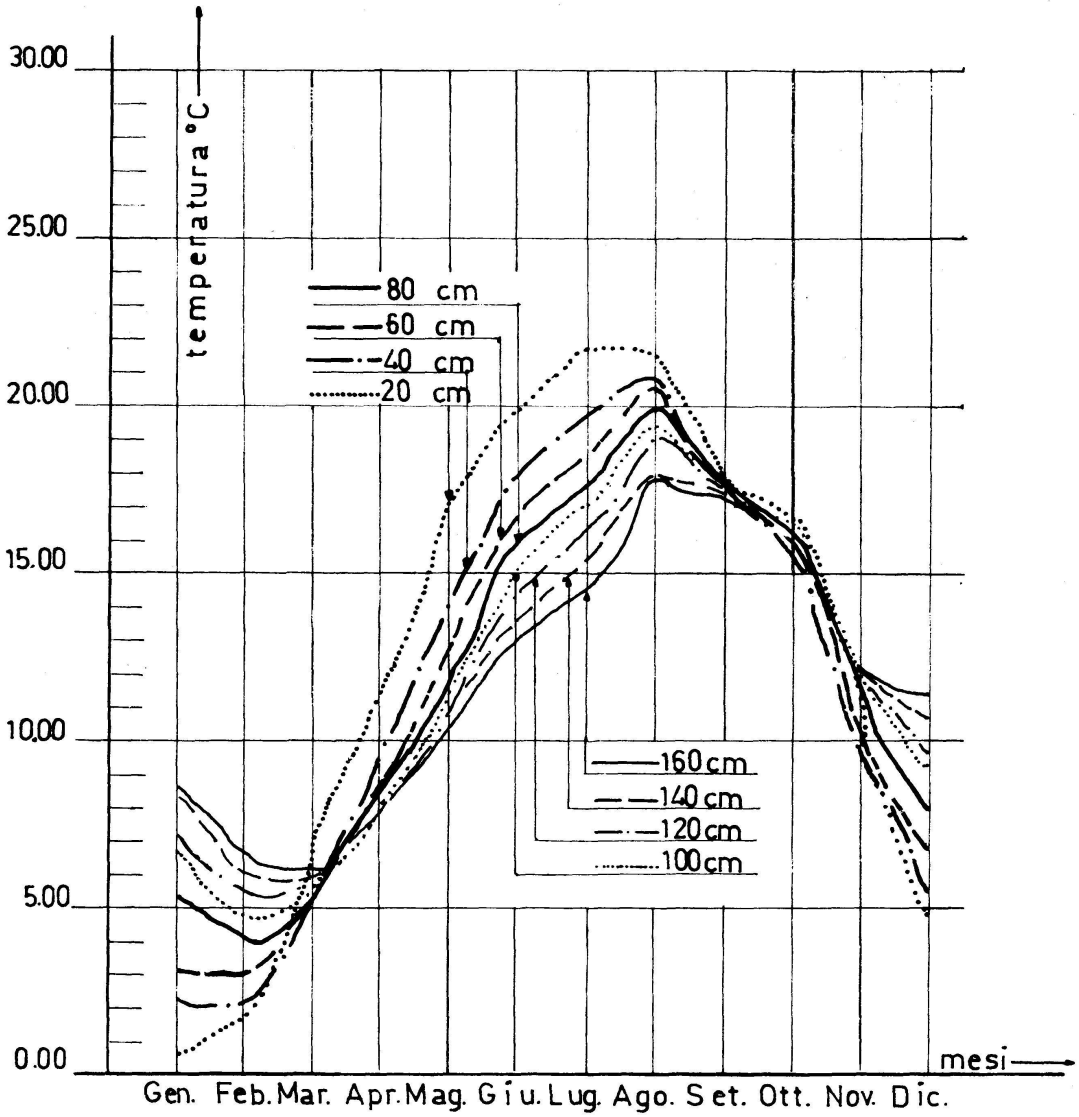


Figura 1

Valori medi mensili di massima e minima della geotemperatura, in terreno naturale, degli strati da 20 a 160 cm a Bellinzona. Osservazioni dal 1965 al 1967 (3 anni), in °C

Per una interpretazione più corretta, oltre all'andamento cronologico, furono costruite le isoterme per le massime e per le minime, per ogni singolo anno, mediando i valori ogni 5 giorni alfine di eliminare certe discontinuità.

Dagli andamenti cronologici nei periodi umidi, ossia quelli con precipitazione, si ricava una sensibile diminuzione dell'escursione in ogni strato, specialmente a 60 cm di profondità, nei mesi da luglio a settembre.

Dalle isoterme risultano chiaramente le inversioni di marzo–aprile e settembre–ottobre come del resto è visibile nella figura 1.

I valori di gelo [3] sono quelli dei giorni in cui la temperatura minima dell'aria rimane sotto allo zero. Data la discontinuità riscontrata, non è

possibile stabilire questi periodi di gelo se non per l'inverno 1965/66. Il periodo di gelo è pari a 157 giorni con inizio il 24 ottobre 1965 e termine il 29 marzo 1966. Adottando lo stesso criterio per lo strato di 20 cm, avremo un periodo di gelo di 81 giorni con inizio il 29 novembre 1965 e termine il 17 febbraio 1966.

La densità dei casi di gelo, riscontrata ad ogni strato per i singoli mesi e per tutto l'intervallo, tenendo calcolo delle inomogeneità è la seguente:

Mese	Strato 20 cm		Strato 40 cm		Strato 60 cm	Totale
Gennaio	3	24	33			60
Febbraio	19	6	28	1		54
Marzo		3				3
Novembre	2					2
Dicembre	24	15	3			42
Altri mesi	0					0
Totale	48	48	64	1		161

Nel mese di febbraio, ad es., alla profondità massima di 20 cm si sono avuti 19 casi, ossia 19 giorni con una geotemperatura minima di 0 °C e sei casi con una geotemperatura pure alla profondità massima di 20 cm di −1 °C per cui si presume che il valore di 0 °C si trovi tra 20 e 40 cm di profondità. Lo stesso avviene per il caso tra 40 e 60 cm del 1° di febbraio.

Le medie totali dei massimi e minimi danno un valore medio annuo, riferito agli 8 strati, di una trascurabile differenza, ossia 11,30 °C ± 0,55 °C.

Le medie annue delle temperature massime (tabella I) presenta un massimo, a 20 cm di profondità, con una temperatura di 15,5 °C ed un secondo massimo ad una profondità di 100 cm con 13,0 °C; mentre le minime presentano in massimo di 10,0 °C a 120–140 cm di profondità.

La temperatura minima dell'aria è sempre minore di quella riscontrata allo strato di 20 cm per un valore oscillante nei diversi mesi tra 1 a 7 °C.

La temperatura massima dell'aria è sempre maggiore di quella riscontrata allo strato di 20 cm di 0 a 5 °C.

Le esecuzioni reali tra massima–massima e minima–minima, di tutti i valori del periodo, variano in media per i singoli strati nel modo seguente:

a 20 cm ~ 9,0 °C	a 80 cm ~ 2,5 °C
a 40 cm ~ 4,5 °C	a 100 cm ~ 2,4 °C
a 60 cm ~ 3,0 °C	> a 100 cm ~ 2,2 °C

Le escursioni sopra esposte possono dare una caratteristica delle modifiche termiche agli strati che comunemente interessano le costruzioni sotterranee. Le temperature medie calcolate coi valori limiti, riportate nella figura 1, sono rappresentative anche per i valori di media, in quanto, nelle ripartizioni statistiche, esiste una trascurabile differenza con la norma e la mediana.

BIBLIOGRAFIA

1. BONJOUR, J.: Détermination de la profondeur du froid dans les chaussées. La Route et la Circulation routière, n° 1/1963. Imprimerie Vogt-Schild SA, Soleure.
2. BOSSOLASCO, M.: La temperatura del terreno sabbioso a Mogadiscio. Boll. Soc. ital. geofis. meteorol. *XIX*: 3–4, 81–89 (1970).
3. AMBROSETTI, F.: Confronti sulle condizioni del gelo a sud delle Alpi. Osservatorio ticinese dell'ISM climatologia. Rapp. Ist. sviz. di Meteorol., Zurigo 1970.
4. RIMA, A.: Contributo allo studio della temperatura nel cantone Ticino. Riv. tecn. Sviz. ital. Nri 2, 3, 4/1960, 21 pag., 33 fig., 3 tab.
5. RIMA, A.: Temperatura massima e minima del terreno naturale a Bellinzona nel 1965. Geofis. Meteorol. (sotto stampa).

9. B. FEDERER* (Eidgenössisches Institut für Schnee- und Lawinenforschung, Weissfluhjoch, Davos): *Abschwächung von Schockwellen in der Schneedecke*

Während Perioden von hoher Lawinengefahr wurden im Gebirge schon immer verschiedene Methoden der künstlichen Auslösung der Lawinen angewandt. In früheren Zeiten glaubte man, dass Glockenschall, Rufe oder Peitschenknall Lawinen auslösen; heutzutage sind verschiedene Arten von Explosivstoffen im Gebrauch, deren durchschnittliche Erfolgswahrscheinlichkeit, bei einer gegebenen Situation eine Lawine auszulösen, etwa 30% beträgt. Mit dem Aufkommen von Überschallflugzeugen tauchte die Frage auf, unter welchen Umständen der Überschallknall eine Lawine auslösen kann.

Die einzigen Messungen, die auf diesen Gebieten gemacht wurden (LILLARD et al., 1965), führten zu keinen schlüssigen Resultaten. Es ist bekannt, dass Überdrucke von 1–2 mbar Gebäude beschädigen können, aber die Wechselwirkung einer Schockwelle mit der Schneedecke ist anders geartet, denn beim Eindringen in die Schneedecke bis zu einer mechanisch schwachen Schicht wird die N-Welle stark abgeschwächt.

Während einer Untersuchung der Gründe einer Lawinenkatastrophe in der Schweiz wurde die Abschwächung von Schockwellen in einer relativ uniformen Schneedecke mit einer durchschnittlichen Dichte von 0,25 g cm^{-3} gemessen. Die Messungen wurden von der Sektion für Akustik der EMPA durchgeführt. Die Schockwellen wurden mit 35-mm-

Tabelle I

Tiefe z [cm]	Mittlerer negativer Überdruck [μbar]	Mittlere Zeitdauer des Überdrucks [ms]
0	145	2
30	46	5
60	15	7
80	6	9

* Jetzige Adresse: Labor für Atmosphärenphysik ETH, Zürich.

Flabgeschossen produziert, die mit etwa Mach 1,1 in einer Vertikaldistanz von 2 km die Messstellen überflogen. Die Mittelwerte der maximalen Überdrucke sind in der Tabelle I für verschiedene Tiefen unter der Schneeoberfläche gegeben.

Aus der Tabelle I ersieht man, dass die Abschwächung der Schockwelle in Schnee von 0,25 g cm^{-3} einen Faktor 3 pro 30 cm Schneetiefe beträgt. Den Druckverlauf (Ordinate µbar) als Funktion der Zeit (Abszisse 10 ms pro Einheit) geben die Abbildungen 1 und 2. Sie zeigen die typische N-Form des Überschallknalls.

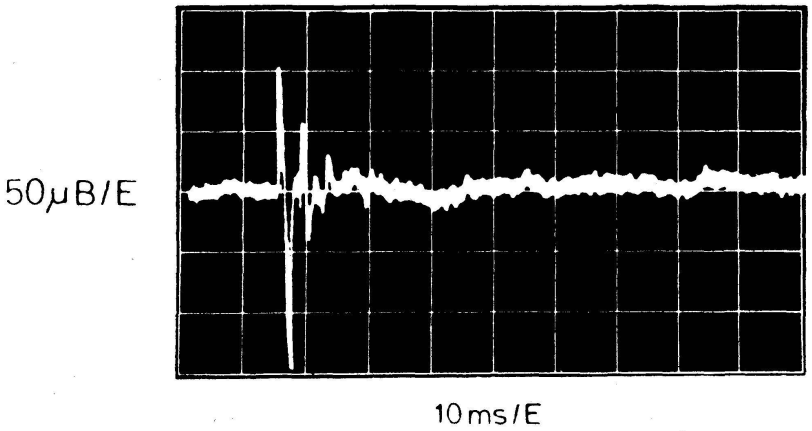


Abbildung 1

Oszillogramm eines Geschossknalls (35-mm-Flabkanone 63) in 2 km Vertikaldistanz von der Flugbahn, Mikrophon 30 cm über der Schneedecke

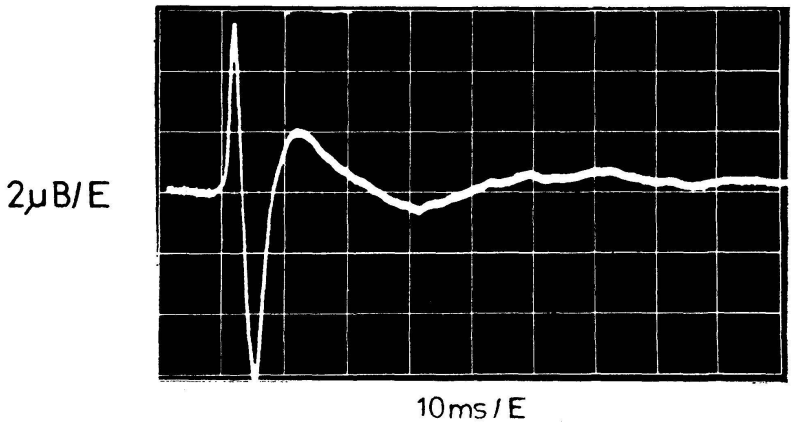


Abbildung 2

Wie Abbildung 1, aber Mikrophon 80 cm unter der Schneeoberfläche (Schnee uniform mit $\varrho = 0{,}25$ g cm^{-3})

Aus allen erhaltenen Oszillogrammen ersieht man, dass keine wesentliche Veränderung dieser N-Form während des Eindringens in die Schneedecke auftritt. Die Zeitdauer der Druckspitze verlängert sich jedoch mit zunehmender Tiefe.

Aus Erfahrung weiss man, dass eine nicht zu unterschätzende Lawinengefahr besteht, wenn eine mechanisch schwache Tiefenreifschicht durch mehr als etwa 30 cm Neuschnee bedeckt wird. Wenn wir annehmen, dass eine Schockwelle als zusätzliche statische Kraft auf die Schneedecke einwirkt, so ergibt eine Druckspitze von 1,8 mbar eine Zusatzlast, die 15 cm Neuschnee entsprechen würde. Der Wert 1,8 mbar ist der maximale Überdruck, der im Alpengebiet von schweizerischen Militärflugzeugen am Boden erzeugt werden kann (private Mitteilung von Hptm. CARREL, Payerne). Diese Betrachtung ist zwar nicht realistisch, weil die Schockwelle eine transiente Kraft auf die Schneedecke ausübt, welche verschwunden ist, bevor die Schneeteilchen eine merkliche Auslenkung erfahren haben. Diese Auslenkung kann berechnet werden, wenn angenommen wird, dass die kritische Schneeschicht in 30 cm Tiefe liegt und der einfallende Überdruck 1,8 mbar beträgt. Die Druckspitze bei $z = 30$ beträgt dann 600 µbar ($= 600$ dyn cm^{-2}). Aus der Rankine-Hugoniot-Gleichung (NAPADENSKY, 1964) kann die Geschwindigkeit der Schneeteilchen u_p während der Passage der Schockwelle berechnet werden

$$u_p = p/(\varrho_0 c_0)$$

wobei p der Überdruck normal zur Wellenfront, ϱ_0 die ursprüngliche Dichte des Mediums und c_0 die elastische Wellengeschwindigkeit (etwa 10^5 cm s^{-1}) sind. Vernachlässigt werden bei dieser Betrachtung vor allem die Energieverluste der Welle durch Reibung der Luftströmung an den Schneeteilchen, aber bei den betrachteten kleinen Amplituden ist der dynamische Druck (Winddruck) viel kleiner als der maximale Überdruck (MELLOR, 1965).

Mit diesen groben Annäherungen wird die Auslenkung x des Schneeteilchens während 5 ms : $x = 1{,}2$ µm. Ob in diesem Falle eine Lawine ausgelöst werden kann, hängt stark von der Temperatur des Schnees ab. Über -5 °C ist die Auslösewahrscheinlichkeit klein. Im Gegensatz zu

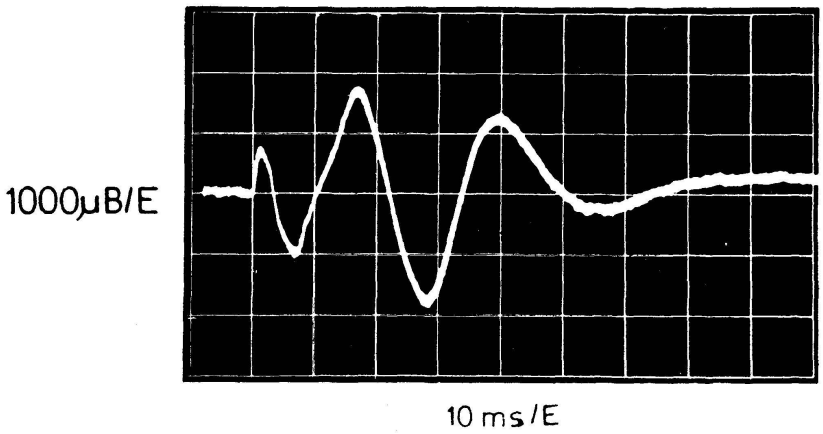


Abbildung 3

Oszillogramm einer Sprengung (1 kg Knäpper-Sprengstoff Plastex) in 80 m Entfernung, Mikrophon 30 cm unter der Schneeoberfläche

dieser N-Welle sind die Wellenformen von molekularen Explosionen, welche routinemässig zur Auslösung von Lawinen gebraucht werden, völlig verschieden (Abb. 3).

Wir wollen hier wieder die minimale Auslenkung berechnen, die ein Schneeteilchen bei Sprengungen etwa erfährt. Die grösste Amplitude beträgt bei Anwendung von 1 kg Knäpper-Sprengstoff in 80 m Entfernung 1,8 mbar, aber die Dauer der Überdruckspitzen ist rund fünfmal länger. Indem man alle anderen Faktoren gleich wie beim Überschallknall annimmt, kann man eine Auslenkung der Schneeteilchen von 6 μm berechnen, und aus Erfahrung weiss man, dass dies genügt, um in 30% aller Fälle bei verbreiteter Lawinengefahr die künstliche Auslösung herbeizuführen. Man kann daraus folgern, dass Lawinen durch einen nicht fokussierten Überschallknall nur bei Situationen ausgelöst werden, in denen auch spontane Niedergänge auftreten.

REFERENZEN

LILLARD, D.C., PERROT, T.L., and GALLAGHER, D.G.C.: Effect of sonic booms of varying overpressures on snow avalanches. Report US-FAA:AD 468794, August 1965.

MELLOR, M.: Explosions and snow. USA CRREL Monographs, Part III, Sect. A3a, June 1965.

NAPADENSKY, H.: Dynamic response of snow to high rates of loading. USA CRREL Res. Rept. 19, 1964.

10. M. BOUËT (Le Mont sur Lausanne): *Remarques sur la tornade du 26 août 1971 à la Vallée de Joux* (paraît dans le Bulletin de la Soc. vaudoise des Sc. naturelles á Lausanne)