

Die Cumuluswolke

von

B. Heß und I. Köck

Zusammenfassung: Die Bildung der Cumuluswolke wird beschrieben als räumlich fortschreitende Kondensation am Wolkenrand infolge der Abkühlung durch den Diffusionsthermoeffekt an der Grenzfläche Wolke - wolkenfreier Raum. Einige Beobachtungen, die damit erklärt werden können, werden genannt.

Wie die unendliche Vielfalt der Erscheinungen der Natur auf der Erde, unendlich in der Variation ihrer physikalischen, chemischen und biologischen Eigenschaften, so führte und führt der ewige Wechsel der Formen der Wolken im Spektrum des Sonnenlichts zu einer Unzahl von Beobachtungen und Aufzeichnungen. Die Cumuluswolken im Besonderen mit ihrem raschen Entstehen, sich Verändern und Vergehen bieten sich an zur Klärung des physikalischen Geschehens in der Atmosphäre. Auch der vorliegende Beitrag handelt von Cumuluswolken; er beschäftigt sich mit der Entstehung von Schönwetter-Cumuli.

Verlagerungen von Luftkörpern, Turbulenzen und Vermischungen erschweren die Entdeckung der physikalischen Gesetzmäßigkeiten des atmosphärischen Geschehens. Da genaue Kenntnisse über die Bewegungen in der Regel nicht zur Verfügung stehen, verunsichern

Eingegangen am 7.3.1975

+)

Anschriften: Prof. Dr. Bernhard Heß, Dr. Inge Köck, Staatliches Physikalisches Institut Regensburg, 84 Regensburg, Agidienpl. 2

die Voraussetzungen über die Unruhe der Luft sowie über deren Staubgehalt, die bei den Berechnungen gemacht werden, den Beweiskurs solcher Ableitungen. Es scheint deshalb vorteilhaft zu sein, zunächst zu untersuchen, wie weit Beobachtungen bei der Cumulusbildung sich aus Vorgängen, die in einer homogenen Atmosphäre ohne Luftbewegung ablaufen, erklären lassen.

Wir betrachten zuerst das Wachsen einer Wolkenfront in horizontaler Richtung in einer an Feuchtigkeit übersättigten Zone. Ein Hinausdiffundieren von Nebeltröpfchen oder auch von etwa noch vorhandenem überschüssigem Wassergas, wie wir die nichtkondensierte Feuchtigkeit nennen wollen, aus dem Wolkenbereich in den umgebenden Raum könnte zu dem häufig beobachteten kugelförmigen Wachsen des Wolkengebildes führen. Aber die Tröpfchendichte würde bei diesem Prozeß rasch absinken, so daß eine 10-, 100- oder mehrfache Vergrößerung des primären Wolkenbereiches visuell nicht mehr beobachtbar wäre. Bei den Versuchen von Frenkiel und Katz ¹ mit Rauchballen zeichnen sich die beim Abbrennen von 6,7 g Schießpulver entstehenden kleinen Rauchkugeln von ca. 1 m Durchmesser nur bis zu einer 3 bis 4-fachen Vergrößerung in der Luft ab. Ihre Wachstumsgeschwindigkeit (0,2 bis 0,3 m/sec) liegt unter der Geschwindigkeit, mit der Cumuluswolken sich vergrößern. Die Vergrößerung der Cumuluswolke kann nur durch kontinuierliche Neubildung von Nebeltröpfchen in dem an die Wolkenbegrenzung anschließenden nebelfreien Raum erfolgen. Die physikalischen Vorgänge an der Grenzfläche Wolke - wolkenfreier Raum sind bestimmend für die Entwicklung der Cumuluswolke. Die Wolkengrenze trennt nicht nur ein Gebiet mit Nebeltröpfchen von einem Gebiet ohne Nebeltröpfchen, sondern auch das Gebiet mit niedrigerer Wassergaskonzentration in der Wolke von dem Gebiet mit höherer Wassergasdichte außerhalb der Wolke. Nach Messungen von Squires ² liegt der Wassergas-Partialdruck in der Wolke nur geringfügig über dem Sättigungsdruck der ebenen bzw. der gekrümmten Wasseroberfläche. Der Partialdruck im übersättigten wolkenfreien Raum ist höher

und kann sehr hoch sein. Es muß also eine dem vorhandenen Druckgradienten entsprechende Wassergasausgleichsströmung zwischen wolkenfreiem Raum und Wolke stattfinden. Wir gehen aus von einer bereits vorhandenen Wolke und betrachten das Wachsen eines ebenen Wolkenabschnittes in der an Feuchtigkeit übersättigten Zone. Im status nascendi der Wolke, also im Moment der Bildung von Flüssigwasser - was hier interessiert -, wird dieser Übergang von niedrigerem zu höherem Wassergas-Partialdruck am Wolkenaum mehr oder weniger steil sein, er wird einer sprunghaften Änderung nahekommen.

Der Diffusionsstrom von Wassergas aus dem Übersättigungsgebiet ins Wolkengebiet an diesem Drucksprung führt zu einer Abkühlung der an die Wolke anschließenden wolkenfreien Zone. Wenn die Abkühlung genügt, um in der an die vorhandene Wolke anschließende Zone im wolkenfreien Gebiet Kondensation hervorzurufen, dann verschiebt sich die Wolkenbegrenzung um eine neue Wolken-schicht in den wolkenfreien Raum hinein. Der Partialdruck des Wassergases im neuen Wolkengebiet ist dabei wieder auf den Sättigungsdruck abgesunken und hat an der vorgeschobenen neuen Wolken-grenze wieder einen steilen Übergang zu dem höherer Wassergas-druck im wolkenfreien Gebiet erzeugt, der wieder die Kondensation in einer weiteren Schicht des wolkenfreien Gebietes zur Folge hat. So läßt sich das kontinuierliche Wachsen einer Cumuluswolke als schrittweise Vergrößerung auffassen derart, daß die Kondensation in einer Schicht die Kondensation in der nächsten Schicht auslöst. Im Zusammenhang mit dieser Erklärung des Wachsens der Cumuluswolken ist erwähnenswert, daß die Wolkenränder oft sehr scharf sind, worauf Warner und Squires³ aufmerksam gemacht haben.

Die Abkühlung in der an das Kondensationsgebiet anschließenden Schicht der übersättigten wolkenfreien Atmosphäre erfolgt analog der Abkühlung bei dem Drosselversuch nach Joule-Thomson, wobei die Luft, durch die das Wassergas hindurchdiffundieren

muß, dem Wattedropfen bei der Versuchsanordnung entspricht.

Da bei der Temperaturänderung durch den Diffusionsthermo-
effekt

$$\Delta T \text{ proportional } \frac{1}{p_{wg} + p_{Luft}} \cdot \Delta p_{wg}$$

und die Summe $p_{wg} + p_{Luft}$ wegen des geringen Wassergas-Partialdruckes praktisch konstant ist, ist die Temperaturänderung proportional der Partialdruckänderung. Da ferner die Geschwindigkeit der Temperaturänderung proportional zur Geschwindigkeit der Konzentrationsänderung ist, ist die Abkühlung unmittelbar am Partialdruck in einer Schicht, deren Dicke etwa der Freien Weglänge der Wassergasmoleküle in Luft, 10^{-5} bis 10^{-4} cm, entsprechen mag, am größten und sie erfolgt dort am schnellsten. Mit zunehmender Entfernung vom Drucksprung nimmt die Abkühlung ab. Die mittlere Abkühlung in einer vom Drucksprung bis zu einer Entfernung von etwa 10^{-2} cm reichenden Schicht ist von der Größenordnung Hundertstel Grad. Es liegt nahe anzunehmen, daß, wenn durch die Abkühlung überhaupt eine Kondensation erfolgt, sie sicher in der Schicht mit der stärksten Abkühlung, also in einer Schicht unmittelbar an der Wolkenwand und in unmittelbarer Nachbarschaft zu der bei der Kondensation um einige Hundertstel Grad erwärmten letzten Wolkenschicht erfolgt.

Wenn Nebelbildung erfolgen soll, dann muß neben genügender Abkühlung das abgekühlte Volumen, in dem das Tröpfchen entstehen soll, auch genügend Wassergas zur Bildung eines kleinsten Tröpfchens zur Verfügung stellen. In einer homogenen Atmosphäre, wie wir sie vorausgesetzt haben, werden sich die Tröpfchen in etwa gleichmäßiger Verteilung bilden. Wenn wir die potentielle Kondensationsschicht der Einfachheit halber in Kuben gleicher Größe unterteilen je mit einem Gehalt an überschüssigem Wassergas, der dem Flüssigwasser eines kleinsten Tröpfchens entspricht, so ist jedem Kubus ein Tröpfchen zuzuordnen. Die Durchmesser der klein-

sten Tröpfchen, die beim Kondensieren gebildet werden, scheinen von der Größenordnung der Freien Weglänge der Wassergasmolekel zu sein. Nach den Messungen von Graßl⁴ ist der kleinste Radius von Vorschwadentröpfchen etwa $0,22 \mu$, ihre Wassermenge also $4,56 \cdot 10^{-14} \text{g}$.

In der Literatur wird der Flüssigwassergehalt an Wolkenrand vielfach mit 10^{-7}g/cm^3 angegeben (Zaitsev⁵). Die Dichte des Wassergases ist bei einer angenommenen Temperatur von 5° $6,8 \cdot 10^{-6} \text{g/cm}^3$ und folglich die Dichte im übersättigten Zustand vor der Kondensation $6,9 \cdot 10^{-6} \text{g/cm}^3$. Die Dichte der trockenen Luft in 2000 m Höhe ist etwa 10^{-3}g/cm^3 . Der bei der Kondensation entstehende Dichtesprung im Wassergas entspricht also einer Reduktion des Gesamtdrucks um $0,12 \%$ und des Wassergas-Partialdruckes um $1,4 \%$. Der Druckausgleich von $0,12 \%$ des Gesamtdruckes und die geringe Verschiebung durch die Temperaturänderung bei der Kondensation soll unberücksichtigt bleiben, die Abkühlung wird allein als Folge der Reduktion des wassergas-Partialdruckes behandelt. Der Wassermenge des kleinsten Tröpfchens von $4,56 \cdot 10^{-14} \text{g}$ entspricht dann bei einer Dichte des Übersättigungsanteils $\varrho_0 = 10^{-7} \text{g/cm}^3$ ein Volumen von $4,56 \cdot 10^{-7} \text{cm}^3$ oder ein Kubus mit der Kantenlänge $\Delta x = 7,697 \cdot 10^{-3} \text{cm}$.

In der zur Kondensation anstehenden Schicht wird der Überdruck in zwei Schritten auf den Sättigungsdruck reduziert. Nach der Kondensation in der letzten Wolkenschicht setzt eine starke Diffusion von der zur Kondensation anstehenden in diese letzte Kondensationsschicht ein, wodurch der Überdruck von der Sprungstelle fortschreitend in der noch nicht kondensierten Schicht reduziert wird. Die dadurch bewirkte Abkühlung bringt den Rest des in der Schicht noch vorhandenen Übersättigungsgases zur Kondensation und damit den Wassergasdruck auf Sättigungsdruck herab. Wenn durch die Diffusion einer Wassergasmasse, die vielleicht 15% der Masse eines kleinsten Tröpfchens entspricht, eine Abkühlung erzeugt wird, die zur Kondensation führt, dann ist die

Dichte des zurückbleibenden Wassergases nur noch $\varrho = 0,85 \cdot \varrho_0$. Das zur Bildung ausreichende Kubusvolumen muß also um 15 % größer sein. Das Wassergas, das in die vorher gebildete letzte Wolkenschicht hinüberdiffundiert, wird dort nicht den Wassergasdruck erhöhen, sondern sich an die noch sehr kleinen Tröpfchen anlagern, wodurch sich der Flüssigwassergehalt der Wolke mit der Zeit auf die im Wolkeninnern gemessenen Werte von 10^{-6}g/cm^3 und mehr erhöht ⁶.

Leider ist aber der Beginn der Kondensation in einer übersättigten Atmosphäre ein so unspezifischer Vorgang, daß nicht vorhergesagt werden kann, bei welcher Abkühlung die Kondensation erfolgt. Da zudem der Verlauf der Abkühlung im wolkenfreien Gebiet normal zur Wolkenwand schwer exakt zu ermitteln ist, kann das Vorrücken einer Wolkenwand, die Wachstumsgeschwindigkeit eines Cumulus, als Folge aus dem Diffusionsvorgang nicht berechnet werden. Es kann jedoch geprüft werden, ob eine in der beschriebenen Weise erfolgende Cumulusbildung mit den an Wolken gemachten Beobachtungen, z.B. mit den beobachteten Wachstumsgeschwindigkeiten der Cumuluswolken, in Einklang zu bringen ist.

Die Dichte ϱ_x des Überdruck-Wassergases zur Zeit t an Ort x im wolkenfreien Raum ist, wenn der Drucksprung an Ort $x = 0$ zur Zeit $t = 0$ entstanden ist, gegeben durch die Diffusionsgleichung

$$\varrho_x = \varrho_0 \psi \left(\frac{x}{2\sqrt{D \cdot t}} \right) \tag{1}$$

(D Diffusionskonstante für Wassergas in Luft = $0,239 \text{ cm}^2/\text{sec}$; ψ Gaußsches Fehlerintegral; ϱ_0 = Wassergasdichte im wolkenfreien Raum minus Wassergasdichte in der Wolke.)

Die mittlere Dichte im Kubus $(\Delta x)^3$ nach der Zeit Δt ist

$$\varrho = \varrho_0 \frac{(\Delta x)^3}{\Delta x} \int_0^{\Delta x} \psi \left(\frac{\Delta x}{2\sqrt{D \cdot \Delta t}} \right) dx$$

$$\rho = \rho_0 \Delta x^2 \left[\psi \left(\frac{\Delta x}{2\sqrt{D \cdot t}} \right) + \frac{e^{-\Delta x^2 \left(\frac{1}{2\sqrt{D \cdot t}} \right)^2}}{\frac{1}{2\sqrt{D \cdot t}} \cdot \sqrt{\pi}} - 1 \right] \quad (2)$$

Wenn die Kondensation im Kubus der ersten Schicht nach Abfluß von 15 % des Übersättigungsanteils des Wassergases erfolgt, muß im Augenblick der Kondensation die Wasserdichte des Übersättigungsanteils in einem Kubus der ersten zur Kondensation anstehenden Schicht sein:

$$\rho_1 = 0,85 \cdot \rho_0 \quad (3)$$

und der Wassergehalt der Übersättigung muß, wenn m die Masse des kleinsten Tröpfchens ist, sein:

$$\rho_1 (\Delta x_1)^3 = m \quad (4)$$

Aus (3) und (4):

$$(\Delta x)_1 = \sqrt[3]{\frac{m}{0,85 \cdot \rho_0}} \quad (5)$$

und aus (2), (3) und (5) ergibt sich die Gleichung

$$0,85 = (\Delta x)_1^2 \left[\psi \left(\frac{(\Delta x)_1}{2\sqrt{D \cdot \Delta t}_1} \right) + \frac{e^{-\Delta x_1^2 \left(\frac{1}{2\sqrt{D \cdot \Delta t}_1} \right)^2}}{\frac{1}{2\sqrt{D \cdot \Delta t}_1} \cdot \sqrt{\pi}} - 1 \right] \quad (6)$$

aus der die Zeit Δt_1 , die bis zur Kondensation der Schicht verstreicht, ermittelt werden kann.

Durch die Wassergasdiffusion sinkt aber nicht nur der Partialdruck in der zur Kondensation anstehenden Schicht, sondern auch der Partialdruck in weiterer Entfernung vom Drucksprung. Insbesondere sinkt er auch in der Schicht n , die auf die zur

Kondensation anstehende Schicht $n-1$ folgt. Als Mittelwert der Dichten am Ort x_{n-1} , dem Abstand der der Wolke abgewendeten Seite der $(n-1)$ -Schicht von Null, und am Ort x_n der n ten Schicht sowie unter der vereinfachenden Voraussetzung $(\Delta x)_{n-1} = (\Delta x)_n$ ergibt sich für die Dichte des Übersättigungsanteils des Wassergases in der n ten Schicht

$$\rho_n = \frac{\rho_{n-1}}{2} \left[\psi \left(\frac{(\Delta x)_{n-1}}{2\sqrt{D} \cdot (\Delta t)_{n-1}} \right) + \psi \left(\frac{2(\Delta x)_{n-1}}{2\sqrt{D} \cdot (\Delta t)_{n-1}} \right) \right] \quad (7)$$

Dies ist die mittlere Dichte der Übersättigung in der n ten Schicht zur Zeit der Kondensation in der $(n-1)$ ten Schicht. Sie ist geringer als die Dichte in der $(n-1)$ ten Schicht zur Zeit der Kondensation in dieser Schicht. Mit dem Verdünnungsfaktor $c_n = \rho_n / \rho_0$ ergibt sich aus (5) die Dicke der n ten Schicht

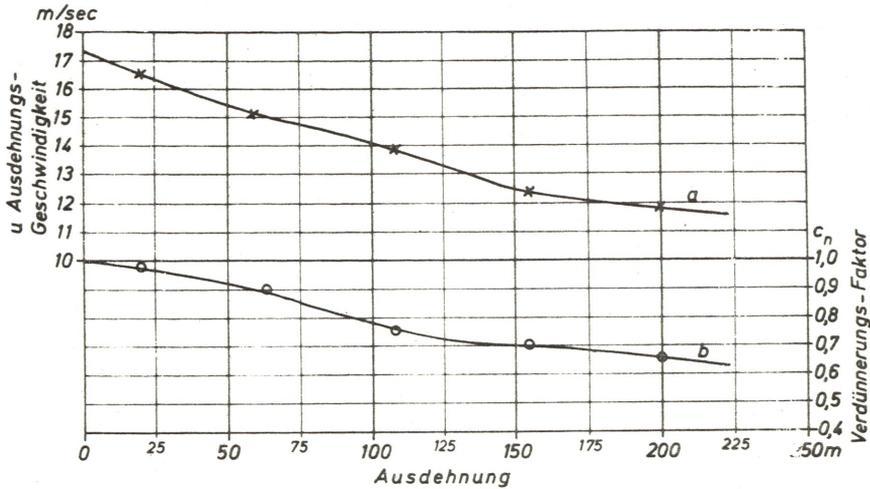
$$(\Delta x)_n = \sqrt[3]{\frac{m \cdot c_n}{0,85 \cdot \rho_n}} \quad (5')$$

und aus den Gleichungen (5') und (2) ergibt sich die Zeit, die zur Vergrößerung der Wolke um die n te Schicht notwendig ist.

In der Figur sind die unter Benutzung der angegebenen Zahlenwerte berechneten Verdünnungen der bei der sich ausdehnenden Wolke jeweils zur Kondensation anstehenden Schichten als Funktion der Wolkenausdehnung angegeben (Kurve b). (Die Voraussetzung, daß zur Zeit t_0 im wolkenlosen Gebiet vor dem Wolkensaum noch ein einheitlicher Überdruck, also ohne Druckgradient, herrscht, trifft nur zu bei einer kleinen, erst entstandenen Wolkenzelle mit noch stark gekrümmter Oberfläche; sie wurde hier jedoch zur Vereinfachung der Darstellung gemacht.)

Kurve a gibt die Wanderungsgeschwindigkeiten $u = \frac{\Delta x}{\Delta t}$ eines ebenen Wolkensaumes als Funktion der Ausdehnung der Wolke.

Berechnet wurden die Mittelwerte für jeweils $5 \cdot 10^5$ Schichten, die einem Wolkenabschnitt von je 40 bis 47 m entsprechen.



x Mittelwerte der Wachstumsgeschwindigkeiten der Wolke und o Mittelwerte der Übersättigung, jeweils berechnet für je $5 \cdot 10^2$ Schichten, als Funktionen der Ausdehnung der Wolke. Die Übersättigung in der Umgebung der Wolke zu Beginn ihres Wachstums ($c_n = 1$) betrage 10^{-7} g/cm³. Die Kondensation soll jeweils nach Reduktion der Wasserdichtede um $0,15 \cdot 10^{-7}$ g/cm³ erfolgen.

Die Berechnung zeigt, daß eine Wolke, deren Wachsen auf dem Diffusionsthermoeffekt beruht, sich mit einer den Beobachtungen in etwa entsprechenden Geschwindigkeit vergrößern muß. (Da der Zeitpunkt der Kondensation bei einer Reduktion der Übersättigung um 15 % willkürlich angenommen werden mußte und da für die in die Rechnung eingehenden Zahlenwerte verschiedene Meßwerte angegeben werden, ist eine genaue Übereinstimmung mit den beobachteten Wachstumsgeschwindigkeiten zwischen 0,5 und 10 m/sec ^{7a} nicht zu erwarten.) Es ergibt sich ferner aus der Berechnung, daß die Geschwindigkeit mit der Ausdehnung der Wol-

ke abnimmt. Im gewählten Beispiel beträgt die Abnahme nach 250 m Wanderung der Wolkenfront rund 40 %. Der Dichteanteil der Übersättigung im wolkenfreien Gebiet vor der Wolke sinkt dabei von 10^{-7} g/cm^3 auf ca. $6,5 \cdot 10^{-8} \text{ g/cm}^3$. Nimmt man an, daß die Wolke noch bis zu einem am Wolkenrand herrschenden Wassergasüberdruck entsprechend etwa $3 \cdot 10^{-8} \text{ g/cm}^3$ weiterwächst, so ergibt sich nach Extrapolation der Kurve b bis zu diesem Ordinatenwert bei einer Ausgangsübersättigung von 10^{-7} g/cm^3 eine Ausdehnung von ca. 600 m in einer Richtung.

Auch die Berechnung der Wolkenradien auf Grund des Diffusions-thermoeffekts führt zu Werten, die im Größenbereich der gemessenen Radien liegen. Nach Ludlam, Scorer, J.S. Malkus⁸ liegen die Radien der Wolken"blasen" zwischen 50 und 1000 m.

Die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Entflammung gasförmiger brennbarer Gemische in Rohren kann als Analogon zum Wachstum der Cumuluswolke betrachtet werden, da auch hier Diffusionsvorgänge bestimmend für die Fortpflanzungsgeschwindigkeit sind. Die Partialdrücke der brennbaren Komponenten des Gasgemisches, z.B. H_2 und O_2 , sind hier durch Zusatz eines indifferenten Gases, z.B. N_2 , herabgesetzt. Die Fortpflanzungsgeschwindigkeit steigt mit Zunahme des Verhältnisses der Partialdrücke der entflammbaren Anteile zum Partialdruck von N_2 . Die Frontgeschwindigkeiten liegen zwischen 1 m/sec und 10 m/sec⁹.

In einer homogenen übersättigten Atmosphäre wächst eine irgendwie entstandene Wolke nach allen Richtungen in der oben angegebenen Weise gleichmäßig, so daß sich ein mehr oder weniger kugelförmiges Anwachsen ergibt. Dabei erfolgt die Abnahme des Wassergas-Partialdruckes in der Umgebung der wachsenden kugelförmigen Wolke wegen der mit dem Radius der Wolke sich vergrößernden Grenzfläche der Wolke langsamer als bei dem oben behandelten ebenen Wolkenabschnitt. Die Primärzelle der Wolke in der homogenen Atmosphäre, vielleicht nur einige dm^3 groß, kann irgendwie entstanden sein, durch Schwankungen des Feuchtigkeitsgehalts oder der Konzentration geeigneter Kondensationskerne oder durch lokale Temperaturerniedrigung.

Beim Entstehen von Wolken wird der Wassergas-Partialdruck in der Atmosphäre erniedrigt und die Verteilung des Partialdrucks geändert. Um die Wolke entsteht eine Zone kleineren Wassergasdruckes mit positivem Druckgradienten in Richtung zu größerem Abstand von der Wolke. Der Druck kann während des Wolkenwachstums soweit sinken, daß die diffusionsthermische Abkühlung an der Grenze wolkenfreier Raum - Wolke zum Ausfallen neuen Flüssigwassers nicht mehr ausreicht. Dieser Grenzdruck wurde oben in Ermangelung von Beobachtungswerten willkürlich gleich $2,8 \cdot 10^{-8} \text{ g/cm}^3$ gesetzt.

Nach Beendigung des Wolkenwachstums bei diesem Grenzdruck steigt der Wassergasüberdruck vor der Wolke in der Regel durch Nachdiffundieren von Wassergas aus entfernteren Gebieten des wolkenfreien Raumes wieder an und kann dabei wieder Werte erreichen, bei welchen die spontane Bildung von primären Wolkenzellen wieder möglich wird. Unmöglich wird diese Zunahme des Wassergas-Partialdruckes jedoch, wenn der Raum vor der Wolke ganz von anderen Wolkengebieten umgeben ist. Dann bleibt dieser Raum als Wolkenloch über lange Zeit nebeltröpfchenfrei ¹⁰.

(Squires erklärt die Wolkenlöcher als von oben kommende, durch das Wachsen der Wolke eingehüllte trockene Luft.) Anders verhält es sich mit den Bereichen geringerer Nebeltröpfchenkonzentration, die in Wolkenmassen entstehen und mehr oder weniger lange erhalten bleiben. Hier dürfte es sich um einen Diffusionseffekt der Nebeltröpfchen selbst handeln ¹¹.

Man kann die Beeinflussung des Wolkenwachstums durch benachbarte Wolken oft an den Kristall-Kondensstreifen von Flugzeugen beobachten. Die beiden Kondensstreifen einer zweidüsigen Maschine wachsen nur nach außen und nicht oder nur sehr langsam in den Richtungen aufeinander zu, was sich durch eine Wassergasverarmung zwischen den Kondensstreifen erklären läßt. Auch die Mitteilung von Ludlam ¹², der beobachtet hat, daß zwischen drei Wolkentürmen kein vierter Wolkenturm entsteht, gehört wohl hierher.

Es ist nicht zu verwundern, daß im Vorfeld einer ausgewachse-

nen Wolke, dessen Wassergasdruck langsam wieder zunimmt, die Geburt neuer primärer Wolkenzellen hauptsächlich in der Berührungszone Wolke - wolkenfreier Raum, wo die größten lokalen Inhomogenitäten von Wassergasdichte und Temperatur zu erwarten sind, erfolgt. Die neue Wolke wächst kalottenförmig aus dem alten Wolken- saum heraus. Der Druckgradient im wolkenfreien Raum zwischen Sättigungsdruck in der Wolke und mit der Entfernung von der Wolke zunehmendem Überdruck macht sich beim Wolkenwachstum bemerkbar. Die Zonen der neuen Wolkenkalotte, die weiter vom Wolkensaum entfernt sind, wachsen in einem Gebiet größeren Überdruckes als die anderen und dehnen sich deshalb rascher aus. So kann es kommen, daß die annähernd kalottenförmigen Ausbuchtungen größer als eine Halbkugel werden, oder anders gesagt, daß der scheinbare Kugel- mittelpunkt vor den Wolkensaum zu liegen kommt. Auch die bei wei- terem Wachsen oft zu beobachtende Umgestaltung der anfänglichen Kugeln in eine trompetenförmige Figur kann als Folge des allmäh- lichen Partialdruckanstiegs des Wassergases im Vorfeld der Wolke gedeutet werden.

L I T E R A T U R

- ¹ F.N. Frenkiel and I. Katz, Studies of small-scale turbulent diffusion in the atmosphere. J. Met. 13, 1956, S. 388
- ² P. Squires, The microstructure and colloidal stability of warm clouds. Tellus 10, 1958, S. 256
- ³ J. Warner and P. Squires, Liquid water content and the adiabatic model of cumulus development. Tellus 10, 1958, S. 390
- ⁴ H. Graßl, Bestimmung der Größenverteilung von Wolkenelementen aus spektralen Transmissionsmessungen. Beitr. Phys. Atmosph. 43, 1970, S. 255

5. V.A. Zaitsev, Liquid water content and distribution of drops in cumulus clouds. Nat. Res. Council of Canada, Techn. Transl. Nr. 395, Ottawa 1953, aus: Glav. geofis. observ. trudy 19, 1950, S. 122
6. V.A. Zaitsev, a.a.O.
H.K. Weickmann and H.J. aufm Kampe, Physical properties of cumulus clouds. J. Met. 10, 1953, S. 204
P. Squires, The spatial variation of liquid water and droplet concentration in cumuli. Tellus 10, 1958, S. 372
7. J.H. Reuß, Ein Gewitter bei Windstille. Beitr. Phys. Atmosph. 24
B.J. Mason, The formation of rain by coalescence in very shallow cumulus. Tellus 11, 1959
8. F.H. Ludlam and R.S. Scorer, Convection in the atmosphere. Quart. J. Roy. Met. Soc. 79, 1953, S. 317
F.H. Ludlam and P.M. Saunders, Shower formation in large cumulus. Tellus 8, 1956, S. 424
F.H. Ludlam and B.J. Mason, The physics of clouds. Handb. d. Physik, hrsg. v. S. Flügge, Bd.48, Geophysik II, 1957, S.479
J.S. Malkus and R.S. Scorer, The erosion of cumulus towers. J. Met. 12, 1955, S. 53
9. A. Eucken, Lehrbuch der chemischen Physik³ II, 1. Teilbd., 1948, S. 517
10. P. Squires, The spatial variation... Tellus 10, 1958
J.S. Malkus, Trade-cumulus investigation. J. Met. 11, 1954, S. 220
11. B. Heß, Die Gesetzmäßigkeiten der Aerosolverteilung. Acta Albertina Ratisbonensia 26, 1966, S. 157
B. Heß, The regularities of aerosol distribution with consideration of the "shaking heat". J. rech. atmosphér. 2, 1966, S. 463
12. P.H. Ludlam and B.J. Mason, The physics of clouds. Handbuch d. Physik, hrsg. v. S. Flügge, Bd.48 Geophysik II, 1957, S.479

