Neunter Abschnitt.

Praktische Regeln für Seeleute.

"Wie kann ich die Wirbelstürme oder wenigstens ihre gefahrvolle Mitte vermeiden? Wie kann mein Schiff, wenn es in eine Cyclone gerathen ist, sich derselben ohne grossen Schaden entziehen oder vielleicht sogar Nutzen durch sie gewinnen?" Das sind zwei gewichtige und sehr natürliche Fragen, die jedem praktischen Seemann bei dem Studium der Wirbelstürme sich aufwerfen. Wir wollen ihre Beantwortung versuchen unter sorgfältiger Berücksichtigung der von Reid und Piddington aufgestellten Regeln, indem wir von der folgenden Voraussetzung ausgehen:

Wir nehmen an, dass sich der Wind in concentrischen Kreislinien um die allmälig fortrückende Cyclonenaxe bewege, vernachlässigen also das Einströmen der Luft gegen das Centrum hin, sowie die Abweichungen des äusseren Orkanrandes von der Kreisform.

Wir dürfen und müssen uns mit dieser Annäherung an die Wirklichkeit, durch welche übrigens alle praktischen Regeln wesentlich vereinfacht werden, vorerst begnügen. Denn leider wissen wir nicht, um wie viel durchschnittlich die wahre Windrichtung in den Cyclonen von der hier angenommenen abweicht; wir wissen nur, dass in einzelnen Fällen diese Abweichung 5 bis 10 Grad, also etwa ½ bis 1 Strich betrug, dabei aber an gewissen Seiten des Wirbelsturmes viel bedeutender war, als an den übrigen. Bei keiner neuen, einem Schiffe begegnenden Cyclone aber können wir von vornherein auch nur muthmassen, wie gross jene Abweichung ist. Auch auf das Emporsteigen der Luft im Wirbelsturme brauchen wir hier keine Rücksicht zu nehmen, da es sich bei Schiffen immer nur um Richtung und Stärke des Sturmwindes an der Meeresfläche handelt. Wir halten es endlich für möglich und sogar für wahrscheinlich, dass alle Cyclonen unten eine ovale Form haben; aber wenn sich auch durch fortgesetzte Beobachtungen diese Abweichung von der Kreisform als Regel herausstellen sollte, so wissen wir ja doch von einer herannahenden Cyclone nicht, ob sie uns ihre schmale oder ihre breitere Seite zukehrt, so dass wir immer wieder zu der obigen Annahme zurückkehren müssen.

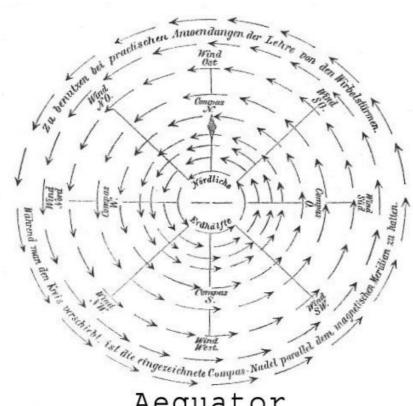
Um der Vorstellung zu Hülfe zu kommen, haben wir aus Reid's Werken zwei solche kreisförmige Wirbelstürme hier beidrucken lassen. Piddington hat ähnliche Figuren auf durchsichtige Hornscheiben zeichnen lassen, und diese "Hornkarten von Stürmen" erleichtern sehr die richtige Auffassung der Cyclonen und die Anwendung der sie betreffenden Regeln. Dieselben Vortheile würden derartige Zeichnungen auf Glas darbieten. Wir empfehlen den Lesern, wenigstens die nebenstehenden, am Ende des Buches wiederholt abgedruckten Papierkreise auszuschneiden, mit Terpentinöl durchscheinend zu machen und dann durch Auflegen und Verschieben auf einer gewöhnlichen Seekarte recht oft bei dem Folgenden zu Rathe zu ziehen.

Diese Cyclonenkreise beweisen uns nun ohne Weiteres die Richtigkeit der folgenden Haupt-Regel, welche das Buys-Ballot'sche Gesetz genannt wird, unseres Wissens aber zuerst von Piddington ^{37c}) aufgestellt wurde:

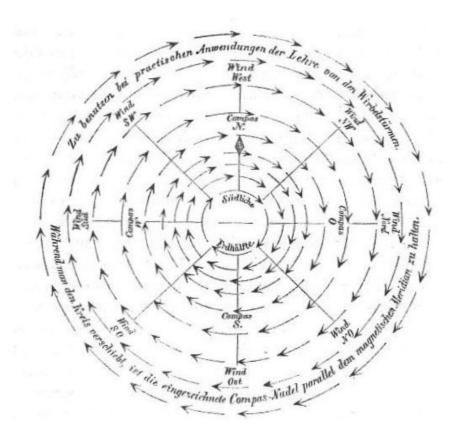
Kehrt man in einem Wirbelsturme dem Winde den Rücken zu, so befindet sich das Centrum genau zur Linken in der nördlichen und genau zur Rechten in der südlichen Hemisphäre.

Will man jedoch auch auf das Einströmen der Luft nach innen zu Rücksicht nehmen, so ist das Centrum in beiden Erdhälften um einen halben bis zu einem ganzen Strich weiter nach vorne gelegen, als obige Regel angiebt; doch darf wohl in den meisten Fällen diese geringe und nicht einmal ganz sichere Abweichung vernachlässigt werden. — Wir können jene Regel auch wie folgt aussprechen:

Wenn ein Schiff in einem Wirbelsturme gerade auf das Centrum zufährt, so hat es nördlich vom Aequator den Wind von Backbord und südlich vom Aequator den Wind von Steuerbord.



Aequator



Zum Gebrauch sind diese Kreise auszuschneiden und mit Terpentinöl durchscheinend zu machen. Sie werden auf Seekarten in der Richtung, nach welcher ein Orkan fortschreitet, verschoben.

Diese wichtige und einfache Regel giebt uns also sofort Aufschluss über die Richtung, in welcher das verderbliche Centrum der Cyclone sich befindet. Setzt z. B. in New-York ein Wirbelsturm mit NO. ein, so befindet sich sein Centrum in südöstlicher Richtung; dreht sich der Wind allmälig nach N., so rückt das Centrum nach einem östlich gelegenen Punkte weiter. Wir wollen nun zunächst annehmen, ein Schiff liege still, vielleicht in sicherem Hafen, während ein Wirbelsturm über dasselbe hinbraust. Es kann dabei vorkommen, dass während der ersten Hälfte des Sturmes die Windrichtung sich nicht ändert; wenn aber das Barometer immer tiefer sinkt und der Wind an Stärke mehr und mehr zunimmt, so kann man sicher sein, dass das Centrum in gerader Linie rechtwinklig zur Windrichtung näher rückt, und dass das Schiff auf seiner Bahn sich befindet. Nachdem der Orkan seine Höhe erreicht hat, wird alsdann bei tiefstem Barometerstand eine Windstille oder ein Flauerwerden des Windes eintreten, worauf der Orkan aus der entgegengesetzten Himmelsgegend wieder losbricht und das Barometer wieder zu steigen beginnt; das Centrum schreitet über das Schiff hinweg und entfernt sich wieder nach der anderen Seite hin. Offenbar hängt der Wind, mit welchem der Orkan im vorliegenden Falle einsetzt oder endet, von dem Kurse ab, welchen das Centrum während seiner fortschreitenden Bewegung einhält. Z. B. ein Wirbelsturm, dessen Centrum ähnlich wie bei No. XIV unserer Karte II von SW. nach NO. über Havana hinwegschreitet, muss mit SO. einsetzen, und dieser Wind springt beim Passiren des Centrums in NW. um; dagegen setzt er mit N. ein und hört mit S. auf, wenn das Centrum wie bei No. XII von O. nach W. über Havana hingeht.

Für ein Schiff, welches nicht auf der Bahn des Centrums selbst liegt, ist die Frage von grosser Wichtigkeit, ob es von der rechten oder von der linken Seite des Wirbelsturmes überstrichen wird. Man hat nun aber das Centrum gerade vor sich, wenn man auf der nördlichen Erdhälfte die linke, und auf der südlichen die rechte Seite dem Winde zukehrt; und wenn man bei dieser Stellung aus der allmäligen Drehung des Windes erkennt, dass jenes Centrum sich von links nach rechts bewegt, so befindet man sich auf der rechten Seite der Cyclone, bewegt sich dagegen das Centrum von rechts nach links, so befindet man sich auf der linken Seite. Im ersteren Falle dreht sich der Beobachter allmälig nach rechts, im zweiten Falle dagegen nach links herum; und ebenso dreht sich die Windfahne. Auf diese Weise ergiebt sich die schon früher erwähnte Regel: Auf beiden Hemisphären dreht sich die Windfahne in demselben Sinne wie ein Uhrzeiger (also nach rechts herum), wenn die rechte Seite, und im entgegengesetzten Sinne (nach links herum), wenn die linke Seite eines Wirbelsturmes über sie hinwegschreitet.

Dieselbe Regel kann mit Hülfe unserer Sturmkreise bewiesen werden, indem man diese mit ihrer rechten oder linken Hälfte z. B. über eine kleine Insel hinschiebt, und die Winde aufschreibt, von denen dabei die Insel nach und nach getroffen wird. Wenn also bei einem still liegenden Schiffe der Cyclonenwind sich nach rechts dreht, so befindet sich das Schiff auf der rechten Seite der Sturmbahn; dreht sich aber der Wind nach links herum (im Sinne S. O. N. W.), so liegt es links von der Bahn des vorwärts schreitenden Centrums.

Am Meisten ist dem Seemann an einer genauen Orientirung über herannahende Cyclonen gelegen, wenn er nicht in einem sicheren Hafen sich befindet. Hier gilt nun vor Allem das Sprüchwort: "Fore-warned is Fore-armed" oder "Im Voraus gewarnt, im Voraus gerüstet"; und jeder gute Seemann hat deshalb auf die ersten Anzeichen eines nahenden Wirbelsturmes ein wachsames Auge. Zu denselben gehört selbst bei dem schönsten Wetter ein schwaches aber anhaltendes Fallen des Sympiezometers, eines Instrumentes, welches sehr kleine Aenderungen des Luftdruckes angiebt, die am Barometer noch nicht bemerklich sind; dann ein auffallender, unerklärlicher Seegang und das Sinken des Barometers, dieses unschätzbaren und in den Tropen nie trügenden Instrumentes. In wenigen Stunden ändert sich darauf das Aussehen des Himmels, wie bei jedem anderen Sturme, bis die Cyclone beginnt. Von der schwereren, bedrohlichen Wolkenbank, die in der heissen Zone nicht selten den nahenden Orkan verkündet, haben wir schon wiederholt gesprochen; Piddington hat ausserdem verschiedene Fälle gesammelt, in denen vor Ausbruch des Sturmes der Himmel auffallend roth gefärbt war. Einige Male ist auch ein ungewöhnliches Schwanken der Sterne beobachtet worden, welches wir uns durch die aufsteigenden wärmeren Luftmassen erklären. Auch auf die Richtung und Geschwindigkeit der Wolken ist sorgfältig Acht zu geben; Wind, Wellen und das Aussehen des Himmels waren es ja,

wodurch die berühmten alten Weltumsegler mit bestem Erfolge sich vor den Stürmen warnen liessen, auch wüthen manchmal die Orkane eine Zeitlang in Wolkenhöhe, ehe sie an der Meeresfläche fühlbar werden. Dabei brauchen wir wohl kaum hervorzuheben, dass die ersten Anzeichen der Cyclonen unter verschiedenen Himmelsstrichen verschieden sind.

In einer Cyclone weht, wie wir wissen, am äusseren Rande nur eine starke Briese, weiter innen ein mässiger oder starker Sturmwind und in der Nähe des sturmfreien Centrums ein wüthender Orkan, gegen welchen Nichts Stand hält. Dieses schreckliche Centrum vermeiden zu lehren, ist eine Hauptaufgabe der Wissenschaft. Eine Verminderung des Abstandes um wenige Seemeilen kann die Gewalt des Windes ausserordentlich vergrössern, und dazu kommt die furchtbare Kreuz-See, das Durcheinanderlaufen mächtiger Wogen aus verschiedenen Richtungen, wodurch die Nähe dos Centrums erst recht gefährlich wird. Schon hieraus geht zur Genüge hervor, welche Wichtigkeit für einen Seemann, der sich von der Nähe einer Cyclone überzeugt hat, die obigen Regeln zur Bestimmung der Lage und Bewegung des Centrums besitzen. Es wäre Millionen werth, wenn wir auch dessen Entfernung durch ebenso einfache Regeln bestimmen könnten; aber in dieser Hinsicht bieten uns nur die Stärke von Wind und Wellen und die Schnelligkeit, mit welcher das Barometer gefallen ist, einige nothdürftige Anhaltspunkte. Bei der ungleichen Heftigkeit und Ausdehnung der Wirbelstürme ist auch leider keine Aussicht, dass jemals sichere Anhaltspunkte gewonnen werden.

Um das Centrum zu vermeiden, muss der Seemann nicht nur dessen augenblickliche Lage, sondern zugleich die Richtung und Geschwindigkeit kennen, mit welcher es fortrückt; er könnte sonst das Unglück haben, nach einer Stelle zu segeln, wohin gerade auch das Centrum fortschreitet. Für Westindien und den Nordatlantischen Ocean giebt uns über den gewöhnlichen Kurs der Cyclonen unsere Karte II ziemlich sichere Auskunft, obgleich selbst dort beachtenswerthe Ausnahmen vorkommen; weniger befriedigend sind die Karten III und IV. Und man vergesse nicht, dass in allen Meeren der heissen und gemässigten Zonen Wirbelstürme vorkommen, von deren Bahnen uns aber häufig gar nichts bekannt ist. Selbst auf dem scheinbar sturmfreien südöstlichen Theile des Indischen Oceans (Karte IV) hat Piddington Sturmkreise verzeichnet; aber da die Bewegungsrichtung dieser Cyclonen nicht ermittelt werden konnte, so haben wir sie weggelassen. Auf manchen Meeren, wie namentlich auf dem Chinesischen, durchkreuzen sich die Bahnen der Orkane oder Teifuns in regelloser Weise. Aus diesen Gründen ist es durchaus nothwendig, sich in jedem einzelnen Falle genügende Kenntniss von der Bahn des Centrums zu verschaffen. Wie aber ist Dieses einem einzelnen Schiffe möglich, noch dazu, wenn es selbst in Bewegung ist?

Man kann zunächst für verschiedene Zeitpunkte die Lage des Schiffes ziemlich genau auf der Seekarte angeben, da man den Kurs und die Geschwindigkeit desselben kennt. dieser Zeitpunkte verzeichne man ausserdem nach den oben aufgestellten Regeln die Richtung, in welcher das Centrum liegt, und nehme dessen Entfernung nach einer ungefähren Schätzung in dieser Richtung an, jedoch um so kleiner, je stärker der Wind ist und je tiefer das Barometer unter seinen gewöhnlichen Stand gesunken ist. Auf diese Weise erhält man nach und nach verschiedene, wenn auch nur annähernd richtige Lagen für das gefährliche Centrum, sowie die ungefähre Richtung und Geschwindigkeit seiner fortschreitenden Bewegung. Hat man z. B. Anfangs die Entfernung des Centrums zu 200 Seemeilen angenommen, und ist sodann das Barometer gefallen bei zunehmendem Sturmwinde, so ist mit gutem Grunde anzunehmen, dass das Centrum näher an das Schiff herangerückt ist; bleiben Wind und Barometerstand unverändert, so haben Schiff und Sturmcentrum wahrscheinlich gleichen Kurs und gleiche Geschwindigkeit. Absolute Genauigkeit kann man natürlich von derartigen Bestimmungen nicht verlangen, ist auch bei der sehr verschiedenen Stärke und Ausdehnung der Cyclonen nicht möglich. Jedenfalls aber genügt diese Methode, um zu erfahren, ob das Schiff auf der vorderen oder hinteren Hälfte, auf der rechten oder linken Seite des Wirbelsturmes sich befindet, und für jeden dieser Fälle ergeben sich die weiteren Regeln für die Lenkung des Schiffes fast von selbst.

Die Anwendung dieser Regeln hängt natürlich wesentlich davon ab, ob das Schiff genügenden Seeraum hat, sowie auch von seiner Seetüchtigkeit; und diese letztere wird nicht nur durch die Bauart des Schiffes, sondern auch durch den Grad seiner Beladung und durch die mehr oder weniger geschickte Stauung der Ladung bedingt. Manche Schiffe dürfen bei schwerem Wetter nicht wagen, zu lenssen, d. h. platt vor dem Winde zu laufen, während sie beigedreht ganz gut liegen. In dem Berichte der Arkona haben wir oben gelesen, dass diese Corvette wegen der Nähe des Landes nicht von der Kenntniss jener Regeln Gebrauch machen konnte, um so ohne Benutzung der Dampfkraft dem Teifun sich zu entziehen. Bei Anwendung der Regeln kommen noch andere Rücksichten in Betracht; namentlich will kein Capitain gerne Zeit verlieren oder sich von seinem eigentlichen Kurse weit entfernen. Aber die Hauptrücksicht muss immer die auf das Leben der Mannschaft und auf die Sicherheit von Schiff und Ladung sein und bleiben. Selbst bei Anfangs günstigem Winde ist der nächste Kurs in einem Wirbelsturme nicht immer der kürzeste und beste, und ein kurzer Aufenthalt oder ein kleiner Umweg zur rechten Zeit kann manchmal Schiff und Leute vom sicheren Verderben retten. Mit Recht fragt Piddington: "Was will eine gute Fahrt von wenigen Stunden bedeuten gegenüber dem Verluste einer einzigen Stenge?"

Wenn ein Schiff sich in der hinteren Hälfte einer Cyclone befindet, so darf es vor Allem nicht zu weit hineinlaufen; es muss nach derjenigen Seite zu kommen suchen, wo der Wind seinem Kurse günstig ist, und wenn dieses nicht angeht, muss es beilegen. Es kommt nicht selten vor, dass Schiffe von hinten in langsam fortschreitende Cyclonen hineinfahren; durch das tolle Durcheinander der Wogen, durch den gefährlichen Seegang, den der Wirbelsturm hinter sich zurücklässt, sollten sie sich rechtzeitig warnen lassen, ebenso durch die langen Rollwellen, welche vom Sturme manchmal auf grosse Entfernungen auch nach hinten gesandt werden.

Hat das Schiff den gleichen Kurs wie die Cyclone, und befindet es sich auf derjenigen Seite, wo der Wind ihm günstig ist, so ist dafür zu sorgen, dass es nicht vorausläuft und zu weit in die vordere Orkanhälfte geräth, und dass es nicht zu tief in die Mitte hineinsteuert. Herrscht dagegen der günstige Wind auf der anderen Seite und ist die vordere Hälfte der Cyclone zu passiren, so muss man sich vorher überzeugen, dass dazu noch Zeit ist; anderseits darf man dem Centrum nicht zu nahe kommen, wenn man auf der hinteren Hälfte hinüber geht. Auf beiden Seiten der Cyclone kann übrigens ein Schiff, welches etwas zu weit hineingerathen ist, in der Regel ein Wenig nach aussen halten oder auf ein paar Stunden beidrehen, um besseres Wetter zu bekommen.

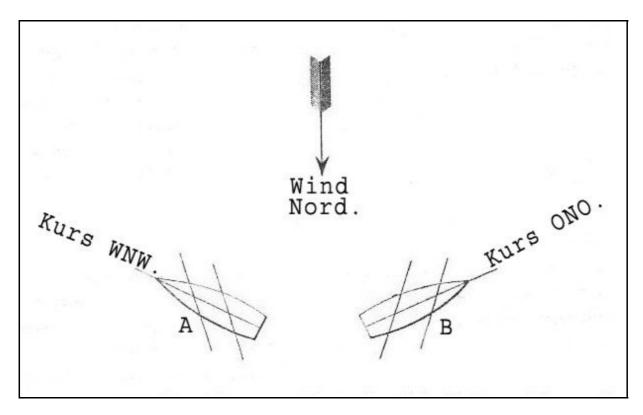
Befindet sich das Schiff vor einer Cyclone und ist es nicht schon zu spät, so kann es wenigstens dem allerschlimmsten, orkanartigen Theile aus dem Wege gehen, oder es muss, wenn es anders die See nicht halten kann, beidrehen. Wenn sich das sturmfreie Centrum gar nicht vermeiden lässt, so muss man das Schiff jedenfalls so zu drehen suchen, dass es den nachfolgenden Sturmwind nicht plötzlich von vorn bekommt; denn Das ist im Sturme bekanntlich sehr gefährlich.

Piddington, dem wir diese Regeln verdanken, hofft, dass das "Cyclonen-Segeln" in kurzer Zeit einen anerkannten Theil der Geschicklichkeit eines jeden guten Seemanns bilden werde. Er sagt u. A. ^{37c}): "Im südlichen Indischen Ocean sind die Wirbelstürme jetzt manchen Capitainen wohlbekannt, und dieselben machen capitale Fahrten nach Indien und Australien, indem sie nach ihnen aussehen; finden sie einen solchen geeignet, um zur Nordseite seiner Bahn hinüberzugehen, so halten sie sich auf dieser Seite, welche ihnen einen stetigen und steifen westlichen Wind giebt, jedoch in solcher Entfernung vom Centrum, dass sie sicher vor dem Winde laufen können. Das nennt man dann einen Cyclonen-Ritt (taking a ride upon a Cyclone)."

An einer anderen Stelle ^{37b}) giebt uns Piddington von solchem Cyclonenritt ein Beispiel. Nämlich Capitain Erskine, wohlbekannt mit den Gesetzen der Wirbelstürme, liess das von ihm befehligte Kriegsschiff Havannah mit gutem Vorbedacht fünf Tage lang von der Nordhälfte der Cyclone G unserer Karte IV vorwärts treiben. Indem er sich nördlich vom 39. Breitengrade hielt, legte er vom 17. bis zum 21. Juli 1848 nicht weniger als 1185 Seemeilen zurück, machte also nahezu acht Knoten durchschnittlich. Zu der Fahrt vom Cap der guten Hoffnung durch die Bass-Strasse nach Sidney brauchte er nur die ungewöhnlich kurze Zeit von 84 Tagen.

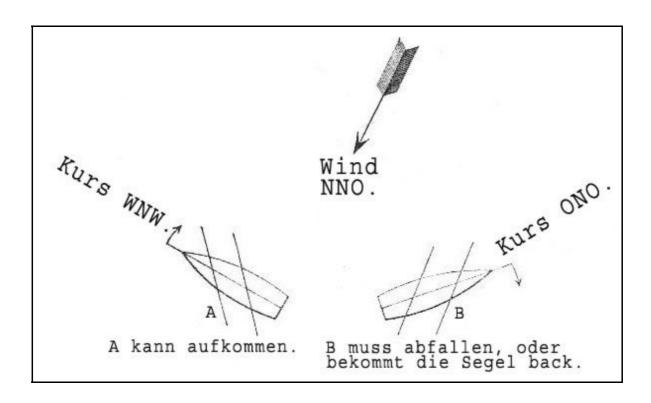
Als Capitain Erskine in der Nacht des 17. Juli auf anderthalb Stunden beidrehte, um das Sturmcentrum am Schiffe vorbeigehen zu lassen, stieg das Barometer sogleich; hernach hielt es sich eine Zeit lang auf gleicher Höhe, während er mit dem Sturme gleichen Schritt hielt, und schliesslich am 21. lief das Schiff der Cyclone voraus.

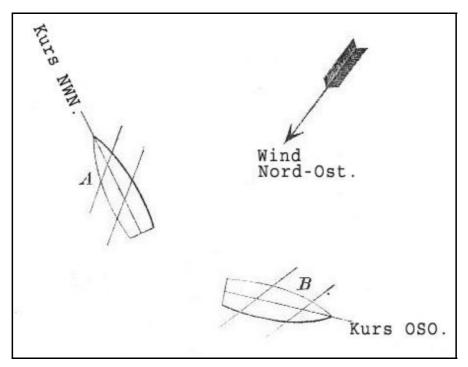
In heftigen Stürmen bleibt den Schiffen oft nichts Anderes übrig, als beizudrehen, d. h. sie legen sich mit scharf angebrassten Raaen so, dass der Wind sechs Strich (oder 67 ½ Grad) von vorn einkommt. Beigedreht liegen kann nun aber ein Schiff entweder "auf Steuerbordhalsen", so dass es den Wind von Steuerbord (rechts) hat, oder "auf Backbordhalsen", so dass es den Wind von Backbord (links) hat. Sind z. B. Wind und Seegang nördlich,



wie in vorstehender Figur, so liegt das Schiff *A*, welches sein Bugspriet nach WNW. kehrt, auf Steuerbordhalsen, und das Schiff *B* auf Backbordhalsen bei; oder *A* liegt nach Backbord über (liegt "über Backbord"), weil dieses seine Leh, d. h. niedrige Seite ist, und *B* liegt "über Steuerbord". Für den Seemann ist nun die Frage überaus wichtig, ob er auf Steuerbordhalsen wie *A*, oder auf Backbordhalsen wie *B* beidrehen soll, und schon unzählige gute Schliffe sind durch verkehrtes Beidrehen *zu* Grunde gerichtet worden. Es ist Reid's unsterbliches Verdienst, hierüber für die Wirbelstürme zuerst einfache Regeln aufgestellt und in leicht verständlicher Weise begründet zu haben.

Gesetzt nämlich, der anfängliche Nordwind laufe nach NNO. und NO. herum, so wird er für das Schiff *B* "schralen" und dasselbe muss nach O. und OSO. hin "abfallen"; für *A* dagegen wird der Wind "raumen", und dieses Schiff kann deshalb "luven" oder "aufkommen", so dass sein Kurs allmälig NW. und NNW. wird. Das Schiff A befindet sich dabei aus zwei sehr wesentlichen Gründen in einer besseren und gesicherteren Lage als *B*. Nämlich erstens kann *B*, wenn der Wind nicht allmälig sich dreht, sondern plötzlich umspringt, seine Segel back bekommen, d. h. der Wind kann von vorn in die Segel fallen, was bei Sturm eine sehr gefährliche Sache ist; und auch ohne Segel ist der Druck eines Orkanes auf Masten und Raaen stark genug, um ähnliche bedenkliche Verhältnisse zu erzeugen. Zweitens aber wird *B* den Seegang, welcher auch nach der Drehung des Windes noch längere Zeit aus Norden kommt, "dwars" von der Seite einbekommen und in Folge dessen schwere Seen überzunehmen geneigt sein, während *A* den Seegang bei weiterer Drehung immer mehr von vorn hat, was ganz sicher ist.





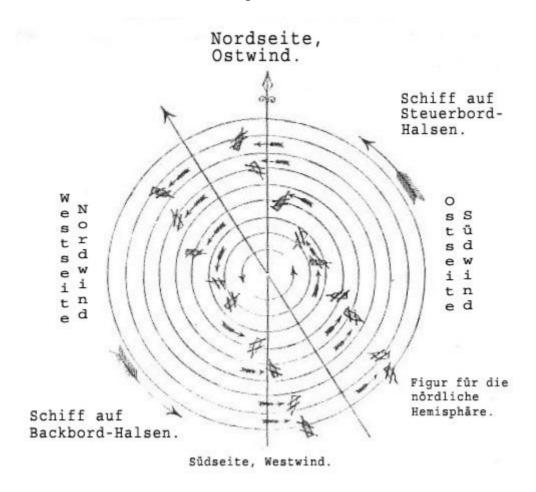
Seen von vorn schaden nicht viel; Sturzseen von der Seite dagegen können Alles zertrümmern und von Deck schwemmen. — Wenn der anfängliche Nordwind sich nach Westen hin drehte, so würde aus denselben Gründen A in einer gefährlicheren Lage als B sich befinden. (Für diese einfache Auseinandersetzung und namentlich auch für die darin vorkommenden seemännischen Ausdrücke bin ich meinem Freunde Dr. Romberg in Bremen zu bestem Danke verpflichtet.) Da wir nun wissen, dass in beiden Hemisphären die Windfahne sich im Sinne N.O.S.W. dreht, wenn die rechte Seite, und im Sinne N.W. S.O., wenn die linke Seite eines Wirbelsturmes über sie hinwegschreitet, so ergiebt sich von selbst die Richtigkeit des folgenden Satzes:

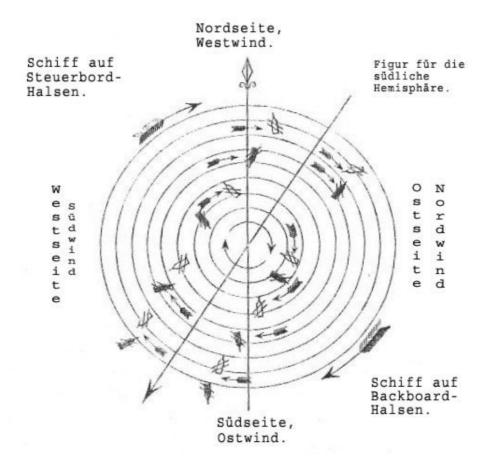
Wenn man in einem Wirbelsturme so beidrehen will, dass das Schiff bei der Drehung des Windes nicht abfällt, sondern im Luven bleibt, so gilt die Regel:

"Befindet man sich auf der rechten Seite der Sturmbahn, so hat man auf Steuerbordhalsen beizulegen; und befindet man sich auf der linken Seite der Sturmbahn, so hat man auf Backbordhalsen beizulegen." Dieses ist die schöne Regel von Reid, die allein, ganz abgesehen von seinen übrigen grossen Verdiensten, ihm den Dank der seefahrenden Nationen sichert.

Reid selbst erläutert seine Regel durch die gegenüberstehenden Figuren. Dieselben stellen die verschiedenen Lagen dar, in welche ein beigedrehtes Schiff allmälig kommt, wenn ein Wirbelsturm über dasselbe in der Richtung des langen, geraden Pfeiles hinweg -schreitet. Die schwarzen Schiffe sind richtig beigedreht, und bleiben, wie man sieht, im Luven; die weissen Schiffe dagegen fallen ab, weil sie verkehrt beigedreht sind.

Zugleich aber macht Reid ^{36b}) auf einen Umstand aufmerksam, welcher Abweichungen von seiner Regel nothwendig machen kann. Nämlich in der Figur für die nördliche Hemisphäre weisen auf der linken Seite, und in derjenigen für die südliche Erdhälfte weisen auf der rechten Seite der Cyclone die schwarzen Schiffe mit ihrem Bugspriet nach dem Sturmcentrum hin; wenn sie also vorwärts laufen, so nähern sie sich dem Centrum. Unter Umständen kann deshalb für das Beidrehen in Wirbelstürmen die allgemeine Regel den Vorzug verdienen, dass man nördlich vom Aequator auf Steuerbordhalsen und südlich vom Aequator auf Backbordhalsen beidreht. Wenn dann die Schiffe vorwärts schiessen, entfernen sie sich allmälig vom Sturmcentrum.

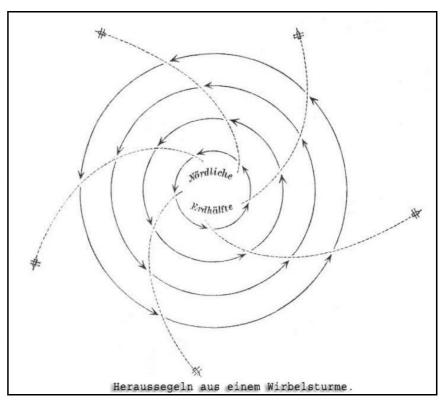




Ueberhaupt segelt ein Schiff aus einem Wirbelsturme heraus, wenn es in nördlichen Breiten

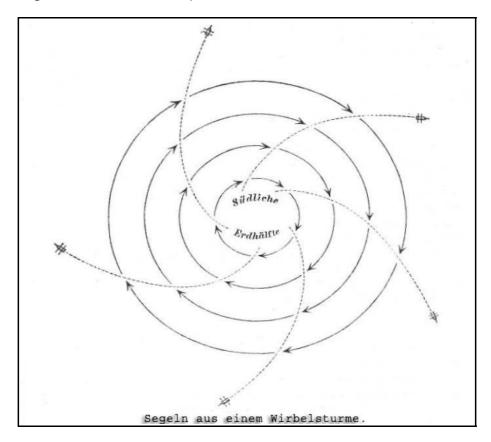
Sturmwind den von Steuerbord und in südlichen Breiten denselben von Backbord hat. Reid hat diese Regel, welche leichte eigentlich nur ein anderer Ausdruck unserer früheren Regel zur Bestimmung des ist, Centrums durch beistellende, für stationäre Cyclonen geltende Figuren erläutert. Leider stehen ihrer Anwenduna bei heftigem Sturm und hohem Seegange sehr häufig grosse Bedenken entgegen.

Und wenn von ihr Gebrauch gemacht wird, so ist Sorge zu tragen, dass das Schiff nicht in das sogenannte gefährliche Viertel des Wirbelsturmes und vor das vorwärts rückende Centrum geräth. Dieses

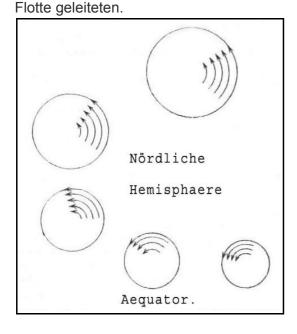


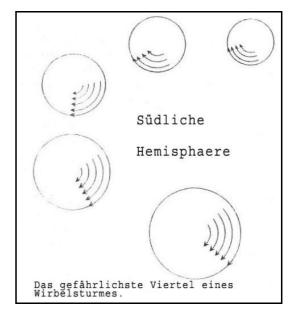
gefährliche Viertel liegt in den Cyclonen der nördlichen Erdhälfte vorne auf der rechten Seite, und in denjenigen der südlichen Erdhälfte vorne auf der linken Seite; es ist dasjenige Orkanviertel, in

welchem das Lenssen besonders riskant ist, weil daselbst ein platt vor dem Winde laufendes Schiff gerade vor das Centrum und auf die Bahn desselben gelangt. Zur Erläuterung möge das umstehende Diagramm dienen, in welchem die gefährlichen Viertel einer Cyclone, für verschiedene Lagen derselben auf ihrer parabolischen Bahn, schattirt sind.



Einen wahrhaft fürchterlichen Beleg für die Wichtigkeit der Reid'schen Regel bildet der denkwürdige Verlust nicht allein der Priesen, welche Rodney am 1. April 1782 gemacht hatte, sondern auch einer sehr grossen Anzahl von Kauffahrern und fast aller Kriegsschiffe, welche die





Am 16. September 1782 nämlich wurden die Britischen Kriegsschiffe Ramilies, Canada und Centaur, jedes von 74 Kanonen, ferner die Priesenschiffe Pallas und Ville de Paris von 110 Kanonen, Glorieux und Hector von 74, Ardent und Caton von 64 Kanonen jedes, sowie endlich eine Handelsflotte von 92 bis 93 Segeln von einem Wirbelstürme ereilt, welcher aus OSO. blies und rasch zunahm. Die Flotte bereitete sich vollständig vor auf schlechtes Wetter und drehte bei, jedoch leider auf Steuerbordhalsen, was verkehrt war; denn am 17. September um 2 Uhr früh bekam in etwa 42 ½ ° N. Br. und 48 ½ ° W. L. die ganze Flotte die Segel back, indem der Wind, offenbar mit schrecklicher Gewalt, plötzlich nach NNW. umsprang. Der Ramilies, des Admirals Graves Flaggenschiff, verlor von allen drei Masten die Stengen, nahm von hinten Sturzseeen über und war offenbar in Gefahr, mit dem Hintertheil voran zu Grund zu gehen; und der folgende Tag zeigte, dass vielen von den Kriegsschiffen und Kauffahrern eben so übel mitgespielt war, denn da waren "Nothsignale überall". Die Cyclone tobte noch länger aus NW., und verliess nicht eher die hülflose Flotte, als bis die sämmtlichen Kriegsschiffe mit Ausnahme des Canada gesunken oder aufgegeben und zerstört waren, zugleich aber ein so grosser Theil der Kauffahrtei-Schiffe, dass dieses für einen der allergrössten auf dem Meere vorgekommenen Unglücksfälle gehalten wird. Man schätzt allein die verunglückten Seeleute auf mehr als dreitausend Mann! Piddington ^{37b}) begleitet diese Schilderung mit folgenden Bemerkungen:

"Wenn auch allerdings sowohl die Kriegsschiffe als auch die Priesen in einem kläglichen Zustande sich befanden, so haben doch ohne Zweifel die schrecklichen Stösse, die Folgen des Verlustes von Masten, des Uebernehmens der Sturzseen von hinten und dergleichen mehr ihre Gefahr nicht wenig vergrössert; denn es wird berichtet, dass am Centaur der Admiral durch den Stoss aus seiner Hängematte geschleudert wurde! Wäre die Flotte mit dem OSO.-Winde nur einige fünfzig oder hundert Seemeilen nach Norden gesegelt, so würde das Centrum an ihr vorbei gegangen sein, ohne sie zu erreichen; und hätte sie auf Backbordhalsen beigedreht (denn sie befand sich auf der linken Seite der Sturmbahn), so würde sie einen gewöhnlichen Sturm bekommen haben, der für sie 'räumte', bis er schliesslich als WNW. oder als günstiger Wind endete."

Die Arbeiten von Redfield, Piddington, Reid und Thom ent-halten noch viele lehrreiche Beispiele von werthvollen Schiffen, die wegen Unkenntniss der in Wirbelstürmen herrschenden Gesetze zu Grunde gingen oder schwere Haverie erlitten, obgleich sie wahrscheinlich leicht hätten gerettet werden können. Aber erfreulicher dürfte es sein, wenn wir dieses Buch mit einigen Berichten tüchtiger Seeleute schliessen, welche die Natur der Cyclonen genau kannten und ihnen entweder aus dem Wege gingen oder sie zu raschen Fahrten benutzten. Wir geben zunächst einen Auszug aus einem an Redfield ³⁵P) gerichteten Briefe des Americanischen Commodore Rodgers. Derselbe lautet:

"Ich weiss nicht, ob meine Wetter-Notizen von Werth sind für den Teifun, welchen der Mississippi am 7. October 1854 durchmachte. Am 23. September vor diesem Teifun waren wir im Chinesischen Meere in 21° 44′ N. Br. und 119° 17′ O. L. Das Wetter war sehr drohend. Wir hielten nach Süden zu, und eine schwarze Wolke stand vor uns, lebhaft blitzend, mit sich kreuzendem, heftigem Seegang, mit schwerem Regen und plötzlichen Windstössen, die immer häufiger und stärker wurden. Ich erwog, dass wir eine Cyclone vor uns sahen, und dass wir ihrer Gewalt entgehen würden, wenn wir von ihr weg segelten. Wir hielten nordwärts; und bald stieg das Barometer und mässigte sich der Wind.

"Bei den Bonin-Inseln hatten wir am 28. October 1854 einen Teifun. Der Hafen von Port Lloyd wird vom Krater eines erloschenen Vulkanes gebildet; die Ufer erheben sich steil über das Wasser zu einer Höhe von etwa 1200 Fuss. Sie werden deshalb leicht begreifen, dass der Ankerplatz in hohem Grade vor der Wuth des Windes geschützt sein muss. Dennoch wehte es fürchterlich. Alle Blätter wurden von den Bäumen abgestreift, alle Vegetation wurde vernichtet und selbst die frischen Kartoffelpflanzungen in den geschützten Thälern wurden zerstört. Da ich zuerst nicht glauben konnte, dass der Wind sie zerstört habe, so schrieb ich ihr Welken und Schwarzwerden einer unsichtbaren electrischen Wirkung zu. (Auch auf den Nordsee-Inseln Sylt und Föhr erstirbt manchmal mitten im Sommer alles Laub in Folge der NW.-Stürme.)

Hernach kam ich zu dem Schlusse, dass der Wind ihre Saftgefässe verdreht und zerrissen, und so ihre Lebensfähigkeit vernichtet habe." (Das Barometer fiel und stieg während dieses Orkanes in 36 Stunden um 1.4 Zoll Engl.)

"Dieser Sturm war nicht so markirt, dass er deutliche Warnungszeichen von seiner Annäherung gegeben hätte. Am Abend vor dem Orkan brach die Brandung heftiger auf die Hafenmündung ein, als ich sie je gesehen hatte. Wären wir auf See gewesen, so zweifle ich kaum, dass wir von seinem Herannahen Kenntniss gehabt hätten. . .

"Am 9. November 1854 hatten wir in 28° 22' N. Br., 143° 45' O. L. einen Sturm, den ich für den äusseren Rand eines Teifun hielt. Wir liefen hinein, bis ich mich von seinem Character überzeugt hatte, und dann drehten wir das Schiff auf Steuerbordhalsen bei, indem wir von ihm ab hielten. Bald stieg das Barometer und besserte sich das Wetter. . .

"In dem von mir befehligten Dampfer John Hancock befanden wir uns am 20. Mai 1854 am Rande eines Teifun. Das Wetter war nicht arg, aber eigenthümlich waren die Seeen, welche zu scharfen Kegeln sich erhoben und nach allen Richtungen liefen. Ueberall schlugen sie an das Schiff, sowohl von der Leh- als auch von der Wetterseite. Den Officieren an Bord bemerkte ich, ich sei versichert, dass wir auf dem Rande eines Teifun seien; doch beunruhigte es mich nicht. Ich schloss, dass wir uns hinter demselben befänden, und dass wir unsere Entfernung von ihm vergrössern würden, wenn wir das Schiff von ihm weghielten.

"Wir steuerten in einer frischen Bö etwa fünfzehn Minuten lang abseits und nahmen dann wieder unseren Kurs auf; wir liefen mit günstigem Winde weiter. Ich äusserte den Wunsch, zu erfahren, wie es einem Fahrzeuge etwa ein- bis zweihundert Seemeilen nordöstlich von uns erginge. Diese Neugier wurde befriedigt durch den beifolgenden Auszug aus dem Tagebuch des Britischen Schiffes Harkura. — Teifuns sind selten in den Chinesischen Gewässern während des Maimonates: deshalb ist dieser nicht ohne Interesse."

An demselben Tage gerieth die Harkura, ein grosser schöner Ostindienfahrer, etwa 195 Seemeilen vorn John Hancock entfernt, unter 15° N. Br. und 112° 20' O. L in das Centrum des von Commodore Rodgers vermiedenen Teifun. Während der halbstündigen Windstille stand daselbst das Barometer nur auf 27 ½ Zoll Engl.; der Sturmwind, vorher NO., sprang am Ende der Windstille plötzlich nach NW. um, und drehte sich dann eine Stunde später nach W. und SW. Schwer beschädigt und unter Nothmasten langte das Schiff am 11. Juni wieder in Hongkong an, von wo es am 16. Mai 1854 ausgelaufen war. Hätte sein Capitain durch das erste Fallen seines Barometers, durch eine von ihm im SO. wahrgenommene schwere Wolkenbank und durch die, schon vor Ausbruch des Sturmes unregelmässige und hohe See sich warnen lassen, und aus der Windrichtung den Schluss gezogen, dass nahebei im SO. ein Teifun wüthe, so hätte er, wie Redfield nachweist, jeden Schaden vermeiden können. Statt dessen hielt er bei fortwährendem NO.-Wind und fallendem Barometer seinen Kurs fest, und steuerte, wie so manche Andere vor ihm, geradesweges in das Herz der Cyclone.

Ein Beispiel, wie die Wirbelstürme zu schnellen Fahrten benutzt werden können, überliefert uns Reid. 36b) Am 24. October 1842 ging das Centrum einer Cyclone von Osten nach Westen über Pondicherry hin, mit der nördlichen Seite Madras und mit der südlichen Nagore streifend. Die Lady Clifford, Capitain Miller, lag in Nagore vor Anker und war nach Madras bestimmt. Am 23. October war das Wetter schön, der Himmel klar und das Barometer stand auf 30".05; gegen Abend zog sich eine dicke Wolke in NO. zusammen und ein hohler Seegang begann aus jener Richtung. Um Mitternacht trat leichter Wind ein; derselbe drehte sich nach NW., während die Dünung aus NO. zunahm und der Himmel sich überzog bei fallendem Barometer. Bei Tagesanbruch am 24. fiel das Barometer noch immer, die dicke Wolkenbank im NO. wurde grösser und düsterer und der Seegang von dorther nahm noch mehr zu. Um 7 Uhr lichtete Capitain Miller die Anker und ging in See und zwar nach NO. hin.

So segelte er gegen den Sturm zu und kürzte seine Segel, je näher er ihm kam, bis "er gerade noch eben vor dem SW.-Wind steuern konnte mit dichtgerefften Marssegeln, beschlagenen Segeln und den Bramstengen auf Deck"; und geleitet von seinem Barometer und seiner genauen Kenntniss der Wirbelstürme ankerte er am 26. October, 6 Uhr Abends, auf der Rhede von Madras. Auf diese Weise segelte er um die östliche, hintere Hälfte der Cyclone herum, wobei der Wind sich von WNW. durch W. und S. nach SO. drehte. Diese Fahrt wurde zur Zeit des NO.-Monsuns ausgeführt, und unter gewöhnlichen Umständen wäre sie sehr langwierig gewesen. Reid weist bei dieser Gelegenheit auf die Vortheile hin, welche ein Schiff erzielen kann, wenn es bei dem Zusammentreffen mit Wirbelstürmen auf krummlinigen Kursen segelt.

Wir haben oben hervorgehoben, dass Abweichungen von Reid's Regel nöthig werden können, wenn man Gefahr läuft, in allzugrosse Nähe des Centrums getrieben zu werden. Wir finden bei Reid ^{36b}) selbst ein Beispiel hiefür in einem Teifun, welcher von Manila her, aus SO., über das Chinesische Meer hinwegschritt. Capitain Hall von der Bark Black Nymph giebt darüber den folgenden interessanten Bericht:

"Als wir nur noch drei oder vier Segeltage von Macao entfernt waren, bemerkte ich um Mittag einen höchst seltsamen und ungewöhnlichen Hof um die Sonne. Der andere Tag begann mit leichten Windstössen, ebenem Wasser aber starkem Kräuseln desselben. Der Nachmittag war merkwürdig schön; als ich aber meine Augen auf das Barometer warf, sah ich, dass es seit Mittag beträchtlich gefallen war. Zuerst dachte ich, es habe sich Jemand damit zu thun gemacht; doch als ich nach einer halben Stunde wieder nachsah, überzeugte ich mich, dass es rasch falle. Noch schien das Wetter sehr schön und es dünkte mich sonderbar; aber ich war geneigt, meinem alten Freunde zu trauen, welcher durch zeitige Warnungen mir früher manches Segel und manche Stenge gerettet und mich oft in den Stand gesetzt hatte, über eine übel aussehende Nacht wegzukommen. Bei dieser Gelegenheit zeigte er sich des Vertrauens würdig, und ich würde es zu bedauern gehabt haben, wenn ich seine Warnung nicht beachtet und nur dem äussern Schein vertraut hätte." Als deshalb um 3 Uhr das Barometer noch immer fiel, liess Capitain Hall trotz des fortdauernd schönen Wetters das Schiff auf einen schweren Sturm vorbereiten.

"Ich kann wohl sagen, dass meine Theerjacken alle diese Vorkehrungen an einem schönen Nachmittag für eine spasshafte Arbeit hielten, und einige von ihnen schauten wettermässig herum, um den Grund zu errathen; aber in wenigen Stunden wurden die ungläubigsten von der Klugheit der Vorbereitungen überzeugt. Stille folgte dem Lärmen, und als das Barometer noch fiel, so sagte ich mir: "Jetzt kommt wirklich einer dieser Teifuns"; und da ich früher diesem Gegenstande einige Aufmerksamkeit geschenkt hatte, so sah ich seiner Ankunft mit einer Mischung von Besorgniss und Neugier entgegen.

"Gegen Abend bemerkte ich eine Wolkenbank in SO. Die Nacht brach ein, und das Wasser blieb glatt; aber der Himmel sah wild aus, indem fliegende Wolken aus NO. kamen; der Wind war Nord. Mit grossem Interesse wartete ich auf den Beginn des Sturmes, welcher, wie ich jetzt mich versichert fühlte, herankam; die Richtigkeit der Theorie vorausgesetzt, musste er meine Lage hinsichtlich seines Centrums angeben.

"Jene Bank in SO. muss das näher rückende Meteor gewesen sein, die fliegenden Sturmwolken aus NO. sein äusserer nordwestlicher Theil; und als Nachts ein starker Sturmwind aus N. oder NNW. kam, war ich sicher, dass wir uns an seinem südwestlichen Rande befanden. Er nahm schnell an Heftigkeit zu, aber ich freute mich zu sehen, dass der Wind sich nach NW. drehte; denn dieses überzeugte mich, dass ich das Schiff richtig beigedreht hatte, nämlich auf Steuerbordhalsen, so dass es sein Bugspriet nach SW. kehrte.

"Von 10 Uhr Morgens bis 3 Uhr Nachmittags wehte es mit grosser Heftigkeit, aber das gut vorbereitete Schiff ritt verhältnissmässig leicht. Das Barometer stand jetzt sehr tief, der Wind war ungefähr WNW., da das Sturmcentrum ohne Zweifel nördlich an uns vorbeiging; wir hätten demselben sehr nahe kommen können, wenn wir Anfangs das Schiff auf Backbordhalsen beigelegt und nach NO. gegen das Centrum hin gedreht hätten, anstatt auf Steuerbordhalsen nach SW., der entgegengesetzten Richtung.

"Um 5 Uhr Nachmittags Wind WSW. merklich abnehmend und Barometer steigend. Um 6 frischer, steifer Wind, wir setzten Segel auf, damit das Schiff nicht schlingere; sehr hohe See, gegen Mitternacht gemässigter Sturm. Da der Wind jetzt SW. bis SSW. geworden war, so fiel das Schiff ab nach SO. Ich hielt es für schade, so weit aus unserem Kurse zu liegen, drehte deshalb nach SW. und setzte Segel auf; aber in weniger als zwei Stunden kamen schwere Böen und das Barometer begann wieder zu fallen. Natürlich dachte ich jetzt, wir näherten uns wieder dem Sturme; und ohne Zweifel ist die Theorie keine blosse Speculation. Ich hielt wieder nach SO. zu; und um noch deutlicher zu zeigen, welch' grossen Unterschied eine kleine Strecke ausmacht, die man mehr oder weniger von diesen Stürmen entfernt ist, so besserte sich das Wetter schnell. Der nächste Morgen war schön und gemässigt, und der Wind wurde SO. bei schwerem, westlichen Seegang. Bis zum Nachmittag sah es im Westen düster und wild aus, was mir ein neuer Beweis dafür schien, dass dort das Meteor sich befinde, welches uns Tags zuvor in SO. erschienen und dessen Kurs von SO. nach NW. ein wenig nördlich von unserer Position vorbeigegangen war.

"Als wir zwei oder drei Tage später in Hongkong ankamen, erfuhren wir, dass sie dort einen Sturm, jedoch keinen sehr heftigen gehabt hatten. Augenscheinlich war der Sturm von geringer Ausdehnung, und sein Centrum lag zwischen dem Schiff und Hongkong; und ich hätte das Vergnügen haben können, durch dieses Centrum zu fahren, wenn ich ohne Rücksicht auf die barometrischen Anzeichen und auf die Ergebnisse der wissenschaftlichen Vergleichung von Angaben über andere Stürme nur darauf erpicht gewesen wäre, auf Backbordhalsen, welche meinem Kurse am nächsten waren, beizudrehen, mit dem Bugspriet nach NO. anstatt nach SW."

Wir hätten gerne und mit Freuden diesen Englischen Berichten über die Vermeidung und Benutzung von Cyclonen ähnliche Deutsche angeschlossen; aber leider existiren solche unseres Wissens nicht, oder vielmehr sie sind wohl in den Schiffs-Journalen vergraben. Es ist traurig und eine wahre Schande, wie äusserst wenig unsere Handelsflotte, diese drittgrösste der Welt, welche gerade in den berüchtigten Chinesischen Gewässern eine so hervorragende Stellung einnimmt, bisher zur Kenntniss der Wirbelstürme beigetragen hat! Möchten doch unsere gebildeten Schiffs-Capitaine, sowie die sehr dabei interessirten Rheder nicht länger hinter denjenigen anderer Nationen zurückstehen, sondern ihre Erfahrungen über die Wirbelstürme und die bezüglichen Stellen ihrer Tagebücher zum allgemeinen Nutzen und Frommen der Oeffentlichkeit übergeben! Wenn dieses Buch zur Sicherheit unserer Seeleute und der Deutschen Handelsschiffe vielleicht ein Weniges beitragen sollte, so wäre die Erfüllung dieses Wunsches der beste Dank dafür.

Anhang.

Die Rechnungen, auf welchen unsere Entwickelungen zum Theil beruhen, und zu deren Ausführung wir jetzt übergehen wollen, haben wir deshalb in die allgemeineren Betrachtungen nicht eingeflochten, weil wir sonst deren Gang hätten unterbrechen müssen, und weil diese Rechnungen Mancherlei enthalten, was vielleicht an sich, nicht aber in Bezug auf Wirbelstürme und Wettersäulen von Interesse ist. Aus ähnlichen Gründen sondern wir sie in drei Gruppen und untersuchen zunächst:

1. Die Ausdehnung der atmosphärischen Luft bei der Wolkenbildung. Regnault hat bekanntlich durch mehr als hundert Versuche bewiesen, dass die specifische Wärme der Luft bei constantem Druck innerhalb sehr weiter Grenzen unabhängig ist von Temperatur und Spannung. Hieraus und aus dem Mariotte'schen Gesetz lässt sich der folgende sehr allgemeine Satz ableiten:

Wird einer beliebigen Luftmenge ohne Aenderung der Spannung eine Wärmeeinheit zugeführt, so dehnt sich die Luft aus und verrichtet dabei eine äussere Arbeit von 123,15 Meter-Kilogrammen, wie gross auch anfänglich ihr Volumen und die Spannung und Temperatur ihrer einzelnen Theile sein mögen. Hier und im Folgenden sind als Masseinheiten Kilogramm, Meter und Centesimalgrad zu Grunde gelegt.

Sei t die Temperatur, p die Spannung, k das Gewicht und kv das Volumen der gegebenen Luftmenge, so dass v das Volumen der Gewichtseinheit bezeichnet; dann ist nach Mariotte's und Gay-Lussac's Gesetz:

1)
$$p.kv = kR (a + t),$$

indem a = 273 und R = 29,272. Wird nun bei constantem Druck p die Wärmemenge W gleichmässig über jene k Kilogramme vertheilt, so steigt die Temperatur der Luft um $k \cdot c$ Grade, wenn c = 0,2377 die specifische Wärme bezeichnet.

Das neue, dieser Temperatur $t+\frac{W}{k\,c}$ entsprechende Luftvolum k . v1 ergiebt sich nach 1) aus der Gleichung:

$$p.kv_1 = kR\left(a + t + \frac{W}{kc}\right).$$

Und wenn 1) von dieser Gleichung subtrahirt wird, so folgt:

2)
$$p \cdot (kv_1 - kv) = \frac{R}{c} \cdot W = 123,15 W.$$

Da nun p den constanten Druck und $(kv_1 - kv)$ die Volumen-Zunahme der Luftmenge bezeichnet, so ist p . $(kv_1 - kv)$ die bei der Ausdehnung verrichtete äussere Arbeit. Dieselbe ist der zugeführten Wärme W proportional, und gleich 123,15, wie oben behauptet wurde, wenn W = 1 ist.

Die einschränkenden Bestimmungen, dass alle Theile der Luftmenge anfangs gleiche Temperatur und Spannung haben, und dass W gleichmässig über die Luftmenge vertheilt werde, dürfen wir jetzt fallen lassen. Denn nach dem eben Bewiesenen verrichtet jeder einzelne Theil der Luftmenge eine äussere Arbeit, welche der ihm zugeführten Wärme proportional ist. Die Arbeit der ganzen Luftmenge ist also wieder = 123,15 W, wenn auch W ungleichmässig vertheilt wird. Also wird keine neue äussere Arbeit verrichtet, wenn W sich nachträglich gleichmässig in der Luftmenge verbreitet: die letztere behält ihr einmal erlangtes Volumen, unabhängig von der Vertheilung ihrer inneren Wärme. Hieraus folgt der Satz:

Wenn beliebige Mengen trockener Luft von gleicher Spannung und ungleicher Temperatur sich mischen, so ändert sich bei der Temperatur-Ausgleichung ihr G e s a mmt - V o I u m e n n i c ht.

Jetzt lässt sich ohne grosse Mühe die Ausdehnung berechnen, welche durch die Condensation einer beliebigen Dampfmenge in tritt vielfach ein, wenn zwei mit Wasserdampf gemischte Luftmengen von ungleicher Temperatur einander durchdringen, und namentlich bei der Wolken- und Nebelbildung. Sei beispielsweise 10 Grad die Temperatur, bei welcher die Condensation eintritt. Dann wird der Luft eine Wärmemenge von etwa 599,9 Einheiten mitgetheilt, wenn ein Kilogramm Wasserdampf sich verdichtet; denn so viel beträgt nach Regnault die Verdampfungswärme desselben. Die sich ausdehnende Luft verrichtet deshalb nach Gleichung 2) die äussere Arbeit:

Die Ausdehnung beträgt daher bei der Spannung $p = 10336^{kil.}$ oder bei einer Atmosphäre:

$$\frac{73877,7}{10336} = 7,147$$
 Cubikmeter.

Sie beträgt 7,147 n Cubikmeter bei dem Druck von $\frac{1}{n}$ Atmosphäre.

Da aber in diesem Falle das specifische Gewicht der Luft nur den n^{ten} Theil ausmacht von dem bei einer Atmosphäre Spannung ihr zukommenden, so ist offenbar das Gewicht der 7,147 n Cubikmeter unabhängig vom Luftdruck. Das Gewicht der Luft, welche bei *der* Condensation von 1^{kil.} atmosphärischen Wasserdampfes (von 10°) durch die verursachte Ausdehnung verdrängt wird, beträgt daher:

7,147 . 1,29319 .
$$\frac{273}{283}$$
 = 8,916 Kilogramm,

weil nach Regnault ein Cubikmeter Luft bei 0° und bei einer Atmosphäre Spannung 1,29319 Kilogramm wiegt. — Auf ähnliche Weise sind in der unten folgenden Tabelle I auch die übrigen Ziffern der fünften Spalte berechnet, worden.

Diese Ausdehnung der Luft ist aber nicht die wirklich eintretende. Sie wird vielmehr vermindert durch die gleichzeitige Contraction, welche bei dem Ausscheiden des Wasserdampfes in Folge der Spannungsverminderung stattfindet. Die Grösse dieser Contraction nimmt auch unabhängig von der gleichzeitigen Ausdehnung ein gewisses Interesse in Anspruch. Wenn nämlich von der Erdoberfläche Wasserdampf in die Atmosphäre eindringt, so übernimmt derselbe einen Theil der atmosphärischen Spannung und veranlasst daher eine Expansion der Luft, welche der bei seiner Ausscheidung eintretenden Contraction gleichkommt. Wie die Rechnung ergeben wird, nimmt je ein Kilogramm Wasserdampf in der Atmosphäre die Stelle ein von etwa 1,62 Kil. Luft, so dass folgt:

Bei gleicher Temperatur und Spannung ist feuchte Luft specifisch leichter als trockene. So z. B. zeigt eine leichte Rechnung, dass bei 1 Atmosphäre Spannung feuchte Luft von 20° nicht mehr wiegt, als trockene von 22°,6 und vielleicht verdient dieser Satz bei der Theorie der Landund Seewinde Berücksichtigung.

Bei 10° ist das Volumen von einem Kilogramm gesättigten Wasserdampfes = 107,79 Cubikmeter, die Spannung = 0,01206 Atmosphären. Wird also in 107,79 Cubikmetern feuchter atmosphärischer Luft sämmtlicher Wasserdampf, d. h. 1^{kil.}, bei 10° condensirt, jedoch ohne dass der Luft die freigewordene Wärme zugeführt wird, so vermindert sich die Spannung der Luft um 0,01206 Atm., oder vielmehr ihr Volumen um:

wenn der Luftdruck eine Atmosphäre beträgt. Die Volumverkleinerung beträgt 1,300 n Cubikmeter, wenn der Luftdruck nur $^{1}/_{n}$ Atmosphäre ausmacht. Immer aber ist das Gewicht der bei dieser Contraction angesogenen Luft gleich

Scheidet aus dem k fachen Luftvolum von 107,79 k Cubikmeter ein Kilogr. Wasserdampf aus, so vermindert sich die Luftspannung um 0,01206 / $_k$ Atmosphären innerhalb jenes Raumes. Denn bei niedrigen Temperaturen, wie hier, findet das Mariotte'sche Gesetz auf den Wasserdampf unbedenklich Anwendung. Die Contraction

$^{0.01206}/_{k}$. 107.79 k ist also wieder = 1,300 Cubikmeter, wie oben.

Ueberhaupt erhalten wir aus Tabelle I die Contraction für je ein Kilogramm ausscheidenden Wasserdampfes dem Volumen nach, wenn wir irgend einen Werth aus der zweiten Spalte mit der zugehörigen Zahl der vierten Spalte multipliciren. Da aber diese Volumina nur für den Luftdruck von einer Atmosphäre gelten, so haben wir vorgezogen, unter 6 in der Tabelle die entsprechenden Gewichte der angesogenen Luft aufzuführen.

Die wirkliche Ausdehnung der atmosphärischen Luft bei der Verdichtung von einem Kil. Wasserdampf ist in Tabelle I unter 7 angegeben, und zwar wieder durch das Gewicht der verdrängten Luft. Sie nimmt, wie man sieht, ab mit der Temperatur, und lässt sich bis zur ersten Decimalstelle genau darstellen durch

7,7 - 0,04 t Kilogramm.

Das Volumen der verdrängten Luft wird bis zur dritten Decimale genau dargestellt durch 5,972 — 0,0126 t Cubikmeter, wenn der Luftdruck eine Atmosphäre beträgt.

Tabelle I.

1.	cinem K	lie Condens von ilogramm g Vasserdamp	esättigten	rsacht folgende Volumänderungen in atmosph. Luft, ausgedrückt durch das Gw. der angesogenen od. verdrängten Luft.				
	2.	3.	4.	5.	6.	7.	8.	
Temperatur	Volumen	Ver- dampfungs- wärme	Spannung	Expansion durch Wärme- zuführung	Contraction durch Spannings- verlust	Differenz der Expansion und Contraction (5)—(6)	Verhältniss der Expansion zur Contraction (5):(6)	
(Cels.)	(CubM.)	(Calorien)	(in Atm.)	(Kilegr.)	(Kilogr.)	(Kilogr.)	39	
-100	447,6	614,1	0,0027	9,82	1,62	8,20	6,05	
- 50	300,4	610,5	0,0041	9,58	1,62	7,96	5,91	
00	207,36	607,0	0,00605	9,35	1,62	7,73	5,76	
50	148,61	603,5	0,00860	9,13	1,62	7,51	5,63	
100	107,79	599,9	0,01206	8,92	1,62	7,29	5,50	
150	79,12	596,4	0,01672	8,71	1,62	7,09	5,37	
20^{0}	58,70	592,8	0,02288	8,51	1,62	6,89	5,26	
250	44,03	589,3	0,03099	8,32	1,62	6,70	5,14	
30^{0}	33,37	585,8	0,04151	8,13	1,61	6,52	5,04	
350	25,54	582,2	0,05503	7,95	1,61	6,34	4,93	

Die Spalte 8 der Tabelle beweist, dass bei der Condensation des atmosphärischen Wasserdampfes die Contraction der Luft durch Spannungsverlust kaum ein Fünftel beträgt von der Expansion durch die frei gewordene Wärme.

Die Zahlen der 7. Spalte wollen wir noch benutzen zur Lösung einer meteorologischen Frage: bis zu welchem Grade nämlich die Schwankungen des Barometers der Condensation und dem Ausscheiden des atmosphärischen Wasserdampfes zuzuschreiben seien. Wir denken uns aus der Atmosphäre eine lothrechte Säule von einem Quadratmeter Grundfläche ausgesondert. In dieser Säule möge ein Kilogramm Wasser als Regen herabstürzen, so dass die Regenhöhe ein Millimeter beträgt. Die Luft dehnt sich dabei bedeutend aus, und wenn ihre Temperatur an der Condensationsstelle z. B. 10 Grad beträgt, so entweichen wegen dieser Expansion 7,3 Kil. Luft entweder seitwärts oder nach oben hin, wo sie an der Grenze der Atmosphäre nach den Seiten abfliessen kann. Das Gewicht der Luftsäule, welches durchschnittlich 10336 Kilogramm beträgt, hat also abgenommen um 8,3 Kil., den niedergeschlagenen Wasserdampf eingerechnet. Die durchschnittliche Barometerhöhe von 760^{mm} muss sich also vermindert haben um

8,3.760/10336 = 0,61 Millimeter,

also um $^3/_{_5}$ der Regenhöhe. Das macht auf einen Zoll Regen etwa sieben Linien Fall im Barometerstande.

Natürlich giebt unsere Rechnung nur das Maximum der Barometerschwankung, welches in Wirklichkeit bei Weitem nicht erreicht wird. Denn die verdrängte Luft wird nicht sofort ab-fliessen können, und zudem an der Erdoberfläche durch seitlich heranströmende kältere Luft grösstentheils ersetzt. Aber dennoch wirft auch diese Rechnung vielleicht einiges Licht auf die geringe Höhe des Barometerstandes, welche regelmässig bei den regenreichen Drehstürmen beobachtet wird.

2. Das Spannungsgesetz feuchter Luft, welche sich ohne äusserliche Zuführung oder Entziehung von Wärme allmälig ausdehnt.

Wenn in Υ Kil. atmosphärischer Luft von der Temperatur t, und der Spannung p eine Vergrösserung der Temperatur um dt und der Spannung um dp hervorgebracht werden soll, während die Luft stets einem äusseren Drucke ausgesetzt ist, der ihrer Spannung p gleichkommt, so muss dieser Luftmasse die Wärmemenge

3)
$$\gamma \cdot dQ_1 = \gamma c \cdot dt - \gamma \frac{AR(a+t)}{p} \cdot dp$$

zugeführt werden (vergl. Clausius, Abhandlungen über die mechanische Wärmetheorie, Braunschweig 1864, pag. 290; oder Zeuner, Grundzüge der mechan. Wärmetheorie, 1. Aufl., pag. 43). Hierin ist

$$A = {}^{1}I_{424}$$
, und wie oben c = 0,2377; R = 29,272; a = 273.

Wird ebenso in einem Gemisch von m Kil. Wasserdampf und M-m Kil. Wasser die Temperatur t um dt erhöht, während der Dampf stets gesättigt bleibt und das Volumen der Mischung nur unendlich wenig sich ändert, so muss dieser Mischung die Wärmemenge

$$dQ_2 = Mc_2 \cdot dt + (a+t) \cdot d\left(\frac{mr}{a+t}\right)$$

zugeführt werden. (Vergl. Zeuner a. a. 0., pag. 105, Gl. V., und Clausius a. a. 0., pag. 174, Anm.) Hierin ist c2 = 1,0024 die specifische und r = 607 - 0,708 t die sogenannte Verdampfungswärme des Wassers. Befinden sich die Luftmasse γ und das Gemisch M von Wasser und Dampf in demselben Raume, so muss diesem also die Wärmemenge

$$\gamma \cdot dQ_1 + dQ_2 = (\gamma c + Mc_2) dt - \gamma \frac{AR(a+t)}{p} dp + (a+t) d \frac{mr}{a+t}$$

zugeführt werden, damit die angegebenen Aenderungen eintreten. Für das Verhalten der mit Wasser und Dampf geschwängerten Luft ergiebt sich daher unter der Voraussetzung, dass ihr Wärme weder zugeführt noch entzogen werde (oder dass Υ . dQ_1 + dQ_2 = 0 sei), folgende Gleichung:

$$0 = (\gamma c + Mc_2) \frac{dt}{a+t} - \gamma AR \frac{dp}{p} + d \left(\frac{mr}{a+t} \right).$$

Durch Integration folgt hieraus, wenn t $_0$, p $_0$, m $_0$ und r $_0$ die anfänglichen Werthe von t, p, m und r bezeichnen:

$$0 = (\gamma c + Mc_2) \cdot \lg nat \frac{a+t}{a+t_0} - \gamma AR \lg nat \frac{p}{p_0} + \frac{mr}{a+t} - \frac{m_0 r_0}{a+t_0}.$$

Dividiren wir mit $\sqrt[n]{AR}$. log nat (10) und schaffen wir log p/p_0 auf die linke Seite der Gleichung, so ergiebt sich:

$$\log \ brigg \ \frac{p}{p_0} = \frac{c + \frac{M}{\gamma} c_2}{AR} \ . \ lg. \ br. \ \frac{a + t}{a + t_0} - \frac{m_0 r_0 - mr \frac{a + t_0}{a + t}}{\gamma AR \ . \ log \ nat \ (10) \ . \ (a + t_0)}.$$

Wir wollen nun annehmen, dass das ursprüngliche, der Temperatur t₀ und der Spannung p₀ entsprechende Volumen der 7 Kilogr. Luft ein Cubikmeter sei. Da bei 0° und bei 1 Atmosphäre oder 10336 Kil. Spannung ein Cubikmeter Luft 1,2932 Kil. wiegt, so ist dann nach Mar. und Gay-Lussac's Gesetz:

$$\gamma = 1,2932 \cdot \frac{a}{a + t_0} \cdot n,$$

wenn der Kürze wegen $p^0/p_{10336} = n$ gesetzt wird. Es bedeutet also n den Luftdruck in Atmosphären, welchem das Luftquantum γ anfänglich ausgesetzt war. Ferner wollen wir annehmen, dass die Luft anfänglich zwar mit Wasserdampf sei gesättigt gewesen, nicht aber ausser dem Dampf noch tropfbares Wasser enthalten habe, dass also

$$M - m_0 = 0$$
 oder $M = m_0$

sei. Dann ist also M oder mo das Gewicht von einem Cubikmeter gesättigten Wasserdampfes bei der Temperatur to. Möge m' dieselbe Grösse für die Endtemperatur t bezeichnen, bei welcher ja die Spannung der γ Kil. Luft = p und folglich (nach Mariotte) ihr Volumen gleich $\frac{p_0}{p} \cdot \frac{a+t}{a+t_0}$

$$\frac{p_0}{p} \cdot \frac{a+t}{a+t_0}$$

Cub.-Meter ist. Die Gesammtsumme m des Wasserdampfes, welche bei dieser Temperatur t und Spannung p noch in der Luftmenge 7, M und m und durch Einführung der Zahlenwerthe für die Constanten geht nun die Spannungsgleichung in folgende über:

$$\log \operatorname{brigg} \frac{p}{p_0} = -\left(3,44304 + 11,4516 \cdot \frac{273 + t_0}{273} \cdot \frac{m_0}{n}\right) \cdot \log \operatorname{brigg} \frac{a + t_0}{a + t} - \frac{0,017878}{n} \cdot \left(m_0 r_0 - m'r \cdot \frac{p_0}{p}\right).$$

Nehmen wir für die anfängliche Temperatur to der Mischung und für die schliessliche t, sowie für die anfängliche Spannung $p_0 = 10336$. n bestimmte Werthe an, so erhalten wir für p_0 eine transcendente Gleichung, aus welcher diese Grösse leicht berechnet werden kann. Denn die Gewichte mo und m' des gesättigten Wasserdampfes, welcher bei resp. to und t Grad in einem Cubikmeter enthalten sein kann, ergeben sich aus den Tabellen, welche Zeuner u. A. berechnet haben; und für r haben wir schon oben die Gleichung r = 607 – 0,708 t angegeben. Doch ist wohl zu beachten, dass die Formel nur dann gültig ist, wenn die Endtemperatur t kleiner ist als die anfängliche to, weil sonst der Dampf nicht im gesättigten Zustande bleibt.

Beispielsweise erhalten wir für t_0 = 20, t = 0 und p = 10336 oder n = 1 Atm. die Gleichung:

$$\log brigg \frac{p}{p_0} = -0.29167 + 0.05192$$
 . $\frac{p_0}{p}$,

wenn wir den Tabellen gemäss setzen:

$$m0 = 0.0170$$
; $m' = 0.0048$; $r0 = 592.84$; $r = 607.00$.

Durch Probiren finde ich leicht p/p0 = 0,620. Ferner folgt aus

$$m = m' \cdot \frac{p_0}{p} \cdot \frac{a+t}{a+t_0}$$

für m der Werth 0,0072 Kil., und somit wird

$$m_0 - m = 0.0098$$
 und $\frac{m_0 - m}{m_0} = 0.58$.

Das Resultat dieser Rechnung ist also: Wenn sich ein Cubikmeter mit Wasserdampf gesättigter Luft, deren Anfangsspannung eine Atmosphäre und deren Anfangstemperatur 20° Cels. beträgt, allmälig ausdehnt ohne äusserliche Zuführung oder Entziehung von Wärme, bis ihre Temperatur auf 0° gesunken ist, so nimmt ihre Spannung bis auf 0,620 Atmosphären ab, und es verdichten sich 0,0098 Kilogr. oder 58 Procent ihres Wasserdampfes. Unter denselben Umständen würde nach Poissons Gesetz die Spannung trockener Luft nur bis auf 0,980 Atmosph. gesunken sein. Diese Ergebnisse der Rechnung werden sich durch Versuche leicht prüfen lassen, und derartige Versuche dürften für die Theorie des Wasserdampfes deshalb besonders wünschenswerth und wichtig sein, weil feuchte Luft sich zum Experimentiren wahrscheinlich weit besser eignet, als reiner Wasserdampf.

Auf diese Weise sind die Hauptziffern der Tabelle II berechnet worden, die wir jetzt erklären wollen.

Tabelle II.										
	300	200	100	. 00	- 100	- 200				
annower.	=	0,990	0,980	0,970	0,960	0,949				
300		0,745	0,563	0,431	0,334	0,273				
		0,765	0,579	0,434	0,322	0,236	ε = 8			
	0,990		0,990	0,980	0,969	0,958				
200	0,686		0,781	0,620	0.498	0,416	,			
	0,691		0,801	0,636	0,501	0,380	$\epsilon = 6.4$			
	0,980	0,990	Ì	0,990	0,979	0,968	= 15			
100	0,470	0,722		0,811	0,666	0,564				
	0,472	0,732		0,820	0,668	0,540	$\epsilon = 5,5$			
	0,970	0,980	0,990		0,989	0,978	1			
00	0,321	0,525	0,760		0,833	0,710				
	0,318	0,529	0,763		0,845	0,710	$\epsilon = 4.5$			
	0,960	0,969	0,979	0,989	1	0,989				
100	0,217	0,385	0,585	0,793		0,857				
	0,211	0,378	0,584	0,799		0,856	$\varepsilon = 4.0$			
	0,949	0,958	0,968	0,978	0,989					
500	0,162	0,304	0,477	0,659	0,841					
	0,138	0,267	0,440	0,634	0,840					
Park (code, id.)	ε=11	ε = 9	$\epsilon = 7,33$	ε == 6	$\epsilon = 4,49$					

Von dieser Tabelle ist die eine dreieckige Hälfte rechts oben unter der Annahme berechnet, dass die Spannung p₀, welche die Luft bei dem Sättigungspunkte ihres Wasserdampfes besitzt, 10336 Kilogr. oder eine Atmosphäre betrage; für die andere dreieckige Hälfte links unten ist diese Anfangsspannung zu 5168 Kilogr. oder einer halben Atmosphäre angenommen worden. An den Spitzen der Horizontal. und der Vertikalspalten stehen die Temperaturen, welche zu Anfang und zu Ende der Expansion herrschen, und zwar gilt die höhere dieser beiden Temperaturen für den Anfang der Expansion. Für den Theil der Tabelle rechts oben, für welchen die Anfangsspur eine Atmosphäre beträgt, steht deshalb die Anfangstemperatur an der Spitze einer Horizontalspalte; für den anderen Theil links unten, für welchen die Anfangsspannung eine halbe Atmosphäre ist, steht die Anfangstemperatur an der Spitze einer Vertikalspalte. An der Kreuzungsstelle je einer horizontalen mit einer vertikalen Spalte befinden sich drei Ziffern, von denen die mittlere das Verhältniss ^p/_{p0} angiebt, oder die Endspannung p rechts oben in Atmosphären und links unten in halben Atmosphären ausdrückt. Die oberste Ziffer jeder Kreuzungsstelle giebt des Vergleiches wegen an, auf welchen Theil der anfänglichen Spannung der Luftdruck bei der Expansion sinken würde, wenn die Luft nicht feucht, sondern trocken wäre. Z.B.: Dehnt feuchte Luft von einer (resp. einer halben) Atmosphäre Spannung sich aus, bis ihre Anfangstemperatur von 30° sich auf 0° vermindert hat, so sinkt gleichzeitig die Spannung auf 0,431 Atm. (resp. 0,321 halbe Atm.). Unter denselben Umständen würde dagegen die Spannung trockener Luft nur bis auf 0,970 Atmosphären (resp. 0,970 halbe Atm.) sich vermindern.

Die unterste Ziffer jeder Kreuzungsstelle giebt, wie man bemerken wird, die Spannungsabnahme bei der Expansion feuchter Luft näherungsweise an; denn die untersten Ziffern unterscheiden sich nur wenig von den mittleren. Wir sind durch folgende Betrachtung zu diesen Näherungsziffern gelangt.

Dehnt sich ein Kilogramm feuchter Luft ohne Wärmezufuhr unendlich wenig aus, so ändert sich ihre Temperatur um die (negative) Grösse dt. Zugleich schlägt sich unendlich wenig Wasserdampf nieder und giebt seine Verdampfungswärme ab an die Luft. Wir können diese Verdampfungswärme der Temperaturänderung dt proportional, und also weil sie positiv ist, gleich - w . dt setzen. Die Luft dehnt sich dann so aus, als würde ihr bei jeder Temperaturänderung dt von aussen die Wärmemenge - w . dt zugeführt. Zufolge der oben angebenen Gleichung 3) erhalten wir daher für ihr Spannungsgesetz (da γ = 1) die Gleichung:

oder
$$-\omega\cdot dt=c\,dt-\frac{AR(a+t)}{p}\cdot d\,p$$

$$\frac{d\,p}{p}=\frac{c+\omega}{AR}\cdot\frac{d\,t}{a+t}.$$

Die Grösse w wird vor Allem abhängen von der Menge des tropfbaren oder flüssigen Wassers, welches in der Luft enthalten ist, und kann, wenn diese constant bleibt, nur noch mit der Temperatur sich ändern. Wenn sich w, wie anzunehmen ist, nur sehr wenig mit der Temperatur ändert, so darf man näherungsweise w constant setzen. Obige Gleichung ist dann leicht zu integriren und wir finden:

4)
$$\frac{p}{p_0} = \left(\frac{a+t}{a+t_0}\right)^{\varepsilon}, \text{ wenn } \varepsilon = \frac{c+\omega}{AR}.$$

Von der Grösse sind für die verschiedenen Anfangstemperaturen (von welchen der Dampfgehalt der Luft wesentlich abhängt, weil sie dem Sättigungspunkte entsprechen) Werthe berechnet, mit deren Hülfe die untersten Zahlen an jeder Kreuzungsstelle unserer Tabelle gefunden sind. So z.B. ist das Spannungsgesetz feuchter Luft, die bei 1 Atmosphäre Spannung und bei 30° Celsius ihren Sättigungspunkt erreicht und sich dann ohne äusserliche Wärmezufuhr ausdehnt, näherungsweise:

$$\frac{p}{p_0} = \left(\frac{a+t}{a+t_0}\right)^8$$
 für $p_0 = 10336$ kH. und $t_0 = 30^0$;

und feuchte Luft, die bei ½ Atm. Spannung und 10° Cels. ihren Sättigungspunkt erreicht, dehnt sich ohne äusserliche Wärmezuführung näherungsweise aus nach dem Gesetz:

$$\frac{p}{p_0} = \left(\frac{a+t}{a+t_0}\right)^{7,33}$$
 für $p_0 = 5168$ kil. und $t_0 = 10^0$.

Wie man bemerken wird, sind die Werthe von € am Ende der Spalten angegeben, zu welchen sie gehören.

4) $\frac{p}{p_0} = \left(\frac{a+t}{a+t_0}\right)^{c+\omega} AR$

Die Gleichung P0 hat nun offenbar ganz die Form der Poisson'schen Spannungsgleichung für trockene Luft. Denn letztere folgt sogar aus 4), wenn w = 0 gesetzt wird. Die Anwesenheit des Wasserdampfes in der Luft hat also dieselbe Wirkung, welche eine Vergrösserung der specifischen Wärme c der Luft hervorbringen würde. Auch ist diese Wirkung des Wasserdampfes zufolge unserer Tabelle desto grösser, je kleiner der Luftdruck p_0 und je grösser die Temperatur p_0 und je grösser die Temperatur p_0 und 10 ab. Damit sind unsere p_0 und 10 ab. Damit sind unsere

früheren Behauptungen über das Verhalten feuchter Luft bei der Ausdehnung bewiesen.

3. Der labile Gleichgewichtszustand in der Atmosphäre.

Sei in der Höhe x über der Erdoberfläche p die Spannung, v das Volumen der Gewichtseinheit (1 Kil.) und t die Temperatur der atmosphärischen Luft. Dann findet nach Mariotte und Gay-Lussac die Gleichung statt:

5)
$$pv = R \cdot (a + t)$$
,

indem R = 29,272 und a = 273. Der Höhe x + dx entspricht eine geringere Spannung p + dp, weil das Gewicht der über einem Quadratmeter Grundfläche befindlichen Luftsäule abgenommen hat um $^{1}/_{v}$ dx. Denn v ist das Volumen der Gewichtseinheit und daher $^{1}/_{v}$ das Gewicht der Volumeneinheit. Also folgt:

 $-dp = \frac{1}{v} \cdot dx,$

oder wegen Gleichung 5):

$$-\frac{dp}{p} = \frac{dx}{R(a+t)}$$

Ist die Temperatur der Luft überall dieselbe, also t unabhängig von x, und bezeichnet p0 die Spannung der Luft in der Höhe h, so folgt aus 6) durch Integration die bekannte, bei barometrischen Höhenmessungen benutzte Gleichung:

$$\log nat \, \frac{p_0}{p} = \frac{x-h}{R(a+t)}.$$

Wir wollen aber, den Beobachtungen besser entsprechend, die Temperatur der Luft als nach oben hin abnehmend voraussetzen. Wir bezeichnen dieselbe in der Höhe h mit t0 und das entsprechende Volumen der Gewichtseinheit mit v0, so dass auch die Gleichung p0 . v0 = R (a + t0) gilt. Ferner wollen wir annehmen, dass zwischen den Höhen h und x, von denen h < x sei, die Temperatur gleichmässig von t0 bis t abnehme. Diese Voraussetzung ist auch in der wirklichen Atmosphäre jedenfalls zulässig, wenn die Differenz x-h nur klein genug gewählt wird.

Die Temperaturabnahme betrage 🔻 Grade für je 100 Meter lothrechter Erhebung. Dann folgt:

8)
$$t_0-t=\tau\cdot\frac{w-h}{100},$$
 und hieraus:
$$d\,x=-100\,.\,\frac{d\,t}{\tau}.$$

Die Gleichung 6) nimmt daher die Form an:

$$\frac{d\,p}{p} = \frac{100}{R\,\tau} \cdot \frac{d\,t}{a+t},$$

woraus sich durch Integration ergiebt:

9)
$$\log \frac{p_0}{p} = \frac{100}{R_{\tau}} \cdot \log \frac{a + t_0}{a + t}$$
.

Da nach der Gleichung 8) $\frac{100}{\tau} = \frac{x-h}{t_0-t}$ ist, so erhalten wir beiläufig für die Höhendifferenz den Ausdruck:

$$x - h = R(t_0 - t) \cdot \frac{\log \frac{p_0}{p}}{\log \frac{a + t_0}{a + t}},$$

also einen wesentlich anderen als den aus 7) sich ergebenden:

$$x - h = R (a + t) \cdot log \ nat \frac{p_0}{p}$$
.

Nach der ersteren dieser beiden Formeln berechnet sich aus den Saussure'schen Barometer- und Thermometer-Beobachtungen beispielsweise die Montblanc-Höhe zu 4437 Metern; aus der letzteren zu 4431 Metern, so dass die Temperaturabnahme in der Atmosphäre auf barometrische Höhenmessungen keinen nennenswerthen Einfluss äussert.

Für unsere Zwecke bringen wir Gleichung 9) auf die Form:

$$(\frac{p_0}{p})^{\frac{R\tau}{100}} = \frac{a+t_0}{a+t},$$

und multipliciren diese mit der Mar. und Gay-Lussac'schen Gleichung:

$$\left(\frac{pv}{p_0 v_0}\right)^{R\tau}_{100} = \left(\frac{a+t}{a+t_0}\right)^{R\tau}_{100}.$$

Dann ergiebt sich:

$$\left(\frac{v}{v_0}\right)^{\frac{R\tau}{100}} = \left(\frac{a+t}{a+t_0}\right)^{\frac{R\tau}{100}-1}.$$

Da $t_0 > t$ angenommen wurde wegen h < x Gleichung 8) so ist $v_0 > v$ wenn

$$\frac{R\tau}{100}$$
 — 1 positiv oder $>$ 0, und $v_0 < v$, wenn $\frac{R\tau}{100}$ — 1

negativ oder < 0 ist. Die Luft ist also unten in der Höhe h stärker ausgedehnt und daher specifisch leichter als oben in der Höhe x, wenn $\tau > \frac{100}{R} \text{ oder } \frac{100}{29,272} ,$

d.h. wenn die Temperatur für je 100 Meter vertikaler Erhebung um mehr als $^{100}/_{29,272}$ oder 3.42 Grad Celsius abnimmt. Die Luft ist unten schwerer als oben, wenn ihre Temperatur für je 100 m Erhebung um weniger als 3°,42 sinkt.

Bringen wir ferner aus der Höhe h eine beliebige Luftmenge ohne äusserliche Zuführung oder Entziehung von Wärme in die Höhe x, so sinkt ihre Spannung p0 auf p. Gleichzeitig nimmt wegen der Ausdehung ihre Temperatur t0 ab. Die neue niedrigere Temperatur, die wir mit t' bezeichnen wollen, ergiebt sich aus Poisson's Gleichung:

sich aus Poisson's Gleichung: $\frac{p_0}{p} = \left(\frac{a+t_0}{a+t'}\right)^{\epsilon},$

in welcher $\epsilon = \frac{c}{AR} = 424$. $\frac{0,2377}{29,272} = 3,443$

ist, wenn die Luft trocken, dagegen nach Tabelle II sehr verschiedene Werthe hat, je nach dem Wasserdampfgehalt, wenn die Luft feucht ist. Nach Gleichung 10) ist aber auch

 $\frac{p_0}{p} = \left(\frac{a+t_0}{a+t}\right)^{\frac{100}{R\tau}}, \\ \left(\frac{a+t_0}{a+t'}\right)^{\varepsilon} = \left(\frac{a+t_0}{a+t}\right)^{\frac{100}{R\tau}};$

oder durch Multiplication mit

so dass folgt:

 $\left(\frac{a+t}{a+t_0}\right)^{\epsilon}$:

 $\left(\frac{a+t}{a+t'}\right)^{\varepsilon} = \left(\frac{a+t}{a+t_0}\right)^{\varepsilon} - \frac{100}{R\tau}.$

Da t0 > t ist, so muss auch t′ > t sein, wenn $\epsilon - \frac{100}{R\,\tau} \quad \text{positiv oder} \quad \tau > \frac{100}{R\,\epsilon} \quad \text{ist t′ < t,}$ wenn $\tau < \frac{100}{R\,\epsilon}.$

Ist die Luft trocken, so ergiebt sich also der Satz: Die von unten heraufgebrachte Luftmenge ist wärmer und daher specifisch leichter als ihre neue Umgebung, sie steigt also noch weiter in die Höhe, wenn die Temperaturabnahme der Atmosphäre für je 100 Meter lothrechter Erhebung mehr beträgt als 100/29,272.3,443 oder 0,993 Grad Celsius; sie ist kälter, und sinkt daher zu ihrer früheren Lage zurück, wenn die Temperaturabnahme für je 100 m kleiner ist als 0,993 Grad. Im ersteren Falle ist der Gleichgewichtszustand der Atmosphäre ein labiler, im zweiten ein stabiler; er ist ein indifferenter, wenn die genannte Temperaturabnahme gleich 0,993 Grad ist. - Uebrigens ergeben sich für trockene Luft dieselben Resultate, wenn eine beliebige Luftmenge aus ihrer Gleichgewichtslage nach abwärts bewegt wird, statt aufwärts.

Ist die aus der Höhe h in die Höhe x gebrachte Luftmenge mit Wasserdampf gesättigt, so erhalten wir für s verschiedene Werthe je nach der Temperatur t_0 und Spannung p_0 , welche die Luft bei ihrem Sättigungspunkte in der Höhe h besass.

Demnach wird auch die Temperaturabnahme

$$\tau = \frac{100}{R \, \epsilon},$$

bei welcher Luft im indifferenten Gleichgewichte sich befindet, verschieden ausfallen. Für die verschiedenen Werthe von s und erhalten wir folgende 2 Tabellen (vergl. Tab. II):

Für
$$p_0 = 10336^{\text{kfl.}} = 1 \text{ Atmosphäre},$$
und $t_0 = -10^0 \begin{vmatrix} 0^0 & 10^0 & 20^0 & 30^0 \end{vmatrix}$
folgt $\begin{cases} \varepsilon = 4,0 & 4,5 & 5,5 & 6,4 & 8 \\ \tau = 0,85 & 0,76 & 0,62 & 0,53 & 0,43 \end{cases}$
Für $p_0 = 5168^{\text{kfl.}} = \frac{1}{2} \text{ Atmosphäre},$
und $t_0 = -10^0 \begin{vmatrix} 0^0 & 10^0 & 20^0 & 30^0 \end{vmatrix}$
folgt $\begin{cases} \varepsilon = 4,49 & 6,0 & 7,33 & 9,0 & 11,0 \\ \tau = 0,76 & 0,57 & 0,47 & 0,38 & 0,31 \end{cases}$

Ist beispielsweise irgendwo in der Atmosphäre die Temperatur 10° und die Spannung eine (resp. eine halbe) Atmosphäre, so befindet sich dort vorhandene, mit Wasserdampf gesättigte Luft im labilen Gleichgewicht, wenn die Temperaturabnahme für je 100m lothrechter Erhebung mehr beträgt als 0,62 (resp. 0,47) Grad Celsius. Diese Tabellen beweisen unsere früheren Behauptungen, dass mit Feuchtigkeit gesättigte Luft um so leichter in der Atmosphäre emporsteigt, je niedriger ihre Spannung und je höher ihre Temperatur ist. Denn die zum Aufsteigen erforderliche Temperaturabnahme τ ist kleiner für hohe als für niedrige Anfangstemperaturen t_0 , und kleiner für $p_0 = \frac{1}{2}$ Atmosph. als für $p_0 = 1$ Atmosph. Spannung.

Bei Aufstellung der Tabelle II, aus welcher die Werthe von τ abgeleitet sind, haben wir angenommen, dass die expandirende feuchte Luft auch den condensirten Wasserdampf behalte in Form tropfbaren Wassers, dass also ihr Gehalt au Feuchtigkeit constant bleibe. Diese Annahme wird auch für feuchte aufsteigende Luftmassen zulässig sein; denn dieselben lassen ihren condensirten Wasserdampf keineswegs sofort als Regen fallen, sondern sie reissen ihn als Nebel mit sich fort, wie bei Wasserhosen deutlich zu er kennen ist.

Ferner nahmen wir an, dass die Temperatur der Atmosphäre nach oben hin gleichmässig abnehme. Ist dieses nicht der Fall, so darf die Temperaturabnahme gleichwohl nirgends mehr betragen, als die Werthe von t für trockene oder feuchte Luft angeben, wenn nicht das atmosphärische Gleichgewicht ein labiles sein soll.

Wenn leuchte Luft in so kalte Luftregionen emporgerissen wird, dass der mitgeführte Nebel und die sich bildenden Wassertropfen gefrieren, so wird auch die Schmelzwärme des entstehenden Eises frei und vergrössert den Auftrieb der Luft. Von den älteren Erklärern der Hagelbildung ist diese Thatsache garnicht berücksichtigt worden; sonst hätten dieselben wohl nicht die seltsame Hypothese aufgestellt, dass die Regentropfen durch electrische Kräfte oder auch durch Wirbelwinde mit horizontalen Axen zwischen ungleich hohen Wolken oftmals auf und nieder geschleudert würden, während sie zu Hagel gefrieren. Nach unserer Ansicht lassen auch die Hagelwetter sich durch aufsteigende Luftströme ganz befriedigend erklären.

Wir werden gleich sehen, dass sich mit Hülfe der oben aufgestellten Gleichungen auch die Geschwindigkeit der Luft im vertikalen Strom ohne grosse Mühe berechnen lässt. Im aufsteigenden Strome ist die Geschwindigkeitszunahme nach oben hin nicht beträchtlich im Vergleich zu der bedeutenden Anfangsgeschwindigkeit, mit welcher bei Wettersäulen und Wasserhosen in der Regel die unteren Luftmassen in den Kanal eintreten. Weil nun die aufsteigende Luft sich allmälig ausdehnt, so wird der Strom nach oben hin breiter werden müssen, und besonders dort wird sein Querschnitt sehr bedeutend werden, wo seine Geschwindigkeit (etwa weil die Lufttemperatur nicht mehr rasch genug abnimmt nach oben hin) wieder kleiner wird und die aufsteigende Luft allmälig zur Ruhe kommt. Wirklich ist oft bei Wettersäulen und namentlich bei Wasserhosen die Beobachtung gemacht worden, dass die im aufsteigenden Strom sich bildende Nebelmasse nach oben hin immer grössere Querschnitte annimmt, so dass sie häufig als blosser conischer Ansatz der Wolken erscheint.

4. Die Geschwindigkeit im aufsteigenden Luftstrome.

Sind die horizontalen Dimensionen eines aufsteigenden Luftstromes nicht allzu gross, so kann innerhalb desselben der Luftdruck p in der Höhe x über der Erdoberfläche gleich demjenigen der durchbrochenen, ruhenden Luft in derselben Höhe angenommen werden. Eine Druckdifferenz kann nur durch die Centrifugalkraft hervorgerufen werden, wenn nämlich der aufsteigende Strom heftig um seine Axe wirbelt; aber selbst in den grössten Americanischen Tornados tritt, wie wir wissen, diese Wirbelbewegung sehr zurück gegen die übrigen Bewegungen der Luft. Weil nun die Temperaturen (t', t) und folglich auch die specifischen Volumina (v', v) der aufsteigenden und der sie umgebenden ruhenden Luft in der Höhe x verschieden sind, so wird die aufsteigende Luft in ihrer Bewegung beschleunigt oder verzögert, je nachdem v' > v oder v' < v ist. Wir wollen ihre mit der Höhe x veränderliche Geschwindigkeit V berechnen, indem wir zunächst für ihre Beschleunigung V. dV eine Gleichung aufstellen; dabei werde die Secunde als Zeiteinheit

angenommen und mit g = 9m,81 die Erdacceleration bezeichnet.

Da v' das Volumen von einem Kilogramm der aufsteigenden Luft in der Höhe x bezeichnet, so ist das Gewicht der im Raumelement d S enthaltenen aufsteigenden Luft. Diesem Gleichgewichte wirkt der Auftrieb entgegen, welcher dem Gewichte der verdrängten ruhenden Luft gleichkommt. Die Masse ${}^{\rm dS}/_{\rm gv'}$ der in der d S enthaltenen Luft wird demnach durch die Kraft $\left(\frac{1}{v}-\frac{1}{v'}\right)dS$

$$\left(\frac{1}{v} - \frac{1}{v'}\right) dS$$

in ihrer aufsteigenden Bewegung beschleunigt, so dass wir für die Beschleunigung mit Berücksichtigung der Gleichung (8) folgenden Ausdruck erhalten:

11)
$$\frac{V \cdot dV}{dx} \text{ oder } -\frac{\tau}{100} \cdot \frac{V \cdot dV}{dt} = g\left(\frac{v'}{v} - 1\right).$$

Um nun den Quotienten '/ , durch die Temperatur t der ruhenden Luft auszudrücken, vereinigen wir die für letztere geltende Gleichung 10) und die Poisson'sche, welche für die aufsteigende Luft gilt, zu der folgenden Doppelgleichung:

12)
$$\frac{p_0}{p} = \left(\frac{a+t_0}{a+t}\right)^{\frac{100}{R\tau}} = \left(\frac{a+t_0}{a+t'}\right)^{\epsilon}.$$

Aus derselben ergiebt sich durch eine leichte Umformung:

$$\frac{a+t'}{a+t} = \left(\frac{a+t}{a+t_0}\right)^{\frac{100}{\epsilon R\tau}-1}.$$

Dividiren wir anderseits die beiden Mariotte- und Gay-Lussac'schen Gleichungen:

$$\frac{p \, v}{p_0 \, v_0} = \frac{a+t}{a+t_0} \text{ und } \frac{p \, v'}{p_0 \, v_0} = \frac{a+t'}{a+t_0}$$

in einander, so erhalten wir:

13)
$$\frac{v'}{v} = \frac{a+t'}{a+t} \text{ und folglich } \frac{v'}{v} = \left(\frac{a+t}{a+t_0}\right)^{\frac{100}{\epsilon R\tau}-1}$$

Der Doppelgleichung 12) und ebenso den Gleichungen 13) liegt übrigens die Voraussetzung zu Grunde, dass die aufsteigende Luft anfänglich in der Höhe h sich befand, und zwar unter der Temperatur to der daselbst in Ruhe verbliebenen Luftschichten.

Aus 11) und 13) ergiebt sich sofort:

$$\frac{V \cdot dV}{dt} = -\frac{100g}{\tau} \left(\frac{a+t}{a+t_0} \right)^{\frac{100}{\epsilon R\tau} + \frac{100g}{\tau}},$$

und hieraus durch Integration:

$$\frac{1}{2} V^2 = \text{Const.} - g \varepsilon R \left(a + t_0 \right) \left(\frac{a+t}{a+t_0} \right) \frac{100}{\varepsilon R \tau} + \frac{100g}{\tau} t.$$

Bezeichnen wir mit V0 die nach aufwärts gerichtete Geschwindigkeit des Luftstromes in der Höhe h, wo zugleich $t = t_0$ wird, so lässt sich die Integrations-Constante leicht bestimmen, und wir erhalten:

14)
$$V^2 = V_0^2 - 2g\varepsilon R (a + t_0) \left[\left(\frac{a+t}{a+t_0} \right)^{\frac{100}{\varepsilon R\tau}} - 1 \right] + 2 \cdot \frac{100g}{\tau} (t-t_0).$$

Diese Gleichung lässt sich aber wesentlich vereinfachen, wenn wir

$$\left(\frac{a+t}{a+t_0}\right)^{\frac{100}{\epsilon R\tau}}$$
 oder $\left(1-\frac{t_0-t}{a+t_0}\right)^{\frac{100}{\epsilon R\tau}}$

nach dem binomischen Lehrsatze entwickeln, und die dritten und höheren Potenzen des Bruches

$$\frac{t_0-t}{a+t_0}$$

welcher wegen a = 273 und t0 - t < t0 sehr klein ist, vernachlässigen; sie verwandelt sich dann in folgende:

$$V^{2} = V_{0}^{2} + \frac{100 g}{\tau} \cdot \left(1 - \frac{100}{\epsilon R \tau}\right) \cdot \frac{(t_{0} - t)^{2}}{a + t_{0}}.$$

Setzen wir hierin aus Gleichung 8):

$$t_0 - t = \tau \cdot \frac{x - h}{100},$$

so erhalten wir für V2 den sehr einfachen Ausdruck:

15)
$$V^2 = V_0^2 + K \cdot (x - h)^2$$
, worin $K = \frac{g}{a + t_0} \cdot \frac{\epsilon R \tau - 100}{100 \epsilon R}$.

Wäre z.B. V0 = 0, so würde die Geschwindigkeit V im aufsteigenden Luftstrome für K > 0 proportional mit der zurückgelegten Höhe x - h wachsen, so lange die atmosphärische Temperaturabnahme \mathcal{T} für je 100 m Erhebung constant bleibt; überhaupt aber nimmt V mit der Höhe x - h zu oder ab, je nachdem K positiv oder negativ, je nachdem also

$$\varepsilon R \tau > \text{oder} < 100$$

ist, und wir finden so ein früheres Ergebniss wieder.

Um die Grösse des Coefficienten K besser beurtheilen zu können, nehmen wir beispielsweise τ = 0.95 an, so dass die atmosphärische Luft, falls sie trocken wäre, im stabilen Gleichgewichte sich befinden müsste. Die aufsteigenden unteren Luftschichten seien aber mit Wasserdampf gesättigt, und der Exponent ϵ der Spannungsgleichung 12) werde der anfänglichen Spannung p_0 und Temperatur t_0 dieser Luftschichten entsprechend angenommen. Wir erhalten dann folgende Tabelle für K:

Für
$$\tau = 0.95$$
; $p_0 = 10336^{\text{kil.}} = 1 \text{ Atmosphäre}$,
$$t_0 = -10^0 \begin{vmatrix} 0^0 & 10^0 & 20^0 & 30^0 \text{ Cels.} \\ \text{und } \varepsilon = 4.0 & 4.5 & 5.5 & 6.4 & 8 \end{vmatrix}$$
 wird $1000 \sqrt{K} = 5.98 \begin{vmatrix} 8.28 & 10.68 & 11.80 & 13.01. \end{vmatrix}$ Dagegen für $\tau = 0.95$; $p_0 = 5168^{\text{kil.}} = \frac{1}{2} \text{ Atmosphäre}$,
$$t_0 = -10^0 \begin{vmatrix} 0^0 & 10^0 & 20^0 & 30^0 \text{ Cels.} \\ \text{und } \varepsilon = 4.49 & 6.0 & 7.33 & 9.0 & 11.0 \end{vmatrix}$$
 wird $1000 \sqrt{K} = 8.40 \begin{vmatrix} 11.69 & 12.95 & 13.82 & 14.39. \end{vmatrix}$

Der Coefficient K fällt also bei diesen Annahmen zwar positiv, aber sehr klein aus, nämlich höchstens $= \left(\frac{14,4}{1000}\right)^2 = \frac{207}{1000000}.$

Wäre die Anfangsgeschwindigkeit V_0 der aufsteigenden Luft gleich Null so würde ihre Geschwindigkeit für je 1000 Meter Höhe, die sie zurücklegt, genau um 1000 $V\overline{K}$ Meter wachsen, also z.B. um 13 Meter, wenn p_0 = 10336 kil. und t_0 = 30° ist. In Wirklichkeit aber ist die Anfangsgeschwindigkeit V_0 , mit welcher die unteren Luftmassen in den aufsteigenden Strom der Wettersäulen und Landtornados eintreten, viel grösser, als $V\overline{K}$: (x-h); in vielen Fällen war sie eine orkanartige und kann = 40 bis 50 Meter per Secunde angenommen werden. So lange K positiv und K $(x-h)^2 < V^2/_0$ ist, kann V bis auf ein Achtzehntel genau aus der Formel:

$$V = V_0 + \frac{V\overline{K}}{3}(x - h)$$

berechnet werden; die Geschwindigkeitszunahme für je 1000 Meter Höhe beträgt alsdann nur etwa $1000.V\overline{K}$ Meter.

Bezeichnen wir mit T die Zeit, welche die aufsteigende Luft gebraucht, um von der Höhe h zu der Höhe x zu gelangen, und setzen wir demgemäss V. dT = d x, so ergiebt sich aus 15) die Differentialgleichung:

$$d \ T = \frac{d \, x}{V \, V_0^2 + K \, (x - h)^2}.$$

Integriren wir rechts zwischen den Grenzen h und x, so erhalten wir für T zwei ganz verschiedene Ausdrücke, je nachdem K positiv = $+ k^2$ oder negativ = $- k^2$ ist. Indem wir jedesmal die Gleichung 15) hinzufügen, bekommen wir die folgenden beiden Systeme zusammengehöriger Gleichungen:

$$\begin{cases} T = \frac{1}{k} \cdot \log nat \frac{k(x-h) + V}{V_0} \text{ und } V^2 = V_0^2 + k^2(x-h)^2, \\ \text{wenn } k^2 = \frac{g}{a+t_0} \cdot \frac{\varepsilon R\tau - 100}{100 \varepsilon R} = + K \text{ gesetzt wird;} \end{cases}$$

$$\begin{cases} T = \frac{1}{k} \cdot \arcsin \frac{k(x-h)}{V_0} \text{ und } V^2 = V_0^2 - k^2(x-h)^2, \\ \text{wenn } k^2 = \frac{g}{a+t_0} \cdot \frac{100 - \varepsilon R\tau}{100 \varepsilon R} = - K \text{ gesetzt wird.} \end{cases}$$

Wir müssen darauf verzichten, diese Gleichungen auf unsere Wettersäulen und Wasserhosen anzuwenden, da bis jetzt über die Geschwindigkeiten der in ihnen aufsteigenden oder niedersinkenden Luftströme keine Beobachtungen vorliegen.

Dagegen ist zu hoffen, dass schon in nächster Zeit die spectroscopischen Messungen uns eine sehr interessante Anwendung dieser Gleichungen auf die Protuberanzen der Sonne ermöglichen werden. Wir wissen, dass eine ganze Classe von Protuberanzen wirkliche Gasausbrüche der Sonnenatmosphäre sind; sie sind aufsteigende Gasströme der Chromosphäre, welche sich über die äussere Grenze der letzteren oft 10,000 geographische Meilen hoch erheben. Die Geschwindigkeit (V oder V_0) ihres Aufsteigens und ihre Höhe x— h ist schon in verschiedenen Fällen gemessen worden; lägen ausserdem über die Zeit T, in welcher ihre Gastheile jene Höhe durchlaufen, Beobachtungen vor, so könnten wir mittelst obiger Gleichungen die Constante k und zugleich die zweite Geschwindigkeit (V_0 resp. V) berechnen. Eine theoretische Bestimmung von kaus den letzten Gleichungen (16) und (16a) ist für die Sonnenatmosphäre für jetzt unmöglich, weil wir die ungeheuren Temperaturen und die Beschaffenheit derselben nicht genügend kennen, und weil in den aufsteigenden Gasströmen der Chromosphäre nicht die bekannte latente Wärme des Wasserdampfes, sondern diejenige von Eisen- und anderen Metalldämpfen eine jedenfalls bedeutende Rolle spielt Manchem dürfte es gewagt erscheinen, dass wir unsere für irdische Luft aufgestellten Gleichungen trotz dieser ganz abweichenden Verhältnisse auf Sonnenatmosphäre anwenden wollen. Aber diese Gleichungen gründen sich vor Allem auf das Mariotte'sche Gesetz, welches für die permanenten Gase um so genauer richtig ist, je grösser ihre Temperatur und ihr specifisches Volumen sind; ferner auf die Annahme, dass die atmosphärische Temperatur nach oben hin gleichmässig abnehme, eine Annahme, die auch für die Sonnenatmosphäre zulässig ist und als eine erste Annäherung an die wirklichen Temperatur-Verhältnisse angesehen werden kann; endlich nehmen sie Rücksicht auf den Einfluss der latenten Wärme mitgerissener Dämpfe, und wenn wir auch bei Metalldämpfen diesen Einfluss nicht numerisch berechnen können, so dürfen wir ihn doch als gleichartig mit demjenigen unserer Wasserdämpfe voraussetzen. Als Näherungsformeln gelten deshalb unsere Gleichungen (16) und (16a) auch für die Sonnenatmosphäre; und wer weiss, ob wir jemals die wirkliche Temperatur-Abnahme in dieser Atmosphäre und ihre Zusammensetzung genau genug kennen lernen werden, um jene Formeln durch noch genauere ersetzen zu können!

— Wenn wir dieselben schon jetzt, trotzdem wir nur über die Höhe und die Maximalgeschwindigkeiten der eruptiven Protuberanzen einige Anhaltspunkte besitzen, auf ein Zahlenspiel anzuwenden versuchen, so berechtigt uns hierzu der Umstand, dass bereits Zöllner einen ganz ähnlichen Versuch, wenn auch von anderer Grundlage aus, gewagt hat.

Zöllner ⁶²) nimmt nämlich als Ursache der eruptiven Protuberanzen an "die Druckdifferenz des ausströmenden Gases im Innern und an der Oberfläche der Sonne"; er setzt demgemäss eine Trennungsschicht voraus, aus welcher die Protuberanzen hervorbrechen, und zwar hält er diese Schicht für identisch mit der von seiner Sonnenfleckentheorie geforderten feurig-flüssigen Oberflächenschicht des eigentlichen Sonnenkörpers. Er sucht auf diese Weise die enormen Anfangs-Geschwindigkeiten der Protuberanzen zu erklären und berechnet dieselben, sowie die zum Aufsteigen erforderliche Zeit (T1) unter der Annahme, dass die Gase zu ihrer grössten Höhe (H – h) ohne Widerstand, unter alleiniger Einwirkung der Sonnengravitation emporsteigen.

Zöllner glaubt, dass die so berechnete Zeit T1 "unter allen Umständen" kleiner sein müsse als diejenige T, in welcher die glühenden Gasmassen durch ihren Auftrieb (oder, wie Zöllner sich ausdrückt, vermöge des Archimedes'schen Princips) zu der gleichen Höhe gelangen zu können. Wäre diese Ansicht richtig, so müsste also ein rasch aufsteigender Luftballon, um eine bestimmte Höhe zu erreichen, mehr Zeit gebrauchen, als ein Körper, der mit einer gewissen Anfangsgeschwindigkeit ohne Widerstand bis zur gleichen Höhe emporgeschleudert wird. Wir können mit Hülfe unserer Formeln beweisen, dass Dieses ein Irrthum ist; und ein Hauptgrund, der bisher für diese, wie uns scheint, allzu hypothetische Erklärung der eruptiven Protuberanzen geltend gemacht werden konnte, wie demnach hinfällig.

Zöllner nimmt für x = H und für h folgende Zahlen an:

$$x = H = 64370000$$
 und $h = 5722600$ Meter,

so dass x - h = 58647400m = 7918 geogr. Meilen ist.

Die Geschwindigkeit V₀ (oder v1) in der Höhe h berechnet er zu

$$V_0 = 179400 \text{ m} = 24,17 \text{ geogr. Meilen pr. Sec.,}$$

und die Zeit, in welcher die emporgeschleuderten Gasmassen die Höhe x – h zurücklegen, ergeben seine Formeln:

₁₁ = 10 Minuten 54 Secunden.

Eine solche Schnelligkeit der Entwicklung hat Zöllner öfter beobachtet, u.A. auch bei der oben (pag. 168) wiedergegebenen Protuberanz vom 29. August 1869.

Berücksichtigen wir dagegen den Auftrieb dieser Gasmassen, indem wir unsere Gleichung (16 a) benutzen, und nehmen wir ebenso wie Zöllner $V_0 = 179400$ m und V = 0 an, so ergiebt sich:

$$1000 k = \frac{1000 \cdot V_0}{x - h} = 3,06 \text{ oder } K = -k^2 = -0,00000936,$$

$$T = \frac{\pi}{2 k} = \frac{\pi}{2} \cdot \frac{x - h}{V_0} = 8 \text{ Minuten 34 Secunden;}$$

die erforderliche Zeit T ist also nicht grösser, sondern um 2 $^{1}/_{3}$ Minuten kleiner als die von Zöllner berechnete ($_{T1}$). Dabei ist wohl zu beachten, dass diese letzte Rechnung so gut wie die Zöllner'sche unter der ausdrücklichen Voraussetzung gilt, dass die aufsteigenden Gase in der Höhe x = H zur Ruhe kommen, wie in denjenigen Protuberanzen, die sich oben in stillstehende Wolken auflösen oder auch in parabolischen Strahlen aus der Höhe H zur Sonne zurückfallen.

Wenn aber, wie es sehr häufig vorkommt, die obersten Theile einer Protuberanz noch eine bedeutende Geschwindigkeit nach aussen hin besitzen, wenn sie also nur wegen ihrer sehr starken Expansion und Abkühlung im Spectroscope unsichtbar werden, so erhalten wir für die Zeit T noch kleinere Werthe.

In Zöllner's Rechnung bedeutet h die Höhe, in welcher sich die sichtbare Grenze der Sonnenscheibe über der eigentlichen Ausströmungsöffnung befindet. Betrachten wir jetzt die hier besprochene Classe von Protuberanzen als Erscheinungen, die ebenso wie unsere irdischen Tornados und Wettersäulen entstehen, so haben wir in derselben Höhe h den Ursprung ihrer glühend emporsteigenden Gase zu suchen. Wir wollen die Zöllner'schen Zahlenwerthe dieser Auffassung gemäss auch in unsere Gleichungen (16) einsetzen, jedoch annehmen, dass ganz oben in der Protuberanz, also in der Höhe x = H, die Geschwindigkeit:

V = 179400 Meter pro Secunde

sei. während:

$$x - h = 58647400 Meter$$

bleibe. Unten in der Höhe h treten die zuströmenden Gase mit einer gewissen Geschwindigkeit V0 in die Protuberanz ein; wir kennen dieselbe nicht, dürfen aber aus der Analogie mit dem irdischen Tornados schliessen, dass sie nicht unbedeutend sein kann. Wir dürfen wenigstens

$$V_0 = \frac{V}{5} = 35880^{\,\mathrm{m}}$$

annehmen, und erhalten mit Hülfe der Gleichungen (16):

1000 k = 2,997; K = $+ k^2 = 0,00000898$; T = 12 Minuten 45 Secunden.

Hätten wir dagegen gesetzt:

$$V_0 = \frac{V}{2} = 89700^{\text{m}},$$

so würde sich ergeben haben:

1000 k = 2,649; K = + k2 = 0,00000702; T = 8 Minuten 17 Secunden.

Auch diese letzte Zahl T ist kleiner, als die von Zöllner gefundene Zeit T1 = 10 Minuten 54 Secunden.

In der Sonnenatmosphäre müssen durch die blosse Erhitzung der unteren Schichten sehr heftige aufsteigende Gasströme entstehen. Wenn nun die Rechnung ergiebt, dass deren Geschwindigkeit, Höhe und die Zeitdauer ihres Aufsteigens mit derjenigen der eruptiven Protuberanzen in befriedigende Uebereinstimmung gebracht werden kann, so liegt gewiss kein Grund vor zu der Annahme, dass diese Protuberanzen aus blasenartigen Hohlräumen unter der tropfbar flüssigen Oberfläche der Sonne hervorbrechen.

Literatur-Nachweis.

Anmerkung: Mit "Sill. J." bezeichnen wir Dann's und Silliman's American Journal of Science and Arts; "Pogg. Ann." und "Gilb. Ann." bedeuten Poggendorff's resp. Gilbert's Annalen der Physik und Chemie; "Compt. Rend." bedeutet die Comptes Rendus de l'Académie des Sciences.

Einleitung.

- ◆ 1. Vergl. z.B. die ganz ähnliche Schilderung einer Wasserhose von Ogden On Waterspouts; in Sill. J. 29, pg. 254 260.
- ◆ 2. Alex. Fischer Olmsted A. M., Whirlwinds produced by the Burning of a Cane-Brake; in Sill. J. II. Series 11, p. 181 187.
- ◆ 3. W. C. Redfield, Whirlwinds excited by Fires; in Sill. J. 36, p. 50 59.
- ◆ 3a. Von Seebach, Ueber den Vulkan von Santorin und die Eruption von 1866; in den Abhandlungen der Kgl. Gesellsch. d. Wissenschaften zu Göttingen, Bd. 13, pag. 57.
- 4. J. P. Espy, Second and third Report on Meteorology (pag. 12), 1851 auf Befehl des Senates der Union gedruckt; desselben Fourth meteorological Report, Washington 1857 (pag. 32).

1. Abschnitt. Wettersäulen oder Land- und Wasserhosen.

- ◆ 5. Oersted in Schumacher's Jahrbuch 1838, p. 228, und in Sill. J. 37, p. 250 267.
- ◆ 6. Becquerel, Traité expérimental de l'Èlectricité et du Magnétisme, 1840 . T. VI., p. 173 199; enthält auf p. 184 189 Peltier's Verzeichniss von 56 Wasser- und 60 Land-Tromben.
- ◆ 7. Arago, Sämmtliche Werke, herausgegeben von Hankel, Bd. 16, p. 238 286.
- ◆ 8. Martins in Pogg. Ann. 81, p. 444 467.
- 9. Muncke in Gehler's physikalischem Wörterbuch, Bd. 10, p. 1635 1723, Artikel "Wettersäule".
- ◆ 10. Bruce und Stephenson bei Muncke a. a. O. p. 1637; Bruce, Lyons und Flyers bei Reid, An Attempt to develop the Law of Storms etc., 3d ed., Lond. 1850, pag. 469.
- 11. Humboldt, Ansichten der Natur, 3. Ausg., 1849, p. 26 und 222.
- ◆ 12. Thomas Belt, An Inquiry into the Origin of Whirlwinds; im Philosophical Magazine, IV. Series 17, p. 47 – 53 (1859).
- ◆ 13. Roth, Der Vesuv und die Umgebung von Neapel, Berl. 1857, p. 130.
- ◆ 14. Bailleul in den Compt. Rend. 31, p. 8.
- ◆ 15. Hamilton's Bericht an die Londoner Akademie, übersetzt in Gilb. Ann. 6, p. 30.
- 16. Horner's Erfahrungssätze über Tromben; in Gilb. Ann. 73, p. 95.
- ◆ 17. Baussard, Beschreibung einiger Wasserhosen; in Gilb. Ann. 7, p. 73.
- ◆ 18. Maxwell's Zeichnung von Wasserhosen; im Atlas zu Becquerel's Traité expérimental de l'Èlectricité et du Magnétisme Fig. 8 und in Gilb. Ann. 73, Tafel 1.
- 19. Pouillet in den Compt. Rend. 21, p. 549; andere Berichte ebenda p. 498.
- 20. Oersted in Schumacher's Jahrbuch 1838, p. 235 und 239, oder im Sill. J. 37, p. 257 und 261.
- 21. Espy in Arago's Werken Bd. 16, p. 247 und in seinem Second Report on Meteorology, p.
- ◆ 22. Lampadius, Systematischer Grundriss der Atmosphaerologie, 1806, p. 167; Muncke in Gehler's physik. Wörterbuch, Bd. 10, p. 1639.
- ◆ 23. Kämtz, Lehrbuch der Meteorologie, Bd. 2, p. 550.
- 24. Prof. Wolke's und D. Chladni's Berichte in Gilb. Ann. 73, p. 106 und 108.
- 25. Peltier in l'Institut, 7me Année Nr. 290, p. 242 und in Becquerel's Traité expér. de l'Èlectr. et du Magnétisme, Bd. 6, p. 179.
- ◆ 26. Dr. G. vom Rath in Pogg. Ann. 104, p. 631 640. Die Zeichnungen wurden mit Herrn Prof. vom Rath's gütiger Erlaubniss copirt.

Ausserdem finden sich grössere, von uns eingesehene Abhandlungen über Wettersäule bei:

- → Thom, An Inquiry into the Nature an Course of Storms in the Indian Ocean, Lond. 1845
- → Espy, The Philosophy of Storms, Lond. 1841.
- → Reid, An Attempt to develop the Law of Storms by means of Facts, 3d ed., Lond. 1850.
- → Piddington, The Sailor's Horn-Book for the Law of Storms, 2d ed., Lond. 1851.

2. Abschnitt. Ursachen und Entstehung der Wettersäulen.

- ◆ 27. Diese Rechnungen habe ich zuerst veröffentlicht in Schlömilch's Zeitschrift für Mathematik und Physik, Bd. 9, p. 262 – 276 (1864).
- 28. Glaisher's Luftfahrten, geschildert im "Ausland" 1862, p. 1074.
- 28a. Notizen über Glaisher's Luftfahrten in Les Mondes, Revue hebdomadaire de Sciences 1, p. 292 und 557.
- ◆ 29. Barral und Bixio's Tagebuch in Arago's gesammelten Werken, Bd. 9, p. 418 420; vgl. Pogg. Ann. 81, p. 575-577.

3. Abschnitt. Die Americanischen Tornados.

- 30. Loomis in Sill. J. 43, p. 298.
- 31. Redfield in Sill. J. 43, p. 276.
- ◆ 32. Nr. 1 Stoddard in Sill. J. II. Ser. 18, p. 70; Zeitungsbericht in Sill. J. II, 17, p. 290.
 - Nr. 2 Loomis in Sill. J. 43, p. 278.
 - Nr. 3 Stoddard in Sill. J. II. Ser. 20, p. 161.
 - Nrs. 4 7. Loomis in Sill. J. 43, p. 298.
 - Nr. 8 Hildreth in Sill. J. 40, p. 346.
 - Nr. 9 Chappellsmith in Sill. J. II Ser. 23, p. 18.
 - Nr. 10 Hildreth in Sill. J. 40, p. 346.
 - Nr. 11 Loomis in Sill. J. 43. p. 298.
 - Nr. 12 Forshay in Espy's Fourth meteorological Report, Wash. 1857, p. 18; Tooley in Espy's Philosophy of Storms, Lond. 1841, p. 337.
 - Nrs. 13 15 Loomis in Sill. J. 43, p. 298.
 - Nr. 16 Kain in Sill. J. 31, p. 252.
 - Nr. 17 Loomis in Sill. J. 43, p. 298.
 - Nr. 18 Zeitungsbericht in Sill. J. II. Ser. 24, p. 290.
 - Nr. 19 Beach in Sill. J. 43, p. 299.
 - Nr. 20 Loomis in Sill. J. 43, p. 298.
 - Nr. 21 Espy und Hare in Sill. J. 32, p. 158; Redfield in Sill. J. 41, p. 69; Beck in Sill. J. 36, p. 115; Espy in seinem Second Report on Meteorology, p. 9, und in seiner Philosophy of Storms, p. 15 und 309 (1841).
 - Nr. 22 Maltby in Sill. J. 39, p. 384.
 - Nr. 23 Gaylord in Sill. J. 37, p. 90.
 - Nr. 24 Denison Olmsted in Sill. J. 37, p. 340.
 - Nr. 25 Redfield in Sill. J. II. Ser. 2, p. 186.
 - Nr. 26 Loomis in Sill. J. 43, p. 298.
 - Nr. 27 Hare in Sill. J. 38 p. 73; Redfield in Sill. J. 43, p. 263.
 - Nr. 28 Woods in Sill. J. 35, p. 233.
 - Nr. 29 Redfield in Sill. J. II. Ser. 2, p. 186.
 - Nr. 30 Loomis in Sill. J. 43, p. 298.
 - Nr. 31 Loomis in Sill. J. 33, p. 368 und 43, p. 295.
 - Nr. 32 Floyd in Sill. J. 36, p. 71.
 - Nr. 33 Pouillet in den Compt. Rend. 21, p. 549; andere Berichte ebenda p. 498.

4. bis 9. Abschnitt. Die Wirbelstürme oder Cyclonen.

- ◆ 33. J. Capper, Observations on the Winds and Monsoons, Lond. 1801, p. 61 66.
- 34. Dove's von uns zu Rathe gezogenen Arbeiten über die Stürme sind folgende:
 - x a. Ueber barometrische Minima; in Pogg. Ann. 13, p. 596 (1828).
 - b. Gesetz der Stürme, dritte Auflage, Berl. 1866; der Berliner Akademie vorgetragen 1840, erschien zuerst als Abhandlung von 41 Seiten in Pogg. Ann. 52, p. 1 (1841).
 - c. Ueber das Verhalten des Barometers bei Orkanen; in den Berichten der Berliner Akademie 1845, p. 124.
 - x d. Darstellung der Wärmeerscheinungen durch fünftägige Mittel, Berl. 1856, Fol.
 - x e. Die Stürme der gemässigten Zone, Berl. 1863.
 - x f. Ueber Eiszeit, Föhn und Scirocco, Berl. 1867.
 - x g. Der Schweizer Föhn, Berl. 1868.
- 35. Redfield's uns zugängliche Arbeiten über Wirbelstürme sind folgende:
 - a. Redmarks on the prevaling Storms of the Atlantic Coast of the North American Seas; in Sill. J. 20, p. 17 – 51 (April 1831).
 - b. Observations on the Hurricanes and Storms of the West-Indies and the Coast of the United States; Sill. J. 25, p. 114 – 121 (Oct. 1833).
 - c. Summary Statements of some of the leading Facts in Meteorology; Sill J. 25,
 p. 122 135 (Oct. 1833).
 - d. On the Gales and Hurricanes of the Western Atlantic; Sill. J. 31, p. 115 139 (Oct.. 1836).
 - x e. Meteorological Sketches by an Observer; Sill. J. 31.
 - f. On the Courses of Hurricanes, with Notices of the Tyfoons of the China Sea, and other Storms; Sill. J. 35, p. 201 233 (Januar 1839).
 - g. Additional Facts relating to the Raleigh Tyfoon of Aug. 15 and 16, 1835, in the China Sea; Sill. J. 36, p. 59 61 (Apr. 1839).
 - x h. Observations on the Storms of Dec. 15, 1839; Sill. J. 42, p. 112 119 (Januar 1842).
 - i. Reply to Dr. Hare's Objections to the Whirlwind Theory of Storms; Sill. J. 42,
 p. 299 316 (Apr. 1842).
 - k. Reply to Dr. Hare's further Objections relating to the Whirlwind Storms; Sill. J. 43,
 p. 250 263 (Oct. 1842).
 - i. Notice of Dr. Hare's Strictures on Prof. Dove's Essay on the Law of Storms;
 Sill. J. 44, p. 384 392 (Apr. 1843).
 - m. On three serveral Hurricanes of the American Seas and their Relations to the Northers, so called, of the Gulf of Mexico and the Bay of Honduras, with Charts; Sill. J. II. Ser. Bd. 1, p. 1 16, 153 169 und 333 367; Bd. 2, p. 162 187 und 311 334 (Januar bis November 1846).
 - n. On the first Hurricane of September 1853, in the Atlantic, with a Chart, and Notices of other Storms; Sill. J. II. Ser. 18, p. 1 18 und 176 190 (Juli und Sept. 1854).
 - o. On the Spirality of Motion in Whirlwinds and Tornadoes; Sill. J. II. Ser. 23, p. 23 24 (Januar 1857)
 - p. On the Avoidance of the Violent Portions of Cyclones, with Notices of a Typhoon at the Bonin Islands; Sill. J. II. Ser. 23, p. 205 – 211 (März 1857).
 - q. On the Cyclonenes or Tyfoons on the North Pacific Ocean; with a chart, showing their Courses of Progression; Sill. J. II. Ser. 24, p. 21 – 38 (Juli 1857).

Eine schöne Biographie des 1857 verstorbenen Redfield hat Prof. Denison Olmsted in Sill. J. II. Ser. 24, p. 355 – 370 veröffentlicht.

- 36. Reid's von uns benutzte Arbeiten sind:
 - a. An Attempt to develop the Law of Storms by means of Facts, Third Edition, Lond. 1850. (Die erste Auflage erschien 1838.)
 - b. The Progress of the Development of the Law of Storms, Lond. 1849.
 - x c. On Redfield's Law of Storms; Sill. J. 35, p. 276 283 (Januar 1839).
- ◆ 37. Piddington's Hauptarbeiten, von denen uns aber nur die letzten drei zugänglich waren, sind:
 - a. Twenty-three Memoirs on the Law of Storms in the Indian and China Seas; Journal of the Asiatic Society of Bengal from Vol. 8 to Vol. 23 (1839 1854).
 - b. The Sailor's Horn-Book for the Law of Storms, Second Edition, London 1851.
 - x c. Conversations about Hurricanes, London 1852.
 - d. Journal der Brig Charles Heddle mit Bemerkungen Piddington's; im Nautical Magazine and Naval Chronicle for 1846 (London), p. 427 – 431, 459 – 465 und 520 – 526.
- 38. Thom, An Inquiry into the Nature and Course of Storms in the Indian Ocean south of the Equator, Lond. 1845.
- 39. Mohn, Atlas de Tempêtes de l'Institut méteorologique de Norvège (oder Det Norske Instituts Storm Atlas), Christiania 1870, Fol.
- 40. a. Espy, Second and third Report on Meteorology, Washington 1851
 - b. Message from the President of the United States, containing the fourth meteorological Report of Prof. James P. Espy, Wash. 1857.
 - c. J. P. Espy, The Philosophy of Storms. Lond. 1851.
 - d. Bericht an die Pariser Akademie über Espy's Theorie der Orkane; Compt. Rend. 12 (1841), p. 454.
- 41. a. Hare, Objections to Mr. Redfields Theory of Storms, with some Strictures upon his reasoning; Sill. J. 42, p. 140 – 147 (Januar 1842).
 - b. Hare, Additional Objections to Redfield's Theory of Storms; in Sill. J. 43, p. 122 140 (Juli 1842).
 - c. Hare, Strictures on Prof. Dove's Essay on the Law of Storms; Sill. J. 44, p. 137 146 (Januar 1843).
- 42. Fitz Roy, The Weather Book, a Mannual of practical Meteorology, 2d ed., Lond. 1863.
- 43. Proceedings and Transactions of the Meteorological Society of Mauritius, Vol. V. Mauritius 1861 und 1862, Vol. VI. Mauritius 1864; grösstentheils verfasst vom Secretair der Gesellschaft, Meldrum.
- 44. Dampier, Traité de Vents aliséz on régléz, des Vents frais de Mer et de Terre, des Tempêtes de tonte la Zone torride, Amsterdam 1701.
- ◆ 45. M. F. Maury, Explanations and Sailing Directions to accompany the Wind and Current Charts, 7th ed., Philad. 1855, pagg. XXVIII und 287.
- ◆ 46. Gay-Lussac in den Annales de Chimie et de Physique. Bd. 33. p. 412 413.
- ◆ 47. Muncke in Gehler's physikalischem Wörterbuch, Bd. 10, p. 2047, Artikel "Wind".
- ◆ 48. Berthelot in den Annales de Chimie et de Physique 58, p. 204 218.
- ◆ 49. P. Baddeley, On the Dust-Storms of India; im Philosophical Magazine 1850, Vol. 37, p. 155 – 158.
- 50. Aeolian Researches of the seventeenth Century Nr. 12; im Nautical Magazine and Naval Chronicle for 1841, London, pag. 662.
- ◆ 51. Die Literatur über die Spectral-Analyse der Sonnenatmosphäre bis 1869 und 1870 findet sich zusammengestellt in:
 - x a. Roscoe, die Spectralanalyse, Deutsch von Schorlemmer, Brschw. 1870;
 - b. Schellen, die Spectralanalyse, zweite Aufl., Brschw. 1871.

Da sie ausserdem sehr bekannt ist, so citiren wir nur einige neuere, von uns benutzte Abhandlungen.

Verschiedene Ergebnisse der Telescopie und der Telespectroscopie haben wir folgenden Werken entnommen:

- x c. H. J. Klein, Handbuch der allgemeinen Himmelsbeschreibung, Braunschweig 1869;
- x d. Secchi, Le Soleil, Paris 1870 (kürzlich Deutsch herausgegeben von Schellen).
- 52. C. A. Young, On the Solar Corona; in Sill. J. III. Ser., Bd. 1, p. 311 bis 320 (1871).
- 53. C. A. Young, Preliminary Catalogue of the bright lines in the Spectrum of the Chromosphere; in Sill. J. III. Series, Bd. 2, p. 332 – 335 (Nov. 1871).
- 54. L. Respighi, On the Solar Protuberances (Auszug aus dem Italienischen); in Sill. J. III. Series, Bd. 1, p. 283 – 287 (1871).
- ◆ 55. Secchi's neueste Abhandlung von den Jahren 1871 und 1872 über die Protuberanzen, Fackeln, Corona und Flecke der Sonne; in der Compt. Rend. 1871, Bd. 72, p. 829 – 831 und Bd. 73, p. 242 – 246, 593 – 599, 826 – 836 und 979 – 985, sowie 1872, Bd. 74, p. 218 – 224.
- ◆ 56. H. Vogel, Resultate spectralanalytischer Beobachtungen, angestellt auf der Sternwarte zu Bothkamp; in den Astronomischen Nachrichten (1871), Bd. 78, p. 241 252.
- 57. Young's Beobachtungen über die Umkehrung der Frauenhofer'schen Linien, in Moigno, Les Mondes (1871), Bd. 24, p. 160.
- ◆ 58. Bericht in der Augsburger Allgemeinen Zeitung vom 9. Febr. 1872, Beilage, p. 600.
- 59. Zöllner, Ueber das Rotationsgesetz der Sonne und der grossen Planeten; in den Berichten der Kgl. Sächsischen Gesellschaft der Wissenschaften, Sitzung vom 11. Febr. 1871.
- 60. Zöllner, Ueber die Periodicität und heliographische Verbreitung der Sonnenflecken; in den Berichten der Kgl. Sächs. Gesellsch. der Wissenschaften, Sitzung vom 12. Dec. 1870, und in Pogg. Ann. 142, p. 524 – 539.
- 61. Spörer, Beobachtungen von Sonnenflecken und Protuberanzen; in den Astronomischen Nachrichten vom 13. Dec. 1871, Nr. 1870, p. 348.
- ◆ 62. Zöllner, Ueber die Temperatur und physische Beschaffenheit der Sonne in Pogg. Ann. 187, Bd. 141, p. 353 – 375.

