Fig. 9. a) b) c) verschiedene Formen der Riesenkerne. III. Kategorie. (Zeiss IV. Oel-Immersion $^1/_{13}$).

Fig. 10. Riesenkern mit einem nach Innen eingeknicktem Rand. Querschnitt eines Muskelprimitivbündels. III. Kategorie. (Zeiss IV. Oelimmersion $^1/_{12}$).

Fig. 11. a) b) c) d) verschiedene Formen der ein Muskelprimitivbündel umklammernden, bezw. hufeisenförmigen Muskelkerne. III. Kategorie. (Zeiss IV. DD.)

Fig. 12. a) b) ebenso Muskelprimitivbündel umklammernde oder ähnlich gestaltete Kerne und Gefäss-Endothelien (b).
c) d) hyperchromatische Gefäss-Endothelkerne. IV. Kategorie. (Zeiss IV. DD.)

VIII.

Untersuchungen über die Mechanik der Expectoration.

Von

Prof. Dr. Geigel in Würzburg.

(Hierzu 3 Text-Abbildungen.)

Der Mechanismus der Athmung scheint in allen seinen Theilen hinreichend erforscht zu sein. Man kennt die in- und die exspiratorischen Muskeln, den negativen und den positiven Druck, den sie im Thorax durch ihre Thätigkeit erzeugen können, bei ruhiger Athmung sowohl, als auch bei maximaler Anstrengung. Bekannt ist auch das Quantum Luft, das in beiden Fällen ein- und ausgeathmet wird. Damit ist Alles gegeben, was vom mechanischen Standpunkte aus physiologische Bedeutung für den Gaswechsel in den Lungen hat.

Eines ist aber, so viel ich sehe, noch nie beobachtet und bestimmt worden, das ist die Geschwindigkeit, mit der die Luft in den Thorax gezogen und bei der Exspiration ausgestossen wird. Diese ist physiologisch wichtig für das Anblasen der Stimmbänder, für die Bildung der Stimme und Sprache und, was für den Pathologen und Kliniker von Bedeutung wird, bei der Expectoration. Zahllos sind die Fälle, bei denen die Kraft der Expectoration direct über das Schicksal des Einzelnen entscheidet. Ein aspirirter Fremdkörper muss ausgehustet werden, bei einer Bronchitis kommt die Gefahr einer Bronchopneumonie, wenn der Schleim nicht herausbefördert werden kann, liegen bleibt, einen kleinen Bronchus dauernd verlegt und so das Vorspiel der Pneumonie, die Atelektase von selbst einleitet. Wie man sich auch die Genese der Lungenphthise denken mag, gewiss ist in den meisten Fällen das Primäre die Aspiration von infectiösen Massen, wenn auch kleinster Art, und Liegenbleiben derselben, wodurch gewöhnlich eine Bronchopneumonie entsteht.

Wenn auch nach Birch-Hirschfeld's neuesten Untersuchungen zuerst eine Zerstörung der Bronchialwand durch das tuberculöse Virus und von der entstandenen Exulceration eine Verbreitung per contiguitatem als mögliches und vielleicht häufiges erstes Ereigniss zugestanden werden muss, so ist es doch auch wieder der Umstand, dass jene Eindringlinge eben liegen bleiben, statt, wie es glücklicher Weise in tausend anderen Fällen vorkommt, expectorirt zu werden, was den verderblichen Einzug des Giftes in die Lunge erst ermöglicht. Bekanntlich besitzen wir im Flimmerepithel der Luftwege ein Schutzmittel, wodurch corpusculäre Elemente auf der Schleimhaut gegen den Larynx befördert werden, und diese Einrichtung ist keineswegs gering anzuschlagen, aber auch nicht zu überschätzen. Unzweifelhaft gehen bei jedem Katarrh der Schleimhaut die flimmernden Epithelien massenhaft zu Grunde, was man ja durch die Untersuchung des Sputums so leicht feststellen kann, und die Flimmerbewegung ist bei jedem solchen Katarrh schon sehr bald lahm gelegt. Dann bleibt als rettendes mechanisches Hülfsmittel nur noch der Husten und die Expectoration.

Aus diesem Grunde mag es wohl gerechtfertigt sein, die mechanischen Verhältnisse dieses Vorganges genau zu analysiren.

Für die Wirksamkeit der Expectoration kommen zwei Momente in Betracht: die Stosskraft der Luft und der Widerstand, den die zu entfernende Masse entgegenstellt. Das letztere Moment wollen wir für diesmal nicht näher untersuchen. Es variirt natürlich von Fall zu Fall ausserordentlich.

Bei flüssigen Stoffen muss, ausser ihrem Trägheitsmoment, je nach ihrer Zähigkeit eine grössere oder kleinere Cohäsionskraft überwunden werden; die Adhäsion an der Wandung des Bronchialbaumes kommt nicht in Betracht. Flüssigkeiten benetzen die Wand und können also nur zerrissen, nicht abgerissen werden, da bei Benetzung die Adhäsion eben grösser ist, als die Cohäsion, und eine, wenn auch sehr feine Flüssigkeitsschicht bleibt allemal zurück. Die Adhäsion und Reibung nebst dem Trägheitsmoment kommt bei festen Fremdkörpern, bei Croupmembranen u. s. w., die losgerissen werden, in Betracht.

Hier soll nun die Stosskraft der Luft untersucht werden, also ihre Geschwindigkeit, wenn wir ihre Masse als durch vitale Capacität und constantes specifisches Gewicht der Luft ein für allemal gegeben vorläufig ansehen wollen.

Die Geschwindigkeit muss in den verschiedenen Abschnitten der Luftwege je nach dem grösseren oder kleineren Caliber eine beträchtlichere oder geringere sein, und ist einer directen Messung natürlich nicht zugänglich. Wie gross sie bei ruhiger Athmung beispielsweise in der Stimmritze ist, lässt sich aus den vorliegenden Daten leicht berechnen.

Die Stimmritze, bekanntlich von dreieckiger Gestalt, ist nach Bock[1]) bei Erwachsenen etwa $1\frac{1}{2}'''$ breit und $10'''$ lang. Nach Umrechnung ins Metermaass ergiebt sich hieraus ihr Flächeninhalt $= 1{,}07$ qcm oder rund $= 1$ qcm. In der Ruhe werden mit jedem Athemzuge rund 500 cm^3 Luft eingezogen und ausgestossen. Bei mir bestimmte ich die Dauer eines ruhigen Exspiriums auf etwa 4 Sec. im Mittel. Also beträgt die Geschwindigkeit der Luft in der Stimmritze $\frac{500}{4} = 125$ cm in der Secunde im Mittel, denn schon die Selbstbeobachtung lehrt, was ja auch experimentell festgestellt worden ist[2]), dass die Geschwindigkeit des Athemstromes Anfangs wächst, einen Höhepunkt erreicht und allmählich wieder auf Null sinkt.

Wo es sich um die Luftgeschwindigkeit beim heftigen Exspiriren, beim Husten handelt, lässt sich eine solche Berechnung nicht anstellen, da weder das Luftquantum, noch die Zeit be-

[1]) Bock, Handb. d. Anatomie: III. Aufl. II. S. 329.

[2]) Landois, Lehrbuch der Physiologie. 6. Aufl. S. 215.

kannt ist, während deren es ausgestossen wird. Ein vorläufiger Ueberschlag zeigt, dass eine ungleich grössere Geschwindigkeit erwartet werden muss. Der exspiratorische Druck bei ruhiger Respiration beträgt kaum 1—2 mm Hg, bei forcirter Exspiration kann ein erwachsener Mann nach Waldenburg einen Druck von 100—130 mm Hg, bei robuster Constitution sogar von 150—220 mm Hg erzeugen und demgemäss muss auch die Luftgeschwindigkeit ausserordentlich viel grösser sein. Auch aus der notorischen Wirksamkeit der Expectoration lässt sich dieses mit Sicherheit schliessen. Wer Wind und Wellen an einer grösseren Wasserfläche beobachtet hat, weiss, dass nur eine starke Windsbraut Wasser von der Oberfläche fortreisst, also die Cohäsion des Wassers überwindet. Eine viel grössere Cohäsionskraft muss bei den zähen Sputis überwunden werden, und doch gelingt dies. Es muss also in den engen Röhren der Luftwege irgendwo eine bedeutendere Geschwindigkeit des Windes herrschen, als man dies gewöhnlich auf freiem Felde beobachtet. Eine derartige Vergleichung ist vielleicht nicht ganz uninteressant und auch für das Verständniss des Folgenden förderlich. Es mag deshalb hier eine der in der Meteorologie angenommenen Scalen für Windstärke Platz finden.

Beaufort'sche Scala[1].

	Windgeschwindigkeit in Metern pro Sec.
0. Windstille	0
1. Leiser Zug	2
2. Leichter Wind	3—4
3. Schwacher Wind	5
4. Mässiger Wind	7
5. Frischer Wind	8—9
6. Starker Wind	10—11
7. Harter Wind	12
8. Stürmisch	14
9. Sturm	15—16
10. Starker Sturm	18
11. Heftiger Sturm	25
12. Orkan	40

[1]) Peters. Joh. Müllers Lehrb. der kosm. Physik. V. Aufl. S. 685. Ueber andere Berechnungen der Beaufort'schen Scala, vergl. Van Bebber, Lehrb. der Meteorologie 1890. S. 123.

Welche gewaltige mechanische Wirkungen die stark bewegte Luft bei Stürmen und Orkanen ausüben kann, ist allbekannt; wir werden aber sehen, dass ihre Geschwindigkeit noch übertroffen werden kann von der durch kräftige Exspiration bewegten Luft.

Um diese Geschwindigkeit zu bestimmen, könnte man zunächst daran denken, eine aus der Physik bekannte Formel zur Berechnung zu benützen[1]).

Ist der Ueberdruck in einem mit Luft gefüllten Gefässe $= h$, der äussere (Barometer-) Druck $= b$, so beträgt die Ausfluss-Geschwindigkeit theoretisch

$$v = 396{,}5 \sqrt{\frac{h}{b + h}}$$

Im Experiment hat sich jedoch gezeigt, dass diese Grösse noch mit einem Erfahrungsfactor multiplicirt werden muss, um die richtigen Werthe zu erhalten. Bei einem Ueberdruck von 1 bis 2 m Wasser beträgt dieser Factor rund $\mu = 0{,}5$.

Nimmt man z. B. an, im Thorax herrsche ein Ueberdruck von 100 mm Hg, der Barometerdruck betrage 760 mm Hg, so findet man für die Ausfluss-Geschwindigkeit die beträchtliche Grösse von 67,6 m in der Secunde, und analog bei einem Ueberdruck von 150 mm

$$v = 80{,}5 \text{ m}$$

Diese Werthe sind ohne Zweifel richtig, wenn im Thorax der betreffende Ueberdruck während der ganzen Austreibung von Luft constant auf derselben Höhe, 100 bezw. 150 mm Hg bleibt. Das ist nicht ohne Weiteres vorauszusetzen. Der Act beim Husten erfordert z. B. wenig Zeit. Im Anfang ist die Geschwindigkeit, sobald die geschlossene Glottis geöffnet wird, noch gleich Null, und es bedarf einer gewissen Zeit, bis der theoretische Werth erreicht werden kann. Vielleicht ist dann schon die ganze heftige Exspiration vorüber. Oder der vor der Oeffnung der Stimmritze erzeugte hohe Innendruck nimmt, weil der träge Thorax nicht schnell genug nachrücken kann, sofort beim Oeffnen stark ab, und es herrscht während der Exspiration ein viel niedrigerer Druck. Kurz es bleibt nichts Anderes übrig, als ex-

[1]) Müller-Pouillet, Lehrb. d. Physik, 9. Auflage von Pfundler I, S. 567.

perimentell zu bestimmen, ob Luftgeschwindigkeiten bei der heftigsten Exspiration erzeugt werden können, die etwa mit den theoretisch geforderten Werthen zusammenstimmen. Zu diesem Zwecke habe ich folgende Ueberlegung angestellt.

Trifft Luft mit der Geschwindigkeit c auf eine Fläche von α Quadratmetern, und ist $\gamma = 1{,}293$ das Gewicht eines Cubikmeters Luft (die Dichte), so übt die Luft auf die Fläche einen Druck

$$P = \frac{\alpha\gamma}{g} c^2$$

aus (worin g Beschleunigung durch die Schwere $= 9{,}18$ bedeutet).

Ein Körper mit der Oberfläche α und dem Gewicht p enthält durch diesen Druck eine Beschleunigung

$$\Phi = \frac{P\,g}{p} = \frac{\alpha\gamma c^2}{p} \qquad 1.)$$

Lässt man diese beschleunigende Kraft so lange wirken, bis der fortgestossene Körper den Weg $= s$ durchlaufen und dabei die Endgeschwindigkeit $= V$ erlangt hat, so besteht bekanntlich die Bewegungsgleicheit $\Phi = \frac{V^2}{2s}$ . . . . 2.)

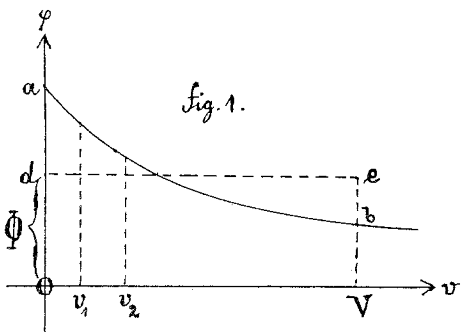
Treibt man z. B. eine Kugel von bekanntem Querschnitt und bekanntem Gewicht durch ein s Meter langes Blaserohr und misst die Geschwindigkeit, mit der das Projectil das Rohr verlässt, so kann man aus der Gleichung 2.) erst die Beschleunigung Φ, und dann aus 1) c, die gesuchte Geschwindigkeit der treibenden Luft, berechnen. Dabei ist aber wohl zu beachten, dass die Gleichung 2.) nur gilt, wenn Φ constant bleibt, sich nicht ändert, so lange der bewegte Körper den Weg s durchläuft. Nun ist dies aber ohne Zweifel bei dem beabsichtigten Versuch nicht der Fall.

Im ersten Moment, so lange die Kugel noch in Ruhe ist, wirkt die anprallende Luft wirklich eine Beschleunigung von $\Phi = \frac{\alpha\gamma c^2}{p}$ auf dieselbe aus, die Kugel wird hierdurch bewegt und erhält eine Geschwindigkeit v_1, so dass jetzt die Luft von der Geschwindigkeit c nur mit dem Unterschiede dieser Geschwindigkeiten $(c - v_1)$ die Kugel trifft; damit wird die Beschleunigung $\varphi_1 = \alpha\gamma\,(c - v_1)^2$, eine neue Erhöhung der Geschwindigkeit auf v_2 tritt ein, und damit nimmt die neue beschleunigende Kraft ab auf $\varphi_2 = \frac{\alpha\gamma\,(c - v_2)^2}{p}$ u. s. f. Kurz allgemein, die Luft wirkt auf die Kugel mit einer Beschleunigung

$$\varphi = \frac{\alpha\gamma}{p}(c - v)^2,$$

worin v die jedesmal erreichte Geschwindigkeit der Kugel bedeutet. φ ist also veränderlich, abhängig von v, während α, γ, p Constante sind.

Eine graphische Darstellung wird das anschaulicher machen. Im Coordinaten-System φ O v (Fig. 1) werden auf der Abscissen-Axe die jeweils erreichten Geschwindigkeiten der Kugel v_1, v_2 u.s.w. aufzutragen sein, auf der Ordinate, die dazu gehörigen Werthe der beschleunigenden Kraft φ_1, φ_2 .... Der Anfangswert dieser beträgt $\varphi\,o = \frac{\alpha\gamma}{p}c^2$, oder $\frac{\alpha\gamma}{p}(c - o)^2$, da hier die Kugel noch gar keine Geschwindigkeit hat. Dann nimmt φ immer mehr ab, etwa in Art der in der Figur ausgezeichneten Curve a b. Senkrecht unter b soll der Werth $v = V$ liegen, d. h. die im Experiment bestimmte Geschwindigkeit V, mit der die Kugel das s Meter lange Blaserohr verlässt.



Es tritt jetzt an uns die Aufgabe heran, für die veränderliche Grösse $\varphi = \frac{\alpha\gamma}{p}(c - v)^2$ eine gleichwerthige constante, mittlere Beschleunigung Φ für die Strecke OV zu berechnen, die graphisch durch die gestrichelte gerade Linie d e repräsentirt sein mag. Geschieht dies, dann kann man die Gleichungen 1.) und 2.) zur Berechnung von c, der Geschwindigkeit der Luft, wirklich benützen. Diese Aufgabe ist mittelst Integralrechnung leicht zu lösen.

Es ist die Fläche O a b V

$$F = \int_{v=0}^{v=V} \frac{\alpha\gamma}{p} (c-v)^2 \, dv$$

Hieraus folgt

$$F = \frac{\alpha\gamma}{p} (c^2 V - c V^2 + \frac{V^3}{3})$$

Dieser Fläche setzen wir das Rechteck O d e V gleich, worin die Grundlinie V die nehmliche ist, die Höhe aber $\Phi = O\,d$ noch gesucht werden muss.

$$\text{Also } \Phi \,.\, V = F = \frac{\alpha\gamma}{p}\left(c^2 V - c V^2 + \frac{V^3}{3}\right)$$

$$\text{und } \Phi = \frac{\alpha\gamma}{p}\left(c^2 - c V + \frac{V^2}{3}\right)$$

Nach Gleichung 2.) ist aber auch $\Phi = \frac{V^2}{2s}$, woraus sich berechnet

$$c = \frac{V}{2} \pm V \sqrt{\frac{p}{2\alpha s\gamma} - \frac{1}{12}}$$

(worin vor der Wurzel nur das + Zeichen berechtigt ist, da c für einen endlichen Werth in V nicht gleich Null werden kann).

Zu nachfolgenden Versuchen wurde ein Blaserohr verwendet, wie es gegenwärtig nicht mehr in vielen Händen ist; früher und vielleicht noch jetzt ab und zu fanden dergleichen in der Pfalz Verwendung zur Vogeljagd, es wurden damit Buchammiern sogen. „Böheimer“ geschossen. Das Rohr ist ausserordentlich genau gearbeitet, vollkommen gerade, sorgfältig kalibrirt. Geschossen wird mit Thonkugeln, die mit einer Kugelzange erst geformt und dann vor dem gänzlichen Erhärten durch mehrere kreisrunde Löcher in einem Stahlblech gedreht werden, von denen jedes eine Spur kleiner ist, als das vorhergehende. So wird eine geradezu spiegelnde Kugel von sehr vollkommener Gestalt erhalten, die hermetisch in das Rohr passt. Das Kaliber dieses Rohres beträgt zufällig fast genau 1 cm², also so viel wie ungefähr die mittlere Stimmritze. Die Länge des Rohres, in unseren Formeln als s bezeichnet, beträgt 2 Meter.

Von diesen grossen Thonkugeln wurde der Querschnitt stets $= 1$ cm^2 angenommen, das Gewicht aber, wegen des wechselnden Wassergehaltes jedesmal für jedes einzelne Projectil bestimmt. In einzelne Kugeln waren mehrere kleine Schrotkörner („Vogeldunst“) gebracht worden, um zu untersuchen, ob die Querschnittsbelastung von Einfluss auf die Ausnützung der Triebkraft der bewegten Luft sei, ähnlich, wie man dies in der Ballistik längst hat kennen lernen.

Es fehlte noch eine Vorrichtung um die Fluggeschwindigkeit des Projectils zu messen, und hierzu stellte mir Herr Geheimrath Röntgen in der freundlichsten Weise einen Apparat zur Verfügung. In seinem Laboratorium konnte ich meine Versuche ausführen, und ich bin ihm zum herzlichsten Danke hierfür verpflichtet.

Die Schiessvorrichtung war kurz folgende: Das Rohr war in einem Stativ befestigt und auf eine Scheibe in abgemessenem Abstande gerichtet. Beim Verlassen des Rohres durchbrach die Kugel einen elektrischen Contact, und beim Aufschlag auf die Scheibe wurde ein zweiter hergestellt. Durch das Erste wurde ein elektromagnetisch arretirtes Uhrwerk ausgelöst, durch das Zweite wieder arretirt. Das Uhrwerk selbst giebt Tausendstel-Secunden. Beim Schiessen mit Feuergewehren zerreisst die Kugel vor der Mündung einen feinen Metalldraht, der quer übergespannt ist, und durch den ein Strom zum Elektromagneten der Uhr geht. Für die Triebkraft meiner Thonkugeln würde dies wohl eine zu merkliche Verlangsamung bewirkt haben, und ich folgte demgemäss einem Rathe Röntgen's und liess von der Kugel zwei nur auf einander gelegte feine Drähte auseinanderreissen. Es sind ja ohnedies bei diesen Versuchen unvermeidliche Fehlerquellen genug da. Ein Theil der bewegenden Kraft wird noch im Rohr durck die Reibung der Kugel absorbirt, ein anderer durch den Luftwiderstand in der Flugbahn bis zur Scheibe, ein Theil wird verwendet, um die Luft im Rohr vor der Kugel hinauszutreiben, und die hat bei den vorliegenden Dimensionen auch ein Gewicht von 0,26 gr, ist also gegenüber einem Kugelgewicht zwischen 1 und 2 gr eigentlich auch nicht zu vernachlässigen. Ein Theil der Stosskraft wird gewiss auch dazu verwendet, die Kugel in Rotation zu versetzen, er fällt je nach Geschwindigkeit der Rotation und dem Trägheitsmoment der Kugel verschieden gross aus und kommt für die Propulsion ganz in Wegfall. Barometerstand und Lufttemperatur sind, streng genommen, auch nicht ganz gleichgültig, aber es kam doch nicht darauf an, Werthe bis auf einige Decimalstellen genau zu bestimmen, da ja doch natürgemäss je nach der Geschicklichkeit und Kraft, womit jeder Schuss abgegeben wurde, die Einer und selbst Zehner beträchtlich differiren mussten und, wie es sich zeigte, auch wirklich differirten.

Tabelle 1.

p	α	v	c
1.098 g	1.0 cm	23	42
1.107		40	74
1.117		30	55
1.13		21	39
1.14		20	37
1.16		38	71
1.18		30	57
1.252		50	97
1.329		29	59
1.351		44	73
1.356		26	51
1.372		23	46
1.375		31	53
1.390		50	101
1.400		21	42
1.424		50	102
1.81		33	74
1.915		53	121
1.911		30	69

In Tabelle 1 bedeutet p das Gewicht der Kugel, α den Querschnitt, v die gemessene Geschwindigkeit des Projectils, c die berechnete Geschwindigkeit der exspirirten Luft in Metern pro Secunde. Alle Zahlen der letzten 2 Columnen sind abgerundet. Die Werthe von c differiren bedeutend, 37 Meter in der Secunde ist das Minimum, 121 das Maximum. Eine Abhängigkeit von Querschnittsbelastung (dem Kugelgewicht) ist nicht zu erkennen. Offenbar ist es mir nicht gelungen, in allen Fällen das mögliche Maximum von Pression in meinem Thorax zu erzeugen und plötzlich ins Blasrohr den Luftstrom zu entladen, vielleicht nur in einigen annähernd. Ich habe nun selbst an einem Quecksilber-Manometer untersucht, wie hoch ich den Druck bei grösster Anstrengung treiben kann, und habe Werthe von 150 bis 160 mm Hg gefunden. Daraus würde sich nach der Formel $396,5\sqrt{\frac{h}{b+h}}$ die Geschwindigkeit der ausströmenden Luft berechnen als $c = 165,3$; um die höchsten wirklich erhaltenen Werthe, die nur etwa 100 Meter in der Secunde betragen, daraus zu berechnen müsste, 165,3 um einem Factor multiplicirt werden, der ziemlich genau $= 0.6$ ist. Dieser Werth stimmt auffallend gut mit den oben angegebenen Erfahrungs-Quotienten $\mu = 0.5$, wenn man Folgendes berücksichtigt. Die Formel $c = 396.5\sqrt{\frac{h}{b+h}}$ gilt eigentlich nur, wenn ein Gefäss mit unendlich dünner Wand einfach ein Loch bekommt, woraus die comprimirte Luft ausströmen kann. Jede Ansatzöffnung vermehrt das Quantum derselben, und ein solcher Ansatz ist beim Aufgehen der Glottis gegeben im Rachenraum und Mundhöhle. Wir dürfen also annehmen, dass mit einer Genauigkeit, die gar nicht grösser erwartet werden konnte, die Gültigkeit der Formel $c = 396,5\sqrt{\frac{b}{b+h}}$ auch für den kurz dauernden Exspirationsdruck erwiesen ist, und werden daraus weiter unten noch einige Folgerungen zu ziehen haben.

Vorher bleibt aber noch ein Punkt zu besprechen. Man wird einwenden, dass die Formel $P = \frac{\alpha\gamma}{p} c^2$, die den Druck der bewegten Luft auf eine Fläche von α Einheiten angiebt, nur gelte für frei aufgestellte Flächen, auf die ein Windstoss trifft, der dann abprallend seitlich entweichen kann, während beim Blaserohr die Sachen ganz anders liegen, die Luft in einen engen Raum gesperrt ist, aus dem sie seitlich nicht entweichen kann, weil die Kugel hermetisch schliesst, oder so gut wie hermetisch, wo dann nur sehr wenig Luft für den Stoss verloren gehen wird, da sie sich durch enge Spalten nur mit sehr geringer Geschwindigkeit bewegen kann. Auch wenn man diesen Einwand gelten lässt, so folgt aus meinem Versuch ohne Weiteres, dass in den röhrenförmig gestalteten Luftwegen die Wirkung (nicht die Geschwindigkeit) der exspirirten Luft die gleiche ist, als wenn im freien Felde ein Wind mit der berechneten Geschwindigkeit sich bewegen würde. Ich glaube aber nicht, dass der Einwand stichhaltig ist. Trifft ein Windstoss eine senkrecht dazu stehende Ebene, so kann die Luft auch nicht ohne Weiteres entweichen, denn die Fläche wird nicht nur getroffen, sondern auch umspült von der bewegten Luft. Das Blaserohr setzt keine neue Bedingungen für die Stosskraft, sondern sorgt nur dafür, dass die bewegte Luft auf einen bestimmten Querschnitt beschränkt bleibt, weil ich nicht im Stande bin, eine Windsbraut von so grossem Querschnitt zu erzeugen, dass der Querschnitt des Projectils dagegen verschwindend klein ist. Blase ich ohne Rohr gegen einen Körper, so vertheilt sich die Luft vor demselben rasch auf einen ungeheuren Querschnitt, und ist die Geschwindigkeit in meinen engen Luftwegen auch sehr gross, so ist sie am getroffenen Körper, entsprechend dem grösseren Querschnitt, eine viel geringere. Es wäre etwas Anderes, wenn z. B. tausend Münde zugleich und dicht neben einander blasen würden; dann dürfte die Kugel frei diesem Winde ausgesetzt sein und würde sicher mit der gleichen Geschwindigkeit fortgeschleudert werden, wie durch das Blaserohr von einem einzigen.

Es ist von einigem Interesse, zu erfahren, welche mechanische Arbeit bei den Schiessversucnen geleistet wurde. Ist einem Körper von der Masse m die Geschwindigkeit v ertheilt worden, so war dazu eine Arbeit $= \frac{mv^2}{2}$ erforderlich. Sehen wir von allem Anderen (Reibung, Drehung der Kugel, Beschleunigung der Luft im Rohre u. s. w.) ganz ab, so käme z. B. für eine Kugel im Gewicht von 1,4 gr, die eine Geschwindigkeit von 50 m annahm, eine Arbeit von 17 500 000 Erg = 1,75 Joule heraus; oder nach der älteren Bezeichnung von 0,178 Kilogrammeter. 0,418 Calorien müssten dazu verwendet werden, da 1 Calorie 0,426 Kgm entspricht. In 100 Hustenstössen von gleicher Stärke würden also 41,8 Calorien aufgewendet werden, wenn sie völlig in mechanische Arbeit umgesetzt werden könnten. Nach A. Fick wird aber bei Muskelarbeit von der verbrauchten Energie nur der fünfte Theil zur äusseren Arbeit verwendet, der Wärmeverbrauch beträgt also 209 Calorien. Hustet jemand 10

Stunden lang in jeder Minute nur einmal mit maximaler Stärke, so verbraucht er dazu allermindestens 1250 Calorien.

Wie oben erwähnt, ist zufällig der Querschnitt des verwendeten Blasrohrs ziemlich genau gleich dem der offenen Glottis, und wir dürfen daher annehmen, dass in dieser bei der heftigsten stossweisen Exspiration eine Geschwindigkeit der Luft von rund 100 Meter in der Secunde entsteht, das ist mehr als doppelt so viel, als die Geschwindigkeit eines Orkans beträgt. Die höchsten je beobachteten Windgeschwindigkeiten betragen 50—60 Meter in der Secunde; solche Messungen liegen nur in sehr geringer Zahl vor, weil Stürme von dieser Gewalt sehr selten sind und ausserdem meist die registrirenden Apparate sogleich zerstören, wie sie auch Gebäude und die ganze Vegetation einfach fortblasen. Die Luftröhre hat einen bedeutenderen, annähernd elliptischen Querschnitt. Der sagittale Durchmesser beträgt beim Erwachsenen nach Gerlach[1]) 14 mm, der frontale 18 mm. Hieraus berechnet sich der Querschnitt $= 2{,}01\ cm^2$; es es ist also die Geschwindigkeit der Luft in der Trachea nur halb so gross, als in der Glottis.

Da die Stosskraft bewegter Luft proportional dem Quadrat der Geschwindigkeit ist, so wirkt also der Exspirations-Strom in der Glottis 4 mal so stark, als in der Trachea; es erklärt sich so, warum man bei Katarrh der Luftwege sich lange abhusten muss, um den Schleim vorwärts zu bringen; ist er aber einmal in die Stimmritze angelangt, so fliegt er beim ersten Hustenstoss leicht heraus. Es kommt hierbei allerdings noch ein anderer Umstand in Betracht. Es ist nicht gleichgültig, ob Schleim oder ein Fremdkörper sich mitten im Luftstrom befindet und von diesem central und senkrecht getroffen oder nur tangirt wird, wenn er sich am Rande, etwa nur die Wand benetzend und in dünner Schicht überziehend, befindet.

Ich habe deshalb auch Versuche mit viel kleineren Projectilen ausgeführt, die nur lose im Blasrohr lagen und keineswegs das Lumen derselben ganz ausfüllten. Es waren Kugeln aus Thon, nur roh mit der Zange geformt, mit einem ungefähren Querschnitt $\alpha = 0{,}38\ cm^2$; so dass also $\frac{2}{3}$ des Lumens

[1]) Gerlach, Handb. der spec. Anat. in topogr. Behandlung. S. 372.

frei bleiben. Einige Kugeln waren genau ausgewogen, die anderen in grösserer Zahl, und das Gewicht durch ihre Zahl dividirt gab das Gewicht nur im Durchschnitt und annähernd an. Tabelle 2 verzeichnet die erhaltenen Resultate. Wie vorauszusehen war, schwankten die Ergebnisse noch stärker, als in der ersten Versuchsreihe, weil es eben nicht möglich ist, immer gleich stark und schnell zu blasen, und weil offenbar hier die Geschwindigkeit der Kugel verschieden gross werden musste, je nachdem sie bald in die Mitte des Luftstroms geschleudert wurde oder am Boden des Rohres einfach fortrollte. In 22 Schüssen wurde ein Minimum von 17 und ein Maximum von 94 Metern pro Secunde für die Luftgeschwindigkeit erhalten. Das Mittel betrug 48 gegen 66,5 in der ersten Versuchsreihe. Man darf daraus nicht schliessen, dass damit die Unbrauchbarkeit der Formeln für ein

Tabelle 2.

p	α	v	c
0,28	0,38	22	36
0,29		10	17
0,28		13	21
0,32		10	35
0,27		22	41
. . . .		12	22
. . .		41	75
. .		20	36
. .		11	19
. . . .		23	42
. . .		22	41
. . .		30	55
. . . .		44	82
. . .		23	43
. . .		33	62
. .		36	67
0,37	0,38	51	94
. . .	. .	44	82
0,36	. .	22	41
. . .		12	23
. . .		20	47
. .		41	76

genau ausgefülltes Rohr erwiesen sei, und dass hier eben zu hohe Werthe erhalten wurden. Vielmehr erklärt sich die Differenz daraus, dass die leichteren Kugeln auf dem Wege bis zur Scheibe durch den Luftwiderstand eine grössere Verzögerung erfahren, als die schwereren; denn die Fläche nimmt mit der zweiten und das Gewicht, also das Trägheitsmoment, mit der dritten Potenz zu.

Und ferner kann bei ausfüllender Kugel der Querschnitt als senkrecht von der Luft getroffene Ebene betrachtet werden, bei kleineren aber nicht. Hier ist die Krümmung der Oberfläche von Einfluss, und in der Ballistik ist lange schon bekannt, dass der Luftwiderstand vom Radius der Geschossspitze abhängig ist. Es herrscht also wohl in den Luftwegen bei der kräftigsten Exspiration eine Luftgeschwindigkeit, wie sie sich aus Tabelle 1 ergiebt, aber sie wirkt nicht so stark auf Körper mit convexer Oberfläche, oder auf solche, die nicht central getroffen werden, wie es der Wind einer senkrecht dazu stehenden Ebene gegenüber thut.

Dass das specifische Gewicht der Kugeln, also die Querschnitts-Belastung von Einfluss auf die Ausnützung der Stosskraft der Luft sein würde, liess sich nach analogen Beobachtungen in der Ballistik [1]) bei oberflächlicher Betrachtung vermuthen. Ein solcher Einfluss lässt sich aber aus Tabelle 1, die absichtlich nach Geschossgewichten (bei gleichem Querschnitt!) geordnet ist, keineswegs ableiten. Zudem habe ich eigens noch Versuche mit Bleikugeln (Rehpfosten) angestellt, die auch keine Vergrösserung der Geschwindigkeit erkennen lassen, im Gegentheil eine Verminderung, jedenfalls wegen der grösseren Reibung im Rohre. Hier sind die Resultate in Tabelle 3 zusammengestellt. Das

Tabelle 3.

p	α	v	c
4,52	0,66	13,6	55
4,52	. . .	10,87	45
4,49	. .	4,62	29
4,49	. . . .	9,05	37
3,21		20,53	67
3,21	. .	7,32	24
3,21		5,16	18
3,21		14,74	48

[1]) Vergl. Heydenreich, Die Lehre vom Schuss. Berlin 1898. II. S. 34.

arithmetische Mittel der berechneten Luftgeschwindigkeiten beträgt rund 40 Meter pro Secunde. Man beachte die erstaunliche Leistung, dass eine 3 gr schwere Bleikugel mit einer Geschwindigkeit von 20 Meter pro Secunde fortgeschleudert wurde!

In der Ballistik ist der Einfluss der Querschnitts-Belastung auf die Ausnützung des Pulverladung vorwiegend bei langsam verbrennenden Pulversorten zu gewärtigen (Heidenreich a. a. O.). Wenn in unseren Versuchen ein solcher Einfluss nicht nachgewiesen werden konnte, so mag man also die Entladung der comprimirten Luft aus dem Thorax in Analogie bringen mit der Detonation eines brisanten Pulvers. Oder auch: der Organismus muss im Stande sein, während ein Theil der Luft sich durch die geöffnete Glottis entleert, durch active Compression des Thorax und nachträgliche Volumens-Verkleinerung den Anfangsdruck wenigstens noch eine kurze Zeit voll aufrecht zu erhalten, wenigstens so lange, als bis in unseren Versuchen die Kugel, und zwar auch die langsamste, das Rohr verlassen hatte.

Eine oberflächliche Schätzung wird dies wenigstens als sehr möglich erscheinen lassen.

Die Oberfläche eines erwachsenen Menschen beträgt nach Quetelet[1]) rund 1,5 qm. Man darf doch wohl annehmen, dass die Oberfläche des ganzen Thorax, einschliesslich des Zwerchfells, etwa den dritten Theil, also 0,5 qm betragen wird. Wenn die Luft also in einem 1 qcm dicken Strahl und mit einer Geschwindigkeit von 100 m ausströmt, so brauchen sich die Wandungen, (wieder einschliesslich des Zwerchfells), nur mit einer Geschwindigkeit von 2 cm in der Secunde nach Innen zu bewegen, um ein Absinken des intrathoracalen Druckes zu verhüten.

Als hauptsächliches Resultat der vorstehenden Untersuchungen ergab sich, dass für den gewaltsamen Exspirationsact die Formel $c = 396{,}5 \sqrt{\frac{h}{b+h}}$ Gültigkeit besitzt, und dass nur ein Erfahrungsfactor hinzugefügt werden muss von 0,6, etwas

[1]) Citirt nach: Valentiner, Grundriss der Physiologie d. Menschen, S. 33.

grösser, als bei Ausflussgefässen ohne Ansatz. Es lassen sich nun daraus noch einige Folgerungen ableiten, die nicht ganz ohne practisches Interesse sind. In der Formel kommt auch der Barometerstand b zum Ausdruck, auch von ihm ist die Ausströmungs-Geschwindigkeit abhängig und damit die Möglichkeit, besser und leichter oder schlechter und schwerer zu expectoriren, Schleimmassen, Fremdkörper u. s. w. herauszubefördern. Nun ist die Energie der bewegten Luft gleich der Masse mal den Quadrat der Geschwindigkeit, also $\varepsilon = m\,c^2$, oder, wenn wir alle Constanten vor der Wurzel der Kürze halber zusammen $= a$ setzen,

$$\varepsilon = m\,a^2 \frac{h}{b+h}.$$

Ein Jeder sieht, dass in dieser Gleichung ε mit wachsendem b abnehmen muss. Für $b = 0$ ist $\varepsilon = ma^2$, bei wachsendem b convergirt der Werth von $\frac{h}{b+h}$ und damit auch der von ε gegen Null.

Daraus folgt unmittelbar, dass bei niedrigem Baromerstand, also bei grösserer Erhebung über den Meeresspiegel, die Stosskraft der exspirirten Luft wächst und damit die Expectoration besser wird — caeteris paribus! Vor allem kommt hier in Betracht, ob auch die Masse der exspirirten Luft constant geblieben ist. Das bleibt sie nicht, wenn das Volumen sich nicht ändert, denn die Dichte der Luft nimmt mit dem Drucke zu und ab, und zwar verhalten sich nach dem Boyle-Mariotteschen Gesetz (bei gleicher Temperatur) die Gewichte zweier gleichen Volumina wie die Drucke, unter denen sie stehen. Nehmen wir also das Volumen der exspirirten Luft als constant an, so muss ihre Masse m noch mit dem Factor b selbst multiplicirt werden, und wir erhalten die Gleichung

$$\varepsilon = a^2mh \frac{b}{b+h}$$

In dieser ist sofort ersichtlich, dass ε mit wachsendem b zunimmt; für $b = 0$ wird ε auch $= 0$, mit wachsendem b convergirt $\frac{b}{b+h}$ gegen den Werth 1 und damit ε gegen a^2mh.

Um sich die Sache anschaulicher zu machen, kann man auch hier wieder die Werthe von ε und b in ein Coordinaten-System eintragen; eine Curve giebt an, wie bei sich änderndem b die Werthe von ε sich ändern. Das Aussehen dieser Curve kann man durch zweimaliges Deriviren der Gleichungen nach b feststellen.

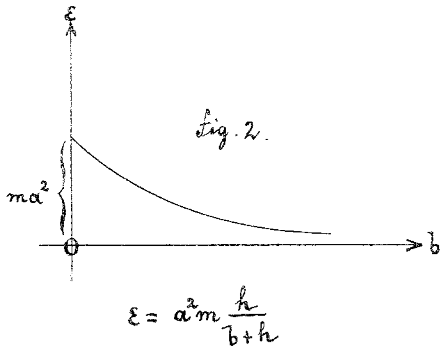
So erhält man aus der ersten Gleichung

$$\varepsilon = a^2 m \frac{h}{b+h}$$

$$\frac{d\varepsilon}{db} = a^2 m \frac{-h}{(b+h)^2}$$

$$\frac{d^2\varepsilon}{db^2} = a^2 m \frac{2h}{(b+h)^3}$$

Die erste Derivirte ist negativ, die Curve fällt also mit wachsendem b; die zweite Decivirte ist positiv, die Curve wendet also ihre concave Seite nach unten. Demnach wird also, die Curve, welche die Werthe von ε bei sich änderndem b ausdrückt, etwa die Gestalt wie in Fig. 2 annehmen.



Aus der zweiten Gleichung erhält man

$$\varepsilon = a^2 m \frac{hb}{b+h}$$

$$\frac{d\varepsilon}{db} = a^2 m \frac{h^2}{(b+h)^2}$$

$$\frac{d^2\varepsilon}{db^2} = a^2 m \frac{-2h^2}{(b+h)^3}$$

Hier ist die erste Derivirte positiv. Die Curve steigt also mit wachsendem b. Die zweite Derivirte ist negativ, die Curve wendet also ihre concave Seite nach unten und wird etwa aussehen, wie in Fig. 3.

Die erste Gleichung und Fig. 2 gilt für constante Masse, die zweite Gleichung und Fig. 3 für constantes Volumen der zur Exspiration, bezw. zur Expectoration verwendeten Luft.

Wenn wir uns in grössere absolute Höhen begeben und unter niedrigerem Luftdruck leben, so athmen wir zunächst gleiche Volumina Luft in der Zeiteinheit, brauchen aber die gleichen Gewichtsmengen, die im gleichen Volumen nicht mehr enthalten sind. Um unser Sauerstoff-Bedürfniss zu befriedigen, müssen wir entweder tiefer oder öfter athmen. Ein starrer Thorax kann nur letzteres und für ihn trifft die zweite Gleichung zu, für ihn werden die Bedingungen für die Expectoration in dünner Luft ungünstiger, besser bei hohem Barometerstand. Dagegen kann ein biegsamer Thorax, und vor Allem ein noch wachsender mit der Zeit schliesslich bleibend durch Vergrösserung seiner Excursionen, seiner Dimensionen und vitalen Capacität es dahin bringen, dass er mit gleicher Masse von Luft trotz der geringeren Dichtigkeit derselben arbeitet, dass also für ihn die erste Formel Gültigkeit bekommt. Und hierin sehe ich z. B. nicht den ganzen, aber einen wesentlichen Vortheil des Höhenklimas für jugendliche, besonders noch wachsende Individuen. Wo es sich um Ausheilung einer gerade beginnenden Phthise oder gar um Prophylaxe bei dazu disponirten Individuen handelt, glaube ich, kann man diesen Einfluss auf ergiebigere Expectoration nicht leicht zu hoch anschlagen, wenn man unter Expectoration nicht nur Husten, sondern auch die in jeder Minute 10 oder 15 Mal durch die Athmungsluft bewerkstelligte Weiterschaffung von Eindringlingen gegen den Larynx zu versteht.

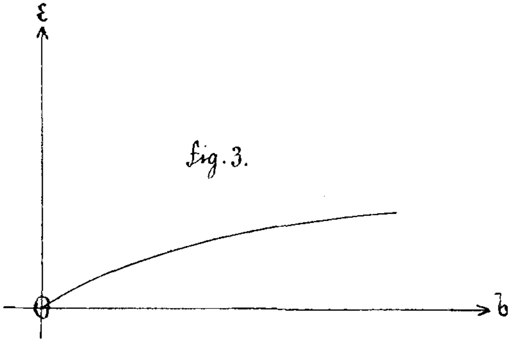


Fig. 3.

$$\varepsilon = a^2 m \frac{bh}{b+h}$$

Natürlich glaube ich in diesem Moment nicht etwa die ganze Wirkung von Davos, Arosa und anderen Höhencurorten ergründet zu haben. Dabei wirken noch vielerlei Factoren von beträchtlicher Bedeutung mit, deren Besprechung nicht hierher gehört. Aber ich meine, dass wir dem wissenschaftlichen Verständniss der ganzen Klimatologie nur dann näher rücken können, wenn wir erst alle einzelnen Componenten für sich in ihrer Wirkung auf den menschlichen Körper studiren. Der Anfang dazu ist ja schon von mancher Seite gemacht; man hat den Einfluss des Luftdruckes auf vitale Capacität, auf Zusammensetzung des Blutes und Anderes untersucht.

Es sollte mich freuen, wenn Vorstehendes uns wieder einen kleinen Schritt auf diesem langen und mühevollen Wege vorwärts gebracht haben sollte.

Kurze Zusammenfassung der erhaltenen Resultate.

1) Die expectorirende Kraft der Espirationsluft ist gleich dem Product aus Masse mal Quadrat der Geschwindigkeit.

2) Ein Mann, der einen maximalen intrathoracischen Druck von 150 bis 160 mm Hg erzeugen konnte, erzielte Geschwindigkeiten der heftig exspirirten Luft bis 100 m in der Secunde, Werthe, welche die Geschwindigkeit der stärksten Orkane um mehr als das Doppelte übertreffen. Die Werthe sind berechnet für eine Glottisweite von 1 qcm.

3) Während dieses kurz dauernden Exspirations-Actes scheint der intrathoracische Druck nicht wesentlich zu sinken, was durch ein sehr mässig schnelles Nachrücken der Thoraxwand nach innen erklärbar ist.

4) Die mechanische Arbeit einer kräftigen Exspiration beträgt mindestens 1,75 Joule. 1250 Calorien sind erforderlich, um durch 10 Stunden hindurch in jeder Minute nur einen Hustenstoss von maximaler Stärke zu erzeugen.

5) Die aus der Physik bekannte Formel für Ausfluss-Geschwindigkeit von Gasen

$$v = 396{,}5 \sqrt{\frac{h}{b+h}}$$

hat auch für die menschliche Stimmritze ihre Geltung, wenn der „Erfahrungsfactor“ $\mu = 0{,}6$ genommen wird.

6) In der doppelt so weiten Trachea ist die Geschwindigkeit ein halb, die Stosskraft ein viertel mal so gross,

woraus sich die Folgerungen für die weiteren Verästelungen des Bronchialbaums von selbst ergeben.

7) Die Expectorationskraft ist, wie die Formel in Fig. 3 zeigt, auch vom Barometerdruck abhängig:
   a) bei gleicher Masse der exspirirten Luft sinkt die expectorirende Kraft mit steigendem Barometerdruck;
   b) bei gleichem Volumen der exspirirten Luft wächst die expectorirende Kraft mit steigendem Barometerdruck.

8) Für Leute mit biegsamem (noch wachsendem) Thorax kommt 7 a) in Betracht: die expectorirende Kraft wird im Höhenklima besser werden.

   Leute mit starrem Thorax können nach 7 b) bei höherem Barometerdruck (Tiefenklima) besser expectoriren.