

Berichte
des
Deutschen Wetterdienstes

Nr. 53
(Band 7)

DK 551.556.2

Die Strömung an Windschutzstreifen

von

Heinz Kaiser

(mit 25 Abbildungen und 2 Tabellen im Text)

Offenbach a. M. 1959

INHALT

	Seite		Seite
Zusammenfassung	3	2.1.1. Die Nachlaufströmung bei konstanter Geschwindigkeit	10
Abstract	3	2.1.1.1. Voraussetzungen	10
0. Einführung: Mathematische und physikalische Grundlagen	3	2.1.1.1.1. Die Strömung	10
0.1. Die Grenzschichttheorie	3	2.1.1.1.2. Das Strömungshindernis	10
0.1.1. Die Bewegungsgleichungen	3	2.1.1.1.3. Der Strömungswiderstand	11
0.1.1.1. Die Bewegungsgleichungen einer zähen, inkompressiblen Flüssigkeit bei laminarer Strömung	3	2.1.1.1.4. Die Impulssenke	11
0.1.1.2. Die Bewegungsgleichungen in der laminaren Grenzschicht	4	2.1.1.1.5. Die Nachlaufströmung	11
0.1.1.3. Die Bewegungsgleichungen in der turbulenten Grenzschicht	4	2.1.1.2. Die linienförmige Impulssenke	11
0.1.1.3.1. Die Begriffsbestimmung der Turbulenz	4	2.1.1.3. Die flächenförmige Impulssenke mit konstanter Flächendichte der Ergiebigkeit ..	13
0.1.1.3.2. Die Bewegungsgleichungen	4	2.1.1.4. Die flächenförmige Impulssenke mit höhenveränderlicher Flächendichte der Ergiebigkeit	14
0.1.1.3.3. Der Austauschkoefizient und der Scheindiffusionskoefizient	4	2.1.2. Die Nachlaufströmung bei höhenveränderlicher Geschwindigkeit	16
0.1.1.3.4. Die Schubspannungsgeschwindigkeit	5	2.1.2.1. Die Nachlaufströmung bei konstanter Re-Zahl	16
0.1.1.3.5. Die Bewegungsgleichungen einer stationären Strömung parallel zur Grenzfläche	5	2.1.2.2. Die Nachlaufströmung bei höhenveränderlicher Re-Zahl	17
0.1.2. Das vertikale Geschwindigkeitsprofil in der turbulenten Grenzschicht	5	2.1.2.2.1. Allgemeines	17
0.1.2.1. Der Mischungsweg	5	2.1.2.2.2. Die Abhängigkeit der Nachlaufströmung von der Bodenrauigkeit	20
0.1.2.2. Das logarithmische Gesetz des vertikalen Geschwindigkeitsprofils	5	2.2. Die Nachlaufströmung an Wänden geringer Durchlässigkeit	22
0.1.2.3. Das Potenzgesetz des vertikalen Geschwindigkeitsprofils	6	2.2.1. Allgemeines	22
0.2. Die Diffusion von Quellen in der turbulenten Grenzschicht	6	2.2.2. Die Abhängigkeit der Nachlaufströmung von der thermischen Schichtung	23
0.2.1. Die Diffusionsgleichung	6	2.2.3. Die numerische Bestimmung der Parameter c_w und Re für die Abbildungen 10 bis 12	24
0.2.2. Die Diffusion einer kontinuierlichen Punktquelle konstanter Ergiebigkeit	6	2.2.3.1. Der Widerstandsbeiwert	24
0.2.3. Die Diffusion einer senkrecht zur Strömung orientierten unendlichen Linienquelle	6	2.2.3.2. Die Reynolds'sche Zahl	24
1. Problemstellung	7	3. Die mittleren Strombahnen an durchlässigen Wänden	25
2. Die Horizontalkomponente der Geschwindigkeit im Nachlauf von Wänden	10	4. Die Turbulenz im Nachlauf von Wänden	29
2.1. Die Nachlaufströmung an Wänden großer Durchlässigkeit	10	5. Die Schubspannung im Nachlauf von Wänden	32
		6. Die Abhängigkeit der Nachlaufströmung von der Form der Hindernisse	33
		Literatur	35

Diese Arbeit wurde als Inaugural-Dissertation von der Mathematisch-naturwissenschaftlichen Fakultät der Universität Bonn („D 5“) angenommen.

Zusammenfassung

Die Untersuchung beschäftigt sich in ihrem Hauptteil mit dem Versuch einer analytischen Behandlung der Strömung an Windschutzstreifen, allgemein an durchlässigen Wänden auf ebenen Flächen. Die Nachlaufströmung an Windschutzstreifen wird auf Grund der Beobachtung, daß die Schwächung der Horizontalkomponente der Windgeschwindigkeit im bodennahe Bereich von Windschutzstreifen und die bodennahe Konzentration des von einem Schornstein bei beständigem Wind diffundierenden Rauches in ihrem leeseitigen Gang eine weitgehende Ähnlichkeit zeigen, gedeutet als Effekt der Diffusion von negativem Impuls in turbulenten Grenzschichten. Die Untersuchung stützt sich damit im wesentlichen auf die Diffusionsgleichung und die Grenzschichttheorie. Der Ansatz führt zu Aussagen über das Verhalten der Horizontalkomponente der Geschwindigkeit auf der Leeseite der Hindernisse. Die Ergebnisse stehen in guter qualitativer Übereinstimmung mit den Befunden an Windschutzhecken in der Natur und an Modellhecken im Windkanal. Die vereinfachenden Voraussetzungen führen im wesentlichen nur zu quantitativen Unterschieden zwischen Rechnung und Beobachtung. Insbesondere ist der theoretisch abgeleitete Wirkungsbereich der Wände gegenüber der Wirklichkeit zu groß. Als beherrschende Parameter der Nachlaufströmung an Windschutzstreifen ergeben sich 1. der Widerstandsbeiwert der Streifen, 2. die Rauigkeit der Grenzfläche und 3. die thermische Schichtung der Atmosphäre. Als Anwendungen der Theorie werden hauptsächlich behandelt: 1. die quantitativen Unterschiede zwischen den Nachlaufströmungen an Wänden im Windkanal und im Freiland, 2. der Widerstandsbeiwert durchlässiger Wände auf ebenen Flächen, 3. die Schubspannung im Lee von Wänden und 4. die Beschaffenheit von Windschutzstreifen optimaler Wirksamkeit. In einem besonderen Abschnitt werden aus den von Nägeli gemessenen mittleren Horizontal-komponenten der Windgeschwindigkeit im Einflußbereich einer lockeren und einer dichten Schilfröhre die mittleren Strombahnen an diesen Wänden bestimmt. Dadurch erhält man insbesondere Einblicke in den mittleren Strömungsverlauf in der bodennahen Umgebung der Wände. Ein weiterer Abschnitt befaßt sich mit den Turbulenzverhältnissen im Nachlauf durchlässiger Wände. Es ergibt sich, daß hier zwei markante Zonen erhöhter Turbulenz bestehen. Zum Schluß wird noch die Abhängigkeit der Nachlaufströmung von der Form der Hindernisse diskutiert.

Abstract

The investigation tries in its main part to analyse the leeward flow at shelter belts and, in general, at pervious walls on the flat. The leeward flow at shelter belts is interpreted as the effect of the diffusion of the negative impulse in turbulent boundary layers. This interpretation is based on the observation that the weakening of the horizontal component of the wind speed near the ground under the lee of shelter belts is very similar to the lee-side concentration of smoke near the ground diffusing from a chimney with steady wind. The investigation is based, on principle, on the diffusion equation and the boundary layers theory. This assumption leads to statements on the behaviour of the horizontal component of the wind speed to leeward of impediments. The results are in good qualitative conformity with those obtained at shelter belts in the open field and with model hedges in the wind channel. The

simplifying assumptions lead, in general, only to quantitative differences between the calculations and the observations. Particularly the theoretically derived radius of effect of the walls is too large in comparison with the radius actually observed. As the predominant parameters of the leeward flow at shelter belts are found: 1. the resistance coefficient of the wall, 2. the roughness of the boundary surface, and 3. the thermic stratification of the atmosphere. The application of the theory is particularly described for: 1. the quantitative differences between the leeward flow at walls in the wind channel and in the open field, 2. the resistance coefficient of pervious walls on the flat, 3. the shearing strain leeward of a wall, 4. the structure of shelter belts with optimum effectiveness. In a special paragraph is determined the mean flow at a loose and a dense cane strip according to the mean horizontal component of wind speed within the radius of effectiveness of these strips as measured by Nägeli. This results above all in the knowledge on the mean flow in close vicinity of the walls near the ground. Another paragraph deals with the turbulence conditions in the leeward flow of pervious walls. Two significant zones of increased turbulence are found. Finally the dependency of the leeward flow on the form of the impediments is discussed.

0. Einführung: Mathematische und physikalische Grundlagen

Die vorliegende Untersuchung stützt sich im wesentlichen auf die Grenzschichttheorie und auf die Diffusion von Quellen in einer turbulenten Grenzschicht. Da eine Kenntnis dieser speziellen Gebiete im allgemeinen nicht vorausgesetzt werden kann, wird im folgenden aus beiden Gebieten ein Abriß gegeben, soweit es für das Verständnis der Untersuchung notwendig erscheint. Der Abriß wurde fast ausschließlich an Hand der Ausführungen von Sutton (60) und Lettau (36) (37) zusammengestellt.

0.1. Die Grenzschichttheorie

0.1.1. Die Bewegungsgleichungen

0.1.1.1. Die Bewegungsgleichungen einer zähen, inkompressiblen Flüssigkeit bei laminarer Strömung

Die Bewegung einer zähen, inkompressiblen Flüssigkeit bei laminarer Strömung wird durch die Navier-Stokes'schen Gleichungen und durch die Kontinuitätsgleichung beschrieben. Diese lauten bei Vernachlässigung der Gravitationskraft und der Corioliskraft:

$$\begin{aligned} \frac{du}{dt} &= X - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right) \\ \frac{dv}{dt} &= Y - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + \nu \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \right) \\ \frac{dw}{dt} &= Z - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + \nu \left(\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \right) \end{aligned} \quad [0.1]$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0$$

Dabei sind:

x, y, z die Komponenten eines rechtwinkligen, ortsfesten Koordinatensystems,
 $u = \frac{\partial x}{\partial t}$, $v = \frac{\partial y}{\partial t}$, $w = \frac{\partial z}{\partial t}$ die Komponenten der Geschwindigkeit eines Flüssigkeitsteilchens zur Zeit t,
 X, Y, Z die Komponenten der äußeren Kräfte pro Masseneinheit,

p der Druck der Flüssigkeit,

ρ die Dichte der Flüssigkeit (ist nach Voraussetzung konstant),

$\nu = \mu/\rho$ die kinematische Zähigkeit,

μ die dynamische Zähigkeit (Koeffizient der inneren Reibung),

$\frac{d}{dt}$ der Operator $\frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial x} + v \frac{\partial}{\partial y} + w \frac{\partial}{\partial z}$.

Für $\nu = 0$ reduzieren sich die Navier-Stokes'schen Gleichungen zu den Eulerschen Gleichungen.

0.1.1.2. Die Bewegungsgleichungen in der laminaren Grenzschicht

Die Analyse der Bewegung von Flüssigkeiten in der Nachbarschaft einer starren Grenze gründet sich auf die Beobachtung, daß in einer Flüssigkeit kleiner Viskosität, wie sie z. B. die Luft darstellt, Reibungseffekte nur in einer sehr dünnen, der Grenzfläche anliegenden Schicht von Bedeutung sind. Außerhalb dieser Grenzschicht kann die Flüssigkeit als reibungsfrei angesehen werden. Prüft man bei den vorstehenden Gleichungen [0.1] die Größenordnung der verschiedenen Glieder innerhalb einer schmalen Grenzschicht der Dicke δ , so gelangt man zu den Prandtl'schen Gleichungen. Diese gelten für eine zweidimensionale Strömung, die außerhalb der Grenzschicht parallel zu der als starr angenommenen Grenzebene $z = 0$ und zwar in der x-Richtung ($v = 0$) verläuft. Äußere Kräfte werden nicht vorausgesetzt ($X = Y = Z = 0$).

Die Prandtl'schen Gleichungen lauten:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial U}{\partial t} + U \frac{\partial U}{\partial x} &= - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} & z \geq \delta \\ \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + w \frac{\partial u}{\partial z} &= - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \\ \frac{\partial p}{\partial z} &= 0 \\ \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} &= 0 \end{aligned} \right\} z < \delta \quad [0.2]$$

U bedeutet eine Bezugsgeschwindigkeit (gewöhnlich — wie auch hier — die von der Grenzfläche unbeeinflusste Geschwindigkeit).

0.1.1.3. Die Bewegungsgleichungen in der turbulenten Grenzschicht

0.1.1.3.1. Die Begriffsbestimmung der Turbulenz

Eine turbulente Strömung ist charakterisiert durch zeitliche und räumliche Schwankungen der Strömungsgeschwindigkeit. Es hat sich als zweckmäßig erwiesen, den zu einem bestimmten Zeitpunkt (t_0) an einer bestimmten Stelle beobachteten Strömungsvektor \mathbf{v} in zwei Teile zu zerlegen. Der eine Teil ist eine mittlere Geschwindigkeit \bar{v} . Die Mittelbildung ist an einem festen Ort über einen passend zu wählenden Beobachtungszeitraum Δt zu erstrecken:

$$\bar{v} = \frac{1}{\Delta t} \int_{t_0 - \frac{1}{2} \Delta t}^{t_0 + \frac{1}{2} \Delta t} v \, dt \quad [0.3]$$

Der andere Teil ist die Differenz zwischen der wahren, momentan herrschenden Geschwindigkeit v und der mittleren Geschwindigkeit \bar{v} . Man nennt ihn die Zusatzgeschwindigkeit v' . Letztere ist eine nach Betrag und Vorzeichen schwankende Geschwindigkeit und stellt damit eine „ungeordnete“ Strömung dar. Es gilt:

$$v = \bar{v} + v' \quad [0.4]$$

mit der für eine stationäre mittlere Strömung ergänzenden Bedingung

$$\bar{v}' = \frac{1}{\Delta t} \int_{t_0 - \frac{1}{2} \Delta t}^{t_0 + \frac{1}{2} \Delta t} v' \, dt = 0 \quad [0.5]$$

0.1.1.3.2. Die Bewegungsgleichungen

Führt man in die Prandtl'schen Gleichungen [0.2] die Gleichung [0.4] ein und mittelt dann über die Zeit gemäß den Gl. [0.3] und [0.5], so erhält man für $z < \delta$ folgendes Gleichungssystem:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \bar{u}}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \bar{w} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} &= - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} (\mu \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} - \rho \overline{u'w'}) \\ \frac{\partial \bar{p}}{\partial z} &= 0 \\ \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{w}}{\partial z} &= 0 \end{aligned} \right\} [0.6]$$

In den Prandtl'schen Gleichungen werden also durch die Substitution nach Gl. [0.4] einmal die Momentanwerte der Geschwindigkeit und der Reibungsspannungen durch die entsprechenden Mittelwerte ersetzt. Zum anderen treten gewisse Zusatzspannungen (Reynolds stresses) neu auf, die nicht von der Zähigkeit, sondern nur von den Zusatzbewegungen abhängen.

Die Normalspannung $-\rho \overline{u'^2}$ stellt einen durch die Geschwindigkeitsschwankungen veranlaßten zusätzlichen dynamischen Druck dar. Aus diesem Grunde zeigt z. B. ein Pitotrohr in einer turbulenten Strömung nicht die wahre mittlere Strömungsgeschwindigkeit, sondern eine etwas größere Geschwindigkeit an. Dieser Effekt, der meist vernachlässigt werden kann, ist bei den folgenden Untersuchungen noch von Bedeutung (siehe Abschnitt 4).

Die Tangentialspannung $-\rho \overline{u'w'}$, die zwei Komponenten der Zusatzgeschwindigkeit einschließt, spielt gemäß den anschließenden Ausführungen bei den Problemen der Luftströmung in der Nähe der Erdoberfläche eine fundamentale Rolle.

0.1.1.3.3. Der Austauschkoefizient und der Scheindiffusionskoefizient

Die Austauschkoefizientenhypothese besagt in Anlehnung an die Grundgedanken der kinetischen Gastheorie, daß die Zusatzschubspannung $-\rho \overline{u'w'}$, die gleichzeitig der mathematische Ausdruck eines durch Geschwindigkeitsschwankungen verursachten Impulstransports durch eine Fläche parallel zur Grenzfläche $z = 0$ ist, ausgedrückt werden kann als Produkt eines scheinbaren Mischungskoeffizienten A und dem mittleren Geschwindigkeitsgradienten senkrecht zur Grenzfläche $\frac{d\bar{u}}{dz}$:

$$-\rho \overline{u'w'} = A \cdot \frac{d\bar{u}}{dz} \quad [0.7]$$

Damit erhält man für den mittleren Impulsstrom pro Flächeneinheit τ den Ausdruck:

$$\tau = \mu \frac{d\bar{u}}{dz} - \rho \overline{u'w'} = (\mu + A) \frac{d\bar{u}}{dz} \quad [0.8]$$

bzw. $\frac{\tau}{\rho} = (\nu + K) \frac{d\bar{u}}{dz} \approx K \frac{d\bar{u}}{dz}$ wenn $\nu \ll K$

A wird Austauschkoefizient (exchange coefficient) und $K = \frac{A}{\rho}$ Scheindiffusionskoefizient (eddy viscosity) genannt. K hat in der bodennahen Atmosphäre die Größenordnung von 10^4 [cm² s⁻¹], ν dagegen nur eine von 10^{-1} [cm² s⁻¹]. Daher können die reinen Zähigkeitsspannungen in der Atmosphäre meist vernachlässigt werden.

0.1.1.3.4. Die Schubspannungsgeschwindigkeit

Die Schubspannung in turbulenter Strömung ist gewöhnlich angenähert proportional dem Quadrat der mittleren Geschwindigkeit (bei laminarer Strömung proportional der ersten Potenz der Geschwindigkeit). Dieser empirische Befund erfährt durch die Einführung einer Hilfsgröße, der sog. Schubspannungsgeschwindigkeit u_* Berücksichtigung. Letztere wird durch folgende Beziehung definiert, bei welcher die kinematische Zähigkeit gegen den Scheindiffusionskoeffizienten vernachlässigt wird:

$$u_* = \sqrt{\frac{\tau}{\rho}} = \sqrt{u'w'} \quad [0.9]$$

Die Schubspannungsgeschwindigkeit u_* hängt von der Natur der Fläche und der Größe der mittleren Geschwindigkeit ab. Sie muß von derselben Größenordnung sein wie die Zusatzgeschwindigkeiten. Bei meteorologischen Problemen gilt als rohe Faustformel

$$u_* \approx \frac{\bar{u}}{10}$$

0.1.1.3.5. Die Bewegungsgleichungen einer stationären Strömung parallel zur Grenzfläche

Die Gleichungen [0.6] nehmen für eine stationäre mittlere Bewegung ($\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} = 0$) parallel zur Grenzfläche ($\bar{w} = 0$) bei Vernachlässigung von $\overline{\rho u^2}$ gegen \bar{p} und von $\mu \frac{\partial \bar{u}}{\partial z}$ gegen $\overline{\rho u'w'}$ folgende Gestalt an:

$$\frac{\partial \tau}{\partial z} = \frac{\partial \bar{p}}{\partial x}, \quad \frac{\partial \bar{p}}{\partial z} = 0, \quad \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} = 0 \quad [0.10]$$

Dabei bedeutet: $\tau = -\overline{\rho u'w'} = A \cdot \frac{d\bar{u}}{dz}$

Die Integration mit der Randbedingung $\tau = \tau_0$ für $z = 0$ liefert:

$$\tau = \tau_0 + z \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} \approx \tau_0 \text{ für } z \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} \ll \tau_0 \quad [0.11]$$

Gl. [0.11] gilt für die atmosphärische Grenzschicht, wenn 1. der vertikale Temperaturgradient annähernd adiabatisch ist, weil dann Gravitationseffekte ausgeschlossen sind, und wenn 2. das untersuchte Stromfeld eine Maximalausdehnung von höchstens 5 km besitzt, weil dann auch die Corioliskräfte keine Rolle spielen. Wenn 3. z etwa 25 m nicht überschreitet, ist es gemäß Sutton (60), S. 79, gewöhnlich möglich, in Gl. [0.11] das Glied $z \frac{\partial \bar{p}}{\partial x}$ gegen τ_0 zu vernachlässigen. Unter den vorstehenden 3 Voraussetzungen ist also die Schubspannung τ und damit auch die Schubspannungsgeschwindigkeit u_* (siehe Gl. [0.9]) näherungsweise von der Höhe unabhängig.

0.1.2. Das vertikale Geschwindigkeitsprofil in der turbulenten Grenzschicht

0.1.2.1. Der Mischungsweg

In einer turbulenten Strömung wird angenommen, daß als Ergebnis der allgemeinen Unordnung ein kleines Flüssigkeitselement aus seinem ursprünglichen Niveau z ausbricht und, seinen Impuls beibehaltend, zu einem neuen Niveau $z + l'$ gelangt, wo es sich wieder mit der Hauptströmung vermischt. Die Absorption des Elementes im neuen Niveau verursacht dann eine Zusatzgeschwindigkeit

$$u' = \bar{u}(z + l') - \bar{u}(z) \approx l' \frac{d\bar{u}}{dz} \quad [0.12]$$

Die Mischungsweghypothese besagt nun in weiterer Analogie zur kinetischen Gastheorie, daß die so eingeführte Größe l' eine für die Intensität der turbulenten Durchmischung charakteristische Länge ist, die aber, im

Gegensatz zu der mittleren freien Weglänge der Moleküle, eine Funktion der Lage, der mittleren Geschwindigkeit usw. sein kann.

Die Zusatzschubspannung wird in die Mischungsweghypothese eingeführt durch die Gleichung

$$\tau = -\overline{\rho u'w'} = \rho l^2 \left(\frac{d\bar{u}}{dz} \right) \left| \frac{d\bar{u}}{dz} \right| \quad [0.13]$$

Die Größe l , Mischungsweg (mixing length) genannt, unterscheidet sich vom l' der Gleichung [0.12] durch gewisse Proportionalitätskonstanten. Die Trennung der $\frac{d\bar{u}}{dz}$ -Glieder ist notwendig, damit τ mit $\frac{d\bar{u}}{dz}$ das Vorzeichen wechseln kann.

Aus Gl. [0.13] folgt für den Scheindiffusionskoeffizienten K :

$$K = -\frac{\overline{u'w'}}{\frac{d\bar{u}}{dz}} = l^2 \left| \frac{d\bar{u}}{dz} \right| \quad [0.14]$$

Für l ergab sich aus zahlreichen hydrodynamischen Versuchen bei homogenen Strömungen in der Nähe von rauhen Wänden in Übereinstimmung mit den Ergebnissen von Dimensionsbetrachtungen das Gesetz:

$$l = k(z + z_0) \quad [0.15]$$

Dabei hat k , die sog. Karman'sche Konstante, im Mittel den Zahlenwert 0,4. z_0 ist eine Funktion der Bodenrauigkeit (siehe Tab. 1).

0.1.2.2. Das logarithmische Gesetz des vertikalen Geschwindigkeitsprofils

Aus den Gl. [0.9], [0.11], [0.13] und [0.15] ergibt sich die Differentialgleichung des vertikalen Profils der mittleren Geschwindigkeit in der turbulenten Grenzschicht zu:

$$\sqrt{\frac{\tau}{\rho}} = u_* = l \left| \frac{d\bar{u}}{dz} \right| = k(z + z_0) \left| \frac{d\bar{u}}{dz} \right| = \text{const.} \quad [0.16]$$

bzw.

$$\frac{1}{u_*} \left| \frac{d\bar{u}}{dz} \right| = \frac{1}{k(z + z_0)}$$

Die Integration liefert mit der Grenzbedingung $\bar{u} = 0$ für $z = 0$:

$$\bar{u} = \frac{u_*}{k} \ln \frac{z + z_0}{z_0} \quad [0.17]$$

Gl. [0.14] geht mit den Gleichungen [0.15] und [0.16] über in:

$$K = u_* k (z + z_0) \quad [0.18]$$

Die vorstehenden Gleichungen gelten in der Atmosphäre, wie bereits im Abschnitt 0.1.1.3.5. erwähnt, streng nur bei adiabatischer Temperaturschichtung, d. h. für den Grenzfall indifferenten Gleichgewichtes ($\frac{dT}{dz} = -1^\circ \text{C pro } 100 \text{ m}$ bzw. $\frac{d\theta}{dz} = 0$). Bei nicht adiabatischem Temperaturgradienten besteht nach L e t t a u (37) für den vertikalen Scheindiffusionskoeffizienten K folgende Beziehung:

$$K = K_a \frac{1}{(1+x)^2} \text{ mit } x = \frac{g \theta' k^2}{T u_*^2 a} (z + z_0)^2 \quad [0.19]$$

Dabei bedeuten K_a und u_{*a} den Scheindiffusionskoeffizienten bzw. die Schubspannungsgeschwindigkeit bei adiabatischer Temperaturschichtung sowie g die Schwerkbeschleunigung, T die Mitteltemperatur und $\theta' = \frac{d\theta}{dz}$ den vertikalen Gradienten der potentiellen Temperatur.

Die wesentlichste Aussage der Gl. [0.19] ist, daß der Scheindiffusionskoeffizient K bei stabiler Schichtung der Atmosphäre ($\frac{d\theta}{dz} > 0$) kleiner und bei labiler Schichtung ($\frac{d\theta}{dz} < 0$) größer ist als im adiabatischen Fall.

0.1.2.3. Das Potenzgesetz des vertikalen Geschwindigkeitsprofiles

Die Einführung des logarithmischen Geschwindigkeitsprofiles in Differentialgleichungen macht rechnerische Schwierigkeiten. Fortschritte sind häufig nur zu erzielen, wenn die logarithmische Funktion durch eine einfache Potenzfunktion ersetzt wird. Die für die meteorologische Arbeit bequemste Form der Potenzfunktion lautet:

$$\bar{u} = \bar{u}_1 \left(\frac{z}{z_1}\right)^p, \quad p > 0 \quad [0.20]$$

\bar{u}_1 ist die mittlere Geschwindigkeit in einer Bezugshöhe z_1 . Innerhalb der relativ schmalen Schicht, in der die Schubspannung τ als unabhängig von der Höhe angesehen werden kann, lautet der entsprechende Ausdruck für den Scheindiffusionskoeffizienten

$$K = K_1 \left(\frac{z}{z_1}\right)^{1-\frac{1}{p}} \quad [0.21]$$

K_1 ist der Scheindiffusionskoeffizient in der Höhe z_1 . Verlangt man, daß in den Gleichungen [0.17] und [0.20] der Ausdruck für $\frac{d\bar{u}}{dz}$ dasselbe bedeutet, so erhält man folgenden Zusammenhang zwischen dem Logarithmen- und dem Potenzgesetz der Strömung:

$$p = \frac{z + z_0}{z} \cdot \ln \frac{z + z_0}{z_0} \quad [0.22]$$

Für eine feste Höhe, in der z_0 klein gegen z ist, gilt:

$$p = \text{constant} - \ln z_0 \quad [0.23]$$

Die vorstehenden Potenzgesetze haben den Vorteil, daß sie einfache analytische Behandlungen ermöglichen. Dabei muß jedoch beachtet werden, daß sich der Gültigkeitsbereich eines bestimmten Wertes für den Exponenten p nur auf kleine Höhenschichten erstreckt. Der Exponent p hängt außerdem von der Rauigkeit der Unterlage ab (siehe Tab. 1).

Tab. 1

Das Rauigkeitsmaß z_0 und der Exponent p für verschiedene Grenzflächen

Rauigkeitsart	Rauigkeitsmaß z_0 [cm]	Exponent p
Eisfläche	0,001	nach Sutton (60), Tabelle 23
Schneefläche	0,5	5,0
Brachland	2,1	4,0
Rübenland	6,7	3,0

(Die p -Werte gelten für die Schicht von 0 — 500 cm)

0.2. Die Diffusion von Quellen in der turbulenten Grenzschicht

0.2.1. Die Diffusionsgleichung

Die Diffusionsgleichung für eine turbulente Strömung lautet im allgemeinsten Fall in rechtwinkligen Koordinaten:

$$\frac{d\chi}{dt} = \frac{\partial}{\partial x} \left(K_x \frac{\partial \chi}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(K_y \frac{\partial \chi}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(K_z \frac{\partial \chi}{\partial z} \right) \quad [0.24]$$

$\chi(x, y, z, t)$ ist die mittlere Konzentration der diffundierenden Substanz,

K_x, K_y, K_z sind die Scheindiffusionskoeffizienten in der Richtung der Hauptachsen.

Für die vorliegende Untersuchung ist folgender Fall von besonderem Interesse:

Eine turbulente Strömung konstanter Geschwindigkeit verlaufe parallel zur Fläche $z = 0$ und zwar in Richtung der x -Achse ($\bar{u} = \text{const.}, \bar{v} = \bar{w} = 0$). Die Fläche $z = 0$ sei eine Grenzfläche, welche die diffundierende Substanz weder durchläßt noch absorbiert. Für die Scheindiffusionskoeffizienten gelte die Beziehung $K_x = K_y = K_z = K = \text{const.}$ Die Strömung sei stationär ($\frac{\partial \chi}{\partial t} = 0$). Unter den vorstehenden Voraussetzungen nimmt Gl. [0.24] die spezielle Form an:

$$\bar{u} \frac{\partial \chi}{\partial x} = K \left(\frac{\partial^2 \chi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \chi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \chi}{\partial z^2} \right) \quad [0.25]$$

0.2.2. Die Diffusion einer kontinuierlichen Punktquelle konstanter Ergiebigkeit

Unter den Voraussetzungen der Gl. [0.25] diffundiere von dem auf der Grenzfläche gelegenen Punkt $x = y = z = 0$ pro Zeiteinheit die konstante Menge Q einer gewissen Substanz. Für diese kontinuierliche Punktquelle gelten dann folgende Rand- und Kontinuitätsbedingungen:

- $\chi \rightarrow 0$ für $x, y, z \rightarrow \infty$
- $\chi = 0$ für $x = 0$ und $y, z \neq 0$
 $\chi \rightarrow \infty$ für $x, y, z \rightarrow 0$
- $K \frac{\partial \chi}{\partial z} \rightarrow 0$ für $z \rightarrow 0, x > 0$
- $\int_{-\infty}^{+\infty} \int_0^{+\infty} \bar{u} \chi(x, y, z) dz dy = Q$ für alle $x > 0$

Die 3. Bedingung besagt, daß die Grenzfläche $z = 0$ die diffundierende Substanz weder durchläßt noch absorbiert. Die 4. Bedingung drückt allgemein aus, daß die diffundierende Substanz außerhalb der Quelle weder erzeugt noch vernichtet wird (Kontinuitätsbedingung).

Die die Grenzbedingungen befriedigende Lösung der Gl. [0.25] hat mit $r^2 = x^2 + y^2 + z^2$ die Form:

$$\chi(x, y, z) = \frac{Q}{4\pi K r} \exp\left[-\frac{\bar{u}}{2K}(r-x)\right] \quad [0.26]$$

Wenn man Quadrate und höhere Potenzen von $\frac{y^2+z^2}{x^2}$ vernachlässigt, was in den meisten praktischen Fällen statthaft ist, erhält man die Näherungslösung:

$$\chi(x, y, z) \approx \frac{Q}{4\pi K r} \exp\left[-\frac{\bar{u}(y^2+z^2)}{4Kx}\right] \quad [0.27]$$

Für die praktische Anwendung der Gleichung [0.26] genügt sogar meist der Ausdruck:

$$\chi(x, y, z) \approx \frac{Q}{4\pi K x} \exp\left[-\frac{\bar{u}(y^2+z^2)}{4Kx}\right] \quad [0.28]$$

Falls sich die Punktquelle nicht auf der Grenzfläche, sondern in der Höhe h über der Grenzfläche befindet ($x = y = 0, z = h$), lautet die der Gl. [0.28] entsprechende Lösung:

$$\chi(x, y, z) \approx \frac{Q}{4\pi K x} \exp\left(-\frac{\bar{u}y^2}{4Kx}\right) \left[\exp\left(-\frac{\bar{u}(z-h)^2}{4Kx}\right) + \exp\left(-\frac{\bar{u}(z+h)^2}{4Kx}\right) \right] \quad [0.29]$$

0.2.3. Die Diffusion einer senkrecht zur Strömung orientierten unendlichen Linienquelle

Wenn sich entlang der Geraden $x = 0, z = h$ eine kontinuierliche Quelle befindet, die pro Längen- und Zeiteinheit die konstante Menge Q diffundiert, geht Gl. [0.29] in folgende Gleichung über:

$$\chi(x, z) \approx \frac{Q}{\sqrt{4\pi K x \bar{u}}} \left[\exp\left(-\frac{\bar{u}(z-h)^2}{4Kx}\right) + \exp\left(-\frac{\bar{u}(z+h)^2}{4Kx}\right) \right] \quad [0.30]$$

Für den der atmosphärischen Grenzschicht näher kommenden Fall $K_x \neq K_y \neq K_z$ und $K_x, K_y, K_z = \text{const.}$ gilt für die gehobene kontinuierliche Linienquelle die Gleichung:

$$\chi(x, z) \approx \frac{Q}{\sqrt{4\pi K_x x \bar{u}}} \left[\exp\left(-\frac{\bar{u}(z-h)^2}{4K_x x}\right) + \exp\left(-\frac{\bar{u}(z+h)^2}{4K_x x}\right) \right] \quad [0.31]$$

mit den Rand- und Kontinuitätsbedingungen

1. $\chi \rightarrow 0$ für $x, z \rightarrow \infty$
2. $\chi = 0$ für $x = 0, z + h$
 $\chi \rightarrow \infty$ für $x = 0, z \rightarrow h$
3. $K_z \frac{\partial \chi}{\partial z} \rightarrow 0$ für $z \rightarrow 0, x > 0$
4. $\int_0^\infty \bar{u} \chi(x, z) dz = Q$ für alle $x > 0$

1. Problemstellung

Die agrarmeteorologische Forschung in Deutschland hat sich im letzten Jahrzehnt in zunehmendem Maße mit einem Problem auseinandersetzen müssen, das unter dem Begriff „Windschutz“ bei allen Maßnahmen der Landeskultur zur Diskussion steht. Die großräumigen Entwaldungen der letzten Jahrhunderte haben sich häufig ungünstig auf die klimatischen Verhältnisse ausgewirkt. Dadurch kam es insbesondere zur Ausbildung von Trockenwinden und Sandstürmen, die Dürren, Mißernten, Viehseuchen und andere nachteilige Auswirkungen zur Folge hatten. Es lag daher auf der Hand, in landwirtschaftlich genutzten Gebieten die schädlichen Auswirkungen starker Winde auf Boden und Pflanze durch streifenförmige Anpflanzungen von Bäumen und Sträuchern, kurz Windschutzstreifen genannt (s. Abb. 1),



Abb. 1
Windschutzstreifen in Westfalen

zu bekämpfen. So hat man bereits im vorigen Jahrhundert, und zwar in Rußland, mit der systematischen Anlage feldschützender Streifen begonnen. Diesem Beispiel sind inzwischen zahlreiche Länder gefolgt.

In Deutschland hat die Windschutzfrage erst nach dem letzten Krieg eine größere Bedeutung gewonnen. Dies ist wohl bedingt durch große Abholzungen einerseits und eine Intensivierung der Landwirtschaft andererseits während des letzten Krieges und auch danach. Die Folge davon war, daß es insbesondere in den Trockenjahren 1947 und 1949 im nördlichen Niedersachsen sowie in Teilen von Schleswig-Holstein und Westfalen zu Bodenverwehungen von einem in Deutschland bisher nicht gekannten Ausmaß kam. Für ganz Niedersachsen wird der durch die Bodenerosion durch Wind alljährlich verursachte Ertragsausfall auf mindestens 10% geschätzt, was einem Geldwert von über 5 Millionen DM pro Jahr entspricht. Zur Verhütung weiterer Schäden

wurde daher auch in Deutschland vielerorts mit dem systematischen Aufbau von Windschutzanlagen begonnen. Beispielsweise wurden allein in Westfalen innerhalb von 3 Jahren Windschutzstreifen in einer Gesamtlänge von rund 600 km angepflanzt. Heute ist der Windschutz auch in Deutschland ein fester Bestandteil der Landeskultur, für den alljährlich große finanzielle Mittel und Landflächen aufgewendet werden.

Nachdem sich ein großes praktisches Bedürfnis für Windschutzanlagen eingestellt hatte, folgte allmählich auch eine wissenschaftliche Durchdringung der Materie. Aus zahlreichen Einzeluntersuchungen im Freiland und im Windkanal ergab sich bezüglich der hier allein interessierenden Auswirkungen von Windschutzstreifen auf die Strömungsverhältnisse im wesentlichen folgendes Bild:

Die an Windschutzstreifen unterschiedlicher Höhe bei verschiedenen Geschwindigkeiten der anströmenden Luft sich einstellenden Strömungsverhältnisse sind bei sonst gleichen Verhältnissen innerhalb weiter Bereiche näherungsweise geometrisch ähnlich. Streifenhöhe und Windgeschwindigkeit spielen also für den Strömungsablauf nur eine sehr untergeordnete Rolle. Bei graphischen Darstellungen von Windmessungen wählt man daher bevorzugt als Längeneinheit die Höhe des Schutzstreifens und als Geschwindigkeitseinheit die Geschwindigkeit der vom Schutzstreifen unbeeinflussten Strömung in einer bestimmten Höhe über dem Boden.

Auf der anderen Seite besteht eine besonders stark ausgeprägte Abhängigkeit der windschwächenden Wirkung eines Windschutzstreifens von seiner Durchlässigkeit für den Wind. Beispiele dafür geben die Abb. 2a bis 2c. Diese zeigen die Verteilung der Horizontalkompo-

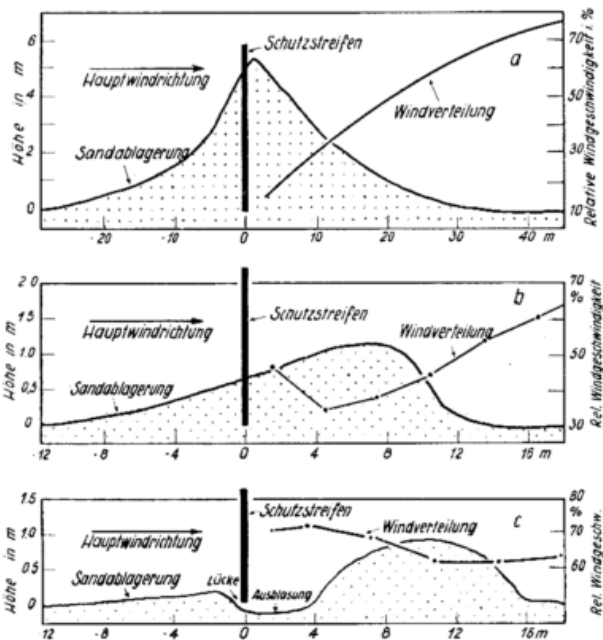


Abb. 2

Windgeschwindigkeit und Sandablagerung an Windschutzstreifen verschiedener Durchlässigkeit für den Wind. (Sämtliche Abbildungen sind vierfach überhöht)

a) Undurchlässiger Schutzstreifen (Faschnenzaun) auf einer sterilen Sandhalde. Dargestellt ist die Horizontalkomponente der Windgeschwindigkeit in 1,4 m Höhe und die Sandablagerung 7 Jahre nach der Anlage des Zaunes (letztere nach Messungen der Gewerkschaft Mechnischer Werke)

b) Durchlässiger Schutzstreifen (Reisigzaun) auf einer sterilen Sandhalde. Gezeigt werden die Horizontalkomponente der Windgeschwindigkeit in 37,5 cm Höhe und die Sandablagerung 2 Jahre nach der Aufstellung des Zaunes

c) „Rico“-Schneehürde als Schutzstreifen auf einer sterilen Sandhalde. Die Abb. bringt die Horizontalkomponente der Windgeschwindigkeit in 45 cm Höhe und die Sandablagerung 5 1/2 Monate nach der Aufstellung der Hürde

nente der Windgeschwindigkeit in einer festen Höhe über dem Boden längs des Mittellotes von Windschutzstreifen verschiedener Winddurchlässigkeit. In allen Fällen werden die Schutzstreifen senkrecht vom Wind angeweht. Noch besser als aus den Windmessungen ist aus den gleichfalls in die Abbildungen eingetragenen Sandablagerungen der große Einfluß der Durchlässigkeit erkennbar. Abb. 2c weist ferner darauf hin, daß nicht nur die mittlere Gesamtdurchlässigkeit, sondern auch die Verteilung der Durchlässigkeit in der Vertikalen von erheblicher Bedeutung für die Wirkung eines Windschutzstreifens ist. Die Windkurven selbst geben die Strömungsverhältnisse vor Beginn der Sandablagerungen wieder.

Die windschwächende Wirkung von Windschutzstreifen ist auch eine Funktion ihrer Breite bzw. Tiefe. Breite Schutzstreifen sind strömungsmäßig weniger wirksam als schmale (siehe Abb. 3). Dieser Effekt kann nicht

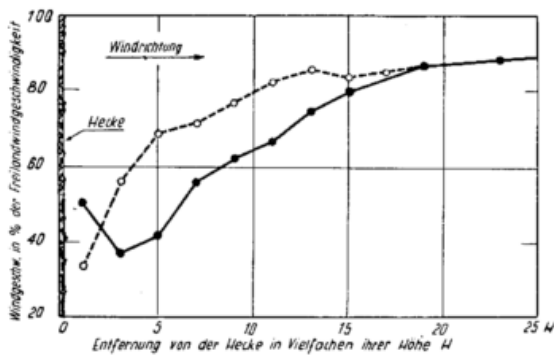


Abb. 3
Vergleich der Schutzwirkung einer schmalen, lockeren Hecke mit der einer breiten, dichten Hecke in einer Höhe von 0,35 H
●—●—● schmale, lockere Hecke
○---○---○ breite, dichte Hecke

allein dadurch erklärt werden, daß mit zunehmender Breite die Durchlässigkeit von Schutzstreifen für den Wind abnimmt. Zu einem erheblichen Teil muß er auch darauf beruhen, daß sich mit dem Anströmprofil bei sonst gleichen Verhältnissen der Strömungswiderstand eines Körpers ändert. Abb. 4 zeigt beispielsweise den Verlauf der Horizontalkomponente der Windgeschwindigkeit im Lee zweier Holzzaune gleicher Durchlässig-

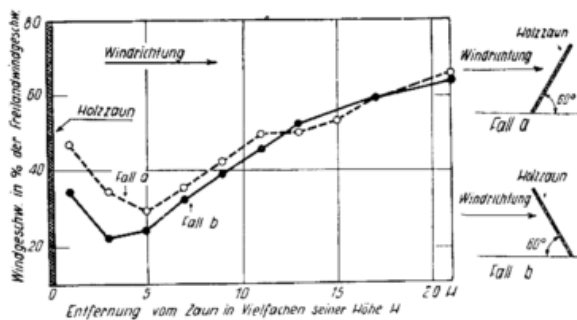


Abb. 4
Vergleich der Schutzwirkungen eines Holzzaunes bei entgegengesetzt gleichen Neigungen des Zaunes zum Wind. Die Windgeschwindigkeit ist gemessen in einer Höhe von 0,25 H und ausgedrückt in % der ungestörten Windgeschwindigkeit in der Höhe $H = 1,5$ m. Der Zaun steht auf einer sterilen Sandhalde

keit bei entgegengesetzt gleicher Neigung zum Wind. Man ist berechtigt anzunehmen, daß der Strömungswiderstand der Wand im dort dargestellten Fall b größer ist als im Fall a. Dem größeren Strömungswiderstand der Wand entspricht dann eine größere Windschwächung im Lee der Wand.

Gegenstand weiterer Untersuchungen war die Abhängigkeit der Schutzwirkung von der Länge und dem Material der Schutzstreifen. Auf diese Einflüsse wird an geeigneter Stelle noch näher eingegangen werden. Im allgemeinen werden stets sehr lange Schutzstreifen vorausgesetzt, weil dann die Überströmung der Streifen in erster Näherung als zweidimensionales Problem behandelt werden kann.

Windschutzmessungen im Freiland und im Windkanal führten ferner zu dem wichtigen Ergebnis, daß Modellversuche im Windkanal die Strömungsverhältnisse an Windschutzhecken in erster Näherung qualitativ richtig wiedergeben. Quantitativ unterscheiden sich die im Windkanal gewonnenen bodennahen Windkurven an Windschutzstreifen von denen im Freiland meist durch eine Dehnung in der Horizontalen. Z. B. ist die Weite der von Windschutzstreifen geschützten Zone — bezogen auf die jeweilige Höhe der Schutzstreifen — in dem von Blenk benutzten Windkanal etwa doppelt so groß wie im Freiland.

Die vorgenannte Erscheinung und auch andere Beobachtungen haben zu der Vermutung Anlaß gegeben, daß bei der Überströmung von Windschutzstreifen die Turbulenz der anströmenden Luft eine gewisse Rolle spielt. In diesem Falle hätten auch die Rauigkeit der Erdoberfläche und die thermische Schichtung der Atmosphäre Einfluß auf die Auswirkungen von Windschutzstreifen, da die vorgenannten Größen nach der Grenzschichttheorie von Prandtl wesentliche Parameter der Luftturbulenz sind. Abb. 5 bringt ein Beispiel für die Bewindung eines Tales in Abhängigkeit von der thermischen Schichtung der Atmosphäre. Sie zeigt den zeitlichen Verlauf der Horizontalkomponente der Windgeschwindigkeit auf einem Höhenrücken und im anschließenden Tal. Letzteres wird senkrecht zu seiner Erstreckung vom Wind überströmt. Im Tal herrschen während der Tagesstunden des 21. 4. 1952 Windgeschwindigkeiten in der Größenordnung von 60 bis 65% der Windgeschwindigkeiten auf der Höhe. Dieser prozentuale Anteil sinkt in den Nachtstunden vom 21./22. 4. 1952 bis auf fast 40% ab. Damit erfährt das Tal nachts, d. h. bei stabiler thermischer Schichtung der Atmosphäre, einen rund 50% größeren Windschutz als am Tage, d. h. bei labiler thermischer Schichtung. Daß im vorliegenden Falle die Stabilität der thermischen Schichtung der Atmosphäre nachts tatsächlich erheblich größer war als tagsüber, zeigt anschaulich die auf der Höhe gewonnene Windkurve, und zwar durch eine beträchtliche und sehr rasche Abnahme der Windgeschwindigkeit um die Zeit des Sonnenunterganges.

Nachdem das in zahlreichen Einzeluntersuchungen zusammengetragene empirische Material einen gewissen Umfang erreicht hat, besteht das Bedürfnis, dieses Material systematisch zu ordnen und theoretisch zu deuten. Insbesondere interessiert die Kenntnis der die Strömungsverhältnisse an Windschutzstreifen beherrschenden Parameter. Aus dieser Kenntnis könnten vor allem Richtlinien allgemeiner Art für die Anlage von Schutzstreifen abgeleitet werden. Eine Theorie der Strömungsverhältnisse an Windschutzstreifen müßte des weiteren die im Vorhergehenden erwähnten quantitativen Unterschiede zwischen der Schutzwirkung von Hecken im Freiland und im Windkanal erklären können. In diesem Falle würde sie auch einen Beitrag zu dem noch recht unklaren Problem der Übertragbarkeit von Windkanalversuchen auf natürliche Verhältnisse liefern. Einer analytischen Behandlung der Überströmung von Windschutzstreifen stellen sich jedoch große Schwierigkeiten mathematischer Art entgegen. Dies soll im folgenden näher erläutert werden.

Die Atmosphäre verhält sich bei Geschwindigkeiten, die klein sind gegen die Schallgeschwindigkeit, in erster Näherung wie eine inkompressible, zähe Flüssig-

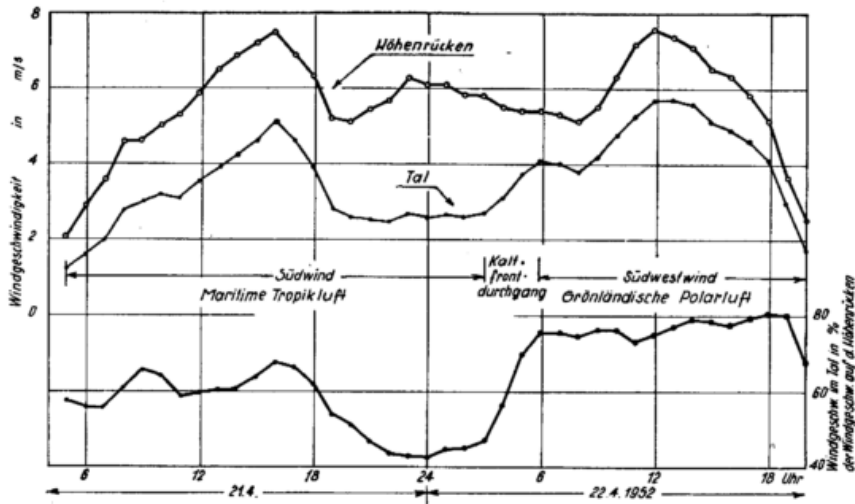


Abb. 5
Zeitlicher Gang der Windgeschwindigkeit 1. im Urfttal bei Schmidheim (Eifel) und 2. auf dem dem Tal luvwärts vorgelegten Höhenrücken. Der Wind weht senkrecht zum Tal und zum Höhenrücken. Die Windmessungen erfolgten in einer Höhe von 1,5 m über dem Boden

keit. Die Bewegung einer derartigen Flüssigkeit wird durch die Navier-Stokes'schen Gleichungen beschrieben. Diese Gleichungen bilden zusammen mit der Kontinuitätsgleichung einen Satz simultaner, nichtlinearer partieller Differentialgleichungen, welche nach den 3 unbekanntenen Geschwindigkeitskomponenten und dem Druck des Stromfeldes aufgelöst werden müssen. Bis jetzt hat man noch keine mathematische Technik gefunden, welche in hinreichendem Maße nichtlineare, partielle Differentialgleichungen 2. Ordnung behandeln kann. In diesem Sinne, sind die Navier-Stokes'schen Gleichungen unlösbar. Die einzigen exakten Lösungen, die entdeckt worden sind, beziehen sich auf gewisse Grenzfälle. Einmal können bei sehr kleinen Geschwindigkeiten die Trägheitsglieder vernachlässigt werden. Die daraus resultierende lineare Differentialgleichung 2. Ordnung wurde von Stokes für die Translationsbewegung einer Kugel gelöst. Zum anderen konnte man für reibungsfreie Flüssigkeiten, und zwar für rotationsfreie Strömungen, eine erfolgreiche Theorie durch die Einführung eines Geschwindigkeitspotentials oder einer Stromfunktion entwickeln. Letztere reduzieren das Problem der Bewegung von Flüssigkeiten zu einem der Kinematik.

Für die Bewegung der Luft ist eine Vernachlässigung der Reibungsglieder nur möglich in Gebieten, die von der Erdoberfläche weiter entfernt sind (geostrophischer Wind). Wenn Widerstand eingeschlossen ist wie bei der Bewegung am Boden, darf die Reibung trotz der geringen Viskosität der Gase nicht vernachlässigt werden, da dies zu größten Widersprüchen mit der Erfahrung führt. So folgt aus der Theorie, daß ein Körper, der vollständig in einem gleichmäßigen, beständigen Strom einer reibungsfreien Flüssigkeit eingetaucht ist, überhaupt keinen Widerstand besitzt. Daher können die Navier-Stokes'schen Gleichungen für eine bodennahe Strömung nicht gelöst werden.

Diese Schwierigkeiten konnten weitgehend beseitigt werden durch die Entwicklung der Grenzschichttheorie von Prandtl. Wenn ein gleichförmiger Luftstrom über einer befestigten, starren Grenze strömt, beobachtet man, daß die Geschwindigkeit, die an der Oberfläche selbst notwendigerweise Null ist, den Freistromwert in einer sehr kurzen Entfernung normal zur Grenze erreicht. Die vollständige Geschwindigkeitsänderung findet also in einer dünnen Schicht an der Oberfläche

statt, so daß der ganze Effekt der Reibung auf diese Schicht, die sog. „Grenzschicht“, beschränkt ist. Durch Benutzung dieser Tatsachen zeigte Prandtl, wie die Navier-Stokes'schen Gleichungen umgewandelt werden können und auf diese Weise die Berechnung der Hautreibung einer glatten, ebenen Oberfläche wie auch anderer Eigenschaften der Strömung erlauben.

In der Regel machen jedoch die Turbulenz der Strömung in der Grenzschicht und die Effekte der Oberflächenrauigkeit so große mathematische Schwierigkeiten, daß halbempirische Methoden unvermeidbar sind. Damit stößt das hier zur Diskussion stehende Problem der Berechnung der turbulenten Überströmung von Hindernissen auf Flächen großer Rauigkeit weiterhin auf erhebliche Schwierigkeiten. Es liegt daher der Gedanke nahe, sich — genau wie im Falle der Potentialströmung, wo die Bewegungsgleichungen hinsichtlich der Geschwindigkeit vollständig durch die Laplace'sche Gleichung ersetzt werden können — von den Bewegungsgleichungen zu lösen und auf andere Weise zu versuchen, gewisse Einblicke in den interessierenden Strömungsablauf zu bekommen.

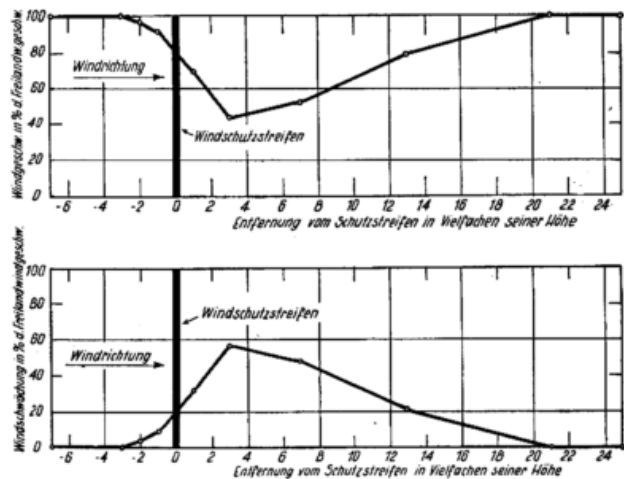


Abb. 6
Die Horizontalkomponente der Windgeschwindigkeit (oben) und die Schwächung dieser Horizontalkomponente im bodennahen Bereich eines Windschutzstreifens

Vergleicht man in diesem Sinne die in Abb. 6 dargestellte Schwächung der Horizontalkomponente der Windgeschwindigkeit im bodennahen Bereich eines Windschutzstreifens mit der in Abb. 7 gezeigten boden-

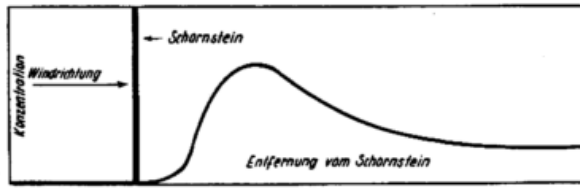


Abb. 7
Der räumliche Gang des Rauchgehaltes der Luft am Boden im Lee eines rauchenden Schornsteins nach Sutton (60)

nahen Konzentration des von einem Schornstein bei beständigem Wind diffundierenden Rauches, so stellt

man eine weitgehende Ähnlichkeit im leeseitigen Gang beider Größen fest. Diese Ähnlichkeit führte den Verfasser zu dem Gedanken, die Nachlaufströmung an Windschutzstreifen, allgemein die Nachlaufströmung an Strömungshindernissen auf ebenen, rauhen Flächen zu deuten als Folge eines Diffusionsvorganges von Quellen in turbulenten Grenzschichten. Dabei muß angenommen werden, daß die Quellen vom Strömungshindernis erzeugt werden und ihren Sitz im oder am Strömungshindernis haben. Als diffundierende Quantitätsgröße kommt der Impuls in Frage. Die vorgenannte Ansicht des Verfassers stützt sich u. a. auch auf Abb. 8¹⁾, welche die vertikalen Profile der Horizontalkomponente der Windgeschwindigkeit in verschiedenen Abständen von einem Lattenzaun zeigt. Die punktierten Flächen auf der Abbildung kennzeichnen das Überschreiten eines gewissen Schwellenwertes der Geschwindigkeit (von 40% der ungestörten Geschwindigkeit in der Höhe der oberen Kante des Zaunes). Die Abbildung zeigt anschaulich,

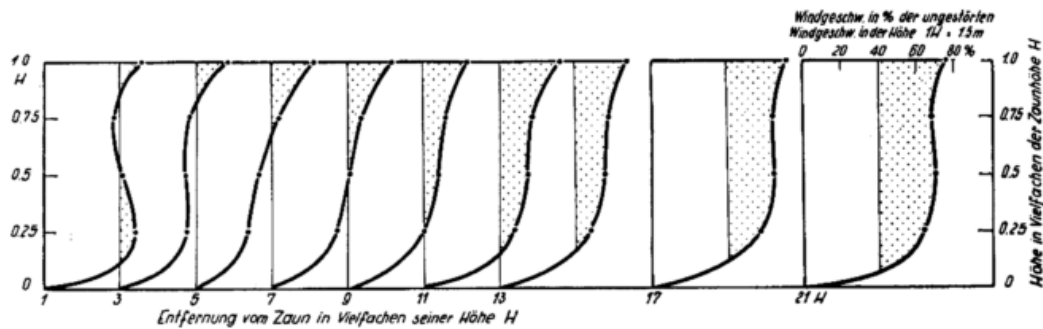


Abb. 8
Vertikale Profile der Horizontalkomponente der Windgeschwindigkeit im Lee eines Holzzaunes auf einer sterilen Sandhalde

daß das Wiederanlaufen der Strömung im Lee des Zaunes ein Vorgang ist, der in der Nachbarschaft der oberen Kante des Zaunes einsetzt und sich mit zunehmender Entfernung vom Zaun in Richtung zum Boden hin (und auch vom Boden fort) ausbreitet.

Die Entwicklung der oben geschilderten Gedanken des Verfassers ist Gegenstand der folgenden Ausführungen. Die Untersuchungen gehen dabei von einer bereits bekannten und aus der Diffusionsgleichung abgeleiteten Näherungslösung aus, welche die Ausbreitung gewisser Substanzen von einer linienförmigen Quelle beschreibt unter der Voraussetzung, daß die Quelle sich oberhalb einer für die Substanz undurchdringbaren Grenzfläche befindet, und daß ferner Geschwindigkeit und Scheindiffusionskoeffizient der Grenzschichtströmung normal zur Grenzfläche konstant sind (siehe Gl. [0.31]).

2. Die Horizontalkomponente der Geschwindigkeit im Nachlauf von Wänden

2.1. Die Nachlaufströmung an Wänden großer Durchlässigkeit

2.1.1. Die Nachlaufströmung bei konstanter Geschwindigkeit

2.1.1.1. Voraussetzungen

Bei der mathematischen Behandlung der Nachlaufströmung an Strömungshindernissen wird von folgenden Voraussetzungen ausgegangen:

2.1.1.1.1. Die Strömung

Die turbulente Grenzschichtströmung einer inkompressiblen Flüssigkeit der Dichte ρ verlaufe parallel zu

einer ebenen, horizontalen sowie starren und für die Strömung undurchdringlichen Grenzfläche und zwar in Richtung der x-Achse. In der Strömung seien die Geschwindigkeit \bar{u} und der Scheindiffusionskoeffizient K_z konstant. Damit gelte:

$$\begin{aligned} \rho &= \text{const.} \\ \bar{u} &= u = \text{const.}, \quad \bar{v} = \bar{w} = 0 \\ K_z &= K = \text{const.} \end{aligned}$$

Da u und K zeitliche Mittelwerte sind, gelten die im folgenden daraus abgeleiteten Größen auch nur im Mittel gewisser Zeitspannen. Über die Größenordnung dieser Zeitspannen geben — soweit es sich um Geschwindigkeiten handelt — u. a. die Untersuchungen von Grunow (22) Aufschluß.

2.1.1.1.2. Das Strömungshindernis

Auf der Grenzfläche befinde sich in der Ebene $x = 0$, d. h. senkrecht zur Strömungsrichtung verlaufend, eine Wand der Höhe H , der Länge L und der Tiefe T (siehe Abb. 9). Die Wand sei relativ zur Höhe sehr lang ($\frac{L}{H} \approx \infty$ und sehr schmal ($\frac{T}{H} \approx 0$) und besitze eine scharfe obere Kante (siehe den folgenden Abschnitt 2.1.1.1.3.). Ferner wird angenommen, daß die Wand für die Strömung sehr durchlässig ist (siehe Abschnitt 2.1.1.1.5.). Als Maß für die Durchlässigkeit diene die sogenannte „geometrische Durchlässigkeit“ D , d. i. das

¹⁾ Die in den Abbildungen 2, 3, 4, 5, 6, 8 dargestellten Messungen wurden vom Verfasser im Rahmen seiner Tätigkeit beim Wetteramt Essen des Deutschen Wetterdienstes durchgeführt und zwar mit Förderungsmitteln des Ministeriums für Ernährung, Landwirtschaft und Forsten des Landes Nordrhein-Westfalen.

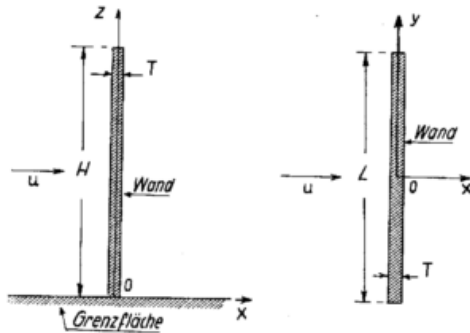


Abb. 9

Verhältnis von offener Fläche zur Gesamfläche der Wand. D sei über die ganze Wand konstant.

2.1.1.1.3. Der Strömungswiderstand

Die Wand übe auf die Strömung einen Widerstand W aus, der, wenn $F = H \cdot L$ die Fläche der Wand bedeutet, nach dem Widerstandsgesetz von Newton betrage:

$$W = c_w \rho F u^2 = c_w \rho H L u^2 \quad [g \cdot cm \cdot s^{-2}] \quad [2.1]$$

Der Widerstandsbeiwert c_w der Wand sei nur eine Funktion der geometrischen Durchlässigkeit D . Die Wand möge folglich zu den Körpern gehören, bei denen infolge scharfer Kanten die Ablösungsstelle der Strömung festliegt, so daß c_w unabhängig ist von der Reynolds'schen Zahl (siehe D u b b e l (9), S. 269) und damit auch von der Höhe der Wand (siehe Abschnitt 2.1.2.2.1.).

2.1.1.1.4. Die Impulssenke

Der Widerstand der Wand auf die Strömung vermindere die Horizontalkomponente des Impulses B der Strömung gemäß dem Grundgesetz von Newton:

$$W = - \frac{dB}{dt} = c_w \rho H L u^2 \quad [g \cdot cm \cdot sec^{-2}] \quad [2.2]$$

Gl. [2.2] sagt aus, daß die Wand für die Horizontalkomponente des Impulses der Strömung eine Senke darstellt, und daß die Ergiebigkeit dieser Impulssenke unter den vorstehenden Voraussetzungen zeitlich konstant ist. Wesentlich für das Folgende ist, daß die Ergiebigkeit der von der Wand erzeugten Impulssenke von der Geschwindigkeit der Strömung abhängt.

2.1.1.1.5. Die Nachlaufströmung

Gl. [2.2] legt den Gedanken nahe, die Nachlaufströmung an Wänden zu erklären als Folge einer Diffusion von negativem Impuls in einer turbulenten Grenzschicht. Bei der nachstehenden mathematischen Behandlung des Problems wird vorausgesetzt, daß die eigentliche Grenzschichtströmung durch die Wand keine Veränderung erfährt, d. h. es wird vernachlässigt, daß an der oberen Kante der Wand 1. als Folge der Kontinuitätsbedingung eine Verdrängungsströmung entsteht und daß 2. die Ablösung der Strömung von der Wand zu einer Erhöhung des Scheindiffusionskoeffizienten führt. Diese vernachlässigenden Voraussetzungen sind näherungsweise bei sehr durchlässigen Wänden (bei großer geometrischer Durchlässigkeit D) erfüllt.

2.1.1.2. Die linienförmige Impulssenke

Auf Grund der durch Abb. 8 vermittelten Erkenntnis, daß das Wiederanlaufen der Strömung im Lee von Wänden ein Vorgang ist, der in der Nachbarschaft der oberen Kante der Wände einsetzt, wird als erstes angenommen, daß sich an der oberen Kante der Wand, d. h.

an der Stelle $x = 0, z = H$ eine unendlich lange Linienquelle des Impulses befindet, in welcher sich die Wirkung der ganzen Wand konzentriert. Für diesen relativ einfachen Fall kann die Ausbreitung des Impulses mit Hilfe der Gl. [0.31] berechnet werden. Die Ergiebigkeit Q der Quelle sei entsprechend Gl. [2.2]:

$$Q = \frac{1}{\rho L} \frac{dB}{dt} = - \frac{W}{\rho L} = - c_w u^2 H \quad [cm^3 \cdot s^{-2}] \quad [2.3]$$

Gl. [2.3] in Gl. [0.31] eingesetzt, liefert den Anteil der Impulssenke an der Nachlaufströmung:

$$\chi = - \frac{c_w u^2 H}{\sqrt{4\pi K x u}} \left[\exp\left(-\frac{u(z-H)^2}{4Kx}\right) + \exp\left(-\frac{u(z+H)^2}{4Kx}\right) \right] \quad [cm \cdot s^{-1}] \quad [2.4]$$

Gl. [2.4] erfüllt dieselben Grenz- und Kontinuitätsbedingungen wie Gl. [0.31] mit der Ausnahme, daß $\chi \rightarrow -\infty$ für $x = 0, z \rightarrow H$.

Der Anteil der Grenzschichtströmung an der Nachlaufströmung beträgt voraussetzungsgemäß u (siehe Abschnitt 2.1.1.1.5.). Die Geschwindigkeit der Nachlaufströmung u_L ist damit:

$$u_L = u + \chi \quad [2.5]$$

Definiert man als Schutzwirkung S der Wand in Übereinstimmung mit den Gepflogenheiten bei Windschutzstreifen die Größe

$$S = \frac{u - u_L}{u} = \frac{u - (u + \chi)}{u} = - \frac{\chi}{u} \quad [2.6]$$

und führt ferner die dimensionslosen Koordinaten ein:

$$\xi = \frac{x}{H} \quad \eta = \frac{z}{H} \quad [2.7]$$

so erhält man schließlich für die Schutzwirkung der Wand die Beziehung:

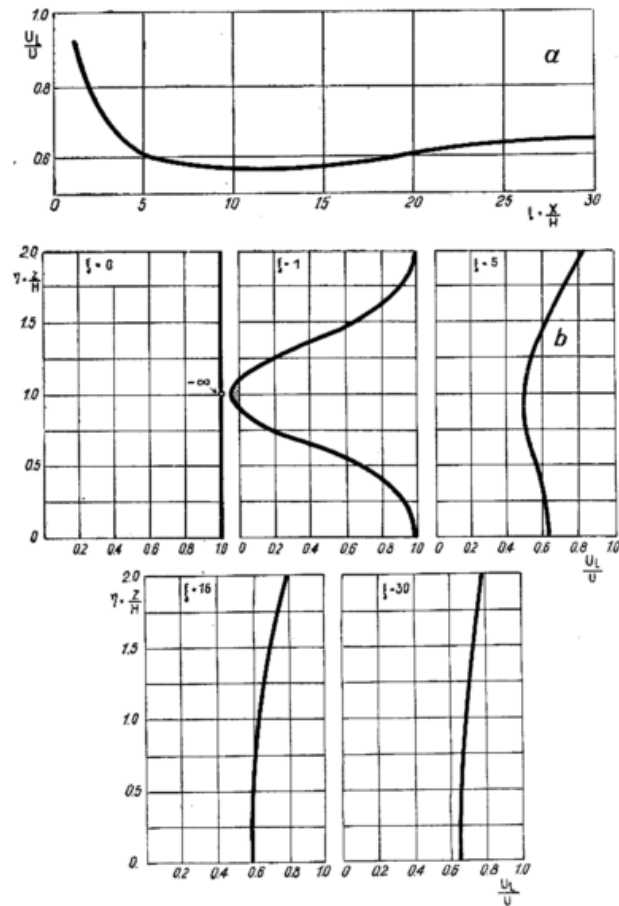
$$S = \frac{c_w}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{Re}{4\xi}} \left[\exp\left(-\frac{Re}{4\xi}(\eta-1)^2\right) + \exp\left(-\frac{Re}{4\xi}(\eta+1)^2\right) \right] \quad [2.8]$$

Dabei ist $Re = \frac{u H}{K}$ die Reynolds'sche Zahl.

Gl. [2.8] erfüllt die Rand- und Kontinuitätsbedingungen, da sie sich von Gl. [2.4] gemäß Gl. [2.6] nur um einen konstanten Faktor unterscheidet.

Die umfassendste Aussage der Gl. [2.8] lautet, daß die Umströmung zweier durch linienförmige Impulssenken idealisierter Wände geometrisch ähnlich verläuft, wenn in beiden Fällen einerseits gleiche Widerstandsbeiwerte c_w , d. h. gleiche geometrische Durchlässigkeiten D , und andererseits gleiche Reynolds'sche Zahlen $Re = \frac{u H}{K}$ vorliegen. Gleiche Widerstandsbeiwerte besitzen bei der im Abschnitt 2.1.1.1.3. vorausgesetzten Unabhängigkeit des Widerstandsbeiwertes von der Re-Zahl insbesondere geometrisch ähnliche Körper (siehe Schlichting (54), S. 14). Die Aussage der Gl. [2.8] umschließt daher das Reynolds'sche Ähnlichkeitsgesetz für den Spezialfall der Umströmung geometrisch ähnlicher Körper bei konstanten Re-Zahlen (siehe Abschnitt 2.1.2.1.). Im einzelnen gehen in die Nachlaufströmung seitens der Wand der Widerstandsbeiwert, d. h. die Durchlässigkeit, und die Höhe ein, seitens der Grenzschichtströmung das Verhältnis von Geschwindigkeit und Scheindiffusionskoeffizient.

Zum Vergleich von Windmessungen an Windschutzstreifen im Freiland mit denen im Windkanal wurde Gl. [2.8] numerisch ausgewertet und zwar mit den Parameterwerten $c_w = 0,90$ und $Re = 20$. Eine Begründung für die Wahl der Konstanten kann erst in Abschnitt 2.2.3. gegeben werden. (Eine unendlich lange, undurchlässige Wand besitzt beispielsweise den durch Gl. [2.1] definierten Widerstandsbeiwert $c_w \approx 1,0$. Die Reynolds'sche Zahl $Re = 20$ liegt z. B. vor für $H = 250$ cm, $u = 400$ cm·sec⁻¹, $K = 5 \cdot 10^3$ cm²·sec⁻¹.) Anschließend



wurde die Funktion $1 - S = \frac{u_L}{u}$ in den Abbildungen 10a bis 10c graphisch dargestellt. Jede der drei benutzten Darstellungsformen hat ihre besonderen Vorzüge und wird daher auch bei der Veranschaulichung der Strömungsverhältnisse an Windschutzstreifen benutzt. Zum Vergleich mit den theoretischen Untersuchungen besonders geeignet erwiesen sich die sehr umfangreichen und äußerst sorgfältig durchgeführten Windmessungen von N ä g e l i (43) an einer im Freien aufgestellten, 2,2 m hohen Schilfrohrwand mit einer optischen Durchlässigkeit von 45 bis 55% (siehe auch Abschnitt 3.). Diese Messungen haben in den Abbildungen 13a bis 13c eine den Abbildungen 10a bis 10c entsprechende Darstellung gefunden.

Untersucht man zunächst die Strömungsverhältnisse in der Nähe der Grenzfläche ($\eta \ll 1$), so zeigen die Abb. 10a und 13a, daß sowohl die berechnete als auch die an der Schilfrohrwand gemessene Windkurve ein charakteristisches Minimum besitzt. Die Gleichung für die Abszisse ξ_m des Windminimums, die man aus Gl. [2.8] durch die Bedingung $\frac{\partial S}{\partial \xi} = 0$ erhält, lautet:

$$\exp\left(\frac{Re}{\xi_m} \eta\right) \left[\frac{Re}{2\xi_m} (\eta-1)^2 - 1 \right] + \frac{Re}{2\xi_m} (\eta+1)^2 - 1 = 0$$

Somit ist bei der vorausgesetzten linienförmigen Impulssenke der Abstand des Windminimums von der Wand nur eine Funktion der Reynolds'schen Zahl Re und der Höhe η . Er hängt also nicht vom Widerstandsbeiwert c_w bzw. von der Durchlässigkeit D der Wand ab. Für $\eta = 0$ erhält man:

$$\xi_m = \frac{Re}{2} \quad [2.9]$$

Mit zunehmender Höhe η rückt das Windminimum erst langsam und dann immer rascher an die Wand heran und verschwindet schließlich. Einzelheiten können der Abb. 10c entnommen werden, die neben den Iso-tachen auch eine graphische Darstellung der Abhängigkeit der Abszisse des Windminimums von der Höhe über der Grenzfläche enthält (strichpunktierte Linie). In Abb. 13c hat die entsprechende Linie einen ähnlichen Verlauf. Rechnung und Beobachtung stimmen damit auch in der Abhängigkeit der Lage des Windminimums von der Höhe über der Grenzfläche qualitativ überein.

Aus Gl. [2.8] lassen sich für die Nachlaufströmung einer linienförmigen Impulssenke in Bodennähe ($\eta \ll 1$) noch folgende allgemeine Aussagen ableiten:

1) Die Schutzwirkung S ändert sich mit der Reynolds'schen Zahl Re gemäß folgender Gleichung:

$$\frac{\partial S}{\partial Re} = \frac{S}{2} \left(\frac{1}{Re} - \frac{1}{2\xi} \right)$$

Setzt man in der vorstehenden Gleichung $\xi = a \cdot \xi_m = \frac{a \cdot Re}{2}$ gem. Gl. [2.9], so erhält man:

$$\frac{\partial S}{\partial S} = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{1}{a} \right) \frac{\partial Re}{Re} \quad \text{bzw.} \quad \frac{S}{S_1} = \left(\frac{Re}{Re_1} \right)^{\frac{1}{2} \left(1 - \frac{1}{a} \right)} \quad [2.10]$$

2) In einer festen Höhe über der Grenzfläche ($\eta = \text{const.}$) besteht zwischen der zu einer bestimmten Schutzwirkung S gehörigen Abszisse ξ_s und der Re-Zahl folgender Zusammenhang:

$$\frac{\partial \xi_s}{\partial Re} = \frac{\partial Re}{Re} \quad \text{bzw.} \quad \frac{\xi_s}{\xi_{s1}} = \frac{Re}{Re_1} \quad [2.11]$$

Aus Gl. [2.10] folgt, daß für $a = 1$, d. h. für $\xi = \xi_m$ das Glied ∂S verschwindet. In der Nähe der Grenzfläche

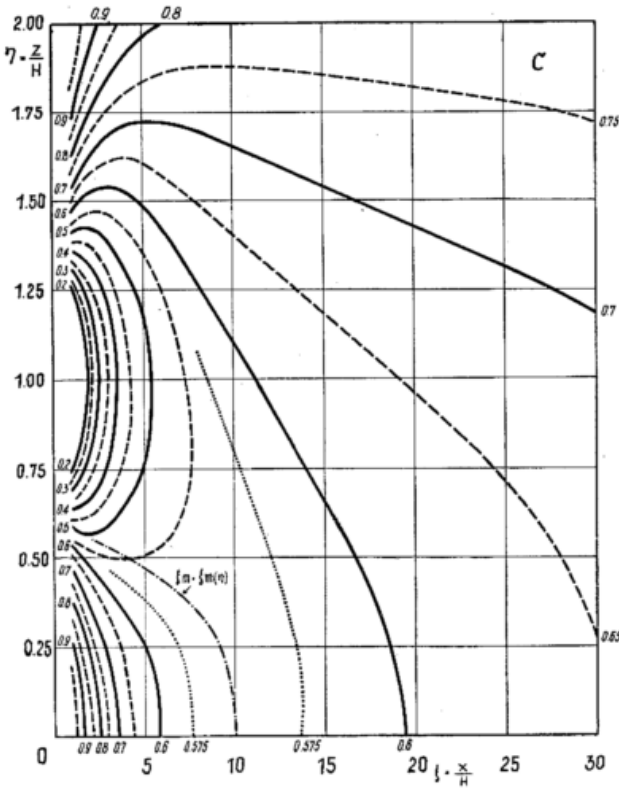


Abb. 10
Graphische Darstellungen der Funktion

$$\frac{u_L}{u} = 1 - S = 1 - \frac{c_w}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{Re}{4\xi}} \left[\exp\left(-\frac{Re}{4\xi} (\eta-1)^2\right) + \exp\left(-\frac{Re}{4\xi} (\eta+1)^2\right) \right]$$

(siehe Gl. [2.8]) mit $c_w = 0,90$ und $Re = \frac{uH}{K} = 20$. Die Funktion wurde für die Punkte mit den Abszissen $\xi = 1, 2, 3, 4, 5, 6, 8, 10, 12, 14, 16, 20, 25, 30$ und den Ordinaten $\eta = 0, 1/6, 1/4, 1/2, 3/4, 1, 5/4, 3/2, 7/4, 2$ berechnet. Aus diesen Werten wurden

die für die Abbildungen benötigten Zwischenwerte durch lineare Interpolation gewonnen

- a) Horizontalschnitt für $\eta = \frac{z}{H} = 0,25$
- b) Vertikalschnitte für $\xi = \frac{x}{H} = 0, 1, 5, 16$ und 30
- c) Die Iso-tachen $\frac{u_L}{u} = \text{const.}$ im Vertikalschnitt

ist also die Schutzwirkung S an der Stelle des Windminimums von der Re -Zahl unabhängig. Die Schutzwirkung S ist hier somit nur eine Funktion des Widerstandsbeiwertes c_w . Andererseits bestimmt gemäß Gl. [2.9] die Re -Zahl, und in einer festen Höhe über der Grenzfläche nur diese allein, die Lage des Windminimums. Das Windminimum zeichnet sich also dadurch aus, daß in einer bestimmten Höhe dicht über der Grenzfläche seine Lage nur von der Re -Zahl und seine Intensität nur vom Widerstandsbeiwert bzw. von der Durchlässigkeit der Wand abhängt. Die allgemeinere Aussage der Gl. [2.11] lautet, daß in der Nähe der Grenzfläche die zu beliebigen Schutzwirkungen S gehörigen Abszissen ξ_s der Re -Zahl proportional sind. Das bedeutet, daß die Windkurven in der Darstellung der Abb. 10a, die bei gleichem Widerstandsbeiwert verschiedenen Re -Zahlen zugeordnet sind, sich nur durch Dehnungen in der horizontalen Richtung voneinander unterscheiden.

Der vorstehende Befund deckt sich mit den Ergebnissen von Windkanaluntersuchungen. So stellte *Blenk* (6), Seite 62, fest, daß die Strömungsverhältnisse im Bereich von Windhindernissen (Wald, Hecken, Zäune) durch Windkanalversuche an entsprechend durchlässigen Modellen (Drahtgewebe) qualitativ richtig wiedergegeben werden, und daß die einander zugeordneten Kurven grundsätzlich ähnlich verlaufen. Um die Kurven aus Modell- und Großversuchen zur Dekkung zu bringen, ist eine Dehnung der Kurven in der Abszisse notwendig (siehe auch *Lawrence* (34)). Als Ursache werden u. a. unterschiedliche Turbulenzverhältnisse zwischen Freiland und Windkanal vermutet. Zu demselben Ergebnis und derselben Deutung kommen auch *van der Linde* und *Woudenberg* (38), Seite 18, an Hand der von *Nokkentved* (46) (47) an Wänden im Windkanal und im Freiland durchgeführten Windmessungen. Da sich mit den Turbulenzverhältnissen der Scheindiffusionskoeffizient K und folglich auch die Reynolds'sche Zahl $Re = \frac{uH}{K}$ ändert, können die im Windkanal gegenüber dem Freiland beobachteten Dehnungen der Windkurven in der Horizontalen in Übereinstimmung mit Gl. [2.11] als Folge unterschiedlicher Re -Zahlen gedeutet werden (siehe Abschnitt 2.1.2.2.2.).

Aus der Gl. [2.11] können für die Strömungsverhältnisse an Windschutzstreifen noch weitere Folgerungen gezogen werden. Definiert man, wie von mehreren Autoren (siehe z. B. *Woelfle* (63), *Geiger* (18), *Blenk* (5)) vorgeschlagen, als „Wirkungsbereich“ eines Windschutzstreifens die Entfernung vom Schutzstreifen, bei der in einer bestimmten Höhe über dem Boden (z. B. $\eta = 1/8, 1/4, 1/2$) die Schutzwirkung einen bestimmten vorgegebenen Wert erreicht (z. B. $S = 0,20; 0,10; 0,05$), so liefert Gl. [2.11] die Aussage, daß in Bodennähe der Wirkungsbereich eines Windschutzstreifens, allgemein einer durchlässigen Wand, bei festgehaltenem Widerstandsbeiwert der Re -Zahl proportional ist.

Zum Vergleich der an verschiedenen Schutzstreifen unter verschiedenen Bedingungen gewonnenen Windmessungen hat man bisher vorzugsweise den Abstand vom Schutzstreifen (die Abszisse) in Vielfachen der Schutzstreifenhöhe H ausgedrückt. Aus den Gleichungen [2.10] und [2.11] folgt, daß als Bezugsgröße auch die Abszisse ξ_m des Windminimums in Frage kommt. Führt man nämlich die für Gl. [2.10] benutzte Beziehung $\xi = a \cdot \xi_m = \frac{a Re}{2}$ in Gl. [2.8] ein, so erhält man eine Funktion, die als Parameter nur noch den Widerstandsbeiwert c_w des Schutzstreifens enthält und damit von der Re -Zahl unabhängig ist:

$$S = \frac{c_w}{\sqrt{\pi}} \frac{1}{\sqrt{a}} \left[\exp\left(-\frac{(\eta-1)^2}{a}\right) + \exp\left(-\frac{(\eta+1)^2}{a}\right) \right], \quad a = \frac{\xi}{\xi_m}, \quad \eta \ll 1$$

Bei durchlässigen Wänden kann man also in Bodennähe den Einfluß der Re -Zahl auf die Nachlaufströmung eliminieren, indem man als Einheit der Abszisse die Entfernung des Windminimums von der Wand wählt.

Zusammenfassend kann festgestellt werden, daß Gl. [2.8] nicht nur das Reynolds'sche Ähnlichkeitsgesetz erfüllt, sondern darüber hinaus auch die wesentlichsten Erscheinungen der bodennahen Nachlaufströmung an Windschutzstreifen qualitativ richtig beschreibt. Andererseits zeigt ein Vergleich der Abb. 10b und 13b bzw. 10c und 13c, daß in größeren Abständen von der Grenzfläche, und hier insbesondere in der Umgebung der oberen Kante der Wand, noch erhebliche Unterschiede qualitativer Art zwischen Rechnung und Beobachtung bestehen. Das führt zu der Vermutung, daß ein Windschutzstreifen nicht nur an seiner oberen Kante, sondern mit seiner ganzen Fläche als Impulssenke wirkt.

2.1.1.3. Die flächenförmige Impulssenke mit konstanter Flächendichte der Ergiebigkeit

Über die im Abschnitt 2.1.1.1. behandelten Voraussetzungen hinaus wird jetzt angenommen, daß die Wand mit ihrer ganzen Fläche als Impulssenke wirkt, und daß die Flächendichte der Ergiebigkeit dieser Senke konstant ist. Letzteres ist bei konstanter Geschwindigkeit der Fall, wenn der Widerstandsbeiwert schmaler Wandstreifen parallel zur Grenzfläche gleich dem der ganzen Wand ist, bzw. wenn der Widerstandsbeiwert der Wand von deren Höhe unabhängig ist (siehe Abschnitt 2.1.2.2.1.).

In der Höhe $z = h$ sei der Strömungswiderstand dW eines Flächenelementes $dF = L \cdot dh$ der Wand entsprechend Gl. [2.1]

$$dW = c_w \rho u^2 dF = c_w \rho u^2 L dh \quad [g \cdot cm \cdot s^{-2}] \quad [2.12]$$

Die der Gl. [2.3] entsprechende Gleichung lautet dann:

$$dQ = -\frac{1}{\rho L} dW = -c_w u^2 dh \quad [cm^3 \cdot s^{-2}] \quad [2.13]$$

Gl. [2.13] in Gl. [0.31] eingesetzt ergibt:

$$\chi = -\frac{c_w u^2}{\sqrt{4\pi Kxu}} \int_0^H \left[\exp\left(-\frac{u(z-h)^2}{4Kx}\right) + \exp\left(-\frac{u(z+h)^2}{4Kx}\right) \right] dh \quad [cm \cdot s^{-1}]$$

Die Substitution $\frac{\sqrt{u(z-h)}}{\sqrt{4Kx}} = t$ bzw. $\frac{\sqrt{u(z+h)}}{\sqrt{4Kx}} = t$ führt zu

der Lösung:

$$\chi = -\frac{c_w u}{2} \left[\Phi\left(\sqrt{\frac{u}{4Kx}}(z+H)\right) - \Phi\left(\sqrt{\frac{u}{4Kx}}(z-H)\right) \right] \quad [cm \cdot s^{-1}] \quad [2.14]$$

Dabei bedeutet $\Phi(\alpha) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^\alpha e^{-t^2} dt$ das Wahrscheinlichkeits-

integral. Gl. [2.14] erfüllt die Rand- und Kontinuitätsbedingungen. Abweichend von denen der Gl. [0.31] gilt:

$$\begin{aligned} \chi &= 0 && \text{für } x = 0, z > H \\ \chi &= -c_w u && \text{für } x = 0, z < H \end{aligned}$$

An der Stelle $x = 0, z = H$ ist χ unstetig. Es springt hier von $-c_w u$ auf 0, wie auch Abb. 11b für $\xi = 0$ zeigt.

Bei Berücksichtigung der Gleichungen [2.6] und [2.7] geht Gl. [2.14] über in:

$$S = \frac{c_w}{2} \left[\Phi\left(\sqrt{\frac{Re}{4\xi}}(\eta+1)\right) - \Phi\left(\sqrt{\frac{Re}{4\xi}}(\eta-1)\right) \right], \quad Re = \frac{uH}{K} \quad [2.15]$$

Auch Gl. [2.15] erfüllt die Rand- und Kontinuitätsbedingungen, da sie sich von Gl. [2.14] gemäß Gl. [2.6] nur um einen konstanten Faktor unterscheidet.

Gl. [2.15] steht wiederum in Übereinstimmung mit der Aussage des Reynolds'schen Ähnlichkeitsgesetzes für

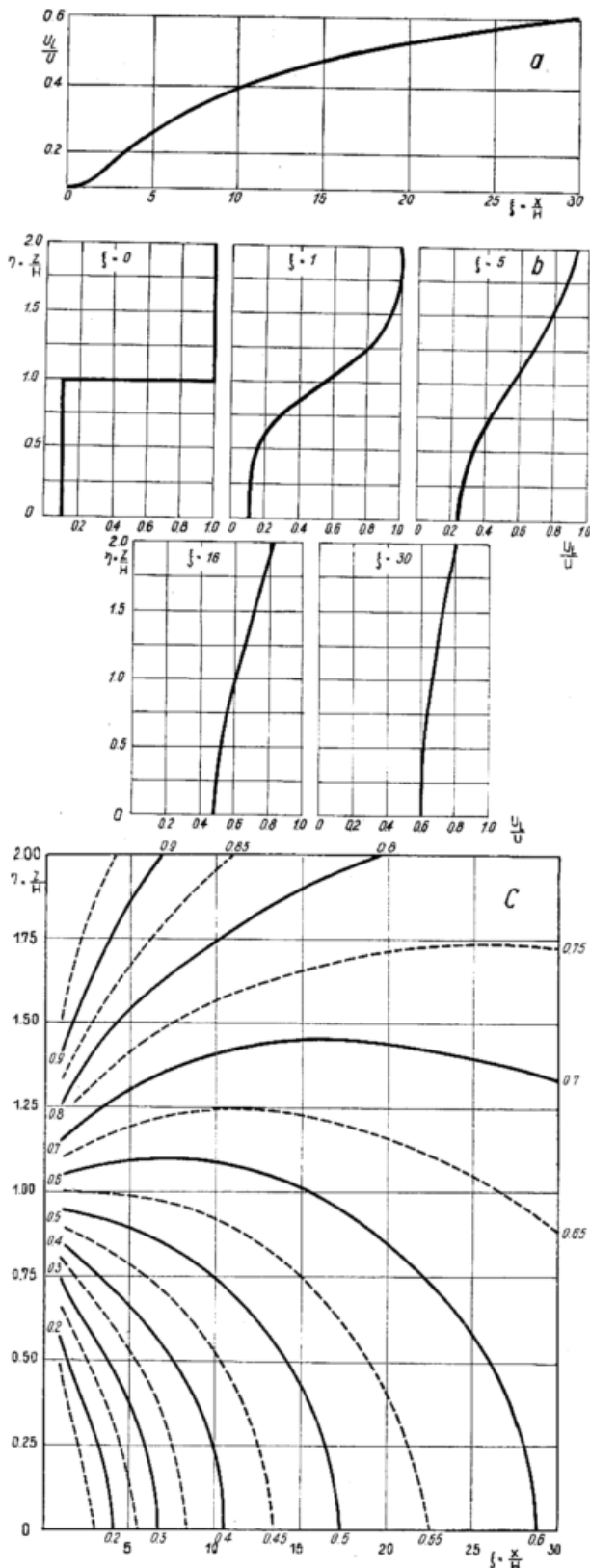


Abb. 11
Graphische Darstellungen der Funktion

$$\frac{u_L}{u} = 1 - S = 1 - \frac{c_w}{2} \left[\Phi \left(\sqrt{\frac{Re}{4\xi}} (\eta + 1) \right) - \Phi \left(\sqrt{\frac{Re}{4\xi}} (\eta - 1) \right) \right]$$

(siehe Gl. [2.15]) mit $c_w = 0,90$ und $Re = \frac{uH}{K} = 20$. Die Ermittlung der Funktionswerte für die Abbildungen erfolgte entsprechend den Ausführungen in der Legende zu Abb. 10

- a) Horizontalschnitt für $\eta = \frac{z}{H} = 0,25$
- b) Vertikalschnitte für $\xi = \frac{x}{H} = 0, 1, 5, 16$ und 30
- c) Die Isotachen $\frac{u_L}{u} = \text{const.}$ im Vertikalschnitt

die Umströmung geometrisch ähnlicher Körper bei konstanten Re-Zahlen. Wie bei der linienförmigen Impulssenke verläuft nämlich die Umströmung zweier durch flächenförmige Impulssenken idealisierter Wände geometrisch ähnlich, wenn in beiden Fällen der Widerstandsbeiwert c_w (die Durchlässigkeit D) und die Reynolds'sche Zahl $Re = \frac{uH}{K}$ jeweils denselben Wert haben (siehe Abschnitt 2.1.2.1.). Auch Gl. [2.11] und alle sich daraus ergebenden Folgerungen bleiben erhalten. D. h. vor allem, daß die Re-Zahl für die Nachlaufströmung dicht an der Grenzfläche nur die Bedeutung eines horizontalen Dehnungsfaktors hat. Andererseits zeigt die graphische Darstellung der Funktion in Abb. 11a mit denselben Parameterwerten wie in Abb. 10a ($c_w = 0,90$; $Re = 20$), daß die für durchlässige Wände charakteristische Form des Windminimums in Bodennähe verschwunden ist. Dafür herrscht die kleinste Windgeschwindigkeit jetzt unmittelbar am Schutzstreifen. Das an der Wand liegende Windminimum zeichnet sich jedoch genau wie das der Gl. [2.8] dadurch aus, daß seine Intensität in Bodennähe von der Re-Zahl unabhängig und daher nur eine Funktion des Widerstandsbeiwertes c_w bzw. der Durchlässigkeit D ist. Die durch Abb. 11a dargestellte Windkurve ist für undurchlässige Wände bzw. Schutzstreifen typisch. Dieser Fall wird jedoch erst im Abschnitt 2.2. behandelt. Zunächst soll noch an der Voraussetzung durchlässiger Wände festgehalten werden. Vergleicht man in diesem Sinne die Abbildungen 11 und 13, so zeigen die auf der Gl. [2.15] beruhenden graphischen Darstellungen der Abbildungen 11b und 11c außerhalb des Windminimums und hier insbesondere in der Nachbarschaft der oberen Kante der Wand qualitativ schon eine recht befriedigende Übereinstimmung mit den aus Messungen gewonnenen graphischen Darstellungen der Abb. 13b und 13c.

Da einerseits die Annahme einer gehobenen linienförmigen Impulssenke in der Nähe der Grenzfläche einen Windverlauf ergibt, wie er qualitativ an durchlässigen Wänden auftritt und andererseits durch die Annahme einer flächenförmigen Impulssenke mit konstanter Flächendichte der Ergiebigkeit die Übereinstimmung mit der durchlässigen Wand am Fuße der Wand verschlechtert, am oberen Ende der Wand jedoch verbessert wird, liegt der Gedanke nahe, daß eine durchlässige Wand näherungsweise eine flächenförmige Impulssenke darstellt, bei der die Flächendichte der Ergiebigkeit mit der Höhe zunimmt.

2.1.1.4. Die flächenförmige Impulssenke mit höhenveränderlicher Flächendichte der Ergiebigkeit

Es mögen weiterhin die im Abschnitt 2.1.1.1. aufgeführten Voraussetzungen gelten mit der Einschränkung, daß die geometrische Durchlässigkeit der Wand nun nicht mehr konstant ist, sondern mit zunehmender Entfernung von der Grenzfläche derart abnimmt, daß der Widerstandsbeiwert $c_w(h)$ schmaler Wandstreifen parallel zur Grenzfläche eine lineare Funktion der Höhe h ist. Der Widerstandsbeiwert \bar{c}_w der Wand selbst sei gleich dem Mittelwert der vorgenannten Funktion im Intervall $0 \leq h \leq H$. Im einzelnen sei:

$$c_w(h) = \frac{c_{w1}}{z_1} \cdot h \quad \bar{c}_w = \frac{1}{H} \int_0^H c_w(h) dh = \frac{c_{w1}}{2\eta_1} \quad [2.16]$$

c_{w1} ist der Widerstandsbeiwert in der Höhe z_1 bzw. in der Höhe $\eta_1 = \frac{z_1}{H}$. (Die lineare Abhängigkeit des Widerstandsbeiwertes von der Höhe wurde gewählt, um die folgenden Integrale durch tabellierte Funktionen ausdrücken zu können. Die Wahl erweist sich auch für die Weiterführung der Untersuchungen im Abschnitt 2.1.2.1. als zweckmäßig.) Ferner wird wie im Abschnitt 2.1.1.3.

angenommen, daß die Wand mit ihrer ganzen Fläche als Impulssenke wirkt.

Unter den vorstehenden Voraussetzungen geht Gl. [2.13] mit Gl. [2.16] über in:

$$dQ = - \frac{c_{w1}}{z_1} u^2 h dh \quad [\text{cm}^3 \cdot \text{s}^{-2}] \quad [2.17]$$

Gl. [2.17] besagt, daß die Flächendichte der Ergiebigkeit der Impulssenke $\frac{dQ}{dh}$ linear mit der Höhe h zunimmt.

Gl. [2.17] in Gl. [0.31] eingesetzt ergibt:

$$\chi = - \frac{c_{w1} u^2}{z_1 \sqrt{4\pi Kx}} \int_0^H h \left[\exp\left(-\frac{u(z-h)^2}{4Kx}\right) + \exp\left(-\frac{u(z+h)^2}{4Kx}\right) \right] dh \quad [\text{cm} \cdot \text{s}^{-1}]$$

Die Substitution $\frac{\sqrt{u(z-h)}}{\sqrt{4Kx}} = t$ bzw. $\frac{\sqrt{u(z+h)}}{\sqrt{4Kx}} = t$ sowie einige Umformungen führen zu der Lösung:

$$\begin{aligned} \chi = & - \frac{c_{w1} u}{2z_1} \cdot z \left\{ 2\Phi\left(\sqrt{\frac{u}{4Kx}} z\right) - \Phi\left(\sqrt{\frac{u}{4Kx}}(z-H)\right) - \right. \\ & - \Phi\left(\sqrt{\frac{u}{4Kx}}(z+H)\right) + \frac{1}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{u}{4Kx}} \left[2\exp\left(-\frac{uz^2}{4Kx}\right) - \right. \\ & \left. \left. - \exp\left(-\frac{u(z-H)^2}{4Kx}\right) - \exp\left(-\frac{u(z+H)^2}{4Kx}\right) \right] \right\} \quad [\text{cm} \cdot \text{s}^{-1}] \end{aligned} \quad [2.18]$$

Dabei bedeutet $\Phi(\alpha) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^\alpha e^{-t^2} dt$ wiederum das Wahrscheinlichkeitsintegral. Gl. [2.18] erfüllt die Rand- und Kontinuitätsbedingungen. Abweichend von denen der Gl. [0.31] gilt:

$$\begin{aligned} \chi &= 0 && \text{für } x = 0, \quad z > H \\ \chi &= - \frac{c_{w1} \cdot u \cdot z}{z_1} && \text{für } x = 0, \quad z < H \end{aligned}$$

An der Stelle $x = 0, z = H$ ist χ unstetig. Es springt hier von $-\frac{c_{w1} \cdot u \cdot z}{z_1}$ auf 0, wie auch Abb. 12b für $\xi = 0$ zeigt.

Bei Berücksichtigung der Gleichungen [2.6] und [2.7] geht Gl. [2.18] über in:

$$S = \frac{c_{w1}}{2\eta_1} \cdot F(\xi, \eta, Re) \quad [2.19]$$

mit

$$\begin{aligned} F(\xi, \eta, Re) = & \eta \left[2\Phi\left(\sqrt{\frac{Re}{4\xi}} \eta\right) - \Phi\left(\sqrt{\frac{Re}{4\xi}}(\eta-1)\right) - \right. \\ & - \Phi\left(\sqrt{\frac{Re}{4\xi}}(\eta+1)\right) \left. \right] + \frac{1}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{Re}{4\xi}} \left[2\exp\left(-\frac{Re}{4\xi} \eta^2\right) - \right. \\ & \left. - \exp\left(-\frac{Re}{4\xi}(\eta-1)^2\right) - \exp\left(-\frac{Re}{4\xi}(\eta+1)^2\right) \right] \end{aligned}$$

und $Re = \frac{uH}{K}$.

Gl. [2.19] erfüllt die Rand- und Kontinuitätsbedingungen, da sie sich von Gl. [2.18] gemäß Gl. [2.6] nur um einen konstanten Faktor unterscheidet.

Aus der vorstehenden Gleichung folgt, daß die Nachlaufströmung an zwei Wänden, bei denen die Widerstandsbeiwerte schmaler Streifen parallel zur Grenzfläche linear mit der Höhe zunehmen, geometrisch ähnlich verläuft, wenn in beiden Fällen 1. die Steigung des Widerstandsbeiwertes $\frac{dc_w}{d\eta} = \frac{c_{w1}}{\eta_1}$ und 2. die Re-Zahl $Re = \frac{uH}{K}$ gleich groß ist. Die erste Ähnlichkeitsbedingung bedeutet allgemein, daß in beiden Fällen der Widerstandsbeiwert bzw. die Durchlässigkeit

der Wand an geometrisch ähnlichen Stellen übereinstimmen muß. Diese Bedingung ist unter den Voraussetzungen des Abschnittes 2.1.1.1. bei geometrisch ähnlichen Körpern erfüllt. Damit steht Gl. [2.19] wiederum in Übereinstimmung mit dem Reynolds'schen Ähnlichkeitsgesetz (siehe Abschnitt 2.1.2.1.) für den Fall geometrisch ähnlicher Körper und konstanter Re-Zahlen.

Ein Vergleich der durch Gl. [2.19] dargestellten Nachlaufströmung mit den in den Abschnitten 2.1.1.2. und 2.1.1.3. behandelten Nachlaufströmungen ist — wie die Ausführungen im Abschnitt 2.1.2.2.1. noch zeigen werden — nur sinnvoll, wenn man in allen Fällen außer von gleichen Re-Zahlen auch von gleichen oder im Intervall $0 \leq \eta \leq 1$ gleichen mittleren Widerstandsbeiwerten ausgeht. Dann erhält man für Gl. [2.19] gemäß Gl. [2.16] die Zusatzbedingung:

$$\frac{c_{w1}}{2\eta_1} = c_w \quad [2.20]$$

so daß Gl. [2.19] übergeht in:

$$S = c_w \cdot F(\xi, \eta, Re); \quad Re = \frac{uH}{K} \quad [2.21]$$

Die Funktion $F(\xi, \eta, Re)$ ist unter Gl. [2.19] erläutert.

Die Annahme eines höhenveränderlichen Widerstandsbeiwertes hat auf die Gültigkeit der Gl. [2.11] keinen Einfluß. D. h. es besteht in einer festen Höhe dicht über der Grenzfläche ($\eta \ll 1$) zwischen der zu einer bestimmten Schutzwirkung S gehörigen Abszisse ξ_s und der Re-Zahl weiterhin folgender Zusammenhang:

$$\frac{\partial \xi_s}{\partial S} = \frac{\partial Re}{\partial Re} \quad \text{bzw.} \quad \frac{\xi_s}{\xi_{s1}} = \frac{Re}{Re_1} \quad [2.11]$$

Damit hat die Re-Zahl für die Nachlaufströmung dicht an der Grenzfläche unverändert nur die Bedeutung eines horizontalen Dehnungsfaktors.

Schließlich liefert Gl. [2.21] mit den früheren Parameterwerten ($c_w = 0,90$ und $Re = 20$) in Bodennähe wieder das charakteristische Windminimum der Gl. [2.8], wie man der Abb. 12a entnehmen kann. Darüber hinaus zeigen die Abbildungen 12a bis 12c im ganzen erfaßten Bereich eine erstaunlich gute qualitative Übereinstimmung mit den entsprechenden, auf Meßwerten beruhenden Abbildungen 13a bis 13c. Damit wird die am Schluß des Abschnittes 2.1.1.3. geäußerte Vermutung bestätigt, daß eine durchlässige Wand näherungsweise eine flächenförmige Impulssenke darstellt, bei der die Flächendichte der Ergiebigkeit mit der Höhe zunimmt.

Bei der flächenförmigen Impulssenke mit höhenveränderlicher Flächendichte der Ergiebigkeit ergibt sich ξ_m , die Abszisse des Windminimums, aus Gl. [2.21]

durch die Bedingung $\frac{\partial S}{\partial \xi} = 0$ zu:

$$\begin{aligned} \exp\left[-\frac{Re}{4\xi_m}(1-2\eta)\right] [Re(1-\eta) + 2\xi_m] + \exp\left[-\frac{Re}{4\xi_m}(1+2\eta)\right] \\ [Re(1+\eta) + 2\xi_m] - 4\xi_m = 0 \end{aligned}$$

ξ_m ist damit von c_w , d. h. vom mittleren Widerstandsbeiwert der Wand, unabhängig und nur eine Funktion von Re und η . Für $\eta = 0$ ist $\xi_m \approx 4$. Mit zunehmender Höhe η rückt das Windminimum erst langsam und dann immer rascher an die Wand heran und verschwindet schließlich. Einzelheiten können der Abb. 12c entnommen werden, in der neben den Isotachen auch die Abhängigkeit der Abszisse des Windminimums von der Höhe über der Grenzfläche dargestellt worden ist (strichpunktierte Linie). Hinsichtlich der Schutzwirkung S im Punkte des Windminimums gilt, daß sie in Bodennähe lediglich von dem mittleren Widerstandsbeiwert der Wand abhängt. Das Windminimum zeichnet sich damit genau wie das der Gl. [2.8] dadurch aus, daß in einer bestimmten Höhe $\eta \ll 1$ seine Lage nur von der Re-Zahl und seine Intensität nur von dem mittleren Widerstandsbeiwert bzw. von der mittleren Durchlässigkeit der Wand bestimmt wird.

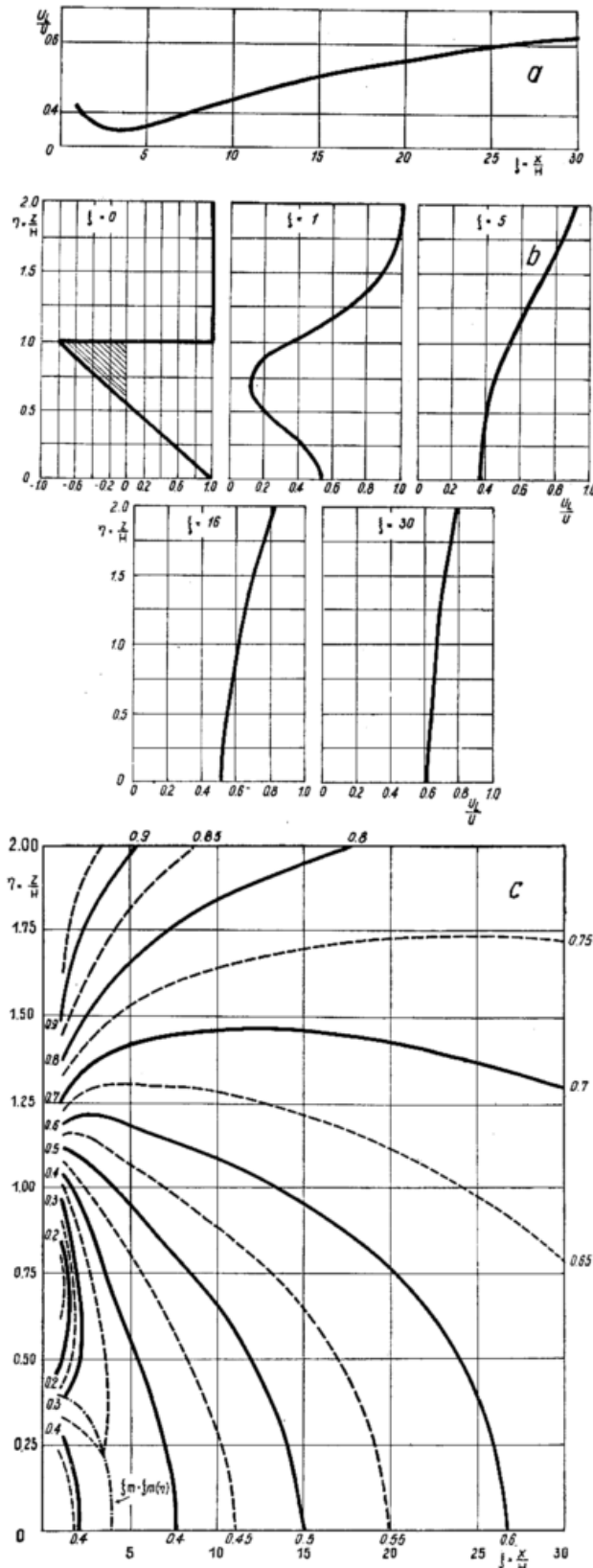


Abb. 12

Graphische Darstellungen der Funktion

$$\frac{uL}{u} = 1 - S - 1 - c_w \left\{ \eta \left[2 \Phi \left(\sqrt{\frac{Re}{4\xi}} \eta \right) - \Phi \left(\sqrt{\frac{Re}{4\xi}} (\eta-1) \right) - \Phi \left(\sqrt{\frac{Re}{4\xi}} (\eta+1) \right) \right] \right. \\ \left. + \frac{1}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{Re}{4\xi}} \left[2 \exp \left(-\frac{Re}{4\xi} \eta^2 \right) - \exp \left(-\frac{Re}{4\xi} (\eta-1)^2 \right) - \exp \left(-\frac{Re}{4\xi} (\eta+1)^2 \right) \right] \right\}$$

(siehe Gl. [2.21] und [2.27]) mit $c_w = 0,90$ und $Re = 20$.

Die Ermittlung der Funktionswerte für die Abbildungen erfolgte entsprechend den Ausführungen in der Legende zu Abbildung 10

a) Horizontalschnitt für $\eta = \frac{z}{H} = 0,25$

Gl. [2.21] wurde abgeleitet unter der Voraussetzung, daß die Geschwindigkeit und der Scheindiffusionskoeffizient konstante Größen sind, und daß ferner der Widerstandsbeiwert schmaler Wandstreifen parallel zur Grenzfläche eine lineare Funktion der Höhe η ist. Die dabei erzielten Ergebnisse stehen, wie Abb. 13 zeigt, qualitativ in guter Übereinstimmung mit Messungen an Windschutzstreifen in der atmosphärischen Grenzschicht, obwohl sich letztere — wie jede Grenzschicht — gemäß den Gl. [0.17] und [0.18] bzw. [0.20] und [0.21] gerade dadurch auszeichnet, daß Geschwindigkeit und Scheindiffusionskoeffizient mit wachsendem Abstand von der Grenzfläche größer werden. Hinzu kommt, daß bei den in Abb. 13 zum Vergleich herangezogenen Windschutzstreifen die Durchlässigkeit und damit auch der Widerstandsbeiwert in Übereinstimmung mit dem für die Windschutzpraxis wichtigsten Fall näherungsweise höhenkonstant ist. Es ist daher des weiteren die Frage zu klären, weshalb man trotz der verschiedenen Voraussetzungen zu einer so guten Übereinstimmung zwischen Rechnung und Beobachtung kommt.

2.1.2. Die Nachlaufströmung bei höhenveränderlicher Geschwindigkeit

2.1.2.1. Die Nachlaufströmung bei konstanter Re-Zahl

Das Reynolds'sche Ähnlichkeitsgesetz lautet im allgemeinsten Falle (ohne Berücksichtigung der Wirkungen der Kompressibilität und der Schwerkraft): Bei geometrisch ähnlichen Bedingungen verlaufen die Bewegungen in der Flüssigkeit ähnlich, wenn an ähnlich gelegenen Stellen das gleiche Verhältnis von Trägheits- zu Reibungskraft, d. h. die gleiche Reynolds'sche Zahl $Re = \frac{uL}{K}$ herrscht (L bedeutet eine charakteristische Strecke). Aus diesem Ähnlichkeitsgesetz ergibt sich für die hier zur Diskussion stehenden Impulssenkens folgender Satz: An geometrisch ähnlichen Impulssenkens, d. h. an Impulssenkens, bei denen die räumliche Verteilung der Dichte der Ergiebigkeit geometrisch ähnlich ist, verlaufen die Bewegungen in der Flüssigkeit ähnlich, wenn an ähnlich gelegenen Stellen die gleiche Reynolds'sche Zahl $Re = \frac{uL}{K}$ vorliegt.

Bei wandförmigen Impulssenkens der Höhe H erhält man für die Flächendichte der Ergiebigkeit Q' unter den Voraussetzungen des Abschnittes 2.1.1.1. sowie der weiteren Annahme, daß die Durchlässigkeit D und die Geschwindigkeit u im allgemeinsten Falle eine Funktion der Höhe h über der Grenzfläche sind, mit der dimensionslosen Koordinate $\eta = \frac{h}{H}$ die Beziehung:

$$Q' = -c_w [D(\eta)] u(\eta)^2 \quad [\text{cm}^2 \cdot \text{s}^{-2}]$$

Wenn man den vorstehenden Ausdruck durch das Quadrat einer Bezugsgeschwindigkeit, z. B. der Geschwindigkeit u_1 in der Höhe η_1 dividiert, wird er dimensionslos, wodurch Ähnlichkeit in Gleichheit übergeht:

$$\frac{Q'}{u_1^2} = -c_w(\eta) \frac{u(\eta)^2}{u_1^2} \quad [2.22]$$

Aus Gl. [2.22] folgt, daß zwei wandförmige Impulssenkens geometrisch ähnlich sind, wenn in beiden Fällen die Funktion $c_w(\eta) \cdot \frac{u(\eta)^2}{u_1^2}$ im Intervall $0 \leq \eta \leq 1$ die gleiche ist.

Die vorstehende Ähnlichkeitsbedingung deckt sich zunächst mit den weiter oben abgeleiteten Ergebnissen. Das bedeutet im einzelnen: 1. Bei konstantem Wider-

b) Vertikalschnitte für $\xi = \frac{x}{H} = 0, 1, 5, 16$ und 30

c) Die Isotachen $\frac{uL}{u} = \text{const.}$ im Vertikalschnitt

standsbeiwert ($c_w(\eta) = c_w$) und konstanter Geschwindigkeit ($u(\eta) = u_1 = u$) sind Impulssenken geometrisch ähnlich, wenn die sie erzeugenden Wände den gleichen Widerstandsbeiwert bzw. die gleiche Durchlässigkeit besitzen (siehe Abschnitt 2.1.1.3.). 2. Bei einer linearen Zunahme des Widerstandsbeiwertes mit der Höhe ($c_w = \frac{c_{w1}}{\eta_1} \eta$) und konstanter Geschwindigkeit ($u(\eta) = u_1 = u$) sind Impulssenken geometrisch ähnlich, wenn der Widerstandsbeiwert der sie erzeugenden Wände dieselbe Steigung $\frac{c_{w1}}{\eta_1}$ besitzt (siehe Abschnitt 2.1.1.4.). Die Ähnlichkeitsbetrachtungen über die Nachlaufströmung an Impulssenken gestatten aber auch Schlüsse, die über die bisherigen Ergebnisse hinausgehen. So folgt aus ihnen insbesondere, daß der durch Gl. [2.19] beschriebenen Nachlaufströmung an einer flächenförmigen Impulssenke die Nachlaufströmungen an allen solchen flächenförmigen Impulssenken ähnlich sind, bei denen gilt: 1. $\frac{Q'}{u_1^2} = \frac{c_{w1}}{\eta_1} \eta$ und 2. $Re = \frac{u H}{K} = \text{const.}$ (c_{w1} ist der Widerstandsbeiwert in der Höhe η_1).

Gl. [2.19] war unter der Voraussetzung abgeleitet worden, daß die Geschwindigkeit u und der Scheindiffusionskoeffizient K und damit auch die Re -Zahl $Re = \frac{u H}{K}$ konstante Größen sind und daß ferner der Widerstandsbeiwert $c_w(\eta)$ linear mit der Höhe zunimmt. Den vorstehenden Ähnlichkeitsbedingungen kann man entnehmen, daß die Bedingungen der Gl. [2.19] auch erfüllt werden können, wenn sich Geschwindigkeit und Scheindiffusionskoeffizient mit der Höhe über der Grenzfläche ändern und der Widerstandsbeiwert konstant ist. Gibt man nämlich in den Gleichungen [0.20] und [0.21] dem Exponenten p den Wert 2, d. h. geht man von folgenden Gleichungen aus, bei denen u_1 und K_1 die Geschwindigkeit bzw. den Scheindiffusionskoeffizienten in der Höhe h_1 bedeuten:

$$u(h) = \frac{u_1 \cdot h^{1/2}}{h_1^{1/2}} \quad [2.23]$$

$$K(h) = \frac{K_1 \cdot h^{1/2}}{h_1^{1/2}} \quad [2.24]$$

und besitzt ferner die Wand in der durch den Exponenten $p = 2$ charakterisierten Grenzschicht die Höhe $H^{(2)}$ und den konstanten Widerstandsbeiwert $c_w^{(2)}$, so ist

$$1. \left(- \frac{Q'}{u_1^2} \right)^{(2)} = \frac{c_w^{(2)} \cdot h}{h_1^{(2)}} = \frac{c_w^{(2)}}{\eta_1^{(2)}} \eta \quad \text{und} \quad 2. Re^{(2)} = \frac{u_1 H^{(2)}}{K_1}$$

D. h. man erhält gleichfalls eine lineare Zunahme der Flächendichte der Ergiebigkeit der Impulssenke mit der Höhe und eine konstante Re -Zahl. Da die Parameter der Gl. [2.19] noch frei verfügbar sind, können folgende Substitutionen durchgeführt werden: $c_{w1} = c_w^{(2)}$, $\eta_1 = \eta_1^{(2)}$, $u = u_1$, $K = K_1$ und $H = H^{(2)}$. Dann erfüllt Gl. [2.19] die Ähnlichkeitsbedingungen für die Nachlaufströmung an durchlässigen Wänden mit konstantem Widerstandsbeiwert bzw. konstanter Durchlässigkeit in der durch die Gleichungen [2.23] und [2.24] bzw. durch den Exponenten $p = 2$ charakterisierten Grenzschicht. Letztere stellt sich nach Tab. 1 über einer Fläche ein, deren Rauigkeit größer ist als die von Rügenland (siehe auch Abschnitt 2.1.2.2.).

Zusammenfassend wird die Schutzwirkung $S^{(2)}$ durch folgende Funktion beschrieben:

$$S^{(2)} = \frac{c_w^{(2)}}{2\eta_1^{(2)}} F(\xi, \eta, Re^{(2)}), \quad Re^{(2)} = \frac{u_1 H^{(2)}}{K_1} \quad [2.25]$$

Die Funktion $\left(\frac{Q'}{u_1^2} \right)^{(2)}$ besitzt im Intervall $0 \leq \eta \leq 1$ denselben Mittelwert wie in den früher behandelten Fällen, wenn gilt:

$$\frac{c_w^{(2)}}{2\eta_1^{(2)}} = c_w \quad [2.26]$$

Die der Gl. [2.21] entsprechende Gleichung lautet daher:

$$S^{(2)} = c_w F(\xi, \eta, Re), \quad Re = Re^{(2)} \quad [2.27]$$

Die Funktion $F(\xi, \eta, Re)$ ist unter Gl. [2.19] erläutert. In den Gleichungen [2.25] und [2.27] ist die Schutzwirkung S in Analogie zur Gl. [2.6] definiert durch

$$S = - \frac{Z(\dots)}{u(\eta)} \quad [2.28]$$

Mit Gl. [2.19] gelten in der Grenzschicht $p = 2$ auch alle Folgerungen hieraus, wie sie im Abschnitt 2.1.1.4. dargelegt worden sind. Daneben ergibt sich noch — und zwar wegen des inneren Zusammenhanges, der jetzt zwischen der Geschwindigkeit und dem Scheindiffusionskoeffizienten besteht — daß die Schutzwirkung näherungsweise von der Geschwindigkeit unabhängig ist. Die Potenzgesetze für die Höhenabhängigkeit der Geschwindigkeit und des Scheindiffusionskoeffizienten (Gl. [0.20] und [0.21]) dienen bei den vorstehenden Ableitungen als für die Rechnung bequeme Näherungsformeln für die entsprechenden logarithmischen Gesetze (Gl. [0.17] und [0.18]). Bei letzteren ist in einer festen Höhe der Scheindiffusionskoeffizient K eine lineare Funktion der Geschwindigkeit u (siehe Abschnitt 2.1.2.2.1.). Dieser Zusammenhang gilt erfahrungsgemäß auch für die zuerst erwähnten Potenzgesetze. So stellte Sutton (60), S. 281, fest, daß man bei der theoretischen Behandlung der Diffusion von Rauch oder Gas mittels der Potenzgesetze der Gleichungen [0.20] und [0.21] zu guter Übereinstimmung mit der Beobachtung kommt, wenn man annimmt, daß bei diesen Gesetzen $K_1 \sim u_1$ ist. Damit ist die Re -Zahl $Re^{(2)} = \frac{u_1 \cdot H^{(2)}}{K_1}$ und gemäß Gl. [2.25] auch die Nachlaufströmung an durchlässigen Wänden in der Grenzschicht $p = 2$ von der Geschwindigkeit unabhängig.

Das Ergebnis deckt sich mit Beobachtungen an Windschutzstreifen. Im Windkanal zeigte Blenk (6), S. 16, daß die Schutzwirkung von Modellhecken bei Anströmgeschwindigkeiten von 20 bis 50 m/sec keine erkennbaren Unterschiede aufweist. Bei den Laboratoriumsversuchen von Finney (14) blieben nach Mitteilung von Nägeli (43) die Strömungsverhältnisse bei Geschwindigkeiten von 4,5 bis 13,5 m/sec praktisch unverändert. Im Freiland ergaben Windmessungen von Nägeli (42) u. a. an vom Wind leicht durchdringbaren Windschutzstreifen, daß hier bei Anströmgeschwindigkeiten zwischen 1 und 9 m/sec die relative Windschwächung praktisch dieselbe ist. Bei kleineren und größeren Windgeschwindigkeiten und auch bei dichteren Schutzstreifen wurden jedoch (im Freiland) gewisse Abhängigkeiten der Schutzwirkung von der Windstärke festgestellt, die sich aber teilweise widersprechen. Auf diese Grenzfälle wird im folgenden noch an geeigneter Stelle eingegangen werden (siehe die Abschnitte 2.2.2. und 6.).

2.1.2.2. Die Nachlaufströmung bei höhenveränderlicher Re -Zahl

2.1.2.2.1. Allgemeines

Den Abschnitten 2.1.1.2. bis 2.1.1.4. kann man entnehmen, daß die Form der in den Abbildungen 10a bis 12a dargestellten Windkurven an durchlässigen Wänden mit gleichem oder im Intervall $0 \leq \eta \leq 1$ gleichem mittleren Widerstandsbeiwert bei gleicher höhenkonstanter Re -Zahl lediglich eine Funktion der vertikalen Verteilung des Widerstandsbeiwertes ist. Diese Aussage ist ein Sonderfall der allgemeineren, daß die Form der vorgenannten Windkurven an durchlässigen Wänden mit

gleichem oder im Intervall $0 \leq \eta \leq 1$ gleichem mittleren $\frac{Q'}{u_1^2}$ (siehe Gl. [2.22]) bei gleicher höhenkonstanter Re-Zahl lediglich eine Funktion der Verteilung der Flächendichte der Ergiebigkeit der durch die Wand erzeugten Impulssenke ist. Im einzelnen ergibt sich, daß in geometrisch ähnlichen Höhen η der Abstand des Windminimums von der Wand um so größer ist, je stärker die Flächendichte der Ergiebigkeit der zugehörigen Impulssenke mit der Höhe zunimmt. So liegt das Windminimum bei höhenkonstanter Flächendichte der Ergiebigkeit unmittelbar an der Wand, während es bei der über der Grenzfläche liegenden linienförmigen Impulssenke von allen behandelten Fällen den größten Abstand von der Wand hat. Zwischen diesen beiden extremen Abständen liegt der Abstand des Windminimums, das zu einer linearen Zunahme der Flächendichte der Ergiebigkeit der Impulssenke mit der Höhe gehört. Weiter zeigt sich, daß die Schutzwirkung S an der Stelle des Windminimums um so größer ist, je näher sich das Windminimum an der Wand befindet. Die zuletzt genannte Erscheinung ist, wie im Abschnitt 3. deutlich werden wird, die Folge der gemäß Abschnitt 0.2.2. vorausgesetzten Kontinuitätsbedingung, wonach außerhalb der Impulssenke Impuls weder erzeugt noch vernichtet wird.

Bei durchlässigen Wänden mit höhenkonstantem Widerstandsbeiwert (konstanter Durchlässigkeit), die sich in turbulenten Grenzschichten mit höhenveränderlicher Geschwindigkeit befinden, ist die vertikale Verteilung der Flächendichte der Ergiebigkeit der von den Wänden erzeugten Impulssenke gemäß Gl. [2.22] lediglich eine Funktion des vertikalen Geschwindigkeitsprofils. In diesem Fall hängt daher die Strömung im Lee der Wände bei gleichem Widerstandsbeiwert bzw. gleicher Durchlässigkeit und gleicher höhenkonstanter Re-Zahl allein vom vertikalen Geschwindigkeitsprofil ab.

Drückt man das Geschwindigkeitsprofil durch das Potenzgesetz der Gl. [0.20] aus, so nimmt, wenn c_w der Widerstandsbeiwert des Schutzstreifens ist, Gl. [2.22] folgende Gestalt an:

$$\frac{Q'}{u_1^2} = -c_w \left(\frac{h}{h_1}\right)^{\frac{2}{p}} \quad [2.22.1]$$

Denselben Ausdruck erhält man, wenn die Geschwindigkeit konstant ist und der Widerstandsbeiwert sich mit der Höhe gemäß der Funktion $c_w(h) = c_w \left(\frac{h}{h_1}\right)^{\frac{2}{p}}$ ändert. Führt man diese Funktion für den Widerstandsbeiwert in Gl. [2.13] ein, so geht Gl. [2.15] mit $h = \eta' \cdot H$ und $h_1 = \eta_1 \cdot H$ über in

$$S = \frac{c_w}{\sqrt{\pi}} \eta_1^{-\frac{2}{p}} \sqrt{\frac{Re}{4\xi}} \int_0^1 \eta^{\frac{2}{p}} \left[\exp\left(-\frac{Re}{4\xi} (\eta - \eta')^2\right) + \exp\left(-\frac{Re}{4\xi} (\eta + \eta')^2\right) \right] d\eta' \quad [2.29]$$

Die vorstehende Funktion beschreibt die Schutzwirkung einer durchlässigen Wand mit dem höhenkonstanten Widerstandsbeiwert c_w in einer Grenzschicht, bei der das Geschwindigkeitsprofil durch den Exponenten p charakterisiert wird und die Reynolds'sche Zahl Re konstant ist. Aus Gl. [2.29] folgt, daß an der Grenzfläche ($\eta = 0$) zwischen dem Wirkungsbereich der Wand, genauer zwischen dem Abstand ξ_s von der Wand, in dem die Schutzwirkung S herrscht, und dem Exponenten p unter den Voraussetzungen 1. $\frac{Re}{4\xi_s} \ll 1$ und 2. $\eta_1 = 1$ folgender Zusammenhang besteht:

$$\frac{d\xi_s}{\xi_s} \approx \frac{4}{2+p} \frac{dp}{p} \quad \text{bzw.} \quad \frac{\xi_s^{(p)}}{\xi_s^{(p_1)}} \approx \left(\frac{1+2/p_1}{1+2/p}\right)^2 \quad [2.30]$$

Aus Gl. [2.30] geht hervor, daß der Wirkungsbereich von Wänden bei festgehaltenem Widerstandsbeiwert (gleicher Durchlässigkeit) und unveränderter höhenkonstanter Re-Zahl mit wachsendem Exponenten p zunimmt. Für diese Zunahme ist der gemäß Gl. [2.22.1] mit p größer werdende Mittelwert von $\frac{Q'}{u_1^2}$ im Intervall $0 \leq h \leq H$ verantwortlich (weil letzterer dem Ausdruck $\frac{1}{1+2/p}$ proportional ist). Demgegenüber spielt die sich mit p gleichfalls ändernde vertikale Verteilung von $\frac{Q'}{u_1^2}$ bzw. der Flächendichte der Ergiebigkeit der von Wänden erzeugten Impulssenke für den Wirkungsbereich der Wände keine Rolle. Allgemein ergibt sich, daß der Einfluß der vertikalen Verteilung der Flächendichte der Ergiebigkeit der von einer Wand erzeugten Impulssenke auf die Nachlaufströmung mit wachsender Entfernung von der Wand abnimmt und schließlich (für $\xi \gg Re/4$) vernachlässigbar klein wird. Dann hängt die Nachlaufströmung nur noch von der mittleren Flächendichte der Ergiebigkeit der Impulssenke (genauer vom Mittelwert der Funktion $\frac{Q'}{u_1^2}$ im Intervall $0 \leq h \leq H$) und von der Reynolds'schen Zahl Re ab. So werden z. B. die Unterschiede zwischen den Abbildungen 10c, 11c und 12c mit wachsendem ξ immer kleiner, weil bei diesen die beiden vorgenannten Parameter jeweils denselben Wert besitzen, womit die Ähnlichkeitsbedingungen für die Schutzwirkung in größeren Abständen von der Wand erfüllt sind.

Für die Abszisse ξ_m des Windminimums an der Grenzfläche ($\eta = 0$) erhält man die Gleichung:

$$\int_0^1 \left(2 \frac{Re}{4\xi_m} \eta'^2 - 1\right) \eta'^{\frac{2}{p}} \exp\left(-\frac{Re}{4\xi_m} \eta'^2\right) d\eta' = 0 \quad [2.31]$$

Die numerische Auswertung der vorstehenden Gleichung für ausgewählte p -Werte liefert folgende Ergebnisse:

p	$\alpha^{(p)}$	$\xi_m^{(p)}$ für $Re = 20$
2	0,20	4,0
5	0,14	2,8
9	0,12	2,4
∞	0	0

Man erkennt, daß das Windminimum in der Höhe $\eta = 0$ bei festgehaltener Re-Zahl um so näher an die Wand heranrückt, je größer der Exponent p ist, d. h. je mehr sich gemäß Abb. 15 das Geschwindigkeitsprofil einer „rechteckigen“ Form nähert. Im Grenzfall $p = \infty$ ist die Geschwindigkeit und damit auch die Flächendichte der Ergiebigkeit der von der Wand erzeugten Impulssenke höhenkonstant. Man erhält damit den im Abschnitt 2.1.1.3. behandelten Fall. Dementsprechend liegt hier das Windminimum unmittelbar an der Wand.

Bei den vorstehenden Betrachtungen wurde vernachlässigt, daß in einer stationären Grenzschicht mit höhenveränderlicher Geschwindigkeit das Geschwindigkeitsprofil und die Re-Zahl in einem inneren Zusammenhang stehen. Aus den Potenzgesetzen der Gl. [0.20] und [0.21] für die Höhenabhängigkeit der Geschwindigkeit und des Scheindiffusionskoeffizienten folgt nämlich in Verbindung mit der Definition der Re-Zahl $Re = \frac{u H}{K}$, daß jedem Exponenten p eine bestimmte und im allgemeinen höhenabhängige Re-Zahl zugeordnet ist (siehe auch den folgenden Abschnitt 2.1.2.2.). Für diesen allgemeinsten Fall veränderlicher Geschwindigkeit und veränderlicher Re-Zahl bzw. beliebiger Exponenten $p > 0$ ist keine exakte Lösung bekannt (siehe Sutton (60), S. 292). Aus der Tatsache, daß — wie z. B. die Abbildungen 11c und 12c zeigen — zwischen den beiden sich durch konstante Re-Zahlen auszeichnenden

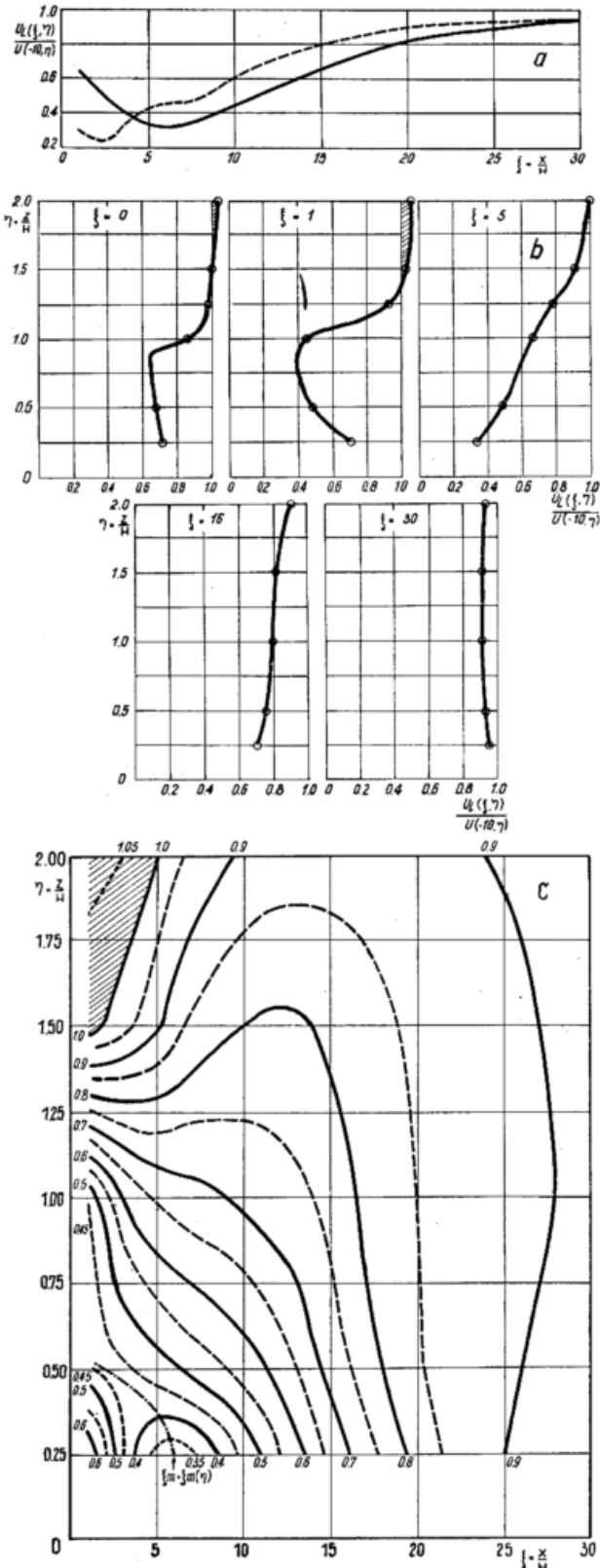


Abb. 13

Graphische Darstellungen der relativen Windgeschwindigkeit $\frac{u_L(\xi, \eta)}{u(-10, \eta)}$ im Nachlauf einer lockeren Schilfröhre (optische Durchlässigkeit 45 — 55%) nach Untersuchungen von Nägeli (43). Den Abbildungen liegen Meßwerte an den Punkten mit den Abszissen $\xi = 1, 2, 3, \dots, 28, 29, 30$ und den Ordinaten $\eta = 1/4, 1/2, 1, 3/2, 2$ zu Grunde. Aus diesen Werten wurden die benötigten Zwischenwerte durch lineare Interpolation gewonnen

a) Horizontalschnitt für $\eta = \frac{z}{H} = 0,25$
 — lockere Wand — dichte Wand (zum Vergleich)

b) Vertikalschnitte für $\xi = \frac{x}{H} = 0, 1, 5, 16$ und 30

c) Die Isotachen $\frac{u_L(\xi, \eta)}{u(-10, \eta)} = \text{const.}$

Sonderfällen $p = 2$ (Gl. [2.25]) und $p = \infty$ (Gl. [2.15]) keine Unterschiede prinzipieller Art bestehen, kann jedoch vermutet werden, daß sich die Nachlaufströmungen in den Grenzschichten $2 < p < \infty$ mit höhenveränderlichen Re-Zahlen im Prinzip nicht von denen der vorgenannten beiden Sonderfälle unterscheiden. Letzteres wird auch durch die Erfahrung bestätigt, wie z. B. ein Vergleich der auf Gl. [2.27] beruhenden Abb. 12 mit der die Ergebnisse von Freilandmessungen darstellenden Abb. 13 zeigt. Abb. 12 entspricht dem Fall $p = 2$ und Abb. 13 — wie aus Abb. 15 ersichtlich — annähernd dem Fall $p = 5$. Welche Folgerungen sich im einzelnen aus dem Zusammenhang zwischen dem Geschwindigkeitsprofil und der Re-Zahl ergeben, soll im folgenden anhand des die Grenzschichtströmung mit am besten beschreibenden logarithmischen Geschwindigkeitsprofils untersucht werden.

Dem logarithmischen Geschwindigkeitsprofil entspricht gemäß den Gleichungen [0.17] und [0.18] folgende Re-Zahl:

$$Re = \frac{u H}{K} = \frac{H}{k^2} \cdot \frac{\ln \frac{z+z_0}{z_0}}{z+z_0} \quad [2.32]$$

Aus Gl. [2.32] geht hervor, daß die Re-Zahl im allgemeinen Falle bei festgehaltener Wandhöhe H eine Funktion der Höhe z und des Rauigkeitsparameters z_0 ist. Die Gleichung zeigt ferner, daß — wie bereits im Abschnitt 2.1.2.1. erwähnt — die Re-Zahl von der Geschwindigkeit unabhängig ist (weil sie die Schubspannungsgeschwindigkeit nicht enthält). Da gemäß den vorstehenden Ausführungen zwischen den Nachlaufströmungen bei konstanter und variabler Re-Zahl keine prinzipiellen Unterschiede bestehen, wird der Ansatz gemacht, daß die Wirkung der höhenabhängigen Re-Zahl auf die Nachlaufströmung in Bodennähe durch eine gewisse höhenkonstante Re-Zahl \bar{Re} ersetzt werden kann. Von letzterer ist wahrscheinlich, daß sie eine Funktion der Wandhöhe H ist. Wie die Ausführungen in den Abschnitten 2.2. und 3. zeigen werden, hängt die Schutzwirkung in der Nähe der Grenzfläche maßgeblich von der Re-Zahl an der oberen Kante der Wand ab. Es liegt daher auf der Hand, für \bar{Re} in erster Näherung folgenden Ansatz zu machen:

$$\bar{Re} = \frac{u(H) \cdot H}{K(H)} = \frac{H}{k^2} \ln \frac{H+z_0}{z_0} \approx \frac{1}{k^2} \ln \frac{H}{z_0} \quad \text{für } H \gg z_0 \quad [2.33]$$

Gl. [2.33] gibt gleichzeitig eine rohe Abschätzung der mittleren Re-Zahl in der Schicht $0 \leq h \leq 2H$ (siehe Abschnitt 2.2.3.2.). Die Gleichung besagt, daß für die bodennahe Nachlaufströmung an Wänden, deren Höhe H groß ist gegenüber dem Rauigkeitsparameter z_0 , näherungsweise eine Re-Zahl gilt, die nur von dem Logarithmus des Verhältnisses der Wandhöhe zum Rauigkeitsparameter abhängt. Das bedeutet, daß die Re-Zahl \bar{Re} bei gleichem Rauigkeitsparameter mit zunehmender Wandhöhe erst schnell und dann immer langsamer zunimmt, bis schließlich der Einfluß der Wandhöhe auf die Re-Zahl vernachlässigbar klein wird (siehe Abb. 14).

Auch der Mittelwert der Funktion $\frac{Q'}{u^3}$ (siehe Gl. [2.22]) im Intervall $0 \leq h \leq H$ ist bei festgehaltenem Rauigkeitsparameter z_0 für $H \gg z_0$ nahezu konstant, sofern der Widerstandsbeiwert c_w der Wand sich mit deren Höhe nicht ändert. (Als Bezugsgeschwindigkeit u_1 ist jeweils — und zwar wegen $\bar{Re} = Re(H)$ — die Geschwindigkeit in der Verhältnishöhe $\eta_1 = 1$ zu nehmen.) Ferner ist die Verteilung der Flächendichte der Ergebigkeit der von der Wand erzeugten Impulssenke bei dem als höhenkonstant vorausgesetzten Widerstandsbeiwert nur eine Funktion des Rauigkeitsparameters und wird daher von der Wandhöhe überhaupt nicht beeinflusst. Insgesamt folgt daraus, daß die bodennahe Nachlaufströmung an Wänden und insbesondere der bodennahe

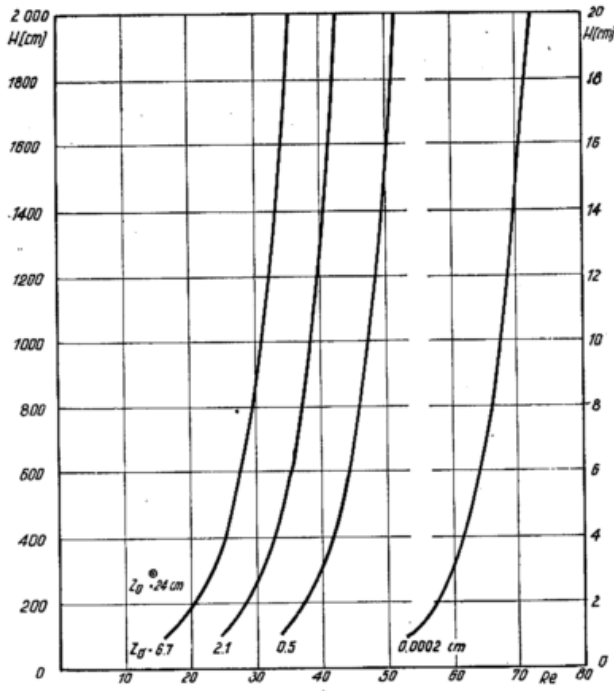


Abb. 14

Graphische Darstellung der Funktion $Re = \frac{1}{k^2} \cdot \frac{H}{H+z_0} \cdot \ln \frac{H+z_0}{z_0}$ (siehe Gl. [2.33]) mit $k = 0,4$ und den Rauigkeitsparametern: $z_0 = 6,7$ cm entsprechend der Rauigkeit von Rübenland $z_0 = 2,1$ cm entsprechend der Rauigkeit von Brachland $z_0 = 0,5$ cm entsprechend der Rauigkeit einer Schneefläche $z_0 = 0,0002$ cm entsprechend der Rauigkeit von lasiertem Holzboden (siehe Tab. 1 und Abschnitt 2.1.2.2.2.)

Wirkungsbereich von Wänden von der Wandhöhe näherungsweise unabhängig ist.

Die dem vorstehenden Ergebnis zugrunde liegende erste Voraussetzung, daß die Wandhöhe groß ist im Vergleich zum Rauigkeitsparameter, ist in praktischen Fällen meist erfüllt. Das Entsprechende gilt nach Untersuchungen von *Wiegardt* (62) auch für die zweite Voraussetzung, daß der Widerstandsbeiwert der Wand von der Wandhöhe (allgemein von der Re-Zahl) unabhängig ist. Die zuletzt genannte Voraussetzung ist auch schon in den Ergebnissen der vorangehenden Abschnitte enthalten (siehe Abschnitt 2.1.1.1.3.).

Die vorgenannten Untersuchungen von *Wiegardt* zeigen nach Mitteilung von *Schlichting* (54), Seite 409, daß auf ebenen Flächen befindliche hohe Wände keinen wesentlich anderen Widerstandsbeiwert besitzen als niedere Wände. Im einzelnen wurde von *Wiegardt* das Widerstandsgesetz von undurchlässigen rechteckigen Leisten auf ebenen Flächen im Windkanal bestimmt. Dabei ergab sich für Leisten der Breite bzw. Tiefe $T \approx 0$, d. h. für undurchlässige schmale Wände, daß ihr Widerstandsbeiwert mit zunehmender Höhe erst schnell und dann immer langsamer zunimmt. So verhalten sich die Widerstandsbeiwerte der Wandhöhen von 2,2; 5,3 und 10,8 mm etwa wie 1 : 1,1 : 1,2. Bei den im Windkanal für Modellhecken gewöhnlich benutzten Wandhöhen von 30 mm und darüber spielt daher die Abhängigkeit des Widerstandsbeiwertes von der Wandhöhe praktisch keine Rolle.

In Übereinstimmung mit der Aussage der Gleichungen [2.22] und [2.33] stellte *Blenk* (6), Seite 16, im Windkanal fest, daß die Schutzwirkung von 3 bis 10 cm hohen Modellhecken von deren Höhe praktisch unabhängig ist. Insgesamt wurde von *Blenk* das Produkt $u \cdot H$ zwischen den Werten 0,6 und 4,0 m^2/sec variiert, wobei sich kein nennenswerter Einfluß dieser Kennzahl auf die Nachlaufströmung ergab.

Im Freiland zeigten nach Mitteilung von *Nägeli* (42) dänische Messungen eine Abhängigkeit der Nachlaufströmung von der Schutzstreifenhöhe derart, daß sich die Schutzwirkung mit ansteigender Höhe vergrößerte. In der Schweiz dagegen bemerkte man keine Abhängigkeit der leeseitigen Windstärkebeeinflussung von der Höhe des Schutzstreifens. Die obigen Ausführungen lassen vermuten, daß die verschiedenen Ergebnisse darauf beruhen, daß die Untersuchungen in Dänemark an niederen und in der Schweiz an hohen Schutzstreifen durchgeführt wurden.

2.1.2.2.2. Die Abhängigkeit der Nachlaufströmung von der Bodenrauigkeit

Gl. [2.33] und insbesondere Abb. 14 zeigen, daß \overline{Re} , d. h. die für die bodennahe Nachlaufströmung an Wänden als maßgeblich eingeführte Re-Zahl, in starkem Maße vom Rauigkeitsparameter z_0 beeinflusst wird. Auch das vertikale Geschwindigkeitsprofil (siehe Abb. 15)

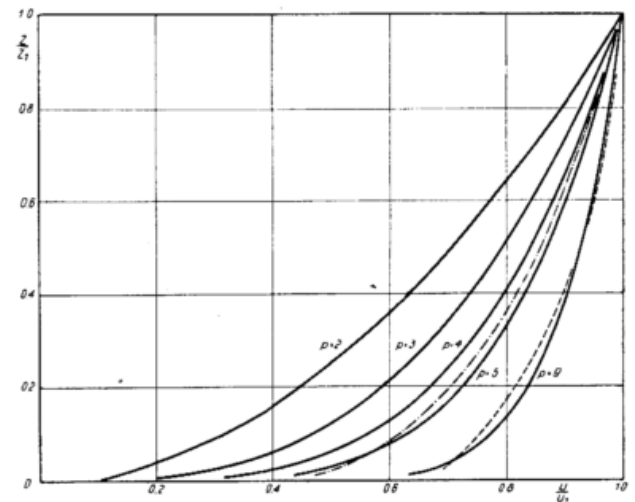


Abb. 15

Darstellung des Potenzgesetzes des vertikalen Geschwindigkeitsprofils $u = \left(\frac{z}{z_1}\right)^p$ für verschiedene Werte von p. Der Tab. 1 kann man entnehmen, welchen Bodenrauigkeiten die p-Werte 3, 4 und 5 entsprechen, und zwar für $z_1 = 500$ cm.
 - - - - - Geschwindigkeitsprofil über einer lockeren Grasnarbe von 10 cm mittlerer Höhe nach *Nägeli* (43) für $z_1 = 220$ cm
 - - - - - Geschwindigkeitsprofil über lasiertem Holzboden im Windkanal nach *Blenk* (6) für $z_1 = 3$ cm

hängt gemäß der Gl. [0.17] bzw. den Gleichungen [0.20] und [0.23] vom Rauigkeitsparameter ab. Das Geschwindigkeitsprofil seinerseits bestimmt in Verbindung mit dem Widerstandsbeiwert (der Durchlässigkeit) der Wände die vertikale Verteilung der Flächendichte der Ergiebigkeit der von den Wänden erzeugten Impulsenke (siehe Gl. [2.22]). Damit ist nach den Ausführungen im Abschnitt 2.1.2.2.1. die bodennahe Nachlaufströmung an Wänden primär eine Funktion 1. des Widerstandsbeiwertes bzw. der Durchlässigkeit der Wand und 2. der Rauigkeit der Grenzfläche. Im einzelnen ergibt sich, daß mit abnehmendem Rauigkeitsparameter z_0 die Re-Zahl \overline{Re} und der Exponent p wachsen. Welche Auswirkungen das auf die Nachlaufströmung hat, soll im folgenden näher untersucht werden.

Aus Gl. [2.29] geht hervor, daß Gl. [2.11] für alle Exponenten $p > 0$ gilt, sofern die Re-Zahl Re höhenkonstant ist. Unter der vorstehenden Voraussetzung erhält man durch sukzessive Anwendung der Gleichungen [2.11] und [2.30] folgende Beziehung²⁾, wobei ξ_s der Abstand von der Wand ist, bei welchem in der Höhe $\eta = 0$ die Schutzwirkung S erreicht wird:

$$\frac{\xi_s^{(p)}}{\xi_s^{(p_1)}} = \left(\frac{1+2/p_1}{1+2/p} \right)^2 \frac{Re^{(p)}}{Re^{(p_1)}} = \delta_s$$

Der Tatsache, daß jedem Exponenten p eine im allgemeinen höhenabhängige Re -Zahl zugeordnet ist, kann man näherungsweise dadurch Rechnung tragen, daß man die Re -Zahl Re durch die durch Gl. [2.33] definierte Re -Zahl \overline{Re} ersetzt. Damit erhält man:

$$\frac{\xi_s^{(p)}}{\xi_s^{(p_1)}} = \left(\frac{1+2/p_1}{1+2/p} \right)^2 \frac{\overline{Re}^{(p)}}{\overline{Re}^{(p_1)}} = \delta_s \quad [2.34]$$

Da sowohl p als auch \overline{Re} mit abnehmendem Rauigkeitsparameter größer werden, liefert Gl. [2.34] die Aussage, daß Wände auf rauhen Böden, d. h. bei großem Rauigkeitsparameter, einen kleineren Wirkungsbereich haben als auf glatten Böden, d. h. bei kleinem Rauigkeitsparameter. *Blenk* (6), Seite 33, konnte in diesem Sinne im Windkanal nachweisen, daß die Schutzwirkung einer Modellhecke durch größere Bodenrauigkeit herabgesetzt wird.

Für die Abszisse ξ_m des Windminimums in der Höhe $\eta = 0$ (siehe Gl. [2.31]) lautet die der Gl. [2.34] entsprechende Gleichung:

$$\frac{\xi_m^{(p)}}{\xi_m^{(p_1)}} = \frac{\alpha^{(p)}}{\alpha^{(p_1)}} \frac{\overline{Re}^{(p)}}{\overline{Re}^{(p_1)}} = \delta_m \quad [2.35]$$

Zu der Gl. [2.35] führen Überlegungen entsprechend der Fußnote 2). Da mit abnehmendem Rauigkeitsparameter, d. h. mit zunehmendem Exponenten p einerseits $\alpha^{(p)}$ kleiner (siehe Gl. [2.31]) und andererseits \overline{Re} größer wird, kann man der Gl. [2.35] vor allem entnehmen, daß die Abhängigkeit des Abstandes des Windminimums von der Wand von der Bodenrauigkeit eine andere ist als die des durch Gl. [2.34] beschriebenen Wirkungsbereiches der Wand. Daraus folgt insbesondere, daß man die Nachlaufströmungen an Wänden mit gleichem Widerstandsbeiwert (gleicher Durchlässigkeit), die sich auf Böden verschiedener Rauigkeit befinden, durch Dehnung in der Horizontalen nicht exakt, sondern nur näherungsweise zur Deckung bringen kann.

Um die Nachlaufströmung im ganzen Intervall $\xi_m \leq \xi \leq \xi_s$ möglichst gut zur Deckung zu bringen, muß man einen Dehnungsfaktor δ wählen, der zwischen δ_m und δ_s liegt. Als erste Näherung kommt das arithmetische Mittel in Frage:

$$\delta = \frac{1}{2} (\delta_m + \delta_s) \quad [2.36]$$

Durch eine besonders kleine Wandrauigkeit zeichnen sich die Verhältnisse im Windkanal gegenüber denen im Freiland aus. Nach den vorstehenden Ausführungen ist daher zu erwarten, daß der Wirkungsbereich von Wänden mit gleichem Widerstandsbeiwert (gleicher Durchlässigkeit) im Windkanal erheblich größer ist als im Freiland. In Übereinstimmung damit ergaben Untersuchungen von *Blenk* (6), Seite 60, in einem 2,5 m langen, 0,6 m breiten und 1,0 m hohen und oben offenen Windkanal mit lasiertem Holzboden, daß sich die Geschwindigkeitskurven im Windkanal von den zugeordneten Freilandkurven durch eine Dehnung um das 2- bis 2,5-fache in der Horizontalen unterscheiden bzw. daß der Wirkungsbereich der Wände im Windkanal rund doppelt so groß ist wie im Freiland. Im folgenden soll untersucht werden, inwieweit die aufgestellte Theorie mit der Erfahrung übereinstimmt.

Die quantitative Abschätzung des Dehnungsfaktors δ zwischen Windkanal und Freiland mittels der Gleichun-

1) Zwischenrechnung. 1. Schritt: $p = \text{const.}, Re^{(p)} \rightarrow Re^{(p_1)}, \xi_s^{(p)} \rightarrow \xi_s^{(p_1)}$. Der Übergang von $\xi_s^{(p)}$ nach $\xi_s^{(p_1)}$ erfolgt gemäß Gl. [2.11]. 2. Schritt: $p \rightarrow p_1, Re^{(p)} = \text{const.} = Re^{(p_1)}, \xi_s^{(p)} \rightarrow \xi_s^{(p_1)}$. Für den Übergang von $\xi_s^{(p)}$ nach $\xi_s^{(p_1)}$ ist Gl. [2.30] anzuwenden.

gen [2.34] und [2.35] setzt die Kenntnis des Rauigkeitsparameters z_0^K und des Exponenten p^K im Windkanal sowie des Rauigkeitsparameters z_0^F und des Exponenten p^F im Freiland voraus. Der Rauigkeitsparameter z_0 einer Grenzfläche kann berechnet werden, wenn man in der Grenzschicht das Verhältnis der Geschwindigkeiten u_1 und u_2 in zwei verschiedenen Höhen z_1 und z_2 kennt. Dann folgt aus Gl. [0.17]:

$$\frac{u_1}{u_2} = \frac{\ln \frac{z_1+z_0}{z_0}}{\ln \frac{z_2+z_0}{z_0}} \approx \frac{\ln \frac{z_1}{z_0}}{\ln \frac{z_2}{z_0}} \text{ bzw. } z_0 \approx \exp \left(\frac{\ln z_1 - \frac{u_1}{u_2} \ln z_2}{1 - \frac{u_1}{u_2}} \right) \quad [2.37]$$

Zur Bestimmung des Rauigkeitsparameters z_0^K für lasierten Holzboden wurden den Messungen von *Blenk* (6) die in der Tab. 2 aufgeführten Daten entnommen. Diese liefern für $z_1 = 1$ cm und $z_2 = 3$ cm das mittlere Verhältnis $\frac{u_1}{u_2} = 0,885$. Damit erhält man aus Gl. [2.37] den Rauigkeitsparameter $z_0^K \approx 0,0002$ cm. Die Freilandmessungen von *Nägeli* (43), Seite 222, über einer lockeren Grasnarbe von 10 cm mittlerer Höhe ergeben für $z_1 = 55$ cm und $z_2 = 220$ cm das Verhältnis $\frac{u_1}{u_2} = 0,742$. Damit ist der Rauigkeitsparameter der Grasnarbe gemäß Gl. [2.37]: $z_0^F = 1,0$ cm. z_0^K und z_0^F stehen in guter Übereinstimmung mit den Angaben von *Sutton* (60), Tab. 23. Wie Abb. 15 zeigt, entspricht dem Rauigkeitsparameter für lasierten Holzboden in der Schicht von 0 bis 3 cm, d. h. im Bereich der Höhe H^K der von

Tab. 2

Die Bestimmung des Verhältnisses der Geschwindigkeiten u_1 und u_2 in den Höhen $z_1 = 1$ cm und $z_2 = 3$ cm über lasiertem Holzboden aus den Windkanalmessungen von *Blenk* (6)

Versuch Nr.	Entfernung von der Anströmkannte des Windkanals in cm	u_1/u_2
1	150	0,882
2	125	0,885
43	120	0,888
	Mittel	0,885

Blenk benutzten Modellhecke näherungsweise der Exponent $p^K = 9$. Das Geschwindigkeitsprofil über der lockeren Grasnarbe wird im Bereich der von *Nägeli* benutzten Wandhöhe $H^F = 220$ cm etwa durch den Exponenten $p^F = 5$ dargestellt, wie gleichfalls der Abb. 15 zu entnehmen ist. Die vorgenannten beiden Wände besitzen praktisch den gleichen Widerstandsbeiwert, wie die Ausführungen im Abschnitt 2.2.3.1. zeigen.

Mit den vorstehenden Werten für z_0 und p folgt aus den Gleichungen [2.34] und [2.35] in Verbindung mit den Gleichungen [2.31] und [2.33]:

$$\delta_s = \left(\frac{1+2/p^F}{1+2/p^K} \right)^2 \frac{\ln H^K/z_0^K}{\ln H^F/z_0^F} = 2,3$$

$$\delta_m = \frac{\alpha^{(p^K)}}{\alpha^{(p^F)}} \frac{\ln H^K/z_0^K}{\ln H^F/z_0^F} = 1,5$$

$$\delta = \frac{1}{2} (\delta_s + \delta_m) = 1,9$$

Damit steht der theoretisch abgeleitete Dehnungsfaktor zwischen Windkanal und Freiland in recht guter Übereinstimmung mit der vorgenannten Erfahrung von *Blenk*. Letzteres ist insbesondere eine weitere Bestätigung dafür, daß man mit dem durch Gl. [2.33] beschriebenen Ansatz für die Re -Zahl \overline{Re} die Verhältnisse annähernd richtig erfaßt.

Ein weiteres praktisches Ergebnis ist, daß ein Windschutzstreifen in einer ebenen, von Baum und Strauch ausgeräumten Landschaft (kleiner Rauigkeitsparameter) eine größere Fläche schützt bzw. einen größeren Wirkungsbereich hat als in einer kupierten oder durch lebende und technische Verbauung aufgerauhten Landschaft (großer Rauigkeitsparameter). Damit findet die Feststellung von N ä g e l i (43), Seite 221, daß Hecken in Dänemark und in der Ungarischen Steppe auffallend größere Schutzzonen haben als die wirkungsvollsten Schutzstreifen in der Schweiz, eine zwanglose Erklärung. Die erstgenannten Gebiete in der Ebene besitzen nämlich eine wesentlich glattere Oberfläche als die bergige Schweiz.

N ä g e l i deutet die Erscheinung der unterschiedlichen Wirkungsbereiche von Windschutzstreifen durch die Annahme, daß der Wind in den Schweizer Tälern wesentlich turbulenter ist als in dem ebenen Jütland und in der Pußta. Ähnliche Zusammenhänge zwischen Wirkungsbereich und Turbulenz werden von v a n d e r L i n d e und W o u d e n b e r g (38), Seite 18, sowie B l e n k (5) vermutet. Diese Auffassungen decken sich mit den bisher abgeleiteten Ergebnissen. Z. B. kann Gl. [2.33] mit Hilfe der Gl. [0.18] umgeformt werden wie folgt:

$$\overline{Re} \approx - \frac{1}{k^2} \ln \left(\frac{K(H)}{H u_* k} - 1 \right)$$

Damit ist die in der bodennahen Schicht wirksame Re-Zahl \overline{Re} und gemäß Gl. [2.34] auch der bodennahe Wirkungsbereich von Wänden um so kleiner, je größer der auf die Wandhöhe H und die Schubspannungsgeschwindigkeit u_* bezogene Scheindiffusionskoeffizient $K(H)$ ist. Zusammenfassend führt eine Erhöhung der Bodenrauigkeit zu einer Zunahme der Turbulenz und damit zu einer Abnahme der Re-Zahl bzw. zu einer Verkleinerung des Wirkungsbereiches von Wänden.

Rauigkeitsbetrachtungen geben auch darüber Aufschluß, wie sich ein Windschutzsystem, d. h. eine Folge hintereinander gestaffelter Windschutzstreifen, auf den Wind auswirkt. Ein mit Hecken durchsetztes Gebiet besitzt nämlich im Mittel eine größere Oberflächenrauigkeit als ein Gebiet ohne Hecken. Die Aufrauung des Bodens durch Hecken kann beträchtliche Ausmaße erreichen. So ist nach F r a n k e n b e r g e r (16) für die Schleswig-Holsteinische Knicklandschaft bei Quickborn der mittlere Rauigkeitsparameter z_0 im Winter 90 cm und im Sommer 145 cm groß. Demgegenüber beträgt der Rauigkeitsparameter z. B. für Rübenland (siehe Tab. 1) nur 6,7 cm.

Wie sich der Wind beim Übergang von einer glatten Fläche zu einer rauhen Fläche verhält, zeigen im größten Maßstabe die Strömungsverhältnisse an der Küste. Hier tritt der Wind vom glatten Meer auf das rauhe Festland über. Nach M a n i g (39) beträgt im Küstengebiet der Nordsee im Bereich der Friesischen Inseln das Jahresmittel der Windgeschwindigkeit über 6 m/sec. Landeinwärts nimmt die Windgeschwindigkeit erst schnell und dann immer langsamer ab, bis sie in einer Entfernung von etwa 100 km von den Ostfriesischen Inseln einen Wert von 4 m/sec erreicht. Anschließend treten über große Entfernungen einheitliche Windgeschwindigkeiten zwischen 3 und 4 m/sec auf. Letzteres bedeutet, daß sich in der Strömung ein der neuen Bodenrauigkeit entsprechender Gleichgewichtszustand eingestellt hat. Eine Erhöhung der Bodenrauigkeit führt also zu einer Verkleinerung der Geschwindigkeit in der bodennahen Schicht (siehe auch B r a a k (7) und S t e c k h a n (57)). Dies zeigt anschaulich Abb. 15, welche eine graphische Darstellung von Geschwindigkeitsprofilen bringt, wie sie sich in einer stationären Strömung über Grenzflächen verschiedener Rauigkeit einstellen.

Die vorstehend aufgeführte Beziehung zwischen Rauigkeitsparameter und Geschwindigkeit ist die eigentliche Ursache dafür, daß die Aufrauung einer Landschaft zu Windschutz führt. Mit G e i g e r (18), Seite 377, gilt daher, daß die erste Forderung für Schaffung eines künstlichen Windschutzes die Erhöhung der Rauigkeit ist. Auf diese Zusammenhänge wird u. a. auch von v a n d e r L i n d e und W o u d e n b e r g (38), Seite 30, sowie S t e c k h a n (57) aufmerksam gemacht. Für die Windschutzpraxis ergibt sich daraus, daß 1. jeder Baum und Strauch als rauigkeitserhöhendes Element seine Bedeutung hat, und daß 2. eine konstante Schwächung des Windes eine gleichbleibende Aufrauung der Grenzfläche voraussetzt. Daher wird durch gleichartige Windschutzstreifen nur dann eine im Mittel gleichbleibende Windschwächung erzielt, wenn der Abstand zwischen aufeinanderfolgenden Streifen jeweils dieselbe Größe hat. In Übereinstimmung damit kam K r e u t z (29) durch Untersuchungen an einem System gestaffelter Maisstreifen zu dem Ergebnis, daß mehrere (gestaffelte) Windschutzstreifen (in gleichem Abstand) keine stetige Abnahme des Windes, sondern nur ein Windschutzsystem mit vergrößerter Reichweite erzeugen würden. Weitere Beispiele hierfür liefern u. a. Untersuchungen von N ä g e l i (41) und von B r i n g m a n n / K a i s e r (8).

Während ausgedehnte Windschutzsysteme zu einem neuen Strömungsgleichgewicht führen, ruft ein einzelner Schutzstreifen nur eine vorübergehende Störung des bestehenden Strömungsgleichgewichtes hervor. Die Strömungsverhältnisse an Windschutzsystemen unterscheiden sich damit grundsätzlich von denen an einzelnen Schutzstreifen. Man darf daher die Ergebnisse, die an einzelnen Schutzstreifen gewonnen werden, nicht ohne weiteres auf Windschutzsysteme übertragen. Das gilt nicht nur für die Strömung, sondern auch für das Mikroklima und den Ertrag.

2.2. Die Nachlaufströmung an Wänden geringer Durchlässigkeit

2.2.1. Allgemeines

Bei den vorstehenden Untersuchungen war vernachlässigt worden, daß die Bremswirkung von Wänden an der oberen Kante der Wände zu einer Verdrängungsströmung (wegen der Kontinuitätsbedingung) und zu einer Erhöhung der Turbulenz bzw. des Scheindiffusionskoeffizienten (wegen der Ablösung der Strömung von der Wand) führt. Es soll daher im folgenden untersucht werden, inwieweit diese Effekte für die Nachlaufströmung an Wänden von Bedeutung sind.

Das Wiederanlaufen der Strömung im Lee der Wand ist die Folge eines vertikalen (zum Boden gerichteten) Impulsstromes τ , dessen Größe sich nach Gl. [0.8] bestimmt zu:

$$\frac{\tau}{\rho} = K \frac{du}{dz} \quad [0.8]$$

Da die Verdrängungsströmung den vertikalen Geschwindigkeitsgradienten $\frac{du}{dz}$ an der oberen Kante der Wand vergrößert, und da hier ferner — wie bereits erwähnt — der Scheindiffusionskoeffizient K zunimmt, folgt aus Gl. [0.8], daß die Bremsung des Luftstromes die Schubspannung an der oberen Kante der Wand vergrößert und damit Erscheinungen auslöst, welche der Bremswirkung entgegenarbeiten. Somit gilt für den hier behandelten Fall im übertragenen Sinne das von L e C h a t e l i e r für die Wärmelehre aufgestellte allgemeine Prinzip, daß jeder Vorgang, der durch äußere Einwirkungen in einem System hervorgerufen wird, so gerichtet ist, daß er die Änderung des Systems zu verhindern sucht. Aus Gl. [0.14] folgt weiter:

$$\left| \frac{du}{dz} \right| = \frac{K}{l^2} \quad [0.14]$$

D. h. der Geschwindigkeitsgradient ist seinerseits eine Funktion des Scheindiffusionskoeffizienten. Es führen damit alle Erscheinungen an der oberen Kante der Wand letzten Endes zu einer Erhöhung des Scheindiffusionskoeffizienten K und folglich zu einer Erniedrigung der Reynolds'schen Zahl $Re = \frac{uH}{K}$. Die Auswirkungen sind gemäß Gl. [2.11] ein schnelleres Wiederansteigen der Windgeschwindigkeit im Lee der Wand bzw. ein kleinerer Wirkungsbereich der Wand, als es den in den vorhergehenden Abschnitten unter Vernachlässigung dieser Effekte abgeleiteten theoretischen Ergebnissen entspricht. In Übereinstimmung damit unterscheidet sich die die Gl. [2.27] darstellende Abb. 12 von der auf Freilandmessungen von N ä g e l i beruhenden Abb. 13 im wesentlichen nur dadurch, daß der berechnete Wirkungsbereich der Wand größer ist als der beobachtete. Bei der Abb. 13 handelt es sich um eine relativ lockere Wand mit einer optischen Durchlässigkeit von 45 bis 55%. Daher ist die Verdrängungsströmung hier nur schwach ausgeprägt. Sie wurde in den Abbildungen 13b und 13c durch Schraffur gekennzeichnet.

Dichte Wände besitzen gegenüber lockeren Wänden sowohl einen größeren Widerstandsbeiwert (siehe Abschnitt 2.2.3.1.) als auch eine stärkere Verdrängungsströmung. Mit den bremsenden Kräften wachsen also gleichzeitig die antreibenden Kräfte. Die antreibenden Kräfte nehmen dabei in einem stärkeren Maße zu als die bremsenden (siehe Abschnitt 6.). Daher ist der Wirkungsbereich dichter Wände kleiner als der lockerer. Dies zeigt besonders eindrucksvoll ein Vergleich der Strömungsverhältnisse an der vorgenannten lockeren Wand mit denen an der gleichfalls von N ä g e l i untersuchten dichten Wand. Letztere besaß eine optische Durchlässigkeit von 15 — 25% (siehe die Abbildungen 13a, 19 und 20 und auch N ä g e l i (43), Bild 4 und 7).

Die vorgenannten Untersuchungen von N ä g e l i an einer lockeren und einer dichten Wand zeigen ferner, daß die Abnahme der Durchlässigkeit einer Wand außer zu einem schnelleren Wiederansteigen der Windgeschwindigkeit auch noch zu einem Heranrücken des Windminimums an die Wand führt. Bei völlig undurchlässigen Wänden liegt das Windminimum direkt an der Wand. Die zuletzt genannte Erscheinung beruht darauf, daß mit abnehmender Durchlässigkeit der vertikale Gradient der Flächendichte der Ergiebigkeit der durch die Wand verursachten Impulssenke kleiner wird, bis er bei undurchlässigen Wänden schließlich ganz verschwindet. Dieser Grenzfall entspricht qualitativ der im Abschnitt 2.1.1.3. für eine Impulssenke mit höhenkonstanter Flächendichte der Ergiebigkeit abgeleiteten Gl. [2.15] (siehe auch Abb. 11). Bei dieser liegt das Windminimum in Übereinstimmung mit der Erfahrung unmittelbar an der Wand.

Die theoretischen Untersuchungen hatten ferner ergeben (siehe Abschnitt 2.1.2.2.1.), daß mit abnehmendem Gradienten der Flächendichte der Ergiebigkeit der Impulssenke nicht nur das Windminimum näher an die Wand heranrückt, sondern auch die Schutzwirkung an der Stelle des Windminimums größer wird. Auch dieser Zusammenhang deckt sich mit den Feststellungen an Windschutzstreifen im Freiland. Die sich daraus ergebenden Folgerungen werden im Abschnitt 3. behandelt.

Zusammenfassend erhält man das Ergebnis: Je dichter eine Wand ist, um so näher rückt das Windminimum an die Wand heran, um so größer ist die Windschwächung an der Stelle des Windminimums und um so schneller erfolgt der Wiederanlauf der Strömung mit zunehmendem Abstand von der Wand. Damit ist der Einfluß der Durchlässigkeit der Wände auf die Nachlaufströmung nicht wesentlicher Art, so daß sich die

Nachlaufströmungen an Wänden verschiedener Durchlässigkeit prinzipiell weder voneinander (siehe auch Abschnitt 3.) noch von den sie darstellenden Gleichungen [2.25] und [2.15] unterscheiden.

2.2.2. Die Abhängigkeit der Nachlaufströmung von der thermischen Schichtung

Die bisherigen Betrachtungen wurden unter Vernachlässigung der Gravitationskräfte durchgeführt. Sie gelten daher gemäß den Ausführungen im Abschnitt 0.1.2.2. nur bei Vorliegen eines adiabatischen Temperaturgradienten, d. h. bei indifferenter Schichtung der Strömung. Im folgenden soll daher noch untersucht werden, wie sich die Verhältnisse bei nichtadiabatischen Temperaturgradienten ändern.

Aus Gl. [0.19] geht zunächst hervor, daß der Scheindiffusionskoeffizient K bei stabiler Schichtung der Strömung kleiner und bei labiler Schichtung größer ist als im adiabatischen Fall. Weiter folgt aus Gl. [0.8], daß bei derselben Schubspannung bzw. Schubspannungsgeschwindigkeit der vertikale Geschwindigkeitsgradient dem Scheindiffusionskoeffizienten umgekehrt proportional ist. Daraus ergibt sich in Verbindung mit Gl. [0.19], daß sich eine labile Temperaturschichtung durch einen kleinen und eine stabile Schichtung durch einen großen Geschwindigkeitsgradienten auszeichnet. Ferner ist zu berücksichtigen, daß die Überströmung von Wänden mit zunehmender Stabilität der Schichtung eine wachsende Hebungsbewegung erfordert. Daher wird mit zunehmender Stabilität der Strömung der Anteil der Luftmenge, der eine Wand durchströmt, auf Kosten der die Wand überströmenden Luftmenge wachsen.

Zunehmende Stabilität der thermischen Schichtung führt also einmal zu einer Verkleinerung der Verdrängungsströmung und zum anderen zu einer Abnahme des Scheindiffusionskoeffizienten. Die Folge ist gemäß den Ausführungen im Abschnitt 2.2.1. eine Vergrößerung des Wirkungsbereiches der Wand. Weiter bewirkt die mit der Stabilität der Strömung wachsende Zunahme der Geschwindigkeit mit der Höhe gemäß den Ausführungen im Abschnitt 2.1.2.2.1. eine Vergrößerung des Abstandes des Windminimums von der Wand. Umgekehrt werden durch wachsende Labilität der thermischen Schichtung sowohl der Wirkungsbereich der Wand als auch der Abstand des Windminimums von der Wand verkleinert. Insgesamt nähert sich damit die Nachlaufströmung bei stabiler Schichtung derjenigen an lockeren Wänden und bei labiler Schichtung derjenigen an dichten Wänden.

In Übereinstimmung mit dem vorstehenden Ergebnis wies S m a l k o (56) durch Windmessungen und Rauchversuche an einem 7 — 8 m hohen und 41 m breiten Waldstreifen (Laubwald) nach, daß sich der Schutzeinfluß auf der Leeseite von Waldstreifen um so weiter in horizontaler Richtung (und um so weniger weit in die Höhe) erstreckt, je stabiler die thermische Schichtung ist. Den Windmessungen von v a n E i m e r n (12) an einer 12 m hohen Allee zufolge ist der Schutzbereich von Windschutzstreifen tagsüber, d. h. bei labiler Schichtung, kleiner als nachts, d. h. bei stabiler Schichtung. V a n E i m e r n stellte des weiteren fest, daß die Windverteilung am Tage einem Hindernis mit geringer und in der Nacht einem solchen mit großer Durchlässigkeit entspricht (siehe Abschnitt 2.2.1.). Da sich die thermische Schichtung der Atmosphäre nicht nur mit der Tageszeit, sondern auch mit den Luftmassen ändert, müssen auch letztere die Nachlaufströmung an Wänden beeinflussen und zwar derart, daß der Wirkungsbereich von Wänden in Warmluft (stabil) größer ist als in Kaltluft (labil). Das Entsprechende gilt für den Abstand des Windminimums von der Wand.

Zu dem Widerstandsbeiwert der Wand und der Rauigkeit des Bodens tritt also die thermische Schichtung der Strömung als dritter beherrschender Faktor der Nachlaufströmung an Wänden auf ebenen Flächen. Die Nichtbeachtung der Einflüsse der thermischen Schichtung auf die Nachlaufströmung dürfte in vielen Fällen die Ursache dafür sein, daß sich die Ergebnisse von Freilanduntersuchungen an Windschutzstreifen teilweise widersprechen. Im besonderen Maße kann dies von einigen Untersuchungen über die Abhängigkeit der Schutzwirkung von der Windgeschwindigkeit angenommen werden (siehe Abschnitt 2.1.2.1.).

2.2.3. Die numerische Bestimmung der Parameter c_w und Re für die Abbildungen 10 bis 12

2.2.3.1. Der Widerstandsbeiwert

Der Widerstand von Körpern auf Grenzflächen setzt sich nach Schlichting (54), Seite 409, aus zwei Anteilen zusammen. Bei dem ersten Anteil handelt es sich um den in jeder Strömung zu beobachtenden Formwiderstand. Ein zweiter Anteil entsteht dadurch, daß in der Umgebung des Körpers die Geschwindigkeitsverteilung und damit die an der Grenzfläche angreifende Schubspannung geändert wird.

Der durch Gl. [2.1] definierte Widerstandsbeiwert für den Formwiderstand hat bei einer undurchlässigen und unendlich langen Wand (Platte) den Wert $c_w \approx 1,0$ (siehe Dubbel (9), Seite 270). Nach Wieghardt (62) besitzt eine 10,8 mm hohe, undurchlässige und unendlich lange Wand (eine rechteckige Leiste der Tiefe bzw. Breite Null) auf einer ebenen, glatten Fläche den Widerstandsbeiwert $c_w \approx 0,65$. Im letzten Falle zeigt der Widerstandsbeiwert eine geringe Abhängigkeit von der Höhe der Wand (siehe Abschnitt 2.1.2.2.1.). Angaben über den Widerstandsbeiwert durchlässiger Wände konnten in der Literatur nicht gefunden werden.

Der Widerstandsbeiwert durchlässiger Wände auf ebenen Flächen kann mit Hilfe der Gl. [2.29] abgeschätzt werden, wenn man die Schutzwirkung S der Wand in einem beliebigen Punkte $P(\xi, \eta)$ sowie den das vertikale Geschwindigkeitsprofil charakterisierenden Exponenten p und die Reynolds'sche Zahl $Re = \frac{uH}{K}$ kennt. Gl. [2.29] gilt voraussetzungsgemäß nur für höhenkonstante Re -Zahlen. Dem allgemeinsten Fall variabler Re -Zahlen kann man — wie im Abschnitt 2.1.2.2.1. begründet worden ist — in erster Näherung dadurch Rechnung tragen, daß man in Gl. [2.29] für Re die durch Gl. [2.33] definierte Re -Zahl \overline{Re} einsetzt und gleichzeitig der Größe η_1 (wegen $\overline{Re} = Re(H)$) den Wert 1 gibt. Am zweckmäßigsten legt man der Berechnung des Widerstandsbeiwertes mittels der Gl. [2.29] die Schutzwirkung S_m im Punkte des Windminimums $P_m(\xi_m, \eta_m)$ zu Grunde. S_m ist in der Nähe der Grenzfläche für $p = 2$ (siehe Abschnitt 2.1.1.4.) und $p = \infty$ (siehe Abschnitt 2.1.1.3.) von der Re -Zahl unabhängig. Entsprechendes ist daher auch — zumindest näherungsweise — für die Zwischenwerte des Exponenten p zu erwarten, denen höhenveränderliche Re -Zahlen zugeordnet sind.

Für die von Nägeli untersuchte lockere Schilfrohrwand erhält man mit $S_m = 0,68$ im Punkte $P_m(6; 0,25)$ (siehe Nägeli (43), Tab. 2) sowie $\overline{Re} = 33,7$ (berechnet aus Gl. [2.33] mit $H = 220$ cm und $z_0 = 1,0$ cm) und $p = 5$ (siehe Abb. 15) den Widerstandsbeiwert $c_w = 0,12$. Die von Blenk im Windkanal benutzte Modellhecke C hat mit $S_m = 0,825$ im Punkte $P_m(13,5; 1/6)$ (siehe Blenk (6), Bild 27), $\overline{Re} = 60,1$ (berechnet aus Gl. [2.33] mit $H = 3$ cm und $z_0 = 0,0002$ cm) und $p = 9$ (siehe Abb. 15) den Widerstandsbeiwert $c_w = 0,125$. In beiden betrachteten Fällen kommt man jeweils fast zu demsel-

ben Widerstandsbeiwert, wenn man — das Vorliegen einer konstanten Re -Zahl voraussetzend — in Gl. [2.29] für $\frac{Re}{4\xi_m}$ den sich aus Gl. [2.31] für $p = 5$ ($\frac{Re}{4\xi_m} = \frac{1}{4 \cdot 0,14}$) bzw. für $p = 9$ ($\frac{Re}{4\xi_m} = \frac{1}{4 \cdot 0,12}$) ergebenden Wert einsetzt.

Es fällt auf, daß man für die lockere Schilfrohrwand und die aus Drahtgewebe bestehende Modellhecke C praktisch denselben Widerstandsbeiwert erhält. Die Ursache dürfte darin liegen, daß beide Wände nicht nur sehr schmal sind, sondern auch annähernd dieselbe geometrische Durchlässigkeit besitzen. Die lockere Schilfrohrwand hat — wie bereits erwähnt — eine optische Durchlässigkeit von 45 bis 55%. Letztere dürfte im vorliegenden Fall mit der geometrischen Durchlässigkeit zusammenfallen. Die geometrische Durchlässigkeit der Modellhecke C ist mit 48% von derselben Größe. Schmale Wände mit einer Durchlässigkeit von rund 50% zeichnen sich durch eine maximale Schutzwirkung aus (siehe Abschnitt 6.).

Beide betrachteten Wände erfüllen die der Gl. [2.29] zugrunde liegende Voraussetzung sehr großer Durchlässigkeit nur bedingt. Die Folge ist gemäß den Ausführungen im Abschnitt 2.2.1., daß der Wiederanlauf der Strömung im Lee der Wände rascher erfolgt als es der Gl. [2.29] entspricht. Dieser Effekt macht sich jedoch erst leewärts des Windminimums stärker bemerkbar (siehe Abschnitt 3. und 4.). Daher dürfte der berechnete Widerstandsbeiwert $c_w \approx 0,12$ größenordnungsmäßig dem wahren Widerstandsbeiwert der in Betracht stehenden Wände entsprechen.

Den Abbildungen 10 bis 12 wurde aus Gründen der Anschaulichkeit (siehe 2.2.3.2.) unter Anlehnung an die Widerstandsbeiwerte undurchlässiger Wände der Widerstandsbeiwert $c_w = 0,9$ zu Grunde gelegt. Abb. 12b zeigt jedoch, daß dieser Widerstandsbeiwert zu groß ist, da er in der Grenzschicht $p = 2$ an der oberen Hälfte der Wand zu einer Rückströmung führt, die bei durchlässigen Wänden im allgemeinen nicht auftritt (siehe Abb. 19 und 20). Die negativen Geschwindigkeiten verschwinden hier erst für etwa $c_w \leq 0,5$. Daraus kann man schließen, daß der Widerstandsbeiwert durchlässiger Wände nicht größer als rund 0,5 und damit kleiner als der undurchlässiger Wände ist.

2.2.3.2. Die Reynolds'sche Zahl

Gl. [2.27] gilt in der Grenzschicht $p = 2$, in der die Geschwindigkeit u und der Scheindiffusionskoeffizient K jeweils mit der Wurzel aus der Höhe über der Grenzfläche zunehmen (siehe Gl. [2.23] und [2.24]) und die zugehörige Reynolds'sche Zahl $Re^{(2)}$ (siehe Gl. [2.25]) konstant ist. Geht man zur Abschätzung der Größenordnung dieser Re -Zahl von Gl. [2.32], d. h. von den logarithmischen Gesetzen für u und K aus, so ist zu berücksichtigen, daß diese Gleichung im Gegensatz zu den Potenzgesetzen der Gleichungen [2.23] und [2.24] eine variable Re -Zahl liefert. Man kann daher die aus den Potenzgesetzen und aus den logarithmischen Gesetzen für u und K abgeleiteten Re -Zahlen nicht ohne weiteres gleichsetzen. Für die aus Gl. [2.32] abzuleitende Reynolds'sche Zahl $Re^{(2)}$ wird man daher entsprechend den Ausführungen im Abschnitt 2.1.2.2.1. den Wert der Gl. [2.32] an einer charakteristischen Stelle, z. B. in Höhe der Wand, oder den Mittelwert der Gleichung in einem bestimmten Intervall nehmen. Mit dem Intervall $0 \leq z \leq 2H$ erfaßt man im wesentlichen die von der Wand beeinflusste Strömungsschicht. Gleichzeitig entspricht der Mittelwert der Gl. [2.32] in diesem Intervall größenordnungsmäßig dem Wert der Gleichung in Höhe der Wand. Man setzt daher zweckmäßig:

$$Re^{(2)} = \frac{1}{2H} \int_0^{2H} \frac{H}{k^2} \ln \frac{z+z_0^{(2)}}{z_0^{(2)}} dz = \frac{1}{4k^2} \left(\ln \frac{2H+z_0^{(2)}}{z_0^{(2)}} \right)^2$$

Die Berechnung von $Re^{(2)}$ mittels der vorstehenden Gleichung erfordert die Kenntnis des Rauigkeitsparameters $z_0^{(2)}$. Dieser Rauigkeitsparameter wurde aus der von Lettau (36) gebrachten Abb. 15 mit Hilfe der Gl. [0.23] abgeschätzt zu $z_0 = 24$ cm. Da die der vorgenannten Abbildung zu Grunde gelegten p -Werte von Paeschke (48) für eine bodennahe Luftschicht von 500 cm Mächtigkeit gelten (siehe Tab. 1), wurde des weiteren eine Wandhöhe von $H = 250$ cm angenommen. Diese Wandhöhe entspricht auch ungefähr der Höhe der zum Vergleich herangezogenen Schilfrohrwände Nägelis ($H = 220$ cm). Bei den Schilfrohrwänden konnte der Freilandwind gemäß Mitteilung von Nägelis (43), Seite 221, bis zu einer Höhe von 400 — 500 cm durch ein logarithmisches Gesetz dargestellt werden. Mit $z_0 = 24$ cm, $H = 250$ cm und $k = 0,4$ erhält man $Re^{(2)} = 14,8$. Die der Gl. [2.33] entsprechende Re -Zahl an der oberen Kante der Wand hat den Wert $Re = 13,9$. Der Abb. 14 kann man entnehmen, daß beide Re -Zahlen offensichtlich etwas zu klein ausgefallen sind. Das bedeutet, daß die Abschätzung des Rauigkeitsparameters $z_0^{(2)}$ einen etwas zu großen Wert geliefert hat.

Die numerische Auswertung der Gl. [2.27] und der vorstehenden Gleichungen wurde mit der Re -Zahl $Re = 20$ und dem Widerstandsbeiwert $c_w = 0,9$ (siehe Abschnitt 2.2.3.1.) durchgeführt. Die mit diesen Parameterwerten berechneten Windminima stimmen nach Lage und Intensität größenordnungsmäßig mit denen an natürlichen Windschutzstreifen überein.

3. Die mittleren Strombahnen an durchlässigen Wänden

Der Abschnitt 2. befaßte sich ausschließlich mit der mittleren Horizontalkomponente der Geschwindigkeit im Nachlauf sehr langer Wände ($\frac{L}{H} \approx \infty$). Eine vollständige Beschreibung des mittleren Strömungsablaufes an solchen Wänden erfordert aber die Kenntnis sowohl der Horizontal- als auch der Vertikalkomponente der Geschwindigkeit, und dies in der ganzen Umgebung der Wände. Ein besonders anschauliches Bild von der Strömung liefern die daraus resultierenden mittleren Strombahnen. Sie sind daher Gegenstand der folgenden Untersuchung.

Die Strombahnen sind in dem zur Diskussion stehenden Fall der zweidimensionalen stationären Strömung einer inkompressiblen Flüssigkeit mit den Stromlinien identisch. Die Differentialgleichung der Stromlinien lautet hierbei:

$$\frac{d\eta}{d\xi} = \frac{w}{u} \quad [3.1]$$

D. h. die Steigung der Strombahnen in einem beliebigen Punkt $P(\xi, \eta)$ des Stromfeldes ist gleich dem dort herrschenden Verhältnis der vertikalen Komponente w zur horizontalen Komponente u der Geschwindigkeit. Die Ermittlung der Steigung der Strombahnen und damit auch der Strombahnen selbst ist also im einfachsten Falle möglich, wenn man in jedem Punkt des Stromfeldes beide Komponenten der Geschwindigkeit kennt.

Die bisher im Freiland und auch im Windkanal durchgeführten Messungen der Geschwindigkeit im Einflußbereich von Wänden beschränken sich wegen meßtechnischer Schwierigkeiten nahezu völlig auf die Erfassung der Horizontalkomponente der Geschwindigkeit. Die wenigen vorliegenden Messungen der Vertikalkomponente der Geschwindigkeit reichen zur Bestimmung der Strombahnen nicht aus. Letzteres ist daher nur möglich, wenn es gelingt, aus den hinreichend bekannten Horizontalkomponenten der Geschwindigkeit in der Nachbarschaft von Wänden die zugehörigen Vertikalkomponenten zu ermitteln.

Nun besteht zwischen den beiden Geschwindigkeitskomponenten u, w im Punkt $P(\xi, \eta)$ auf Grund des Gesetzes von der Erhaltung der Materie folgender Zusammenhang:

$$\frac{\partial u}{\partial \xi} + \frac{\partial w}{\partial \eta} = 0 \quad [3.2]$$

Ersetzt man in der Kontinuitätsgleichung [3.2] die Differentialquotienten durch die Differenzenquotienten, so ergibt sich mit den in Abb. 16 erläuterten Bezeichnungen:

$$\begin{aligned} \overline{w(\xi_j, \eta_k)} &= \overline{w(\xi_j, \eta_{k-1})} - \frac{\eta_k - \eta_{k-1}}{\xi_j - \xi_{j-1}} \left[\overline{u(\xi_j, \eta_k)} - \overline{u(\xi_{j-1}, \eta_k)} \right] \\ \text{mit } \overline{u(\xi_j, \eta_k)} &= \frac{1}{\eta_k - \eta_{k-1}} \int_{\eta_{k-1}}^{\eta_k} u(\xi_j, \eta) d\eta \\ \text{und } \overline{w(\xi_j, \eta_k)} &= \frac{1}{\xi_j - \xi_{j-1}} \int_{\xi_{j-1}}^{\xi_j} w(\xi, \eta_k) d\xi \end{aligned} \quad [3.3]$$

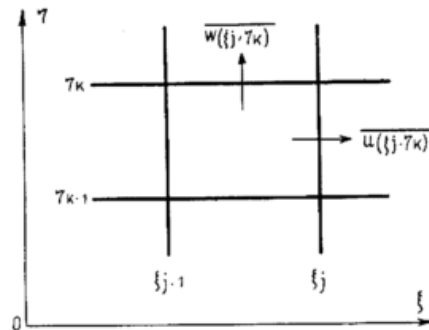


Abb. 16

Am Boden ($\eta_0 = 0$) verschwindet die Vertikalkomponente der Geschwindigkeit ($w(\xi_j, \eta_0) = 0$). Daher gilt:

$$\overline{w(\xi_j, \eta_1)} = - \frac{\eta_1}{\xi_j - \xi_{j-1}} \left[\overline{u(\xi_j, \eta_1)} - \overline{u(\xi_{j-1}, \eta_1)} \right]$$

$$\overline{w(\xi_j, \eta_2)} = \overline{w(\xi_j, \eta_1)} - \frac{\eta_2 - \eta_1}{\xi_j - \xi_{j-1}} \left[\overline{u(\xi_j, \eta_2)} - \overline{u(\xi_{j-1}, \eta_2)} \right]$$

usw.

Man kann also aus den Horizontalkomponenten der Geschwindigkeit als erstes die Vertikalkomponenten der Geschwindigkeit in der dem Boden unmittelbar aufliegenden Schicht berechnen und dann sukzessive auch die in den darüber liegenden Schichten.

Dies wurde mit den von Nägelis an zwei Schilfrohrwänden verschiedener Durchlässigkeit bestimmten Horizontalkomponenten der Windgeschwindigkeit durchgeführt. Zu diesem Zweck wurden zunächst die von Nägelis (43) in Tab. 2 angegebenen Werte der relativen Windgeschwindigkeit $\frac{u(\xi, \eta)}{u(-10, \eta)} \cdot 100$ mittels der in (43) auf Seite 222 mitgeteilten Daten für $\frac{u(-10, \eta)}{u(-10, 1)} \cdot 100$

auf die Geschwindigkeiten $\frac{u(\xi, \eta)}{u(-10, 1)} \cdot 100$ umgerechnet. Letztere sind den absoluten Geschwindigkeiten $u(\xi, \eta)$ proportional und können daher für die Bestimmung der Strombahnen, die nur die Kenntnis des Verhältnisses der beiden Geschwindigkeitskomponenten erfordert, herangezogen werden. Die Umrechnungen erfolgten für alle ganzzahligen ξ im Intervall $-10 \leq \xi \leq +30$ und zwar für die Höhen $\eta = 0,25; 0,5; 1,0; 1,5; 2,0$, so daß in der ξ - η -Ebene in der Umgebung der Wände ein gitterartiges Netz von Werten der Horizontalkomponente der Geschwindigkeit zur Verfügung stand. Für

die von 4 benachbarten Meßpunkten gemäß Abb. 16 gebildeten Rechtecke wurden dann jeweils die mittleren Vertikalkomponenten der Geschwindigkeit $w(\xi_j, \eta_k)$ mit Hilfe der Gleichung [3.3] bestimmt. Als mittlere Horizontalkomponente der Geschwindigkeit wurde dabei für die Schichten oberhalb $\eta = 0,25$ das arithmetische Mittel aus den beiden zur Verfügung stehenden Meßwerten eingesetzt:

$$\overline{u(\xi_j, \eta_k)} = \frac{1}{2} [u(\xi_j, \eta_k) + u(\xi_j, \eta_{k-1})] \text{ für } K \geq 2$$

In der Schicht $0 \leq \eta \leq 0,25$ wurde wegen der starken Änderung der Geschwindigkeitsgradienten mit der Höhe so verfahren, daß für jedes ganzzahlige ξ das vertikale Geschwindigkeitsprofil durch das Potenzgesetz der Gl. [0.20] angenähert wurde wie folgt:

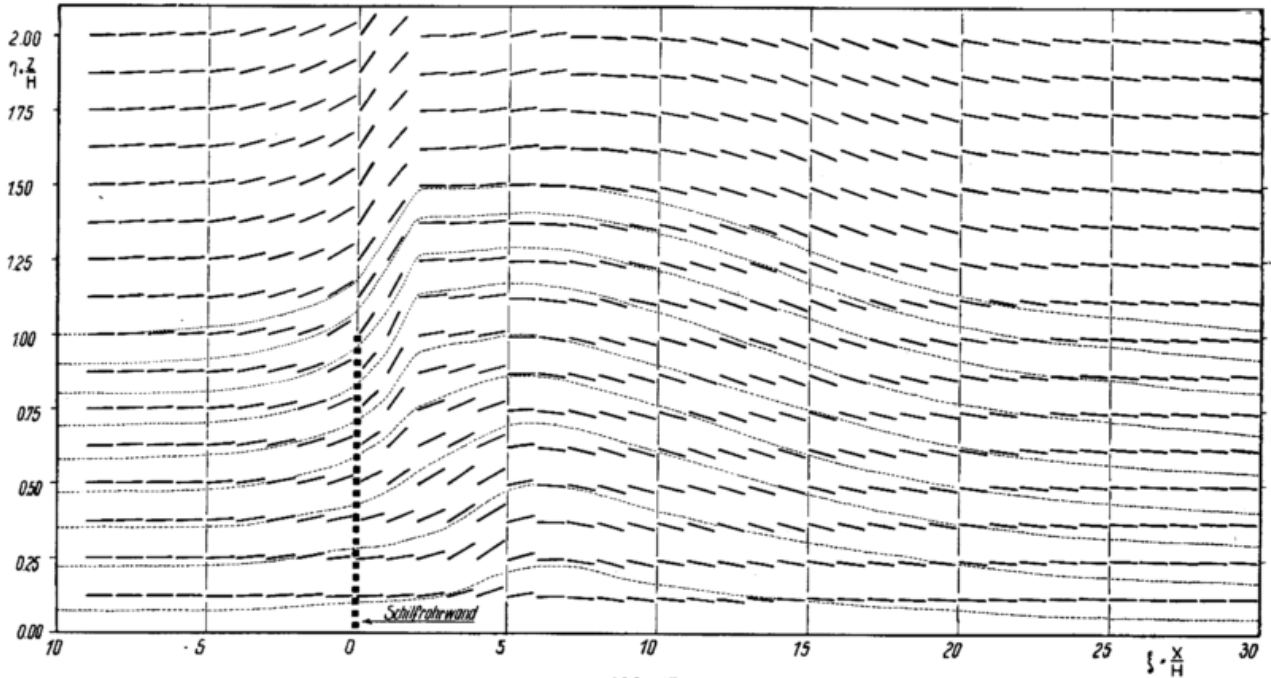


Abb. 17
Die mittleren Tangenten der Strombahnen an einer lockeren Schilfrohwand (optische Durchlässigkeit 45 — 55%). Die Strömung verläuft von links nach rechts
— Tangente an die Strombahn
- - - - - Strombahn

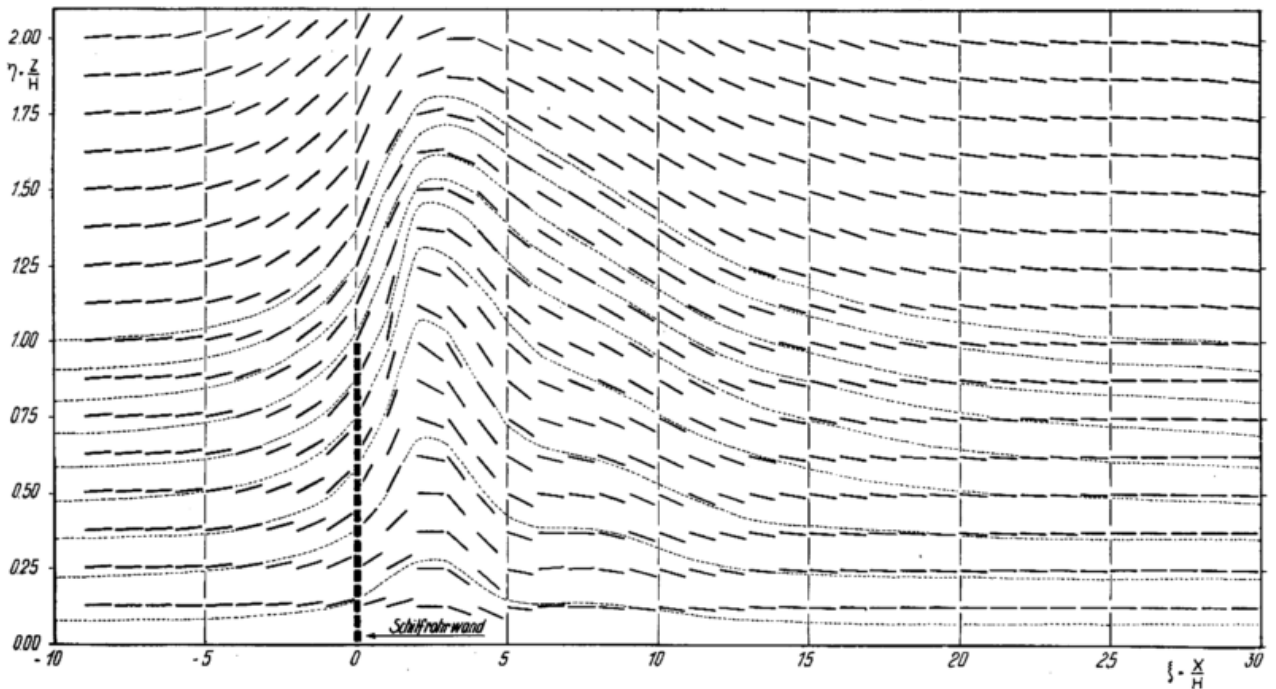


Abb. 18
Die mittleren Tangenten der Strombahnen an einer dichten Schilfrohwand (optische Durchlässigkeit 15 — 25%). Die Strömung verläuft von links nach rechts
— Tangente an die Strombahn
- - - - - Strombahn

$$u(\xi, \eta) = u(\xi, \eta_1) \left(\frac{\eta}{\eta_1} \right)^{\frac{1}{p}} \quad \text{mit } p = \frac{\ln \frac{\eta_2}{\eta_1}}{\ln \frac{u(\xi, \eta_2)}{u(\xi, \eta_1)}}$$

Die gesuchte mittlere Geschwindigkeit ist dann:

$$\overline{u(\xi, \eta_1)} = \frac{1}{\eta_1} \int_0^{\eta_1} u(\xi, \eta) d\eta = \frac{p}{1+p} u(\xi, \eta_1) \quad \text{für } K = 1$$

Die zuletzt aufgeführte Gleichung versagt für $\xi = 0, 1$ und 2 , weil hier die Horizontalkomponente der Ge-

schwindigkeit in der Schicht $0,25 \leq \eta \leq 0,5$ mit der Höhe nicht zu-, sondern abnimmt. Für diese 3 Abszissen wurde daher der Faktor $\frac{p}{1+p}$ aus den entsprechenden Werten für $\xi = -1$ und $\xi = 3$ linear interpoliert.

Nach Durchführung der vorstehenden Rechnungen konnte mit Hilfe von Gl. [3.1] die mittlere Steigung der Strombahnen bestimmt werden. Dies geschah im einzelnen auf folgende Weise:

$$\left(\frac{d\eta}{d\xi} \right)_{\xi, \eta_K} = \frac{w(\xi, \eta_K)}{u(\xi, \eta_K)} \quad \text{mit } w(\xi, \eta_K) = \frac{1}{2} \left[\overline{w(\xi, \eta_K)} + \overline{w(\xi+1, \eta_K)} \right]$$

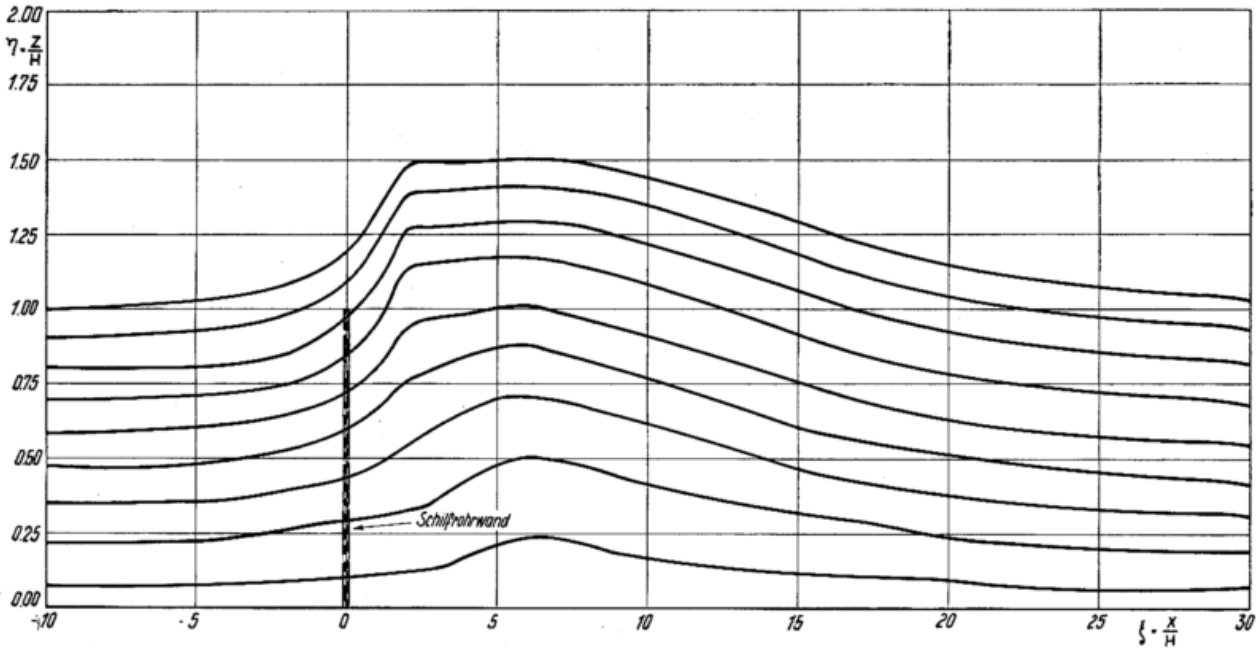


Abb. 19
Die mittleren Strombahnen an einer lockeren Schilfrohrwand (optische Durchlässigkeit 45 — 55%). Die Strömung verläuft von links nach rechts
— Strombahn

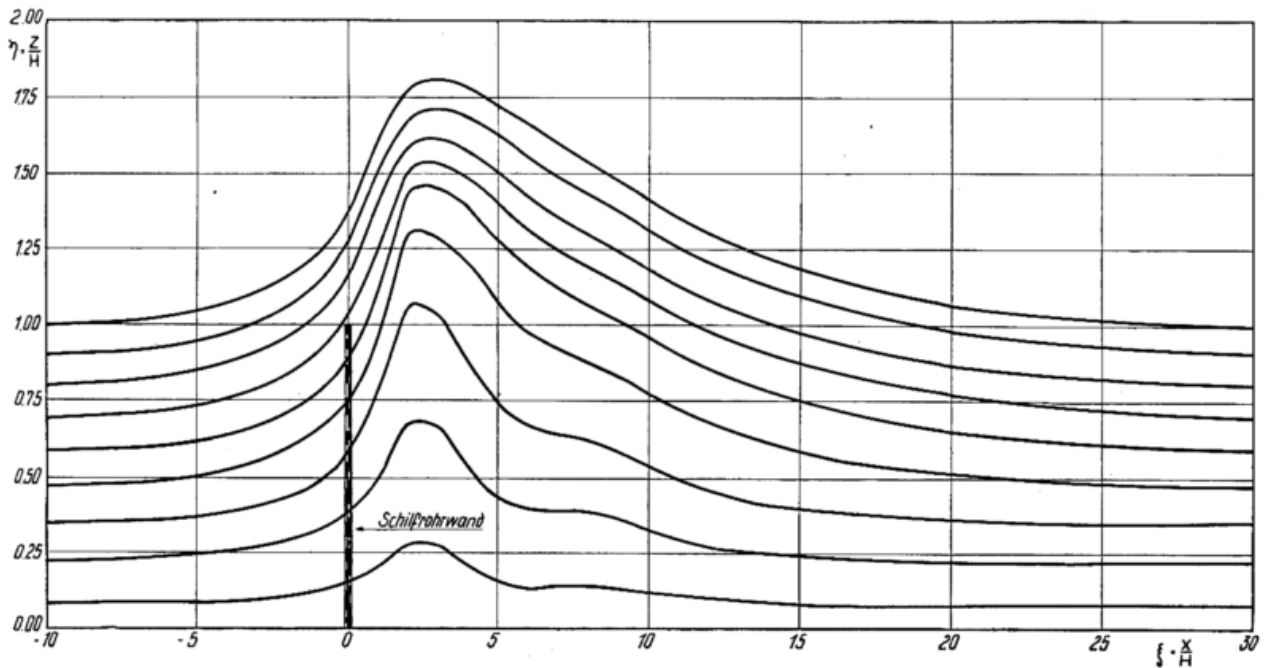


Abb. 20
Die mittleren Strombahnen an einer dichten Schilfrohrwand (optische Durchlässigkeit 15 — 25%). Die Strömung verläuft von links nach rechts
— Strombahn

Das Ergebnis kann den Abbildungen 17 und 18 entnommen werden, welche die Tangenten der Strombahnen in vertikalen Abständen von $\Delta\eta = 0,125$ zeigen. Dabei sind die Tangenten in den Höhen $\eta = 0,25; 0,5; 1,0; 1,5; 2,0$ das Ergebnis der vorstehend geschilderten Rechnungen, während die Zwischenwerte durch graphische lineare Interpolation gewonnen wurden. Die mittleren Strombahnen wurden mit Hilfe der Abbildungen 17 und 18 auf graphischem Wege bestimmt, indem von gewissen, auf der Geraden $\xi = -10$ gelegenen Punkten aus in der Richtung der Tangentenstücke weiter gegangen wurde bis zur Geraden $\xi = +30$. Der Abstand der Ausgangspunkte auf der Geraden $\xi = -10$ wurde den Gepflogenheiten entsprechend so gewählt, daß zwischen zwei benachbarten Strombahnen (mit den Ordinaten η_n und η_{n+1}) jeweils die gleiche Stromstärke

$$\int_{\eta_n}^{\eta_{n+1}} u(-10, \eta) d\eta = \text{const.} \quad \text{herrscht. Die auf diese Weise für eine lockere Schilfrohrwand mit einer optischen Durchlässigkeit von 45—55\% erhaltenen Strombahnen zeigt Abb. 19. Abb. 20 bringt die entsprechende Darstellung für eine dichte Schilfrohrwand mit einer optischen Durchlässigkeit von 15—25\%.$$

Die vorstehende Ableitung für die Bestimmung der mittleren Strombahnen an Wänden auf ebenen Flächen setzt eine zweidimensionale Strömung voraus. Letztere stellt sich näherungsweise an Wänden ein, die eine im Vergleich zu ihrer Höhe H sehr große Länge L besitzen ($\frac{L}{H} \approx \infty$). Demgegenüber haben die von N ä g e l i benutzten Schilfrohrwände bei einer Höhe von 2,2 m und einer Länge von 25 m nur ein Seitenverhältnis von $\frac{L}{H} = 11,5$, so daß hier im Gegensatz zur Voraussetzung eine erhebliche seitliche Umströmung der Wände zu erwarten ist. Damit erhebt sich die Frage, inwieweit die in den Abbildungen 17 und 20 dargestellten Ergebnisse mit den tatsächlichen Strömungsverhältnissen übereinstimmen.

N o k k e n t v e d (46) (siehe auch B l e n k (4)) untersuchte im Windkanal die Nachlaufströmung an zwei 5 cm hohen Wänden unterschiedlicher Länge. Eine der beiden Wände füllte mit ihrer Länge die ganze Breite des Windkanals aus und kam damit in ihrer Wirkung einer unendlich langen Wand gleich. Die zweite Wand war nur halb so lang wie die erste und wurde so im Windkanal aufgestellt, daß rechts und links der Wand je ein Viertel der Kanalbreite dem Luftstrom freien Durchgang ließ. Aus den geringen Abweichungen der an beiden Wänden durchgeführten Windmessungen wird von N o k k e n t v e d geschlossen, daß das Seitenverhältnis $\frac{L}{H}$ der Wände auf die Nachlaufströmung keinen wesentlichen Einfluß hat. Die von B l e n k (6) im Windkanal durchgeführten Modellversuche ergaben gleichfalls, daß die Nachlaufströmungen an Wänden mit verschiedenem Seitenverhältnis qualitativ dieselben sind. Darüber hinaus zeigen sie noch, daß die Schutzwirkung der Wände mit kleiner werdendem Seitenverhältnis erst langsam und dann immer rascher abnimmt. So ist die Schutzwirkung einer Wand mit dem Seitenverhältnis $\frac{L}{H} = 2$ rund nur halb so groß wie die einer sehr langen Wand ($\frac{L}{H} = \infty$). Umgekehrt kann man daraus folgern, daß die Strömungsverhältnisse in der die Wandlänge L halbiierenden Vertikalebene schon von einem relativ kleinen Seitenverhältnis an von letzterem praktisch unabhängig sind. Dies zeigen auch die Messungen von N ä g e l i. N ä g e l i (43), Seite 258, stellte auf Grund des Verlaufes der Isotachen in der Horizontalebene $\eta = 0,25$ fest, daß das gewählte Seitenverhältnis

der Schilfrohrwände von $\frac{L}{H} = 11,5$ gerade ausgeht hat, um wenigstens in Wandmitte die maximal mögliche Schutzwirkung zu erzielen, und daß eine Verlängerung der Wand bei gleichbleibender Höhe nur dazu geführt hätte, diese Zone maximaler Schutzwirkung in Richtung der Wände zu verlängern, ohne an den Umströmungsverhältnissen etwas zu ändern.

Insgesamt kann man daher annehmen, daß die für die beiden Schilfrohrwände bestimmten mittleren Strombahnen im ganzen erfaßten Bereich qualitativ richtig sind, und daß stärkere quantitative Unterschiede zur Wirklichkeit wegen der seitlichen Umströmung der Wände erst in größeren Entfernungen von diesen auftreten. In diesem Sinne decken sich die oben abgeleiteten Ergebnisse mit folgenden Feststellungen von G e i g e r (18), Seite 377:

„Wird ein Schutzstreifen senkrecht vom Winde angeweht, so wird bereits vor dem Hindernis die Strömung vom Boden abgehoben, wodurch schon eine luvseitige Schutzwirkung in Bodennähe entsteht. Die zum Ansteigen gezwungene Strömung behält diese Aufwärtsbewegung jenseits des Hindernisses noch für kurze Zeit bei und kehrt dann allmählich zur normalen Lage zurück. Das Absinken erfolgt aber viel langsamer als das Abheben. Daher ist die Schutzwirkung im Lee viel weitreichender als im Luv.“

Im Prinzip gilt das gleiche Verhalten sowohl für die lockere (Abb. 19) als auch für die dichte Schilfrohrwand (Abb. 20). Im einzelnen ergeben sich aber doch merkwürdige Unterschiede. So steigen auf der Luvseite die Luftteilchen bei der dichten Wand wesentlich rascher an als bei der lockeren. Andererseits zeigen sie auf der Lee-seite einen viel ausgeprägteren Abfall. Als Folge davon stellt sich unmittelbar vor und hinter der dichten Wand eine größere Windruhe als bei der lockeren Wand ein. Insgesamt gesehen sind jedoch Schutzwirkung und Wirkungsbereich in Bodennähe bei der dichten Wand kleiner als bei der lockeren. Dafür erfaßt die Schutzwirkung im ersten Falle größere Höhen als im zweiten. Darin kommt zum Ausdruck, daß die im Abschnitt 0.2.2. vorausgesetzte Kontinuitätsbedingung annähernd erfüllt ist, d. h. daß der vom Windschutzstreifen diffundierende Impuls außerhalb der Streifen nur in geringem Maße vermindert wird, z. B. durch Absorption am Boden. Dies gilt zumindest für die nähere Umgebung der Streifen.

Die Abbildungen 19 und 20 geben ferner gewisse Einblicke in den mittleren Strömungsverlauf im Gebiet der bodennahen Schutzzone von Wänden. Man erkennt, daß hier die Strömung nicht, wie bisher allgemein angenommen wurde, horizontal verläuft (siehe z. B. K r e u t z (30), Seite 36), sondern genau wie außerhalb der vorgenannten Schutzzone erst ansteigt und dann wieder abfällt. Anstieg und Abfall sind entsprechend den oben geschilderten Verhältnissen bei der dichten Wand stärker ausgeprägt als bei der lockeren. Die Folgen sind bei der dichten Wand ein kräftiges Abreißen der untersten Strömung vom Boden und anschließend ein ebenso plötzlicher Aufprall der Strömung auf den Boden. Bei der lockeren Wand folgt dagegen einem sanften Abheben der Strömung ein ebenso sanftes Anschmiegen. Unter dem Gipfelpunkt der Strombahnen findet man in beiden Fällen das Minimum der Windgeschwindigkeit. Letzteres kennzeichnet damit ein „Totluftgebiet“ am Boden. Dieses Ergebnis wird bestätigt durch K r e u t z (32), Abb. 14, und insbesondere durch B l e n k (6), Bild 129. Die vorgenannten Abbildungen lassen vor allem das Ablösen der Strömung vom Boden im Lee durchlässiger Wände erkennen (siehe auch den folgenden Abschnitt 4.).

Wie im Abschnitt 2.2. näher ausgeführt worden ist, führt der Strömungswiderstand der Wand einerseits zu einer Verlangsamung der Strömung in Bodennähe, andererseits zu einer Erhöhung der Geschwindigkeit (Verdrängungsströmung) und der Turbulenz an der oberen Kante der Wand. Verdrängungsströmung und Turbulenz stehen dabei in einem engen Zusammenhang. Letzteres zeigen jetzt anschaulich die mittleren Strombahnen. Ihren Verlauf kann man folgendermaßen deuten: Die Erhöhung der Geschwindigkeit an der oberen Kante der Wand liefert nach der Bernolli'schen Gleichung einen Unterdruck, durch den, ähnlich wie bei einem Zerstäuber, die Luftteilchen unterhalb (und auch oberhalb) der Wandkante angesaugt werden. Dadurch kommt es bei undurchlässigen und sehr dichten Wänden zur Ausbildung von Wirbeln beiderseits der Wand (Luv- und Leewirbel). Mit zunehmender Durchlässigkeit der Wand wird die Verdrängungsströmung und damit der die Luft ansaugende Unterdruck kleiner. Die Neigung zur Ausbildung von Wirbelsystemen wird dabei noch von dem durch die Wand hindurchtretenden Luftstrom gedämpft. Es kommt daher nicht mehr zu einer großen Verwirbelung, sondern nur noch zu einem vorübergehenden Abheben des untersten Luftstromes vom Boden leewärts der Wand mit den bereits geschilderten Auswirkungen.

4. Die Turbulenz im Nachlauf von Wänden

Mit den vorstehend behandelten mittleren Strömungsverhältnissen an Wänden auf ebenen Flächen erfaßt man die Auswirkungen der Strömung z. B. auf Klima, Boden und Pflanze nur unvollkommen, da letztere außer von der mittleren Geschwindigkeit auch noch in erheblichem Maße von dem Turbulenzzustand der Strömung abhängen. Über die Ergebnisse diesbezüglicher theoretischer Untersuchungen von Sutton berichtet Lettau (35): „Bei einer Betrachtung von Suttons Formel fällt vor allem auf, daß der Wärmeübergang oder auch die Verdunstung bei gleicher mittlerer Windstärke und bei gleichbleibender Größe der Probekörper noch verhältnismäßig stark von dem Turbulenzgrad abhängt. In dieser Richtung erscheint eine Weiterführung und Anwendung der Sutton'schen Theorie nach Klärung einiger Unstimmigkeiten äußerst wünschenswert.“ Es erweist sich daher als erforderlich, die Untersuchungen über die Strömung an Wänden auch noch auf die Turbulenzverhältnisse auszudehnen.

Nägeli (43), Seite 240, weist auf eine Anomalie im Verhalten der mittleren Horizontalkomponente der Geschwindigkeit hin, die bei der dichten Schilfrohrwand in der Höhe $\eta = 0,25$ auftritt und die auch noch in der Höhe $\eta = 0,5$ leicht angedeutet ist. Es handelt sich dabei nach Auffassung von Nägeli um eine örtliche Verlangsamung des leeseitigen Geschwindigkeitsanstieges, die etwa im Intervall $4 \leq \xi \leq 8$ festzustellen ist (siehe Abb. 13a und (43), Bild 4). Nägeli versucht diese Erscheinung, die er durch enge Staffelung der Anemometer im fraglichen Bereich wiederholt nachgeprüft hat, durch die Annahme zu erklären, daß hier die Winde mehr oder weniger senkrecht auf die Anemometer treffen, wodurch letztere für die mittlere Windgeschwindigkeit einen zu kleinen Betrag ergeben. Die Häufung annähernd senkrechter Strömungen kennzeichnet nach Nägeli das Ende einer Wirbelzone. Das andere Ende dieser Leewirbelzone wird näher zum Schutzstreifen hin, etwa im Gebiet des Windminimums, vermutet.

Eine ähnliche Anomalie konnte van Eimern mehrfach an einem 4,5 bis 5 m hohen Knick in der Höhe $\eta = 1/3$ und der Entfernung $\xi = 8 - 9$ beobachten (siehe (13), Profil 1 auf Seite 44 und Profil 1 auf Seite 45). Während der Effekt nach Nägeli in einer Verlangsamung des leeseitigen Geschwindigkeitsanstieges

besteht, zeichnet er sich nach van Eimern umgekehrt durch eine lokale Erhöhung der Windgeschwindigkeit aus. Eine Erklärung für diese Erscheinung wird nicht gegeben. Es wird jedoch auch vermutet, daß die Geschwindigkeitserhöhung das Ende einer Turbulenzzone anzeigt. Dabei soll sich jedoch im Gegensatz zu der Auffassung von Nägeli die Leewirbelzone vom Schutzstreifen fort bis zu dem Punkt erstrecken, an dem die Schutzwirkung des Streifens verschwindet.

Wenn man die von Nokkentved (46) und Blenk (6) im Windkanal an Modellhecken durchgeführten Untersuchungen überprüft, kann man feststellen, daß auch hier die oben geschilderte Anomalie im Verhalten des Windes auftritt, wenn vielleicht auch nicht in so ausgeprägtem Maße wie im Freiland (siehe z. B. Blenk (4), Bild 2, Kurve C und Bild 10, Kurve V). Dieser Tatbestand ist von großer Bedeutung, da die Windmessungen im Windkanal nicht — wie im Freiland — mit Schalenkreuzanemometern, sondern mit Staurohren durchgeführt wurden. Die beobachtete Erscheinung ist also nicht auf Schalenkreuzanemometer beschränkt. Ferner ist den Windkanaluntersuchungen zu entnehmen, daß es sich bei dem Effekt — wie die Messungen von van Eimern schon klar erkennen lassen — nicht um eine Verlangsamung des leeseitigen Geschwindigkeitsanstieges, sondern um eine vorübergehende Erhöhung der Geschwindigkeit handelt.

Eine Überprüfung der Theorie von Nägeli, daß die Minderanzeige der Windmesser die Folge einer Häufung annähernd senkrechter Strömungen ist, setzt genaue Unterlagen über die Anzeige von Schalenkreuzanemometern in Abhängigkeit von der Anströmrichtung voraus. In der Literatur sind darüber nur wenige Angaben zu finden, die sich z. T. noch widersprechen. So verursacht nach Göttinger Messungen (27), Seite 352, eine Neigung der Anemometerachse um etwa 8° gegen die Vertikale bei Anemometern mit Speichenkorb eine Minderanzeige von rund 10%. Bei Anemometern, bei denen sich das Schalenkreuz zwischen linsenförmigen Endflächen befindet, soll die Minderanzeige unter denselben Versuchsbedingungen nur etwa 1% betragen. Nach Brazier (zit. in (45)) ist — wie bei Nägeli (43), Seite 240, mitgeteilt wird — bei Schalenkreuzanemometern ohne Schutzvorrichtung für das Schalenkreuz eine Anblaserichtung bis zu einem Winkel von $\pm 30^\circ$ zur Schalenkreuzebene ohne Einfluß auf die Anzeigegenauigkeit. Letztere nimmt nach den Erfahrungen von Nägeli (siehe (43), Seite 240) bei weiterem Anwachsen des Neigungswinkels nur ganz allmählich ab, bis sich schließlich bei senkrechtem Anblasen der Drehsinn der Windmesser ändert und damit die Registrierung am Zählwerk rückläufig wird.

Da die vorstehenden Angaben nicht befriedigen, wurden auf Wunsch des Verfassers im Frühjahr 1955 im Windkanal des Instrumentenamtes Hamburg des Deutschen Wetterdienstes³⁾ entsprechende Untersuchungen durchgeführt. Die Ergebnisse zeigen die Abbildungen 21 bis 23. Auf den Abbildungen 21 und 22 erkennt man, daß bei Schalenkreuzanemometern mit und ohne Leitbleche Neigungen bis zu $40 - 45^\circ$ nur einen geringen Einfluß auf die Meßergebnisse haben. Dabei muß noch berücksichtigt werden, daß bei den Messungen im Windkanal die Anströmrichtung nicht verändert werden konnte. Daher wurden die Anemometer jeweils von 0 bis 90° geneigt. Bei den geneigten Windmessern traten gemäß Abb. 23 andere Reibungs- und Lagerfehler auf als bei den senkrecht stehenden. Demzufolge dürfte der tatsächliche Bereich, in dem die Anzeige der Windmesser von der Anströmrichtung weitgehend unabhängig ist, noch größer sein als der gemessene.

³⁾ Dem Leiter des Instrumentenamtes Hamburg, Herrn Prof. Dr. Baumbach, und dem Sachbearbeiter, Herrn Reinartz, sei an dieser Stelle für ihr großes Entgegenkommen gedankt.

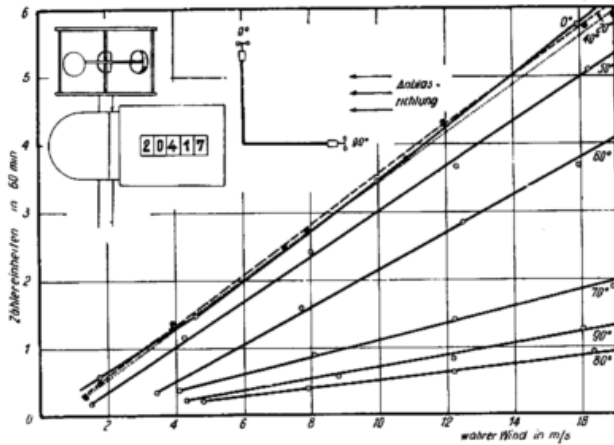


Abb. 21
Die Eichkurven eines Zählwerk-Handwindmessers mit Leitblechen (Fa. Fuess) bei verschiedenen Anströmrichtungen

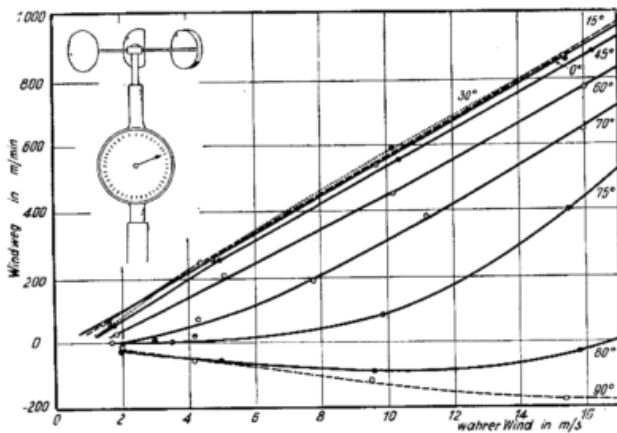


Abb. 22
Die Eichkurven eines Zählwerk-Handwindmessers ohne Leitbleche (Fa. Fuess) bei verschiedenen Anströmrichtungen

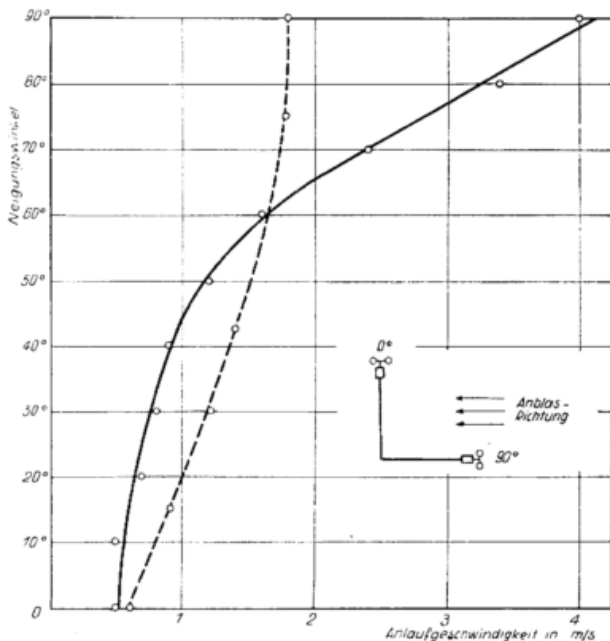


Abb. 23
Die Anlaufgeschwindigkeit von Zählwerk-Handwindmessern (Fa. Fuess) mit und ohne Leitbleche (siehe Abb. 21 und 22) in Abhängigkeit vom Neigungswinkel der Windmesser
— mit Leitblechen
- - - - ohne Leitblechen

Nun kann man der Abb. 20 entnehmen, daß im Bereich des stärksten Absteigens der Luftströmung auf der Leeseite der dichten Schilfrohrwand die mittleren Strombahnen die Horizontalebene nur unter Winkeln zwischen 4 bis 10 Grad schneiden. Weiter ergaben Untersuchungen von Lawrence (34) über das Verhalten der Luftströmung im Lee eines rund 15 m hohen, 3 m breiten und 500 m langen Windschutzzaunes aus Holzlaten, daß im Nachlauf dieser Holzwand ausgesprochene Fallwinde nicht auftraten. Im einzelnen kann man aus Fig. 5 der vorgenannten Untersuchungen noch schließen, daß an der Holzwand die Neigung der mittleren Strombahnen gegen die Horizontalebene im Mittel kleiner als 13 Grad und maximal kleiner als 25 Grad ist. Es dürfte daher sowohl im Nachlauf der Schilfrohrwand als auch im Nachlauf der Holzwand an keiner Stelle eine so große Häufung annähernd senkrechter Strömungen auftreten, daß dadurch eine wesentliche Minderanzeige der Windmesser herbeigeführt werden kann.

Dagegen läßt sich eine lokale Mehranzeige der Windmesser sehr leicht erklären als Folge der im Bereich der Anomalie des Windganges stets beobachteten starken Erhöhung der Turbulenz des Luftstromes. Für letztere geben Messungen der Richtungsturbulenz von Nägeli und der Wasserverdunstung aus dem Boden von Blenk besonders anschauliche Beispiele. Nägeli (43), Seite 237, stellte bei den Windmessungen an Schilfrohrwänden die Zahl der Wirbel, d. h. der raschen Windfahnenumdrehungen, im Moment der Ablesung fest. Derartige Wirbel traten bei der lockeren Wand im Intervall $3,5 \leq \xi \leq 8,5$ auf, wo sie bei $\xi = 5$, d. h. etwa an der Stelle des Windminimums, mit 4% aller Fälle ihre maximale Häufigkeit erreichten. Bei der dichten Wand verteilten sich die von Nägeli ausgezählten Wirbel auf das Intervall $0,5 \leq \xi \leq 8,5$. Das Maximum der Wirbelhäufigkeit lag mit 17% aller Beobachtungen bei $\xi = 3,5$ und damit etwas leewärts des Windminimums. Ähnliche Ergebnisse wurden auch von Woelfle (63) gewonnen. Die Erhöhung der Turbulenz in der Nachbarschaft des Windminimums kann sogar so groß sein, daß sie die Auswirkungen der Schwächung der mittleren Geschwindigkeit mehr als aufhebt. Dies zeigen eindrucksvoll die von Blenk (5) (6) im Windkanal durchgeführten Versuche über den Einfluß von Windschutzstreifen auf die Wasserverdunstung aus dem Boden, die mit den Worten von Blenk (5) folgendes Ergebnis hatten: „Die durchlässige Hecke bringt in Lee eine merkliche Minderung der Verdunstung, die undurchlässige Hecke dagegen eine starke Erhöhung. Die gleichmäßige Abbremsung des Windes durch die durchlässige Hecke bewirkt eine Herabsetzung der Verdunstung als Folge der geringen Geschwindigkeit. Hinter der undurchlässigen Hecke dagegen bewirkt die starke Verwirbelung eine erhöhte Verdunstung, obwohl hier die Geschwindigkeit nicht größer, sondern kleiner ist als im Versuch ohne Hecke.“ Neben den angeführten Messungen zeigen auch Beobachtungen über Bodenerosion (siehe u. a. Steckhan (57)) und Lagerung von Halmfrüchten, daß sich hinter dichteren Hecken in Bodennähe in einer relativ schmalen Zone stark erhöhte Turbulenz einstellt.

Diese turbulenten Zusatzbewegungen führen nun gemäß den Ausführungen im Abschnitt 0.1.1.3.2. zu einem zusätzlichen dynamischen Druck, durch den darauf reagierende Windmeßgeräte nicht die wahre mittlere Strömungsgeschwindigkeit, sondern eine größere Geschwindigkeit anzeigen. So besitzen z. B. nach Untersuchungen von Schrenk (55) Schalenkreuzanemometer im natürlichen Wind gegenüber der Windkanaleichung eine Mehranzeige. Diese Mehranzeige, die mit der Zunahme der Häufigkeit und der Stärke der Windstöße sowie mit dem Trägheitsmoment der

Schalenkreuze wächst, kann bis zu 30% betragen (siehe auch Baumbach (2)). Die zur Diskussion stehende Anomalie im Verhalten des Windes an dichteren Wänden dürfte daher im wesentlichen in einer vorübergehenden Erhöhung der Geschwindigkeit, in einer „Windnase“, bestehen, wobei letztere die Folge und gleichzeitig ein Kriterium einer räumlich beschränkten starken Erhöhung der Turbulenz ist. Entsprechende Verhältnisse kann man auch im Windschatten von Bodenerhebungen beobachten. Hier können sie bei geeigneter Geländeausformung sogar wesentlich stärker ausgeprägt sein als an Windschutzstreifen (siehe u. a. van Eimern (11) und Kaiser (26)). Im allgemeinen haben die vorstehenden Ausführungen jedoch nur für durchlässige Hindernisse Gültigkeit.

Die Zone erhöhter Turbulenz im bodennahen Nachlauf von durchlässigen Wänden kann durch den Verlauf der in den Abbildungen 19 und 20 gezeigten mittleren Strombahnen erklärt werden. Danach kennzeichnet sie das durch das Abheben der Strömung vom Boden entstehende Totluftgebiet (siehe Abschnitt 3.). Bei der lockeren Wand führt das sanfte Abheben der Strömung vom Boden zu einem Totluftgebiet mäßiger Turbulenz. Bei der dichten Wand entspricht dem plötzlichen Abheben der Strömung vom Boden ein Totluftgebiet großer Turbulenz, dem sich des weiteren als Folge des plötzlichen Aufpralls der Strömung auf den Boden eine Zone stärkster Turbulenz anschließt. Eine weitere Zone erhöhter Turbulenz findet man, wie schon mehrfach und insbesondere im Abschnitt 2.2. erwähnt, in der Umgebung der oberen Kante der Wand, wo sie bei dichten Wänden wiederum stärker ausgeprägt ist als bei lockeren.

Ein Gesamtbild der Turbulenzverhältnisse im Nachlauf von Wänden kann man für den Fall einer lockeren Wand an Hand der Windmessungen von Blenk (6),

Seite 51 Versuch 2, an einer im Freien aufgestellten künstlichen Hecke entwerfen. Die benutzte Hecke war 2 m hoch, 100 m lang und hatte eine geometrische Durchlässigkeit (= Lochfläche : Gesamtfläche) von 40%. Die Untersuchungen wurden derart durchgeführt, daß in verschiedenen Entfernungen von der Hecke und in verschiedenen Höhen über dem Boden die Momentanwerte der Geschwindigkeit gemessen wurden. Die Messungen in einer festen Höhe erfolgten gleichzeitig. Die Abtastung verschiedener Höhenniveaus konnte nur in zeitlicher Aufeinanderfolge geschehen. In den einzelnen Niveaus wurden jeweils im Verlaufe von rund 8 Minuten 50 Einzelwerte der Geschwindigkeit je Meßstelle gewonnen und zwar durch Schalenkreuzanemometer mit elektrischer Fernanzeige. Die nacheinander für acht Höhenniveaus durchgeführten Messungen nahmen insgesamt knapp 2 Stunden in Anspruch. Aus den Einzelwerten der Geschwindigkeit wurde für jede Meßstelle die mittlere Geschwindigkeit u und die zugehörige Streuung σ berechnet.

Nun kann das Verhältnis $\frac{\sigma}{u}$ als grobes Maß für den auf die Einheit der Geschwindigkeit u bezogenen Turbulenzzustand des Luftstromes angesehen werden. (Der Scheindiffusionskoeffizient bzw. der Austauschkoeffizient ist gemäß den Gleichungen [0.17] und [0.18] in einer festen Höhe über der Grenzfläche eine lineare Funktion der Horizontalkomponente der Geschwindigkeit.) Daher wurde die Verteilung dieses Verhältnisses an der künstlichen Hecke in Abb. 24 graphisch dargestellt (linke Seite). Die rechte Seite zeigt die zugehörige Verteilung der mittleren Horizontalkomponente der Geschwindigkeit. Windrichtung und Heckennormale bilden etwa einen Winkel von 25 Grad, d. h. die Anströmung der Hecke erfolgte nicht genau senkrecht. Beide Abbildungen bestätigen die bisher entwickelten Vorstellungen über das Verhalten der Turbulenz im

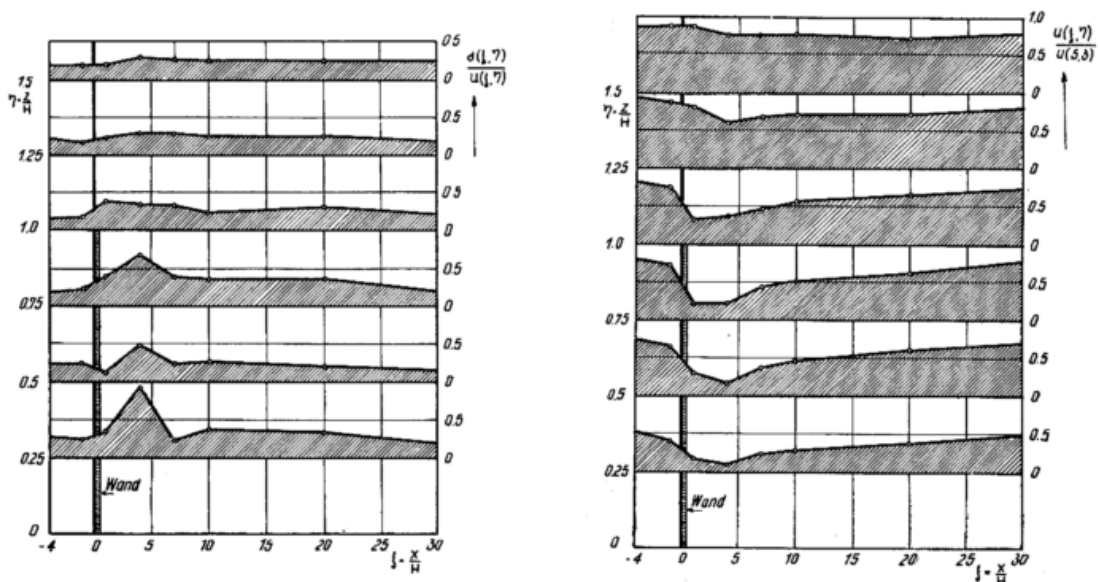


Abb. 24

Turbulenz und Geschwindigkeit der Strömung im Lee einer lockeren Wand (geometrische Durchlässigkeit 40%)
 Links: Die Turbulenz der Strömung, dargestellt durch das Verhältnis $\frac{\sigma(\xi, \eta)}{u(\xi, \eta)}$. σ ist der mittlere Fehler der mittleren Geschwindigkeit u . Die Strömung verläuft von links nach rechts.
 Rechts: Die mittlere Geschwindigkeit der Strömung, bezogen auf die von der Wand ungestörte mittlere Geschwindigkeit im

$$\text{Punkte } \xi = \frac{x}{H} = 5, \eta = \frac{z}{H} = 3 \text{ und } \zeta = \frac{y}{H} = 37,5$$

Nachlauf von lockeren Wänden. Am Boden zeigt das Totluftgebiet im Bereich des Windminimums eine markante Windunruhe. Ein zweites Gebiet erhöhter Tur-

bulenz geht von der oberen Kante der Hecke aus und erreicht seine größte Intensität in Übereinstimmung mit den Beobachtungen von Nägeli (43), Seite 238, etwas

unterhalb der Wandkante. Beide Turbulenzzonen treten auch auf dem von B l e n k (6) gebrachten Bild 129 deutlich in Erscheinung. Insgesamt hebt sich auf Abb. 24 (linke Seite) ein Gebiet erhöhter Turbulenz ab, das in der Horizontalen von der Wand bis $\xi = 7$ und in der Vertikalen vom Boden bis $\eta = 1$ reicht.

Die Turbulenzbetrachtungen zeigen, daß Windschwächung und Windschutz nicht in jedem Falle identisch sind. Man darf sich daher bei der Beurteilung von Windschutzanlagen nicht allein auf Messungen der mittleren Geschwindigkeit stützen. Es müssen vielmehr auch immer die Turbulenzverhältnisse berücksichtigt werden. Für die Messung der Turbulenz gibt es jedoch noch kein Feldgerät. Man kann zwar aus der zu Anfang dieses Abschnittes behandelten Anomalie im Gang des Windes sowie gemäß den Ausführungen im Abschnitt 2. aus der Lage und der Intensität des Windminimums gewisse Schlüsse über den Turbulenzzustand ziehen. Diese sind jedoch im allgemeinen unzureichend. Sichere Einblicke in die Auswirkungen von Windschutzanlagen erfordern daher Messungen dieser Auswirkungen selbst. Zu diesem Zweck besonders geeignet erscheinen Messungen der Bodenfeuchtigkeit (siehe z. B. B l e n k (6)) und insbesondere des landwirtschaftlichen Ertrages (siehe u. a. H a n k e und K a i s e r (23)).

5. Die Schubspannung im Nachlauf von Wänden

Frankenberger (16) (17) stellte fest, daß in Quickborn/Holstein die Schubspannung in 6 m Höhe (τ_6) im Mittel nur rund 60% der Schubspannung in 70 m Höhe (τ_{70}) beträgt. Im einzelnen ließ sich ein Zusammenhang zwischen der Größe von τ_{70} und der Besetzung der Luvseite der Meßstelle mit Hindernissen wie Hügel, Bäume und Hecken nicht erkennen. τ_{70} kann daher als repräsentativ für größere Gebiete angesehen werden. τ_6 dagegen zeigte eine Abhängigkeit von lokalen Effekten, und zwar war es um so kleiner, je stärker das Gelände luvwärts der Meßstelle mit Strömungshindernissen versehen war. (Die Höhe der Hindernisse lag im Umkreis von 500 m unterhalb des Niveaus der unteren Meßstelle.) F r a n k e n b e r g e r schließt daraus, daß Strömungshindernisse den großräumigen vertikalen (zum Boden gerichteten) Impulsstrom teilweise absorbieren. Diese Absorption beträgt in Quickborn im Mittel etwa 40%. Es ist nun von Interesse zu erfahren, ob sich der empirische Befund der Verminderung der Schubspannung durch Hindernisse auch theoretisch deuten läßt. Zu diesem Zweck wird im folgenden aus der im Abschnitt 2.1.2.1. durchgeführten Berechnung der Schutzwirkung S im Nachlauf von Wänden großer, konstanter Durchlässigkeit, die sich in der Grenzschicht $p = 2$ befinden, die zugehörige Schubspannung ermittelt.

Im Luv einer Wand herrsche die Geschwindigkeit $u = u(z)$, der Scheindiffusionskoeffizient $K = K(z)$ und die Schubspannung $\tau = \rho K \frac{du}{dz}$ (siehe Gl. [0.8]). Im Lee der Wand sei gemäß Gl. [2.5] und Abschnitt 2.1.1.1.5.:

$$u_L = u(x, z) = u(z) + \chi(x, z)$$

$$K_L = K = K(z)$$

$$\tau_L = \rho_L K_L \frac{\partial u_L}{\partial z} = \rho K \frac{du}{dz} + \rho K \frac{\partial \chi}{\partial z} = \tau + \rho K \frac{\partial \chi}{\partial z}$$

Mit $\chi = -u \cdot S$ (siehe Gl. [2.28]) erhält man weiter:

$$\tau_L - \tau = -\rho K \frac{du}{dz} S - \rho K u \frac{\partial S}{\partial z} = -\tau S - \rho K u \frac{\partial S}{\partial z} \quad [5.1]$$

Gl. [5.1] ist näherungsweise für Wände großer Durchlässigkeit erfüllt.

In der Grenzschicht $p = 2$ gilt für u die Gl. [2.23] und für K die Gl. [2.24]. Damit erhält man in Verbindung mit Gl. [2.7] für Gl. [5.1] folgenden Ausdruck, in

dem die Schutzwirkung S durch Gl. [2.27] bzw. durch Abb. 12c gegeben ist:

$$\frac{\tau_L - \tau}{\tau} = -2\eta \frac{\partial S}{\partial \eta} - S \quad [5.2]$$

Für die numerische Berechnung der Schubspannung wurde folgende Näherung der Gl. [5.2] benutzt:

$$\frac{\tau_L - \tau}{\tau} \approx -\frac{2\eta}{0.5} [S(\xi, \eta + 0.25) - S(\xi, \eta - 0.25)] - S(\xi, \eta) \quad [5.3]$$

Das Ergebnis zeigt Abb. 25 in Isoplethendarstellung.

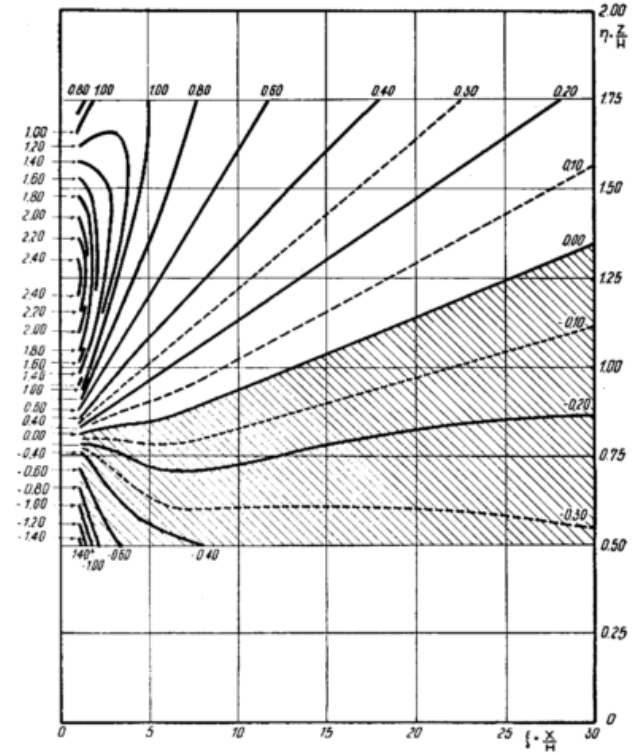


Abb. 25
Isoplethendarstellung der Schubspannung im Nachlauf von Wänden großer Durchlässigkeit in der Grenzschicht $p = 2$ mit $c_w = 0,90$ und $Re = 20$. Dargestellt sind Linien gleicher relativer Änderung der von der Wand ungestörten Schubspannung $(\frac{\tau_L - \tau}{\tau} = \text{const.})$

Dieser Darstellung liegen Rechenwerte an den Punkten mit den Abszissen $\xi = 1, 2, 3, 4, 5, 6, 8, 10, 12, 14, 16, 20, 25, 30$ und den Ordinaten $\eta = 1/2, 3/4, 1, 5/4, 3/2, 7/4$ zugrunde. Aus diesen Werten wurden durch lineare Interpolation Linien gleicher relativer Änderung der ungestörten Schubspannung gewonnen.

Gl. [5.2] und Abb. 25 zeigen, daß die Wand zu lokalen Änderungen der großräumigen Schubspannung führt. Und zwar wird letztere in Bodennähe vermindert und in der darüberliegenden Schicht erhöht. Beide Einflüsse sind am stärksten ausgeprägt dicht an und über der Wand. Für $\xi \rightarrow \infty$ und $\eta \rightarrow \infty$ streben sie gegen Null. Ferner erkennt man, daß sich die Zone vermindelter Schubspannung mit zunehmender Entfernung von der Wand nach oben ausdehnt und schließlich sogar die Wandhöhe überragt. Damit erhält man auf theoretischem Wege den von F r a n k e n b e r g e r gemessenen Effekt, daß die Schubspannung in größerer Entfernung von Hindernissen, und zwar in einem Niveau, das dicht über dem der höchsten Erhebung der Hindernisse liegt, gegenüber der großräumigen Schubspannung vermindert ist.

Dieser Effekt ergibt sich unter der Voraussetzung, daß die Hinderniswirkung nur das vertikale Geschwin-

digkeitsprofil und nicht den Scheindiffusionskoeffizienten bzw. den Austauschkoeffizienten beeinflusst. Es besteht daher kein notwendiger Grund, mit Frankenberg (16) anzunehmen, daß die im Nachlauf von Strömungshindernissen in Bodennähe auftretende Erniedrigung der Schubspannung die Folge einer durch die Strömungshindernisse verursachten Verminderung des Austauschkoeffizienten ist. Da man im Lee von Hindernissen im allgemeinen sogar eine Erhöhung der Turbulenz bzw. des Austausches beobachtet (siehe Abschnitt 4.), dürfte vielmehr für die Erniedrigung der Schubspannung ausschließlich die Änderung der Geschwindigkeitsverteilung durch die Strömungshindernisse in Frage kommen (siehe Gl. [0.8]).

6. Die Abhängigkeit der Nachlaufströmung von der Form der Hindernisse

Die wesentlichste Voraussetzung der in den Abschnitten 2. bis 5. abgeleiteten Ergebnisse über die Nachlaufströmung an Wänden ist, daß zwischen dem Widerstandsbeiwert der Wände und der Re-Zahl keine Abhängigkeit besteht (siehe Abschnitt 2.1.1.1.3.). Man kann daher annehmen, daß die Gesetze der Nachlaufströmung an Wänden näherungsweise auch für all die nichtwandförmigen Körper gelten, bei denen der Widerstandsbeiwert von der Re-Zahl unabhängig ist, d. h. bei denen die Ablösungsstelle der Strömung festliegt.

Letzteres ist vor allem bei scharfkantigen Körpern der Fall. Zu diesen gehören u. a. auch Häuser, für die Modellversuche im Windkanal vorliegen. Windkanalversuche von Blenk (6) ergaben, daß die Geschwindigkeitsprofile unmittelbar vor und hinter einem Haus ähnlich verlaufen wie vor und hinter einer undurchlässigen Wand. Blenk (6), Seite 37, gibt ferner an, daß Eiffel (10) durch Windkanalversuche nachwies, daß man für die dimensionslos dargestellten Drücke auf Hausmodelle bei verschiedenen Modellgrößen und Windgeschwindigkeiten praktisch die gleichen Kurven erhält. D. h. daß hier die Druckverteilungen — genau wie die Geschwindigkeitsverteilungen an Wänden — von der Modellgröße und der Windgeschwindigkeit weitgehend unabhängig sind (siehe auch Prandtl (51), Seite 178). Beide Beobachtungen weisen darauf hin, daß die Nachlaufströmung an Wänden im Prinzip mit der an anderen scharfkantigen Körpern übereinstimmt.

Bei stetig abgerundeten Körpern ändert sich die Ablösungsstelle und damit auch der Widerstandsbeiwert mit der Re-Zahl. Insbesondere führt der bei der sog. kritischen Re-Zahl erfolgende Übergang der Strömung vom laminaren zum turbulenten Zustand zu einer sprunghaften Verkleinerung des Widerstandsbeiwertes, die unter Umständen sehr groß sein kann (siehe Dübber (9), S. 269). Die kritische Re-Zahl ist bei turbulenter Anströmung kleiner als bei laminarer. Auch ist sie bei Körpern mit rauher Oberfläche kleiner als bei solchen mit glatter Oberfläche. So konnte Prandtl (49) gemäß Mitteilung von Schlichting (54), Seite 25, zeigen, daß ein dünner Drahtreif, ein sog. „Stolperdraht“, der etwas vor dem Äquator einer Kugel aufgelegt wird, die gleiche Widerstandsverminderung bewirkt, die sonst erst bei Erhöhung der Re-Zahl eintreten würde.

Die hier besonders interessierenden Hecken und Waldstreifen sind weder scharfkantig noch abgerundet. Da sie sich jedoch wegen der überall herausragenden Blätter, Äste und Zweige durch eine große Oberflächenrauigkeit auszeichnen, und da ferner die atmosphärische Strömung fast ausnahmslos turbulent ist (siehe Lettau (36), Seite 56), kann insgesamt angenommen werden, daß hier die Re-Zahl normalerweise im überkritischen Re-Bereich liegt. In diesem Falle besitzt der Widerstandsbeiwert keine oder nur eine geringe Ab-

hängigkeit von der Re-Zahl. Damit wird verständlich, daß — wie in den vorangehenden Abschnitten belegt — zahlreiche Beobachtungen an den meist nicht wandförmigen Windschutzstreifen im Freiland mit den Ergebnissen der hier entwickelten Theorie der Nachlaufströmung an Wänden übereinstimmen. Eine weitere Bestätigung für die vorstehende Annahme liefert die Mitteilung von Nägeli (43), Seite 258, daß amerikanische Versuche (64) an 5- bis 10-reihigen Modellhecken im Windkanal Isotachenverläufe ergaben, die denen an schmalen Schilfrohrwänden ganz ähnlich waren. Im einzelnen führten bei den vorgenannten Versuchen verschiedenartige Profilausbildungen zu keinen prinzipiellen Änderungen der Schutzwirkung, sondern lediglich zu verschiedenen Ausdehnungen der leeseitigen Schutzzone. Auf die Bedeutung der Profilausbildung der Hindernisse für deren Wirkungsbereich wird weiter unten näher eingegangen.

Die kritische Re-Zahl wird bei natürlichen Windschutzobjekten vermutlich nur bei sehr kleinen Windgeschwindigkeiten, d. h. etwa bei Geschwindigkeiten unter 1—2 m/sec unterschritten. Die damit verbundene Änderung des Widerstandsbeiwertes könnte ein weiterer Grund dafür sein, daß die Schutzwirkung von Windschutzstreifen bei sehr kleinen Windgeschwindigkeiten eine Abhängigkeit von der Geschwindigkeit zeigt (siehe Abschnitt 2.1.2.1.). In diesem Zusammenhang weisen schon vanderLinde und Woudenberg (38), Seite 16, darauf hin, daß bei kleinen Geschwindigkeiten nicht das Newton'sche, sondern das Stokes'sche Widerstandsgesetz gilt. Bei letzterem ist der Widerstandsbeiwert der Re-Zahl umgekehrt proportional. Demgegenüber ist — wie bereits erwähnt — bei größeren Geschwindigkeiten die Annahme berechtigt, daß der Widerstandsbeiwert von natürlichen Windschutzobjekten näherungsweise von der Re-Zahl unabhängig ist und daher in erster Linie von der Form der Schutzstreifen bestimmt wird (siehe Abschnitt 2.1.1.1.3.).

Im zuletzt erwähnten Falle folgt aus den Gl. [2.15] und [2.27], daß in den sich durch höhenkonstante Re-Zahlen auszeichnenden Grenzschichten $p = \infty$ und $p = 2$ die Schutzwirkung bzw. der Wirkungsbereich von Windschutzstreifen dem Widerstandsbeiwert der Streifen proportional ist. Ähnliche Verhältnisse sind damit auch in den Grenzschichten $2 < p < \infty$ zu erwarten, bei denen sich die Re-Zahl mit der Höhe ändert. In diesem Falle müßten bei sonst gleichen Verhältnissen Streifen mit kleinem Widerstandsbeiwert eine kleine und Streifen mit großem Widerstandsbeiwert eine große Schutzwirkung besitzen. Das ist auch tatsächlich der Fall, da nach den vorliegenden experimentellen Untersuchungen die Strömung sich einem Hindernis um so besser anschmiegt, d. h. die Schutzwirkung eines Hindernisses um so geringer ist, je kleiner sein Strömungswiderstand ist (siehe z. B. von Mises (40), Seite 37, und Blenk (6), Bild 142). Allgemein wird von Trienes (61) festgestellt, daß die Windschutzwirkung primär auf der Bremsung der Windgeschwindigkeit durch das Hindernis beruht, und daß alle anderen Erscheinungen sekundärer Art sind.

Von den undurchlässigen Körpern besitzen den geringsten Strömungswiderstand und damit auch die geringste Schutzwirkung die stromlinienförmigen Körper. Bezüglich der zeitweilig lebhaft diskutierten Wirkung stromlinienförmiger Windschutzstreifen (siehe z. B. Trienes (61)) gilt daher die Auffassung von vanderLinde und Woudenberg (38), Seite 16. Letztere sind der Ansicht, daß die vorgenannten Schutzstreifen zwar besonders gut wachsen, weil ihre Bäume und Büsche sich gegenseitig den größtmöglichen Schutz gewähren, daß sie jedoch ihrer eigentlichen Aufgabe, den angrenzenden Fluren Windschutz zu spenden, nur sehr unvollkommen gerecht werden. Ihrer Meinung

nach wird die Weite des von Schutzstreifen geschützten Gebietes um so kleiner sein, je mehr sich das Profil der Streifen der Stromlinienform nähert. Es ergibt sich also, daß stromlinienförmige Hindernisse im allgemeinen für Windschutz zwecke nicht geeignet sind. Ihre Verwendung kommt lediglich in windstarken Gebieten (Küste, Gebirge) in Betracht, wo Schutzstreifen anderer Profilform wegen Windschadens nicht hochzubringen oder zu erhalten sind.

Von den undurchlässigen Körpern besitzen den größten Widerstandsbeiwert schmale lange Wände mit scharfen Kanten, wenn man von Kugelschalen absieht, deren Form für Windschutzstreifen nicht in Frage kommt. Der Widerstand der vorgenannten Wände ist rund 20mal so groß wie der undurchlässiger Stromlinienkörper mit gleichem Querschnitt (siehe z. B. Bergmann und Schaefer (3), Seite 272). Entsprechende Unterschiede sind gemäß den vorstehenden Ausführungen auch zwischen den Wirkungsbereichen beider Körper zu erwarten. Nach Windkanaluntersuchungen von Blenk (6), Seite 30, führt bereits eine Abrundung der oberen Kante wandförmiger Körper zu einer merklichen Verringerung der Schutzwirkung.

In diesem Zusammenhang sind auch die von Schlichting (54), Seite 409, mitgeteilten Windkanaluntersuchungen von Wieghardt (62) an rechteckigen Leisten auf einer ebenen Fläche von Interesse. Sie ergaben, daß sich der Widerstandsbeiwert von Leisten mit dem Verhältnis der Breite bzw. Tiefe T zur Höhe H ändert. Im Intervall $0 \leq \frac{T}{H} \leq 4$ nimmt der Widerstandsbeiwert mit zunehmendem $\frac{T}{H}$ rund um die Hälfte ab. Für größere $\frac{T}{H}$ bleibt der Widerstandsbeiwert bis $\frac{T}{H} = 20$ konstant oder zeigt sogar einen leichten Anstieg. Für $\frac{T}{H} > 20$ liegen keine Messungen vor. Dieses Verhalten des Widerstandsbeiwertes erklärt einmal, daß nach den Windkanaluntersuchungen von Blenk (6), Seite 23, undurchlässige Hindernisse größerer Tiefe (bis $\frac{T}{H} = 10$) sehr deutlich weniger wirksam sind als gleich hohe Hindernisse der Tiefe Null. Zum anderen könnte der bei den Untersuchungen von Wieghardt angedeutete Anstieg des Widerstandsbeiwertes bei sehr großen Verhältnissen $\frac{T}{H}$ die Ursache dafür sein, daß bei sehr breiten Schutzstreifen die Schutzwirkung mit zunehmender Breite bzw. Tiefe wieder zunimmt. Dieses Verhalten der Schutzstreifen wurde gemäß van der Linde und Woudenberg (38), Seite 26, von Flensburg, Nokkentved und Mitarbeitern (47) beobachtet. Letztere verglichen die mittleren Wirkungsbereiche zweier Gruppen von Wäldern. Die erste Gruppe bestand aus Wäldern mit einer Breite bzw. Tiefe von über 2000 m und die zweite aus weniger breiten Wäldern. Der schmalste berücksichtigte Wald hatte immer noch eine Tiefe von 275 m. In der ersten Gruppe war der Wirkungsbereich — im betrachteten Falle die Entfernung, bei der die Schutzwirkung praktisch den Wert Null erreichte — rund doppelt so groß wie bei der zweiten (siehe auch Blenk (6), Seite 59).

Geht man von undurchlässigen zu durchlässigen Wänden über, so vermindert sich der Widerstandsbeiwert (siehe Abschnitt 2.2.3.1.) bei gleichzeitiger Erhöhung der Schutzwirkung. Dieser Effekt steht im Widerspruch zu der Aussage der Gleichungen [2.15] und [2.27]. Die Ursache des Widerspruches dürfte die Vernachlässigung der Verdrängungsströmung und des Ablöses der Strömung von der oberen Kante der Wand bei der theoretischen Behandlung der Nachlaufströmung sein. Da die Bremsung des Luftstromes gemäß den Ausführungen im Abschnitt 2.2.1. zu Erscheinungen führt, welche das

Wiederanlaufen der Strömung beschleunigen, sind die wirksamsten Wände nicht solche mit dem größten Strömungswiderstand, sondern solche, welche bei möglichst großem Widerstand Geschwindigkeit und Turbulenz in Wandhöhe möglichst wenig vergrößern. Diese für eine maximale Schutzwirkung erforderlichen Eigenschaften besitzen in ausgeprägtem Maße durchlässige Wände. Ihre Bremswirkung ist zwar etwas kleiner als die undurchlässiger Wände. Dafür führen sie aber zu einer wesentlich schwächeren Verdrängungsströmung und zu einer beträchtlich geringeren Erhöhung der Turbulenz. Als Endergebnis der bremsenden und antreibenden Kräfte stellt sich bei den durchlässigen Wänden eine im Ganzen größere Schutzwirkung ein als bei den undurchlässigen. Darüber hinaus wird auch noch die Ausbildung schädlicher Turbulenzonen am Boden vermieden. Die optimale geometrische Durchlässigkeit von Wänden liegt nach Windkanaluntersuchungen von Nokkentved (46), Blenk (6) u. a. bei 35 — 50%.

Nach Rohweder (52) und Blenk (5) ist weiter anzunehmen, daß neben der geometrischen Durchlässigkeit auch die absolute Größe der Löcher für die Nachlaufströmung von Bedeutung ist. Hierzu liegen aber noch keine ausreichenden Messungen vor. Immerhin kann man den Untersuchungen von Blenk (6), Seite 21, und Kreuz (32), Seite 22, schon entnehmen, daß bei festgehaltener geometrischer Durchlässigkeit sehr große Löcher die Schutzwirkung ungünstig beeinflussen.

Bei den durchlässigen Hindernissen spielt die Form der Hindernisse für die Nachlaufströmung nur eine untergeordnete Rolle. So stellte Blenk (6), Seite 23, im Windkanal fest, daß die Nachlaufströmung an Wänden größerer Tiefe etwa mit der an schmalen Wänden übereinstimmt, wenn die Durchlässigkeit in beiden Fällen gleich groß ist. Nägeli (44) kam durch Freilandmessungen zu dem Ergebnis, daß eine einfache Baumreihe, die überall eine lockere, leicht durchströmbare Wand bildet, die gleiche oder sogar eine bessere Schutzwirkung ausübt, als ein breiter Schutzstreifen. Der zuletzt genannten Beobachtung kann man entnehmen, daß die für den undurchlässigen Fall festgestellte Überlegenheit schmaler wandförmiger Hindernisse mit scharfen Kanten auch bei durchlässigen Körpern in gewissem Umfang erhalten bleibt. In dieselbe Richtung weist die Feststellung von Blenk (6), Seite 31, daß eine Abrundung der oberen Kante wandförmiger Hindernisse selbst bei durchlässigen Wänden deren Schutzwirkung vermindert. Der Unterschied ist sogar etwa der gleiche wie bei undurchlässigen Hindernissen. Windschutzstreifen sind daher am wirksamsten, wenn sie nicht nur die optimale geometrische Durchlässigkeit besitzen, sondern zugleich möglichst schmal sind. Der aerodynamisch günstigste Fall verschwindend kleiner Tiefe läßt sich bei lebenden Schutzstreifen nicht verwirklichen, da diese zur dauernden Erhaltung eines gleichmäßigen Vertikalschlusses stets eine gewisse Tiefe besitzen müssen.

Von den Schutzstreifen mit ungleichmäßiger Verteilung der Durchlässigkeit wirken nach Blenk (6), Seite 30) diejenigen am besten, bei denen die Durchlässigkeit von unten nach oben zunimmt. Zieht man z. B. aus der oberen Hälfte der von Blenk benutzten Modellhecke C ((6), Bild 5) die horizontalen Drähte heraus ((6), Bild 13), so führt dies in der Höhe $\eta = 1/6$ ((6), Bild 78) lediglich zu einer Verlagerung des Windminimums, während die mittlere Schutzwirkung der Hecke trotz der Entfernung von 25% des Heckenmaterials dieselbe bleibt. Nach Lawrence (34) entsteht an der oberen Kante derartiger Hindernisse ein kleinerer vertikaler Geschwindigkeitsgradient und eine geringere Erhöhung der Turbulenz als an Hindernissen höhenkonstanter Durchlässigkeit. Die Folge ist gemäß Gl. [0.8]

eine zusätzliche Schwächung der die bodennahe Strömung antreibenden Kräfte.

Der vorgenannte Effekt wird noch verstärkt, wenn man der oberen Kante der Hindernisse statt einer glatten eine gezackte Form gibt bzw. wenn man die obere Kante der Hindernisse von „Überhältern“ überragen läßt. So zeigen insbesondere Windkanaluntersuchungen von *Kreutz* (32), Seite 22, daß die Schutzwirkung eines dichten Hindernisses größer wird, wenn man an seiner oberen Kante einen schmalen Streifen Maschendraht anbringt. In Übereinstimmung damit stellte *Woelfle* (63) im Freiland fest, daß Bestände mit unruhigem Kronendach eine stärkere und weiterreichende Schutzwirkung haben als solche mit ebenem Kronendach. Dieser Befund deckt sich auch mit Beobachtungen von *Steubing* (58). Letztere stellte fest, daß die maximale Tauspendung hinter dichten, gleichmäßig hohen Hecken in einer Entfernung liegt, die dem 2- bis 3-fachen Wert ihrer Höhe entspricht. Demgegenüber ist bei Gehölzpflanzungen von ungleichmäßigem Wuchse die Lage des Taumaximums weiter von der Pflanzung entfernt. So wurde bei einer 4 bis 5 m hohen, mit bis zu 12 m großen Bäumen untermischten Hecke der beste Taufall in 35 m Entfernung beobachtet, was dem 7- bis 9-fachen der Heckenhöhe entspricht.

Zusammenfassend erhält man das Ergebnis, daß Windschutzstreifen am wirksamsten sind, wenn sie 1. bei nicht zu großen Löchern eine geometrische Durchlässigkeit von 35 bis 50% besitzen, 2. möglichst schmal sind und 3. oben durchlässiger als unten sind sowie eine unruhige Firstlinie haben.

Wie bereits erwähnt, stimmen die in den Abschnitten 2. bis 5. für wandförmige Hindernisse abgeleiteten Ergebnisse mit den Beobachtungen an den meist nicht wandförmigen Windschutzstreifen im allgemeinen recht gut überein. Unter gewissen Bedingungen kann es jedoch auch zu größeren Abweichungen zwischen Theorie und Erfahrung kommen. In diesem Zusammenhang ist eingangs dieses Abschnittes bereits kurz auf die Nachlaufströmung an Wänden bei sehr kleinen Anströmgeschwindigkeiten eingegangen worden. Bei größeren Anströmgeschwindigkeiten kann die Nachlaufströmung an lebenden Schutzstreifen dadurch modifiziert werden, daß sich Durchlässigkeit und Form dieser elastischen Streifen mit der Windstärke ändern. Hierauf weisen u. a. schon *van der Linde* und *Woudenberg* (38), Seite 15, hin. Als typisches Beispiel ist die von *Woelfle* (63) festgestellte sog. „Jalousiewirkung“ gewisser Nadelhölzer zu nennen. Bei diesen können schwache Winde zwischen den einzelnen Ästen durchströmen, während stärkere die Äste aufeinander klappen und so den Luftzutritt abschließen. Form und Durchlässigkeit lebender Windschutzstreifen wechseln auch mit dem Belaubungszustand.

Von den vorgenannten Effekten abgesehen spielen Material und Elastizität der Windschutzstreifen für die Nachlaufströmung keine Rolle. So darf man aus den Untersuchungen von *Nokentved* (46) und *Blenk* (6), Seite 53, schließen, daß die Schutzwirkung eines künstlichen Hindernisses genau so gut ist wie die einer lebenden Hecke, wenn nur jeweils Form und wirksame Durchlässigkeit übereinstimmen. Des weiteren konnte *Blenk* (6), Seite 33, einen besonderen Einfluß der Nachgiebigkeit einer Modellhecke nicht feststellen.

Weitere Abweichungen zwischen Theorie und Beobachtung können dadurch entstehen, daß sich nach *Bates* (1) bei sehr großen Anströmgeschwindigkeiten (bei festgehaltener geometrischer Durchlässigkeit) die prozentualen Anteile des den Schutzstreifen durchströmenden und überströmenden Windes ändern. Ferner dürfte noch von Bedeutung sein, daß es in der atmosphärischen Grenzschicht gewisse, von der Wind-

geschwindigkeit abhängige Intensitätsstufen der Turbulenz gibt (siehe *Lettau* (36), Seite 186). Auch ist zu bedenken, daß die im Vorhergehenden abgeleiteten Ergebnisse streng nur für eine zweidimensionale Strömung gelten. Diese Voraussetzung ist aber in der Natur immer nur mit mehr oder weniger guter Annäherung erfüllt.

Nicht zuletzt sind für gewisse Widersprüche auch noch Meßfehler verantwortlich zu machen. Z. B. ist bei einigen Untersuchungen über die Abhängigkeit der Schutzwirkung von der Anströmgeschwindigkeit die Anlaufgeschwindigkeit der Schalenkreuzanemometer (siehe z. B. Abb. 23) offensichtlich nicht gebührend berücksichtigt worden.

Zum Schluß möchte ich all denen meinen tiefsten Dank aussprechen, welche die vorstehende Untersuchung angeregt und unterstützt haben. In erster Linie gilt mein Dank dem Deutschen Wetterdienst, vor allem Herrn Dr. E. Frankenberg, Herrn Prof. Dr. S. Baumbach und Herrn Dr. K. Bringmann. Besonders aber bin ich dem Hauptreferenten der vorliegenden Arbeit, Herrn Prof. Dr. H. Berg vom Meteorologischen Institut der Universität Köln, verpflichtet, der mich in jeder Beziehung außerordentlich gefördert hat.

Literatur

- (1) Bates, C. G.: Windbreaks, their influence and value. U. S. Dept. Agric. Forest Service, Bull. 86 (1911)
- (2) Baumbach, S.: Die instrumentelle Seite der Windmessung. Techn. Mitt. Instrumentenabt. Dt. Wetterd., Zentralamt f. Nordwestdeutschland, Nr. 22, 1 (1953)
- (3) Bergmann, L. u. Schaefer, Cl.: Lehrbuch der Experimentalphysik I. Band. Berlin 1943
- (4) Blenk, H.: Aerodynamische Untersuchungen zum Windschutzproblem. Umschaudienst Akad. Raumforsch. Landesplanung Hannover H. 5/6, 183 (1952)
- (5) Blenk, H.: Strömungstechnische Beiträge zum Windschutzproblem. Landtechn. Forsch. H. 3, 87 (1953)
- (6) Blenk, H. u. Trienes, H.: Strömungstechnische Beiträge zum Windschutz. Grundlagen der Landtechnik, H. 8 (1956)
- (7) Braak, C.: Het klimaat van Nederland. Meded. Verh. Nederl. Meteor. Inst. No 102, part 32 (1929)
- (8) Bringmann, K. u. Kaiser, H.: Maisstreifen als Windschutz. Z. Acker- u. Pflanzenbau 99, 321 (1955)
- (9) Dubbel, H.: Taschenbuch für den Maschinenbau I. Band. Berlin 1941
- (10) Eiffel, G.: Nouvelles Recherches sur la Résistance de l'Air et l'Aviation. Paris 1914, S. 286
- (11) Eimern, J. van: Über eine Windbeeinflussung durch die Randhöhen des Elbtales bei Hamburg. Meteor. Rdsch. 8, 97 (1955)
- (12) Eimern, J. van: Über Schwankungen der Windschutzwirkung von Hecken und Baumreihen. Meteor. Rdsch. 8, 122 (1955)
- (13) Eimern, J. van, Franken, E. u. Harries, H.: Ergebnisse von Windschutzuntersuchungen in Hamburg-Garstedt 1952. Landwirtschaft — Angewandte Wissenschaft. Hiltrup b. Münster i. W. 1954
- (14) Finney, E. A.: Snow control on the highways. Michigan engng. exper. stat. Bull. No. 57 (1934)
- (15) Flensburg, C. E.: Hegns og Laeplantning. Hedeselskabets Tidsskrift (1926)

- (16) Frankenberger, E.: Untersuchungen über den Vertikalaustausch in den unteren Dekametern der Atmosphäre. *Ann. Meteor.* **4**, 358 (1951)
- (17) Frankenberger, E.: Investigations of the vertical exchange within the lowest decameters at Quickborn. *Air Force Cambridge Res. Center. Geophys. Res. Pap. No. 19* (1952)
- (18) Geiger, R.: Das Klima der bodennahen Luftschicht. Braunschweig 1950
- (19) Geiger, R.: Der künstliche Windschutz als meteorologisches Problem. *Erdkunde* **5**, 106 (1951)
- (20) Geiger, R.: Kritische Äußerungen zur Denkschrift Rohweder „Leitgedanken für eine landschaftliche Windwirtschaft und eine landwirtschaftliche Klimagegestaltung“. Umschaudienst Akad. Raumforsch. Landesplanung Hannover, H. 1/2 (1954)
- (21) Georgii, W.: Flugmeteorologie. Leipzig 1937
- (22) Grunow, J.: Repräsentative Zeitabschnitte zur Erfassung der mittleren Windgeschwindigkeit. *Meteor. Rdsch.* **8**, 57 (1955)
- (23) Hanke, E. u. Kaiser, H.: Untersuchungen über den Einfluß eines künstlichen Windschutzstreifens auf den Ertrag von Zuckerrüben im Jahre 1954. *Z. Acker- u. Pflanzenbau* **102**, 81 (1956)
- (24) Iizuka, H.: On the width of windbreak. *Bull. Government Forest Exper. Stat.* No. 56 (1952)
- (25) Kaiser, H.: Die Anwendung des Reynolds'schen Ähnlichkeitsgesetzes auf Strömungswiderstände und Ausbreitungsvorgänge in turbulenten Grenzschichten. *Meteor. Rdsch.* **6**, 121 (1953)
- (26) Kaiser, H.: Über die Strömungsverhältnisse im Bergland. *Meteor. Rdsch.* **7**, 214 (1954)
- (27) Kleinschmidt, E.: Handbuch der meteorologischen Instrumente. Berlin 1935
- (28) Konstantinow, A. R.: Einfluß der Waldstreifen auf Windstruktur und -geschwindigkeit. *Sowjetwiss., Naturwiss. Abt.* **4**, 298 (1951)
- (29) Kreutz, W.: Windschutz durch Anbau. *Landwirtsch. Jb. Bayern* **27**, 64 (1950)
- (30) Kreutz, W.: Der Windschutz. Dortmund 1952
- (31) Kreutz, W.: Einfluß eines Windschutzobjektes in Schwetzungen auf Wind und Niederschlag während eines Jahres. *Meteor. Rdsch.* **6**, 91 (1953)
- (32) Kreutz, W.: Der Windschutz als Klimafaktor und die Bedeutung des Windschutzes für die Landwirtschaft. *Arb. Dt. Landwirtschaftsges.* **37**, 7 (1956)
- (33) Kuhlewind - Bringmann - Kaiser: Richtlinien für Windschutz. 1. Teil. Frankfurt/Main 1955
- (34) Lawrence, E. N.: Effects of a wind-break on the speed and direction of wind. *Meteor. Mag.* **84**, 244 (1955)
- (35) Lettau, H.: O. G. Suttons Theorie der Verdunstung in turbulenter Luft im Vergleich zu neueren Beobachtungen. *Ann. Hydrogr.* **65**, 155 (1937)
- (36) Lettau, H.: Atmosphärische Turbulenz. Leipzig 1939
- (37) Lettau, H.: Air Force Cambridge Res. Center, Geophys. Res. Pap. No. 28 (1949)
- (38) Linde, R. J. van der u. Woudenberg, J. P. M.: On the microclimatic properties of sheltered areas. The oak-coppice sheltered area. *Meded. Verh. Nederl. Meteor. Inst.* No 102 (1950)
- (39) Manig, M.: Karte der Windgeschwindigkeit für das westliche Deutschland. *Ber. Dt. Wetterd. US-Zone* Nr. 34 (1952)
- (40) Mises, R. von: Fluglehre. Berlin 1933
- (41) Nägeli, W.: Untersuchungen über die Windverhältnisse im Bereich von Windschutzstreifen. *Mitt. Schweiz. Anst. Forstl. Versuchswesen* **23**, 223 (1943)
- (42) Nägeli, W.: Weitere Untersuchungen über die Windverhältnisse im Bereich von Windschutzstreifen. *Mitt. Schweiz. Anst. Forstl. Versuchswesen* **24**, 659 (1946)
- (43) Nägeli, W.: Untersuchungen über die Windverhältnisse im Bereich von Schilfrohrwänden. *Mitt. Schweiz. Anst. Forstl. Versuchswesen* **29**, 213 (1953)
- (44) Nägeli, W.: Die Windbremsung durch einen größeren Waldkomplex. *Ber. 11. Kongr. Intern. Verb. forstl. Forsch. Anst., Tipografia L'impronta, Firenze* (1954), 240
- (45) Noetzelin, U.: Beiträge zur Frage der Windmessung am Boden unter besonderer Berücksichtigung der Böenmessung. *Wiss. Abh. RfW* **8**, Nr. 5 (1941)
- (46) Nøkkentved, Chr.: Laevirkningsundersøgelser og Typebestemmelser af Laehegn. *Hedeselskabets Tidsskrift (Z. Dän. Heideges.)* **59**, 80 (1938)
- (46) Nøkkentved, Chr.: Laevirkningsundersøgelser og søgelser. *Hedeselskabets Tidsskrift (Z. Dän. Heideges.)* **61**, 362 (1940)
- (48) Paeschke, W.: Experimentelle Untersuchungen zum Rauheits- und Stabilitätsproblem in der bodennahen Luftschicht. *Diss. Göttingen 1937*; Auszug daraus unter gleichem Titel in *Beitr. Phys. fr. Atm.* **24**, 163 (1937)
- (49) Prandtl, L.: Über den Luftwiderstand von Kugeln. *Göttinger Nachr.* 177 (1914)
- (50) Prandtl, L.: Meteorologische Anwendungen der Strömungslehre. *Beitr. Phys. fr. Atm.* **19**, 188 (1932)
- (51) Prandtl, L.: Führer durch die Strömungslehre. Braunschweig 1949
- (52) Rohweder, M.: Grundsätze für den Windschutz. Selbstverlag Lignikultur Kiel 1950
- (53) Rohweder, M.: Landschaftliche Windwirtschaft und landwirtschaftliche Klimagegestaltung in Schleswig-Holstein. Umschaudienst Akad. Raumforsch. Landesplanung Hannover H. 5/6, 197 (1952)
- (54) Schlichting, H.: Grenzschichttheorie. Karlsruhe 1951
- (55) Schrenk, O.: *Z. Techn. Physik* **10**, 57 (1929)
- (56) Smalko, J. A.: Änderungen der Zone der Windschutzwirkung von Waldanpflanzungen durch die Temperaturstratifikation der bodennahen atmosphärischen Schicht (russ.). *Nachr. Akad. Wiss. UdSSR, R. Geogr. Nr. 1*, 51 (1954)
- (57) Steckhan, H.: Bodenabtragung durch Wind in Niedersachsen - eine Gefahr für die Landeskultur. *Neues Arch. Niedersachsen* H. 17, 313 (1950)
- (58) Steubing, L.: Der Einfluß der Heckenanlagen auf den Taufall. *Ber. Dt. Wetterd. US-Zone* Nr. 32, 53 (1952)
- (59) Steubing, L.: Der Tau und seine Beeinflussung durch Windschutzanlagen. *Biol. Zbl.* **71**, 282 (1952)
- (60) Sutton, O. G.: *Micrometeorology*. New York, Toronto, London 1953
- (61) Trienes, H.: Kritische Äußerungen zur Denkschrift Rohweder „Leitgedanken für eine landschaftliche Windwirtschaft und eine landwirtschaftliche Klimagegestaltung“. Umschaudienst Akad. Raumforsch. Landesplanung Hannover H. 1/2 (1954)
- (62) Wieghardt, K.: Erhöhung des turbulenten Reibungswiderstandes durch Oberflächenstörungen. *Techn. Ber.* **10**, H. 9 (1943)
- (63) Woelfle, M.: *Waldbau und Forstmeteorologie*. Neudamm 1939
- (64) Woodruff, N. P. u. Zingg, A. W.: Wind tunnel studies of shelterbelt models. *J. Forestry* 1953, 173