

meiner Untersuchung) nur Objekt eines Urteils ist, so glaube ich auch jetzt noch, Fahr nicht unrecht zu tun, wenn ich die von mir untersuchten Desquamationen mit den von ihm als Glomerulitis gedeuteten im allgemeinen identifiziere. Hochgradige Epithelansammlungen bilden bei der „Kombinationsform“ die Ausnahmen, und ich habe S. 17 offen gelassen, daß auch Epitheldesquamationen auf anderem als dem mir angegebenen Wege zustande kommen.

Wer Fahrs Anschauung über die Amyloidniere beurteilen will, darf nicht nur den von ihm angeführten Passus lesen, sondern muß berücksichtigen, daß Fahr die Amyloidniere unter den „Nephrosen“ abhandelt und die Amyloidschrumpfniere mit dem Narbenstadium der Nephrosen in Parallele setzt. Übrigens bezieht sich mein Passus: „... lehnen die Annahme ab“ usw. auch auf Volhard, der die Bedeutungslosigkeit der amyloiden Degeneration der Glomeruli stark betont hat.

Der Satz aus meiner Arbeit: „Fahr scheint als Hauptkriterium die elastischen Hyperplasien verwertet zu haben“ kann, wenn man den Gedankengang berücksichtigt, in dem er steht, meines Erachtens nicht dahin verstanden werden, daß Fahr die lipoiden Degenerationen und das Befallensein der Vasa afferentia nicht erwähnt und beschrieben hat. Denn es handelt die betreffende Stelle nur von der Frage, wonach man beurteilen soll, ob eine Niere stark oder weniger stark von der Arteriosklerose befallen ist. Der Eindruck, den ich in diesem Satz wiedergab, stammt aus Fahrs früheren Mitteilungen, aber ich würde den fraglichen Passus nicht geschrieben haben, wenn ich darin eine einigermaßen erhebliche Kritik der Auffassung Fahrs über die Stärke der arteriosklerotischen Schädigung erblickt hätte.

---

## XI.

### Die Pulswelle, ihr Entstehen und Vergehen und ihre Bedeutung für den Blutkreislauf.

Von

Dr. Jos. Trautwein,  
Kreuznach.

(Hierzu Tafel IV—VII und 120 Textfiguren.)

---

#### I. Physikalischer Teil.

##### I. Einleitung.

(Geschichtliches <sup>1)</sup>.)

Nirgends als in der Geschichte der Blutbewegung kann man es besser verfolgen, wie einzelne unrichtig gedeutete Beobachtungen lange Zeiträume hindurch zur unangreifbaren Richtschnur der Forschung wurden, während andere richtig erkannte Vorgänge, sowohl von den Zeitgenossen als auch von den Nachfolgern mißverstanden oder unbeachtet, von einzelnen das wissenschaftliche Gebiet beherrschenden Männern in den Hintergrund gerückt wurden, um erst nach Jahrhunderten ihre allgemeine Anerkennung zu finden.

---

<sup>1)</sup> Die älteren geschichtlichen Daten sind meist dem Buche L. Landois' „Über den Arterienpuls“, 1872, entnommen.

Aristoteles (384—322 v. Chr.) hatte schon richtige Anschauungen über die Bedeutung des Herzens als Ausgangspunkt der Blutbewegung. Ihm ist es die Akropolis des Leibes, der Quell und erster Aufnahmsort des Blutes. Von ihm gehen alle Adern aus.

Erasistratus (280 v. Chr.) lehrte bereits, daß die Pulsbewegung der Arterien vom Herzen ausginge und eine durch aktive Bewegung des Herzens auf die Schlagadern übertragene Motion sei.

Diese richtige Anschauung vernichtete wieder

Galenus (131—201 n. Chr.) durch seine Erklärung, die Pulsbewegung komme nicht in der Weise zustande, daß die Röhre durch das Blut passiv ausgedehnt werde, sondern der Sitz der pulsatorischen Bewegung liege in der Gefäßwand, die zwar einer vom Herzen ausgehenden Kraft entstamme, aber sofort erlösche, wenn man die Verbindung der Arterienwand mit dem Herzen aufhebe, und die selbst nicht durch eine verbindende Röhre wieder hergestellt werden könne.

Diesen Satz stützte Galen auf ein von ihm vollständig mißverständenes Experiment, welches erst durch

Vesalius im 16. Jahrhundert als falsch nachgewiesen wurde.

Die unrichtige Auffassung der Pulskraft veranlaßte Galen zu dem zweiten Irrtum, daß er die Diastole als den aktiven Teil der Herzbewegung betrachtete. In der Systole falle das Herz auf rein passive Weise zusammen und erzeuge durch sein Anschlagen an die Brustwand den Herzstoß, während es in der Diastole sich von derselben entferne<sup>1)</sup>. Die Entdeckung des Kreislaufs durch

W. Harvey (1628) brachte erst ein besseres Verständnis auch für die Pulsbewegung. Nach ihm entsteht der Puls durch die Kontraktion des linken Ventrikels und durch den hierdurch dem Blute erteilten Anstoß.

Freilich behauptet er auch, daß das Herz sich bei der Systole erhebe und gegen die Brustwand anschlage.

Trotz der großartigen Entdeckung Harveys erhielt die Pulslehre in den nächsten beiden Jahrhunderten nur wenig Förderung. Zwar hatte der große Mathematiker L. Euler schon Versuche an elastischen Röhren gemacht, um ein Verständnis für die Pulsbewegung zu gewinnen. Allein er gab dieselben wieder auf, weil er bald einsah, daß auf diese Weise kein Resultat zu gewinnen sei, welches alle bei der Zirkulation in Betracht kommenden Verhältnisse mit mathematischer Genauigkeit aufkläre. In seinem Nachlaß hat man sogar eine aus dem Jahre 1775 stammende, hierher zielende Abhandlung vorgefunden (*Principia pro motu sanguinis per arterias determinando Opera postuma mathematica et physica. Tome II, Petropol 1862*), in der er die Anwendung derartiger Versuche auf die Verhältnisse des Kreislaufes für eine Aufgabe erklärte, deren exakter Lösung der menschliche Geist überhaupt nicht gewachsen sei („In motu sanguinis explicando . . . offendimus insuperabiles difficultates“).

<sup>1)</sup> Vielleicht ist hier schon der Ursprung zu der auch heute noch aufrechterhaltenen falschen Lehre vom systolischen Herzstoß zu suchen.

Erst in der neuesten Zeit, mit Beginn des 19. Jahrhunderts, nahm die Pulsforschung einen mächtigen Aufschwung durch die Einführung der physikalischen Untersuchungsmethoden. Dadurch war die Möglichkeit gegeben, sich über die intimeren Verhältnisse der Blutbewegung in Herz und Gefäßen Aufschluß zu verschaffen.

In edlem Wettstreit haben sich auf diesem Gebiete Kliniker und Physiologen unsterblichen Ruhm erworben.

Der Eifer, womit man sich diesen Studien zuwandte, wurde vermehrt durch das Bedürfnis, den herrschenden vitalistischen Anschauungen entgegenzutreten, wonach im Organismus der Antrieb der Blutbewegung und ihre wunderbar zweckmäßige Verteilung in die einzelnen Gewebe unmöglich allein rein physikalischen Gesetzen folgen könne, sondern auf der Mitwirkung einer geheimnisvollen Kraft beruhen müsse, welche man Lebenskraft nannte.

Es ist daher bemerkenswert, daß schon gegen die Mitte des Jahrhunderts ein hervorragender Physiologe, A. W. Volkmann, welcher sich eingehend mit den dynamischen Gesetzen der Blut- und Flüssigkeitsbewegung in starren und elastischen Röhren beschäftigte, in der Vorrede zu seinem bekannten Buche über „Hämodynamik“<sup>1)</sup> aussprechen konnte:

„Was mich betrifft, so kann ich nicht leugnen, daß ich zwischen den Vorgängen der Blutbewegung und den Erscheinungen, welche ich an toten Apparaten beobachtet hatte, die wesentlichste Übereinstimmung finde. Wieviel Spezifisches in den Verhältnissen der Blutbewegung auch vorkommen mag, immerhin ist das Blut eine Flüssigkeit, die Adern sind elastische Röhren und die Kontraktionen des Herzens wirken als Stöße. Von der Untersuchung dessen, was spezifisch vital sein könnte, habe ich fast gänzlich abgesehen.“

Neben Volkmann hat sich in rascher Folge noch eine große Anzahl inländischer wie ausländischer Forscher dem Studium der hydraulischen Gesetze in starren und elastischen Röhren gewidmet und sich bemüht, den Beweis zu erbringen, daß auch auf das Gefäßsystem dieselben Gesetze anwendbar seien. Ich brauche aus der großen Reihe dieser Männer nur Namen wie die der Gebrüder Weber, Donders, Ludwig, Landois, Fick, Marey hervorzuheben, um anzudeuten, welches Interesse man der Bearbeitung dieser Fragen entgegenbrachte.

Wenn diese Bemühungen, nicht selten unterbrochen von hartnäckigen wissenschaftlichen Kämpfen, bis heute noch nicht zu einem zufriedenstellenden Resultat geführt haben, so ist auch hier die Ursache lediglich darin zu suchen, daß Sätze, die von Autoritäten als grundlegend ausgesprochen wurden, obwohl von vornherein unzureichend oder mangelhaft begründet, für unantastbar galten, während andere, selbst von bedeutenden Männern stammende, unbeachtet blieben oder auch als nicht von Fachleuten ausgehend, in den maßgebenden Kreisen keine Stütze fanden.

Statt hier den Hebel anzusetzen und auf dem Wege des Experimentes in

<sup>1)</sup> A. W. Volkmann, Die Hämodynamik. Leipzig. Verlag Breitkopf u. Härtel. 1850.

erster Linie sich Aufklärung zu verschaffen, begnügte man sich mit der Aufstellung komplizierter mathematischer Formeln, die der Nachprüfung nicht standhielten.

Charakteristisch hierfür ist, was noch jüngst ein renommierter Physiologe behauptete: „Entscheidend ist in diesen Fragen nur die streng mathematische Betrachtung, vom Versuch abgesehen“ — hiermit sind natürlich nur die Tierversuche gemeint —, denn bald heißt es weiter: „Ich kann nicht finden, daß Versuche mit Ventilen vorzugsweise geeignet wären, die uns interessierenden Verhältnisse aufzuklären.“ Wie anders lautet dagegen das Urteil eines berühmten Physikers der Neuzeit: „Die Hydrodynamik ist neuerdings in Deutschland vernachlässigt worden, während sie früher gerade in Deutschland durch die bedeutendsten Mathematiker und Physiker die größte Förderung erfahren hatte. Der Grund liegt, wie mir scheint, in erster Linie an den divergenten Richtungen, in denen sich die beiden früher eng zusammengehenden Wissenschaften der Mathematik und Physik augenblicklich bewegen usw.<sup>1)</sup>.“

Die Erfahrung hat m. E. hinreichend bestätigt, daß physikalische Fragen nur durch physikalische Experimente beantwortet werden können, und die mathematische Betrachtung darf eben des physikalischen Experimentes nicht entbehren. Bleibt etwas unter beiden hierbei unstimmt, so ist entweder das Experiment nicht richtig gedeutet, eventuell unzureichend, oder die Formulierung ist falsch. Es muß daher auf anderem Wege versucht werden, den Fehler zu entdecken, nicht aber durch willkürliche Definitionen die Lücken zu schließen, welche Mangel an Geduld und Ausdauer in der objektiven Forschung hinterlassen haben.

Auch hat man namentlich bei den uns berührenden Fragen vielfach darin gefehlt, daß man Vorgänge, die an starren Röhren beobachtet wurden, ohne Bedenken auch für elastische Röhren gelten ließ. So beging Volkmann den Fehler, daß er Druck- und Strömungsverhältnisse, wie er sie an starren Röhren angetroffen hatte, direkt auf das Blutgefäßsystem übertrug.

Am meisten Verwirrung in den Anschauungen brachte aber die Wellenlehre, welche man an elastischen Schläuchen studierte, und gerade hier, kann man sagen, war die Nichtbeachtung eines wichtigen Elementarsatzes, ausgesprochen von einem berühmten Physiker im Anfang des 19. Jahrhunderts, die Ursache, daß das Verständnis der Pulswelle nicht nur keine Fortschritte machte, sondern im Gegenteil zu stetigen Rückschritten geführt hat.

Es darf daher nicht wundern, wenn gerade in der jüngsten Zeit, wo vitalistische Anschauungen wieder aufblühen, auch für den Blutkreislauf nach zweckdienlichen Hilfskräften Umschau gehalten wird.

So werden neuerdings von verschiedenen Seiten, von Klinikern wie von Physiologen, Anstrengungen gemacht, um zu beweisen oder doch begreiflich erscheinen zu lassen, daß die Arterien durch aktive Beteiligung die Herztätigkeit zu fördern imstande sind.

---

<sup>1)</sup> W. Wien, Lehrbuch der Hydrodynamik (Vorwort). Leipzig 1900.



Man scheint in diesem Eifer gar nicht daran zu denken, daß eine wirksame aktive Unterstützung des Herzmuskels durch die Gefäßmuskulatur gar nicht möglich ist, weil beide sowohl anatomisch wie funktionell so verschieden sind, daß ein Zusammenwirken beider, der Blutbewegung und ihrer Verteilung in die einzelnen Organe nur ein empfindliches Hindernis bieten würde, indem das Tempo der Gefäßmuskulatur mit demjenigen des Herzmuskels nicht Schritt zu halten vermag. Sehr richtig sagt daher Rollett<sup>1)</sup>:

„Auf die Bewegung des Blutes könnten die Muskeln der Arterien nur dann einen Einfluß gewinnen, wenn sie sich rasch und in kurzen Perioden regelmäßig zusammenziehen würden. Gewöhnlich sind ihre Kontraktionen tonisch, und darauf beruht ihre Bedeutung vorzugsweise.“

Jener Satz, auf dem das ganze Verständnis des Wellenvorganges beruht, stammt von dem berühmten Physiker Th. Young aus dem Jahre 1818<sup>2)</sup>. Er lautet: „*Unda enim non est materia progrediens, sed forma materiae progrediens.*“

Dieser Forscher hat auch schon die Pulswelle im Blutstrom vollkommen richtig mit den Wasserwellen auf einem offenen Gewässer verglichen.

Wie wenn man die Bedeutung jenes Fundamentalsatzes geahnt hätte, findet man ihn wiederholt in den Lehrbüchern angeführt, aber keiner der Autoren verstand es, ihm die Geltung zu verschaffen, die ihm gebührte.

Die Gebrüder E. H. Weber, der Physiologe, und Wilh. Weber, der Physiker, waren die Ersten, welche sich zu Anfang des vorigen Jahrhunderts eingehend mit dem Studium der Wellenlehre beschäftigten. Sie schienen auch wie berufen für solche Studien, da sie sich in allen schwierigen Fragen so glücklich ergänzten.

Dennoch verstanden auch die Gebrüder Weber nicht, die Wellenbewegung von der Strombewegung reinlich zu unterscheiden, obgleich sie den Youngschen Satz kannten und ausdrücklich hervorhoben, daß die Welle keineswegs ein sich fortbewegender Körper, sondern eine im Medium der Flüssigkeit sich fortbewegende Form sei.

Sie genossen aber in wissenschaftlichen Kreisen ein hohes Ansehen, daß niemand, nicht einmal so scharfe Denker wie Donders<sup>3)</sup> und Fick, an ihrer Lehre Kritik zu üben wagten.

So lehnte Fick<sup>4)</sup> die sehr richtige Auffassung des Wellenvorganges, welche H. Frey in seiner Schrift<sup>5)</sup> gab, rundweg mit den Worten ab (S. 107): „Es kann keineswegs dieser Vorgang dadurch erklärt werden, daß man das elastische Rohr ansieht als aus unzähligen der Länge nach dicht nebeneinander aufgespannten

<sup>1)</sup> Herrmanns Handbuch der Physiologie. S. 226.

<sup>2)</sup> Landois S. 97.

<sup>3)</sup> F. C. Donders, *Physiol. d. Menschen*. Leipzig 1859.

<sup>4)</sup> A. Fick, *Die medizinische Physik*. Braunschweig 1866. Fr. Vieweg u. Sohn.

<sup>5)</sup> H. Frey, *Versuch einer Theorie der Wellenbewegung des Blutes in den Arterien*. Müllers Archiv 1845.

Saiten bestehend und die Wellenfortpflanzungsgesetze in solchen auf die Röhre überträgt, wobei man das darin enthaltene Wasser bloß als angehängte Masse wirken läßt, wie der Überzug einer mit Draht überspannenen Saite die Wellen derselben verlangsamt.“ Er zieht die Weberschen Anschauungen<sup>1)</sup> vor:

„Die Wellenbewegung auf offener Wasserfläche wird durch die Schwere unterhalten. Die Wellen, die an einem durch ein Gewicht gespannten biegsamen Faden fortschreiten, werden durch die spannende Kraft des Gewichts, also nur mittelbar durch die Schwere unterhalten. Bei den Wellen, welche an einem elastischen, zwischen zwei festen Punkten ausgespannten Faden erregt werden, kommt zu der spannenden Kraft der Wirbel noch die Elastizität des Fadens hinzu. Komplizierter ist der Fall, wenn die Wellenbewegung in einer von inkompressibler Flüssigkeit erfüllten biegsamen und dehnbaren elastischen Röhre stattfindet. Es wird in dem Falle die Welle dadurch fortgepflanzt, daß die bewegte Flüssigkeit die Röhrenwand in einer gewissen Strecke ausdehnt und spannt, und der gespannte Teil der Wand die Flüssigkeit bewegt, indem er auf sie drückt und dadurch wieder die Ausdehnung und Anspannung der nächsten Abteilung der Röhre hervorbringt. Ein gespannter Teil der elastischen Wand wirkt nicht unmittelbar bewegend auf den benachbarten Teil der Wand, sondern nur mittelbar durch die inkompressible Flüssigkeit.“

Dann heißt es weiter:

„Wenn auch mit der Wellenfortpflanzung eine Fortschaffung von Masse geschieht, so bleibt erstere doch immer nur das Fortschreiten einer Form und ist auch hier nicht zu verwechseln mit dem Fortschreiten eines Körpers“ (Contradictio in adjecto).

Nach Donders<sup>2)</sup> ist die Webersche Wellenlehre „eine unübertreffliche Darstellung der Beschaffenheit und Fortpflanzungsweise der Wellen“. S. 81 sagt er: „Wir sehen, daß durch die Strombewegung sowohl wie durch die Wellenbewegung die Flüssigkeit gegen den geringeren Druck sich hinbewegt, und zwar mit gleichmäßiger Geschwindigkeit durch die Strombewegung, mit ungleichmäßiger Geschwindigkeit durch die Wellenbewegung. Da nun die Wellenbewegung allmählich abnimmt, so zwar, daß unter besonderen Umständen am Ende der Röhren sogar ein gleichmäßiges Ausfließen zustande kommen kann, so ist es klar, daß die Wellenbewegung allmählich gegen die Strombewegung zurücktritt.“

Danach könnte man die Wellenbewegung überhaupt für eine überflüssige Begleiterscheinung der Strombewegung halten.

Nach den speziellen Ausführungen der Gebrüder Weber hat die Wellenbewegung selbst eine Verschiebung der Flüssigkeitsteilchen zur Folge, und zwar die positive Welle nach vorwärts, die negative nach rückwärts, so daß, wenn gleich-

<sup>1)</sup> E. H. Weber, Wellenlehre usw. Herausgegeben von M. v. Frey. Leipzig. Verl. von W. Engelmann. 1889.

<sup>2)</sup> E. H. Weber, Anw. d. Wellenlehre auf die Lehre vom Kreislaufe des Blutes usw. Herausgegeben von M. v. Frey. Leipzig 1889.

artige Wellen, positive oder negative, unmittelbar aufeinanderfolgen, eine Flüssigkeitsströmung in oben gedachtem Sinne resultieren müßte. Die eigentliche Strömung kommt erst dadurch zustande, daß beispielsweise im Arteriensystem, in welchem nur positive Wellen unmittelbar aufeinander folgen, die Arterienwände in Spannung geraten, und durch deren elastische Gegenwirkung die ganze eingeschlossene Blutmasse wie in einer Feuerspritze durch den Windkessel in Bewegung gesetzt wird.

Die Ausströmung in das Kapillarsystem erfolgt dann ebenso wie dort nicht in unterbrochenem, sondern in stetigem Strom, weil die etwa am Ende der kleinsten Arterien ankommenden Pulswellen infolge des Widerstandes, welchen sie an den Kapillaren erfahren, durch Reflexion vernichtet werden.“

Diese durch nichts erwiesene Annahme, daß die Pulswelle an den Kapillaren reflektiert werde, wurde der Wellenlehre insofern verhängnisvoll, als in der Folge eine große Anzahl renommierter Forscher: Grashey, v. Frey, v. Kries u. a. mit bewundernswertem Scharfsinn sich vergeblich bemühten, diese Lehre von den sogenannten Reflexionen weiter auszubilden.

So kam es schließlich, daß sämtliche sekundären Erhebungen der Pulscurve, die sogenannte „dikrotische“ nicht ausgenommen, als durch Wellen, welche aus der Peripherie nach dem Zentrum zurückkehrten, entstanden erklärt wurden.

Damit gerieten die Verfechter dieser Lehre aber in eine Sackgasse, in welche ihnen glücklicherweise andere Autoren, wie Hürthle, Edgren, Hoorweg usw., nicht folgten. Daneben konnte die richtige Deutung, welche Landois den sekundären Erhebungen der Pulscurve gab, indem er sie auf Eigenschwingungen der Röhrenwand zurückführte, nicht aufkommen, wozu wohl auch mit beitrug, daß Landois selbst über die Art ihrer Entstehung noch keine klare Vorstellung hatte.

Ebenso glücklich wie mit der Auffassung der Pulswellen als Elastizitätswellen war Landois darin, daß er die dikrotische Welle als reine Rückstoßwelle erkannte, obgleich auch seine Erklärung ihres Entstehens nicht richtig war.

Wenn aber Moens <sup>1)</sup> (S. 33) glaubte, mit der Entdeckung seiner Schließungswellen glücklicher gewesen zu sein als Landois, so hat er sich gründlich geirrt. Seine Schließungswellen in starren Röhren sind ebensogut Rückstoßwellen wie die Landois' in elastischen Röhren, mit dem einzigen Unterschied, daß die ersteren stehende und die letzteren fortlaufende Wellen sind. Noch andere Auswüchse, kann man sagen, haben sich ergeben durch die merkwürdige Interpretation, welche die sogenannten Volum- oder Strompulse (Tachogramme) durch Vierordt, Chauveau, Lortet, Fick, v. Kries erfahren haben. Sie sind wohl zum Teil auf Anschauungen von Volkmann zurückzuführen, der, beiläufig bemerkt, Fließen und Wellenbewegung für vollkommen untrennbar hält; teilweise fallen sie der Lehre von den Reflexionen zur Last.

Volkmann behauptet <sup>2)</sup> (S. 108): „Es koinzidieren während der positiven

<sup>1)</sup> A. Isebreë Moens, Die Pulscurve. Leiden 1878.

<sup>2)</sup> a. a. O.

Welle vermehrter Druck und vermehrte Geschwindigkeit, dagegen während der negativen Welle vermindelter Druck und verminderte Geschwindigkeit. Da nämlich der Mitteldruck des in Wellen strömenden Fluidums eine Funktion der Geschwindigkeit ist, so muß von den Extremen des Druckes, wie diese bei den positiven und negativen Wellen eintreten, dasselbe gelten.“

Man glaubte daher aus der Form der Volumkurven bzw. der Tachogramme (v. Kries) schließen zu können, daß auch die Stromschnelle mit den Phasen der betreffenden Kurven korrespondiere. Aber sowohl die Volumpulse als auch die Tachogramme haben mit der Geschwindigkeit ebensowenig etwas gemein wie das Sphygmogramm, und die Unterschiede ihrer Formen sind lediglich auf ihre Darstellungsbedingungen zurückzuführen. Sie sind sämtlich nichts anderes als Druckkurven.

Das Sphygmogramm gibt die Druckbewegung eines einzelnen Gefäßrohres mittels eines verhältnismäßig trägen Hebels wieder. Die Volumkurven stellen die Gesamtaufnahme unzähliger Gefäßröhren, welche ein ganzes Glied durchsetzen, dar, wobei auch noch Stauungen verschiedener Art: arterielle, venöse und Gewebsstauungen, in Betracht kommen. Daher muß die Volumkurve in ihren Phasen weit weniger scharf ausgeprägt erscheinen als die Pulscurve. Die Tachogramme oder Flammenkurven zeigen dagegen wieder weit schärfer ausgeprägte Phasen als die Sphygmogramme, weil die Flamme viel leichter beweglich ist als der träge Hebel, worauf auch allein die Zeitverspätung gegenüber der Flamme zurückzuführen und nicht, wie v. Kries<sup>1)</sup> meint, auf den Durchgang von reflektierten Wellen zu beziehen ist. Auch Hoorweg<sup>2)</sup> hat darauf schon hingewiesen.

Das Angeführte mag genügen, um anzudeuten, auf welche Irrwege man geraten kann, wenn man ohne Nachprüfung des Meisters Worte als ein „Noli me tangere“ ansieht.

Der gegenwärtige Stand der Pulsforschung konnte daher nicht treffender charakterisiert werden, als es von Tigerstedt in seinem ausgezeichneten Buche: „Physiologie des Kreislaufes“ (geschehen ist<sup>3)</sup>). „Es ist freilich wahr“, heißt es da S. 304, „daß die Verhältnisse, die im Gefäßsystem stattfinden, so verwickelt sind, daß ihre vollständige physikalische Behandlung noch nicht möglich ist.“

Es sei mir daher im nachfolgenden der Versuch gestattet, in dieses Dunkel einige Aufhellung zu bringen.

## II. Allgemeines über den Blutkreislauf.

Die Kreislaufbewegung des Blutes vollzieht sich in derselben Weise wie der Kreislauf des Wassers in der Natur, nur mit dem Unterschied, daß es sich hier um ein offenes Kanalsystem handelt, dort dagegen um ein in sich geschlossenes Röhrensystem, daß ferner in der Natur unbegrenzte Flüssigkeitsmengen in Bewegung

<sup>1)</sup> J. v. Kries, Pulslehre. Freiburg. Verl. v. J. C. B. Mohr. 1892.

<sup>2)</sup> Hoorweg, Arch. f. die ges. Physiol. 47, S. 447 u. 52, S. 482.

<sup>3)</sup> R. Tigerstedt, Lehrbuch der Physiologie des Kreislaufs. Leipzig (Veit & Co., 1893).

gesetzt werden, im Blutgefäßsystem nur einer unverhältnismäßig kleinen, eng umschlossenen Blutmenge immer wieder dieselben Wege zu ihrem ursprünglichen Ausgangspunkte angewiesen werden.

Aus diesem Grunde sind auch die Energiequellen, welche die Bewegung hervorbringen und unterhalten, bei beiden verschieden.

In der Natur ist es die breite Fläche des Meeres, welche durch Verdunstung die Wolken erzeugt, die auf Länder, Felder und Wälder als Regen niederfallen, der wiederum, in die feinsten Poren des Bodens eindringend, auf Pflanzen, Bäume, überhaupt auf alles, was wächst, befruchtend einwirkt, darnach zu Quellen, Bächen und Flüssen sich sammelt, um zuletzt in breiten, ruhigen Strömen dem kraftspendenden Meere wieder zuzufließen.

Auch in dem Röhrensystem des Körpers, in den Blutgefäßen, befindet sich ein kraftspendender Körper, das Herz, welches durch rhythmische Entleerungen zunächst seinen Inhalt in ein geräumiges, baumartig verzweigtes Reservoir, das Schlagadersystem, befördert. Letzteres hat dabei zwei Aufgaben zu erfüllen:

1. das Blut nach allen lebenswichtigen Teilen des Organismus hinzuführen;
2. das stoßweise Eindringen der Blutflüssigkeit in ein gleichmäßiges, ruhiges Strömen umzuformen, worauf dann das Blut in das Gebiet der Kapillargefäße gleichsam wie in einen breiten See einfällt, und wie der Regen in den Lücken des Bodens sich in den Maschen der Organgewebe verteilt, um daselbst den kleinsten Lebewesen, den Zellen, Nahrungsstoffe zuzuführen und Verbrauchtes hinwegzunehmen.

Nach Beendigung dieser für das Leben so wichtigen Aufgabe findet das Blut mit der ihm noch übriggebliebenen geringen Triebkraft seinen Ablauf aus dem Kapillarsystem in kleinen, sich vereinigenden und sukzessive sich erweiternden Bächen, Venen genannt, die nach und nach sich zu größeren Stämmen oder Flußläufen sammeln, um schließlich das Blut dem Herzen wieder zuzuführen, von dem es ausgegangen ist <sup>1)</sup>.

Wird die erste wichtige Aufgabe des Arteriensystems gelöst durch den eigenartigen Bau seiner sich verzweigenden, aber gleichzeitig an Innenraum gewinnenden Äste, so fällt die zweite Aufgabe der Beschaffenheit seiner Röhrenwände zu, welche mit vollkommener Elastizität ausgestattet sind.

Das Herz, in seiner Eigenschaft als Pumpe, würde niemals fähig sein, den Anforderungen zu genügen, welche der Organismus für die gleichmäßige stetige Verteilung der Blutflüssigkeit in alle seine Gewebe und Organe an es stellt, wenn nicht die Arterien Elastizität besäßen. Wären sie z. B. starre Röhren, so müßte das Herz, um das Blut durch die Arterien in das Kapillarsystem mit der nötigen Geschwindigkeit hindurchzutreiben, eine Kraft entfalten, die sein Vermögen weit überschritte. Es müßte in diesem Falle, da die Blutflüssigkeit inkompressibel

<sup>1)</sup> Dem Zweck dieser Arbeit entsprechend, nur die mechanischen Verhältnisse des Blutumlaufs darzustellen, habe ich der Einfachheit halber allein den Körperkreislauf im Auge und sehe vom Lungenkreislauf ganz ab.

ist, der Inhalt sämtlicher Arterien unter gleichzeitiger Überwindung aller in den Gefäßröhren gegebenen Widerstände und unter Vermeidung hydrostatischer bzw. hämostatischer Ungleichmäßigkeiten auf einmal vorangetrieben werden, wie dies in der Tat Haller und Bichat sich vorgestellt hatten.

Eine solche gleichmäßige Strömung in allen Körperstellungen wird nur im Arteriensystem ermöglicht, und zwar einzig und allein durch die Pulswelle. Dies geschieht aber nicht, wie man bisher glaubte, dadurch, daß mit der stoßweisen Wirkung des Herzens, der ja die Pulswelle ihre Entstehung verdankt, auch eine ungleichmäßige Strömung verbunden sei, die erst, nachdem die Pulswelle am Ende der Arterienröhren sich erschöpft hat, in den kleinsten Arterien oder am Anfang der Kapillaren in ein stetiges gleichmäßiges Fließen übergehe, sondern wir werden im Gegenteil aus unseren nachfolgenden Untersuchungen erfahren, daß die gleichmäßige Strömung neben der Pulswelle schon in der Aorta ihren Anfang nimmt und sich durch das ganze Arteriensystem bis zu den Kapillaren fortsetzt.

Um in diese Verhältnisse klare Einsicht zu gewinnen, müssen wir uns erst mit den Eigenschaften der Wellenbewegung im allgemeinen bekannt zu machen suchen.

### III. Über Wellenbewegung im allgemeinen.

Wellenbewegung beobachtet man an allen Körpern, welche Elastizität besitzen. Im Grunde genommen besitzen fast alle Körper Elastizität, sie mögen hart, fest, flüssig oder gasförmig sein; nur dem Grade der Elastizität nach sind sie verschieden. Körper, welche anscheinend gar keine Elastizität besitzen, bezeichnet man als spröde. Elastisch nennt man aber einen Körper oder ein Medium, wenn durch eine äußere Kraft: Druck, Zug oder Stoß seine Elementarteile in gewissen Grenzen durch Kompression oder Dehnung eine Verschiebung erleiden, wodurch die Gestalt des Körpers verändert wird, die aber sofort in ihre ursprünglichen Grenzen zurückkehrt, sobald die äußere Kraft zu wirken aufhört. Einen solchen Körper nennt man auch vollkommen elastisch im Gegensatz zu andern, deren Elementarteile nicht ganz ihre ursprüngliche Lage wieder zurückgewinnen. Zwei Eigenschaften charakterisieren demnach den elastischen Körper: Dehnbarkeit seiner Elementarteile und das Bestreben, aus dem Zustand der Dehnung in den ursprünglichen Zustand von selbst wieder zurückzukehren. Die Dehnbarkeit der Elementarteile ist aber nicht in allen Körpern dieselbe, und deshalb ist auch die durch den Druck oder Zug hervorgebrachte Verschiebung bei Einwirkung derselben Kraft sehr verschieden.

Die Zahl, welche angibt, auf den wievielten Teil der Länge eine in eine bestimmte Form gebrachte, mit einem bestimmten Gewicht belastete Substanz sich ausdehnen läßt, um darnach ihre frühere Länge wieder einzunehmen, heißt Elastizitätskoeffizient. Dieser gibt demnach ein Maß für die Intensität der im Innern des Körpers wirksamen Kraft oder der Kohäsion seiner Elementarteile an, insofern die Teilchen eines Körpers durch die Elastizität mit um so größerer Kraft zusammengehalten werden, je geringer die Verlängerung ist. Je kleiner daher

der Elastizitätskoeffizient, um so größer die elastische Kraft. Davon kann man sich am besten überzeugen, wenn man eine Billardkugel, deren Elastizitätskoeffizient sehr klein ist, beobachtet und sieht, wie weit dieselbe, durch Stoß gegen einen festen Gegenstand getrieben, von dem letzteren wieder zurückprallt.

Die Zahl, die angibt, welche Kraft erforderlich ist, um einen Stab bis zu seiner doppelten Länge auszudehnen, falls sich dieser Körper auch über seine Elastizitätsgrenze hinaus ebenso verhalten würde wie innerhalb derselben, heißt Elastizitätsmodulus. Je dehnbarer ein Körper, um so kleiner wird der Elastizitätsmodulus, um so größer der Elastizitätskoeffizient. Beide stehen zueinander in einem reziproken Verhältnis, d. h. das Produkt beider ist gleich eins.

Der Elastizitätsmodulus, bezogen auf 1 qmm Querschnitt, würde beispielsweise für Eisen nahezu 21 000 kg betragen, während er für Kautschuk nur 0,17 kg erforderte.

Der Elastizitätskoeffizient betrüge aber dann für Eisen  $\frac{1}{21000}$ , für Kautschuk dagegen ungefähr 6.

Ein Körper, der im wissenschaftlichen Sinne große Elastizität (Steifigkeit), d. h. großen Elastizitätsmodul besitzt, ist nicht ein Körper von großer Elastizität in gewöhnlichem Sprachgebrauch, sondern gerade umgekehrt; man spricht deshalb von populärer Elastizität, die um so größer ist, je kleiner der Elastizitätsmodul. Diese unkorrekten Bezeichnungen geben leider oft zu empfindlichen Mißverständnissen Veranlassung.

Die Elastizität tritt nun bei verschiedenen Körpern in verschiedener Weise auf. Manche Körper sind nach allen Richtungen ziemlich gleichmäßig elastisch, wie beispielsweise Metalle. Andere zeigen nach gewissen Dimensionen hin Unterschiede, namentlich solche, welche im Innern nicht vollkommen homogen sind, wie Hölzer und Substanzen vegetabilischen und animalischen Ursprungs, die in der Längsrichtung eine andere Elastizität haben als in der Querrichtung. Auch an demselben Körper, dessen Gefüge

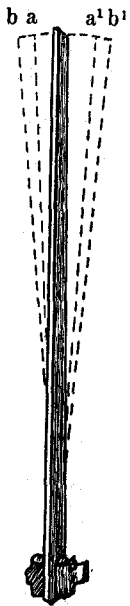


Fig. 1.

vollkommen homogen ist, kann die Elastizität in verschiedener Weise auftreten, wenn man seine Form ändert. Nehmen wir z. B. einen Stahlstab von etwa 30 cm Länge und 2 mm Dicke (Textfig. 1), befestigen ihn in aufrechter Stellung und bringen das obere freie Ende durch irgendeine Kraft aus seiner Gleichgewichtslage, so wird er rasch nacheinander pendelartige Schwingungen machen, deren Ausschläge immer kleiner werden, bis der Stab schließlich in seiner ursprünglichen Lage zur Ruhe kommt.

Wählen wir dagegen einen zweiten ebensolangen Stahlstab von nur 1 mm Dicke und lassen dieselbe Kraft wie vorher auch auf diesen einwirken, so werden wir finden, daß der zweite Stab erheblich größere Ausschläge oder Schwingungen vollführt, die aber in der Zeiteinheit entsprechend langsamer nacheinander folgen als die des ersten Stabes. Wird umgekehrt der Stahlstab immer dicker, so werden

die Schwingungen kleiner und häufiger in der Zeiteinheit, bis daß wir sie mit dem Auge nicht mehr zu unterscheiden, aber mit dem Ohre wohl noch wahrzunehmen vermögen (Stimmgabel).

Wählen wir anstatt eines Stahlstabes einen Kautschukstab, so wird auch dieser, in gleicher Weise aus seiner Ruhe gebracht, ähnliche Schwingungen darbieten wie der Stahlstab. Vermindert man den Querschnitt des Kautschukstabes durch Abtrennung von Längsstreifen, so werden auch die pendelartigen Ausschläge seines in Bewegung gesetzten freien Endes größer und langsamer in der Aufeinanderfolge. Wird der Querschnitt fortgesetzt verkleinert, so kommt ein Zeitpunkt, in welchem der vorher aufrecht stehende Stab beginnt, sich zur Seite zu neigen, um endlich schlaff herabzusinken. An eine Elastizitätswirkung in vorgedachtem Sinne ist nun nicht mehr zu denken. Etwas Ähnliches würde sich ereignen, wenn man den Stahlstab zu einem feinen Faden sich ausgezogen denkt. Beschwere ich jedoch einen solchen Kautschukfaden oder einen Stahlfaden durch ein Gewicht, so wird man finden, daß das Gewicht des Kautschukfadens eine Reihe von senkrecht auf- und niedergehenden Schwingungen vollführt, ähnlich denjenigen, welche wir an den Stäben beobachtet haben, während dagegen das am Stahlfaden hängende Gewicht keine derartigen Schwingungen wahrnehmen läßt. Läßt man aber das am Stahlfaden befestigte Gewicht von einer gewissen Höhe herabfallen, so werden auch an diesem eine Anzahl Schwingungen beobachtet, die aber weit rascher aufeinander folgen als diejenigen des Kautschukfadens und weit kleinere, zum Teil mit bloßem Auge nicht zu verfolgende Exkursionen ausführen. Dies hängt zusammen mit der großen Verschiedenheit in der Dehnbarkeit der Elementarteile dieser beiden Körper.

Man kann sich die erwähnten Erscheinungen der Biegung oder der Erschlaffung der Fäden unter dem eigenen Gewichte nicht anders vorstellen, als daß die nach allen Richtungen hin gleich elastischen Körper in Breite und Länge aus einzelnen Elementarfädchen bestehen, welche durch gelenkartige Verbindungen gegliedert sind, deren Kohäsion sehr verschieden ist und deren einzelne Glieder nach allen Richtungen Dehnungselastizität in größerem oder geringerem Grade besitzen.

Findet sich eine größere Anzahl solcher Elementarfädchen durch Kohäsion miteinander fest verbunden, eventuell zu einem aufrecht sich haltenden Stabe vereinigt, so dienen sie sich gegenseitig zur Stütze, und eine Biegung durch die eigene Schwere ist dann nicht mehr möglich. Es muß schon eine äußere Gewalt darauf einwirken.

Auffallend bleibt dabei immer die Beobachtung, daß die Schwingungen des Stahlstabes weit ausgiebiger erfolgen als die minimalen senkrechten Schwingungen des mit dem Gewicht abfallenden Stahlfadens. Gehen wir noch weiter und spannen den Stahlfaden zwischen zwei festen Punkten horizontal auf und bringen ihn in seiner Mitte durch Zug oder Stoß aus seiner Gleichgewichtslage, so gerät die ganze Saite in ausgiebige sichtbare Schwingungen nach beiden Seiten der Gleichgewichtslage, die wieder denjenigen gleichen, welche wir am freien Ende des Stahlstabes



beobachteten. Je stärker der Faden gespannt wird, um so kleiner werden die Ausschläge, um so rascher folgen sie aufeinander und umgekehrt (Textfig. 2). Man kann übrigens solchen horizontal aufgespannten Metallfaden oder auch eine Darmsaite noch auf verschiedene Weise schwingen lassen, indem man die Saite in eine beliebige Anzahl von gleichen sogenannten aliquoten Abschnitten einteilt. Textfig. 3 stellt eine in 4 aliquote Segmente eingeteilte Saite dar, welche durch  $a, b, c, d, e$  bezeichnet sind und wovon  $b, c, d$  Schwingungsknoten genannt werden. Streicht man nun die Saite in der Mitte zwischen  $a$  und  $b$  mit einem Bogen an, während man die Stelle  $b$  sanft mit einem Finger berührt, so macht die Saite Schwingungen, und zwar in allen 4 Segmenten gleichzeitig nach der einen und nach der entgegengesetzten Seite der Gleichgewichtslage. Daß diese Bewegung wirklich so stattfindet, kann man, wie allgemein bekannt, durch aufgesetzte Papierreiterchen nachweisen, die bei dem Anstreichen des Bogens sämtlich herunterfallen, mit Ausnahme von denjenigen, welche auf den Knotenpunkten sitzen. Man wird demnach die in den



Fig. 2.

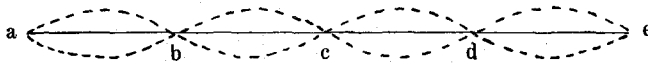


Fig. 3.

4 aliquoten Teilen schwingende Saite als aus 4 einzelnen Saiten bestehend betrachten, welche alle gleiche Länge haben und gleichzeitig in ähnliche Schwingungen geraten wie die vorher ungeteilte Saite.

Es läßt sich indessen auch noch von einer dritten Art der Schwingung reden, die gerade für uns von der größten Wichtigkeit sich erweisen wird und welche man anstatt an der Stahl- oder Darmsaite geeigneter an einem langen, ausgespannten Seile, dessen elastische Eigenschaften nicht wesentlich verschieden sind von denen des Metallfadens, zur Anschauung bringen kann.

Spannt man ein solches Seil in derselben Weise wie die Saite an seinen Endpunkten ziemlich straff auf, schlägt dann dicht bei dem einen Ende mit einem starken, festen Stab gegen das Seil, so läßt sich ebenfalls eine Teilschwingung des Seils wahrnehmen, dessen einzelne Teile aber nicht gleichzeitig schwingen, wie wir dies an der Saite beobachteten, sondern in ungleichen sogenannten aliquanten Segmenten und in wellen- oder schlangenartigen Windungen, eine der andern folgend, von dem Entstehungsorte mit außerordentlicher Geschwindigkeit bis zum andern Seilende sich fortbewegen, von hier zum Ausgangspunkt zurückkehren und diesen Weg noch unzählige Male durchmessen, ehe das Seil wieder zur Ruhe kommt. Sieht man genau zu, so bemerkt man, daß die erste durch den Stoß erzeugte

Schwingung die größte und längste ist und die ihr zeitlich nachfolgenden kleiner und flacher sich hervorheben. Wegen der außerordentlichen Geschwindigkeit ihres Verlaufes können sie von dem beobachtenden Auge nicht unterschieden werden (Textfig. 4).

Auf Grund der charakteristischen Merkmale, daß die in aliquanten Teilen schwingenden wellenartigen Bewegungen von einem Ende des Seiles nach dem andern hineilen, während die in aliquoten Teilen schwingenden Oszillationen der Saite ihren Standort nicht verlassen, hat man diese als „stehende Wellen“ und jene als „fortlaufende Wellen“ bezeichnet. Auch die Schwingungen des Stabes und diejenigen des durch ein Gewicht beschwerten Kautschukstreifens können als stehende Wellenbewegungen aufgefaßt werden.

Die Geschwindigkeit, mit welcher die fortlaufenden Wellen von einem Ende des gespannten Seiles zum andern sich bewegen, läßt sich annähernd feststellen, indem man mit der Uhr in der Hand beobachtet, wie oft die Hauptwelle in einer bestimmten Anzahl von Sekunden den Weg vom Erzeugungsorte zum andern Ende des Seiles hin und wieder zurücklegt. An einem Seile von 2 cm Durchmesser und 18 m Länge machte die Welle in 15 Sekunden 15mal den Weg hin und zurück. Das bedeutet eine Fortpflanzungsgeschwindigkeit von 36,0 m in der Sekunde. An einem zweiten Seile von 1 cm Durchmesser und derselben Länge kehrte die Welle in 15 Sekunden 22mal zurück, machte also in einer Sekunde einen Weg von 53 m. Wurde das Seil mehr entspannt, so kehrten die Wellen zum Ausgangspunkt bei einer gewissen Spannung in 15 Sekunden 16mal zurück, machten also nur 38 m in der Sekunde. Fand an einem dritten Seile von derselben Länge und 0,5 cm Durchmesser der Anschlag dicht am Anfang statt, so kehrte die Welle in 15 Sekunden 18mal zurück. Die Fortpflanzungsgeschwindigkeit war demnach 43 m in der Sekunde. Wurde mit ungefähr derselben Kraft der Anschlag etwa 1 m vom Anfangsende des Seiles entfernt oder auch an einer beliebigen andern Stelle ausgeführt, wodurch die erste Stoß- oder Spannungswelle einen stärkeren Ausschlag erhielt, so durchschritt die Welle denselben Raum hin und zurück in derselben Zeit wie vorher. Aus diesen Versuchen läßt sich entnehmen: „Je dicker das Seil, um so geringer die Fortpflanzungsgeschwindigkeit, ferner je höher die Spannung, um so größer die Geschwindigkeit. Bei gleichbleibender Spannung bleibt die Geschwindigkeit dieselbe, mag der Schlag erfolgen, wo er will, oder was dasselbe sagen will: die Geschwindigkeit ist unabhängig von der Größe der Exkursionen der Spannungswellen“. Daraus darf man weiter folgern: „Je schlaffer das Seil, um so geringer die Fortpflanzungsgeschwindigkeit und um so größer und ausgiebiger die Oszillationen.“ Dieser Satz erhält durch einen Ver-

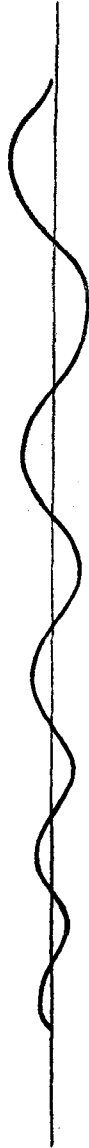


Fig. 4.

such am völlig erschlafften Seil seine vollkommene Bestätigung. Erfäßt man ein solches erschlafftes Seil an dem einen Ende mit der Hand und bringt dieses Ende in eine rasch ausgeführte schnellende Bewegung nach entgegengesetzten Richtungen hin, so sieht man das ganze Seil von Anfang bis zu Ende ebenfalls in aufeinanderfolgende wellenartige Schwingungen geraten, die in ihrer Form ganz denjenigen am gespannten oder mäßig gespannten Seile gleichen (Textfig 5). Sie unterscheiden sich nur von diesen durch ihre Dimensionen sowohl in longitudinaler als auch in transversaler Richtung. Die Längen werden relativ kürzer, die Ausschläge nach entgegengesetzter Seite größer, und sämtliche aufeinanderfolgende Wellen lassen sich deutlich mit bloßem Auge voneinander unterscheiden.

Wenn wir nun durch den Versuch den großen Unterschied feststellen konnten, der zwischen einem durch ein Gewicht beschwerten Kautschukstreifen und einem unter gleichen Bedingungen schwingenden Metallfaden sich kundgibt, wenn wir ferner diesen Unterschied auf den Grad der elastischen Dehnbarkeit dieser Materialien schieben mußten und wir gleichzeitig die Behauptung aufstellten, daß sowohl solche stehenden Schwingungen als auch fortlaufende Wellenbewegungen nur an Körpern beobachtet werden, welche Elastizität besitzen, so wird es uns schwer fallen, die verhältnismäßig ausgiebigen Schwingungen, welche wir schon an dem Metallstabe und vollends erst an dem ausgespannten Metallfaden am gespannten und erschlafften Seile beobachteten, auf die elastische Dehnbarkeit ihrer Elementarteilchen zu beziehen, welche, wie wir sahen, äußerst gering ist.

Das Rätsel löst sich indessen, wenn wir bedenken, daß sowohl der Stab als auch der Metallfaden und das Seil nicht in einem luftleeren Raume schwingen, sondern in einem Medium, welches ebenfalls vollkommene Elastizität und nebenbei große Dehnbarkeit besitzt, nämlich der atmosphärischen Luft, deren Bewegungen unserem Auge verborgen bleiben.

Die charakteristischen Schwingungen, hervorgerufen am Metallstabe, dem gespannten Metallfaden und am gespannten Seile durch den Anschlag eines Stabes oder am erschlafften Seile durch Bewegung mit der führenden Hand, sind daher keine oder nur zum geringsten Teil eigene Elastizitätsbewegungen, sondern Schwingungen, welche ihnen von der elastischen Luft mitgeteilt werden.

Den Vorgang hat man sich in folgender Weise vorzustellen:

Durch den Schlag auf das gespannte Seil oder durch die rasche Handbewegung am erschlafften Seile wird das Seil vermöge seiner Biegsamkeit einerseits und der, wenn auch geringen, elastischen Dehnbarkeit seiner Elementarteile andererseits aus seiner Gleichgewichtslage verdrängt. Damit werden gleichzeitig die von dem Stoß indirekt getroffenen Luftschichten gegen ihre unter hohem Druck stehenden Nachbarschichten zusammengepreßt und in Spannung versetzt. Mit dem Bestreben der komprimierten Luftteile, sich wieder auszudehnen, wird das Seil in derselben Richtung, in welcher es aus seiner Ruhelage gedrängt wurde, zurückgetrieben. Durch diese Spannung mit nachfolgender Entspannung geraten die Luftschichten in fortschreitend schwingende Wellenbewegung, welche das Seil notgedrungen mit-

machen muß, wenn nicht zwischen ihm und den bewegten Luftteilen ein luftleerer Raum entstehen soll.

Auch bei den lotrechten elastischen Schwingungen des durch ein Gewicht beschwerten Kautschukstreifens bzw. des Metallfadens werden die dabei in Mitleidenschaft gezogenen Luftschichten modifizierend durch Spannung und Entspannung auf die Bewegung jener spezifisch schwereren Körper einwirken. Dieser Einfluß ist aber jedenfalls wegen der großen Dehnbarkeit der Luftteilchen sehr geringfügig. Das geht schon aus den minimalen Schwingungen des mit einem Gewicht beschwerten und herabfallenden Metallfadens hervor. Was also hier schwingt, sind vorwiegend Eigenschwingungen und nur zum geringsten Teil beeinflußt von der elastischen Luft.

Ebenso wird an dem schwingenden Stahlstabe der Einfluß der elastischen Luftteilchen um so mehr hervortreten, je dünner und biegsamer er wird. Nimmt dagegen die Nachgiebigkeit des Stabes durch Zunahme seines Querschnittes ab, so tritt die Einwirkung der sehr dehnbaren Luftteilchen immer mehr in den Hintergrund gegenüber den elastischen Eigenschaften der Elementarteile des Stahlstabes, welche sich wegen ihrer geringen Dehnbarkeit, aber großen Kraft in lange andauernden minimalen Vibrationen zu erkennen geben.

Um weiterhin Mißverständnissen vorzubeugen, muß ich noch auf die Bezeichnungen, welche man den Wellenphasen beigelegt hat, eingehen. Wir haben an dem in ganzen oder in aliquoten Teilen schwingenden Faden kennen gelernt, daß alle Teile gleichzeitig nach entgegengesetzten Seiten von der als Achse geltenden Ruhelage sich abwechselnd entfernen, während von den am Seile fortlaufenden Wellen die eine nach der einen Seite, die unmittelbar darauf folgende nach der entgegengesetzten Seite der Ruhelage schwingt. Man hat daher die erste als „positive oder Bergwelle“, die andere als „negative oder Talwelle“ bezeichnet.

Grashey unterscheidet sogar schon an der Bergwelle einen positiven und negativen Teil, d. h. er erklärt die Aszensionslinie als das Produkt einer positiven primären Welle und die Deszensionslinie als Produkt einer negativen primären Welle. Wir werden indessen weiterhin Wellenbewegungen begegnen, wo positive Wellen nicht von einer gleichgroßen negativen Welle gefolgt werden, ja, wir werden sehen, daß die negative Welle neben der positiven ganz verschwinden kann. Da aber auch in diesem Falle zwei aufeinander folgende positive oder Bergwellen durch ein Wellental getrennt erscheinen, werde ich in der Folge unter der Bezeichnung „Talwelle“ und „negative Welle“ einen strengen Unterschied einhalten und von Talwellen nur da reden, wo die positive Welle die Gleichgewichtslage nicht überschreitet.

Es sei hier noch bemerkt, daß auch negative Wellen beobachtet werden, deren trennende Bergwellen die Gleichgewichtslage nach der positiven Seite hin nicht überschreiten. Mit ihnen werden wir uns jedoch des weiteren nicht zu beschäftigen haben.

Das Resultat unserer Untersuchungen am gespannten und erschlafften Seile usw. darf ich demnach kurz dahin zusammenfassen:

Die an dem Seile oder ähnlich gestalteten Materialien zu beobachtenden Wellenbewegungen sind Schwingungen, die nicht allein durch die elastischen Eigenschaften ihrer eigenen Elementarteile hervorgerufen werden, sondern die vorwiegend durch die auf sie übertragenen Schwingungen eines zweiten, vollkommen elastischen Körpers, der atmosphärischen Luft, zustande kommen.

Wir sprechen daher von den Wellenbewegungen einer Saite oder eines Seiles, weil sie uns allein sichtbar sind. Den eigentlich schwingenden Körper, die Luft, vernachlässigen wir ganz, weil er von unserem Auge nicht wahrgenommen wird.

#### IV. Wellenbewegung auf offener Wasserfläche.

Es ist bekannt, daß wir auch auf der Oberfläche stehender oder fließender Gewässer Wellenbewegungen beobachten, obgleich flüssige Massen ganz andere physikalische Eigenschaften besitzen als feste. Die Elementarteile der Flüssigkeiten sind nicht wie die der festen Körper miteinander eng verbunden, so daß es eine gewisse Kraft erfordert, um sie zu trennen. Eine Flüssigkeit, wie z. B. das Wasser, muß man sich vorstellen als bestehend aus unendlich kleinen runden, nicht oder kaum komprimierbaren, aber vollkommen elastischen, leicht gegeneinander verschieblichen Kügelchen.

Auch die Elementarteile der Luft hängen nicht zusammen wie diejenigen der festen Körper, unterscheiden sich aber in ihren elastischen Eigenschaften in ähnlicher Weise von denjenigen des Wassers wie der Kautschukfaden von dem Metallfaden; beide besitzen vollkommene Elastizität, aber die Luftteilchen sind weit dehnbarer als die Wasserteilchen.

Diese Eigenschaften können wir erschließen, wenn wir eine in einem Raum mit festen Wänden eingeschlossene Flüssigkeit einem beliebigen Druck aussetzen. Es wird sich dann ergeben, daß selbst bei Anwendung der größten Gewalt es nicht gelingt, eine sichtbare Verkleinerung des Volumens der Flüssigkeit zu erzielen. — Nach exakten Versuchen erleidet Wasser unter dem hohen Druck einer Wassersäule von 3300 Fuß Höhe und gleichem Querschnitt eine Verminderung seines Volumens nur um ungefähr  $\frac{1}{200}$ , während nach dem Mariotteschen Gesetz der Raum, welchen die abgesperrte Luft einnimmt, in demselben Verhältnis abnimmt, in welchem die drückende Kraft zunimmt. Für die atmosphärische Luft ist dieses Gesetz sogar bis zur 27fachen Verdichtung nachgewiesen.

Daß die Wasserteilchen bei ihrer geringen Dehnbarkeit eine hohe Elastizität besitzen, davon kann man sich schon mit bloßem Auge überzeugen, wenn man sieht, wie hoch Teile eines Wassertropfens, den man auf eine Wasserfläche fallen läßt, zurückprallen. Die Elastizität der Wasserteilchen gleicht dann ganz derjenigen einer Billardkugel.

Es erscheint damit ganz ausgeschlossen, daß so hohe Wellen, wie wir sie durch einen in einen Wasserspiegel hineingeworfenen Stein erzeugen können, der elastischen Dehnbarkeit der Wasserteilchen zuzuschreiben sind. Wir müssen also auch hier, wie bei den Wellenbewegungen des Seiles, in dem Urheber der Wasserwellen die leicht dehbare und vollkommen elastische Luftsäule vermuten.

Wie man sich daher solche Wellenbewegungen auf einer Wasseroberfläche vorzustellen hat, will ich versuchen, in gemeinverständlicher Weise darzulegen.

Denken wir uns in den vollkommen ruhenden Wasserspiegel, beispielsweise eines Binnensees, plötzlich einen Stein hineingeschleudert oder mit einer gewissen Kraft einfallen, so werden die Wasserkügelchen, auf welche sich der Stoß des Steines zunächst überträgt, von ihrem Ruhepunkt hinweggedrängt. Da sie aber an den benachbarten inkompressiblen Wasserteilchen einem für sie unüberwindlichen Widerstand begegnen, so werden sie vermöge ihrer Verschieblichkeit dahin auszuweichen suchen, wo das geringste Hindernis sich findet. Dies ist aber der Fall an der Oberfläche des Wasserbeckens. Auf ihr lastet die atmosphärische Luft unter einem, wie wir wissen, recht bedeutenden Druck — 760 mm Hg —, den die emporschießenden Wasserteilchen nur mit einer diesen Druck überflügelnden Energie überwinden könnten, wenn nicht die Elementarteile der Luft andere physikalische Eigenschaften besäßen als diejenigen des Wassers. Sie sind nicht allein spezifisch leichter, sondern auch weit dehnbarer bzw. besser komprimierbar als die Wassermoleküle und besitzen, wie schon erwähnt, vollkommene Elastizität.

Die Folge davon ist, daß die von dem Stoß des Steines betroffenen Wasserteilchen, an der Luft angekommen, einem weit geringeren Widerstand begegnen als an ihresgleichen. Sie stürzen daher an der Oberfläche mit der ihnen vom Stein erteilten Energie, die Luftteilchen gegen ihre darüber lagernden Schichten zusammenpressend, übereinander und häufen sich zu einem sogenannten Wellenhügel oder Wellenberg auf, gerade so, wie in der Wüste der Wind einen Sandhügel aufwirft. Sie versetzen damit die verdrängte Luftschicht in eine beträchtliche Spannung.

Diese Spannung gibt, nachdem die Energie der Wasserteilchen verbraucht ist, Veranlassung zu einer elastischen Gegenbewegung der gepreßten Luftteilchen, der wiederum die aufgetürmten Wassermoleküle vermöge ihrer Verschieblichkeit ausweichen müssen. Durch diesen Wechsel der Spannung und Entspannung gerät die elastische Luftschicht in eine fortlaufende Wellenbewegung, der sich die Wasserteilchen der Oberfläche wie das Seil notgedrungen anbequemen müssen. Sie werden von dem elastisch schwingenden Körper periodisch angezogen und wieder abgestoßen bzw. fallen gelassen. Daher ist, wohl zu merken, die fortschreitende Bewegung der Wasserteilchen eine Oberflächenbewegung, von denen die tieferen Schichten des Wasserspiegels ganz unberührt bleiben.

Auch hier haben wir als bewegte Masse nur die Wasserteilchen vor Augen. Von den Urhebern der Bewegung, den Luftwellen, sehen wir nichts, deshalb sprechen wir nicht von Luftwellen, sondern nur von Wasserwellen.

Form und Verlauf dieser Bewegung ist ungefähr dasselbe wie bei den Schwingungen des Seiles. Der ersten Bergwelle, welche je nach der Wasserverdrängung, die der Stein verursacht, groß und klein ausfallen kann, folgt eine Serie von allmählich sich verkleinernden Wellen nach. Da aber die Wasserwellen in ihrem Laufe nicht beschränkt, wie die gespannte Seilwelle, und ihre Fortpflanzungs-

geschwindigkeit weit geringer ist als diese, können wir sie, wie an dem erschlafften Seile, mit dem unbewaffneten Auge leicht verfolgen. Wir können unterscheiden, wie die einzelnen Wellenhügel nach und nach an Höhe wieder abnehmen, allmählich verflachen, um endlich vollkommen an der Oberfläche zu verschwinden.

An den Wasserwellen finden sich nun auch sonst Merkmale, die sich von dem Vorgang, wie wir ihn am schwingenden Seile beobachten, wesentlich unterscheiden.

1. bewegen sich die Wasserwellen zwischen zwei physikalisch sehr verschiedenen Medien: Luft und Wasser. Die Grenze dieser beiden Medien bildet die Fläche des Wasserspiegels, gewissermaßen die Schwingungsebene, welche wir am Seil als Gleichgewichtslage bezeichnen. Die Wellenbewegung findet daher nur nach einer Seite dieser Ruhelage statt, während das Seil, welches, sich selbst überlassen, die Achse der Schwingungen darstellt, nur in demselben Medium der Luft seine Schwingungen ausführt und daher gleichmäßig nach beiden Seiten der Achse bzw. der Ruhelage ausschlagen kann. Wir erhalten daher beim schwingenden Seile neben positiven auf der einen Seite der Achse auch abwechselnd negative Wellen auf der entgegengesetzten Seite. Bei dem auf dem Wasser erregten Wellenbewegungsvorgang haben wir es dagegen nur mit positiven Wellen und den mit ihnen wechselnden Tälern zu tun. Negative Wellen fehlen hier ganz. Der Grund, warum die letzteren hier nicht in Erscheinung treten, ist nicht schwer einzusehen. Durch die Energie des Steinwurfes wird, wie wir gesehen, ein Wellenhügel emporgehoben und die angrenzende Luftsäule gespannt. Dieser Spannung folgt unmittelbar eine Entspannung, die aber nicht hinreichend ist, um die spezifisch schwereren und inkompressiblen Teilchen der ruhenden Wasserfläche aus ihrer Lage zu verdrängen. Die Luftteilchen prallen an ihnen vermöge ihrer Elastizität zurück und reißen ein ihrer elastischen Kraft entsprechendes Quantum der Wasseroberfläche mit, sonst würde, wie gesagt, zwischen den bewegten Luftteilchen und der Wasserfläche ein luftleerer Raum entstehen. Nur auf diese Weise pflanzt sich die Wellenbewegung des Wassers von dem Ausgangspunkt, wo der Stein eingefallen war, weiter fort. Es ist daher die von der Luft dem Wasser mitgeteilte Bewegung nicht etwa das Fortschreiten der Masse der Wellen, sondern nur das Fortschreiten einer Form. Davon kann man sich durch ein einfaches und bekanntes Experiment überzeugen, wenn man einen schwimmenden Körper, z. B. ein Stückchen Holz oder Papier, auf die wellenbewegte Oberfläche wirft. Man bemerkt alsdann, daß der schwimmende Körper nicht etwa von den unter ihm hineilenden Wellen mit fortgerissen wird, sondern, seine zuerst eingenommene Lage einhaltend, nur auf- und absteigt, je nachdem ein Wellenberg oder ein Wellental unter ihm dahinzieht. Was sich vorwärts bewegt, ist nicht das Wasser, welches wir sehen, sondern die wellenartige Vorwärtsbewegung der elastischen Luftsäule, welche uns unsichtbar bleibt. Deshalb ist die Vorwärtsbewegung der Wasserwellen wie diejenige des Seiles eine Augentäuschung. Da aber die elastischen Schwingungen der Luftschichten wie diejenigen des Kautschukfadens stetig an Höhe abnehmen, so werden dementsprechend auch nach und nach geringere Flüssigkeitsmengen gehoben werden.

Jede folgende Menge muß daher einen Teil des vorher gehobenen Quantums zurücklassen. Auf diese Weise verteilt sich das ursprünglich durch den Stein verdrängte Flüssigkeitsquantum, welches die elastischen Schwingungen der Luftsäule hervorgerufen, gleichmäßig auf die von den Wasserwellen durchmessene Strecke.

Aber noch in anderer Hinsicht unterscheidet sich die Wellenbewegung auf der Wasserfläche von derjenigen des Seiles. Während dieses sich nur nach einer Richtung vom Anfang bis zum Ende hin ausbreitet, strahlt die Bewegung auf dem Wasser, da die Kraft des Steines nach allen Seiten hinwirkt, von der Stelle des Einwurfs radiär aus in Form von konzentrischen Wellenkreisen, die fortschreitend größeren Umfang annehmen.

Man kann sich daher das Gebiet der Wasserwellen auch zusammengesetzt denken aus unendlich vielen schwingenden Saiten oder Fäden, die radienförmig ausstrahlend insgesamt das Bild der Wellenkreise auf der Wasserfläche darstellen.

Es entstehen auf einem ausgedehnten, sagen wir endlosen Wasserspiegel durch den Einwurf eines Steines, der kaum einige Gramm wiegt, eine große Anzahl solcher Wellenkreise von 15—20 und noch mehr Metern Durchmesser, ehe sie von der Spiegelfläche wieder verschwinden. Einige solcher Wellenhügel erreichen eine Höhe von 10 cm und eine Breite von rund 20 cm. Es wäre demnach kaum denkbar, daß ein verhältnismäßig kleiner Stein solche Wassermassen in Bewegung setzte und so weit fortschieben könnte, selbst wenn die Reibung der Wasserteilchen gegeneinander noch so gering angenommen würde.

Diese Erwägung spricht ebenfalls dafür, daß die Wellenbewegung auf dem Wasser eine Bewegung der Form und nicht der Masse ist. Man könnte allerdings hier den Einwand erheben, und man hat ihn tatsächlich mir gegenüber geltend zu machen versucht, daß doch die Energie dieselbe sei, ob die Luft die Wellenbewegung vermittele oder die Kraft des Steines sie unvermittelt hervorrufe. Darauf läßt sich erwidern, daß die Energie zwar dieselbe, daß hingegen die Widerstände in beiden Fällen wesentlich ungleich sind.

In bezug auf die Wellen selbst, welche durch den Wurf eines Steines auf die Wasserfläche hervorgerufen werden, ist noch ein Umstand zu berücksichtigen, der, wie wir später sehen werden, von Wichtigkeit ist.

Ich habe schon erwähnt, daß durch die Kraft des Steines zunächst auf der Oberfläche des Wasserspiegels ein Wasserhügel emporgehoben wird, der die Luftsäule in Spannung versetzt. Durch die rasch darnach folgende Entspannung gerät das elastische Medium der Luft in Schwingungen, welcher Bewegung die oberflächlichen Wasserteilchen folgen müssen. Die erste Welle ist demnach etwas durch die Wasserverdrängung dem elastischen Medium der Luft Aufgezwungenes, während zu den nachfolgenden Wellenbewegungen umgekehrt die Wasserteilchen durch den elastischen Körper gezwungen werden. Um diesem Unterschiede stets einen Ausdruck zu verleihen, bezeichne ich die erste Welle als Druck- oder Spannungswelle ( $S$ ), während ich zur Charakterisierung der nachfolgenden ( $s^1$ ,  $s^2$ ,  $s^3$  und so fort) mich am liebsten eines poetischen Ausdrucks: „Zitterwellen“



bedient hätte. (Faust II. Teil: „Blinkend wo die Zitterwellen ufernetzend sich gesellen.“)

Da aber für derartige Wellen in der Wissenschaft schon eine Bezeichnung in Gebrauch ist, will ich sie ebenfalls, um keine Mißverständnisse aufkommen zu lassen, nach Landois „Elastizitätswellen“ nennen.

Es ist klar, daß die Druckwellen bei der Wirkung desselben elastischen Mediums in Höhe und Ausbreitung sehr verschieden ausfallen können, je nachdem die Flüssigkeitsverdrängung, welche der in die Wasserfläche einfallende Körper verursacht, ein größeres oder kleineres Volum besitzt oder mit stärkerer oder geringerer Kraft eingeschleudert wird. Ein Regentropfen wird kleinere Wellenkreise verursachen als ein Stein. Es braucht deshalb auch nicht das Verhältnis der Druckwellen zu den Elastizitätswellen das gleiche zu sein. Wir werden sogar Elastizitätswellen kennen lernen, die nicht wie die Wasserwellen in Form und Größe von der Druckwelle sich wenig unterscheiden, sondern im Verhältnis zu dieser soweit an Größe zurücktreten, daß ihrer mehrere der primären Welle nicht nebengeordnet erscheinen, sondern wie wenn sie ein Anhängsel der letzteren bildeten, auf ihrem Rücken als sekundäre Wellen Platz finden.

Auch in bezug auf die Fortpflanzungsgeschwindigkeit ergeben sich bemerkenswerte Unterschiede, wenn wir die Seilwellen mit den Wasserwellen vergleichen.

Wir hatten festgestellt, daß am mäßig gespannten Seil die Wellen einen Weg von über 50 m in der Sekunde zurücklegen, so daß wir sie mit dem Auge kaum verfolgen konnten. Wenn wir dagegen über die Wasserfläche Wellen hinziehen sehen, so überzeugen wir uns leicht, daß ihre Fortbewegung weit langsamer und träger vor sich geht, ja noch langsamer als diejenigen am erschlafften Seile, welche wir doch auch mit dem bloßen Auge bequem zu unterscheiden vermögen. Die Erklärung für dieses ungleiche Verhalten der Fortpflanzungsgeschwindigkeit begegnet keinen Schwierigkeiten.

Die durch das elastische Medium in Mitleidenschaft gezogenen Körper, hier die Wasserfläche, dort das Seil, sind in bezug auf ihre bewegte Masse sehr verschieden. Dazu kommt, daß die Wassermasse nur eine Seite dem elastischen Medium als Angriffspunkt bietet, während das an bewegter Masse weit zurückstehende Seil nach allen Seiten von elastischer Luft umgeben ist. Es ist daher klar, daß die bewegte Wasserschicht der schwingenden Luftsäule weit größere Hemmungen bietet als das an Masse leichtere Seil.

Inwieweit der Antrieb einen Einfluß auf die Wellenbewegung, speziell auf die Fortpflanzungsgeschwindigkeit ausübt, möchte ich unentschieden lassen. Von einigen wird er bejaht, von andern bestritten.

Je stärker und plötzlicher die Spannung, desto rascher jedenfalls die Ausbreitung der Welle. So sollte man auch annehmen, daß die Fortpflanzung dadurch beschleunigt werde. Man darf jedoch nicht vergessen, daß mit der Zunahme der Spannung auch die Vermehrung der Widerstände, d. h. gegenseitige Reibung der Wasserteilchen, Hand in Hand geht, und dieser Umstand muß wiederum ver-

zögernd auf die Fortpflanzung einwirken. In welchem Grade sich nun diese Faktoren beeinflussen, wobei zweifellos der Elastizitätskoeffizient eine wichtige Rolle spielt, ist schwer zu sagen und dürfte auch durch das Experiment nicht ohne weiteres erledigt werden.

Auch der Atmosphärendruck, der bekanntermaßen wechselt, bleibt nicht ohne Einfluß sowohl auf die Form als auch auf die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Wasserwellen. Bei hoher Luftspannung wird die Welle nicht so leicht sich erheben können als bei niederer. Wir wissen aber, daß die Atmosphärenspannung nicht immer allerwärts dieselbe ist, sondern an jedem Orte in gewissen Grenzen schwankt und auf hohen Bergen stetig niedriger ist als in den Tälern, worüber uns der Barometer ständige Auskunft erteilt.

Man darf daher annehmen, daß die unter gleichen Bedingungen aufgeworfenen Wasserhügel bei niederem Luftdruck höher emporzusteigen vermögen als bei erhöhtem Luftdruck. So wird auf einem Alpensee dieselbe Welle den Typus a darbieten, d. h. an Höhe gewinnen, an Ausbreitung verlieren, während sie, unten im Tale hervorgerufen, der Form c sich nähern, d. h. an Höhe abnehmen, an Ausbreitung dagegen zunehmen wird.

Nach allgemeinen Anschauungen müßte dann bei niederem Luftdruck die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Welle wegen geringerer Widerstände, welche den Luftteilchen geboten werden, zunehmen, wegen geringerer Spannung der Wasserteilchen dagegen abnehmen.

Das entgegengesetzte Verhalten würde zu erwarten sein bei erhöhtem Barometerdruck. Die vermehrten Widerstände von seiten der Luftteilchen würden eine Verzögerung der Fortpflanzungsgeschwindigkeit und die vermehrte Spannung der Wasserteilchen eine Beschleunigung im Gefolge haben, wenn nicht der Beschleunigung durch die vermehrte Reibung wiederum Einhalt geboten würde.

Wir hatten ferner gesehen, daß die Wellen des gespannten, 18 m langen Seiles den Weg von einem Ende zum andern und wieder zurück in der kurzen Zeit von 15 Sekunden 15- bis 20mal durchmessen haben, während wir von einer rückläufigen Bewegung der Wasserwellen nichts zu berichten wußten, weil wir stillschweigend annahmen, daß der Wasserspiegel, auf welchem die Wellen ihre Kreise zogen, Raum genug böte bis zu deren vollständiger Erschöpfung. Denn wenn die einzelnen Wellenhügel auch anscheinend eine Strecke weit für das Auge kaum ihre Form und Größe verändern, so nehmen sie doch in ihrem Laufe allmählich an Höhe ab. Begegnen sie auf ihrem Wege keinem Hindernis, so verflachen sie nach und nach, bis sie endlich an der Oberfläche vollkommen verschwinden.

Nun kann es aber vorkommen, daß den anlaufenden Wellen noch vor ihrer Auflösung ein fester Gegenstand, sei es ein über die Wasserfläche hervorragender Fels oder auch das zu rasch erreichte Ufer, sich ihnen entgegenstellt und ihren Lauf unterbricht. Dann erfährt die Welle eine sogenannte Brandung, d. h. die noch in ihr wohnende Energie wird verwandt zu einer erneuten Anhäufung von Wasserteilchen, wie zuerst durch den Einwurf des Steines. Durch den Anprall

an dem Felsen wird die darüber befindliche Luftschicht in erneute Spannung versetzt. Der Stoß wirkt aber nun in entgegengesetzter Richtung und wird die Veranlassung zu rückwärtsschwingenden Bewegungen der Luftsäule bzw. zu rückwärtstreibenden Wasserwellen, welche man auch Reflex-, Rückstoß- oder Brandungswellen nennt.

Bei der, wie wir gesehen haben, verhältnismäßig trägen Bewegung der Wasserwellen wird es vorkommen, daß sich rückwärtslaufende Wellen mit solchen, die noch vorwärtsziehen, begegnen und mit ihnen in Kollision geraten. Es entstehen dann die sogenannten Interferenzen, d. h. trifft Wellenberg einer primären Welle mit Wellenberg einer sekundären oder Reflexwelle zusammen, so verstärken sie sich gegenseitig, desgleichen Wellental plus Wellental, wohingegen Berg- und Talwellen, wenn sie zusammentreffen, ihrer bezüglichlichen Höhe und Tiefe entsprechend, sich gegenseitig abschwächen oder ganz aufheben. Auch die Wellen des gespannten Seiles erfahren am befestigten Ende ein Hindernis, wodurch sie in derselben Weise zurückgeworfen werden wie die Wasserwellen. Vermöge ihrer viel größeren Geschwindigkeit erreichen sie das ebenfalls befestigte Anfangsende des Seiles sehr rasch, sie werden deshalb Interferenzen weit weniger ausgesetzt sein als die trägen Wasserwellen, und da sie in der Zeiteinheit sehr wenig an Kraft verlieren, so werden sie wiederholt von einem Ende zum andern hin- und zurückgeworfen.

Die trägere Wasserwelle dagegen büßt auf ihrem Hin- und Rückweg außerordentlich viel an Kraft ein, besonders, wenn der Weg bis zum Hindernis lang ist. Da sie aber auf dem Rückweg an der Stelle des Ausgangspunktes der primären Welle kein Hindernis findet, im günstigen Falle diese Grenze noch überschreitet, wenn sie nicht vorher schon aufgerieben war, so kann von einem wiederholten Hin- und Zurückwerfen hier gar keine Rede sein.

Wir gingen in der vorstehenden Betrachtung davon aus, daß die Wellenbewegung auf einer in Ruhe befindlichen Wasserfläche stattfindet. Nehmen wir nun an, daß die ganze Wassermasse, in welche der Stein fällt, sich in einer strömenden Bewegung befinde, so erfährt das Bild der Wellenkreise eine charakteristische Veränderung.

So werden die Teile der Wellenringe, welche stromabwärts gerichtet sind, sich rascher fortbewegen und weiter und schneller auseinandergezogen als diejenigen, welche dem Strom entgegenlaufen. Stellten daher die Wellen auf ruhender Wasserfläche wirkliche konzentrische Kreise dar, so nehmen sie auf bewegter Fläche die Form von Ellipsen an. Aber auch die einzelnen Wellenhügel werden durch die Strömung selbst in ihrer Form und ihrer Ausbreitung beeinflusst. Vollzog sich auf ruhendem Wasserspiegel Abfall wie Ausbreitung vollkommen symmetrisch, so tritt hier auf bewegter Wasserfläche insofern eine Asymmetrie auf, als mit dem Strom die Welle an Ausbreitung gewinnt, dem Strom entgegen jedoch der Wellenanstieg steiler und kürzer wird als der Abstieg. Am schönsten gibt sich dies Verhältnis kund bei großen, vom Winde gepeitschten Wellenbergen, beispielsweise den Meereswogen.

Wir sehen aber schon hieraus, daß, wenn auch die oberen Wasserschichten in Form und Verlauf in erster Linie von den Bewegungen des an sie grenzenden elastischen Körpers, hier der Luft, abhängig sind, doch auch wieder bei der Verschiedenheit dieser beiden Medien Faktoren von seiten der Wasserteilchen in Frage kommen, welche modifizierend auf die Schwingungen der Luftschicht einzuwirken vermögen. Dies ergibt sich nicht allein aus dem eben erwähnten Einfluß der Strömung auf die Gestalt und Fortbewegung der einzelnen Wellenzüge, auch das spezifische Gewicht, Adhäsion und Reibungskoeffizienten der Luft- und Wasserteilchen, welche verschiedene Werte haben, dürfen hier, wie schon bemerkt, nicht unberücksichtigt gelassen werden. An ein Auseinanderhalten solcher oft sich entgegenwirkender Faktoren ist wohl hier gar nicht zu denken.

#### V. Flüssigkeitsbewegung in geschlossenen Kanälen.

Nachdem wir nun die Wellenbewegung auf offener Wasserfläche so eingehend, als es unserem Zwecke dient, besprochen haben, wollen wir untersuchen, was wir aus den gewonnenen Kenntnissen für das Verständnis der Flüssigkeitsbewegung in Kanälen oder Röhren, welche von der atmosphärischen Luft abgeschlossen sind, verwerten können.

Die Bewegung der Flüssigkeiten ist jedoch nicht in allen Röhren dieselbe. Man unterscheidet in dieser Hinsicht Röhren mit starren Wandungen (Glas-, Messing-, Bleiröhren usw.) von solchen mit elastischen Wandungen, wie Kautschukröhren, Darmröhren, Blutgefäßen u. a., von denen uns die letzteren besonders interessieren, erstens deshalb, weil wir nur in diesen Wellenbewegungen erwarten dürfen, und zweitens, weil auch im lebenden Organismus das Blut in Röhren sich bewegt, welche aus elastischem Material bestehen.

Da man aber bei dem Studium der Flüssigkeitsbewegung in solchen Kanälen stets von der Betrachtung der hydrodynamischen Gesetzmäßigkeit in starren Röhren ausging, so will ich auch hier diesem Gange folgen.

#### A. Flüssigkeitsbewegung in starren Röhren von gleicher Weite.

Füllt man ein Standgefäß in der Form von der Textfig. 5 mit einer Flüssigkeit, z. B. Wasser, und bohrt in den Boden desselben eine kreisrunde, glattwandige Öffnung, so entleert sich der Inhalt des Gefäßes durch diese Öffnung in der Gestalt eines lotrecht abfallenden Strahles. Beobachtet man letzteren genauer, so fällt auf, daß dieser Strahl nicht konform der Öffnung zylindrisch abfällt, sondern eine Strecke weit konisch und mit glatten Rändern sich verjüngt, um dann fast plötzlich in einen Strang von unregelmäßigen Konturen sich umzuwandeln, oder wie die Hydrauliker sich ausdrücken: die laminäre Strömung geht in eine turbulente über. Diese scheinbare Verengung des scharf umrandeten Strahlenteiles nennt man auch „*Contractio venae*“, ein Ausdruck, der ganz unpassend gewählt ist. Ein Wasserstrahl kann sich nimmermehr zusammenziehen oder verengern, da die Wasserteilchen inkompressibel sind. Man kam darauf (wenn ich nicht irre, stammt

der Ausdruck schon von Newton) durch eine ganz unrichtige Erklärung des Zustandekommens dieser scheinbaren Verengung. Man stellte sich vor, daß die peripherischen Stromfäden, bevor sie das Gefäß verließen, eine Ablenkung nach der Achse des Strahles erführen und dadurch die Verengung verursachten. An der Stelle, wo sie sich gegenseitig trafen oder sich kreuzten, sollte dann die turbulente Strömung veranlaßt werden.

Einen ähnlichen Vorgang der Einschnürung lassen die Hydrauliker auch beim Übergang der Strömung aus einer engen Röhre in eine weitere stattfinden<sup>1)</sup> (Textfigur 6).

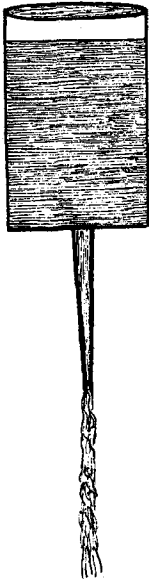


Fig. 5.

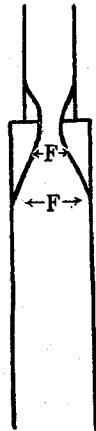


Fig. 6.

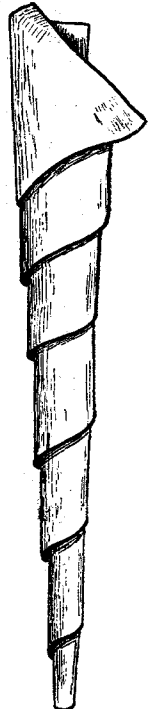


Fig. 7.

Ich werde noch experimentell den Nachweis führen, daß letzteres ebensowenig zutrifft wie die Kontraktion des frei ausfließenden Wasserstrahles. Aus diesen Experimenten darf man allein schon den Rückschluß sich erlauben, daß beim Ausfluß aus dem Boden des Gefäßes von einer Ablenkung der Stromfäden nach der Achse hin nicht die Rede sein kann, sondern daß der ausfließende Wasserstrahl wie ein solider zylindrischer Körper von dem Durchmesser der Ausflußöffnung herabfällt, nicht aber, wie in den Lehrbüchern zu lesen ist, mit einer Geschwindigkeit die Ausflußöffnung verläßt, als wäre er von der Höhe des Wasserspiegels bis zur Tiefe der Ausflußöffnung nach dem Gesetze des freien Falles herabgesunken. Der Wasserstrahl fällt erst, nachdem er die Bodenöffnung überschritten, nach dem Torricellischen Theorem mit der Geschwindigkeit eines in der Luft

<sup>1)</sup> Enzyklopädie der mathem. Wissensch. Bd. IV, Mechanik.

frei fallenden Körpers, und zwar mit der Anfangsgeschwindigkeit, welche ihm der Druck oder die Schwere der über der Ausflußöffnung lastenden Wassersäule erteilt.

Wie ist nun die sogenannte *Contractio venae* zu erklären?

Fiele der Wasserstrahl nach dem Verlassen des Gefäßes in luftleerem Raume, so müßte er als Zylinder, wie er das Gefäß verließ, am Boden ankommen, vielleicht auch mit einer gewissen Verjüngung, weil die Fallgeschwindigkeit in jeder Zeiteinheit zunimmt, die Ausflußgeschwindigkeit aber dieselbe bleibt, vorausgesetzt, daß das Niveau des Druckgefäßes sich während des Fließens nicht ändert.

Der Wasserstrahl fällt aber gar nicht im luftleeren Raume, sondern in einem Medium der atmosphärischen Luft, welches dem Fall des Flüssigkeitskörpers einen Widerstand entgegensetzt. Dadurch erfahren die Wasserteilchen der Zirkumferenz des fallenden Flüssigkeitszylinders durch Reibung an den benachbarten Luftteilchen eine Hemmung, während die der Achse näherliegenden Schichten diesen Hindernissen nicht ausgesetzt sind und deshalb rascher fallen.

Man kann sich den Vorgang nicht treffender vorstellen, als wenn man eine Papierrolle von ihrem axialen Ende aus spiralig auseinanderzieht (Textfig. 7). Infolge dieser Hemmung bleiben die peripherischen Wasserteilchen vor den benachbarten, mehr der Achse zu gelegenen zurück, und der laminäre Teil des Strahles muß sich, wie die Papierrolle, nach und nach verschmälern. Da aber die Wasserteilchen oder der fallende Körper nach dem Torricellischen Gesetz stetig größere Geschwindigkeit annehmen, wird auch die Reibung an den Luftteilchen stärker. Es verwandelt sich die laminäre Strömung in die turbulente. Aus demselben Grunde nimmt der Wasserzylinder, wenn er unter höherem Druck bzw. mit größerer Geschwindigkeit ausströmt, schon beim Verlassen des Druckgefäßes turbulente Konturen an, wovon man sich beim Öffnen des Kranes einer Wasserleitung leicht überzeugen kann. Bei sehr niederem Druck erscheinen die Profile des laminären Strahles eingebogen, weil die Reibung an den Luftteilchen im Verhältnis zum abnehmenden Druck zunimmt.

Denken wir uns nun die kreisrunde Öffnung, welche wir in dem Boden des Standgefäßes angebracht hatten, in der Seitenwand nahe dem Fußende des letzteren, denken wir uns weiter mit der Öffnung verlötet eine beliebig lange Röhre, etwa aus Blei oder Messing gefertigt, von demselben Kaliber wie die Öffnung und unter rechtem Winkel von dieser abgehend, wie Textfig. 12 zeigt. Es seien weiterhin Reservoir und Röhre *MO* erfüllt mit Flüssigkeit und das Ende *O* verschlossen, so lastet auf der Oberfläche des Standgefäßes ein Druck, welcher durch die Schwere der auf ihr ruhenden Luftsäule verursacht wird und sich sämtlichen Wasserteilchen, da sie inkompressibel sind, im Innern des Gefäßes samt denen, welche die Röhre *MO* füllen, mitteilt. Die Wasserteilchen selbst aber erleiden noch einen zweiten Druck, der durch das Niveau der über ihnen lastenden Wasserteilchen bestimmt wird und der sich gleichzeitig auch auf die Wände des Gefäßes, welche sie berühren, überträgt. Pflanzen wir nun auf die Röhre eine Anzahl gläserner Steigröhren, welche mit dem Innern der Röhre *MO* in offener Verbindung stehen, so sehen wir, daß in

sämtlichen Steigröhren der Wasserstand nach dem Gesetz der Flüssigkeitsverteilung in kommunizierenden Röhren mit dem Niveau des Standgefäßes sich gleichstellt, ein Zeichen, daß die Wasserteilchen des Röhreninhalts  $MO$  dem gleichen Druck ausgesetzt sind wie die demselben Niveau angehörenden des Standgefäßes.

In demselben Moment aber, wo der Abschluß bei  $O$  beseitigt wird, stürzt ein Wasserstrahl aus dem offenen Ende in das Freie, dem sich gleichzeitig eine charakteristische Änderung des Wasserstandes in sämtlichen Steigröhren hinzugesellt, und zwar in der Weise, daß jede der Ausflußöffnung nähergerückte Steigröhre einen tieferen Wasserstand zeigt als die, welche sich näher der Einflußöffnung  $M$  befindet. Es würde demnach eine am Ausflußende  $O$  angebrachte Wasserstandsröhre keine Niveauerhöhung mehr anzeigen.

Verlief vorher bei geschlossener Ausflußöffnung eine den Hochstand sämtlicher Steigröhren verbindend gedachte Linie  $nn$  in der Höhe des Niveaus des Standgefäßes parallel mit der Röhre  $MO$ , so erhält sie jetzt nach Freigabe der Ausflußöffnung eine nach  $O$  schräg abfallende Richtung  $n'n'$ . Die Ursache für diese Wasserstandsänderung findet darin ihre Erklärung, daß mit Beseitigung des Verschlusses bei  $O$ , wodurch vorher der ganze flüssige Inhalt und sämtliche Röhren in gleicher Spannung gehalten wurden, nun der Druck bei  $O$  plötzlich auf nahezu Null und nicht etwa, wie man wohl annimmt, auf Atmosphärendruck herabsinkt <sup>1)</sup>. Es geschieht dies nur zu einem Bruchteil, der aus der Differenz des auf der Oberfläche des Druckgefäßes und des auf der Ausflußöffnung lastenden Luftdrucks resultiert, welche beide sich einander entgegenwirken. Wo der Seitendruck also gleich Null sein sollte, liegt an der Ausflußöffnung immer noch ein Teil des Atmosphärendrucks, der um so größer ist, je höher der Wasserstand über die Ausflußöffnung sich erhebt. Der Druckabfall bei  $O$  hat zur Folge, daß sämtliche Wasserteilchen vom Orte höherer nach dem Orte niederer Spannung sich hinbewegen müssen, wodurch eben die Ausströmung bewirkt wird.

Dieses schroffe Abfallen des Seitendrucks auf nahezu Null findet jedoch nur am Ausflußende der Röhre  $MO$  statt und nicht, wie man sich wohl vorstellen könnte, in ihrem ganzen Verlaufe. Das ersieht man schon aus der Höhe des Wasserstandes in den einzelnen Steigröhren, welche den Druck anzeigen, den die Wasserteilchen an ihrem Fußpunkte auf die Röhrenwände ausüben. Denken wir uns nun die Röhre  $MO$  ganz von dem Standgefäß entfernt und den Verschluß der Seitenöffnung plötzlich beseitigt, so sinkt auch hier der Druck ebenso tief herab, und der Ausflußstrahl vollzieht sich ganz wie vorher bei  $O$  nach den Gesetzen des Falls eines Körpers in freier Luft.

Die Ursachen für das stetige Fallen des Wasserstandes in der Röhre  $MO$  nach ihrem Ausflußende zu können daher nur in der Bewegung des Röhreninhaltes selbst gesucht werden. Es müssen sich in der Röhre Hindernisse finden, welche

<sup>1)</sup> Tigerstedt S. 310: Wo der Seitendruck gleich Null ist, ist der Flüssigkeitsdruck dem Atmosphärendruck auch gleich.

durch die Strömung verursacht werden und wodurch ein entsprechender Teil der Triebkraft, die das Standgefäß liefert, verbraucht wird.

Volkmann<sup>1)</sup> hat den Vorgang so darzustellen versucht, daß sowohl die Strömung der Flüssigkeit in der Röhre als auch der Seitendruck, welcher durch den Wasserstand in den Steigröhren angedeutet wird, abhängig sind von einer Kraft, welche das Fluidum in die Röhre treibt. Die Höhe des Wasserstandes in dem Druckgefäß gibt aber den Druck her, welcher einerseits die Widerstände bewältigt und andererseits die Strömung veranlaßt. Man kann daher die Höhe des Wasserstandes im Druckgefäß als die Summe zweier Wasserhöhen auffassen, von welchen die eine das Fließen unterhält und die zweite die Aufgabe hat, die Widerstände, welche dem Fließen sich entgegenstellen, zu besiegen.

Die Ursache des Widerstandes fand nun Volkmann in der Reibung, welche die durch die Röhre *MO* strömende Flüssigkeitssäule an den Wänden erfährt und die einen entsprechenden Kraftaufwand absorbiert. Je länger daher die Röhre, durch welche die Flüssigkeit strömt, je rauher die Wandungen, je enger die Ausflußöffnung und je zäher die Flüssigkeit, um so größer müssen die Widerstände, oder was dasselbe bedeutet, der Seitendruck werden. Der jeweilige Wasserstand in den Seitendruckmessern (auch Piëzometer genannt) ist daher ein Ausdruck für die bis zur Ausflußöffnung zu überwindenden Hindernisse, d. h. er ist ihnen proportional. Je mehr die Strömung dem Ausflusse der Röhre sich nähert, um so geringer werden die Widerstände der Rohrwandungen, um so niedriger der Seitendruck. Daraus ergibt sich, daß der Wasserstand in den Druckmessern vom Einfluß bis zur Ausflußöffnung stetig sinkt. Da durch die Widerstände fortwährend Kraft verloren geht, so bezeichnet man die Seitendruckhöhe auch als Widerstandshöhe.

Wegen dieses einfachen Verhältnisses läßt sich auch bei einer vom Druckgefäß horizontal abgehenden Röhre von gleichem Kaliber und beliebiger Länge die Seitendruckhöhe der ganzen Röhre bis zu dem Druckgefäß genau berechnen. Es braucht nur der Höhenstand eines Druckmessers und seine Entfernung vom Ausflusse *O* genau bekannt zu sein. Man erhält dann an dem Druckgefäß eine Wasserstandshöhe *W*, welche der Summe der in der Röhre dem freien Fließen entgegenstehenden Widerstände proportional ist. Diese Widerstandshöhe *W* ist also ein Ausdruck für den Teil der vorhandenen Triebkraft oder des statischen Drucks, der für die Überwindung der Widerstände verbraucht wird, während der restierende Teil *F* dazu dient, das Fließen zu vermitteln (Textfig. 8).

Würde am Ende der Röhre der ausfließende Wasserstrahl anstatt abzufallen senkrecht emporsteigen, ohne erneuten Widerständen zu begegnen, so würde er genau die Höhe der Wasserstandshöhe von *F* erreichen, weshalb man diese auch Geschwindigkeitshöhe genannt hat. Sie bleibt daher für jeden Abschnitt der Röhre unverändert dieselbe, während die Widerstandshöhe mit der Abnahme der Widerstände von Abschnitt zu Abschnitt nach dem Ausflusse hin stetig sinkt.

<sup>1)</sup> a. a. O. S. 14.



Wir sehen deshalb in Textfig. 8 die Widerstandshöhe durch eine schräg bis zum Ausfließen hin abfallende Linie angedeutet, während die Geschwindigkeitshöhe durch eine dieser parallele Linie das Verhältnis beider verständlich macht.

Mag nun die Ursache für das Fließen in einer Röhre noch so verschiedenen Energiequellen entstammen, immer wird man sie sich als eine Flüssigkeitssäule von entsprechender Höhe vorstellen können, welche das Maß von Triebkraft hergibt, um einestheils das Fließen zu unterhalten und andernteils die Widerstände zu überwinden. Bezeichnen wir daher dieses Maß der Triebkraft mit  $H$ , die Widerstandshöhe mit  $W$ , die Geschwindigkeitshöhe mit  $F$ , so muß, diese drei Faktoren in eine Gleichung gebracht,

$$H = F + W$$

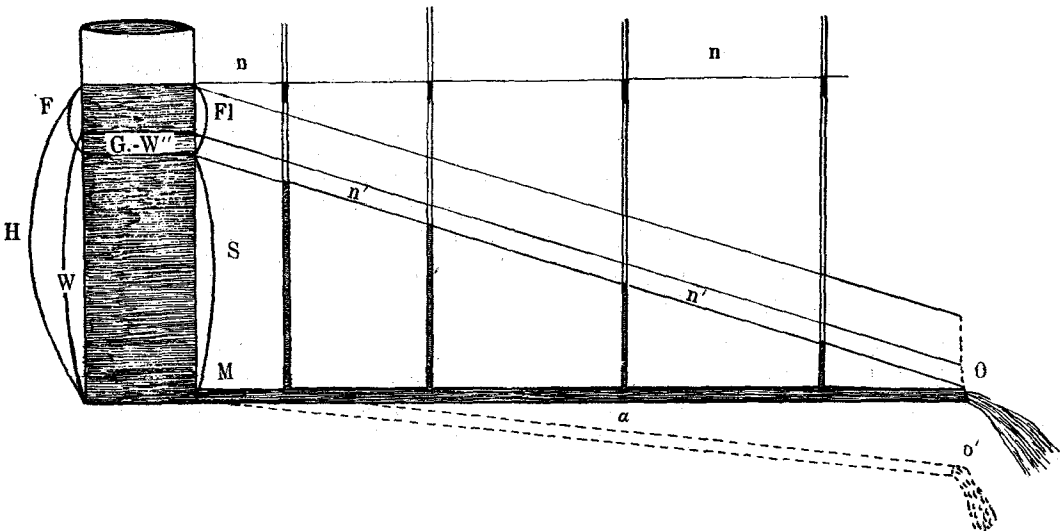


Fig. 8.

sein. Kennt man von diesen Faktoren zwei, so kann man den Wert des dritten leicht finden.

$$H - F = W \text{ und } H - W = F.$$

Aus dieser Formel läßt sich weiterhin entnehmen, daß wenn  $H$  gleichbleibt und einer der beiden andern Faktoren wächst, der dritte abnehmen muß. Man kann demnach mit Bestimmtheit voraussagen, daß wenn beispielsweise die Röhre  $MO$  verlängert wird, oder, was auf dasselbe herauskommt, die Widerstände und damit  $W$  wachsen, die Geschwindigkeit des Fließens, also  $F$ , abnehmen muß und umgekehrt.

Es kann nun auch vorkommen, daß von den drei Faktoren nur ein einziger bekannt ist. Für solche Fälle hat Volkmann eine Formel aufgestellt, welche dazu dienen soll, die unbekannten Faktoren durch Berechnung zu ermitteln.

Er geht dabei von folgenden Gesichtspunkten aus, indem er sagt:

„Die Widerstände, welchen die Strömung begegnet, sind zweierlei Art: an Wänden, welche sich benetzen, adhären die Wasserteilchen und müssen von der Strömung abgerissen werden. Je rascher das Fließen vor sich geht, um so öfter müssen die Teilchen von den Wandungen losgerissen werden. Da die losgerissenen Teilchen einen Widerstand leisten, so verhält sich der Widerstand der Adhäsion wie die Geschwindigkeit. Neben diesem Widerstand findet noch ein zweiter statt, indem die äußerste Schicht des Fluidums gegen die vorspringenden Teilchen der mehr rauhen Röhrenwand anstößt. Dieser Widerstand des Stoßes ist ein Produkt aus der Zahl der Stöße in deren Kraft, und da jene wie diese der Geschwindigkeit proportional sind, so verhält sich der Widerstand des Stoßes wie das Quadrat der Geschwindigkeit.

Der gesamte Widerstand würde demnach in einer Beziehung der Geschwindigkeit  $v$  in der andern dem Geschwindigkeitsquadrat  $v^2$  proportional sein, und man braucht, um die Beziehungen des Widerstandes zur Geschwindigkeit zu formulieren, d. h. in eine Gleichung zu bringen, nur jedem der beiden Glieder einen Koeffizienten beizugeben. Man erhält dann

$$W = av^2 + bv$$

für ein und dieselbe Röhre.

Die beiden Widerstandskoeffizienten, die man sich als konstant zu denken hat, lassen sich durch verschiedene Beobachtungen, welche die zusammengehörigen Werte des Widerstandes und der Stromstärke bestimmen, genau berechnen.

Die Geschwindigkeit  $v$  läßt sich leicht feststellen, wenn man das in der Zeiteinheit, etwa in einer Sekunde, ausgeflossene Flüssigkeitsquantum durch den Querschnitt der Röhre dividiert. Man erhält dann einen Flüssigkeitszylinder, der sich im Verlauf von einer Sekunde durch die Röhre vorwärtsgeschoben haben muß. Seine Länge ist demnach die Geschwindigkeit des Ausflusses in einer Sekunde.“

Volkmann fand nun, daß die Prüfung der vorliegenden Formel sehr gut auf das Verhältnis zwischen Druck und Geschwindigkeit paßte, wenn die Röhren eine gewisse Weite hatten. Dagegen ward die Formel unbrauchbar, wenn die Röhren sehr eng waren.

Weiterhin heißt es nun: „Die Geschwindigkeit der Strömung steht in einem gewissen Verhältnis zu  $F$ , der Geschwindigkeitshöhe. Nach dem Torricellischen Gesetz ist die Formel zur Auffindung der Geschwindigkeit  $v = 2\sqrt{gh}$ , wo  $g$  den Fallraum in einer Sekunde und  $h$  die Fallhöhe bedeutet. Diese Fallhöhe ist im vorliegenden Falle, wo von Widerständen nicht die Rede ist, unser  $F$ , und wir erhalten daher durch Substitution von  $F$  für  $h$

$$\begin{aligned} v &= 2\sqrt{gF} \\ v &= \sqrt{4gF} \\ F &= \frac{v^2}{4g} \end{aligned}$$

Danach formuliert Volkmann die Wasserstandshöhe des kraftspendenden Reservoirs  $H = F + W$

$$H = \frac{v^2}{4g} + av^2 + bv.$$

Hat sich nun schon bei der Prüfung des einen Teils dieser Formel  $W = av^2 + bv$  herausgestellt, daß sie nur für Röhren von gewisser Weite stimmt, für enge Röhren vollständig unbrauchbar sich erweist, da der berechnete Koeffizient  $a$  einen negativen Wert erhielt, was theoretisch unmöglich ist, so muß Volkmann selbst zugestehen (S. 22), daß auch die Zuverlässigkeit der Gesamtformel selbst mit der Vervollkommenung, welche ihr Gerstner durch Einführung der Widerstandsfaktoren: des Durchmessers  $d$  und der Länge  $l$  gegeben, nur mit Einschränkungen gelten darf.

Trotzdem sagt er S. 30: „Wenn nun der bemerkte Widerspruch zwischen Theorie und Beobachtung zur Vorsicht beim Gebrauche der aufgestellten Formel auffordert, so wäre es ein gänzlichcs Mißverständnis, dieselbe im allgemeinen verwerfen zu wollen. Denn zum Berechnen angenäherter Werte wird sie oft vortreffliche Dienste leisten.“ Ich habe nun schon gegen die etwas willkürlichen Voraussetzungen, welche zur Aufstellung der vorstehenden Formel führten, verschiedene Einwände zu erheben. Erstens sinkt m. E. der Wasserstand in dem Druckgefäß gar nicht nach dem Fallgesetze. Sagt doch Volkmann selbst S. 2 seines Buches: „Gesetzt, wir hätten einen Wasserbehälter mit einer Öffnung bei  $m$ , also in der Nähe des Fußbodens, so würde sein Inhalt mit einer Schnelligkeit ausfließen, welche dem Druck der über  $m$  befindlichen Wassersäule entspräche.“

Würde beispielsweise der von einer Bodenöffnung eines mit Wasser gefüllten Gefäßes ausfallende Strahl mit der Geschwindigkeit die Öffnung des Gefäßes verlassen, wie wenn er von der Niveauhöhe des Gefäßinhalts herabgefallen wäre, so müßte sich ein solcher Vorgang auf der Oberfläche durch eine Trichterbildung kundgeben. Davon ist aber niemals etwas wahrzunehmen. Auch in der Röhre selbst kann das Fallgesetz beim Fließen nicht zur Geltung kommen, da sie doch der Voraussetzung gemäß horizontale Lage einnehmen soll. Der Neigungswinkel  $\alpha$  also gleich Null ist. Erst wenn dieser Winkel einen positiven Wert erlangt (Textfig. 8), muß auch das Torricellische Theorem Berücksichtigung finden.

Wie aus der Öffnung im Boden des Druckgefäßes, so strömt aus der horizontalen Röhre die Flüssigkeit mit einer Anfangsgeschwindigkeit, welche ihr durch die am Boden des Druckgefäßes und in der Röhre herrschende Spannung erteilt wird.

Zweitens läßt sich dem Dualismus der Widerstände, aus denen  $W$  zusammengesetzt sein soll, gegenüber begründeter Einspruch erheben. Mit demselben Recht, wie Volkmann annimmt, daß ein Teil der Widerstände durch Stöße gegen Unebenheiten der Röhre hervorgerufen werden, kann ich mir erlauben, zu behaupten, daß solche Stoßwirkungen gar nicht vorkommen können, indem derartige Un-

ebenheiten durch inkompressible Flüssigkeitsteilchen, welche an der Strömung sich nicht beteiligen, ausgeglichen werden.

Interessant ist nun noch, was Volkmann bei der näheren Prüfung seiner Formel erfuhr. Er fand nämlich, daß die Widerstandshöhe  $W$  nur in gewissen Fällen dem Seitendruck  $S$  annähernd entspricht und meist höher als dieser gefunden wird, daß also die Geschwindigkeitshöhe  $F$  nur zum Teil zum Fortschreiten der Flüssigkeit verwandt wird, und daher  $H - S$  für die stattfindende Geschwindigkeit stets zu groß, demnach  $S$  stets zu klein ausfällt. Diese Differenz bezeichnet Volkmann mit  $s$ , woraus dann  $W = S + s$  sich ergibt.

Aus einer Berechnung (S. 34) geht hervor, daß diese Differenz beträchtliche Werte aufweisen kann, sie betrug in diesem Falle 251 mm.

Aus weiteren Beobachtungen, welche sich mit dem Verhältnis von  $s:S$  befassen, kommt Volkmann zu dem Resultat, daß  $\frac{s}{S}$  um so kleiner wird, je länger die Röhre ist, und er meint, bei außerordentlich langen Röhren würde der Wert von  $s$  ganz außer Betracht fallen und folglich die Substitution von  $S$  für  $W$  zulässig werden. Er folgert weiter hieraus, daß mit Zunahme der Widerstände der Wert  $s$  an Wichtigkeit verliere.

Auffallenderweise bleibt hierbei ganz unbeachtet, daß in den 6 Versuchen der Reihe I der Faktor  $s$ , um den es sich doch in seinem Verhältnis zu  $S$  dreht, seinen Wert kaum ändert, und das Kleinerwerden von  $\frac{s}{S}$  nur durch Zunahme von  $S$  bedingt ist, der Wert von  $s$ , den er doch (S. 36) ein Widerstandsmoment nennt, dagegen sich gleichbleibt.

Auch aus einer zweiten Versuchsreihe, welche mit Röhren von ungleicher Weite erzielt wurde, ging hervor, daß  $s$  mit Verengung der Röhre abnimmt. Da aber Verengung der Röhre mit Zunahme der Widerstände verbunden ist, so findet er darin eine neue Bestätigung, daß mit Zunahme der Widerstände der Wert  $s$  an Einfluß verliert. Auch hier ist dasselbe zu beobachten wie vorher.  $s$  selbst ändert sich kaum, bleibt annähernd auf derselben Höhe, während die Verkleinerung von  $\frac{s}{S}$  mit Zunahme der Verengung der Röhren nur auf die Zunahme von  $S$  zurückzuführen ist.

Volkmann scheint gar nicht auf den Widerspruch aufmerksam geworden zu sein, der sich daraus ergibt, daß, wenn er  $s$  und  $W$  auf Rohrwiderstände zurückführt, er sich hätte fragen müssen, warum diese Zunahme der Widerstände nicht in erster Linie eine Zunahme von  $s$  bedingt, anstatt daß die Steigerung der Widerstände sich nur im Seitendruck kundgibt. Volkmann macht auch gar keinen Versuch, darzulegen, wie er sich das Zustandekommen dieses Widerstandsfaktors vorstellt, der nur da an Wichtigkeit für ihn gewinnt, wo er in der Formel seine Bedeutung eingebüßt hat.

Auch Donders<sup>1)</sup> spricht von einem solchen Widerstandsfaktor, den er  $w''$

<sup>1)</sup> a. a. O.

nennt. Er schätzt ihn auf etwa die Hälfte der Geschwindigkeitshöhe  $w'' = \frac{1}{2} F$ . Dieser Widerstand soll dadurch veranlaßt werden, daß die Strömung der Flüssigkeit zunächst bei dem Übergang von dem Standgefäß in die Röhre eine besondere Hemmung erfahre.

Wir werden später sehen, daß auch diese Auffassung das Richtige nicht getroffen hat.

Die Nichtberücksichtigung dieses der Auslegung noch harrenden Widerstandsfaktors darf auch als Ursache gelten, daß die Formulierung der Poiseuilleschen Versuche nur für Röhren paßt, deren Durchmesser gewisse Grenzen nicht überschreitet. Poiseuille hat auch für die Geschwindigkeit  $v$  eine Formel aufgestellt:

$$v = \frac{k}{\pi} \cdot \frac{r^2}{l} \cdot H,$$

die sich von derjenigen der Hydrauliker

$$v = \frac{g}{2a} \cdot \frac{r}{l} \cdot H$$

darin unterscheidet, daß nach der einen dieser beiden Formeln die Geschwindigkeit dem Quadrate des Radius ( $r^2$ ), nach der andern nur dem Radius ( $r$ ) sich proportional verhält.

Poiseuille findet diesen Unterschied darin begründet, daß die Hydrauliker die Flüssigkeit in der Röhre sich wie einen festen Körper bewegen lassen. Er wies aber auf die den Beobachtungen über den Blutlauf in den Kapillargefäßen entnommene Tatsache hin, wonach die Geschwindigkeit der Flüssigkeitsteilchen nicht in allen Schichten des Querschnittes dieselbe, sondern daß sie in der Achse größer sei als gegen die Wand hin.

Man kam darauf durch die Beobachtungen, welche zeigten, daß die in der Blutflüssigkeit suspendierten korpuskulären Elemente (Blutkörperchen) sich an den Wänden langsamer fortbewegten als die in dem axialen Strom schwimmenden. Daraus folgerte man, daß auch die Flüssigkeit in den der Achse näher gelegenen Schichten in rascherem Tempo strömte als die der Wandung sich nähernden, ja daß die Kohäsion der die Wandung direkt benetzenden Teilchen überhaupt keine Fortbewegung erlaubte. Man schloß daraus weiter, daß die Röhrenwand, sobald sie die Eigenschaft habe, sich zu benetzen, überhaupt keinen Anteil an den Widerständen nähme, da ja die strömenden Flüssigkeitsteilchen nur mit ihresgleichen und nicht mit der Röhrenwand in Beziehung kämen. Die vorhandenen Widerstände würden demnach ausschließlich durch innere Reibung geboten. Da nun durch diese innere Reibung ein entsprechender Anteil der zu Gebote stehenden Triebkraft der Fortbewegung der Flüssigkeit entzogen wird und sich als Wanddruck kundgibt, den man messen kann, so schloß man weiter, daß der gemessene Wanddruck nur ein Mitteldruck aus einer Unzahl verschiedener Druckwerte sein könne. Denn nimmt man an, das Wasser flösse in zahllosen konzentrischen Schich-

ten mit ungleicher Geschwindigkeit, die in den axialen Teilen den größten Wert aufweist und in den Wandschichten gleich Null wird, so muß, da die Reibung mit der Zunahme der Strömungsgeschwindigkeit ebenfalls zunimmt, in den axialen Schichten ein größerer Druck herrschen als in den peripherischen. Demnach kann der Druckmesser nur Auskunft über den Mitteldruck geben.

Abgesehen davon, daß die Beobachtung an Röhren mit elastischen Wandungen, welche von einer nicht homogenen Flüssigkeit durchströmt werden, eine direkte Anwendung auf Röhren mit starren Wänden, in welchen dazu noch eine homogene Flüssigkeit sich bewegt, durchaus nicht gestattet, habe ich gegen die Beweiskraft jener zwar richtig beobachteten Tatsachen folgendes einzuwenden:

Wenn man sieht, wie in den Kapillargefäßen die weißen Blutkörperchen sich träge an den Wänden hinschieben oder gar für Augenblicke stehen bleiben, während die in der axialen Schicht treibenden roten Körperchen in rascherem Tempo voranschließen, so ist dieser Vorgang zunächst in der Weise aufzufassen, daß die ersteren durch das Anstoßen an die Gefäßwand eine Hemmung erfahren; die Flüssigkeitsmoleküle in ihrem Rücken sich aufstauen und einen Ausweg in axialer Richtung suchen, was in einer elastischen Röhre leicht möglich ist. Der Axialstrom wird dadurch beschleunigt, und mit ihm oder durch ihn die zentral schwimmenden Körper. Daraus darf man aber nicht den Schluß ziehen, daß die wandständige trägere Bewegung der korpuskulären Elemente die Folge der langsameren Bewegung der peripherischen Flüssigkeitsschichten sei, welche Anschauung durch sonst nichts gestützt wird. Die darauf zielenden Versuche, das raschere Strömen der axialen Schichten nachzuweisen, sind schon in ihrer Ausführung nicht einwandfrei.

Durch Suspension der Blutkörperchen in einer homogenen Flüssigkeit wird eben das sogenannte laminare Vorwärtsgleiten der Flüssigkeitsteilchen in turbulente verwandelt, welche unregelmäßige Bewegungen in elastischen Röhren sehr gut denkbar sind, namentlich bei niederem Druck, wie in den Kapillargefäßen.

Bei der trägeren Bewegung der wandständigen Blutkörperchen ist also die Strömung der Flüssigkeitsteilchen nicht das Primäre, sondern das Sekundäre.

Dies sind die Gründe, welche mich veranlaßten, zunächst die Anschauung derjenigen Hydrauliker zu teilen, welche annehmen, daß die Flüssigkeit in starren Röhren wie ein fester Körper sich vorwärtsbewege, dessen Teilchen gleiche Geschwindigkeit besitzen und der nur an seiner Berührungsfläche mit der Wand einer Reibung ausgesetzt ist. Man muß sich die Bewegung der Röhre also in folgender Weise vorstellen: denken wir uns das Ausflußende der Röhre *MO* (Textfig. 8), welches wir vorher geöffnet hatten, bei *O* plötzlich wieder geschlossen, so kommt der ganze Flüssigkeitsinhalt der Röhre ebenso rasch wieder zur Ruhe, da die Flüssigkeitsteilchen inkompressibel sind.

Das Gleiche wird sich ereignen, wenn wir den Verschluß von der Ausflußöffnung hinweg nach dem Fußpunkt des Druckgefäßes verlegen durch einen etwa hier bei *M* eingelassenen Kran. Dann steht der ganze Inhalt der Röhre, ihr peri-

pherisches Ende offen gedacht, ebenfalls still, und zwar unter dem Einfluß des bei  $O$  wirkenden Luftdrucks, welcher ein Ausfließen verhindert, während für das Standgefäß dieselben Verhältnisse gelten wie vorher.

Nach Öffnung des Hahns stellen sich die Druckverhältnisse momentan gerade so, wie wenn am Ausflußende  $O$  der Verschluß gewesen wäre.

Läßt man nun dem Öffnen des Hahns nach einem Zeitmoment wieder ein Schließen folgen, so wird aus der Ausflußöffnung der Röhre gerade so viel Flüssigkeit zum Ausströmen kommen, als bei  $S$  durch den Hahn in der Zeit zwischen Öffnung und Schließung aus dem Druckgefäß in die Röhre, sie mag noch so lang sein, eingeflossen war. Wiederholt man dieses Öffnen und Schließen in regelmäßigen Intervallen, so wird auch der Ausfluß in demselben Rhythmus stoßweise erfolgen und sofort sistieren, wenn der Hahn geschlossen wird.

Man darf sich daher die Bewegung der in der kurzen Zeit der Öffnung des Hahns eindringenden Flüssigkeit nicht etwa wie ein Fließen in einem offenen Kanale vorstellen, sondern in der Weise, daß der ganze Röhreninhalt wie ein fester Zylinder der Ausflußöffnung zugeschoben wird, und zwar um soviel, als die eingedrungene Flüssigkeit beträgt. Mit dem Schluß des Hahns kommt dieses Vorschieben des Zylinders wieder zum Stehen, weil der auf der Öffnung lastende Luftdruck die Bildung eines luftleeren Raumes zwischen Verschlußstelle und Röhreninhalt nicht zuläßt.

Es ergibt sich aber aus diesen Betrachtungen erstens, daß sämtliche Flüssigkeitsteilchen des die Röhre füllenden Wasserzylinders, ohne sich gegeneinander zu verschieben, mit gleichmäßiger Geschwindigkeit der Ausflußöffnung zugetrieben werden, zweitens, daß dieser Zylinder an den Rohrwänden vorbeigeschoben werden muß, die ihm einen gewissen Widerstand entgegensetzen, welcher durch eine entsprechende Kraft, die von dem Druckgefäß ausgeht, überwunden werden muß, und die voraussichtlich um so größer ausfallen wird, je rascher der Zylinder an den Wänden sich vorbeibewegt, je größer also die Ausflußgeschwindigkeit ist. Die Widerstandshöhe wäre demnach eine Funktion der Geschwindigkeit, sie nimmt zu und nimmt ab mit der letzteren. Diese Reibung bei der Vorwärtsbewegung des Flüssigkeitszylinders an den Wänden der Röhre darf jedoch immerhin nicht so gedacht werden, wie wenn ein solider Körper, etwa der Kolben einer Dampfmaschine, in seinem Zylinder unvermittelt sich bewegte. Ich habe schon weiter oben darauf aufmerksam gemacht, daß man sich die Flüssigkeitsteilchen als unendlich kleine, sich leicht aneinander vorbeischiebende und drehende, elastische, aber inkompressible Kügelchen vorzustellen habe, die außerdem die Eigenschaft besitzen, an den Wänden der Röhre zu haften, wodurch sich die letzteren benetzen. Die Reibung vollzieht sich demnach nicht direkt an den Wänden der Röhre, sondern an den Flüssigkeitsteilchen, welche an ihnen durch Adhäsion kleben. Die Bewegung des Flüssigkeitszylinders gleicht demnach derjenigen einer Fahrradachse in einem Kugellager. Immerhin würden aber auch hier die der Bewegung widerstrebenden Hindernisse größer ausfallen, als wenn man sich nach Poiseuilles

Anschauung die 'Flüssigkeit in konzentrischen Schichten von verschiedener Geschwindigkeit sich bewegend vorstellt.

Diese Reibungswiderstände, mögen sie nun durch Wandreibung oder auch durch innere Reibung erzeugt werden, welche in dem Seitendruck sich kundgeben und gemessen oder berechnet werden können, sind nun in der Tat nicht die alleinigen Hindernisse, welche die vorhandene Triebkraft zu überwinden hat. Es ist noch ein Drittes zu beachten, woran m. W. bisher noch niemand gedacht hat. Ehe das Fließen und damit die Reibung beginnt, beansprucht der die Röhre erfüllende und in Bewegung zu setzende Flüssigkeitszylinder zu seiner Lüftung gleichfalls einen Teil der treibenden Kraft, der um so größer ausfällt, je länger oder weiter die Röhre ist, und der deshalb in den Kapillarröhren verschwindend klein werden muß.

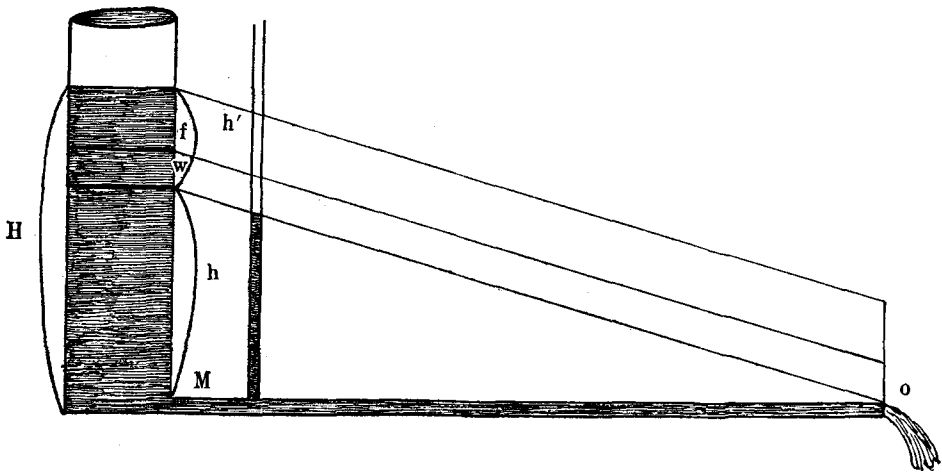


Fig. 9.

Dieser Teil der Triebkraft muß während der Zeit des Ausflusses ebenfalls in Rechnung gestellt werden und von der Druckhöhe neben dem Seitendruck und Geschwindigkeitshöhe den ihm zukommenden Anteil erhalten. Ich will daher den Teil der Wasserstandshöhe, welchen dieser Faktor erfordert, mit  $w$  bezeichnen und „Lüftungshöhe“ nennen (Textfig. 9).

Man wird nicht irre gehen, wenn man in unserem  $w$  das wiedererkennt, was Volkmann als Teil  $s$  von dem Seitendruck und der Geschwindigkeitshöhe trennte und was Donders als Übergangswiderstand  $w''$  ansah. Man wird weiter leicht einsehen, warum die Poiseuillesche Formulierung nur für ganz enge Röhren einigermaßen stimmt, für weite dagegen unbrauchbar wird. Denn unser Widerstandsfaktor  $w$  wird für enge Röhren, da er in kubischem Verhältnis abnimmt, so klein, daß er neben der Zunahme der Reibungswiderstände vernachlässigt werden kann, was auch Volkmann an seinem  $s$  erfahren hat. Dagegen kann der Wert von  $w$  mit Zunahme der Röhrenlänge nicht allein die Hälfte, wie Donders



meint, von der früher genannten Geschwindigkeitshöhe  $F$ , welche ich  $h'$  nenne, erreichen, sondern sogar diese, wie wir noch sehen werden, übertreffen. Was also von der ganzen Triebkraft des Druckgefäßes, welche durch die Höhe seines Wasserstandes repräsentiert wird, nach Abzug des Kraftverlustes, welchen die Überwindung der Lüftung und Reibung absorbiert, übrig bleibt, wäre dann der Vorwärtsschiebung der Wassersäule oder der Ausflußgeschwindigkeit  $v$  vorbehalten.

Wir haben demnach bei dem Fließen durch starre Röhren von gleichmäßigem Kaliber mit folgenden Faktoren zu rechnen:

1. mit der Triebkraft des Standgefäßes, welche je nach dem Wasserstand desselben variiert und welche ich mit  $H$  bezeichne;
2. mit dem Seitendruck, der von der Reibung an den Rohrwänden abhängig ist und welchem die Seitendruckhöhe  $h$  entspricht;
3. mit dem Widerstand, welchen die Masse des Rohrinhaltes, als zusammenhängender fester Körper gedacht, seiner Lüftung entgegensetzt, noch bevor die Bewegung bzw. die Reibung beginnt, der mit Zunahme des kubischen Inhalts der Röhre, sei es durch Vergrößerung des Durchmessers oder Verlängerung der Röhre, wächst und umgekehrt sich vermindert. Ihm entspricht der Teil der Wasserstandshöhe des Druckgefäßes, welchen ich als Lüftungshöhe  $w$  erklärt habe;
4. mit der Geschwindigkeitshöhe  $f$ , welche den Teil der Triebkraft anzeigt, die für die Vorwärtsbewegung des Röhreninhaltes übrigbleibt (Textfig. 9).

Aus diesen vier Faktoren ergibt sich dann die Gleichung

$$\begin{aligned} H &= h + w + f \\ w + f &= h' \\ H &= h + h'. \end{aligned}$$

Der von  $H$  nach Abzug der Seitendruckhöhe  $h$  übrigbleibende Teil  $h'$ , welcher als Geschwindigkeitshöhe  $F$  galt, sich aber stets für die Geschwindigkeit zu hoch erwies, muß nun als eine Größe angesehen werden, in die sich Lüftungshöhe  $w$  und Geschwindigkeitshöhe  $f$  zu teilen haben.

Den Wert von  $h$  vermögen wir jederzeit genau zu bestimmen, da wir in der Lage sind, mit Hilfe nur eines Druckmessers die Seitendruckhöhe am Anfang der Röhre genau zu berechnen. Damit ist aber auch  $h'$  bekannt, weil  $H - h = h'$  ist. Es erübrigt dann nur noch festzustellen, in welchem Verhältnis  $f$  und  $w$  sich in  $h$  teilen.

Die Geschwindigkeitshöhe  $f$  vermögen wir nicht direkt abzuschätzen, aber sie steht in Beziehung zu der Geschwindigkeit des Ausflusses  $v$ , welche, wie wir gesehen haben, sich ebenso genau bestimmen läßt wie die Seitendruckhöhe.

Auch für den Wert von  $w$  haben wir keinen direkten Anhalt. Da wir aber davon ausgingen, daß die Druckhöhe  $w$  dazu da ist, um den ganzen Röhreninhalt mit einem Mal in Bewegung zu setzen, d. h. ihn zu lüften, so können wir auch eine Beziehung für  $w$  finden, welche in dem Volum des die Röhre erfüllenden Inhalts gegeben ist. Um diesen aber zu bestimmen, müssen wir die Länge der Röhre  $L$

mit ihrem Querschnitt multiplizieren. Nach unserer Voraussetzung soll aber die Röhre in ihrer ganzen Ausdehnung gleiches Kaliber haben. Wir können deshalb die Beziehungen von  $w$  wie die von  $f$  in Längeneinheiten der Röhre ausdrücken und erhalten dann

$$\begin{aligned}w : L &= f : v \\w : L &= h' - w : v \\h' - f : L &= f : v.\end{aligned}$$

Aus diesen Gleichungen erhalten wir, da neben  $w$  und  $f$  sämtliche Faktoren bekannt sind, die Werte von  $w$  und  $f$  in folgenden Formen:

$$\begin{aligned}w &= \frac{L h'}{L + v}; \quad f = \frac{v h'}{L + v} \\1) \quad w &= \frac{h'}{1 + \frac{v}{L}}; \quad 2) \quad f = \frac{h'}{1 + \frac{L}{v}}\end{aligned}$$

Wenn die gegebenen Voraussetzungen sich als richtig erweisen, so können wir aus den vorliegenden Formeln den Schluß ziehen: wenn  $L$  wächst, so wird der Nenner des Bruches in Formel 1 kleiner, und  $w$  muß größer werden und umgekehrt, was mit unserer Voraussetzung völlig übereinstimmt. Wächst auf der andern Seite in Formel 2  $v$ , so wird der Nenner des Bruches kleiner, und deshalb muß  $f$  größer werden und umgekehrt, was ebenfalls erwartet werden darf. Über den Wert dieser Formel konnte nur die experimentelle Prüfung Auskunft erteilen.

Zu einem solchen Versuch ließ ich mir zwei Serien von Glasröhren anfertigen. Die Röhren der ersten Serie hatten einen inneren Querschnitt von 15 qmm, diejenigen der zweiten Serie einen Querschnitt von 6,4 bzw. 6,2 qmm. Die Verbindungsstücke waren von gleichem Material und Kaliber wie die Röhren. Als Druckgefäß diente ein Glaszylinder, von welchem lotrecht ein Kautschukschlauch von 1 cm Durchmesser abging, von dessen unterem Ende die dem Versuche dienenden Glasröhren horizontal sich abzweigten. 150 mm vom Schlauch entfernt war eine gläserne Steigröhre eingefügt, aus deren Wasserstand die Höhe des Seitendrucks am Anfang der Versuchsröhre berechnet wurde. In Ermangelung eines schwimmenden Hebers wurde aus einem zweiten Reservoir der Zufluß ermöglicht, der, von einem Assistenten bedient, den Druck während des Versuches konstant erhielt, was ohne Schwierigkeit nach einiger Übung sich exakt ausführen ließ. Als Zeitmesser für die Bestimmung der Ausflußgeschwindigkeit diente ein Pendel, welches in 7 Sekunden 10 Schwingungen hin und zurück machte. Die Resultate dieser Versuche finden sich in beifolgenden Tabellen übersichtlich aufgeführt. Sie stellen zwei Versuchsreihen dar, die eine bei einer Druckhöhe von 1230 mm  $W$ , die andere von 1020 mm  $W$ . Jede dieser beiden Versuchsreihen A und B enthält wieder zwei Nebenreihen von je vier Versuchen, einmal mit Röhren von 15 qmm, das andere Mal von 6,4 bzw. 6,2 qmm Querschnitt. Die Druckhöhe ist mit  $H$  bezeichnet,

Querschnitt der Röhren mit  $Q$ , Röhrenlänge mit  $L$ , Ausflußgeschwindigkeit  $v$ , Seitendruck  $h$ , Geschwindigkeitshöhe  $f$ , Lüftungshöhe  $w$ , Summe der beiden letzteren  $h' = w + f$ .

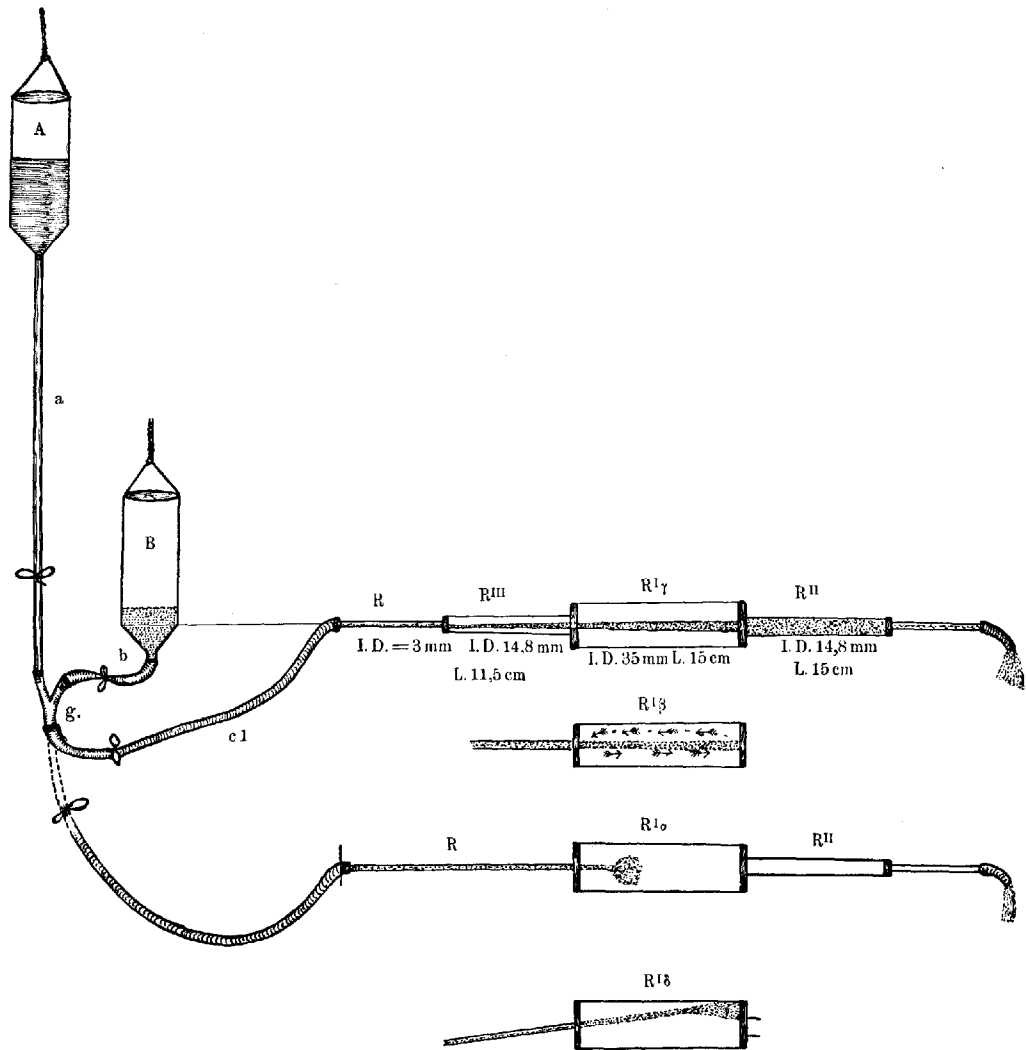
Tabelle A.

	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
Nr.	$H$ mm	$Q$ mm	$L$ mm	$h$ mm	$h'$ mm	$v$ mm	$f$ mm	$w$ mm	$w/f$	$\frac{h+w}{H}$	$\frac{f}{H}$	$\frac{h+w+f}{H}$
I	1230	15	205	671	559	2400	518,9	40,1	0,07	0,57	0,42	0,99
II	1230	15	540	775	455	1873	353,2	101,8	0,21	<b>0,71</b>	<b>0,287</b>	<b>0,997</b>
III	1230	15	1200	948,5	281,5	1426	153	128,5	0,84	0,875	0,124	0,999
IV	1230	15	2200	1062	168	1140	57,5	110,5	1,90	0,953	0,0467	0,9997
V	1230	6,4	205	857	373	2156	340,6	32,5	0,09	0,723	0,277	1,000
VI	1230	6,4	540	948	282	1562	211,5	70,5	0,33	0,828	0,172	1,000
VII	1230	6,4	1200	990,5	239,5	1109	115,8	123,7	1,06	0,905	0,094	0,999
VIII	1230	6,2	2200	1093	135	900	39,5	95,5	2,40	0,966	0,032	0,998

Tabelle B.

	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
Nr.	$H$ mm	$Q$ mm	$L$ mm	$h$ mm	$h'$ mm	$v$ mm	$f$ mm	$w$ mm	$w/f$	$\frac{h+w}{H}$	$\frac{f}{H}$	$\frac{h+w+f}{H}$
I	1020	15	205	522	498	2240	456	42	0,09	0,55	0,44	0,99
II	1020	15	540	637	383	1753	293	90	0,30	<b>0,71</b>	<b>0,287</b>	<b>0,997</b>
III	1020	15	1200	794	226	1286	117	109	0,93	0,885	0,114	0,999
IV	1020	15	2200	880	140	1000	44	96	2,18	0,956	0,0431	0,999
V	1020	6,4	205	678	342	1890	308,5	33,5	0,10	0,70	0,30	1,000
VI	1020	6,4	540	759	261	1453	192,2	68,8	0,35	0,811	0,188	0,999
VII	1020	6,4	1200	853	167	984	76	91	1,20	0,925	0,075	1,000
VIII	1020	6,2	2200	896,7	123,3	806	33,3	90	2,70	0,967	0,032	0,999

Überblicken wir diese beiden Tabellen A und B, so erfahren wir aus den Kolonnen 3 und 4, daß mit der Verlängerung der Röhre bei gleicher Druckhöhe der Seitendruck  $h$  proportional ansteigt. Dasselbe wird beobachtet, wenn ceteris paribus die Röhre enger wird. Dagegen lehrt uns Kolumne 5, daß  $h'$  oder, was dasselbe bedeutet,  $w + f$  (Lüftungshöhe und Geschwindigkeitshöhe) mit Zunahme der Röhrenlänge, die Röhre mag eng oder weit sein, kleiner wird, was nicht anders sein kann, wenn  $h$  im Ansteigen begriffen ist. Wechselt die Druckhöhe, so ändern sich  $h$  und  $h'$  in demselben Verhältnis wie vorher. Aus Kolumne 6 erschen wir, daß sowohl bei Zunahme der Rohrlänge als auch bei Verengerung der Röhre sowie bei Abnahme der Druckhöhe (Tab. B) die Stromschnelle  $v$  sich vermindert. Dieselbe Veränderung wie die Stromschnelle erfährt naturgemäß auch die Geschwindigkeitshöhe  $f$  in der Kolumne 7. Wir mußten weiterhin erwarten, daß der Voraussetzung gemäß mit Zunahme der Röhrenlänge auch der Wert von  $w$  eine proportionale Zunahme erführe. Diese Erwartung wird aber merkwürdigerweise nur zum Teil



bestätigt. Ein Blick auf die Kolumne 8 zeigt, daß bei einer kurzen Röhre von nur 205 mm Länge die Lüftungshöhe  $w$  gegenüber der Geschwindigkeitshöhe  $f$  nur sehr klein ausfällt (40,1 : 519), was begreiflich erscheint. Bei Verlängerung der Röhre auf 540 mm steigt auch  $w$  fast in demselben Verhältnis auf 101,8 mm. Nun aber, wenn die Rohrlänge 1200 mm erreicht, erhöht sich der Wert von  $w$  nicht mehr in gleichem Verhältnis, sondern er erfährt nur einen geringen Zuwachs von 27 mm, und endlich im Versuch A IV bei einer Röhrenlänge von 2200 mm zeigt  $w$  nicht nur keinen Zuwachs mehr, sondern im Gegenteil einen merklichen Abfall auf 110,5 mm, was beides der Erwartung nicht entspricht. In demselben Verhältnis, wie wir es hier in Tabelle A gefunden haben, steigt und fällt  $w$ , auch wenn wir den Versuch mit Röhren von engerem Kaliber wiederholen, wie die Versuche von A (V—VII) beweisen. Dasselbe Verhalten von  $w$  beobachten wir ferner, wenn wir die Druckhöhe  $H$  ändern, wie aus der zweiten Tabelle B zu ersehen ist. Was indessen das Verhältnis von  $w$  zu  $f$  betrifft, so lehrt uns Kolumne 9, daß die Lüftungshöhe gegenüber der Geschwindigkeitshöhe mit Verlängerung der Röhre in stetigem Steigen begriffen ist. Dies Verhältnis wird aus beiden Tabellen A und B erkannt.

Noch etwas fällt auf, was mit unseren Voraussetzungen nicht ganz übereinzustimmen scheint. Man hätte erwarten dürfen, daß in beiden Tabellen die Werte des  $w$  in den Röhren von gleichem Kaliber und gleicher Länge auch unter verändertem Druck keine merklichen Unterschiede darbieten würden.

In I der Tabellen A und B und in V der Tabellen A und B ist dies auch annähernd der Fall. Bei den übrigen Rohrlängen gehen die Werte von  $w$  dagegen merklich auseinander:

A II: 101, B II: 90; A III: 128,5, B III: 109 usw.

Die Ursache für dieses Verhalten ist vielleicht darin zu suchen, daß bei höherem Druck infolge stärkerer Adhäsion an den Rohrwänden eine größere Kraft zur Lüftung beansprucht wird als bei geringerem Druck. Damit würde aber wieder nicht stimmen, daß bei niederem Druck in B I und B V höhere Werte für  $w$  sich gefunden haben als bei höherem Druck in A I und A V.

Wenn auch diese Differenz sehr gering ist,

A I: 40,1, B I: 42 und A V: 32,5, B V: 33,5,

so scheint sie mir doch nicht auf Zufall zu beruhen.

Von einigem Interesse ist vielleicht noch in unseren Tabellen das Verhältnis der Druck- und Wasserstandshöhe  $H$  zu der Widerstandshöhe  $h + w$  und zu der Geschwindigkeitshöhe  $f$ , welches Donders S. 68 bespricht.

Es heißt daselbst: „Es ist klar, daß mit der Stromgeschwindigkeit der Widerstand zunimmt, und daß beide nur in einem variablen Verhältnis zueinander sich dargestellt entwickeln: daß  $F + W = H$  ist (nach Donders ist  $W = D' + (w'' + w')$ ) nach unserer Bezeichnung  $D' + w' = h$  und  $w'' = w$  also  $W = h + w$  und  $F = f$ .

„Wegen der Veränderlichkeit des Verhältnisses  $F : W$  sind  $H : W$  und  $H : F$  keine konstanten Größen. Vergleicht man das Verhältnis, worin  $W$  und  $F$  in den Formeln  $W = av^2 + bv$  und  $F = \frac{v^2}{4g}$  — (daneben bemerkt er indessen: Die Gleichung  $W = av^2 + bv$  ist eine ganz empirische, und die Erklärung, welche man von beiden Koeffizienten zu geben versucht hat, scheint eine ganz willkürliche zu sein) — zur Stromgeschwindigkeit stehen, so ergibt sich, daß  $F$  im quadratischen Verhältnis zur Schnelligkeit zunimmt,  $W$  dagegen nicht so rasch wächst, deshalb steigt  $H : W$  mit  $H$ , während  $H : F$  sich umgekehrt verhält.“

Nach unseren Tabellen dagegen ergibt sich, daß das Verhältnis von  $H : h + w(W)$  und  $H : f(F)$  ganz dasselbe bleibt, wenn  $H$  sich ändert, was aus den Kolonnen 10 und 11 deutlich zu erkennen ist. Beispielsweise ist das Verhältnis von  $\frac{h+w}{H} = 0,71$  und  $\frac{f}{H} = 0,287$  das gleiche, wenn  $H = 1230$  mm  $W$ , als wenn es 1020 mm beträgt.

Die Frage nach der Ursache der der Erwartung nicht entsprechenden Werte, welche  $w$  annahm, wenn wir die Verlängerung der Röhre über ein gewisses Maß ausdehnten, bereitete der Lösung nicht geringe Schwierigkeit.

Entweder war die Voraussetzung nicht richtig, daß  $W$  in Beziehung zu der Lüftung des Röhreninhaltes stehe, oder das Experiment wies Fehler auf, oder drittens die Formulierung war unvollständig, vielleicht auch mangelhaft, oder endlich es ließ sich sonst ein Grund finden, der zur Lösung des Rätsels den Schlüssel bot.

Zum Aufsuchen einer andern Erklärung für  $w$  als Lüftungsfaktor konnte ich mich nicht entschließen, da diese Annahme mir zu sehr begründet erschien. An einen experimentellen Fehler war ebensowenig zu denken, weil sowohl bei verschiedenen Röhrenweiten als auch bei abgeänderter Druckhöhe die Werte von  $w$  vollkommen analog ausfielen. Schließlich bot sich mir auch kein Anhalt, an der Formulierung eine Änderung vorzunehmen.

Dennoch schien die Tatsache, von welcher jeder sich leicht überzeugen kann, daß ganz geringe Druckunterschiede selbst von wenigen Millimetern Druckhöhe in einer horizontalen Röhre von beliebiger Länge schon einen fast momentanen Ausfluß bewirken, also eine Flüssigkeitssäule von beliebiger Länge offenbar in Bewegung zu setzen imstande sind, meinen Voraussetzungen direkt zu widersprechen.

Schon war ich entschlossen, die Lösung dieser Widersprüche den Fachleuten zu überlassen, da ich mich solcher Aufgabe nicht gewachsen fühlte.

In dieser Not kam mir ein schönes Experiment zuhülfe, welches zur Aufklärung der Druck- und Strömungsverhältnisse in ungleich weiten starren Röhren wesentlich beitrug und zugleich die Donderssche Erklärung, nach welcher das  $w''$  auf den Übergangswiderstand zu beziehen sei, der bei der Ausströmung aus dem Druckreservoir in die horizontale Röhre entsteht, direkt zu widerlegen schien.

Ehe ich daher die Schwierigkeiten, welche sich dem Verständnis von  $w$  entgegenstellen, zu beseitigen wage, will ich meine Untersuchungen an ungleich weiten Röhren vorausschicken, um darnach auf  $w$  wieder zurückzukommen.

### B. Flüssigkeitsbewegung in starren Röhren von ungleicher Weite.

Die Untersuchungen der Strömungs- und Druckverhältnisse in starren Röhren von ungleicher Weite führten ebenfalls zu unzureichenden Resultaten, weil man schon von vornherein von unrichtigen Voraussetzungen ausging. Volkmann sagt S. 43 seines Buches: „In einer Röhre von ungleichmäßiger Weite ist die Stromschnelle in den verschiedenen Abschnitten derselben eine verschiedene und verhält sich im allgemeinen umgekehrt wie ihre Weite, vorausgesetzt, daß die Flüssigkeit die Röhre vollkommen ausfüllt. Gesetzt, die Röhre  $RR$  sei so beschaffen (Textfig. 10), daß der Abschnitt  $a$  halb so weit sei als der gleichlange Abschnitt  $b$ , und ferner, daß die Kraft  $f$ , welche das Fließen vermittelt, unveränderlich dieselbe bliebe, so ist klar, daß die Wassermasse, welche in einer Sekunde  $a$  füllt, den Abschnitt  $b$  in der zweiten Sekunde nur halb füllen werde. Danach versteht es sich



Fig. 10.

ganz von selbst, daß auch in einem Blutgefäße von ungleicher Weite die Strömung eine verschiedene Schnelligkeit haben muß. Wie auch Haller und Spalanzani an den durchsichtigen Adern des Gekröses beobachteten, daß das Blut an erweiterten Stellen derselben langsamer, an verengten dagegen schneller fließe.“

Der Irrtum, in welchem Volkmann sich hier befindet, liegt offenbar schon darin, daß er die Verhältnisse der Strömung in einem leeren, weiteren Gefäße, das sich erst füllt, direkt auf ein solches überträgt, das bereits, wie er selbst voraussetzt, ganz von Flüssigkeit erfüllt sein soll. Wie soll man sich aber vorstellen, daß in zwei miteinander verbundenen Röhren, die ganz von inkompressibler Flüssigkeit erfüllt sind, der Strom in der einen Röhre schneller fließen soll als in der andern?

Zum zweiten ist der Vergleich mit dem Flüssigkeitsstrom in den Blutgefäßen ganz unstatthaft, weil in Röhren mit dehnbaren Wandungen andere hydrodynamische Gesetze gelten als in solchen mit starren Wänden.

Auf Grund dieser nicht richtigen Voraussetzung, daß in engeren Röhrenabschnitten die Strömung schneller als in den weiteren erfolge, und daß der Seitendruck eine Funktion der Geschwindigkeit sei, hat Volkmann an drei ineinandergeschalteten ungleich weiten Röhren  $R$ ,  $R'$ ,  $R''$  Versuche angestellt, welche er durch Berechnung nach der Gerstnerschen Formel kontrollierte. Daraus ergab sich, daß ein Vergleich der berechneten Zahlen mit den beobachteten zur vollen Zu-

friedenheit ausfiel, und daher die Theorie über die Widerstandsverhältnisse in ungleich weiten Röhren genügenden Aufschluß erteilte.

Ich muß hierzu bemerken, daß die hier gewonnenen, annähernd übereinstimmenden Resultate lediglich auf den Umstand zurückzuführen sein dürften, daß die Durchmesser der drei Röhren  $R$ ,  $R'$ ,  $R''$  nur um wenige Millimeter differierten.

Bei der Probe, den Gang der Seitendruckkurve verständlich zu machen, ließ die Theorie vollständig im Stich.

Es sei hierbei erwähnt, daß Volkmann auch bei dieser Gelegenheit das Verhältnis von  $W : S$  sehr oberflächlich behandelt, indem er einleitend zu diesen Untersuchungen S. 44 sagt: „Kennt man  $H$ , so kennt man durch  $H - F$  auch  $W$ , kennt man  $H$  nicht, so wird  $W$  angenähert erhalten, wenn man den Seitendruck am Anfange der Röhre mißt und für  $W$  substituiert.“ Dennoch hat er selbst ein Beispiel geboten, wo die Annäherung oder Differenz von  $W - S = 251,1$  mm betrug.

Ebenso leicht setzt sich Volkmann über die Druckschwierigkeiten, denen er begegnete, mit seiner „negativen Stauung“ hinweg, was das Verständnis der Beziehungen der Stromschnelle zum Seitendruck gewiß nicht gefördert hat, abgesehen davon, daß man schon Bedenken hegen kann, ob die Beobachtung ganz richtig war, daß der Druck im weiteren Abschnitt plötzlich höher anstieg als in der vorausgehenden engeren Röhre. (Tigerstedt S. 313): „Hier fände also das paradoxe Verhältnis statt, daß Flüssigkeit von einem niederen zu einem höheren Druck strömt.“

Aus den nun folgenden Versuchen an verzweigten Röhren wiederholen sich dieselben Unstimmigkeiten bei der rechnerischen Kontrolle der Seitendruckhöhe. In den daraus sich ergebenden Differenzen sieht er nichts anderes als die durch Stauung veranlaßten Störungen der Druckwerte. Er schließt daraus, daß in einem nach Art der Blutgefäße verzweigten Röhrensystem der Seitendruck in allen Abteilungen mit einziger Ausnahme der Ausflußröhre eine Steigerung erfährt. Auf Grund seiner Untersuchungen an starren Röhren kommt er schließlich zu folgenden voreiligen Anwendungen auf das Blutgefäßsystem.

„1. Der Blutdruck nimmt vom Anfang des arteriellen Systems bis zum Ende des venösen im allgemeinen ab, und Ausnahmen von diesem Gesetz können nur an den Punkten vorkommen, wo die Stauungsverhältnisse sich geltend machen.

2. Gefäßpunkte, welche in gleicher Entfernung vom Anfang des Systems, also im großen Kreislauf von der Aortenmündung liegen, werden nicht selten einem verschiedenen Druck ausgesetzt sein, und zwar diejenigen, welche in den für das Blut schwierig zu passierenden Bahnen liegen, einem größeren.

3. Das Haargefäßnetz, inwiefern es zwischen Arterien und Venen in der Mitte des verzweigten Gefäßsystems liegt, ist einem Druck ausgesetzt, welcher mehr als die Hälfte des unmittelbar am Herzen vorkommenden Maximums beträgt.“



Der Hauptfehler, den Volkmann begeht, ist, wie gesagt, daß er Druck- und Strömungsverhältnisse, wie er sie bei starren Röhren gefunden, direkt auf das Blutgefäßsystem anwendet. Die Blutgefäße sind aber erstens keine starren Röhren, und

zweitens ist das Herz, welches das Blut befördert, kein Standgefäß, aus dem die Flüssigkeit in konstantem Strome sich entleert, sondern eine Pumpe, die absatz- oder stoßweise arbeitet.

Drittens wurden die Versuche Volkmanns ausschließlich an horizontal verlaufenden starren Röhren vorgenommen, wo hydrostatische Störungen weit in den Hintergrund treten gegen solche, wie sie in einem Röhrensystem mit elastischen Wandungen und ständig wechselnden Lagen zur Beobachtung kommen. Gerade in dem Blutgefäßsystem spielen hydrostatische bzw. hämostatische Wirkungen, insbesondere in den Kapillaren und in den Venen, eine hervorragende Rolle, wenngleich sie auch, wie wir noch sehen werden, in den Arterien zum Verschwinden gering sind.

Aus diesen und andern Gründen sind die Schlußfolgerungen, die er aus seinen Beobachtungen an verzweigten starren Röhren auf das Blutgefäßsystem anwendet, vollkommen inhaltlos, insbesondere auch die Behauptung, daß in der Mitte des Gefäßsystems, d. h. in den Kapillaren, der Druck mehr als die Hälfte des unmittelbar am Herzen vorkommenden Maximums betragen soll. Nun stelle man sich das Kapillarsystem mit seinen zarten Wandungen unter einem beständigen Druck vor, der mindestens 75 mm Hg betragen müßte, da der Druck in der Aorta auf 150 bis 200 mm Hg veranschlagt wird.

Um nun die Anschauungen Volkmanns und seiner Anhänger, wonach das Fließen in weiten Röhrenabschnitten langsamer als in engen erfolgen soll, zu widerlegen, habe ich selbst Versuche angestellt, die zwar den Anspruch auf Vollständigkeit nicht machen können, die aber schon hinreichend beweisen, daß das, was ich als physikalische Unmöglichkeit bezeichnete, durch das Experiment seine volle Bestätigung erhält.

Die Versuchsanordnung war folgende (siehe Tafel IV): zwei Flüssigkeitsbehälter *A* und *B* wurden durch Kautschukröhren *a* und *b* mit einer Gabelröhre *g* verbunden, deren unpaariges Ende sich mit einer dritten Kautschukröhre *c* vereinigte. Die beiden Reservoirs waren so aufgehängt, daß der Höhenstand eines jeden beliebig geändert werden konnte. Die Schläuche *a*, *b* und *c* waren durch Klemmen verschließbar. Der unpaarige Schlauch *c* führte zu einer Glasröhre *R* von nur 3 mm innerem Durchmesser. Diese mündete axial in eine zweite Glasröhre *R'* von 35,2 mm Durchmesser und 15 cm Länge, welcher noch eine dritte Röhre *R''* von 15 cm Länge und 14,8 mm innerem Durchmesser ebenfalls genau axial eingepaßt war. Das ganze System von ineinandergeschalteten Röhren fand seinen Ausfluß durch eine Abzugsröhre, welche zum mindesten so weit sein durfte wie die engste der übrigen Röhren. Versuchsbedingung war, daß die gemeinschaftliche Achse dieser drei Glasröhren genau eine gerade Linie bildete und horizontale Lage einnahm.

Zunächst wurde das Gefäß *A* mit reinem Wasser, das Gefäß *B* bei vorher abgeschlossenen Klemmen mit einer sehr verdünnten Methylenblaulösung gefüllt (es hat sich später herausgestellt, daß Fuchsinlösung zu diesen Versuchen sich besser eignet als Methylenblau, weil letzteres leicht Flocken absetzt) und in einer gewissen Höhe von etwa 50—60 cm über dem horizontal liegenden Röhrensystem aufgehängt. Zunächst werden die Klemmen *a* und *c* gelöst und die Glasröhren mit Wasser durchspült und gefüllt, so daß sie frei von Luftblasen sich zeigten. Danach wurde Klemme *a* wieder geschlossen und dafür *b*, welche die gefärbte Flüssigkeit in *B* abschloß, gelüftet.

Es hat sich nun gezeigt, daß nach Öffnung von *b* noch eine Zeitlang klare Flüssigkeit durch die Röhren fließt, bis der Schlauchinhalt *c* sich entleert hat, dann aber ergießt sich plötzlich die gefärbte Flüssigkeit in die Röhre *R* und kann mit dem Auge genau weiter verfolgt werden. In dem Moment, in welchem der gefärbte Strahl in die weite Röhre *R'* eintritt, entrollt sich dem Auge ein Bild ähnlich demjenigen, wie wir es (Textfig. 5) bei dem freien Ausfluß am Boden des Standgefäßes erblickten, nur den Umständen nach verschieden von diesem, denn bei unserem Versuch erfolgte der Ausfluß in demselben Medium, nämlich Wasser, bei jenem dagegen in die freie Luft. Die Ähnlichkeit besteht nur darin, daß auch hier der aus der engen Röhre *R* in die weite Röhre ausfallende Strahl wie ein gefärbter Zylinder scharf konturiert, von dem klaren durchsichtigen Röhreninhalt, wenn auch nur für eine kurze Strecke, sich abhebt, um dann plötzlich in Wolken von Farbstoff zu verschwinden. Von einem Strahl ist dann nichts mehr zu bemerken, oder, um kurz mit den Hydraulikern zu sprechen, der anfänglich laminäre Strahl hat sich anscheinend in einen turbulenten verwandelt (Tafel IV *R' α*)<sup>1)</sup>. Wiederholt man diesen Versuch, was sehr rasch möglich ist, indem man nach Abschluß des Schlauches *b* und Öffnung von *a* die Röhren durchspült und von Farbstoff wieder vollständig befreit, gleichzeitig aber den Druck im Schlauch *b* durch Tieferhängen des Behälters *B* auf 5—6 cm vermindert, so wird man bemerken, daß die laminäre Strömung eine der Abnahme des Druckes entsprechende Strecke weiter in der Röhre *R'* verfolgt werden kann, ehe die Farbstoffwolken erscheinen. Bei *R' β* sehen wir daher den laminären Strahl die ganze Röhre wie ein farbiges Band durchziehen und erst dicht vor dem Austritt aus der weiten Röhre *R'* in die engere Röhre *R''* die Wolkenbildung sichtbar werden.

In einem dritten Versuch, welcher in der Weise angeordnet war, daß noch zwischen der engen Röhre *R* und der weiten *R' γ* eine vierte Glasröhre *R'''* von 14,8 mm innerem Durchmesser und 11,5 cm Länge hinzukam, gelang es sogar bei

<sup>1)</sup> Wie ich nachträglich aus einem jüngst erschienenen Buch von Dr.-Ing. Bläß, Privatdozent an der Technischen Hochschule zu Darmstadt, „Über die Strömung in Röhren“, erfahren habe, sind derartige Versuche schon von Reynolds gemacht worden, der sie aber nicht weiterverfolgt zu haben scheint, da ich nur erwähnt finde, daß bei der Ausströmung der Flüssigkeit aus einer engen Röhre in eine weite der Strahl zuerst laminäre Strömung annehme, die sich aber sehr rasch in turbulente umwandle.

Herabsetzung des Drucks auf nur 2 cm Wasser die laminäre Strömung nicht allein die Röhre  $R'''$  hindurch, sondern sogar bis zum Ende der Röhre  $R'$   $\gamma$  scharf begrenzt zur Anschauung zu bringen, ehe sich Farbstoffwolken bildeten also in einer Länge von 26,5 cm (Tafel IV  $R'$   $\gamma$ ).

Welche Schlußfolgerungen lassen sich aus diesen interessanten Farbstoffphänomenen ziehen?

1. kann es keinem Zweifel unterliegen, daß der Farbstoffzylinder aufs genaueste die Grenzen vorzeichnet, in denen sich der aus der engen Röhre ausfallende Flüssigkeitsstrahl in der geräumigeren Röhre fortsetzt, wie wenn er sich in dieser eine Durchflußröhre von gleichem Durchmesser gebohrt hätte. Der Farbstoff macht also den dem Auge sonst verborgenen Flüssigkeitsstrom in seinem ganzen Verlauf durch die weiten Röhren  $R'''$  und  $R'$  sichtbar. Man darf hiermit als erwiesen betrachten, daß der die enge Röhre  $R$  verlassende Flüssigkeitsstrom mit derselben Geschwindigkeit die weiten Röhren  $R'''$  und  $R'$  durchwandert, die er in der engen Röhre besessen hatte. Weiter ergibt sich aus diesem Phänomen die Gewißheit, daß beim Übergang aus der engen in die weitere Röhre weder von einer an die „Contractio venae“ erinnernde Verengung des Flüssigkeitsstrahles, noch von einem büschelförmigen Auseinandergehen der einzelnen Strahlenbündel, wie man es in den Lehrbüchern dargestellt findet (Textfig. 15 nach Rollett), irgend etwas wahrzunehmen ist. Allerdings fällt auf, daß der Farbstoffstrom in seinem Verlaufe die Zylinderform nicht vollkommen einhält, sondern ganz allmählich eine Ausdehnung erfährt. Aus dieser konischen Verbreiterung der Farbstoffmoleküle darf indessen nicht etwa auf ein Auseinandergehen der Flüssigkeitsfäden geschlossen werden, ebensowenig wie man in dem Engerwerden des Strahles bei freiem Ausfluß ein konzentrisches Zusammenschließen der Stromfäden vermuten darf.

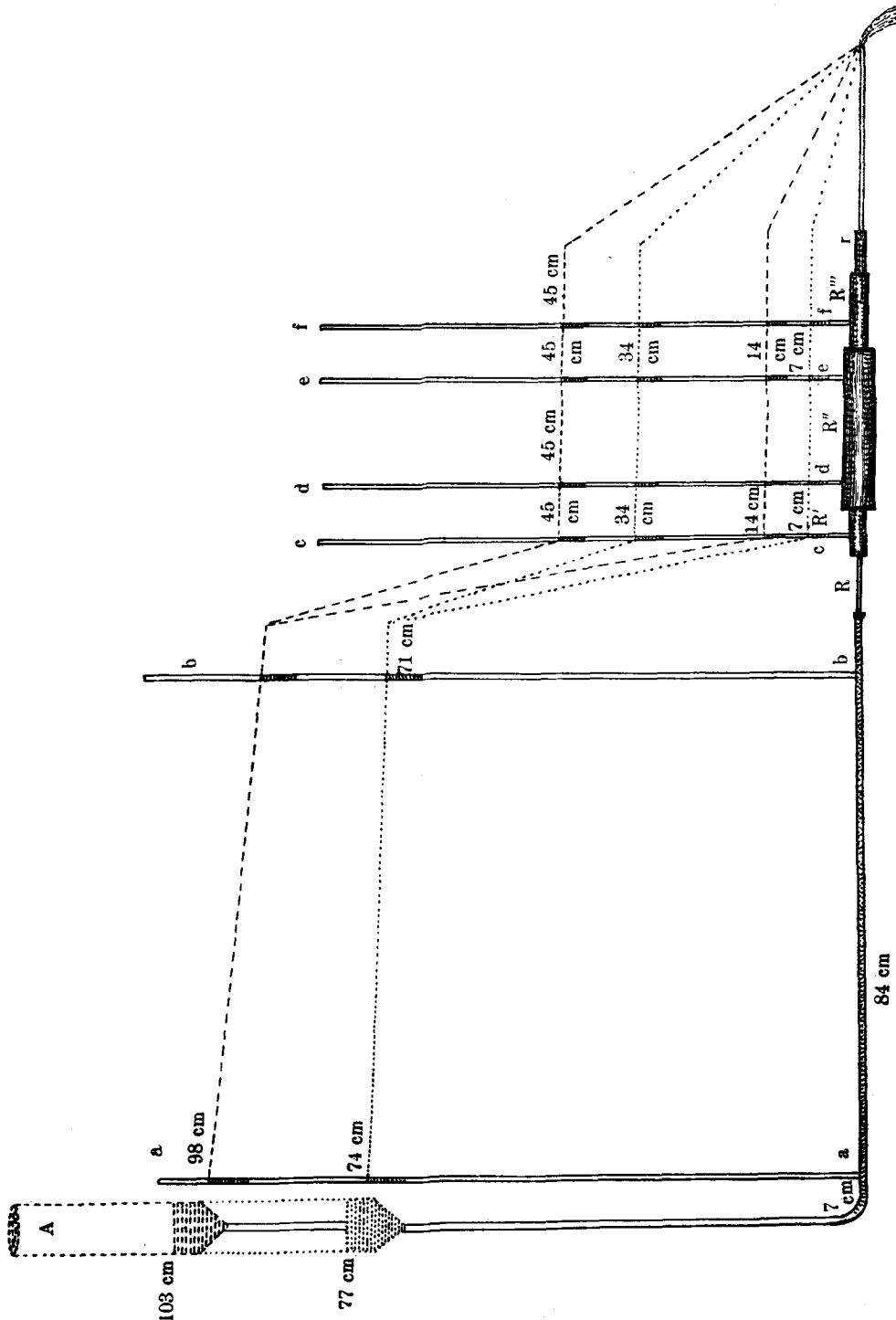
Da, wie wir gesehen haben, die laminäre Strömung um so weiter sichtbar bleibt, je niedriger der Druck ist, und damit auch die Geschwindigkeit der Strömung, so wird der Farbstoff Zeit gewinnen, aus dem Strom nach den benachbarten Flüssigkeitsteilchen zu diffundieren. Darauf allein ist die konische Erweiterung des Farbstoffstromes zurückzuführen. Der Flüssigkeitsstrom selbst behält in der weiteren Röhre auf seinem Wege bis zum Ausfluß seine zylindrische Form bei, da er sich in demselben Medium bewegt, ja er wird durch Reibung seiner peripherischen Flüssigkeitsteilchen auf längeren Wegen vielleicht an Umfang einbüßen, wie der abfallende Strahl am Boden des Druckgefäßes. Freilich dürfen wir auch hier mit Bestimmtheit annehmen, daß bei erhöhtem Druck, also bei vermehrter Geschwindigkeit die laminäre Zirkumferenz des durch die weitere Röhre sich bewegenden Flüssigkeitsstrahls durch vermehrte Reibung an den angrenzenden Flüssigkeitsschichten in turbulente verwandelt wird, wie der unter hohem Druck aus dem Kran einer Wasserleitung frei abfallende Strahl (Textfig. 11). Durch die vermehrte Reibung werden naturgemäß auch die Farbstoffteilchen mitgerissen und die laminären Konturen von Farbstoffwolken eingehüllt, wie man aus Tafel IV

$R' \alpha$  deutlich erkennen kann. Der laminäre Strahl ist hier schon so weit verkürzt, daß wir den Druck nur noch wenig hätten zu erhöhen brauchen, um ihn vollkommen zum Verschwinden zu bringen.

Wenden wir nun unsere Aufmerksamkeit der an der Strömung nicht direkt beteiligten, den Raum der weiten Röhre erfüllenden Flüssigkeit zu, so scheint es ja, als ob sie in keiner Weise an der Strömung, von welcher sie durchbohrt wird, beteiligt sei, sondern in vollkommener Ruhe verharre. Beobachtet man aber genauer, so bemerkt man an kleinen, in ihr suspendierten Körperchen oder Luftbläschen, daß auch sie, selbst bei ganz niederem Druck, nicht ganz frei von Bewegung bleibt, ja, es gelingt sogar, über die Art dieser Bewegung Auskunft zu erhalten. An einigen solcher Partikel war eine deutliche Rückwärtsbewegung vom Ende der Röhre zu ihrem Anfang hin wahrzunehmen. Daraufhin habe ich absichtlich der gefärbten Flüssigkeit kleine Korkstückchen beigemischt und deren Bewegung beobachtet, wenn sie, von dem zentralen Flüssigkeitsstrom fortgerissen, die weite Röhre betraten. Ein solches Körperchen wurde dann von dem Strom in der weiten Röhre eine Strecke oder auch bis zum Ende der Röhre fortgeführt, überschritt wegen seines geringen spezifischen Gewichtes die Grenze der Strömung und nahm dann eintauchend in den anscheinend ruhenden Röhreninhalt eine langsame Bewegung nach rückwärts an, bis es an der Stelle angekommen, von wo es ausgegangen war, aufs neue vom Strom ergriffen wurde und denselben Kreislauf zum zweiten-, ja zum drittenmal wiederholte, wie man es auf Tafel IV  $R' \beta$  angedeutet findet. Die Bewegung der genannten Körperchen könnte in der Tat den Anschein erwecken, als ob die von der axialen Strömung ausgeschlossenen Flüssigkeitsteilchen vom Orte niederen zum Orte höheren Drucks sich hinbewegten. Eine solche Schlußfolgerung würde jedoch voreilig sein, wie sich aus unseren weiteren Ausführungen ergeben wird.

Zunächst kann man sich diesen Vorgang nicht anders vorstellen, als daß die an die Strömung angrenzenden Flüssigkeitsteilchen durch Reibung an den strömenden gleichfalls in eine, wenn auch schwache, aber gleichgerichtete Bewegung gesetzt und, am Ende der Röhre angekommen, durch Hindernisse gezwungen werden, sich wieder rückwärts zu bewegen, mit andern Worten, daß durch die tangentielle Wirkung des zentralen Stromes die ganze, nicht direkt an der Strömung beteiligte Flüssigkeitsmasse in eine Kreiselbewegung gerät.

Nach den eben beschriebenen Versuchen, betreffend die Strömung in ungleichweiten Röhren, können wir den sicheren Schluß ziehen, daß, wenn aus einer engen Röhre in eine oder auch mehrere ungleichweite Röhren, von denen jede einzelne geräumiger ist als die erste, ein Flüssigkeitsstrom sich ergießt, wenn zweitens die Vorbedingung erfüllt ist, daß die Röhren genau axial miteinander verbunden sind, durch sämtliche Röhren die Flüssigkeit mit gleicher Geschwindigkeit sich bewegen muß. Es wird dann nacheinander durch die ungleichweiten Röhren ein Flüssigkeitszylinder geschoben von dem Durchmesser der ersten oder engsten Röhre. Daraus ist weiter zu folgern, daß, wenn umgekehrt die engste Röhre am Ausfluß des ungleich-



weiten Röhrensystems sich befindet, es vor dieser engen Ausflußröhre zu einer Flüssigkeitsstauung kommen wird, welche sich momentan rückwärts sämtlichen weiteren, miteinander kommunizierenden Röhren mitteilen muß. Die Strömung in der engen Ausflußröhre wird dann mit einer Geschwindigkeit erfolgen, welche durch den in den weiten Röhren gleichmäßig verteilten Druck bestimmt wird.

Wie wichtig die Vorbedingung war, daß sämtliche Röhren genau axial miteinander verbunden sind, wenn ein gleichmäßiger Flüssigkeitsstrom durch alle Röhren hindurchgehen soll, ersieht man aus nachstehendem Versuch. Bringt man beispielsweise die enge Zuflußröhre  $R$  (Tafel IV) in eine minimale Winkelstellung zu der Achse der Röhre  $R'$   $\delta$ , so verfolgt der Flüssigkeitsstrom genau die Richtung, welche ihm die Röhre  $R$  vorgezeichnet. Er muß also gleichfalls in der weiten Röhre  $R'$  um denselben Winkel von der Achse dieser Röhre abweichen wie Röhre  $R$ ; so kommt es, daß der Strom, der sonst axial die Röhre  $R'$   $\delta$  verlassen hätte, jetzt an den Wänden oder in ihren Nischen anstößt und hier Hemmungen begegnet, welche sowohl Strom- wie Druckverhältnisse komplizieren. Davon jedoch später.

Nach diesen Versuchsergebnissen betreffs der Strombewegung in ungleichen starren Röhren lag nichts näher, als auch die Seitendruckverhältnisse einer Kontrolle zu unterziehen. Ich entschloß mich daher zu einer Reihe von Versuchen an einem Röhrensystem aus Metall, welches die Einpflanzung von Piëzometern gestattete und etwa die gleiche Anordnung darbot wie dasjenige der Glasröhren (Tafel IV). Leider war es mir auch hier nicht möglich, diese Versuche bis zum gewünschten Ziele fortzuführen. Zu diesem Zweck hätten die Röhren ebenfalls aus durchsichtigem Material bestehen müssen. Man würde dadurch in der Lage sein, zu erfahren, inwieweit und unter welchen Bedingungen eine „negative Stauung“ in Volkmannschen Sinne Berechtigung hat.

### C. Druckverhältnisse in starren Röhren von ungleicher Weite.

Als Druckgefäß diente wieder ein Behälter  $H$ , der mit einem Kautschukschlauch verbunden war, aus welchem das Röhrensystem gespeist wurde, wie es Tafel V zeigt. Der Behälter hing an einer Schnur, welche erlaubte, den Druck nach Belieben zu ändern. Mit diesem Schlauch verband sich in Ermangelung einer geeigneten starren Röhre ein zweiter, horizontal verlaufender Schlauch von 1 cm Durchmesser und 84 cm Länge, welcher sowohl nahe dem Einfluß als auch am Ausflußende je eine Wasserstandsröhre  $a$  und  $b$  trug. An den horizontalen Schlauch schloß sich eine 12 cm lange Glasröhre  $R$  von 3 mm lichter Weite. Diese mündete selbstverständlich axial in eine 7 cm lange Metallröhre  $R'$  von 1,9 cm innerem Durchmesser, mit einer aufgepflanzten Steigröhre  $c$ , dann folgte eine 24 cm lange Metallröhre  $R''$  von 4 cm innerem Durchmesser mit 2 Steigröhren  $d$  und  $e$ , und hinterher noch eine dritte Metallröhre  $R'''$  von 17 cm Länge und 1,9 cm innerem Durchmesser, auf welcher sich eine sechste Wasserstands- oder Steigröhre  $f$  erhob.

Zuletzt kam noch ein Verbindungsstück  $r$  von 6 cm Länge, mit welchem drei Ausflußröhren  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$  abwechselnd vereinigt werden konnten.

Von diesen Ausflußröhren hatte die erste  $\alpha$  eine Länge von 28 cm und 3,3 mm inneren Durchmesser, die zweite  $\beta$  eine Länge von 5 cm und 4,0 mm inneren Durchmesser und die dritte  $\gamma$  eine Länge von 9 cm und 4,4 mm inneren Durchmesser. Die Länge der Ausflußröhre darf für diese Versuche als nahezu gleichgültig betrachtet werden. Wurde nach diesen Vorbereitungen die engste Ausflußröhre  $\alpha$  von nur 3,3 mm Durchmesser eingefügt und ein Flüssigkeitsstrom unter einem Druck von 103 cm Wasser durch das Röhrensystem hindurchgeleitet, so zeigte die erste Steigröhre  $a$  neben dem Reservoir beim Beginn des Ausfließens einen Höhenstand von 98 cm, die zweite  $b$  nur einen geringen Abfall von wenigen Zentimetern. In den übrigen vier, den Metallröhren zugehörigen Steigröhren  $c$ ,  $d$ ,  $e$ ,  $f$  war dagegen der Wasserstand bis auf 45 cm herabgesunken und zeigte in allen vieren dieselbe Höhe. Wurde der Versuch wiederholt und die enge Ausflußröhre gegen die zweite  $\beta$  von 4 mm Durchmesser ausgetauscht, so sank der Wasserstand in jeder der vier letzten Steigröhren auf 14 cm herunter. Bei Anwendung der dritten Ausflußröhre  $\gamma$  von 4,4 mm Durchmesser fiel das Niveau in den vier Druckmessern der ungleichweiten Metallröhren so tief, daß eine Bestimmung nicht mehr möglich war.

Die Versuche wurden wiederholt unter verändertem Druck. Der Höhenstand des Druckgefäßes war bei diesem Versuch von 103 auf 77 cm Wasser herabgesetzt. Bei Anwendung der ersten und engsten Ausflußröhre von 3,3 mm Durchmesser ergab sich unmittelbar nach Beginn des Ausfließens im ersten Piezometer ein Höhenstand von 74 cm, im zweiten von 71 cm, in jedem der vier übrigen, welche den Seitendruck der Metallröhren angaben, zeigte sich ein Druckabfall auf 34 cm, der auch diesmal kein Gefälle darbot. Wurde die erste Ausflußröhre gegen die zweite  $\beta$  von 4 mm Durchmesser umgetauscht, so fiel der Seitendruck auf 7 cm herab.

Welche Schlußfolgerungen lassen sich nun aus diesen wenigen Versuchsergebnissen ziehen?

Wir haben gesehen, daß während des Strömens in der horizontalen Zuflußröhre von 84 cm Länge der Seitendruck ein sehr hoher blieb und nur ein sehr geringes Gefälle von wenigen Zentimetern Wasser aufwies, daß zweitens dieser hohe Seitendruck einen plötzlichen tiefen Abfall erfuhr, der selbst über die Hälfte des am Ende des horizontalen Schlauches vorhandenen Drucks betrug, sobald der Strom aus der engeren Röhre  $R$  in die weiteren Metallröhren eintrat, daß drittens ein weiterer, auffallend tiefer Abfall in den Metallröhren erfolgte, sowie die enge Ausflußröhre  $\alpha$  mit einer andern von größerem Querschnitt ausgetauscht wurde.

Daraus geht mit Sicherheit hervor, daß der Hauptwiderstand, welcher der Strömung sich entgensetzte, nur in den beiden engen Glasröhren der Zu- und der Abflußröhre gesucht werden kann. Eigentümlich ist allerdings das Verhalten des Seitendrucks in den Metallröhren, das hier wesentlich abweicht von demjenigen, wie es Volkmann und andere in Röhren von ungleicher Weite dar-

gestellt haben, wonach jede Röhre ihr eigenes Gefälle haben soll, das in weiteren Röhren geringer ausfällt als in engeren (Textfig. 16 nach Rollett). Abweichungen von dieser Regel suchte Volkmann verständlich zu machen durch seine „negative Stauung“, die Donders zwar bekämpfte, aber der er auch nichts Besseres entgegenzustellen wußte, als daß er die Ursache dieser Erscheinungen in dem wechselnden Verhältnis von Druck und Geschwindigkeit der bewegten Flüssigkeit erblickte, die nur zwei besondere Erscheinungsweisen der auf die Flüssigkeit wirkenden Kraft sind, und daß, wenn die Geschwindigkeit im erweiterten Röhrenabschnitt abnimmt, der Druck verhältnismäßig zunehmen muß. Nur die Summe der Geschwindigkeitshöhe und der Widerstandshöhe müsse in jedem folgenden Röhrenabschnitt kleiner sein als im vorhergehenden.

Daß die Seitendruckhöhen nach unseren Versuchen in den ungleichweiten Röhren unverändert dieselben bleiben, ist insofern merkwürdig, als man auch nach unserer Darstellung der Strombewegung nicht annehmen kann, daß der axiale Strom in den Röhren von größerer Weite ohne jedes Druckgefälle verlaufen soll. Dies ist undenkbar, selbst wenn die Reibungswiderstände für den axialen Stromzylinder ganz andere geworden sind; denn es unterliegt keinem Zweifel, daß die Reibung, welche der axiale Strom verursacht, an den Wasserteilchen stattfinden muß, welche ihn wie ein Mantel umhüllen oder auch wie eine Röhrenwand umgeben, wobei die Wände der Röhre selbst gar nicht in Betracht kommen. Daß die Reibung und damit die Widerstände deshalb am Anfang der weiteren Röhre stärker sein müssen, als am Ende, demnach der Strom in der weiten Röhre sein Gefälle haben muß, ist ebenso sicher. Dem Gefälle entsprechend müßte dann auch der Seitendruck am Anfang des Röhrensystems größer ausfallen als am Ende, da die zu überwindenden Widerstände sukzessive abnehmen. Diese Druckdifferenzen teilen sich aber zunächst nicht den festen Wänden der Röhren mit, sondern den flüssigen Wänden, welche den Stromzylinder umschließen und in allen Röhren kommunizieren. Sie werden sich daher nach einfachen hydraulischen Gesetzen sofort miteinander ausgleichen und ihren Mitteldruck erst auf die starren Rohrwände übertragen. Daher müssen die Druckmesser in sämtlichen erweiterten Röhren denselben Höhenstand aufweisen. Es ist aber von vornherein anzunehmen, daß der Reibungswiderstand an den Wasserteilchen in den weiteren Metallröhren geringer ausfallen wird als derjenige an starren Wänden.

Daß dadurch allein der hohe Druckabfall beispielsweise von 71 auf 34 cm, wie wir beobachtet hatten, sich erklären ließe, erscheint ausgeschlossen. Hierfür kann nur der Unterschied des Durchmessers der engen Ausflußröhre gegenüber der noch engeren Zuflußröhre (3,3 : 3 mm) verantwortlich gemacht werden. Das ersehen wir schon aus dem erneuten Druckabfall, wenn wir die Ausflußöffnung um wenige Millimeter erweitern. Hiermit finden auch die „sehr befremdenden Erscheinungen“, welche nach Fick (S. 97) Jakobson beobachtet hat, wenn er Wasser aus einem engeren in ein weiteres Rohr strömen ließ, ihre einfachste Erklärung: „Die Druckkurve längs dem engeren Rohre war nahezu eine gerade Linie



und so gegen die Röhrenachse geneigt, als ob das Wasser aus dem engeren Rohre direkt ins Freie abflösse, d. h. am Ende derselben war der Druck merklich gleich Null“ — wohl nicht am Ende der engen Röhre, sondern am Anfang der weiten — „oder schärfer gesagt, er übertraf hier den atmosphärischen Druck nicht merklich. In der ganzen Erstreckung des weiten Rohres war der Druck so klein, daß er gar nicht manometrisch bestimmt werden konnte, indem die Druckhöhe nicht größer war als die Dicke der Röhrenwand. Das Wasser stieg also gar nicht in die aufgesetzten Manometerröhren.“

In unseren Versuchen wurde schon ein ebenso jäher Druckabfall notiert, wenn der Durchmesser der Ausflußröhre denjenigen der Zuflußröhre nur um 1,4 mm überragte. Ich war, wie gesagt, nicht in der Lage, die Versuche mit ungleichweiten Röhren noch weiter zu führen, als es nötig gewesen wäre, wenn man erforschen wollte, wie sich die Druckverhältnisse gestalten, wenn der die enge Röhre durchwandernde Strom eine von einer Achse abweichende Richtung erhielt. Es müssen sich dann durch Anstoßen des Stromzylinders an den Wänden oder in den Nischen der verschiedenen Röhren Strom- und Druckverschiebungen ergeben, welche sehr kompliziert werden können; nehmen wir z. B. einen einfachen Fall, wie ihn Tafel IV *R'δ* andeutet. Eine weitkalibrige Röhre steht axial in Verbindung mit einer engen Zuflußröhre und einer weiteren Abflußröhre, dann wird, wie wir gesehen haben, der zentrale Strom von dem Durchmesser der engen Zuflußröhre die beiden übrigen Röhren axial ungestört durchwandern. Erhält die Zuflußröhre aber eine kleine Winkelstellung zur gemeinschaftlichen Achse, wie auf Tafel IV *R'δ*, so weicht in der weiten Röhre der Strom in demselben Winkel ab und nimmt eine Richtung nach der entgegengesetzten Nische der weiten Röhre anstatt durch die Öffnung, welche zur Ausflußröhre führt. Der Strom erfährt alsdann eine Hemmung, und die gehemmte Strömung verwandelt sich in Druck, der sich sofort auf den ganzen Röhreninhalt verteilt. Unter dem Einfluß dieses veränderten Drucks in der weiten Röhre bildet sich in der dritten oder Ausflußröhre ein neuer Strömungszylinder von dem Durchmesser dieser Röhre und der Geschwindigkeit, welche durch die Druckhöhe in der weiteren Röhre bestimmt wird. Da aber wegen der Kohäsion und Unzusammendrückbarkeit der Flüssigkeit durch jeden Querschnitt der beiden Röhren dieselbe Flüssigkeitsmenge treten muß, so wird  $A = \pi R^2 v = \pi r^2 v^1$  sein, d. h. die in der Zeiteinheit in der weiten Röhre vorgeschrittene Flüssigkeitsmenge gleich dem Produkt aus Querschnitt des weiteren Rohres, und der in diesem Rohre herrschenden Geschwindigkeit, muß genau dieselbe sein wie das Produkt aus dem Querschnitt der engen Röhre und der in dieser zustande gekommenen Geschwindigkeit: mit andern Worten, die Geschwindigkeit der Strömung in der engeren Ausflußröhre wird eine entsprechende Beschleunigung erfahren müssen.

Ist eine Röhre aus mehreren ungleichweiten Abschnitten zusammengesetzt, von denen der vierte am engsten ist, so wird sich der Druck in den drei vorausgehenden weiteren Röhren wie in unseren Metallröhren vollkommen gleichstellen und nicht

in der Weise wechseln, wie wir es in der Textfig. 16 dargestellt finden, in welcher die Röhren 1, 3 und 5 mittlere Durchmesser, Röhre 2 den größten und Röhre 4 den kleinsten Durchmesser haben (nach Rollett S. 210). Durch die 4. und 5. Röhre wird dann ein Flüssigkeitszylinder von dem Querschnitt der 4. Röhre sich mit gleicher Geschwindigkeit ergießen. Da aber der Druck in den Röhren 1, 2, 3, nach unseren Versuchen zu urteilen, sich gleichstellen wird, so ist anzunehmen, daß auch sie von einem Flüssigkeitszylinder von dem Durchmesser der Röhren 1 und 3 durchflossen werden, oder was dasselbe ist, durch jede der unter gleichem Wanddruck stehenden Röhren 1, 2, 3 wird sich in der Zeiteinheit ein Flüssigkeitsquantum bewegen, was gleich ist demjenigen, welches durch die 4. und 5. Röhre fließt, d. h. in den ersteren drei mit geringerer, in den beiden letzteren mit entsprechend größerer Geschwindigkeit. Dies wäre also ein Fall, wo durch ungleichweite Röhren ein Flüssigkeitsquantum mit ungleicher Geschwindigkeit sich ergießt, der aber mit den hydrodynamischen Gesetzen nicht in Widerspruch geraten dürfte. Die experimentelle Prüfung dieser theoretischen Folgerungen habe ich allerdings unterlassen, weil sie mich zu weit von dem Wege, den ich vorgeschrieben habe, abgeführt hätte.

Wenn nun auch die vorstehenden Untersuchungen nicht als abgeschlossen gelten können, so ist m. E. doch aus ihnen schon der Schluß berechtigt, daß die Auffassung der Druck- und Strömungsverhältnisse in ungleichweiten starren Röhren, wie sie Volkmann geschildert hat, und wie sie fast unverändert in die Lehrbücher übergegangen ist, fortan nicht mehr aufrechterhalten werden kann.

Diese Ergebnisse waren indes auch direkt rückwirkend auf meine Versuche in Röhren von gleichem Kaliber, und besonders wichtig für die Anbahnung eines Verständnisses des paradoxen Verhaltens der Lüftungshöhe, wie es aus meiner Formel für die Werte von  $w$  sich entwickelt hat. Es knüpfte sich daran zunächst die Frage: „Was geschieht, wenn eine gleichweite Röhre bei konstantem Flüssigkeitsdruck stetig verlängert oder bei ein und derselben Röhre der Druck vermindert wird?“

In beiden Fällen wird sowohl die Stromschnelle  $v$  bzw. die Geschwindigkeitshöhe  $f$  entsprechend herabgesetzt. Nach unserer Voraussetzung müßte aber dann im ersten Falle die Lüftungshöhe  $w$  auf Kosten von  $F = h'$  wachsen, im zweiten Falle auf gleicher Höhe bestehen bleiben oder nur geringe Differenzen darbieten, welche aus den Veränderungen des Drucks sich erklären ließen, weil dort der Lüftungskörper mit Verlängerung der Röhre größer bzw. schwerer wird, hier aber derselbe bleibt. Wir haben indessen gesehen, daß bis zu einer gewissen Verlängerung der Röhre die Zunahme von  $w$  der Erwartung entspricht, bei fortgesetzter Verlängerung die Lüftungshöhe jedoch nicht proportional wächst, sondern im Gegenteil abnimmt, was der Erwartung nicht entspricht. Daß  $w$  im Verhältnis zu  $f \left( \frac{w}{f} (dg) \right)$  mit zunehmender Röhrenlänge stetig zunimmt, kann jenes Paradoxon nicht aus dem Wege räumen.

Wurde der Druck bei verhältnismäßig kurzer Röhre von 205 mm Länge von

1230 mm auf 1020 herabgesetzt, so fanden wir den Wert von  $w$  ungefähr gleich (40 und 42 mm), was mit unseren Voraussetzungen übereinstimmt. Bei Verlängerung der Röhre gingen die Werte wieder, wenn auch nicht viel, auseinander, wofür wir eine Ursache in der veränderten Adhäsion sahen. Stellen wir uns aber vor, daß bei einer sehr niederen Druckhöhe von nur wenigen Millimetern in einer sehr langen Röhre von beliebigem Durchmesser fast momentan ein Ausfluß erfolgt, so können wir diese Tatsache mit der Möglichkeit, daß dieser geringe Druck die große Masse des Röhreninhaltes in Bewegung gesetzt habe, nicht vereinigen. Meine Versuche über Strömungen in ungleichweiten Röhren legten es indessen nahe, daran zu denken, daß vielleicht, wenn der Lüftungsdruck nicht mehr ausreichte, den ganzen Röhreninhalt mit einem Male in Bewegung zu setzen, sich in der Röhre ein Strömungszylinder von einem geringeren Querschnitt loslösen könnte, dessen Ingangsetzung der vorhandene Lüftungsdruck  $w$  sich gewachsen zeigte. Dieser Gedanke hatte um so mehr Berechtigung, als wir wissen, daß mit der Verlängerung der Röhre, womit auch die Widerstände zunehmen, die Seitendruckhöhe auf Kosten von  $h'$  sich vergrößert, so daß schließlich selbst  $h'$ , also die Summe von  $w + f$ , nicht mehr ausreichen würde, um den die Röhre erfüllenden Wasserzylinder in Bewegung zu setzen. Eine Untersuchung mit Farbstofflösung sollte auch hierüber Aufklärung bringen.

Ehe ich jedoch zu einer derartigen Prüfung heranging, entschloß ich mich, zuerst festzustellen, wie sich die Stromgeschwindigkeit bei verschiedenen weiten Ausflußöffnungen ohne Reibungswiderstand gestaltete. Zu diesem Ende wurden sämtliche Röhren vom Schlauche des Druckgefäßes  $A$  entfernt und in das untere Ende des Druckschlauches eine Metallkapsel eingebunden, in welche abwechselnd vier  $\frac{1}{2}$  mm dicke Metallplättchen eingelegt und befestigt werden konnten, deren jedes eine kreisrunde Öffnung von 1, 2, 3, 4 mm Durchmesser hatte. Die Ränder dieser Öffnungen waren noch nach der Ausflußfläche hin scharf abgeschrägt, so daß die Reibung auf ein Minimum reduziert wurde und deshalb vernachlässigt werden konnte.

Durch diese Öffnungen wurde nun ein Flüssigkeitsstrahl fallen gelassen, einmal bei 1230 mm Wasser, das andere Mal bei 1020 mm  $W$  konstanter Druckhöhe und wie bei den früheren Versuchen das in einer Sekunde ausgeflossene Flüssigkeitsquantum bestimmt, um hieraus durch Berechnung in bekannter Weise die Ausflußgeschwindigkeit  $v$  kennen zu lernen. Die Resultate dieser Versuche ersieht man aus nachstehenden Tabellen:

Tabelle A.

Nr.	Druckhöhe H mm	Durch- messer D mm	Querschnitt des Ausflußstrahles Q □mm	Ausflußmenge		Stromschnelle V mm
				in 7 Sek.	in 1 Sek.	
I	1230	1	0,785	23	3,286	4186
II	1230	2	3,14	81	11,571	3685
III	1230	3	7,00	170	24,286	3469
IV	1230	4	12,56	228	32,571	2590

Tabelle B.

Nr.	Druckhöhe	Durch-	Querschnitt des	Ausflußmenge		Stromschnelle
	H mm	messer D mm	Ausflußstrahles Q mm	in 7 Sek. cem	in 7 Sek. cem	V mm
I	1020	1	0,785	22	3,143	4004
II	1020	2	3,14	73	10,5	3379
III	1020	3	7,00	160	22,857	3265
IV	1020	4	12,56	211	30,143	2400

Aus beiden Versuchsreihen geht mit genügender Klarheit hervor, daß mit Abnahme des Querschnittes des Ausflußstrahles bei konstantem Druck die Stromschnelle wächst und umgekehrt. Diese Tatsache schien schon meinen Vermutungen nicht günstig, denn wenn bei Verlängerung der gleichkalibrigen Versuchsröhre der Querschnitt des Stromzylinders sich verengerte, so durfte trotzdem, daß die Widerstände mit Verlängerung der Röhre verhältnismäßig sich vermehrten, die Stromgeschwindigkeit zum mindesten nicht in dem Grade sich vermindern, wie es tatsächlich der Fall war. Ich habe daher durch Rechnung annähernd den Durchmesser des vermutlichen Stromzylinders zu ermitteln versucht, das daraus erhaltene relative Verhältnis von Lüftungshöhe und Geschwindigkeitshöhe führte jedoch zu ganz unzureichenden Resultaten. Ich gebe gern zu, daß dabei wohl auch mein Verfahren nicht einwandfrei sich erwies, deshalb gehe ich darauf nicht weiter ein.

Eine Probeprüfung mit Farbstofflösung nach der früher angewandten Methode für die Versuche an ungleichweiten Röhren erwies sich für diese Untersuchungen aus dem Grunde als unzuweckmäßig, weil ein unvermittelter Einfall der Farbstofflösung in die Versuchsröhre auf diesem Wege nicht zu bewerkstelligen war. Sie mußte immerhin den von Farbstoff freien Inhalt der Zuflußröhre bzw. des Zuflußschlauches erst vor sich hertreiben und dadurch in der Versuchsröhre schon eine Strömung veranlassen, noch bevor die gefärbte Flüssigkeit anlangte. Ich verwarf daher diese Versuchsmethode und wendete mich einer andern zu, welche schon durch ihre Einfachheit vor der vorher geübten sich auszeichnete.

Die Erfahrung, daß in einer noch so langen Röhre eine sehr geringe Druckerhöhung an dem einen Ende fast sofort einen Ausgleich durch einen entsprechenden Ausfluß an deren offenem Ende zur Folge hat, führte mich auf den Weg zu nachfolgendem Versuchsverfahren:

Eine beliebig lange Glasröhre von 15 qmm lichter Weite, welche an dem einen Ende rechtwinkelig abgelenkt war, wurde auf einem Tische horizontal so aufgelegt, daß das kurze, abgehobene Ende aufrecht stand, wie in Tafel VI A zu sehen ist. Am Ausflußende war ein kurzer Kautschukschlauch *k* angebracht, wodurch die Röhre mittelst einer Klemme geöffnet und geschlossen werden konnte. Durch einen nicht mit der Versuchsröhre zusammenhängenden Zuflußschlauch 1 mit einem Glasansatz von kapillärer Weite ließ sich über dem abgelenkten Teil der Versuchsröhre das Niveau des Wasserstandes in der letzteren regulieren, ja bei dauerndem Ausfluß konstant erhalten.

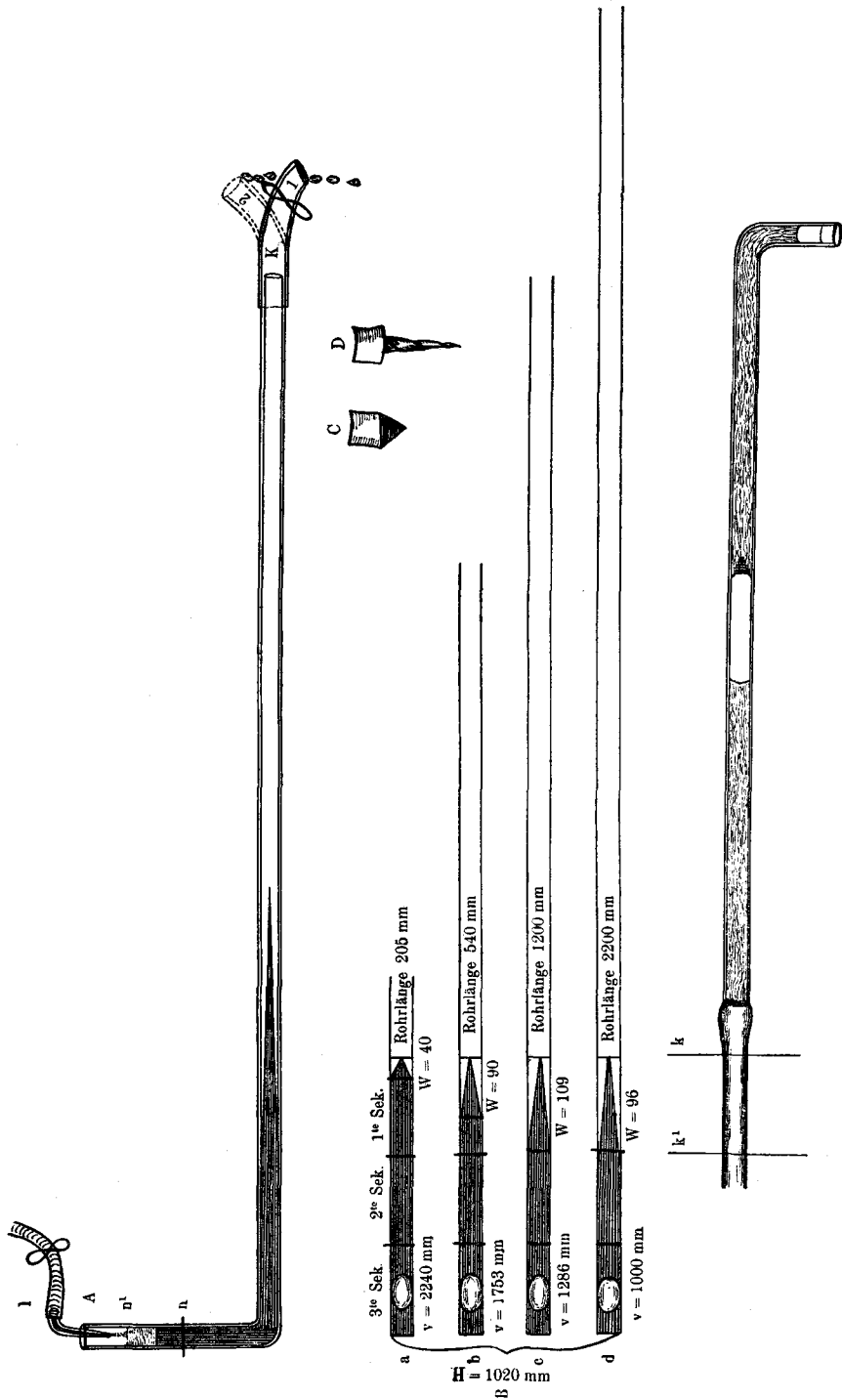
Nachdem das Ausflußende verschlossen und die Röhre bis zur Marke  $n$  des aufrechtstehenden Abschnittes mit Flüssigkeit angefüllt war, wurde eine kleine Quantität Fuchsinlösung bis zu  $n'$  vorsichtig aufgeossen. Wie allgemein bekannt, mußte, wenn der Wasserstand in der senkrechten Röhre die horizontale Flüssigkeitssäule nur um ein Minimum überragte, bei Beseitigung des Abschlusses am Ende der Röhre sofort ein Ausgleich der Druckdifferenz sich in der Weise vollziehen, daß ein Flüssigkeitsstrom in der Röhre entstand, der sich vom Orte höheren Drucks in der abgebogenen senkrechten Röhre nach dem Ausflußende hin bewegte. Folgte bei diesem Vorgange die scharf abgegrenzte gefärbte Flüssigkeit unverändert der ungefärbten nach, so war daraus der sichere Schluß zu ziehen, daß sich der ganze Röhreninhalt wie ein fester Körper nach der Ausflußöffnung hin bewegte. Damit aber war auch die Voraussetzung, an welche sich die Deutung des  $w$  als Lüftungshöhe knüpfte, hinfällig. Denn eine Druckhöhe von wenigen Millimetern wäre unmöglich imstande gewesen, eine Flüssigkeitssäule von 15 qmm Querschnitt und 1 oder mehreren Metern Länge in Bewegung zu setzen.

Das Experiment ergab jedoch etwas ganz anderes. Im Augenblick der Entfernung des Verschlusses am Ausflußende sank das Niveau der rotgefärbten Flüssigkeit, und in die Röhre schoß plötzlich ein scharf abgegrenzter gefärbter Flüssigkeitskegel, dessen äußerste feine Spitze, sich genau in der Achse des ungefärbten Röhreninhalts haltend, dem Ausflußende mit einer gewissen Geschwindigkeit sich entgegenbewegte.

Aus diesem einfachen Experiment ließ sich zunächst der Schluß ziehen, daß, wenn die Druckhöhe soweit sinkt, daß sie nicht mehr imstande ist, den ganzen Flüssigkeitszylinder der horizontalen Röhre in Bewegung zu setzen, sie eine äußerst feine axiale Flüssigkeitssäule, welche am wenigsten Widerstand leistet, lüftet und auf diese Weise den Ausfluß fast momentan einzuleiten imstande ist. Nun kommt ein zweites: Was soll die stets am Einflußende der Röhre erscheinende konische Verbreiterung des gefärbten Strahlenbündels?

Zunächst lag der Gedanke nahe, daß vielleicht trotz des niederen Drucks der zentrale gefärbte Strahl durch Diffusion in die benachbarten Flüssigkeitsschichten eine scheinbare Verbreiterung erführe ähnlich derjenigen, welche wir tatsächlich schon bei unseren früheren Versuchen an ungleichweiten Röhren kennen gelernt haben. Allein dieser Annahme stand erstens entgegen, daß die Basis der kegelförmigen Erweiterung hier zentral gerichtet ist und dort erst nach einer länger durchlaufenen Strecke also peripherwärts zum Vorschein kommt. Zweitens war es zweifelhaft, daß bei der Trägheit, womit die Farbstoffmoleküle in der Flüssigkeit sich bewegen, der gefärbte Kegel sich momentan entwickeln könne, wie wir es hier tatsächlich beobachteten. Die Trägheit der Farbstoffmoleküle geht aber schon daraus hervor, daß die Spitze des Kegels weit langsamer vorausschreitet als der unsichtbare axiale Flüssigkeitsstrom.

Ich habe einige Versuche angestellt, um die Zeit zu bestimmen, welche verläuft vom Beginn des Zuflusses bis zum Erscheinen des ersten Ausflußtropfens, welche



als ziemlich exakt gelten können. In einer 1260 mm langen Glasröhre von 15 qmm Querschnitt machte der axiale Flüssigkeitsstrom die Strecke in 0,7 Sekunden, also in einer Sekunde war die Geschwindigkeit 1800 mm, ein Beweis, daß die Reibung hier eine äußerst geringe sein mußte. In einer auf 3150 mm verlängerten Röhre betrug die Zeit des Durchflusses 1,4 Sekunden, also fast das Doppelte. Der axiale Flüssigkeitsstrom legte demnach in 1 Sekunde einen Weg von 2535 mm zurück. Der Druck war allerdings bei dem ersten Versuche geringer als bei dem letzten. In diesem betrug er 30 mm Wasser, in jenem nur 10 mm. In dieser kurzen Zeit war aber die Spitze des gefärbten Kegels bis kaum zu einem Drittel der Röhre vorgeschritten. Das träge Voranschreiten der Spitze des Farbstoffkegels kann man noch in anderer Weise veranschaulichen, wenn man das Ausflußende der Röhre nicht verschließt, sondern geöffnet ein wenig über die Horizontale erhebt und durch die kapilläre Zuflußröhre *l* an dem abgebogenen Ende eine konstante Durchströmung der Versuchsröhre unterhält, was leicht auszuführen ist (Tafel VI A).

Um diese Bewegung des gefärbten Kegels bequem verfolgen und die Geschwindigkeit genau mit dem Auge beobachten und beurteilen zu können, braucht man nur eine Luftblase einzuschließen, die man dem gefärbten Kegel folgen läßt (Tafel VI B Fig. *a, b, c, d*). Es sind aber noch andere Zeichen da, welche es wahrscheinlich machen, daß die Bildung des Farbstoffkegels nicht auf Diffusion beruht. Bei höherem Druck, wobei die Stromschnelle größer wird und auch der Farbstoffkegel schneller sich vorwärts bewegt als bei niederem Druck, so daß der Kegel mit dem Auge noch verfolgt werden kann, sollte man meinen, daß, wenn er auf Diffusion beruhte, zu seiner Bildung gar keine Zeit mehr bliebe, und doch ist er auch hier vorhanden. Um dieses experimentell zu prüfen, mußte an dem Zuflußende der Röhre eine Abänderung getroffen werden in der Weise, daß man eine größere Stromschnelle erzeugen oder was dasselbe bedeutet, dem durch die Röhre geleiteten Strom einen größeren Druck geben konnte. Die Abbiegung wurde deshalb ganz entfernt und in das Zuflußende der horizontalen Röhre axial eine Hohnadel eingepaßt, wodurch die Farbstofflösung in die Röhre gelangte. Der Flüssigkeitsstrom dagegen fand durch eine seitlich angebrachte Schlauchverbindung Eingang, welche aus einem Behälter gespeist wurde, der nach Belieben erhöht und erniedrigt werden konnte. Wegen der Schnelligkeit der Strömung bei erhöhtem Druck und den damit rasch auftretenden Farbstoffwolken ist die Kegelbildung nur für einen Augenblick zu erkennen. Man kann sie jedoch bequemer zur Anschauung bringen, wenn man die Strömung möglichst rasch nach ihrem Beginn durch Abklemmung des Druckschlauches unterbricht. Dann vermag man sogar die Länge des eben gebildeten Kegels abzuschätzen, was allerdings exakt auszuführen nicht möglich ist, da er durch die mit der plötzlichen Hemmung verbundene Erschütterung auseinandergerissen wird. Dennoch habe ich die Ausdehnung des Farbstoffkegels bei verschiedenen Druckhöhen zu bestimmen gesucht, doch können aus dem angegebenen Grunde die diesbezüglichen Angaben nur als einigermaßen zutreffend gelten. Ich fand bei einer Rohrlänge von

1260 mm und einem Wasserdruck von 835 mm den gefärbten Konus etwa 5—6—7 cm lang, bei 435 mm Druck 12—13 cm, und bei einem Druck von wenigen Millimetern dehnte sich der Konus über 20 cm aus. Die Wahrscheinlichkeit, daß die Bildung des Farbstoffkegels nicht auf Diffusion zu beziehen ist, sondern andern Ursachen ihre Entstehung verdankt, schien daher außer Zweifel gestellt.

Den Vorgang hatte ich mir nun in der Weise vorgestellt, daß nach Öffnung des Zuflusses schon ein sehr geringer Druck genügt, um einen kapillaren axialen Flüssigkeitsfaden in der ganzen Länge der Röhre in Bewegung zu setzen. Daß dann durch den in der Zeiteinheit restierenden Druck benachbarte Flüssigkeitsteilchen mobil werden, die etwa trichterförmig in die Strombahn des axialen Flüssigkeitsfadens eindringen, in ähnlicher Weise, wie man ein mit trockenem Sand gefülltes Gefäß durch eine Öffnung sich entleeren sieht (Sanduhr). In unserem Falle entsteht aber durch das stetige Nachrücken des Flüssigkeitsstromes nicht wie bei der Sanduhr ein wirklicher Trichter, eine Leere, sondern nur eine durch den Farbstoff sichtbar gewordene trichterförmige Strombewegung, der durch den Anstoß mobilgemachten Flüssigkeitsteilchen. Die nachdrängenden nehmen sofort die freigewordenen Stellen der letzteren ein, und so kommt die ganze Flüssigkeitssäule in den folgenden Zeiteinheiten in gleichmäßige, zusammenhängende Bewegung. Diese Strömung des ganzen Rohrinhaltes steht aber hinter der die Strömung einleitenden Geschwindigkeit des axialen Flüssigkeitsfadens weit zurück; man kann dies leicht an der eingeschlossenen Luftblase, welche dem Farbstoffkegel folgt, feststellen. Eine solche Luftblase schritt bei 1260 mm Rohrlänge und 10 mm Druck nur 161 mm in einer Sekunde vorwärts; bei einer Rohrlänge von 3150 mm und bei 30 mm Druck betrug das Vorrücken der Luftblase bzw. des Gesamtflüssigkeitsstromes 426 mm in der Sekunde, also ein großer Unterschied gegenüber der Geschwindigkeit des fast momentan die ganze Röhrenlänge durchmessenden axialen Flüssigkeitsstromes. Es darf hierbei auch auf unsere früheren Versuche verwiesen werden, aus denen sich ergab, daß bei gleichbleibendem Druck mit Abnahme des Querschnittes des Strombettes die Stromschnelle entsprechend wächst und umgekehrt.

Mit vorstehender Erklärung könnte man sich zufrieden geben, indem auch die Abnahme der Lüftungshöhe in der Zeiteinheit bei Verlängerung der Röhre bzw. der scheinbaren Zunahme des Lüftungskörpers ein genügendes Verständnis finden würde. Eine weitere Beobachtung hat aber ergeben, daß auch diese Annahme das Richtige nicht getroffen hat.

Durch einen reinen Zufall bemerkte ich, daß einige weniger leicht lösliche Partikel des Fuchsins aus dem Bodensatz der Lösung in die Röhre gerieten und an den Wänden der letzteren haften blieben. Sie umgaben sich, wenn der reingespülte Inhalt der Röhre stillstand, mit einem kleinen Hof gelösten Farbstoffs. Wenn nun in der üblichen Weise vom zentralen Ende ein Farbstoffkegel durch die Röhre gesandt wurde, so konnte man deutlich wahrnehmen, daß diese zirkumskripten Farbstoffhöfe, welche ruhig an den Wänden der Röhre hafteten, schon hinweggespült wurden, noch ehe die Kegelspitze sie erreicht hatte. Es mußte



daraus der Schluß gezogen werden, daß während des Durchganges des axialen Stromes nicht, wie vermutet, die peripherischen Schichten in Ruhe sich verhielten, bis die Basis des gefärbten Kegels sie erreicht hatte, sondern daß auch während seines Durchganges schon in den Randzonen der Röhre neben dem axialen Strahl eine Flüssigkeitsbewegung nach dem Ausflußende stattfand. Der Versuch wurde wiederholt mit unlöslichen kleinen, festen Körpern, welche das gleiche Ergebnis zur Anschauung brachten.

Mit dieser Beobachtung war nun auch nicht allein die Entstehung des Farbstoffkonus, sondern der ganzen Flüssigkeitsbewegung in starren Röhren aufgeklärt. Es wird hierdurch einwandfrei bewiesen, daß die Strömung in starren Röhren nicht als ein Vorschieben eines einem soliden Körper gleichenden Flüssigkeitszylinders anzusehen ist, sondern daß tatsächlich die Strömung in unzähligen konzentrischen Flüssigkeitsschichten stattfindet, deren Geschwindigkeit von der Achse der Röhre nach den Wänden zu stetig abnimmt. Dadurch allein erklärt sich die Bildung des Farbstoffkonus. Den Vorgang hat man sich in der Weise vorzustellen, daß bei beliebigem Druck die konzentrischen Flüssigkeitsschichten ähnlich sich in Bewegung setzen, wie wenn man eine Papierrolle aus ihrer zentralen Windung in die Länge zieht (Tafel VI Fig. *CD*). Bei Ansteigen des Drucks verkürzen sich diese Windungen sukzessive in der Zeiteinheit, wie es in Fig. *C*, beim Sinken des Drucks dagegen verlängern sie sich, wie es in Fig. *D* deutlich zur Anschauung kommt.

Bei niederem Druck werden daher in der ersten Zeiteinheit zunächst nur die zentralen Schichten in Bewegung gesetzt, während die peripherischen noch in Ruhe verharren. In den folgenden Zeiteinheiten geraten mehr und mehr die übrigen Flüssigkeitsringe in Aktion, bis zuletzt der Flüssigkeitszylinder in seiner Totalität an der Bewegung teilnimmt. Die Geschwindigkeit der einzelnen Flüssigkeitsringe ist daher abhängig von verschiedenen Faktoren: erstens von der *Vis a tergo*, je größer dieselbe, um so kleiner die Differenz der Geschwindigkeit der einzelnen Flüssigkeitsschichten, um so größer ihre Zahl, welche in der Zeiteinheit gelüftet werden. Zweitens verändert sich die Geschwindigkeit proportional mit dem Durchmesser der Flüssigkeitsringe. Je größer der letztere, um so größer die Zahl der gleichzeitig nach vorwärts und in rotierende Bewegung zu setzenden Flüssigkeitsmoleküle, um so größer daher die Widerstände. Drittens, je leichter die Verschieblichkeit der elementaren Flüssigkeitskügelchen, um so geringer die Widerstände und umgekehrt.

Ich möchte hierbei darauf hinweisen, daß die Angabe von v. Kries (*Beiträge zur Physiologie*, Leipzig 1887), welcher durch Berechnung gefunden hat, daß die mittlere Geschwindigkeit die Hälfte von der in der Achse stattfindenden maximalen Geschwindigkeit betragen sollte, nach den vorliegenden Versuchsergebnissen keine allgemeine Gültigkeit beanspruchen kann. Wir fanden das Verhältnis der mittleren Geschwindigkeit bei 10 mm Wasserdruck zur axialen Geschwindigkeit = 0,09, und bei 30 mm Druck = 0,16. Daraus geht hervor, daß das Verhältnis sich ändert

mit der *Vis a tergo* insofern, daß bei Erhöhung des Drucks der Unterschied stetig geringer wird.

Wir müssen uns also die Lüftungshöhe in der Zeiteinheit als durch zwei Faktoren beeinflußt vorstellen, erstens durch die Länge der Röhre und zweitens durch die damit zusammenhängenden Geschwindigkeitsunterschiede der konzentrischen Strömungsschichten. Die Zunahme der Länge der Röhre wird daher dazu beitragen, in der Zeiteinheit den Wert von  $w$  zu erhöhen, der zweite Faktor dagegen, ihn gleichzeitig durch Zunahme der Geschwindigkeitsdifferenz der konzentrischen Flüssigkeitsschichten in der Zeiteinheit zu vermindern. Durch Abnahme der Rohrlänge wird  $w$  kleiner, durch gleichzeitige Abnahme der Geschwindigkeitsunterschiede der konzentrischen Flüssigkeitsringe erfährt  $w$  in der Zeiteinheit einen Zuwachs. Durch Zunahme der Rohrlänge wird  $w$  größer, durch gleichzeitige Zunahme der Geschwindigkeitsunterschiede der konzentrischen Flüssigkeitsringe wird der Wert von  $w$  in der Zeiteinheit kleiner.

In bezug auf das Verhältnis von  $w$  zu  $f$  ist zu beachten, daß mit der Verkürzung der Röhre der Seitendruck  $h$  sinkt, also  $h' = w + f$  entsprechend wächst. Da aber gleichzeitig  $w$  abnimmt, so muß die Geschwindigkeitshöhe  $f$  entsprechend zunehmen.

Mit Verlängerung der Röhre wird wegen der Zunahme der Widerstände der Seitendruck  $h$  steigen, dagegen  $h' = w + f$  abnehmen, deshalb kann  $w$  nur bis zu einem gewissen Grade der Rohrverlängerung proportional anwachsen. Bei weiterer Rohrverlängerung muß es selbst gleichzeitig wieder abnehmen, wenn noch ein Ausfluß erfolgen soll, doch verharrt das Verhältnis  $\frac{f}{w}$  bei jeder Rohrverlängerung im Zunehmen, wie aus den Tabellen zu ersehen ist. Zum besseren Verständnis des Gesagten habe ich die Werte des  $w$  bei verschiedener Rohrlänge durch den Farbstoffkegel schematisch darzustellen versucht (Tafel VI *B a, b, c, d*). Ist demnach die Versuchsröhre kurz, wie in I Tabelle A 205 mm lang, so ist  $w$  gegenüber  $f$  sehr klein, und es wird schon ein geringer Druck genügen, um die konzentrischen Strömungsschichten ziemlich gleichzeitig in Bewegung zu setzen. Den Strömungskegel hat man sich in diesem Falle mit breiter Basis und niederem Gipfel vorzustellen. Wird die Röhre verlängert, wie bei unserem zweiten Versuch von 205 auf 540 mm bei gleicher Druckhöhe, so wird der Seitendruck durch vermehrte Widerstände auf Kosten von  $w + f = h'$  erhöht. Damit nimmt die Geschwindigkeit und mithin auch die Geschwindigkeitshöhe  $f$  ab. Gleichzeitig nimmt aber  $w$  zu, was ebenfalls auf Kosten von  $h'$  geschehen muß. Der Flüssigkeitskegel hält zwar hier in der ersten Zeiteinheit seine breite Grundfläche noch ein, sein Gipfel wird aber weiter hinausgeschoben, d. h. der Flächeninhalt entsprechend dem Werte von  $w$  vergrößert. Ungefähr das Gleiche ereignet sich, sobald die Röhre auf 1200 mm verlängert wird und  $w$  trotz weiterer Abnahme von  $w + f = h'$  noch eine Zunahme erfährt. Der Kegel dagegen behält in diesem Falle seine Basis noch bei, d. h. in der ersten Zeiteinheit werden noch sämtliche Flüssigkeitsschichten in Bewegung

gesetzt, nur die Spitze des Farbstoffkegels wird noch weitergestreckt als vorher, dementsprechend der Flächeninhalt vermehrt. Anders gestaltet sich jedoch die Sache, wenn die Röhre noch mehr verlängert wird, beispielsweise auf 2200 mm. In diesem Falle hat durch die weitere Steigerung der Widerstände bzw. Zunahme von  $h$ , d. h. des Seitendrucks  $w + f = h'$ , eine derartige Einengung erlitten, daß neben  $f$  der Wert  $w$  nicht nur keine weitere Zunahme, sondern sogar eine merkbare Abnahme aufweist. Die Folge davon ist, daß die Triebkraft von  $w$  nun nicht mehr imstande ist, in der ersten Zeiteinheit sämtliche Flüssigkeitsschichten in Bewegung zu setzen, sondern nur den Teil, der am wenigsten Widerstand leistet; das sind solche Flüssigkeitsringe, welche der Achse der Röhre näher liegen. Dementsprechend erfährt der Farbstoffkegel neben einer weiteren Streckung auch eine gleichzeitige Verkürzung seines basalen Durchmessers und damit eine Verminderung seines Flächeninhaltes. Erst in der zweiten Zeiteinheit erreicht dann die Kegelsbasis wieder die Rohrwand, mit andern Worten, es kommen erst in der zweiten Zeiteinheit sämtliche Flüssigkeitsschichten in Bewegung.

Etwas ganz Ähnliches muß sich ereignen, wenn anstatt der Verlängerung bei ein und derselben Röhre die Druckhöhe des Standgefäßes stetig sinkt. Dann wird der in Bewegung gesetzte Flüssigkeits- bzw. Farbstoffkegel immer weiter hinausgeschoben. So haben wir erfahren, daß ein Druck von nur wenigen Millimetern noch imstande ist, einen Ausfluß fast momentan zu bewirken. Man muß sich in diesem Falle einen Flüssigkeitskegel vorstellen, der in der ersten Zeiteinheit die Länge der Röhre selbst um ein mehrfaches übertreffen kann, obgleich der Farbstoffkegel wegen der Trägheit seiner Moleküle kaum die Hälfte der Röhre in derselben Zeit hinter sich gelassen hat. In einem solchen Falle wird die Basis des Flüssigkeitskegels erst nach Verlauf von mehreren Zeiteinheiten die Randschichten erreichen, mit andern Worten erst nach Ablauf von diesen Zeiteinheiten der ganze Röhreninhalt in Bewegung kommen, und zwar in weit trägerem Tempo als die axialen Strombündel. Man hat sich dabei immer vor Augen zu halten, daß der Farbstoffkegel nur als der bildliche Ausdruck der eigentlichen Flüssigkeitsbewegung gelten kann, daß er aber wohl dazu geeignet ist, das relative Verhältnis der Werte von  $w$  verständlich zu machen. In demselben Sinne sind auch die schematischen Darstellungen aufzufassen.

Wenn wir daher die Länge des Flüssigkeitskegels nach Ablauf einer Zeiteinheit, z. B. einer Sekunde, und gleichzeitig den Durchmesser der Grundfläche bestimmen könnten, insofern sie nicht den Durchmesser der Röhre erreicht, so könnte man auch das Verhältnis von  $w$  genau berechnen.

Es würde sich  $w' : w'' : w''' : w''''$  verhalten wie  $\frac{1}{3} r^2 \pi h' : \frac{1}{3} r^2 \pi h'' : \frac{1}{3} r^2 \pi h''' : \frac{1}{3} r^2 \pi h''''$ , wenn  $r$  den Radius der Grundfläche und  $h''''$  die Höhe des Kegels bedeutet.

Die parallelen Längslinien dürften als Ausdruck des Geschwindigkeitsverhältnisses der durch die Triebkraft, welche  $w$  beansprucht, in der Zeiteinheit in Bewegung gesetzten konzentrischen Flüssigkeitsschichten gelten. Man kann weiter

daraus entnehmen, daß in den drei ersten Skizzen *a*, *b*, *c* in der ersten Sekunde noch sämtliche Flüssigkeitsringe in Bewegung kommen, d. h. gelüftet werden, in der vierten, *d*, dagegen ein Teil der peripherischen Schichten am Ende der ersten Sekunde immer noch in vollkommener Ruhe verharret.

Durch das vorstehende Farbstoffexperiment scheint nun nicht allein die Richtigkeit meiner aufgestellten Formel ihre volle Bestätigung gefunden zu haben, sondern auch m. E. der erste einwandfreie Beweis geliefert zu sein, daß die Flüssigkeit in starren Röhren nicht, wie wir zuerst angenommen, wie ein fester Körper mit gleicher Geschwindigkeit der einzelnen Flüssigkeitsteilchen vorangeschoben wird, sondern daß sie sich tatsächlich in zahllosen konzentrischen Strömungsringen von verschiedener Geschwindigkeit fortbewegt.

Schließlich möchte ich an dieser Stelle noch einmal auf die von mir gegebene Erklärung der sogenannten *Contractio venae* zurückkommen. Es kann nach den gewonnenen Erfahrungen die Ursache der Verengung des Ausflußstrahles aus dem Standgefäße nicht mehr allein der Reibung an den äußeren Luftschichten zugeschrieben werden, sondern es muß auch die größere Geschwindigkeit der axialen Flüssigkeitsschichten mit Berücksichtigung finden. Beide, die peripherische Reibung sowohl als auch die Geschwindigkeitsunterschiede der inneren Flüssigkeitsfäden, werden ihren Einfluß auf die Gestaltung des Strahles gleichzeitig vereinigen, aber auch mit Zunahme des Drucks sukzessive einbüßen, daher die geringe Verschmälerung des abfallenden Strahles bei sehr hohem und die auffallend hervortretende Einziehung seiner Ränder bei sehr niederem Druck. Bei niederem Druck überragen die peripherischen Widerstände der Luftteilchen, bei hohem Druck vermindern sich die Geschwindigkeitsunterschiede der konzentrischen Strömungsringe, daher dann die minimale Einengung des Strahles.

## VI. Über Flüssigkeitsbewegung in elastischen Röhren.

Nachdem wir uns bisher eingehend mit der Flüssigkeitsbewegung in starrwandigen Röhren beschäftigt und dabei manches anders gefunden haben, als den allgemein verbreiteten Anschauungen entspricht, will ich versuchen, auch den hydrodynamischen Gesetzmäßigkeiten in elastischen Röhren auf den Grund zu gehen.

Daß dieselben in mancher Beziehung sich abweichend verhalten müssen von denjenigen in starren Röhren, darf man schon im voraus aus der Verschiedenheit der physikalischen Beschaffenheit ihrer Wandungen vermuten. Die elastische Röhre, welche einen flüssigen Inhalt umschließt, gleicht ganz der atmosphärischen Luft, die auf einer Wasseroberfläche ruht. Beide können in Schwingungen versetzt werden, welche sich erst sekundär auf die angrenzenden Flüssigkeitsteilchen übertragen. Deshalb ging H. Frey <sup>1)</sup> von ganz richtigen Gesichtspunkten aus, als er sich die Wand einer solchen Röhre aus unzähligen, der Länge nach dicht neben-

<sup>1)</sup> a. a. O.

einander aufgespannten elastischen Saiten vorstellte, und er hatte in seiner Bescheidenheit nicht nötig, sich vor dem auf schwachen oder gar keinen Füßen ruhenden Einwand, welchen Weber gegen diese Anschauung erhob, zurückzuziehen.

Wählen wir zu den folgenden Betrachtungen wieder ein Standgefäß wie in Textfig. 8, an dessen Fußende seitlich anstatt der starren Röhre eine elastische, etwa von Kautschuk, eingefügt ist. Denken wir uns dann zunächst beide, den Behälter sowie die Röhre, mit Flüssigkeit erfüllt und zugleich das Ausflußende geschlossen, so wird auf die Wände der elastischen Röhre, wie wir das auch bei der starren durch Aufstellung von Seitendruckmessern gefunden hatten, an allen Punkten ein Druck ausgeübt, der dem Niveau der Wasserhöhe in dem Standgefäß gleich ist. Da die Kautschukröhre elastisch und deshalb auch dehnbar ist, so erleidet die Röhrenwand von Anfang bis zu Ende eine gleichmäßige Ausdehnung, und zwar so weit, bis ihre elastischen Kräfte mit dem Seitendruck, welchen die Flüssigkeit auf sie ausübt, sich ins Gleichgewicht gestellt haben. Die elastische Röhre gleicht dann einer starren Röhre mit größerem, aber allenthalben gleichen Durchmesser. Entfernt man den Verschuß bei  $O$  und hält das Niveau im Behälter konstant, was durch Anbringung eines schwimmenden Hebers leicht bewerkstelligt werden kann, so wird die Röhre plötzlich mit Beginn des Ausflusses in der Weise ihre Form ändern, daß der vorher zylindrische Inhalt entsprechend dem nun vom Einflußende  $M$  bis zu dem Ausflußende  $O$  stetig abnehmenden Seitendruck eine konische Gestalt annimmt, indem die Röhrenwand von  $M \rightarrow O$  proportional dem abnehmenden Seitendruck sich entspannt und am Ausflußende  $O$ , wo der Seitendruck gleich Null wird, in ihre Ruhelage zurückkehrt. Die elastische Röhre gleicht dann einer starren, deren innerer Durchmesser vom Anfang  $M$  bis zu dem Ausflußende  $O$  sich stetig verjüngt. Entfernt man den schwimmenden Heber und läßt das Standgefäß auslaufen, so wird mit dem Sinken des Wasserstandes im Behälter auch der konische Inhalt der Röhre sich nach und nach dem zylindrischen nähern, d. h. die Röhre wird in ihrer ganzen Länge sich entspannen, bis das Fließen aufhört, und damit der Seitendruck, welcher die Röhre ausgedehnt hatte, vollkommen aufgehoben ist.

Befindet sich die Verschußstelle der Röhre nicht am Ende  $O$ , sondern am Anfang bei  $M$ , so bleibt sie mit Flüssigkeit gefüllt, diesmal aber nicht wie die starre Röhre, unter Luftdruck stehend, sondern der Druck sinkt auf Null herab, weil der auf den nachgiebigen Wänden der Röhre lastende und der am Ausflußende wirkende Luftdruck sich gegenseitig die Wage halten, d. h. sich aufheben. Es wird dadurch ebenfalls ein Ausfließen verhindert, weil keine *Vis a tergo* vorhanden ist. Sowie wir aber den Abschluß der Röhre beseitigen, so kommt der statische Druck des Standgefäßes, d. h. der Druck, womit ein Wasserteilchen desselben auf dem unter ihm liegenden lastet, zur Geltung, indem er sich in Triebkraft äußert, und die Flüssigkeitsteilchen der Röhre nach dem Ausflußende, wo der Druck gleich Null bleibt, zu drängen sucht.

Dieser Triebkraft stellt sich nun zunächst als erstes Hindernis die in der Röhre

ruhende Flüssigkeitssäule entgegen, welches um so größer ausfällt, je länger und weiter die elastische Röhre ist, und das zuerst durch einen entsprechenden Teil der Triebkraft überwunden werden muß, ehe der Ausfluß beginnen kann. Darnach erst gesellt sich zum ersten noch ein zweites Hindernis hinzu, nämlich durch die Reibungswiderstände, welche die strömende Flüssigkeit im Innern der Röhre erfährt.

Bis hierhin ist der Vorgang nahezu der gleiche, wie wir ihn bei der Röhre mit starren Wänden gefunden haben. Nun aber wird sich in der elastischen Röhre etwas ganz anderes ereignen als in jener, wenn unsere früheren Ausführungen über das Verhalten von elastischen Körpern und Medien auf Richtigkeit beruhen. Der Druck, also der Teil der Triebkraft, welchen wir bei starren Röhren  $w$  nannten und der zur Flottmachung oder Lüftung der die Röhre erfüllenden Flüssigkeitssäule dienen sollte, findet an der Nachgiebigkeit der Röhrenwand im Augenblick der Eröffnung des Verschlußhahnes einen geringeren Widerstand als an dem ihm im Wege stehenden Röhreninhalt. Die aus dem Behälter in die Röhre eindringende Flüssigkeit wendet sich daher zunächst gegen die Röhrenwand und dehnt dieselbe so weit aus, als ihre Nachgiebigkeit es zuläßt. Damit vollzieht sich aber ein ganz ähnlicher Vorgang, wie wir ihn auf der Wasserfläche durch den Einwurf eines Steines zustande kommen sahen. Mit der lokalen Ausdehnung der elastischen Röhrenwand kommt auch ihre elastische Gegenwirkung zur Geltung, mit einem Worte, sie gerät, wie die Luftsäule auf der Wasserfläche, in Schwingungen, denen sich die angrenzenden Wasserteilchen anbequemen müssen, d. h. es kommt zu einer Wellenbewegung der elastischen Wand, welche von dem Orte ihrer Entstehung nach dem Ausflusse der Röhre mit einer gewissen Geschwindigkeit sich weiter verbreitet. Darnach erst gewinnt die Triebkraft die Oberhand über den Widerstand, den ihr der Flüssigkeitsinhalt der Röhre in seiner Totalität entgegengesetzt hatte. Er kommt in Bewegung.

Weber, Fick u. a. stellen sich die Flüssigkeitsbewegung in der Röhre in der Weise vor, daß sie sich den Inhalt der Röhre durch unveränderliche Grenzen, die den Querschnitten der Röhre entsprechen, in Abteilungen (Röhrenelemente) geteilt denken. Das durch irgendeine Kraft (Stempel oder dergleichen) in die ausdehnbare Röhre anfangs mit zunehmender und dann mit abnehmender Geschwindigkeit eingedrungene Flüssigkeitsquantum dehnt dann den ersten Abschnitt der Röhre so weit aus, als die entgegenstrebende elastische Kraft es gestattet. Hierdurch erhalten die im vorderen Teile des ersten Röhrenabschnittes befindlichen Wasserteilchen durch die nun in Wirksamkeit tretende elastische Kraft der Röhrenwand eine Beschleunigung in der Richtung, welche sie schon durch die Stoßkraft des Stempels erhalten hatten, während die der hinteren Hälfte des ausgedehnten ersten Röhrensegmentes in demselben Maße retardiert werden. Auf diese Weise wird es möglich, daß nun ein zweites Segment der Röhre ausgedehnt und gleichzeitig die Bewegung der Flüssigkeit fortgesetzt wird. Hierdurch erklärt sich nicht allein die Wellenbewegung, sondern auch die Strombewegung. Damit nicht genug, die

letztere wird auch noch durch die Welle selbst gefördert. Die Flüssigkeitsteilchen werden durch die positive oder Bergwelle eine kleine Strecke vorwärts getrieben und durch die darauf folgende negative Welle, wenn eine vorhanden ist, um ebensoviel wieder zurückgeschoben. Sie beschreiben eigentlich dadurch einen Kreis um einen Mittelpunkt, womit sie nach Ablauf der Welle auf derselben Stelle wieder anlangen, von der sie ausgegangen waren. Da nun die Schlauchwellen vorwiegend aus positiven oder Bergwellen bestehen, die negativen gegen sie in den Hintergrund treten, so werden auch die Wasserteilchen eine größere Strecke vor- als rückwärts getrieben. Sie bewegen sich demnach nicht mehr in Kreisen, sondern in Zykloiden, wodurch diejenigen der positiven Wellen einen Vorsprung erlangen. Folgt nun Welle auf Welle, so erhalten die Wasserteilchen durch die Wellenbewegung allein eine Vorwärtsbewegung, die allerdings gegen diejenige, welche ihnen die Stoßkraft erteilt, zurücksteht. Man hat den Beweis hierfür in folgender Beobachtung finden wollen (Fick S. 111): „Wenn man beispielsweise ein Stückchen eines Darms durch eine gleichweite Glasröhre ersetzt, so kann man an suspendierten Staubteilchen die Bewegung der Wellen bildenden Wasserteilchen studieren. Sie bewegen sich, wenn eine Bergwelle vorübergeht, ein Stück vorwärts in derselben Richtung, in welcher die Welle voranschreitet. Wenn aber eine Talwelle vorbeigeht, ein Stück in entgegengesetzter Richtung.

Diese Bewegung der Staubpartikel auf den Wellenvorgang direkt zu beziehen, ist ganz unstatthaft. Durch die starre Röhre kann gar keine Welle gehen, sondern nur eine Strömung. Die Darmwelle, bestehend aus Berg- und Talwelle, gibt sich aber beim Eintritt in die Glasröhre nur durch den Wechsel des Lokaldrucks zu erkennen, den sie auf ihre Wand ausübt. Beim Durchgang einer Bergwelle in der Glasröhre wird in derselben der Druck erhöht und deshalb die Strömung beschleunigt, daher das raschere Fortschreiten der Staubpartikel. Das umgekehrte ereignet sich beim Eintritt der Talwelle in die Röhre. Der Druck vermindert sich und die Strömung wird wieder retardiert, daher das scheinbare Zurückweichen der Staubpartikel. Dies ist die Ursache des Hin- und Herwogens der suspendierten Körperchen und gleichzeitig die Ursache, daß die intermittierende Strömung beim Austritt aus der Glasröhre in den Darm oder elastischen Schlauch wieder Wellenbewegung hervorruft, als ob sie durch die Glasröhre unverändert hindurchgegangen wäre.

Eine höchst merkwürdige, aber auch ebenso unklare Darstellung des Verhältnisses der Strömung zur Wellenbewegung gibt Grashey <sup>1)</sup> S. 30: „Die gleichmäßige Strömung wird nach ihm durch die Wellenbewegung infolge der zu- und abnehmenden Widerstände, welche letztere auf ihrem Wege durch den Schlauch erfährt, eine ungleichmäßige. Ist der Schlauch überall gleichweit und unendlich lang, so steigt der Druck im zentralen Schlauchende allmählich in demselben Verhältnis, als die Welle weiter fortschreitet, der Strom wird langsamer, und schließlich, wenn der

---

<sup>1)</sup> Hub. Grashey, Wellenbewegung in elast. Röhren usw. Leipzig (Veit & Comp.).

Druck im zentralen Schlauchende ebenso hoch geworden ist wie im Standgefäß (was bei einem unendlich langen, am peripherischen Ende offenen Schlauch ebenso eintreten muß wie bei einem endlichen, aber am peripherischen Ende geschlossenen), wird die Geschwindigkeit gleich Null.“

„Ist der Schlauch nicht unendlich lang und am peripherischen Ende vollständig offen, so findet die Wellenbewegung daselbst plötzlich ein Verschwinden des Widerstandes. Eine negative Reflexwelle verläuft gegen das Zentrum und beschleunigt den vom Standgefäß zum Schlauch gehenden Strom; ist dagegen das peripherische Ende des endlichen Schlauches verengt oder geschlossen, so findet die fortschreitende Wellenbewegung eine plötzliche Widerstandszunahme, eine positive Reflexwelle läuft gegen das Zentrum und verlangsamt oder vernichtet den erwähnten zentrifugalen Strom.“

Ich brauche auf die Irrtümer, welche die erwähnten Erklärungen einschließen, nicht näher einzugehen, sie werden durch meine weiteren Ausführungen hinreichend ihre Widerlegung finden.

Sehen wir zunächst zu, was das Experiment unseren theoretischen Betrachtungen gegenüber antwortet.

Ich muß hierzu bemerken, daß die Dehnbarkeit der elastischen Schlauchwand weit hinter derjenigen der Luftsäule zurücksteht, weshalb weder die Bewegungen der Schlauchwand noch diejenigen der Wasserteilchen mit bloßem Auge verfolgt und beurteilt werden können. Wir sind aber in der glücklichen Lage, sie unserer Wahrnehmung zugänglich zu machen, wenn wir uns der Methoden bedienen, welche durch Ludwig inauguriert worden sind und welche uns erlauben, mittels vergrößernder Hebel selbst die minimalsten Oszillationen der elastischen Rohrwand graphisch auf dem Papiere darzustellen, ja sogar dauernd zu fixieren. Es sind zu derartigen Versuchen, speziell zur Untersuchung der Pulswelle, eine Unzahl von Apparaten erfunden worden, welche unter den Namen von Sphygmographen, Angiographen, Pulszeichner usw. bekannt geworden sind, deren Aufzählung und Beschreibung an dieser Stelle zu weit führen würde. Ich verweise deshalb auf das Buch von L. Landois: *Lehre vom Arterienpuls*, Berlin 1872.

Zu den nachstehenden Versuchen bediente ich mich ausschließlich des Apparates, den J. Trautwein bei Gelegenheit der in Wiesbaden 1887 tagenden Naturforscherversammlung vorgezeigt und demonstriert hat und der namentlich, was Applizierung betrifft, für derartige Versuche m. E. allen andern vorzuziehen ist.

Angewandt wurde zunächst eine 5 m lange Kautschukröhre *C* von 0,5 mm Wandstärke und 4,5 mm lichter Weite. Diese Röhre stand einerseits in Verbindung mit dem Schlauche *B* eines Druckgefäßes *H*, das andere oder Ausflußende tauchte in einen zweiten Behälter *H'*, dessen Wasserstand 12 cm betrug, während das Druckgefäß *H* auf 133 cm erhöht wurde. Der Sphygmograph fand seine Aufstellung 50 cm von dem durch eine schmale Klemmpinzette verschlossenen Zuflußende des horizontal ausgebreiteten Versuchsschlauches entfernt. Nachdem die berußte Trommel, an welcher der Fühlhebel des Sphygmographen



leicht anlehnte, durch ein Uhrwerk in Bewegung gesetzt war, wurde durch plötzliches Öffnen der Pinzette ein Flüssigkeitsstrom in den Versuchsschlauch eingelassen. Der Fühlhebel des Sphygmographen kam dadurch in Bewegung und zeichnete in die berußte Fläche der Trommel die nachstehende Kurve (Textfig. 11).

Diese Figur zeigt einen ziemlich steil über die Fußlinie sich erhebenden Anstieg, der von einer Anzahl (3—4) sekundärer Zacken  $S$ ,  $s'$ ,  $s''$ ,  $s'''$  unterbrochen wird und von denen die erste  $S$  durch Höhe und Steilheit vor den nachfolgenden, die sich allmählich verkleinern und verflachen, besonders ausgezeichnet ist. Auf der Höhe der Kurve gehen diese sekundären Erhebungen in einen zunächst gipfelartigen Buckel über, an den sich bei  $x$  eine gerade, nur wenig von der Horizontalen abfallende Linie  $g$  anschließt.

Wie soll man nun das Zustandekommen dieser Kurve mit den einleitend gegebenen Betrachtungen in Einklang bringen?

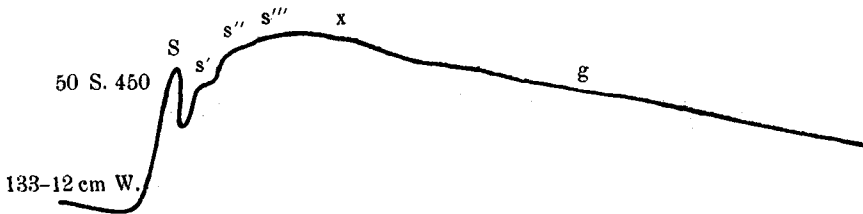


Fig. 11.

Vor der Öffnung der Pinzette stand der Druck in dem Verzugsschlauch  $C$  auf 12 cm Wasser. Die von ihr abgeschlossene Wassersäule des Zuführungsschlauches übte aber einen Druck von 133 cm Wasser aus. Es mußte also mit dem Öffnen der Pinzette von dem Druckgefäß in den Versuchsschlauch ein Flüssigkeitsstrom sich ergießen und in diesem eine mit dem Einfluß rasch ansteigende Druckerhöhung bzw. Wandspannung hervorrufen, wodurch eben das steile Ansteigen der Kurve sich genügend erklärt. Ich hatte schon im voraus bemerkt, daß nach Öffnung der Pinzette der unter höherem Druck in die Versuchsröhre einbrechende Zufluß augenblicklich nicht imstande ist, mit einemmal den ganzen Schlauchinhalt vorzuschieben, sondern daß er sich zunächst nach der nachgiebigeren Schlauchwand richtet, sie ausdehnt und in lokale Spannung versetzt. Diese Spannung erreicht im Gipfel  $S$  den Grad, daß die elastische Kraft zu einer Gegenwirkung veranlaßt wird. Wie die Luftsäule auf der Wasserfläche durch den eingeworfenen Stein in fortlaufende Schwingungen gerät, genau so geht es hier der elastischen Schlauchwand; und die sie berührenden Flüssigkeitsteilchen müssen sich ihrer Bewegung genau anbequemen oder, wie sich Landois<sup>1)</sup> S. 114 ausdrückt: „Die Röhrenwand macht vermöge ihrer Elastizität ihre Exkursionen in den Zustand der Dehnung und zurück in den der Verengung nicht in einfachem ununterbrochenem Zuge, sondern

<sup>1)</sup> a. a. O.

unter Oszillationen, gerade wie das mit Gewichten plötzlich belastete und sodann wieder entlastete Gummiband.“

„Daß solche Eigenschwingungen stattfinden können,“ sagt Tigerstedt S. 395, „ist nicht zu bezweifeln. Die Rechnung zeigt indes, wie v. Kries bemerkt, daß diese Eigenschwingungen von einer Frequenz sind, welche ihre Wahrnehmung ungemein schwierig machen muß, und daß jedenfalls die betreffenden Schwingungen Landois' in dieser Weise nicht zu erklären sind, vielmehr stellen sie entweder Reflexwellen dar oder sie sind einfach von Eigenschwingungen des Sphygmographenhebels verursacht.“

v. Kries hält also solche Nebenschwingungen für Reflexwellen, welche bei Ankunft der primären Welle am Ausflußende entstehen und zum Verschußende zurückgeleitet werden. Ihr Zustandekommen an der Pulscurve erklärt er ungefähr in der Weise: Da die reflektierende Kraft in einem einzelnen peripherischen Gefäß zu gering ausfallen werde zur Erregung eines nennenswerten Nebenschlages, und da positive Wellen, wenn sie zusammenkommen, sich verstärken, so vereinigen

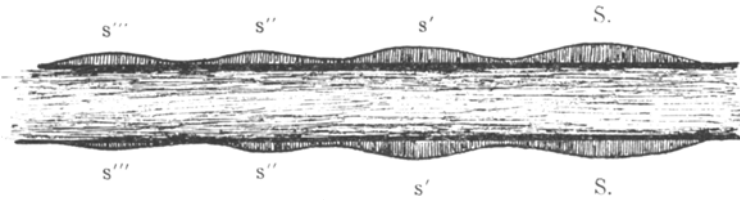


Fig. 12.

sich die aus Gefäßprovinzen von nahezu gleicher Länge stammenden zu gemeinsamen rückläufigen verstärkten Wellen, welche an der Pulscurve wohl differenziert zum Ausdruck kommen.

Ich muß dagegen in vorstehender Kurve die Erhebungen  $S$ ,  $s'$ ,  $s''$ ,  $s'''$  als den Ausdruck von Wellenbewegungen der elastischen Schlauchwand betrachten, die in ihrer Entstehung vollkommen den Wellen auf offener Wasserfläche gleichen. Wie wir die Wellen auf der Wasserfläche als Oberflächenbewegung kennen gelernt haben, so bewegen sich diese Schlauchwellen zwischen Schlauchwand und Schlauchinhalt, haben also ebenfalls als Oberflächenbewegung zu gelten. Die Besonderheiten, die zwischen beiden bestehen, lassen sich lediglich auf die Unterschiede einestheils ihrer elastischen Medien: Luft- und Schlauchwand, andernteils ihrer Gleitflächen: Wasserspiegel und zylindrischer Schlauchinhalt, zurückführen. Aus diesem Grunde können die Schlauchwellen keine Kreise wie die Wasserwellen beschreiben, sondern müssen sich, den Schlauchinhalt wie eine Manschette umfassend (Textfig. 12), dem Schlauch entlang bewegen.

Was daher der Wasserspiegel für jene, das ist der Schlauchinhalt für diese.

Nun ist noch eine Eigentümlichkeit der in der Kurve erscheinenden Schlauch- oder Elastizitätswellen, wie sie Landois genannt hat, zu berücksichtigen. Wir finden sie nicht etwa, wie die Wellen auf der Wasserfläche, horizontal verlaufen,

sondern an einer steilen Kurve sich emporwinden. Der Grund für dieses Verhalten ist darin zu suchen, daß nach dem ersten plötzlichen Anstoß, der die Schlauchwand in Schwingungen versetzt, der Druck durch die Fortdauer des Zuflusses noch weiter ansteigt, die Spannung der Wand lokal stetig zunimmt, so daß sie noch im Steigen begriffen ist, wenn die elastischen Schwingungen bereits erloschen sind. Dies dürfen wir erschließen aus dem erhabenen Buckel, der die sekundären Erhebungen noch überragt. Der Buckel geht aber nicht gleichmäßig in die anscheinend fast horizontal verlaufende Linie  $g$  über, sondern zeigt bei  $x$  einen etwas steileren Abfall. Dies ist nicht etwa Zufall, sondern kommt an jeder unter gleichen Bedingungen dargestellten Kurve zum Vorschein und hängt wahrscheinlich damit zusammen, daß an diesem Abfall der Zeitpunkt zu erkennen ist, wo die lokale Überspannung nachläßt und die ganze Flüssigkeitssäule, welche den Schlauch erfüllt, in gleichmäßige Bewegung gesetzt wird. An ihn schließt sich erst die eigentliche Drucklinie, welche die Spannung angibt, in welcher die Schlauchwand durch den

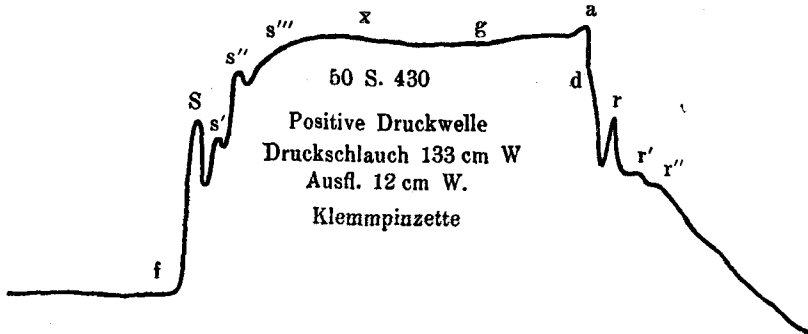


Fig. 13.

die Röhren passierenden Flüssigkeitsstrom konstant erhalten wird. Diese Linie  $g$ , oder wie sie Grashey nennt, „Gipfellinie“, müßte horizontal verlaufen, wenn der Wasserstand im Druckgefäß konstant bliebe, was durch Anwendung eines schwimmenden Hebers erreicht werden kann. Sobald aber durch den Abfluß das Niveau des Druckgefäßes zu sinken beginnt, muß auch die Gipfellinie der Fußlinie der Kurve sich nähern. Wir sehen also, daß der Unterschied des Verlaufes der Schlauchwellen von demjenigen auf der Wasserfläche hauptsächlich in der Art der Wellenerregung begründet ist. Auf dem Wasser wurde durch die Kraft des Steines nur eine begrenzte Menge von Flüssigkeit verdrängt, in dem Schlauch jedoch dauerte der Zufluß, d. h. die Verdrängung, so lange, als die Öffnung der Pinzette es erlaubte. Wir sind aber in der Lage, diese Dauer der Öffnung auch abzukürzen, und wollen sehen, wie der Vorgang sich im Bilde ausprägt, wenn wir nach einer gewissen Zeit der Öffnung die Pinzette wieder geschlossen haben. Eine solche Kurve findet sich dargestellt in Textfig. 13. Der erste Abschnitt dieser Figur ist natürlich ganz derselbe wie in der vorhergehenden Textfig. 11. Der Moment des Verschlusses

der Pinzette dagegen wird eingeleitet durch eine kleine, über die Gipfelinie erhabene Zacke  $a$ , welche in eine jäh abfallende Deszensionslinie  $d$  übergeht. Dieser Abfall erreicht nicht die Fußlinie, sondern wird vorher durch eine weniger steile Abfallslinie unterbrochen, an welcher ebenfalls, wie an dem aufsteigenden Schenkel der Kurve, sich eine Reihe sekundärer Erhebungen  $r, r', r''$  markiert. Auch an ihnen finden wir dasselbe Verhältnis, daß die erste am stärksten ausgeprägt, die nachfolgenden sukzessive kleiner und flacher werden. Weiter bemerken wir, daß die allmählich abfallende Linie, welche die sekundären Erhebungen  $r, r', r''$  trägt, nicht etwa, wie man annehmen könnte, an der Fußlinie ihr Ende findet, sondern sogar unter dieselbe herabsinkt.

Die Interpretation dieses nach Schluß der Pinzette abfallenden Teiles der Kurve kann keine großen Schwierigkeiten bieten.

Man muß sich zunächst vorstellen, daß die durch die Öffnung der Pinzette in Bewegung gesetzte Flüssigkeitssäule, welche die Röhre erfüllt, nach dem Abschluß durch die Klemme, dem Trägheitsgesetz folgend, bestrebt ist, ihren eingeschlagenen Weg nach dem Ausflüßende fortzusetzen. In der starren Röhre war, wie wir gesehen haben, die Trägheitsbewegung nach Schluß des Hahnes nicht möglich, weil der Luftdruck am Ausflüßende und die gleichzeitige Unnachgiebigkeit der Röhre ein Ausfließen verhinderten. In der elastischen Röhre dagegen wird der in Bewegung befindlichen Flüssigkeitssäule nach dem plötzlichen Abschluß insoweit kein Hindernis geboten, als die nachgiebige elastische Röhrenwand durch Einziehung den Raum, welchen die vorauseilende Flüssigkeitssäule zurückläßt, sofort wieder auszufüllen bestrebt ist. Das Beharrungsvermögen des Röhreninhalts erreicht aber sein Ende, wenn die Nachgiebigkeit der Röhrenwand erschöpft ist. Mit dieser lokalen Einziehung oder Entspannung der Röhrenwand ist aber ein Druckabfall in der Röhre verbunden, welcher sich durch die steile Deszensionslinie  $d$  an der Kurve zu erkennen gibt. Je dehnbarer die Röhre ist, um so tiefer sinkt  $d$ , um so mehr wird nach Schluß der Pinzette ausfließen können. Die Höhe der Senkungslinie  $d$  ist deshalb ein Maßstab für die Dehnbarkeit der Röhrenwand. Hat die lokale Entspannung des Schlauches ihren Höhepunkt erreicht, so muß die elastische Kraft der Wand, im entgegengesetzten Sinne wirkend, sie wieder ausdehnen. Sie übt damit einen Zug aus auf den beweglichen Inhalt der Röhre und zwingt ihn, den Raum, den sie vorher durch Einziehung in der Röhre verengt hatte, wieder auszufüllen. Es führt dies zu einer lokalen Rückwärtsströmung nach dem Verschlußende, allein die regurgitierende Flüssigkeit findet hier ein Hindernis an der geschlossenen Pinzette. Darnach kommt es an der letzteren zu einer Flüssigkeitsstauung, welche die Röhrenwand gewaltsam wieder auseinandertreibt. Da dies mit einer gewissen Plötzlichkeit sich vollzieht, so gerät die elastische Wand zum zweitenmal in Eigen- oder Elastizitätsschwingungen, welche ich, weil sie durch einen gegen die geschlossene Pinzette gerichteten und an ihr anprallenden Rückstrom erzeugt werden, im Gegensatz zu den vorerwähnten Elastizitätswellen als Brandungswellen bezeichnen will. Sie sind in der Tat nichts anderes, als was Landois Rückstoßwellen und

Moens Schließungswellen genannt hat. Nur decken sich die Erklärungen, welche diese beiden Forscher über das Zustandekommen dieser Wellen gegeben haben, nicht mit den meinigen.

Landois sagt S. 107 seines Buches: „Wird nunmehr, nachdem die Schlauchwand vollkommen Ruhe in der Dehnung erlangt hat, plötzlich das Einströmen der Flüssigkeit unterbrochen, so tritt eine der beschriebenen systolischen Bewegungen vielfältig analoge diastolische auf. Die bis dahin gedehnte Gefäßwand geht unter oszillierenden Bewegungen in den ursprünglich nicht gedehnten Zustand nicht wieder zurück. Man mag diese Bewegungen ganz im allgemeinen als diastolische Schwingungen bezeichnen.“

Auf S. 110 nennt Landois diese diastolischen Schwingungen (siehe seine Fig. 19, *STO*) auf einmal „Rückstoßwellen“. Nachdem er erst behauptet, sie kämen gerade so zustande wie die systolischen, durch Erzittern der Schlauchwand, gibt er jetzt eine andere Auslegung, indem er sagt: „Wenn die Flüssigkeit das elastische Rohr in den höchsten Grad der Ausdehnung versetzt hat, und es wird plötzlich das Einströmen unterbrochen, so streben die elastischen Wandungen, sich wieder zusammenzuziehen und das Lumen der Röhre wieder zu verengen.“ Nun folgt eine merkwürdige, ganz aus der Luft gegriffene Erklärung: „Diese der ausdehnenden Kraft der Flüssigkeit entgegengesetzte Bewegung beginnt am offenen Ende der Röhre, weil hier das sofort abfließende Wasser am allerwenigsten Widerstand bereitet. Die Kontraktion der elastischen Röhrenwand bringt das Wasser zum Ausweichen. An der Peripherie kann es ungehindert ausfließen, gegen die zentrale Verschußstelle aber geworfen, prallt es hier ab. Durch das Anprallen wird eine positive Welle erregt, und diese läuft nun ihrerseits wieder von der Verschußstelle an durch das ganze Rohr bis zum Ende desselben. Ist die Rückstoßwelle hinreichend groß, so wiederholt sich dasselbe Phänomen, und es können so hintereinander sogar eine Anzahl von Rückstoßwellen entstehen, die stets niedriger werden usw.“ Daraus zieht er weiter den allgemeinen Satz: „Die Rückstoßwellen erscheinen an einem elastischen Schlauche um so später, je länger derselbe ist.“

Neben diesen Rückstoßwellen entdeckt er dann noch ganz kleine Erhebungen (1, 2, 3), in denen er Elastizitätswellen vermutet, welche entstehen durch das Übergehen der Röhrenwand aus dem Zustand der Dehnung in denjenigen der Verengung.

An meiner Kurve sieht man solche Nebenerhebungen nicht, ich habe aber Grund, zu vermuten, daß die erwähnten kleinen Zacken der Landoisschen Kurven als Artefakte aufzufassen sind, hervorgerufen durch zitternde Bewegungen der auf einem Stabe schwankenden Gewichtsschale seines Angiographen. Daraus zieht Landois weiter den Schluß, daß die katakroten Erhebungen der Schlauchkurve zwei ganz verschiedenen Ursachen ihre Entstehung verdanken: den Rückstoßwellen und den Elastizitätswellen. Der Unterschied der Landoisschen Auffassung von der unseren liegt also hauptsächlich darin, daß Landois die Rückstoß-

wellen in anderer Weise entstehen läßt als die Elastizitätswellen, die beide für uns gleichen Charakter besitzen, daß zweitens das Zustandekommen der Rückstoßwellen nach der Landoisschen Theorie wesentlich abweicht von unserer Darstellung und den Tatsachen keineswegs entspricht, was auch von andern Forschern hinreichend hervorgehoben worden ist.

Auch Moens hat sich in dieser Frage gegen Landois gewandt und geglaubt, mit der Invention seiner sogenannten Schließungswellen das Richtige getroffen zu haben, indem er die Erscheinungen bei intermittierender Strömungsbewegung der Flüssigkeit unter den einfachsten Umständen, wie er meinte, in Metallröhren mit einem elastischen Faktor (eingeschlossene Luftsäule) klarzustellen suchte.

Abgesehen davon, daß Moens schon nicht von ganz richtigen Anschauungen der Flüssigkeitsbewegung in starren Röhren ausging, so war es auch verfehlt, Strömungs- und Wellenbewegung in elastischen Röhren so ohne weiteres auf ähnliche Vorgänge in starren Röhren mit eingeschaltetem elastischen Faktor zurückzuführen, denn die Schwingungen seiner eingeschlossenen Luftsäule, welche er sphygmographisch nachwies, sind eben als stehende Wellen zu bezeichnen und haben mit fortlaufenden Wellen, wie wir sie in elastischen Röhren beobachten, nichts zu schaffen. Seine Ausführungen in betreff der Stromunterbrechung in starren Röhren bedürfen aber schon, wie angedeutet, der Korrektur. Er äußert sich darüber in folgender Weise: „Wenn der Kran  $M$  am Einflußende der starren Röhre plötzlich geschlossen wird, dann bemerkt man an der Einflußöffnung einen Stoß, der um so stärker ist, je nachdem die Metallröhre weiter und länger und der Niveauunterschied  $H-h$  (also auch die Geschwindigkeit) größer war. Dieser Stoß ist eine Folge der lebendigen Kraft der strömenden Flüssigkeit in der Röhre. Beim Schließen des Krans hört nämlich das Einströmen der Flüssigkeit bei  $M$  auf, und da die Flüssigkeit in der Röhre selbst noch in Bewegung ist, so muß infolgedessen, wenn  $M$  geschlossen ist, hinter  $M$  ein luftleerer Raum entstehen. Dieser Raum saugt sozusagen die sich noch fortbewegende Wassersäule in der Röhre zurück. Dadurch nimmt die Geschwindigkeit ab und wird Null. Sogleich darauf wird aber die Flüssigkeit, und zwar mit wachsender Geschwindigkeit, nach  $M$  zurückkehren. Wenn sie das geschlossene Ende  $M$  wieder erreicht hat, so geht die nun gewonnene lebendige Kraft der Wassersäule in Gestalt eines Stoßes zugrunde.“

Diese Erklärung der Flüssigkeitsbewegung in starren Röhren sucht nun Moens nicht an einer starren Röhre, sondern an einer solchen mit zwei am Anfang und Ende der Röhre angebrachten elastischen Faktoren verständlich zu machen (S. 5). Es ist nun zunächst hiergegen einzuwenden, daß zwischen Wassersäule und Hahnschluß bei  $M$  nur dann ein luftleerer Raum entstehen kann, wenn die lebendige Kraft der Wassersäule größer ist als der Luftdruck, der auf der Ausflußöffnung direkt oder indirekt lastet. Solange die lebendige Kraft aber geringer als der Luftdruck ist, wird sie ohne Schaffung eines luftleeren Raumes allein durch den Rückstoß vernichtet, und die Flüssigkeitssäule steht momentan still. Davon kann man sich durch ein einfaches Experiment überzeugen. Ich bediente mich

hierzu einer 98 cm langen Glasröhre von 15 qmm Querschnitt, welche durch einen Schlauch mit einem Druckbehälter in Verbindung stand. Der Durchfluß konnte am zentralen Ende der Röhre durch einen Glaskran plötzlich verhindert werden. Das Ausflußende der Röhre war nach unten abgebogen (Tafel VI, *F* u. *G*).

Zu dem nun folgenden Versuch stand das Niveau des Druckgefäßes 115—120 cm über der horizontalen Glasröhre. Wurde der Kran geöffnet, so ergoß sich ein Strom unter dem angegebenen Druck aus der Ausflußöffnung. Ein darauf folgendes plötzliches Schließen des Hahns brachte sofort die in der Röhre befindliche Flüssigkeitssäule zum Stehen, ohne daß auch nur eine Spur von einem Zurückweichen der Flüssigkeitssäule am Ausflußende wahrzunehmen war, was doch absolut hätte erfolgen müssen, wenn nach Schluß des Krans durch Trägheitsbewegung hinter ihm ein luftleerer Raum entstanden wäre; allein schon ein sicheres Zeichen, daß mit Schluß des Hahns die ganze Flüssigkeitssäule, welche die Röhre erfüllte, von Anfang bis zu Ende zum Stehen kam. Aber auch das Auge konnte dicht beim Hahnverschluß von einem Vakuum nichts entdecken. Nun wurde der Kran entfernt und das zentrale Ende der Röhre durch einen dem Umfang der Röhre entsprechenden, etwa 10 cm langen Abschnitt eines Kautschukschlauches mit dem Druckschlauch vereinigt. Wenn nun der die Röhre unter dem angegebenen Druck passierende Flüssigkeitsstrom durch Kompression des Verbindungsschlauches mit zwei Fingern dicht am zentralen Ende bei *k* plötzlich unterbrochen wurde, verspürte man zunächst an den komprimierenden Fingern einen heftigen Rückstoß, und gleichzeitig erschien an dem Ausflußende eine kleine, zurückbleibende Leere (*v*), fand die Kompression etwas mehr nach rückwärts statt, bei *k'*, so blieb ein größeres Vakuum *v'* am Ausflußende zurück. Wurde nun in die Röhre eine etwa 2 cm lange Luftblase 1 eingelassen, und der Strom rasch nach dem Öffnen wieder geschlossen, so bot sich folgendes Schauspiel: Der dem Verschluß zunächst liegende Meniskus der Luftblase verharrte in vollkommener Ruhe, während der peripherische Meniskus in kleine Schwingungen geriet (*m*). Dasselbe Phänomen wiederholte sich, wenn der Verschluß mit dem wieder eingeschalteten Kran ausgeführt wurde. Die Erklärung für dieses Phänomen liegt auf der Hand. Die Flüssigkeitssäule zwischen Verschlußstelle und Luftblase konnte ebensowenig in Schwingungen geraten wie diejenige der ganzen Röhre ohne Einschluß der Luftblase. Der Teil dagegen, welcher sich zwischen Luftblase und dem Ausflußende befand, mußte, dem Beharrungsgesetze folgend, eine Ausdehnung der Luftblase bewirken. Die eingeschlossene Luft geriet aber dadurch in elastische Schwingungen, an welchen die Wasserteilchen der peripherischen Flüssigkeitssäule sich beteiligten. Man darf sich jedoch nicht vorstellen, daß die Flüssigkeitssäule in ihrer Totalität in Schwingungen gerate. Dazu wäre die elastische Kraft der Luftblase nicht ausreichend gewesen. Es beteiligten sich an diesen Pendelbewegungen zweifellos nur zentrale Flüssigkeitsschichten, welche geringeren Widerstand bieten. Wir dürfen daraus sicher den Schluß ziehen, daß solche Schwingungen auch an dem von den Fingern komprimierten Kautschukende vorkamen, die aber wegen der jedenfalls äußerst

minimalen Oszillationen vom Auge nicht mehr wahrgenommen werden konnten; das beweist das restierende Vakuum am Ausflußende der Röhre.

Es ist schließlich dieser Vorgang nichts anderes, als was auch Moens mit der Einschaltung seines elastischen Faktors bewirkte. Denn eine so kleine Luftsäule, wie er sie zwischengeschaltet und beschrieben hat, würde ebensowenig imstande sein, die ganze Flüssigkeitssäule wieder zurückzuziehen und dabei noch die ihrer Bewegung entgegenstehenden Widerstände zu überwinden; ja, nicht allein dies, sondern den Vor- und Rückgang dieser Bewegung noch vier- oder fünfmal zu wiederholen, wie aus Textfig. 4 des Buches deutlich hervorgeht. Auf derartigen Versuchen an starren Röhren mit einem oder mehreren elastischen Faktoren fußend, wendet sich nun Moens der Betrachtung der Flüssigkeitsbewegung in elastischen Röhren zu. Er sagt S. 31: „Bei kontinuierlichen Strömungsbewegungen verhält sich eine elastische Röhre  $MN$  wie eine starre, wenn beispielsweise aus dem Druckgefäß  $H$  nach dem Reservoir von der Niveauhöhe  $h$  ( $H > h$ ) Flüssigkeit sich ergießt. Wird aber der Hahn bei  $M$  plötzlich geschlossen, so beobachtet man an allen Stellen der Röhre abwechselnd Ausdehnung und Zusammenziehung ihres Umfanges, also gleichfalls eine Reihe von Schwingungen, welche als Analoga der Schließungsschwingungen zu betrachten sind, deren Gesetze wir an starren Röhren erörtert haben. Sie erwachsen aus dem Einfluß, den die Bewegung der Flüssigkeit auf die elastische Röhrenwand ausübt und sind durchaus jenen Schließungsschwingungen gleichzustellen, die in einer gleichweiten und -langen Metallröhre auftreten würden, wenn darauf eine unendliche Anzahl elastischer Körper (Luftglocken) gestellt wäre, die mit einer bestimmten (von der Wanddicke oder dem Elastizitätskoeffizienten der elastischen Röhre abhängigen), für alle Luftglocken gleichen Luftmenge gefüllt wären. In einer Metallröhre mit einer unendlichen Anzahl elastischer Faktoren (einer elastischen Röhre) entsteht ebenso wie in einer Metallröhre, wo nur ein elastischer Faktor an der Einflußöffnung eingefügt ist, eine intermittierende, hin und her schwankende Strömungsbewegung nach dem Schließen des Krans. Aber das Eigentümliche der intermittierenden Strömungsbewegung in einer elastischen Röhre liegt darin, daß die Flüssigkeit sich nicht als ein Ganzes hin und her bewegt, wie dies in einer Metallröhre mit nur einem elastischen Faktor an der Einflußöffnung der Fall ist. Bei einer intermittierenden Strömungsbewegung in der Röhre, wie diese durch das Öffnen und Schließen des Krans bewirkt wird, pflanzt sich die hierbei auftretende veränderte Geschwindigkeit der Wasserteilchen (Beschleunigung und Verlangsamung) in einer elastischen Röhre viel langsamer von einem zum andern Teilchen fort als in einer Metallröhre. Die Flüssigkeit in der elastischen Röhre bewegt sich also nicht als ein Ganzes, wie in der Metallröhre mit einem elastischen Faktor, weil in einer elastischen Röhre mit dem Auftreten der intermittierenden Strömungsbewegung der Flüssigkeit zugleich eine Wellenbewegung entsteht. Dadurch erhalten die Schließungsschwingungen, die in einer elastischen Röhre sowie in einer Metallröhre mit einem elastischen Faktor an der Einflußöffnung von der intermittierenden Strömungsbewegung in



der Röhre  $MN$  abhängen, den Charakter von Wellen, welche sich mit der den Wellen eigenen Geschwindigkeit durch die elastische Röhre fortpflanzen; ich nenne sie aus diesem Grunde Schließungswellen. Sie kommen insofern anders zustande, als in der Metallröhre mit einem elastischen Faktor, in dem nach Schluß des Hahns die durch den Strömungsdruck gespannte Röhrenwand in ihrer ganzen Ausdehnung vom Ausflußende an, wo die Tension am geringsten ist, nach dem zentralen Ende  $M$  hin sich zusammenzieht, also gleichsam wie eine aspirierende Kraft in der Richtung von  $N$  nach  $M$  und die in  $M$  auf die Wassersäule  $MN$  wirkt. Die Aspiration“, sagt Moens weiter, „vernichtet allmählich die lebendige Kraft der Flüssigkeitssäule und bringt diese zur Ruhe. Aber dabei bleibt es nicht, sie bewegt“ — also trotzdem, daß sie vernichtet und die Flüssigkeitssäule zur Ruhe gekommen ist — „die Flüssigkeit mit zunehmender Geschwindigkeit nach  $M$  zurück. Die Röhre wird dadurch gefüllt und die Röhrenwand wieder ausgedehnt; der dabei auftretende Druck der Röhre hemmt allmählich die Geschwindigkeit der Flüssigkeitssäule, die sich in der Richtung von  $M$  nach  $N$  bewegt, vernichtet sie“ — also zum wiederholten Male — „und treibt das Wasser zum zweiten Male nach  $N$ . Es ergeben sich auf diese Weise hin und her schwankende Flüssigkeitsschwingungen, die Analoga der Schließungsschwingungen in einer Metallröhre mit einem elastischen Faktor.“

Das ist also der höchst wichtige Vorgang, um den sich das ganze Buch dreht, der die Entstehung der Schließungswellen erklären und sich von der Landois'schen Theorie sehr wesentlich dadurch unterscheiden soll, daß letzterer das Zusammenfallen der Röhre nach dem Schließen des Hahns zuerst an der Ausflußöffnung beginnen läßt, während nach Moens das Zusammenfallen und Einschrumpfen der Röhre im Gegenteil seinen Ausgang an der geschlossenen Einflußöffnung  $M$  nimmt. Das hindert nicht, daß Moens die Abnahme der Tension der Wand, oder was dasselbe bedeutet, ihre aspiratorische Kraft am Ende der Röhre einsetzen läßt. Nun aber treten zu dem Vorgang der Schließungswellen noch Komplikationen in Gestalt von Reflexwellen, die Moens rein theoretisch aus seinen Tracés zu erschließen scheint (Textfig. 18 des Buches), denn den Versuch zur Erbringung eines Beweises hat er nicht angetreten. Er äußert sich darüber S. 33: „Die Schließungswellen laufen in der elastischen Röhre von  $M$  nach  $N$ , und außer diesen entstehen durch die intermittierende Strömung noch andere Wellen in der Röhre, die umgekehrt von  $N$  nach  $M$  verlaufen, an dem geschlossenen Ende bei  $M$  reflektiert werden und also nun wieder von  $M$  nach  $N$  verlaufen. Zieht man nun noch in Betracht, daß überdies zufolge der Strömungsbewegung noch eine von der Wellenbewegung bedingte Ausdehnung und Verengerung der elastischen Röhrenwand entsteht, so ist es einleuchtend genug, daß es unmöglich ist, alle diese Komplikationen zu verstehen, wenn man die wahre Art der Strömungsbewegung in der Röhre nicht kennt.“

Man findet aus der ganzen Darstellung heraus, daß der Verf. selbst sich über den Vorgang der Wellen- und Strombewegung in elastischen Röhren nicht klar

geworden ist, so daß es überflüssig erscheint, auf seine weiteren Ausführungen und mathematischen Betrachtungen näher einzugehen. Erwähnt sei nur noch, daß Moens auch, wie wir, bei der Öffnung des Hahnverschlusses Wellenbewegung beobachtet hat, die er (im Gegensatz zu den Schließungswellen) Öffnungswellen nennt, die er aber diesen gegenüber stiefmütterlich behandelt; auch beruht das, was Moens darüber aussagt, auf Irrtum. Erstens ist die Bezeichnung „stehende Wellen“ zu beanstanden, seine Öffnungswellen in elastischen Röhren sind ebenso wenig stehende Wellen wie seine Schließungswellen. Zweitens, daß er sagt, die Öffnungswellen in einer elastischen Röhre könnten sich nicht entwickeln, wenn Kran *M* geöffnet und gleich darauf wieder geschlossen wird (S. 118).

Kehren wir nun nach dieser Exkursion zur weiteren Analyse unserer Kurve wieder zurück.

Ich muß da zunächst noch auf die Deszensionslinie *d* die Aufmerksamkeit lenken. Ich hatte voraus schon erwähnt, daß das Maß ihres Abfalls von der Dehn-

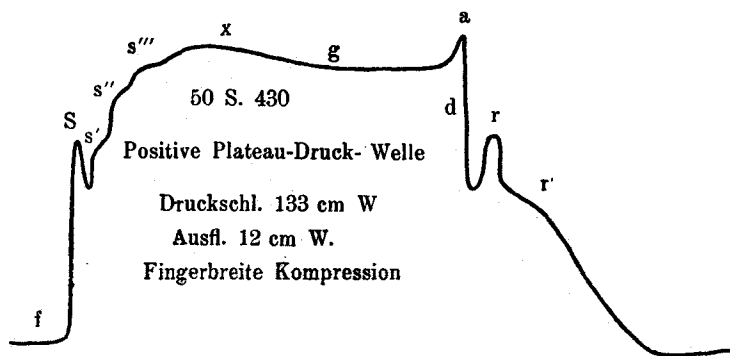


Fig. 14.

barkeit der Rohrwand abhängig ist, daß sie um so tiefer sinkt, je nachgiebiger die Wand ist. Sie würde zur Fußlinie herabsteigen, wenn die Wand so dehnbar wäre, daß ihre elastische Gegenwirkung erst bei der Berührung der gegenüberliegenden Schlauchwand einsetzte. Das ist bei unserem Versuchsschlauch nicht der Fall. Deshalb entstehen die Brandungswellen, noch bevor die in Bewegung befindliche Flüssigkeitssäule den Raum hinter der Verschlußstelle vollkommen geleert hat, d. h. sie erscheinen in der Kurve oberhalb der Fuß- oder Nulllinie und folgen einander auf einer der weiteren Abströmung entsprechenden und der Fußlinie sich nähernden abschüssigen Ebene. Letztere überschreitet sogar noch die Fußlinie und wird auf kurze Zeit negativ. Diese Negativität des Drucks ist zu beziehen einestheils auf den Zug des im Fortschreiten begriffenen Rohrinhaltes, andernteils auf die in ihre Gleichgewichtslage wieder zurückweichende Schlauchwand. Beide nach entgegengesetzten Richtungen wirkenden Zugkräfte müssen in der Höhle des Rohres zu einem lokalen Unterdruck führen. Außer diesen sekundären Erhebungen am absteigenden Kurvenschenkel, welche ich als Brandungswellen bezeichnet hatte,

machte sich noch vor Beginn der Deszensionslinie eine kleine, scharf hervortretende Zacke *a* bemerkbar. Diese Erhebung kommt dadurch zustande, daß beim Schließen der Pinzette eine kleine Flüssigkeitsmenge verdrängt wird, welche die Schlauchwand zum Ausweichen bringt, d. h. in lokale erhöhte Spannung versetzt. Es müßte dieser Vorgang gleichfalls zu einer Serie von Elastizitäts- oder Zitterwellen Veranlassung geben, wenn nicht der rapide Druckabfall dieser kleinen Druckwelle *a* sich unmittelbar anschlösse und damit die nachfolgenden an ihrem Erscheinen verhinderte oder vernichtete. Daß die erwähnte Entstehungsweise der Zacke *a* in der Tat der Flüssigkeitsverdrängung beim Schluß der Pinzette zuzuschreiben ist, läßt sich leicht durch die Kurve (Textfig. 14) beweisen. Zu ihrer Darstellung wurde an Stelle der Pinzette eine etwa zwei Finger breite Klemme benutzt, durch deren Schluß eine größere Quantität Flüssigkeit verdrängt werden konnte. Man erkennt

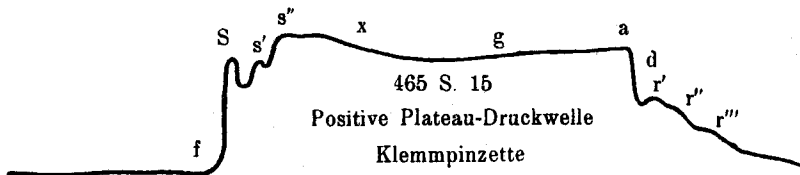


Fig. 15.

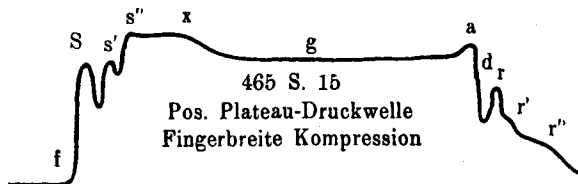
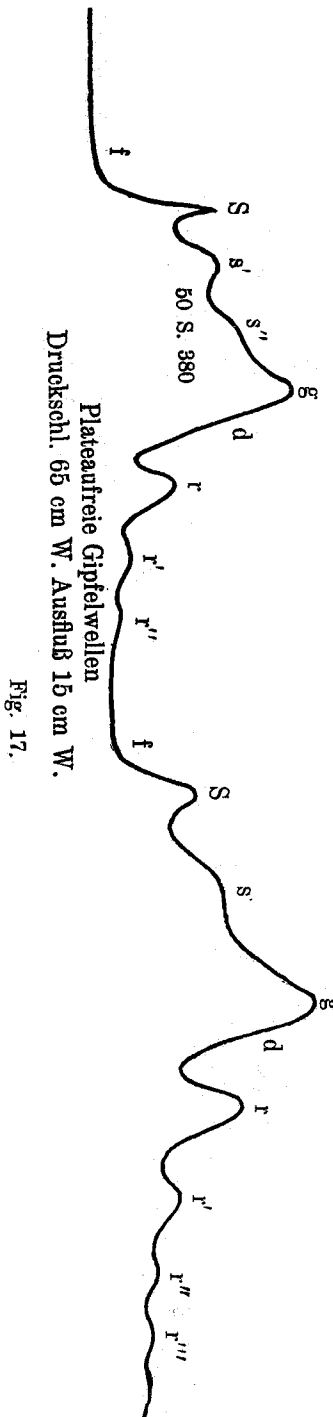


Fig. 16.

sehr deutlich, daß an dieser Kurve, welche unter sonst gleichen Umständen dargestellt ist, die Zacke *a* weit schärfer und größer zum Ausdruck kommt als vorher.

Durch die Öffnung und Schließung haben wir eine Kurve erhalten mit einem mehr oder weniger ausgebreiteten Plateau, deren aufsteigender Schenkel von Elastizitätswellen und deren absteigender Schenkel von Brandungswellen unterbrochen werden. Ich nenne daher eine solche Figur „Plateaukurve“ im Gegensatz zu „Gipfelkurven“, die wir noch kennen lernen werden.

Befand sich der Sphygmograph zur Darstellung der beiden Plateaukurven (Textfigg. 13 u. 14) nur 50 cm vom Verschlusse entfernt, so wurden nun noch zwei solcher Kurven unter denselben Vorbedingungen, aber weiter entfernt vom Erregungsorte, und zwar nahe dem Ausflußende, gezeichnet, so daß die Strecken zwischen beiden Aufnahmeorten etwa 4 m betrug (Textfigg. 15 u. 16). Beim Vergleich dieser Kurven mit den ersten sehen wir, daß sie, abgesehen von der Länge ihres Plateaus, welche von der Willkür der Unterbrechung abhängt, in der Form sich nahezu gleich verhalten und nur in der Höhe sich sichtbar unterscheiden, indem



die entfernt aufgenommenen niedriger ausgefallen sind als die dem Erregungsorte näher dargestellten. Die Ursache für diese Höhenunterschiede ist nicht etwa in dem Druckgefälle zu suchen, dann würden sie wahrscheinlich wegen der Entspannung der Röhrenwand höher ausgefallen sein. Auf diese Verhältnisse der Wellenhöhe werden wir noch später zurückkommen. Die Tatsache, daß diese Kurven (Textfigg. 15 u. 16) am Ende des Schlauches in ihrer Form ganz geradeso erscheinen wie am Anfang (Textfigg. 13 u. 14), berechtigt zu dem Schluß, daß die durch den Zufluß erzeugte partielle Druckerhöhung den Weg von 400 cm mit einer gewissen Geschwindigkeit durchwandert haben muß. Sie darf also als der Ausdruck einer Schlauchdruckwelle angesehen werden, welche sich vom Orte ihres Entstehens zum Ausflußende hinbewegt hat. Freilich ist diese Druckwelle in ihrem Aufbau wesentlich verschieden von denjenigen, welche wir auf der Wasserfläche kennen gelernt haben. Die letzteren glichen einem aufgeworfenen Sandhügel mit Gipfeln und ununterbrochenem An- und Abstieg, dem noch eine Anzahl von sekundären oder Elastizitätswellen nachfolgten. Hier dagegen sehen wir sowohl Aszension wie Deszension von Elastizitätselevationen, sogar von verschiedener Herkunft unterbrochen, und, anstatt eines Gipfels, erhebt sich hier eine mehr oder weniger ausgebreitete Gipfelfläche, deren Ausdehnung durch die Menge des in der Zeit zwischen Öffnung und Schließung der Klemme andauernden Zuflusses willkürlich verändert werden kann. Je länger dieser Zufluß dauert, um so mehr verbreitert sich das Plateau, verlängert sich die Gipfelinie. Je rascher der Schluß der Pinzette auf die Öffnung folgt, um so mehr nähert sich die Deszension der Aszensionslinie, um so kürzer erscheint das Plateau, ja, wir haben es in der Hand, letztere ganz verschwinden zu lassen, so daß statt des Plateaus ein spitzer Gipfel erscheint, an dessen Schenkeln Elastizitätswellen auf- und absteigen, wie aus den Textfigg. 17 *a* u. *b* zu ersehen ist. Hier haben wir also Druckwellen mit einem Gipfel, zu welchem

sekundäre Öffnungswellen aufsteigen und von welchem sekundäre Schließungswellen absteigen (vgl. Grashey S. 118).

Man nennt in der Pulslehre solche sekundären Erhebungen am aufsteigenden Schenkel anakrot, die am absteigenden Schenkel erscheinenden katakrot.

Eine einzige solche isolierte kurze Druckwelle mit Gipfel kann keinen wesentlichen Einfluß auf die Strömung im Versuchsschlauch haben. Das zu ihrer Entstehung eingetriebene Flüssigkeitsquantum würde nicht hinreichend sein, die ganze Flüssigkeitssäule, welche den Versuchsschlauch füllt, in Bewegung zu setzen. Daß unmittelbar nach Eröffnung der Klemme die einströmende Flüssigkeit den Schlauchinhalt gewissermaßen umgeht und sich zwischen ihn und die Schlauchwand eindrängt, darauf scheint schon die bucklige Erhöhung an den Kurven (Textfigg. 13 u. 14) hinzuweisen, die erst verschwindet, wenn durch die Fortdauer des Zuflusses und der damit zusammenhängenden Zunahme der *Vis a tergo* im Versuchsschlauche der ganze Röhreninhalt in Bewegung gesetzt wird. Erleidet demnach die Druckwelle durch Schluß der Pinzette eine Unterbrechung oder wird das Plateau sozusagen angeschnitten, bevor der Buckel verschwunden ist, so verharret der Schlauchinhalt in seiner Totalität noch in vollkommener Ruhe, und die Druckwelle gleitet wie eine Manschette über ihn hinweg, als ob sie sich beiderseits gewissermaßen gar nichts angingen.

Ganz in derselben Weise schiebt sich auch die Plateaudruckwelle, während welcher der Schlauchinhalt schon in Bewegung geraten, aber durch Abklemmung wieder zur Ruhe gekommen war, weiter voran, ohne dadurch im geringsten den Schlauchinhalt in Mitleidenschaft zu ziehen.

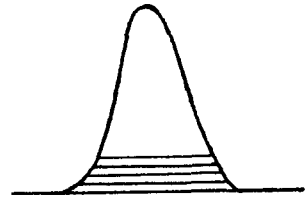


Fig. 18.

Die Höhenabnahme, welchen die Druckwelle auf dem von ihr durchmessenen Wege erfährt, muß man sich grobsinnlich vorstellen, als ob sie, als Masse betrachtet, in ihrem Verlaufe von dem Flüssigkeitsquantum, wodurch sie hervorgerufen, stetig etwas verloren und dadurch hinter sich eine entsprechende Wandspannung zurückgelassen hätte. Auf diese Weise wird eine Welle, wenn die Röhre die nötige Länge besitzt, bis zu ihrem völligen Verschwinden die eingetriebene Flüssigkeitsmenge auf die ganze Röhre gleichmäßig zur Verteilung bringen, wie es in Textfig. 18 schematisch angedeutet ist. Der Vergleich ist insofern nicht ganz zutreffend, als die Welle keine sich fortbewegende Masse, sondern eine bloße Form darstellt. Zum Verständnis des Wellenvorgangs hat er jedoch immerhin den Wert einer Veranschaulichung. Dies ersieht man schon daraus, daß, wenn man an einem nicht allzu langen Schlauch einen Wellendurchgang beobachtet, dem stoßähnlichen Hervorstürzen der Welle am Ausflüßende ein stetiges Nachsickern auf dem Fuße folgt, welches eben auf die durch die Druckwelle zurückgelassene Wandspannung hinweist. Ist der Versuchsschlauch so lang, daß die durchlaufende Welle bereits vor dem Ausflüßende sich erschöpft hat oder aufgerieben ist, so wird der Ausfluß des

wellenerregenden Flüssigkeitsquantums nur in einem stetigen Auströpfeln sich kundgeben.

Man kann daher zusammenfassend mit Bestimmtheit den Satz aussprechen:

Die eine elastische Röhre passierende Druckwelle hat die einzige Aufgabe, in verhältnismäßig kurzer Zeit, d. h. mit der ihr eigenen Fortpflanzungsgeschwindigkeit, die Flüssigkeitsmenge, welcher sie ihre Entstehung verdankt, über den ganzen Schlauchinhalt gleichmäßig zu verteilen, mit andern Worten, die Wandspannung entsprechend zu erhöhen.

Ich hatte schon eingangs der vorstehenden Ausführungen mit Bestimmtheit ausgesprochen, daß die an dem aufsteigenden Schenkel der Plateaukurven erscheinenden Zacken oder sekundären Erhebungen  $S$ ,  $s'$ ,  $s''$ ,  $s'''$  usw. der Ausdruck von Elastizitätsschwingungen der Schlauchwand seien vollkommen ähnlich den Elastizitätswellen, welche wir, durch den Einwurf eines Steines hervorgerufen, auf offener Wasserfläche kennen gelernt haben. Nun ist diese Ähnlichkeit für den Beschauer äußerlich ja nicht zu verkennen, die erste Schwingung kann als identisch mit der durch den Stein erzeugten ersten sogenannten Druckwelle betrachtet werden, welcher wie dort eine Anzahl nach und nach sich verkleinernder und verflachernder Elastizitätswellen nachfolgen. Im übrigen bieten jedoch diese Zacken in ihrem Auftreten an der Plateaukurve noch Besonderheiten, die einigem Zweifel an der Richtigkeit dieser Behauptung begegnen könnten. Die Wasserwellen, selbst durch einen kleinen Stein hervorgerufen, sind relativ unvergleichlich höher und zahlreicher als diese kleinen Schlauchzacken, auch verlaufen sie in einer horizontalen Ebene, während die letzteren an einer größeren Wellenkurve emporklimmen und gewissermaßen als integrierende Anhängsel der Kurve erscheinen.

Es bedarf daher notwendigerweise des Beweises für die Richtigkeit des oben mit Bestimmtheit ausgesprochenen Satzes.

Die Ursachen, welche die Verwandtschaft dieser beiden Elastizitätsbewegungen auf der Wasserfläche und im Kautschukschlauche in Frage zu stellen scheinen, sind rein äußerlicher Natur. Sie sind erstens zu suchen in den ungleichen physikalischen Eigenschaften der schwingenden Körper: Luft- und Schlauchwand, und zweitens in den voneinander abweichenden Wellenerregungsmethoden. Die Dehnbarkeit der Luft ist, wie wir schon hervorgehoben, unendlich viel größer als diejenige der Schlauchwand. Bei der Wellenerregung auf dem Wasserspiegel wurde durch den einfallenden Stein eine seinem Volum und seiner Stoßkraft entsprechende verhältnismäßig geringe Menge Flüssigkeit verdrängt, während bei der von uns geübten Methode am Schlauch die zur Erregung der Schlauchoszillationen genügende Flüssigkeitsmenge durch fortgesetzten Zufluß andauernd vermehrt und dadurch die Spannung der Schlauchwand noch weiter als für die Wellenerregung nötig war, gesteigert wurde. Daher das stetige Ansteigen des Fühlhebels.

Wir sind indessen in der Lage, auch zur Wellenerregung in der elastischen Röhre Bedingungen herzustellen, welche die Ähnlichkeit oder Gleichheit mit den

Wasserwellen außer Frage stellen, indem wir erstens einen Versuchsschlauch wählen, dessen Wände möglichst dehnbar sind, und zweitens die zur Wellenerregung erforderliche Flüssigkeitsverdrängung auf ein Mindermaß einschränken. Lassen wir den Zufluß aus dem Druckgefäß ganz beiseite, indem wir entweder die Pinzette oder die Klemme verschlossen halten und dicht hinter dem Verschuß einen kleinen Teil des Schlauchinhaltes mit dem Finger oder sonst einem Kompressorium verdrängen, so muß die elastische Schlauchwand durch die dem Fingerdruck ausweichende Flüssigkeit und die dadurch hervorgerufene lokale Spannung in ähnliche Schwingungen geraten wie die Luftsäule auf dem Wasser durch den eingeschleuderten Stein. Man kann übrigens auch zu dieser Wellenerregung das Druckgefäß nebst Klemme ganz entbehren und statt dieser das zentrale Ende des Versuchs-

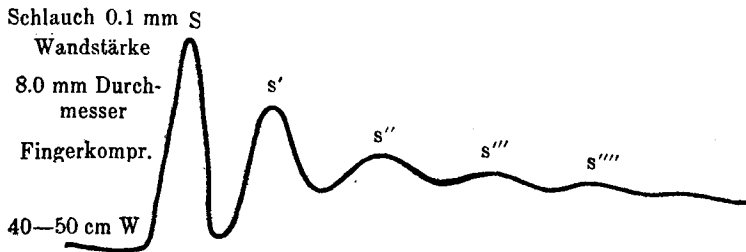


Fig. 19.

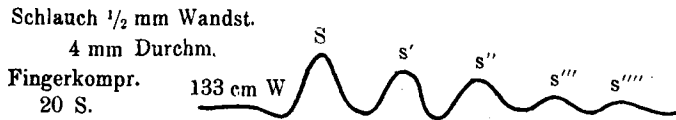


Fig. 20.

schlauches mit einem kleinen Ballon verbinden (ich bediente mich hierzu eines Saughütchens, wie es für Kinderflaschen im Gebrauch ist) und diese ganz oder teilweise durch Zusammendrücken entleeren. Als Versuchsschlauch diente mir zunächst eine Kautschukröhre (8 mm innerer Durchmesser und 0,1 mm Wandstärke), deren Wände in leerem Zustande vollkommen zusammenklappten. Zur Wellenerregung wurde eine minimale Flüssigkeitsmenge verdrängt. Läßt man nun die Kompression eines solchen Schlauches mit zwei Fingern oder auch des kleinen Ballonendes so lange andauern, bis die graphische Aufnahme beendet ist, so erhält man Kurven von folgenden Formen (Textfig. 19). Es ist fast überflüssig, dieser Kurvenreihe eine Erklärung folgen zu lassen, sie spricht für sich selbst, denn sie besteht aus einer Anzahl von Wellenlinien, die ein getreues Abbild von Wellen auf dem Wasser wiedergeben, alle von gleicher Form, nur daß die erste oder Druckwelle *S* an Größe hervorragt, die andern, *s'*, *s''*, *s'''*, sukzessive sich verkleinernd, nachfolgen. Wir sehen darin den graphischen Ausdruck von elastischen Schwingungen der Schlauchwand, welche sich den von ihr umschlossenen Wasser-

teilchen mitteilen. In einem zweiten Versuch wurde eine Kautschukröhre von  $\frac{1}{2}$  mm Wandstärke und 4,5 mm lichter Weite verwandt, deren Wände im leeren Zustande durch eigene Schwere nicht zusammenfielen (Textfig. 20). Auch hier erhalten wir durch Zusammenpressen der Schlauchwand mit einem Finger auf fester Unterlage bei minimaler Flüssigkeitsverdrängung ein gleiches Kurvenbild, mit dem einzigen Unterschied, daß die Exkursionen der Schwingungen geringer ausfallen, was allein auf die geringere Dehnbarkeit der Schlauchwand zu beziehen ist.

Wird nun durch den kleinen Ballon eine größere Flüssigkeitsmenge verdrängt, was eine höhere Lokalspannung der Schlauchwand zur Folge haben muß, so bietet die auf diese Weise erhaltene Kurve gegenüber den vorhergehenden eine charakteristische Änderung der Form dar. Die erste Elastizitäts- oder Druckwelle  $S$  (Textfig. 21) prävaliert noch mehr vor den übrigen,  $s'$ ,  $s''$ ,  $s'''$ , weniger was Höhe als was Ausbreitung betrifft, so daß die zweite  $s'$  ihr nicht mehr wie vorher, nebengeordnet erscheint, sondern als ob sie auf den absteigenden Schenkel ihrer Vor-

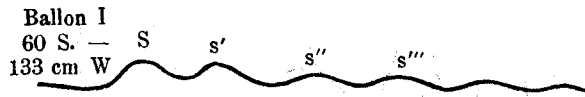


Fig. 21.

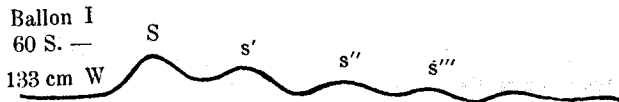


Fig. 22.

gängerin hinaufgerückt wäre. Ein weiterer Versuch mit noch größerer Flüssigkeitsverdrängung läßt das vorige Bild noch auffallender zum Ausdruck kommen, indem hier die Druckwelle  $S$  noch größere Ausbreitung gewonnen und sozusagen neben der ersten Elastizitätswelle  $s'$  auch noch die zweite  $s''$  auf ihren Rücken genommen hat (Textfig. 22). Wird in derselben Weise die Flüssigkeitsverdrängung stetig vermehrend fortgesetzt, so erscheinen schließlich sämtliche Elastizitätswellen auf dem Rücken oder vielmehr am absteigenden Schenkel der ersten Spannungswelle (Textfigg. 23 u. 24). Damit wird selbstredend auch die Druckkurve im Verhältnis zu den Elastizitätswellen größer und gewinnt weiter an Ausbreitung, so daß schließlich sämtliche Elastizitätswellen nach dem primären Gipfel zu sich zusammendrängen und ihre Größe der Druckkurve gegenüber mehr und mehr in den Hintergrund tritt (Textfig. 23). Wir sehen hier sämtliche Elastizitätswellen gewissermaßen auf dem Rücken der primären oder Druckwellen verlaufen, ja, sie haben sich bereits erschöpft, noch bevor die Druckkurve die Fußlinie wieder erreicht oder vielmehr nahezu erreicht hat (Textfig. 24). Sie sind sämtlich katakrote Erhebungen der Druckkurve geworden, während sie bei der ersten Wellenerregungsmethode als anakrote auftraten.



Die Deszensionslinie der Druckkurve kann nicht die Fußlinie wiedererreichen, weil nach ihrem Verlauf eine kleine Restspannung der Schlauchwand zurückbleibt, welche die verdrängte Flüssigkeit hinterläßt. Dies erhellt am deutlichsten aus der Kurve Textfig. 19, welche von dem äußerst dünnwandigen Schlauche gewonnen wurde. Hiermit erscheint mir die Identität der Elastizitätswellen im elastischen Schlauche mit denjenigen auf freier Wasserfläche einwandfrei erwiesen. Das Verhältnis der Druckwelle zu den von ihr erregten Elastizitätswellen wird demnach einestheils durch die Dehnbarkeit des elastischen Körpers bzw. Mediums, andernteils durch das Quantum der wellenerregenden Flüssigkeit bestimmt.

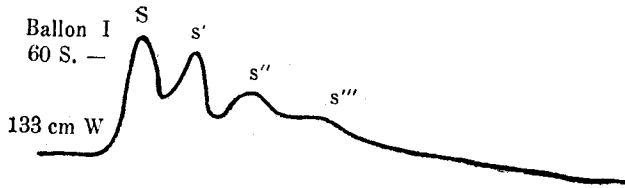


Fig. 23.

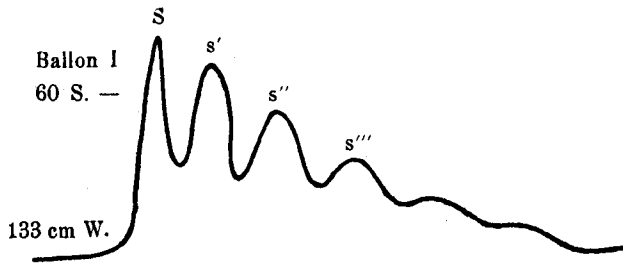
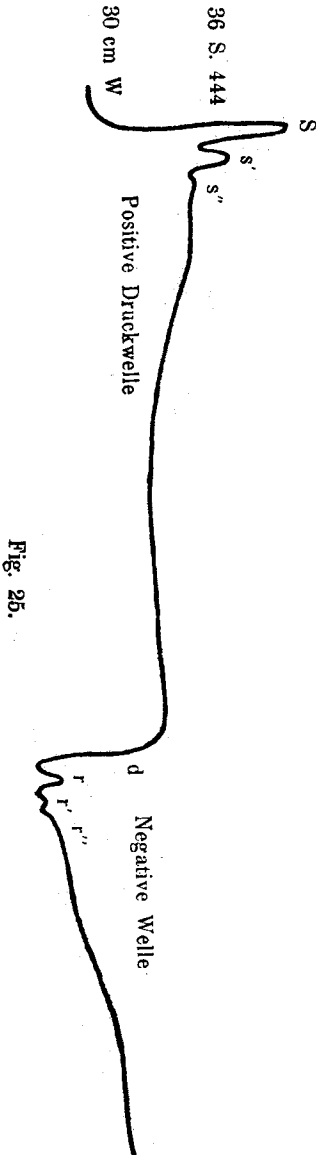


Fig. 24.

An den Kurven Textfigg. 23 u. 24 ist nun noch weiteres für uns bemerkenswert. Die eingetriebene oder verdrängte Flüssigkeit hat selbstverständlich den im Versuchsschlauch schon vorher bestehenden Druck lokal erheblich in die Höhe getrieben, was sehr plötzlich geschah, wie man aus dem sehr steilen Aufstieg der Kurve erschließen kann. Der Abstieg erfolgt, wie gesagt, demgegenüber auffallend langsam und allmählich, was auch die zeitliche Ausmessung, wie wir noch sehen werden, vollkommen bestätigt. Dieses Verhältnis hat darin seinen Grund, daß der Ausdehnung der Röhre kein anderes Hindernis sich in den Weg legt als die sehr dehn- und komprimierbare atmosphärische Luft, während der Zusammenziehung oder Entspannung der Schlauchwand die unkompressiblen Wasserteilchen des Schlauchinhaltes dem auf sie einwirkenden Druck nur ausweichen, wenn sie in der Lage sind, benachbarte Flüssigkeitsteilchen zu verdrängen. So wählt die zwischen Schlauchwand und Röhreninhalt eingepreßte Druckwelle in diesem Zwischenraum den bequemeren Weg und breitet sich weiter aus. Daher die Verzögerung des absteigenden Teiles der Druckwelle.

Versuchsbedingung war für die Darstellung dieser Kurven, daß die Kompression des Ballons vor Ablauf der Trommel nicht aufgehoben werden durfte. Wir erhielten daher ausschließlich Kurven, welche die Fuß- oder Nulllinie nach der



negativen Seite nicht überschritten. Wir hatten es also bisher nur mit „positiven Wellen“ zu tun. Heben wir aber noch während des Verlaufes der rotierenden Trommel die Kompression des Ballons wieder auf, so erfolgt auch hier wie bei der ersten Wellenerregungsmethode nach Schluß der Pinzette ein jäher Druckabfall, der sich indessen von jenem wesentlich unterscheidet (Textfigg. 25 u. 26). Erreichte dort die Deszensionslinie  $d$  noch oberhalb der Fußlinie ihr Ende, so sehen wir hier den Abfall von  $d$  bis tief unter die Fußlinie herabsinken. Aber auch hier schließen sich wieder wie dort an ihrem untersten Ende eine Serie von Zacken oder Erhebungen,  $r, r', r''$ , an, die indessen im Gegensatz zu jenen in aufsteigender Richtung der Fußlinie sich nähern. Dieser steile Abfall hat darin seinen Grund, daß mit der Freigabe des komprimierten Ballonabschnittes der Druck in dem von Flüssigkeit befreiten Ballonraum nicht allein auf Null sinkt, sondern sogar einen negativen Wert annimmt, indem die elastischen, bisher komprimierten Ballonwände sofort sich wieder auszudehnen bestrebt sind, bevor die trägere Flüssigkeitsmasse, welche den Schlauch füllt, eine Rückwärtsbewegung nach dem entleerten Raum angetreten hat. Es kommt daher in dem letzteren gegenüber der den Schlauch erfüllenden Flüssigkeit zu einer hohen Druckdifferenz und durch die ausdehnende Kraft der Schlauchwand zu einer rapiden Rückströmung nach dem entleerten Raum hin. Damit aber nicht genug, die zurückströmende Flüssigkeit wird durch die Wand des Ballons aufgehalten. Es entsteht hier eine plötzliche Stauung, welche die in ihre Ruhelage zurückkehrende Ballonwand von neuem ausdehnt und in Spannung versetzt, ganz ebenso wie bei der

Plateaukurve. Dadurch geraten die betroffenen elastischen Schlauchwände wie in den Textfigg. 13 u. 14 in erneute Schwingungen, welche zu einer zweiten Serie von Elastizitätswellen: „Brandungswellen“ genannt, Veranlassung geben. Dieselben erscheinen in der sphygmographischen Kurve an dem Fuße der negativen Deszensions-

linie  $d'$  als  $r, r', r''$ , welche aber hier, wie bereits bemerkt, mit dem sich gleichzeitig vollziehenden Ausgleich der Druckdifferenz eine aufsteigende Richtung annehmen (Textfigg. 25 u. 26). Es sei beiläufig noch darauf hingewiesen, daß an dieser Kurve nicht wie bei der Plateaukurve der Deszensionslinie  $d$  eine Zacke  $a$  aufsitzt, da eben hier keine Druckerhöhung dem Druckabfall unmittelbar vorhergeht wie dort. Diese „positiv-negative“ Druckkurve ist, wenn man will, ebenfalls eine Plateau-

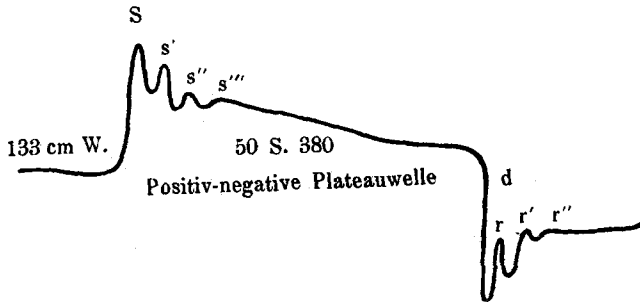


Fig. 26.

kurve, doch wesentlich anderer Art wie die der Textfigg. 13—14. Der Unterschied besteht darin, daß bei jenen nach Unterbrechung des Stromes eine Talwelle der positiven folgt, und bei diesen (Textfigg. 25 u. 26) eine ausgesprochene negative Welle zum Ausdruck kommt. Wir haben es indessen auch hier in der Hand, die negative Welle der positiven nach Belieben zu nähern, d. h. aus beiden eine Gipfelwelle zu konstruieren, wenn wir der Kompression des Ballons die Aspira-

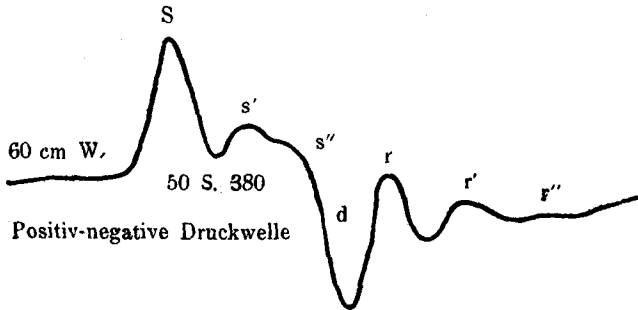


Fig. 27.

tion in kürzeren Intervallen folgen lassen, mit andern Worten den negativen Abfall an den positiven Aufstieg heranrücken. Die Textfigg. 27 u. 28 sind auf diese Weise gewonnen. Ja wir sind imstande, die Deszensionen beider in eine Linie zusammenfallen zu lassen, wenn der Kompression des Ballons die Lüftung unmittelbar folgt (Textfig. 29). In Textfig. 27 sehen wir noch an der positiven Druckwelle die Elastizitätswelle  $s'$  vollständig ausgeprägt. Die zweite,  $s''$ , schon zum Teil in die Deszensionslinie der negativen Welle hineingezogen. In Textfig. 35 haben sich positive

Welle und negative Welle so weit genähert, daß nur noch ein kleiner Rest der Elastizitätswelle  $s'$  zum Vorschein kommt.

In Textfig. 29 fallen also beide Deszensionslinien der positiven und negativen Wellen zusammen, so daß neben dem Gipfel  $S$  von einer weiteren Elastizitätswelle nichts mehr zu sehen ist. Letztere Kurve erinnert auffallend an die Schwingungen des Seiles, und in der Tat ist ja auch die erste Schwingung als der Ausdruck des Ausschlagens der Schlauchwand nach beiden entgegengesetzten Richtungen ihrer Ruhelage zu betrachten. Aber auch nur die erste Schwingung; die zweite ist schon in ihrer Entstehung nicht mehr der ersten gleichartig. Sie ist eine Brandungs- oder Rückstoßwelle und dem Rückstrom zu verdanken, durch welchen sie schon hervorgerufen wird, noch ehe die Schlauchwand ihre Ruhe- oder Gleichgewichtslage erreicht hat.

Eins ist übrigens an dieser positiv-negativen Schlauchwelle zu bemerken, was sie mit der Seilwelle nicht gemein hat. Die letztgenannte schwingt, wie wir gesehen

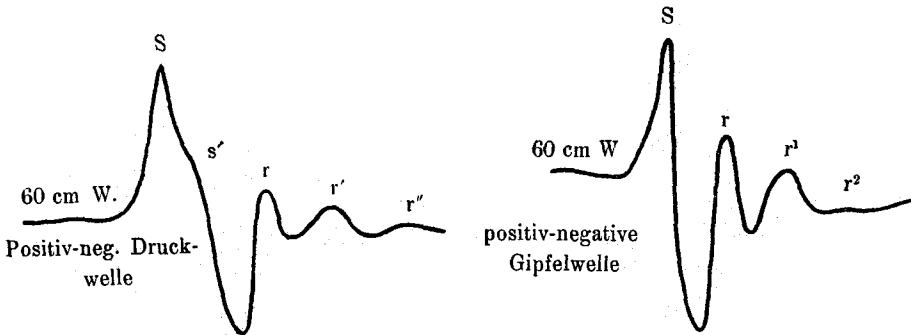


Fig. 28.

Fig. 29.

haben, symmetrisch um ihre Gleichgewichtslage. In Textfig. 29 sehen wir jedoch, daß der negative Ausschlag auffallend ausgiebiger erfolgt als der positive. Dieser Unterschied ist darauf zu beziehen, daß der letztere, der positive Ausschlag, gegen die widerstandleistende Luftsäule gerichtet ist, der negative dagegen nach einem sozusagen luftleeren Raum sich hinbewegt. Schon Valentin hat darauf aufmerksam gemacht (siehe Landois S. 104), daß die Schlauchwandwelle nicht wie ein Seil schwingen könne, weil die elastische Röhre die eingeschlossene Flüssigkeit, deren Spannung der Bewegung entgegentritt, an einer und die sie selbst umgebende Masse an der andern Seite hat. Werden die Wellen durch periodische Stöße, welche die Flüssigkeit treffen, erzeugt und kann diese austreten, so wirken die fortschreitende Bewegung der Flüssigkeit und die ablaufende Gestaltsänderung, die wir den Wellenzug nennen, gleichzeitig ein. Nur die letztere ist aber bei der gespannten Seite tätig.

So unklar dieser Vorgang geschildert ist, so geht aus ihm doch deutlich genug hervor, daß Valentin als Ursache der Wellenbewegung nicht die Schwingungen

der Röhrenwand im Auge hat, sondern die Flüssigkeitsbewegung als das Primäre betrachtet.

Nun will ich noch auf eine Erscheinung die Aufmerksamkeit lenken, deren Erklärung zu den mannigfachsten Mißdeutungen geführt hat.

Um die Deszensionslinien der vereinigten positiven und negativen Welle genau ineinanderfallen zu lassen, ist es nötig, zwischen Kompression des Ballons und Aspiration keinen Zeitverlust aufkommen zu lassen. Die geringste Verzögerung bei der Lüftung der komprimierenden Finger fördert an der Kurve schon einen Rest der Elastizitätswelle  $s'$  zutage (Textfig. 28), die um so deutlicher hervortritt, je größer die Zwischenpause wird. Man braucht nur den Schluß der Kompression zu akzentuieren, so erscheint schon an der Kurve ein erkennbarer Knick, der nicht allein an der Schlauchkurve, sondern auch, wie wir noch sehen werden, meist an der „Pulskurve“ sich bemerklich macht. Da der Gipfel der Druckwelle eigentlich als „erste“ Elastizitätswelle gelten soll, so will ich doch die zweite,  $s'$ , fernerhin als „erste“ oder „erste sekundäre Welle“ bezeichnen, um Mißverständnisse zu vermeiden.

Über die Entstehungsweise dieses Knicks äußern sich die Forscher in sehr verschiedener Weise.

O. J. B. Wolff<sup>1)</sup> spricht von einem durch Schlucksen an der Pulswelle hervorgerufenen Zusammenfall der negativen Welle mit seiner ersten sekundären Welle Volkmann<sup>2)</sup> sagt darüber S. 124: Jeder absteigende Abschnitt der Kurve zeigt den Anfang einer neuen Erhebung, man kann sagen, jede größere Welle ist die Trägerin einer kleinen. Diese kleineren Wellen sind durch keine besonderen Stöße vermittelt, vielmehr ist jede große Welle mit Einschluß der kleinen, welche sie trägt, die Folge eines einzigen Stoßes. Die doppelte Elevation scheint dadurch entstanden, daß sich auf dem Rücken eines großen Wellenberges ein kleines Wellental bildet, und die Bildung bezieht sich auf die Verminderung des Seitendrucks infolge der Erweiterung des Schlauches. Den Physiologen kann die Beziehung des eben erörterten Falles zum „Pulsus dicrotus“ nicht entgangen sein.

Landois<sup>3)</sup> hat jenen Knick zuerst richtig als Elastizitätselevation bezeichnet, wenn er ihn auch merkwürdigerweise am Aortenpuls durch Schluß der Aortenklappen entstehen läßt. Also am Radialpuls soll er eine Elastizitätswelle, am Aortenpuls eine Klappenwelle vorstellen.

Grashey<sup>4)</sup> kam dem Richtigen schon ziemlich nahe, indem er den Gipfel zwar in nicht zutreffender Weise als durch die Trägheit des emporschnellenden Fühlhebels entstanden erklärt und die darauf folgende Zacke, die er auch „erste sekundäre Welle Wolffs“ nennt, für einen Teil der Gipfelinie hält. In der Tat verhindert man den Ausfluß am Versuchsschlauch und erregt eine positive

<sup>1)</sup> O. J. B. Wolff, Charakteristik des Arterienpulses. Leipzig. Verl. H. Engelmann. 1865.

<sup>2)</sup> a. a. O. S. 124.

<sup>3)</sup> a. a. O. S. 316 u. 332.

<sup>4)</sup> a. a. O. S. 196.

Druckwelle, so verlaufen die Elastizitätswellen nicht in einer abschüssigen, sondern in einer horizontalen Richtung, und ihnen schließt sich nach ihrem Erlöschen, dieselbe Richtung einhaltend, die Gipfelinie an (Textfig. 30). Was also hier neben dem Hauptgipfel abgeschnitten würde, wäre nicht die Gipfelinie selbst, sondern zunächst die erste Neben- oder sekundäre Welle, die Grashey allerdings nicht für eine Elastizitätswelle, sondern für eine von dem geschlossenen Schlauchende zurückgeleitete Reflexwelle hält. J. Trautwein<sup>1) 2)</sup> hielt irrtümlich die genannte Zacke für eine durch den Rückstrom an der entleerten Wandung des Ballons bzw. des Herzventrikels erzeugte Brandungswelle, die noch vor Schluß der

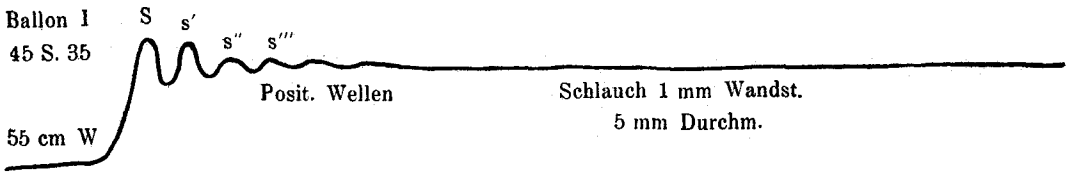


Fig. 30.

Semilunarklappen Zeit habe, die Ventrikelhöhle zu verlassen und sich dem primären Wellengipfel anzuschließen.

Vollständig irregegangen in der Erklärung dieser Nebenwelle sind diejenigen, welche in ihr eine aus der Peripherie zurückwandernde Reflexwelle erblickten, welche Anschauung auch heute noch allgemein geteilt wird.

Daß sie keine aus der Peripherie zurückkehrende Reflexwelle sein kann, läßt sich leicht beweisen.

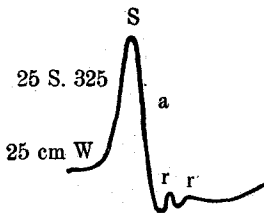


Fig. 31 a.

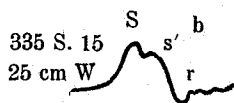


Fig. 31 b.

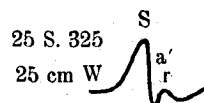


Fig. 32 a.

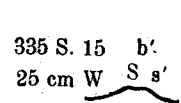


Fig. 32 b.

Zu diesem Zweck habe ich an dem unter 25 cm Wasserdruck stehenden, beinahe 500 cm langen Versuchsschlauche zwei Paare von Kurven dargestellt, das eine Paar 25 cm vom Erzeugungsort entfernt, das andere nahe dem Ende des Schlauches aufgenommen. Die durchlaufene Strecke betrug 435 cm (Textfigg. 31 a u. b, 32 a' u. b'). Die eine Kurve des ersten Paares stellt eine positiv-negative Welle a

<sup>1)</sup> J. Trautwein, Über das Zustandekommen der katakroten Erhebungen der Pulscurve. D. Arch. f. klin. Med. Bd. 57, S. 295.

<sup>2)</sup> Derselbe, Zusammenhang der sek. Pulswellen mit dem Herzstoß und den beiden Herztönen. Bd. 104, S. 293.

ohne erste Nebenwelle dar, an der zweiten  $b$  ist die Nebenwelle vorhanden. Dasselbe gilt von dem zweiten Paare. Wäre nun die sekundäre Welle  $s'$  peripherischen Ursprungs, so müßte sie, abgesehen von zeitlichen Unterschieden in der Peripherie  $b'$  aufgenommen, die zentrale  $b$  erheblich oder doch merklich überragen. Wir sehen aber, daß hier gerade das Gegenteil stattfindet. Ferner dürften doch die unter sonst gleichen Umständen dargestellten  $a, a'$  nicht vollkommen frei von Reflexionen, d. h. sekundären Erhebungen, sein.

Ich habe schon darauf aufmerksam gemacht, daß die Plateaudruckwelle auf dem von ihr durchmessenen Wege an Höhe stetig einbüßt, und auch eine Erklärung für diese Tatsache abgegeben. Dasselbe Verhalten dürfen wir auch von der positiv-negativen Druckwelle voraussetzen und vermischen eine solche Höhenabnahme an den vorstehenden Kurven nicht. Wir dürfen daraus aber nicht den Schluß ziehen, daß die positiv-negative Welle ebenso wie jene eine entsprechende Wandspannung zurückläßt. Dies ist deshalb nicht möglich, weil das zur Wellenerregung verdrängte Flüssigkeitsquantum durch Rückströmung den vorher entleerten Raum wieder in Besitz nimmt, der Ausgleich der Spannung also nach rückwärts erfolgt.

Es ist weiterhin nicht daran zu zweifeln, daß die Schlauchwelle, welcher Art sie auch sei, wie die Wasserwelle eine Reflexion erfahren wird, wenn sich in ihrem Verlauf ein Hindernis in den Weg stellt. Das ist auch tatsächlich der Fall. Wir können uns indessen mit bloßem Auge überzeugen, daß beispielsweise rückläufige Wasserwellen sich sehr bald erschöpfen, und es entsteht die Frage, ob Schlauchwellen in dieser Beziehung sich anders verhalten und ob sie soviel Kraft besitzen, daß sie wie die Seilwellen nicht allein zu ihrem Ausgangspunkt fast ungeschwächt zurückzukehren, sondern sogar den beschrittenen Weg zu wiederholten Malen hin und zurück zu durchheilen vermögen, wie von vielen Autoren als von etwas Feststehendem gesprochen wird. So läßt Grashey seine sogenannte primäre Welle in dem am Ende verschlossenen Versuchsschlauch hin- und herwandern und sucht durch genaue zeitliche Ausrechnung den Beweis hierfür zu erbringen. Alle seine als Reflexwellen bezeichneten sekundären Erhebungen sind aber nichts anderes als Elastizitätswellen, und in gleicher Weise entpuppen sich auf Grund unserer ferneren Untersuchungen die von andern Forschern an der Pulskurve für Reflexwellen gehaltenen sekundären Erhebungen als reine Hirngespinnste.

Den Beweis hierfür werde ich noch später erbringen.

Ich habe schon früher darauf hingewiesen, daß die Höhe der Welle weniger von dem eingetriebenen Flüssigkeitsquantum als von der Dehnbarkeit der Schlauchwand beeinflusst wird. Um dies Verhältnis recht anschaulich darzustellen, habe ich mit dem kleinen Ballon  $B'$  zwei Kautschukschläuche hintereinander verbunden und in ein Druckgefäß  $H'$  einmünden lassen, durch dessen Erhöhung oder Erniedrigung der Druck in den beiden verbundenen Schläuchen nach Wunsch variiert werden konnte; Strömung war also auch hier ausgeschlossen. Der erste Schlauch hat eine Länge von 500 cm und  $\frac{1}{2}$  mm Wandstärke, der zweite Schlauch

Aufnahme am Schlauch I 500 cm lg.,  
0.5 mm Wandstärke

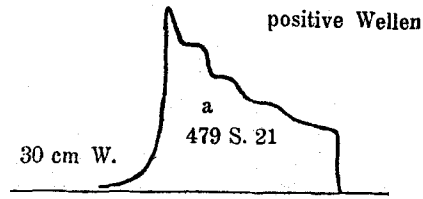


Fig. 33.

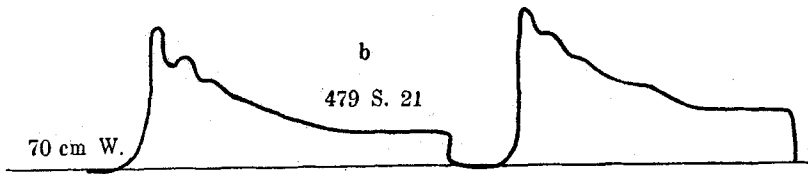


Fig. 34.

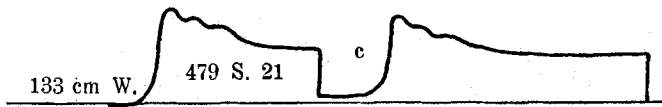


Fig. 35.

Aufnahme am Schlauch I 500 cm lg, 0.5 mm Wandstärke  
positive Wellen



Fig. 36.

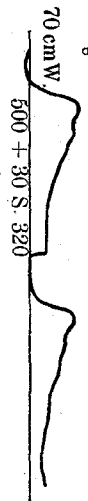


Fig. 37.

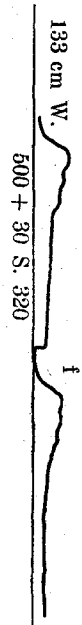


Fig. 38.

Aufnahme am Schlauch II 350 cm lang, Wandstärke 1 mm.  
Positive Wellen

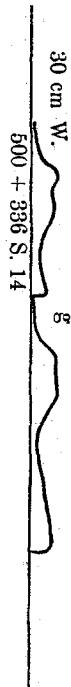


Fig. 39.

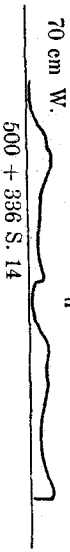


Fig. 40.

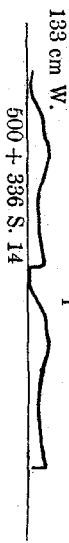


Fig. 41.



war 350 cm lang und 1 mm stark. Die Stellung des Sphygmographen durch Zahlen rechts oder links von *S* angedeutet. Die Zahlen linker Hand von *S* geben die Entfernung des Fühlhebels von dem wellenerregenden Ballon in Zentimetern an, die rechter Hand den Abstand vom Ausflüßende.

Die nachfolgenden drei Versuchsreihen stellen ausschließlich nur positive Druckkurven dar, und zwar bei drei verschiedenen Druckhöhen, 30, 70 und 130 cm Wasserdruck. Bei gleicher Druckhöhe fanden jedesmal drei Aufnahmen statt, eine am Ende des dünnwandigen Schlauches I und zwei am Anfang und Ende des dickwandigen Schlauches II. Wir sehen deutlich an sämtlichen neun Kurven (Textfiguren 33—41) die Abnahme der Wellenhöhe mit Zunahme der Wandspannung *abc* — *def* — *ghi* und ferner die Abnahme der Wellenhöhe mit der Entfernung vom Entstehungsort: *adg* — *bek* — *cfi*. Besonders in die Augen fallend ist aber an diesen Kurven die bedeutende Höhenabnahme, wenn die Welle den dünnwandigen Schlauch verlassen und in den dickwandigen eingetreten ist. Das Verhältnis wird erst klar, wenn man die Kurven *a* Textfig. 33 und *d* Textfig. 36, welche nur eine Wegstrecke von 51 cm trennt, mit *g* (Textfig. 39) vergleicht, welche über 300 cm, also sechsmal so weit, auseinanderliegen. Noch anschaulicher treten diese auffallenden Unterschiede zutage in den Textfigg. 42—47

Positiv — negative Wellen  
Schlauch I 500 cm lang, 4,75 mm Inn. Durchmesser,  
0,5 mm Wandstärke

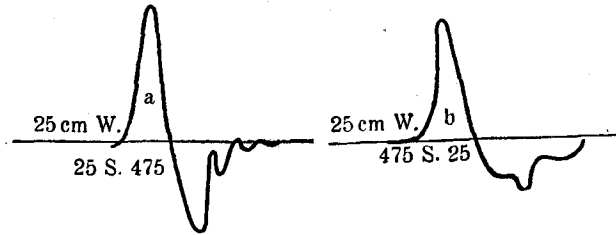


Fig. 42.

Fig. 43.

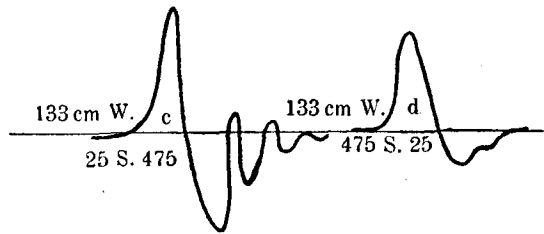


Fig. 44.

Fig. 45.

Schlauch II 350 cm lang, Inn. Durchmesser 4 mm,  
1 mm Wandstärke

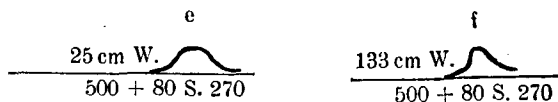


Fig. 46.

Fig. 47.

$abcdef$  und  $a'b'c'd'e'f'$ . Sie stellen positiv-negative Druckwellen dar, einmal ohne, das anderemal mit erster Elastizitätswelle. Der Sphygmograph wurde jedoch diesmal am Anfang und am Ende des dünnwandigen Schlauches appliziert und am dickwandigen nur an einer Stelle 80 cm von der Vereinigung der beiden Schläuche, also 580 cm von dem Entstehungsort entfernt.

Es hat sich dabei herausgestellt, daß in dem dünnwandigen Schlauche die Druckwelle auf dem langen Wege von 450 cm und bei gleichem Druck von ihrer Höhe nur sehr wenig verloren hatte (Textfigg. 42 u. 43). Betrat sie aber den dickwandigen Schlauch, so erfuhr das Verhältnis eine auffallende Änderung. Wir sehen bei Nebeneinanderstellung der Kurven (Textfigg. 43 u. 46), daß die Erhebung des Wellengipfels im Schlauch II in  $e$  auf dem kurzen Wege von 105 cm etwa um ein Viertel der Höhe gesunken ist, welche sie noch am Ende des dünnwandigen Schlauches  $b$  (Textfig. 43) innegehabt hatte.

Wenn man nach der graphischen Darstellung der Druckkurven urteilen wollte, so könnte man sich versucht fühlen, anzunehmen, daß auch die Ausbreitung der Welle in dem dickwandigen Schlauche auf dem durchmessenen Wege eine Einbuße erlitten hätte. Damit würde man aber in einen großen Irrtum verfallen, denn die Druckkurve gibt nur über die Druckänderung ihrer einzelnen Phasen und deren zeitlichen Verlauf Auskunft. Über die räumliche Ausbreitung der Welle bleibt sie die Antwort schuldig. Aus andern Gründen, welche wir schon gestreift haben, dürfen wir jedoch den Schluß ziehen, daß die Welle, wenn sie aus dem dünnwandigen Schlauch in den dickwandigen eintritt, zwar an Höhe verliert, an Ausbreitung aber gewinnt. Man darf daher als ziemlich sicher annehmen, daß der zeitliche Ablauf der Welle in dem dickwandigen Schlauche eher eine Beschleunigung als eine Verzögerung trotz größerer Ausbreitung erfährt.

Es war nun noch von Interesse, zu erfahren, wie sich die Druckwelle verhält, wenn wir die Schläuche umschalten, so daß die Welle zuerst den dickwandigen Schlauch passieren muß, ehe sie in den dünnwandigen einfällt. Nach Ausführung dieser mühelosen Umänderung der Schlauchfolge wurde der Wellenzeichner das eine Mal 3 cm vom Ende des dickwandigen Schlauches, das andere Mal 10 cm vom Anfang des dünnwandigen Schlauches aufgestellt. Es ergab sich indessen, daß, um eine einigermaßen ansehnliche Welle am Ende des dickwandigen Schlauches zu erzielen, es nicht genügte, wie bei den vorangehenden Versuchen einen kleinen Teil des Ballons zu entleeren. Der Ballon mußte schon seinen ganzen Inhalt hergeben, um Kurve Textfig. 48 zu erhalten. Hätte ich diese Welle nur 15 cm weiter entfernt, am Anfang des dünnwandigen Schlauches aufnehmen wollen, so würde die ganze Breite des berußten Kartons nicht Raum genug geboten haben, um auf derselben die Kurve unterzubringen. Um dies zu vermeiden, durfte daher nur ein kleiner Teil des Ballons entleert werden. Die Kurve, welche damit am Ende des dickwandigen Schlauches erzielt wurde, war äußerst unscheinbar, wie Textfig. 49 zeigt, stieg aber am Anfang des dünnwandigen Schlauches zu der ansehnlichen Höhe wieder an, wie sie in Textfig. 50 ihren graphischen Ausdruck findet. — Die

II. Volle Ballonentleerung

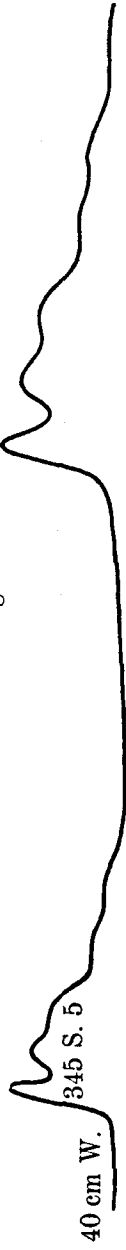


Fig. 48.

II. Partielle Ballon- Entleerung



Fig. 49.

I. Partielle Ballonentleerung

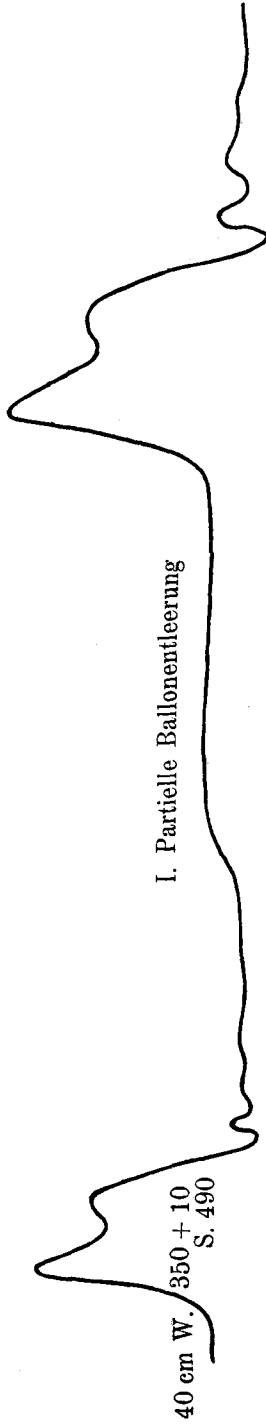


Fig. 50.

II. Dickwandiger Schlauch 345 S. 5 + 500



Fig. 51.

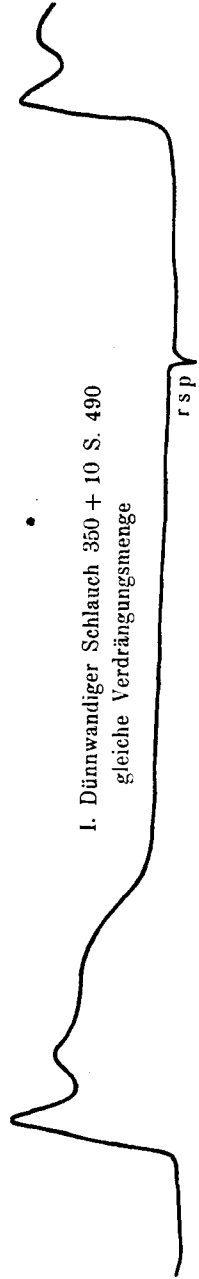


Fig. 52.

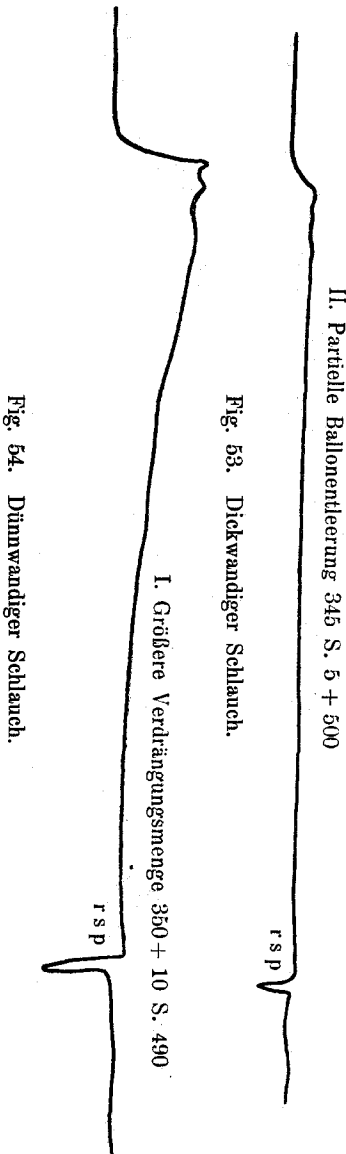
Kurve erhielt hier unbeabsichtigt einen negativen Abfall, was für die gegenwärtige Frage nicht von Belang ist. — Es muß allerdings bemerkt werden, daß das Material des dickwandigen Schlauches durch häufigen Gebrauch schon sehr gelitten und an

Rigidität stark zugenommen hatte. Dieser Versuch zeigt uns jedoch zur Genüge, daß die Höhe der Welle in erster Linie durch die Dehnbarkeit des elastischen Körpers, hier der Schlauchwand, die Ausbreitung dagegen vorwiegend durch die Quantität der verdrängten Flüssigkeit oder auch durch größere Rigidität bzw. Wandstärke beeinflusst wird. Es ist vielleicht nicht überflüssig, zu betonen und zugleich zur Anschauung zu bringen, daß die beiden unter gleicher Flüssigkeitsverdrängung in beiden Schläuchen so verschieden ausfallenden positiven Kurven nach ihrem Verschwinden auch gleiche Druckerhöhung im Schlauche zurücklassen (Textfigg. 51 u. 52), während umgekehrt die mit ungleicher Verdrängung hergestellten Kurven desselben Schlauches auch verschiedene Restspannung der Schlauchwand aufweisen müssen (Textfigg. 53 u. 54).

Aus den vorstehenden Versuchen dürfen wir weiter den Schluß ziehen, daß wenn wir an jedem der beiden Schläuche von genügender Länge gesondert und unter denselben Bedingungen Wellen erregen, die Welle des wandstärkeren Schlauches sich früher erschöpfen wird als diejenige des dünnwandigen.

Auch Grashey <sup>1)</sup> fand (S. 42), daß in dickwandigen Schläuchen die Wellen rascher erlöschen als in dünnwandigen. Wir würden daher mit unserer erstgewählten Zusammenstellung der beiden Schläuche I und II, wo der dickwandige dem dünnwandigen folgte, das Verschwinden der Welle weit eher erreichen, wenn wir, anstatt den Schlauch II noch weiter zu verlängern, ihm einen verhältnismäßig kurzen dritten Schlauch anfügten, entweder von gleicher

Wandstärke, aber kleinerem Durchmesser, oder von demselben Durchmesser und größerer Wandstärke, mit andern Worten Bedingungen herstellten, welche die



<sup>1)</sup> a. a. O. S. 42.

der Welle sich bietenden Widerstände vermehrten. Dasselbe kann wohl auch erzielt werden mit Schläuchen von größerem Durchmesser und gleicher oder geringerer Wandstärke. Doch darüber kann ich ohne vorhergehende Versuche nichts Bestimmtes aussagen.

Wir haben uns bisher mit den Schlauchwellen in elastischen Röhren befaßt, welche durch Verdrängung kleiner Flüssigkeitsquantitäten hervorgerufen wurden, deren Inhalt selbst keine Bewegung oder Strömung darbot, sondern in Ruhe verharrte, während die zur Wellenerregung erforderliche, aus einem Schlauchabschnitt oder Ballon verdrängte Flüssigkeitsmenge sich zwischen Schlauchwand und ruhendem Schlauchinhalt eindringend als Druckwelle mit einer großen Geschwindigkeit dem in ein Druckreservoir einmündenden Ausflußende sich zubewegte.

Wir bedienten uns bisher zur Wellenerregung zweier Methoden, einmal erzeugten wir die Druckwelle durch Verdrängung des Inhalts eines kleinen Ballons oder eines Teiles desselben, indem wir verhinderten, daß während des Wellenverlaufes der entleerte Raum sich wieder füllte. Dadurch erhielten wir sogenannte positive Druckwellen, welche nach ihrem Ablauf eine gleichmäßige Druckerhöhung in dem durchwanderten Schlauche zurückließen, die um so größer ausfiel, je mehr Flüssigkeit verdrängt wurde. Das andere Mal gaben wir den entleerten Raum früher oder später frei, so daß der Ballon durch eine Rückströmung sich wieder füllen konnte. Wir erhielten dann neben der positiven noch eine negative Welle, die wir beide zu einer negativ-positiven Kurve vereinigen konnten, wenn wir der Flüssigkeitsverdrängung sofort die Wiederanfüllung des Ballons oder einen Rückstrom folgen ließen. Eine solche Wellenbewegung hinterließ nach ihrem Ablauf keine Druckerhöhung im Schlauche. Wir vermögen jedoch die Druckwelle auch zur Anschauung zu bringen und zu studieren, wenn der Schlauchinhalt sich in strömender Bewegung befindet. Um dies zu bewerkstelligen, wurde am zentralen Schlauchende das Druckgefäß *H* wieder eingeschaltet und der Ballon seitlich in den Versuchsschlauch eingepaßt. Durch diese Anordnung konnte während der Wellenbewegung eine konstante Strömung in dem Versuchsschlauche unterhalten werden, und die Auspressung einer kleinen Flüssigkeitsmenge aus dem Ballon genügte, um die Schlauchwand in erhöhte lokale Spannung zu versetzen und eine Druckwelle zu erzeugen, die aber diesmal nicht wie bisher nur einen Weg nach dem Ausflußende offen fand, sondern der, wie bei der Welle auf dem Wasser, auch noch ein zweiter Ausweg nach der entgegengesetzten Richtung, d. h. nach dem Druckgefäß, sich darbot. Es ist selbstredend, daß zu unseren Versuchen nur die Druckwelle, welche mit der Strömung denselben Weg verfolgt, Gegenstand der Betrachtung sein wird.

Diese Schlauchwellen bei gleichzeitiger Strömung werden sich voraussichtlich in der Form von den bei ruhendem Schlauchinhalt erzeugten wohl weniger unterscheiden als durch ihre Geschwindigkeit. Ich hatte schon bei dem Studium der Wasserwellen und Seilwellen Gelegenheit gehabt, auf die großen Unterschiede der Geschwindigkeit aufmerksam zu machen, womit sich Wellen fortpflanzen können,

und hatte auch darauf hingewiesen, daß für die Geschwindigkeit der Wellen nicht allein die physikalische Beschaffenheit des schwingenden Körpers, sondern auch die von ihm in gleichzeitige Bewegung gesetzte Masse des in Mitleidenschaft gezogenen Körpers in Betracht komme. Aus diesen Gründen bewege sich die Wasserwelle langsamer vorwärts als die Seilwelle, eine dicke Seilwelle langsamer als eine dünne usw. Es wurde dabei ferner hervorgehoben, daß auch die Spannung des elastischen schwingenden Körpers einen wesentlichen Anteil an der Geschwindigkeit der Wellenbewegung habe, wie die Versuche am gespannten Seile zu beweisen schienen. Auf der andern Seite sei es nicht gleichgültig für die Fortpflanzung der Wellen, ob die Bahn, auf welcher die Welle dahingleitet, sich in Ruhe befinde oder selbst in Bewegung begriffen sei, wie wir dies an den offenen Wasserwellen beobachtet haben. Bei der Wichtigkeit der für die Wellenbewegung in Betracht kommenden einzelnen Faktoren war im voraus zu vermuten, daß auch die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Schlauchwellen ihre Besonderheiten darbieten würde. Da nun die Möglichkeit der graphischen Darstellung der Schlauchwelle auch das Studium der Fortpflanzungsgeschwindigkeit selbst an verhältnismäßig kurzen Schläuchen erleichterte und noch dazu Apparate für die Zeitmessung erfunden wurden, die exakte Resultate in Aussicht stellten, so haben sich schon frühzeitig berufene Männer solcher Hilfsmittel bedient, um die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Wellen nicht allein an den elastischen Röhren, sondern auch an Menschen und Tieren kennen zu lernen. Ich kann auf die Technik derartiger Untersuchungen hier nicht näher eingehen. Wer sich dafür interessiert, möge die Abhandlungen der hierbei in Frage kommenden Autoren: Gebrüder Weber, Donders, Marey, Edgren, Moens, Grashey und unzähliger anderer, namentlich auch die Lehrbücher der Physiologie einsehen.

Wenn nun die bekanntgegebenen Resultate über Wellengeschwindigkeit in elastischen Röhren oft weit auseinandergehen — sie bewegen sich zwischen 10 und 19 m in der Sekunde —, so liegt dies zum Teil an dem Mangel einheitlicher Versuchsbedingungen, ferner daran, daß die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Schlauchwellen und noch mehr die der Pulswellen durch eine große Anzahl von Faktoren beeinflußt werden kann, die bald sich gegenseitig ergänzen, bald einander geradezu entgegenwirken. Endlich kommt auch wohl für die auffallend schwankenden Versuchsergebnisse nicht zum geringsten die Ungleichheit der gewählten Methoden in Betracht. Hierzu ist zu rechnen, daß manche Autoren, anstatt des Durchganges der Wellengipfel die Ankunft der Wellen auf dem Kymographion verzeichneten. Die Welle breitet sich auf ihrem Wege zweifelsohne weiter aus, womit sich ihr zeitlicher Ablauf ändert. Es ist daher sehr wahrscheinlich, daß Grashey auf diese Weise zu der außergewöhnlich großen Wellengeschwindigkeit von 25 m in der Sekunde gelangt ist.

Auch Donders hat die Ankunft der Wellen als Merkmale für die Geschwindigkeit der Fortpflanzung benutzt und kam bei wechselndem Druck zu einer Fortpflanzungsgeschwindigkeit von 10,3—18,9 m in der Sekunde.

Ch. Weber legte in einer gewissen Strecke voneinander entfernt Fühlhebel auf die Schläuche und bediente sich als Zeitmessers der Uhr, was nicht ohne beträchtliche Ungenauigkeiten zu bewerkstelligen war. Später wandte man sich den graphischen Methoden zu unter Anwendung der selbstregistrierenden Quecksilbermanometer oder auch Mareyscher Trommeln, deren Zuverlässigkeit sehr zu wünschen übrig ließ.

Als zeitmessende Apparate kamen Metronome, Stimmgabeln und Elektromagnete in Gebrauch. Grashey bediente sich des Funkeninduktors, welches Verfahren die Fehler der übrigen zweifellos vermeiden, aber auch am kostspieligsten sein dürfte.

E. Weber fand (Ber. d. Sächs. Ges. f. Wiss. 1851), daß bei Zunahme der Tension der Flüssigkeit)<sup>1)</sup> in einem vulkanisierten Kautschukschlauch von 2,75 cm Durchmesser und 0,4 cm Wandstärke die Fortpflanzungsgeschwindigkeit bei einer Zunahme des Drucks von 0,8—350 cm von 1280 bis 1141 cm in der Sekunde herabging; allerdings hatte sich dabei der Schlauchdurchmesser um 0,154 cm vergrößert. Positive und negative Wellen schienen mit derselben Geschwindigkeit fortzuschreiten.

Donders findet bei verschiedenem Druck keinen Unterschied, während Rive, sein Schüler, die Angaben Webers bestätigte, ja sogar noch größere Unterschiede zu verzeichnen hatte.

Marey kam hinwieder zu dem entgegengesetzten Resultat, daß mit der Zunahme des Drucks die Wellengeschwindigkeit wachse. Über die Ursache des Unterschiedes in der Fortpflanzungsgeschwindigkeit bei verschiedenem Druck äußert sich keiner, nur Weber sucht sie in der Veränderung des Durchmessers der Höhle. Über den Einfluß des Durchmessers der Röhre auf die Wellengeschwindigkeit sind andere Autoren nicht gleicher Ansicht. Donders glaubt, daß die Fortpflanzungsgeschwindigkeit in engen Röhren gleichschnell erfolge als in weiten. Marey sagt nur, daß die Geschwindigkeit korrespondiere mit einem gewissen Durchmesser. Welchen Einfluß der Durchmesser auf die Fortpflanzungsgeschwindigkeit ausüben soll, verschweigt er. Darüber, daß der Elastizitätskoeffizient der Röhrenwand auf die Fortpflanzungsgeschwindigkeit einen Einfluß haben soll, scheint man im ganzen einig zu sein.

Wenn Donders' Angabe, daß die Wellen in elastischen Röhren sich um so langsamer fortpflanzen, je größer der Elastizitätskoeffizient ist, wirklich den Elastizitätskoeffizienten  $\frac{1}{E}$  und nicht den Elastizitätsmodulus  $E$  meint, was nach Moens aus einer weiteren Angabe Donders' hervorgeht, die lautet: „Je größer der Elastizitätskoeffizient ist, d. h. je stärker die Wand durch eine gewisse Druckzunahme ausgedehnt wird“, so kann ich nur annehmen, daß Donders sich entweder geirrt oder die Fortpflanzungsgeschwindigkeit mit der

<sup>1)</sup> Diese und die folgenden Angaben sind vorwiegend dem Moensschen Buch entnommen.

Ausbreitung der Welle verwechselt hat. Das letztere scheint mir auch noch dadurch wahrscheinlich, daß er sagt: „Bei dieser großen Geschwindigkeit, mit welcher die Pulswelle fortschreitet, darf man sie sich nicht als eine kurze Welle vorstellen, die längs der Arterien verläuft, sondern so lang, daß nicht einmal eine einzige Pulswelle Platz vom Anfang der Aorta bis zur Arterie der großen Zehe hat.“ Auch andere Forscher sind in diesen Irrtum geraten und berechnen aus der Wellengeschwindigkeit ihre Ausbreitung, wie Weber, Fick, Grashey. Bei Rollett heißt es: „Die Geschwindigkeit der Fortpflanzung der Wellen in elastischen Schläuchen ist also nicht unbedeutend, und daraus ergibt sich, daß die Wellenlänge ebenfalls nicht unbeträchtlich ist. Nimmt man an, daß das Eintreten von Flüssigkeit in den elastischen Schlauch ein Drittel Sekunden andauert, so ergeben sich bei der oben mitgeteilten Fortpflanzungsgeschwindigkeit Wellen von 3,3—6 m Länge.“ Eine solche Berechnung ist aber nicht zulässig; die Ausbreitung hat mit der Wellengeschwindigkeit gar nichts gemein, sie kann schneller als letztere verlaufen und auch weniger schnell, je nachdem die Spannung der Schlauchwand zu- oder abnimmt. Man könnte über die Geschwindigkeit der Ausbreitung nur dann Auskunft erhalten, wenn es gelänge, den Fußpunkt, also den Anfang der Welle, in dem Schlauch zu fixieren in dem Augenblick, wenn sie an dem Orte der Wellenerregung den Gipfel erreicht hat. Dies auszuführen ist aber sehr schwer und meines Wissens noch von niemand versucht worden. Daß aber die Schlauchwelle sowohl wie auch die Pulswelle namentlich bei hoher Wandspannung sehr große und rasche Ausbreitung erfahren können, darf man schon aus dem Verhältnis des die Welle erregenden Flüssigkeitsquantums zu der geringen Ausdehnungsmöglichkeit der Kautschukröhre oder der Arterienwand erschließen.

Weiterhin soll auch die Wanddicke einen Einfluß auf die Wellengeschwindigkeit haben. Bei zunehmender Wanddicke soll nach Marey die Geschwindigkeit zunehmen. Demselben Forscher verdanken wir Versuche über den Einfluß des spezifischen Gewichts der Flüssigkeit. Er konstatierte, daß Zunahme des spezifischen Gewichts die Fortpflanzungsgeschwindigkeit verzögert, und fand das Verhältnis von Wasser zu Quecksilber wie 3,47 : 1. Endlich wird auch der lebendigen Kraft, womit die Welle erregt wird, ein Einfluß auf die Fortpflanzungsgeschwindigkeit zugeschrieben. Weber hat am Darm experimentiert und gefunden, daß die Geschwindigkeit in dem mit Wasser gefüllten Darm größer ist, je nachdem die Kraft, womit die Welle erzeugt wird, bedeutender ist. Diese Geschwindigkeit ist nach W. auch verschieden, je nachdem die Welle positiv oder negativ ist, er findet das Verhältnis der Geschwindigkeiten positiver zu negativen Wellen wie 11 : 7. Dies erscheint nicht weiter befremdlich, weil der Antrieb zur Erzeugung einer positiven Welle unter Umständen eine beträchtlich größere Kraft erfordert als der der negativen Welle. Man darf jedoch nicht außer acht lassen, daß mit der Veränderung der lebendigen Kraft auch die Spannung der Wand bzw. der Elastizitätskoeffizient sich ändert, der nicht bei allen Materialien sich gleich verhält, dessen Einfluß bei elastischem Material aus tierischem Gewebe recht bedeutend



werden kann, während er in den Kautschukröhren sehr in den Hintergrund rückt. Deshalb will auch Weber von derartigen Erscheinungen, wie sie am Darm beobachtet wurden, an Kautschukröhren nichts wahrgenommen haben, was von Donders bestätigt wird.

Wenn dem wirklich so ist, so muß man den Einfluß der lebendigen Kraft auf die Wellengeschwindigkeit vorwiegend dem Elastizitätskoeffizienten zuschieben, der sich in Röhren aus tierischem Gewebe mit Zu- oder Abnahme des Drucks bzw. der Spannung der Röhrenwand beständig in gleichem Sinne ändert, während er in Kautschukröhren annähernd derselbe bleibt.

Wir haben hiermit einen Einblick gewonnen in die Mannigfaltigkeit der Faktoren, welche bei der Beurteilung der Wellengeschwindigkeit in Betracht kommen, über deren Wert selbst die Urteile der Forscher noch vielfach auseinandergehen. Dabei bin ich noch nicht einmal auf die Technik solcher Versuche näher eingegangen, wobei leicht durch geringe Versehen erhebliche Irrtümer unterlaufen können. Ganz abgesehen von den Fehlern, welche nicht zu vermeiden sind.

Ich habe mich selbst, wenn auch nicht eingehend, mit derartigen Geschwindigkeitsmessungen vorübergehend beschäftigt und will mich daher hier damit begnügen, das Ergebnis meiner gewonnenen Resultate mitzuteilen, weil ich nicht allein am Schlauch mit ruhendem, sondern auch bei strömendem Inhalt experimentiert habe.

Der zum Versuch erwählte Kautschukschlauch besaß eine Länge von 9–10 m, einen lichten Durchmesser von 4 mm und  $\frac{3}{4}$  mm Wandstärke. Der Schlauch stand mit einem Druckgefäß *H* in Verbindung, dessen Höhe durch eine Schnur, woran es hing, nach Belieben verändert werden konnte. Die Lage des Schlauches war horizontal. Als Wellenerreger diente der kleine Ballon *I*. Bei ruhendem Schlauchinhalt wurde das Druckreservoir *H'* am Ende, zur Strömung dagegen dasjenige am Anfang des Schlauches *H* in Anwendung gezogen. Die beiden Fühlhebel waren in einem Abstand von 8,5 m voneinander entfernt und am Sphygmographen so angeordnet, daß sie senkrecht übereinander ihre Bewegung in die berußte Fläche der rotierenden Trommel eingruben. Die Entfernungen wurden von Wellengipfel zu Wellengipfel markiert, als Zeitmesser diente ein Doppelelektromagnet, zur Bestimmung des Drucks ein Quecksilbermanometer.

Tabelle I.  
Bei ruhendem Schlauchinhalt.

Nr.	Druck in mm Hg.	Wegstrecke m.	Fortpflanzungs- geschwindigkeit in Meter a. 1 Sek.	Mittel m.
1	0	8,5	12,16	} 12,40
2	0	8,5	12,64	
3	148	8,5	10,50	} 10,75
4	148	8,5	11,00	

Tabelle II.  
Bei strömendem Schlauchinhalt.

Nr.	Druck in mm Hg.	Wegstrecke m.	Fortpflanzungs- geschwindigkeit in Meter a. 1 Sek.	Mittel m.
1	23—20	8,5	14,45	} 14,66
2	24	8,5	14,87	
3	146,5	8,5	14,28	} 14,08
4	146,5	8,5	13,89	

Die Tabelle I lehrt uns, daß bei einer Erhöhung des Drucks von 0 auf 148 mm Hg sich eine Verzögerung der Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Welle von durchschnittlich  $1\frac{1}{2}$  m in der Sekunde ergab.

Aus der Tabelle II geht deutlich hervor, daß Zunahme des Drucks die Fortpflanzungsgeschwindigkeit auch bei strömendem Inhalt verzögert, die Strömung dagegen sie beschleunigt, und zwar mehr beschleunigt bei geringer Stromschnelle oder niederem Druck als bei starker Stromschnelle oder erhöhtem Druck, vorausgesetzt, daß die Wellenbewegung mit der Strömung denselben Weg verfolgt. Diese Tatsachen erscheinen mir nicht unverständlich; wenn wir uns vergegenwärtigen, daß mit Zunahme der Strömung der Seitendruck wachsen muß, daß damit aber auch die fortschreitende Welle vermehrten Widerständen begegnet, welche wiederum verzögernd auf das Fortschreiten der Wellen wirken.

Die Fortpflanzungsgeschwindigkeit erscheint demnach am größten bei niederem Druck und geringer Stromschnelle. Unter diesen Umständen erhielten wir bei 20—24 mm Druck eine Wellengeschwindigkeit von 14,66 m in der Sekunde, während bei 146,5 mm Druck, also auch bei erhöhter Stromschnelle, nur 14 m in der Sekunde notiert wurden.

Moens <sup>1)</sup> fand, daß in Röhren der Elastizitätskoeffizient  $\left(\frac{1}{E}\right)$  mit der Erhöhung des Drucks abnimmt, wie beispielsweise in den Arterien durch Steigerung des Drucks die Fortpflanzungsgeschwindigkeit erhöht, dagegen bei Erniedrigung des Drucks bedeutend verzögert werde (S. 110). Er meint daher (S. 113), daß bei gesunden Blutgefäßen die beobachtete Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Pulses ein Maß für den Blutdruck sein könne.

Ich möchte bei dieser Gelegenheit noch darauf aufmerksam machen, daß es bei der Wellengeschwindigkeitsmessung darauf ankommt, die Fühlhebel möglichst weit voneinander entfernt aufzustellen. Bei den vorstehenden Versuchen betrug die Entfernung 8,5 m, mein zeitmessender Apparat machte 75,25 Schwingungen in der Sekunde. Bei einer Geschwindigkeit von 14 m in der Sekunde kommen etwa 5 Teilstriche oder Schwingungen auf 1 m Geschwindigkeit. Ungenauigkeiten von 2 Teilstrichen bei der immerhin nicht scharf auszuführenden Abgrenzung sind

<sup>1)</sup> a. a. O. S. 110—113.

jedoch nichts Ungewöhnliches. Dies würde aber schon einen Fehler von etwa einem halben Meter Geschwindigkeit bedingen.

Die Schwierigkeiten, welche der Wellengeschwindigkeitsmessung entgegenstehen, sind daher, wie man sieht, nicht gering. Wenn nun auch exakte und einwandfreie Resultate durch keine der angewandten Messungsmethoden erzielt wurden, so erlauben sie doch ein genügend sicheres Urteil über das Verhältnis der Wellengeschwindigkeit zu derjenigen der Strömung, welche letztere wir genau zu messen vermögen. Das Resultat eines derartigen Versuches an einem 3,8 m langen Schlauche von 4,5 mm lichter Weite und  $\frac{1}{2}$  mm Wandstärke ergab bei 118 mm Hg Strömungsdruck eine Stromschnelle von 1040 mm in der Sekunde. Das Verhältnis der Strömung zur Wellengeschwindigkeit wäre demnach ungefähr wie 1 : 12. Die Feststellung dieses Verhältnisses wird, wie wir sehen werden, für unsere späteren Ausführungen noch von Wichtigkeit sein.

Wir haben bisher eine Reihe von Eigenschaften der Schlauchwelle kennen gelernt, welche wir, ehe ich weitergehe, noch einmal zusammenfassend uns vor Augen führen wollen.

1. Die Schlauchwelle, welche ich als positive Welle bezeichnete, kommt in ganz ähnlicher Weise zustande wie die durch einen auf offener Wasserfläche eingeworfenen Stein erzeugte Wasserwelle. Wie diese auf der Wasserfläche von ihrem Entstehungsorte mit einer gewissen Geschwindigkeit sich entfernend dahingleitet, so bewegt sich die Schlauchwelle, welcher Art der Erregung sie auch ihre Entstehung verdanken mag, gleichsam auf der Oberfläche des Schlauchinhaltes schwimmend, von dem einen Ende des Schlauches zu dem andern hin. Da der Schlauchinhalt jedoch keine ebene Fläche darbietet, wie der Wasserspiegel, sondern eine zylindrische, so wird er von der Wellenbewegung umfaßt wie der Baum von seiner Rinde (Textfig. 12), gleichgültig, ob er in Ruhe verharrt oder in Bewegung sich befindet.

2. Die Ortsveränderung der Schlauchwelle ist wie die der Wasserwelle keine Bewegung der Flüssigkeitsmasse, durch welche sie hervorgerufen wird, sondern nur eine Bewegung der Form, welche hier vermittelt wird durch den sie umgebenden elastischen Körper, d. h. die Schlauchwand. Auf dem Wasser ist dieser elastische Körper die umgebende atmosphärische Luft. Genau genommen wird der Schlauchinhalt noch von einem zweiten elastischen Körper beeinflusst, nämlich von der die Röhren umgebenden atmosphärischen Luft. Bei der großen Dehnbarkeit der letzteren gegenüber der Schlauchwand kann ihre Einwirkung auf die Gestaltung der Schlauchwelle nur höchst minimal sein, so daß sie ganz vernachlässigt werden darf.

3. Bei der großen Verschiedenheit der physikalischen Eigenschaften dieser beiden elastischen Materien: Luft- und Schlauchwand, haben wir gefunden, daß auch die von ihnen veranlaßten Wellen ihre Besonderheiten darbieten.

Der in hohem Grade dehnbaren Luft entsprechend erscheint die Wasserwelle

hoch und von geringer Ausbreitung; sie ist daher mit dem Auge leicht zu verfolgen. Die weniger dehnbare Schlauchwand gestattet nur eine sehr geringe Erhebung des Wellengipfels, der erst künstlich für das Auge erkennbar gemacht werden muß. Dahingegen ist ihre Ausbreitung eine außerordentlich viel größere.

4. Wie auf dem Wasser die erst erregte Welle begleitet wird von einer größeren Anzahl nachfolgender, sich sukzessive abflachender Wellen, so sahen wir auch unter gewissen Bedingungen der primären Schlauch- oder Druckwelle noch eine Anzahl Wellen nachfolgen, die von den Wasserwellen, was Form und Anordnung betrifft, sich in keiner Weise unterschieden. Diese Bedingungen fanden wir in möglichster Vermeidung der Spannung der Schlauchwand, welches in verschiedener Weise zu erreichen war, entweder daß wir das wellenerregende Flüssigkeitsquantum verminderten oder die Dehnbarkeit der Schlauchwand erhöhten durch Wahl eines Versuchsschlauches von geringerer Wandstärke. Wurde im Gegenteil die Wandspannung in irgendeiner Weise vermehrt durch Anwendung eines dickwandigeren Schlauches oder durch Verdrängung einer größeren Flüssigkeitsmenge, so sahen wir auch das Verhältnis der primären Druckwelle zu den nachfolgenden Elastizitätswellen sich ändern, und zwar in der Weise, daß, wenn die Druckwelle an Größe zunahm, die Elastizitätswellen ihr gegenüber stetig unscheinbarer wurden. Da aber die Druckwelle mit Zunahme der Wandspannung an Ausbreitung gewinnen muß, was sie an Höhe nicht erreichen kann, so sahen wir ihr Verhältnis zu den nachfolgenden Elastizitätswellen sich auch in der Weise ändern, daß letztere ihr nicht mehr wie vorher nebengeordnet erschienen, sondern gewissermaßen als integrierende Anhängsel auf ihren absteigenden Schenkel hinaufrückten. Aber nicht allein am absteigenden Schenkel hatten wir Elastizitätswellen beobachtet, sondern auch am aufsteigenden, wenn wir die Wellenerregungsmethoden änderten. Wir nannten jene katakrote und diese anakrote Wellen.

5. Weiterhin erfuhren wir, daß die lokale Anspannung, welche die Schlauchwand durch den Eintritt der primären Druckwelle erleidet, zeitlich weit rascher sich vollzieht als die Entspannung, was schon an der graphisch dargestellten Kurve sich erkennen ließ, an der Steilheit des Anstieges und dem allmählichen, weit weniger steilen Abstieg der Kurven. Wir fanden die Ursache für dieses Verhalten darin begründet, daß die Spannung der Schlauchwand gegen einen sehr nachgiebigen Körper, die atmosphärische Luft, erfolgt, die Entspannung dagegen an dem weit weniger oder sogar unnachgiebigen Schlauchinhalt, den die Druckwelle wie eine Manschette umgibt, einen erheblich größeren Widerstand findet.

6. Eine für uns höchst wichtige Eigenschaft der positiven Schlauch- oder Druckwelle haben wir ferner darin kennen gelernt, daß sie nach ihrem Eindringen zwischen Schlauchwand und Schlauchinhalt auf der von ihr rasch durchmessenen Strecke mit der allmählich nachlassenden elastischen Kraft sich schrittweise abschwächt, gewissermaßen sich abschleift und dabei eine gleichverteilte erhöhte Wandspannung hinterläßt, die erst, nachdem die Welle den Schlauch verlassen,

oder auch, wenn er lang genug war, sich erschöpft hatte, durch ein stetiges Nachträufeln sich zu erkennen gibt. Andererseits wurden wir auch mit Schlauchwellen bekannt, welche keine Wandspannung hinterließen, wenn wir der Verdrängung der Flüssigkeit in dem kleinen Ballon eine Ansaugung nach dem entleerten Raum unmittelbar folgen ließen. Wir erhielten dann die sogenannte positiv-negative Schlauchwelle, welche auffallend an das Bild der Seilwelle erinnerte. Die durch die Ansaugung hervorgebrachte Rückwärtsströmung gab dann zu einer neuen Art von Elastizitätswellen Veranlassung,  $r$ ,  $r'$ ,  $r''$ , welche ich Brandungs- oder Rückstoßwellen nannte.

7. Zuletzt sei noch an das Verhältnis zwischen Wellengeschwindigkeit und Strömung erinnert, welches sich nach unseren Untersuchungen, wie ungefähr 12 : 1 stellte.

Von all den aufgezählten charakteristischen Merkmalen der primären Welle interessiert uns nun keines mehr als die Spannung, welche die positive Welle in dem Schlauche zurückläßt, nachdem sie schon die Röhre verlassen oder sich in dem Schlauche aufgerieben hat. Hält man das Ausflußende verschlossen, so ist es selbstverständlich, daß, wenn eine positive Druckwelle der andern folgt, auch die Spannung oder der Druck im Schlauch dem jedesmaligen neu eingetriebenen Flüssigkeitsquantum entsprechend sich steigern muß. Aus dem Verhältnis der Wellengeschwindigkeit zur Strömung ist aber von vornherein zu vermuten, daß auch bei offenem, nicht endlosem Schlauch die Wandspannung sich sukzessive steigern muß, wenn eine Druckwelle der andern folgt, noch bevor die restierende Druckerhöhung, welche die erste Welle zurückläßt, vollständig sich ausgeglichen hat. Es ergibt sich daraus, daß der Schlauchdruck durch unmittelbar nacheinanderfolgende noch so kleine Schlauchwellen in derselben Weise emporgetrieben werden kann, wie wenn man durch ein Druckgefäß den Strömungsdruck stetig erhöht hätte. Der Schlauch mag noch so kurz und die Welle noch so klein sein, einzige Bedingung ist nur, daß der Ausfluß in der Zeiteinheit quantitativ geringer ausfällt als der Zufluß durch die Wellenerregung. Eine darauf zielende experimentelle Untersuchung mußte über diese Frage Aufschluß erteilen.

Ich bediente mich zu diesen und den späteren Versuchen eines Röhrensystems, in welchem die Druckwelle das Ausflußende nicht mehr erreichte, sondern schon vorher erloschen war, d. h. sich erschöpft hatte. Auf Grund unserer früheren Erfahrungen an den beiden ungleichen Schläuchen schien diese Forderung keinen besonderen Schwierigkeiten zu begegnen. Da es mir an Schläuchen fehlte, die die nötige Länge besaßen, versuchte ich dasselbe zu erreichen mit einer Kombination von weniger langen Schläuchen, welche aber durch verschiedene Weite und Wandstärke die erforderlichen Bedingungen zu einer beschleunigten Erschöpfung der Welle führten (Tafel VII). Ich wählte vier Kautschukröhren, welche mir gerade zur Hand waren und die ich in nachfolgender Ordnung miteinander vereinigte:

Nr.	Länge Meter	lichte Weite mm	Wandstärke mm
I	4,27	4,5	0,5
II	3,50	4,0	1,0
III	2,80	7,0	1,5
IV	0,50	1,0	0,5
V	0,05	4,5	0,5

Zwischen Schlauch I und II wurde ein Quecksilbermanometer *M* eingeschaltet und die Stellung des Sphygmographen in der üblichen Weise durch Zahlen rechts und links von *S* angedeutet. Sämtliche Schläuche waren in horizontaler Lage zusammengerollt. Das Ausflußende zur Regulierung des Manometers in seiner Höhe verstellbar. Mit Schlauch I stand ein Druckgefäß *H* in Verbindung, wodurch eine Strömung unter beliebigem Druck unterhalten werden konnte. Die Wellenerregung fand am Anfang des Schlauches I statt, in der Weise, daß durch Fingerdruck das Lumen des Schlauches rasch nacheinander geöffnet und geschlossen wurde. Diese Methode erlaubte, eine beliebig große Anzahl positiver Druckwellen mit möglichst kleinen Flüssigkeitsmengen rasch nacheinander folgen zu lassen, von denen eine einzelne oder selbst mehrere nicht imstande gewesen wären, den ganzen Schlauchinhalt in strömende Bewegung zu setzen.

Zu den nachfolgenden Versuchen war der Manometer in den vom Druckgefäß abgeschlossenen Schläuchen mit offenem Ausflußende nicht genau auf 0 Druck, sondern auf etwa 2 mm Hg unter 0 eingestellt. Dann wurde mit dem komprimierenden Finger Schlauch I an seinem Anfang geschlossen und hinter ihm der Abschluß nach dem Druckgefäß geöffnet, die berußte Trommel in Gang gesetzt und zugleich durch wechselndes Öffnen und Schließen des Versuchsschlauches etwa 120—130mal in der Minute eine Welle nach der andern erzeugt und nach Ablauf der Trommel sofort der Manometerstand abgelesen. Unmittelbar darauf oder auch schon vorher wurde der komprimierende Finger gelüftet und der Strömungsdruck, welcher durch das offene Druckgefäß unterhalten wurde, bestimmt. Dieser betrug bei dem ersten Versuch + 12 mm Hg. Die 21 Wellen der ersten Kurvenreihe hatten aber den Druck von — 2 mm Hg auf + 10 mm emporgetrieben (Textfig. 55). Am Ausflußende war während der Wellenerregung eine nicht unterbrochene Strömung zu beobachten. Vor dem zweiten Versuch wurde das Druckgefäß erhöht, und es lieferte vor Ablauf der Kurven einen Strömungsdruck von + 22 mm Hg. Der durch 22 Wellen erzielte Druck stieg von — 2 auf 15 mm Hg (Textfig. 56). Der dritte Versuch ergab einen Strömungsdruck von 30 mm Hg, und 24 Wellen brachten es von — 2 mm auf + 18 mm Hg (Textfig. 57).

Was ist nun an diesen drei Versuchsreihen, deren einzelne Kurven in ganz ähnlicher Weise erregt wurden wie bei unseren ersten Versuchen, auffallendes zu bemerken?

Es ist jede einzelne Kurve gleichfalls als der graphische Ausdruck einer posi-

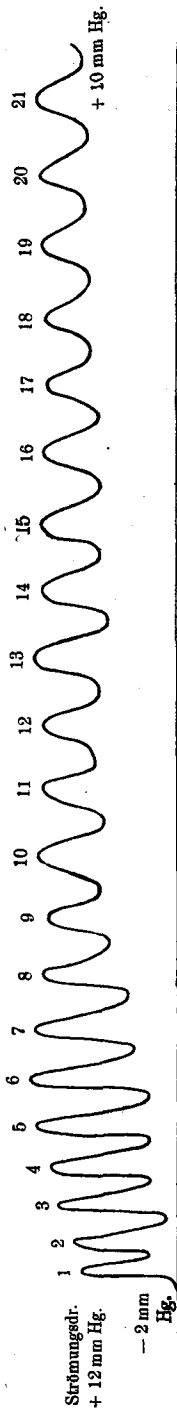


Fig. 55.

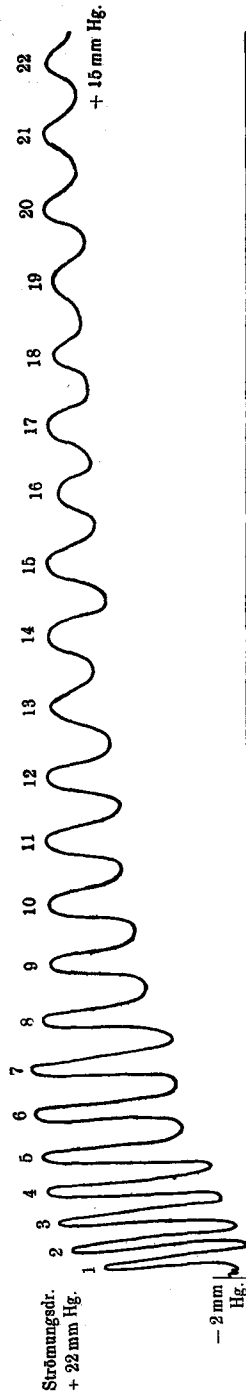


Fig. 56.

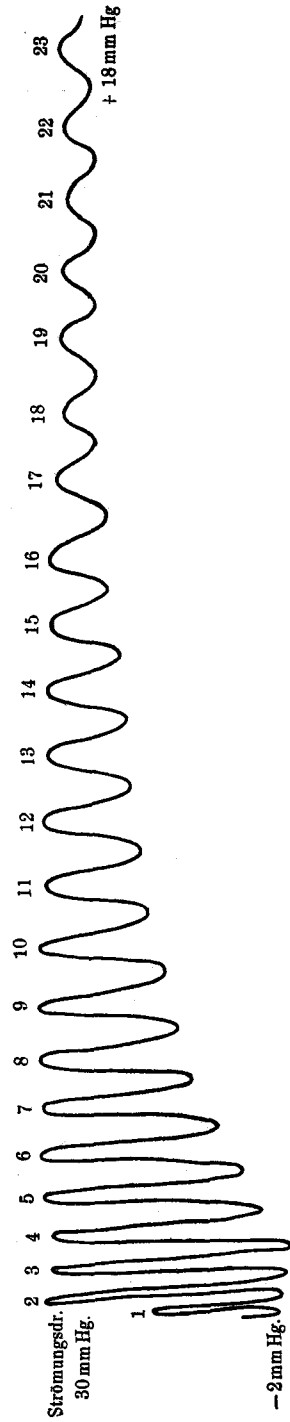


Fig. 57.

tiven Schlauch- oder Druckwelle zu betrachten, die sich aber, was die Form betrifft, wesentlich von der früher in derselben Weise erhaltenen Druckkurve unterscheidet. Denn weder am Aufstieg noch am Abstieg einer jeden Kurve ist von sekundären Elastizitätserhebungen irgendetwas zu bemerken. Die Ursache für dieses Fehlen der Elastizitätsschwingungen ist, wie wir schon hervorgehoben, darin zu suchen, daß an dem aufsteigenden Schenkel eigentlich nur die erste Elastizitätswelle, welche den Gipfel der Kurve bildet, zum Ausdruck kommt, daß aber während ihres Absinkens noch vor Einsetzen der zweiten Elastizitätserhebung eine neue Druckwelle erscheint, wodurch diese vernichtet oder sozusagen verschluckt wird. Aus diesem

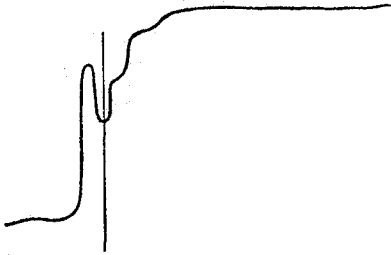


Fig. 58.

Grunde hat der absteigende Schenkel der ersten Druckwelle noch nicht die Fußlinie erreicht, wenn die zweite positive Druckwelle sich erhebt. Daraus ergibt sich von selbst, daß jede der sich auf dem Fuße folgenden Druckwellen eine erhöhte Wandspannung zurückläßt, auf der sich die nächstfolgende Druckwelle aufbaut. Wir sehen deshalb jede der vorstehenden Kurvenreihen von Anfang bis zu Ende an-

steigen. Ein solches stetiges Ansteigen des Drucks haben wir auch an den sich folgenden Elastizitätswellen bei der ersten Wellenerregungsmethode beobachtet. Der Unterschied besteht nur darin, daß dort der konstante Zufluß die Druckerhöhung vermittelte, in den vorliegenden Versuchen jedoch allein die rasch aufeinander folgenden Druckwellen, deren zugehörige Elastizitätswellen durch jede nachfolgende Druckwelle gewissermaßen abgeschnitten oder vernichtet werden (Textfig. 58). An der Druckerhöhung hat hier das druckliefernde Reservoir keinen Anteil, sie ist einzig und allein auf die Restspannung zurückzuführen, welche jede Druckwelle hinterläßt. Die Kontrolle durch das eingeschaltete Manometer hat ergeben, daß in der ersten Reihe bei der 21. Welle der Druck oder die Schlauchspannung von  $-2$  mm schon auf  $+10$  mm Hg sich erhoben hatte. Bei der zweiten Reihe war mit der 22. Druckwelle der Schlauchdruck schon auf  $+15$  mm Hg gestiegen, bei der dritten sogar auf 18 mm Hg. Die Zunahme des Drucks, welche durch die positiven Schlauchwellen verursacht wurde, hätte sich trotz gleichzeitigen und stetigen Ausflusses noch weiter erhöht, ja würde den Strömungsdruck sogar überflügelt haben, wenn die Zahl der Wellen hätte vermehrt werden können oder wenn der berußte Karton länger gewesen wäre.

Es wird uns an den vorliegenden Kurvenreihen ferner auffallen, daß mit dem Ansteigen des Druckes eine gleichzeitige Abnahme der Höhe der einzelnen Kurven einhergeht, was begreiflicherweise mit der Zunahme der Wandspannung in Zusammenhang steht. Aus demselben Grunde erscheinen auch die Finalkurven der ersten Reihe größer als diejenigen der zweiten, während die der dritten Reihe am kleinsten ausgefallen sind. Umgekehrt dagegen ist das Verhältnis der Initialkurven.



Dies erklärt sich daraus, daß jede der drei Wellenreihen mit derselben Wandspannung, d. h. — 2 mm Hg, beginnt, das wellenerregende Flüssigkeitsquantum aber mit der Erhöhung des Druckgefäßes in der Zeiteinheit zunehmen muß und deshalb das gleichschlaife Rohr mit der Vermehrung der in der Zeiteinheit in den Schlauch eintretenden Flüssigkeitsmenge eine größere Ausdehnung erfahren muß.

Es bleibt nur noch eine Frage zu beantworten, die wir schon vor Beginn dieser Versuche hätten stellen sollen.

Hatte das kombinierte Schlauchsystem unseren Anforderungen genügt, d. h. war die Druckwelle vor dem Ausfluß vollkommen erloschen oder ließen sich noch Spuren davon, d. h. stoßweise Entleerungen, wahrnehmen?

Dem Auge wenigstens bot der Ausflußstrahl nicht den geringsten Anhalt dafür, daß die Welle den Ausgang des Endschlauches überdauert habe. Vom Anfang bis zum Ende der drei Versuchsreihen erschien der Ausfluß stetig und gleichmäßig, wie der Strahl aus einer beständig laufenden Brunnenröhre. Dessen ungeachtet

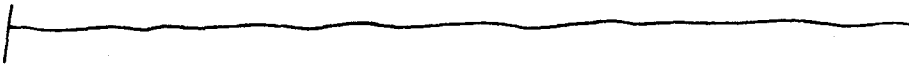


Fig. 59.

wurde eine feinere Prüfung mit dem sehr empfindlichen Sphygmographen vorgenommen, und zwar zuerst an dem kurzen Zwischenstück V, welches die Verbindung von III und IV vermittelte (Tafel VII). Es ergab sich, daß bei 16 m Wellen- und 23 mm Strömungsdruck noch sichtbare Spuren von Wellenbewegung sich zeigten, wenn die Fühlfeder des Wellenzeichners möglichst leicht anlag (Textfig. 59). Wurde dagegen der Fühlhebel des Sphygmographen am Schlauch IV 30 cm vom

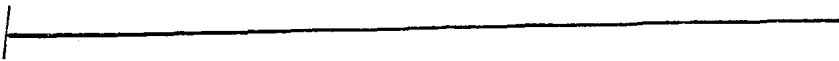


Fig. 60.

Ausflußende entfernt, selbst bei sehr schwach berußer Trommel aufgestellt, so verzeichnete er bei 15 mm Hg Wellen- und 25 mm Hg Strömungsdruck nur noch eine gerade Linie, welche von Wellenbewegungen nichts mehr erkennen ließ (Textfigur 60). Es ist damit der Beweis geliefert, daß die Druckwellen innerhalb des gewählten Schlauchsystems sich vollkommen erschöpft hatten, bevor sie das Ausflußende erreichten.

Eine weitere Frage knüpft sich hieran: Wie hat man sich das Zustandekommen der Strömung im Schlauche zu denken, wenn eine Druckwelle der andern folgt?

Vollzieht sich die gleichmäßige Strömung erst, nachdem die Wellenbewegung erloschen, oder, wie Weber meint, reflektiert ist, und ist bis dahin die Strömung im Innern des Schlauches unregelmäßig, in der Weise, wie man es durch sogenannte Volumpulse nachweisen zu können glaubte, daß der systolischen Phase der Welle eine beschleunigte, der diastolischen Phase eine verzögerte Strömung entspreche, daß ferner die Negativitäten der Tachogramme (v. Kries) auf den Durchgang

von Reflexwellen deuten, welche die Strömung vorübergehend retardieren, also ungleichmäßig machen, oder ist der Vorgang auf andere Art zu erklären?

Die Frage erscheint mir nach unseren bisherigen Studien nicht schwierig zu beantworten. Diese haben uns gezeigt, daß die Druckwelle ihren Weg durch den Schlauch mit einer großen Geschwindigkeit durchheilt, indem sie auf den Schlauchinhalt selbst nicht im mindesten störend einwirkt, sondern ihn sogar schonend umgeht. Sie läßt aber unter allen Umständen eine erhöhte Wandspannung zurück, die auf den Schlauchinhalt sich übertragen muß, das einzige, was letzterer von der Wellenbewegung zu erdulden hat. Die der ersten unmittelbar nachfolgende zweite Druckwelle betritt den Schlauch in der Spannung, welche die erste Welle hinterlassen, und ist, wie diese, die Ursache zu einer erhöhten Spannung. Folgen danach noch mehr Druckwellen, so nimmt, wie wir gesehen haben, die Wandspannung in derselben Progression zu. Da der Schlauch aber eine Ausflußöffnung hat, der flüssige Inhalt aus leicht beweglichen Körperchen besteht, so werden diese durch den Druck, welchen die gespannte Schlauchwand auf sie ausübt, dahin zu drängen gesucht, wo ihnen der geringste Widerstand geboten wird. Das ist aber nach dem Ausflusse hin. Hat demnach die zunehmende Spannung, welche durch die einander folgenden Druckwellen hervorgerufen wird, die Höhe erreicht, daß sie den Widerstand, den die träge Masse des Schlauchinhaltes ihr entgegensetzt, überwinden kann, so muß bei weiterer Steigerung des Druckes der gesamte Schlauchinhalt in gleichzeitige und gleichmäßige Bewegung nach dem Ausflusse hin geraten. Wir ersehen daraus, daß die Wellenbewegung in dem Schlauch mit der Strömung selbst durchaus nichts zu tun hat, daß die letztere allein durch die Wandspannung, welche die Druckwellen hinterlassen, hervorgerufen und unterhalten wird.

Es scheint mir daneben nicht ohne Interesse, zu erfahren, wie Volkmann<sup>1)</sup> diesen Vorgang sich zurechtgelegt hat, er äußert sich darüber folgendermaßen: „Offenbar ist das Maß der Geschwindigkeit für eine Flüssigkeit, welche durch Röhren fließt, durch die Masse gegeben, welche in einer bestimmten Zeit aus der Röhre abfließt. Denken wir uns nun den Schlauch in viele kleine Abschnitte zerlegt, so fließt während der Zeit des Stoßes aus dem Ende des ersten Abschnittes das sämtliche Wasser, welches der Stoß in die Röhre treibt, ausgenommen eine kleine Quantität, welche benutzt wird, um diesen Abschnitt auszudehnen. Aus dem zweiten Abschnitt fließt die ganze Masse, welche der Röhre übergeben wurde, mit Ausnahme zweier kleiner Quantitäten, welche sowohl den ersten als auch den zweiten Abschnitt erweitern usw., kurz aus jedem folgenden Abschnitt fließt etwas weniger Wasser ab als aus dem nächstvorhergehenden, und folglich erleidet die Stromschnelle, inwiefern sie vom Stoße abhängt, vom Anfang des Rohres gegen das Ende hin eine stetige Verminderung.“ Weiterhin sagt er: „Die Bewegung des Fluidums hängt aber im vorliegenden Falle nicht bloß vom Stoße ab, das Wasser fließt auch, wenn der Stoß vorüber ist, weil der ausgedehnte Schlauch ver-

<sup>1)</sup> a. a. O. S. 110.

möge seiner elastischen Kraft sich zusammenzieht und das von der durchrollenden Welle zurückgelassene austreibt. Diese von der Elastizität abhängige Bewegung verhält sich genau umgekehrt wie die vom Stoße verursachte. Das Ende des ersten Röhrenabschnittes entleert nämlich die Wassermenge, durch welche er ausgedehnt wurde. Das Ende des zweiten Abschnittes entleert die zwei Wassermengen, welche den ersten und zweiten Abschnitt erweiterten usf., kurz, jeder nächstfolgende Abschnitt entleert mehr als der nächstvorhergehende, womit erwiesen ist, daß die Geschwindigkeit der Strömung im Zeitraume der Pause von der Einflußöffnung des Schlauches gegen die Ausflußöffnung progressiv zunimmt.“

Volkman stellt sich also die Stromschnelle vor als hervorgerufen durch zwei gewissermaßen reziprok zusammenwirkende Faktoren, der Stoßkraft einerseits und der Elastizitätskraft der Schlauchwand andererseits. Die erste entfaltet ihre Vollkraft am Anfang des Versuchsschlauches und nimmt von da bis zum Ausflußende stetig ab. Bei der zweiten ist es gerade umgekehrt, sie beginnt mit minimaler Spannung der Schlauchwand, die erst am Ende ihren Höhepunkt erreicht. Also auch von Volkman wird der Wandspannung der Röhre ein Einfluß auf die Strömung zugestanden, wenn auch nicht ausschließlich. Immerhin würde nach dieser Erklärung eine über die ganze Röhre sich erstreckende gleichmäßige Strömung zustande kommen, nur fehlt es der Theorie an jeder experimentellen Stütze.

Noch auf eine Besonderheit möchte ich bei den drei vorliegenden Kurvenreihen hinweisen. Es muß dem Beobachter auffallen, daß die mit Zunahme des Drucks an Höhe stetig abnehmenden Einzelkurven gleichzeitig an Ausbreitung zu gewinnen scheinen. Man muß indessen beachten, daß die Form der Kurve über die Ausbreitung der Welle keine Auskunft gibt, sondern nur über ihren zeitlichen Ablauf. An den hier dargestellten Kurven ist jedoch die scheinbare Verbreiterung allein auf den ungleichmäßigen Gang der Trommel zu beziehen, der vom Beginn des Umgangs bis zu seinem Ende stetig an Geschwindigkeit abnimmt. Dahingegen schien es von Interesse, zu untersuchen, ob das zeitliche Verhältnis der einzelnen Kurven oder von Teilen derselben beim Wechsel des Drucks dasselbe blieb, oder ob auch hier eine Veränderung sich nachweisen ließ, die wieder umgekehrt ein Urteil über den gerade im Schlauch herrschenden Druck gestattete. Eine solche Untersuchung war insofern von großer Wichtigkeit, als man bisher der Beurteilung des Blutdrucks aus der Pulscurve wenig oder gar keine Bedeutung zuschrieb, obgleich man doch auffällig genug erkannte, daß die Pulscurve bei Wechsel des Drucks auch ihre Form in charakteristischer Weise änderte. So wird widerspruchslos angenommen, daß die sogenannte trikrote Pulsform einem höheren Blutdruck entspricht, die dikrote dagegen auf eine niedere Spannung der Arterienwand hinweist<sup>1)</sup>. Ich entschloß mich daher zu einer Wiederholung der letzten Versuche, diesmal aber mit Zeitbestimmung. Zu diesem Ende bediente ich mich des Apparates, welcher schon bei der Messung der Wellengeschwindigkeit sich bewährt

<sup>1)</sup> Vgl. hierzu J. Trautwein, Die verschiedenen Formen der Pulscurve mit Berücks. ihres zeitl. Ablaufes. Verh. d. XVI. Congr. f. inn. Med. S. 527.

hatte, bestehend aus zwei Elektromagneten, von denen der eine durch ein Pendel unterbrochen wurde, und zwar hundertmal in der Minute, während der Fühlhebel des andern diese Abschnitte wiederum in 45 Teile oder Schwingungen zerlegte. Die Fühlhebel der beiden Elektromagnete mußten senkrecht untereinander die berußte Fläche der Trommel leicht berühren. Dazu wurden feine Spitzen aus Gänsekielen geschnitten. Da der zweite Elektromagnet in  $\frac{1}{100}$  Minute 45 Schwingungen ausführte, so kamen für die Sekunde 75 Schwingungen in Betracht. Es war nun zunächst darauf zu achten, den Umlauf der berußten Trommel so zu regulieren, daß die Phasen der Kurve möglichst scharf hervortraten und bequem markiert werden konnten. Der Gang der Trommel durfte daher nicht zu schnell und nicht zu langsam gewählt werden. Die exakte Durchführung derartiger Versuche, bei denen es sich meist um sehr kleine Zeiträume handelt, erfordert eine ganze Reihe von Vorsichtsmaßregeln, die rein technischer Natur sind, auf die ich jedoch hier nicht eingehen will, deren Nichtbeachtung aber die Genauigkeit der Resultate sehr beeinträchtigen kann. Aus diesen Gründen sind solche Versuche nicht so einfach, als sie auf den ersten Blick erscheinen möchten. Erstes Erfordernis sind natürlich exakt gearbeitete Apparate. Die Textfig. 61 stellt eine solche Kurvenreihe mit Zeitbestimmung dar, wovon nur einzelne Kurven zur Berechnung dienten. Ich hatte dabei zunächst nur die Phase der Druckwelle im Auge, welche ihrer peripherischen Ausbreitung entspricht, weil sie am sichersten sich abgrenzen läßt. Die 13 Wellen hatten bei 20 mm Hg Strömungsdruck nur eine Druckerhöhung von 6—16 mm Hg zur Folge. Zur Berechnung wurden verwandt die 3., 4., 8., 11. und 12. Welle, welche für den Aufstieg Schwingungszahlen von 12, 10, 9, 8, 5, 8 = 0,16, 0,133, 0,12, 0,113, 0,06 Sekunden ergaben.

Danach hätte man ja annehmen dürfen, daß mit Zunahme des Drucks die Ausbreitung der Welle stetig rascher erfolge. Indessen die Wiederholung der Versuche auch bis zu höherem Druck ergab nicht immer einheitliche Resultate. Ich schob die Ursache dieser Unregelmäßigkeiten auf die für diese Versuche nicht geeignete Methode der Wellenerregung; denn es ist leicht einzusehen, daß, wenn zu Anfang des Versuches der Schlauchinhalt auf Null Druck steht, das Druckreservoir aber einen Druck von 35—40 mm Hg liefert, bei der ersten Welle ein größeres Quantum unter dem sich lüftenden Finger in das auf 0 Druck stehende Schlauchsystem eintreten wird, als wenn bei den nun folgenden Spannungswellen der Druck in dem letzteren sukzessive zu steigen beginnt und deshalb das wellenerregende Flüssigkeitsquantum sich in der Zeiteinheit vermindern muß. Andererseits konnte der eben angewandten Wellenerregungsmethode der Vorwurf gemacht werden, daß die von uns nur der Einwirkung der sich einander folgenden Spannungswellen zugeschriebene Erhöhung des Schlauchdruckes nebenbei doch noch durch das Druckreservoir beeinflusst werden könnte. Dazu kam noch, daß bei der unmittelbaren Aufeinanderfolge der Spannungswellen eine scharfe Abgrenzung der Fußpunkte des aufsteigenden Teiles der einen Kurve von dem absteigenden Teile der nächstvorhergehenden Kurve oft außerordentlich erschwert wurde. Diese

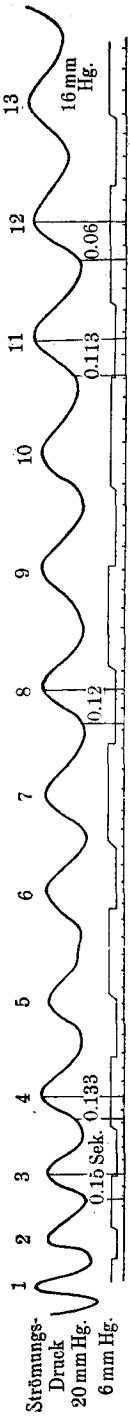


Fig. 61.

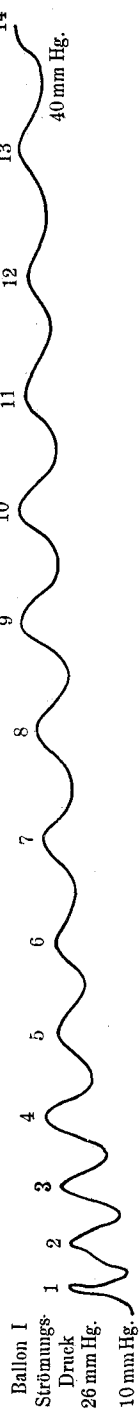


Fig. 62.

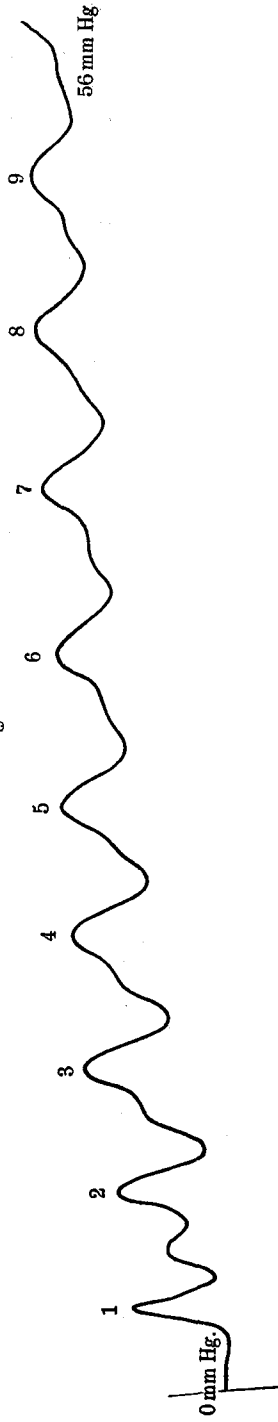


Fig. 63.



Fig. 64.

Schwierigkeit wird noch vermehrt, wenn diese Wellen nicht rasch genug aufeinander folgen, so daß dann zwischen zwei Spannungswellen in den Aufstieg der einen sich eine Elastizitätswelle der unmittelbar vorhergehenden Spannungswelle einmischt und dadurch die Abgrenzung unsicher macht, wie man aus der Kurvenreihe Textfig. 62 zur Genüge erkennen kann.

Auf diese Erwägungen hin entschloß ich mich zu einer Umänderung der Wellenerzeugungsmethode, welche zunächst erlaubte, den Einfluß des Druckgefäßes ganz zu umgehen und gleichzeitig das wellenerregende Flüssigkeitsquantum gleichmäßig zu gestalten. Ich wählte dazu den kurzen Abschnitt eines Kautschukschlauches von etwa 10 cm Länge, 10 mm lichter Weite und 2,5 mm Wandstärke. In diesem Schlauchstück befestigte ich zwei kleine Kautschukventile, wie man sie zu kaufen bekommt und welche sich nur durch einen schmalen Spalt zum Durchlaß der Flüssigkeit öffnen, aber keine Flüssigkeit zurücktreten lassen. Beide Ventile waren so eingefügt, daß sie nach dem Ausfließen des Versuchsschlauches hin sich öffneten, nach der entgegengesetzten Richtung sich schlossen. Dieses Schlauchstück wurde nun zwischen Druck- oder jetzt vielmehr Schöpfgefäß  $H'$  und Versuchsschlauch I eingeschaltet (Tafel VII).

Das Flüssigkeitsquantum, welches der Raum zwischen den beiden Ventilen förderte, wenn man ihn mit Zeigefinger und Daumen auspreßte, betrug durchschnittlich 1,5 ccm. Um die prompte Zufuhr zu der kleinen ballonartigen Höhle durch das erste Ventil zu sichern, genügte ein Druck des Schöpfreservoirs  $H'$  von 15–20 cm Wasser. Es war also bei dieser Vorrichtung der Einfluß eines Druckgefäßes auf die Spannung in dem Schlauchsystem sicher ausgeschlossen. Dies erhellt daraus, daß schon 14–17 Pulsationen oder nacheinander folgende Spannungswellen genügten, um den Druck des Versuchsschlauchs auf 30 mm Hg zu erhöhen. Außerdem kam zur Wellenerregung stets dasselbe Flüssigkeitsvolum zur Verdrängung. Es stellte sich jedoch heraus, daß bei dieser Methode der Wellenerregung die Aufeinanderfolge der einzelnen Druckwellen nicht so prompt zu erzielen war wie vorher, weil der entleerte Raum durch das enge Ventil sich nicht so rasch wieder füllte. Es kam daher zwischen zwei Druckwellen oft noch eine Elastizitätswelle, bald mehr bald weniger ausgeprägt, zum Vorschein, was wir doch vermeiden wollten (Textfig. 63). Die schärfere Ausprägung der Kurvenreihe (Textfigur 64) wurde erzielt durch den langsameren Umgang der Trommel, was wohl der Abgrenzung zugute kam, aber zur Zeitmessung nicht geeignet erschien; kurz die auf diese Weise dargestellten Kurvenreihen entsprachen noch weniger unseren Anforderungen als die, welche wir durch wechselnde Fingerkompression erhalten hatten.

Dagegen ließ sich mit diesem kleinen Ventilballon sehr leicht der Druck im Versuchsschlauch auf einer beliebigen Höhe längere Zeit konstant erhalten, wenn man durch eine Anzahl Ballonentleerungen die Quecksilbersäule des Manometers auf eine gewünschte Höhe trieb und dann, den Stand des Manometers im Auge behaltend, die Ballonentleerungen so aufeinander folgen ließ, daß der eingenommene

Stand der Quecksilbersäule unveränderlich derselbe blieb. Dies war ohne Schwierigkeit in zweierlei Weise zu erreichen, entweder daß man die Frequenz der Ballonentleerungen nach Bedürfnis variierte oder das Förderungsquantum der Entleerung änderte.

Die beiden Kurvenserien (Textfigg. 65 u. 66) beweisen am deutlichsten, in welcher exakten Weise sie zur Darstellung gekommen sind. Die eine bei 60 mm Hg, die andere bei 16 mm Hg.

Da aus naheliegenden Gründen die Intervalle der einzelnen Kurven hier erheblich größer ausfallen mußten, als sie in den Reihen, wo der Druck durch die sich folgenden Wellen stetig in die Höhe getrieben wurde, so sehen wir neben der Druckwelle auch die zugehörigen Elastizitätswellen  $S'$ ,  $S''$  deutlich zum Ausdruck kommen. Dieser Versuch ist noch insofern interessant, als man sich darnach ein Verdrängungsquantum vorstellen kann, das bei gleichbleibender Ausflußöffnung in regelmäßigen Intervallen den Schlauchdruck auf derselben Höhe zu halten vermag, oder daß ein beliebig gewähltes Förderungsquantum denselben Effekt erreicht, wenn es gelingt, die Ausflußöffnung dementsprechend zu regulieren, d. h. entweder zu verengern oder zu erweitern. Solche Kurvenreihen mit gleichzeitiger Zeitmessung würden aber unserem Zwecke nur dann dienen, wenn wir imstande wären, die gleiche Förderungsmenge zur Aufrechterhaltung eines beliebigen konstanten Druckes anzuwenden. Das hat aber seine Schwierigkeiten, indem wir dann auch eines exakt arbeitenden Regulators am Ausflußende bedürften. Ich hielt mich daher mit solchen Versuchen nicht weiter auf, sondern trieb den Schlauchdruck durch rasch aufeinanderfolgende Druckwellen bis zur gewünschten Höhe und ließ dann mit voller Entleerung des Ballons eine von Zeitmessung begleitete Druckwelle folgen. Dies war, wie sich zeigte, bis zu einem gewissen Grade exakt auszuführen, mit der Einschränkung jedoch, daß bei jedem Umlauf der Trommel nur eine brauchbare Welle erhalten wurde, da der Druck

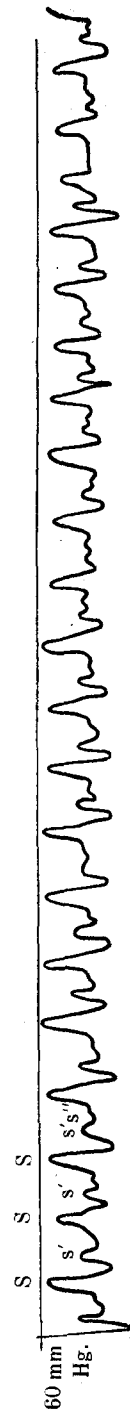


Fig. 65.



Fig. 66.

infolge des gleichzeitigen Ausflusses sofort wieder sank und durch erneute Wellenerregung auf dieselbe Höhe gebracht werden mußte, ehe eine zweite zur Zeitbestimmung geeignete Kurve verzeichnet werden konnte. Mittlerweile war aber die Trommel abgelaufen. Wegen dieser Umständlichkeit, wozu sich auch noch die erschwerte Handhabung des Sphygmographen gesellte, dessen Fühlhebel mit dem Schwanken des Drucks die Lage beständig wechselte und dessen Regulierung einen gewandten Assistenten erforderte, habe ich neben vielen Fehlversuchen nur wenige

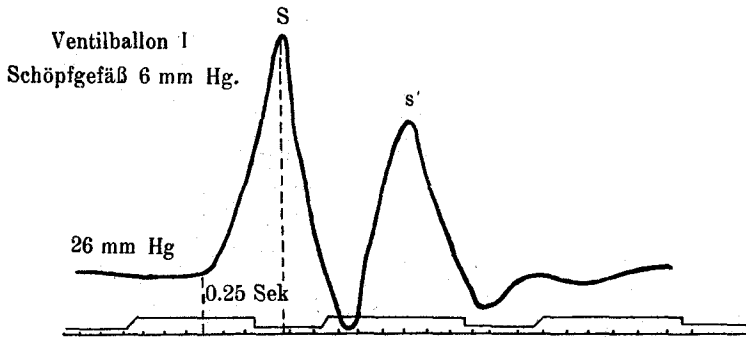


Fig. 67.

einwandfreie Kurven bei verschiedenen Druckhöhen erzielt, von denen beispielsweise hier zwei Raum finden mögen (Textfigg. 67 u. 68). Die erste Kurve wurde registriert bei einer Druckerhöhung von 26 mm Hg, die zweite Kurve von 56 mm Hg. Der Anstieg oder die peripherische Ausbreitung der ersten zählt 19 Teilstriche, dauerte also 0,253 Sekunden, derjenige der zweiten Kurve mit 9 Teilstrichen dauerte demnach nur die Hälfte der Zeit der ersten. Wenn man

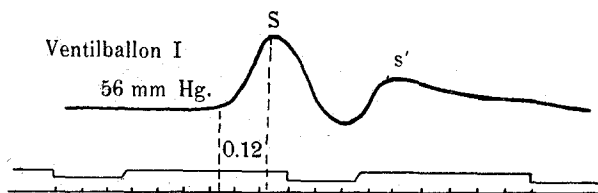


Fig. 68.

die unvermeidlichen Fehler bei derartigen Versuchen auch hoch einstellt, so scheint aus den vorstehenden beiden Kurven mit Gewißheit der Schluß berechtigt, daß bei hohem Druck die Ausbreitung zeitlich rascher erfolgt als bei niederem.

Wegen der immerhin schwierigen Ausübung dieser Methode versuchte ich noch in anderer Weise Gewißheit über das fragliche Zeitverhältnis zu gewinnen. Doch möchte ich noch aus den auf die zuletzt geübte Weise gewonnenen Versuchsergebnissen eines Kurvenpaares Erwähnung tun, welches unfreiwillig dadurch zu-



stande kam, daß ich erst mit zu geringer Kraft den Schlauch zusammendrückte und auf dem Fuße, wie um das Versehen wieder gut zu machen, mit größerer Energie komprimierte. Es entstanden dadurch zwei direkt aufeinander folgende Wellen, die sich, da die eine mit halber, die andere mit ganzer Kraft erregt wurde, auch in der Größe unterschieden (Textfig. 69). Die Zeitmessung ergab jedoch für die peripherische Ausbreitung keine merklichen Unterschiede. Der Aufstieg der ersten Spannungswelle zählte 18, der der zweiten höheren 17 Teilstriche. Nach diesem Resultat müßte man den Schluß ziehen, daß die peripherische Ausbreitung von Wellen, die bei gleicher Wandspannung mit ungleicher Kraft hervorgerufen werden, ihren zeitlichen Ablauf nicht ändert, wenigstens nicht bei Kautschukröhren. Das scheint mir unwahrscheinlich im Hinblick darauf, daß mit der geringeren Kraft auch ein kleineres Flüssigkeitsquantum ausgepreßt wird, und deshalb die Spannung der Schlauchwand nicht gleich sein kann, wenn auch der Elastizitätskoeffizient derselbe bleibt. Zur Entscheidung dieser Frage kann ein einziges Beispiel natürlich nicht genügen.

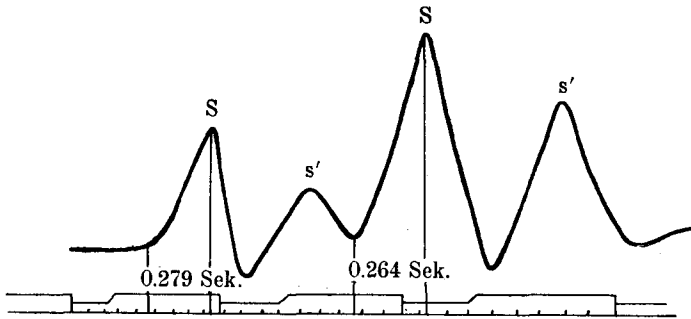


Fig. 69.

Um das störende Fallen des Druckes während des Versuches und damit die Unruhe der Fühlfeder zu vermeiden, schritt ich zu einer Veränderung der Versuchsmethode. Dies wurde ermöglicht durch Verschluß des Ausflußendes. Damit wurde allerdings nicht allein die Strömung ausgeschlossen, sondern auch durch jede folgende Welle der Druck erhöht und zweifellos auch die Ausbreitung der Welle beeinflusst. Das relative Verhältnis des Zeitablaufes bei wechselndem Druck konnte indessen durch diese Abänderung zur Beantwortung unserer Frage keine Störung erleiden.

Auch eine Beeinflussung der Wellenbewegung selbst durch etwa auftretende Reflexionen von seiten des geschlossenen Schlauchendes war nicht zu befürchten, da, wie wir gesehen haben, in unserem Schlauchsystem die Welle sich erschöpft hat, noch ehe sie das Ende erreicht.

In den folgenden Versuchen, bei denen es meist gelang, drei Kurven auf einen Umgang der Trommel zu bringen, wurde mit niederem Druck begonnen und zu höherem aufgestiegen, wie aus nachfolgender Tabelle zu ersehen ist:

Fig.	Druckanstieg während eines Umlaufs d. Trommel mm Hg.	Teil- striche	Zeit in Sek.	Teil- striche	Zeit in Sek.	Teil- striche	Zeit in Sek.
70	0 — 16	a) —	—	b) 11	0,15	c) 11,5	0,153
71	16 — 36	a) 13?	0,17	b) 11,5	0,153	c) 10	0,13
72	36 — 60	a) 11?	0,15	b) 9,5	0,126	c) 10	0,13
73	52 — 66	a) 9	0,12	b) 9,5	0,12	c) 9	0,12
74	76 — 96	a) 9	0,12	b) 8,5	0,113	c) 8,25	0,11
75	96 — 116	a) 8,5	0,113	b) 7,5	0,10	c) 8,5	0,113

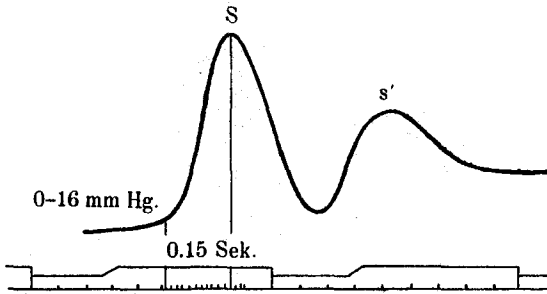


Fig. 70.

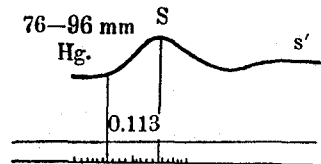


Fig. 74.

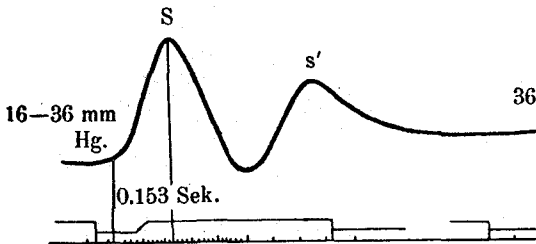


Fig. 71.

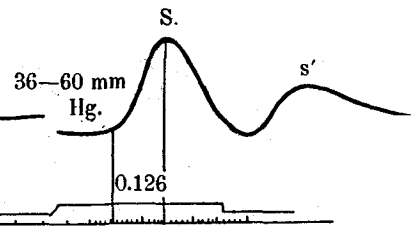


Fig. 72.

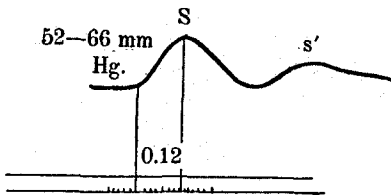


Fig. 73.

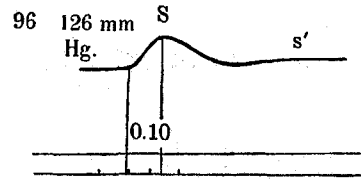


Fig. 75.

Aus diesen Kurven, von denen nur diejenigen der mittleren Kolumne hier figürlich wiedergegeben sind, ist ebenfalls eine Zunahme der Geschwindigkeit in der Ausbreitung des aufsteigenden Kurvenschenkels mit der Erhöhung des Drucks nicht zu verkennen. Bei den kleineren Kurven höheren Drucks sind allerdings die Fußpunkte nicht so scharf abzugrenzen wie bei denjenigen niederen Drucks.

Noch auf eines möchte ich hier aufmerksam machen. Die den vorliegenden Kurven nachfolgenden Nebenwellen dürfen nicht etwa als Brandungs- oder Rückstoßwellen angesehen werden, sondern sie sind ausschließlich Elastizitätswellen, die Begleiter der primären Druckwellen. Als Brandungswellen können sie nicht gelten, da eben bei dieser Wellenerregungsmethode nur positive Wellen erregt und deshalb ein Rückstrom vermieden wurde. Daß die erste Elastizitätswelle hier nicht, wie wir es sonst sahen, am absteigenden Schenkel der Druckkurve schon erscheint, sondern ihr, wie auf der Wasseroberfläche, nebengeordnet ist, muß man dem geringen Förderungsquantum zuschreiben, welches die Schlauchwand selbst bei erhöhtem Schlauchdruck nur in mäßige Lokalspannung zu versetzen vermag.

Um auch das zeitliche Verhalten der peripherischen Ausbreitung der positiv-negativen Druckwelle kennen zu lernen, wurde das vordere Ventil ganz entfernt, so daß nur ein Ventil das Schöpfreservoir vom Versuchsschlauch trennte. Wurde bei dieser Anordnung dicht hinter dem Ventil, also peripherwärts von demselben, durch Kompression des Ventilschlauches eine kleine Flüssigkeitsmenge in derselben Weise wie vorher verdrängt und darnach sofort die Kompression wieder aufgehoben, so mußte, wie wir dies früher schon gesehen hatten, ein Rückstrom nach dem entleerten Raume stattfinden. Mit andern Worten: es mußte sich der positiven Welle eine negative

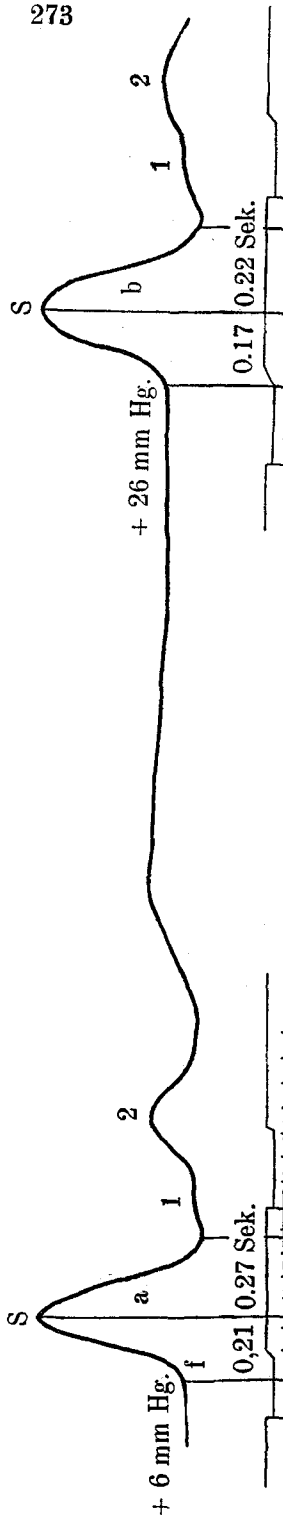


Fig. 76.

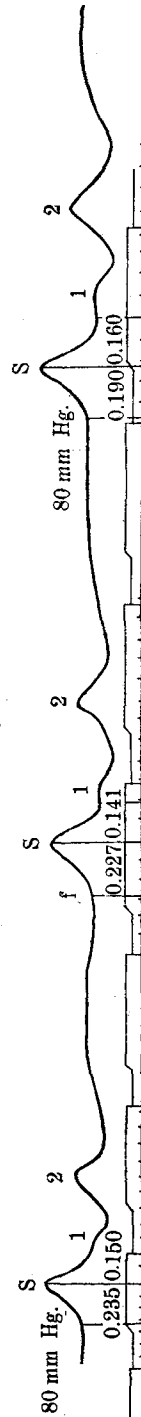


Fig. 77.

unmittelbar anschließen und diese wiederum zur Entstehung von Brandungswellen Veranlassung geben. Die unter den gegebenen Bedingungen hergestellten Kurven brachten auch hier die Bestätigung, daß bei Erhöhung des Drucks die periphere Ausbreitung der Druckwelle zeitlich rascher erfolgt als bei niederem Druck. Textfig. 76 zeigt zwei solche Druckkurven, von denen die erste *a* unter 6 mm Hg Schlauchdruck erregt wurde. Sie erhöhte den Druck durch den Zufluß, dem sie ihre Entstehung verdankte, auf 26 mm Hg. Auf diesen Druck wurde die zweite Welle *b* aufgebaut. Die Berechnung der Dauer der peripherischen Ausbreitung der beiden Kurven ergab für die erste 0,21 Sekunden, während die zweite *b* nur 0,17 Sekunden brauchte. In bezug auf die Druckerhöhung, welche die erste Kurve zurückließ, könnte jemand den Einwand erheben, daß, wenn der Flüssigkeit direkt ein Rückstrom folge, der den entleerten Raum wieder ausfüllt, eine Restspannung im Versuchsschlauch nicht stattfinden dürfe, worauf ich selbst früher schon aufmerksam gemacht hatte. Dieser Einwand hätte seine Berechtigung, wenn an Stelle des zurückgelassenen Ventils ein für Flüssigkeit undurchlässiger Abschluß sich befände, etwa eine Klemme oder dergleichen. Wir wissen aber, daß die fortlaufende Druckwelle das verdrängte Flüssigkeitsquantum, dem sie ihre Entstehung verdankt, mit außerordentlicher Geschwindigkeit auf den ganzen Schlauch gleichmäßig verteilt. Wir wissen ferner, daß die Strömung weit langsamer sich bewegt als die Welle, und können mit Bestimmtheit annehmen, daß während der Rückströmung auch gleichzeitig durch das Ventil ein Flüssigkeitsstrom nach dem entleerten Raum, der vorübergehend sogar unter negativem Druck steht, sich eindringen muß, wodurch der Schlauchinhalt vermehrt wird. Es wird demnach mit jeder Verdrängung der Druck im Schlauch sich steigern müssen, wenn auch nicht in dem Maße wie bei den positiven Druckwellen.

Beide Kurven, in ihrer Form sich annähernd vollkommen gleichend, zeigen neben einem positiven Anstieg, wie erwartet, auch einen negativen Abfall unter die Fußlinie, der allerdings bei der ersten Kurve wegen des niederen Drucks sehr gering ausfällt. Daran schließen sich zwei sekundäre Erhebungen 1 und 2, deren Deutung einige Schwierigkeiten zu bereiten schien, und zwar dadurch, daß die erste weit kleiner und unbedeutender hervortritt als die zweite. Es erhob sich daher die Frage: Welche von beiden soll hier als die vom Rückstrom erzeugte gelten? Beide zugleich konnten nicht als Brandungs- oder Rückstoßwellen aufgefaßt werden. In diesem Falle hätten sie zum mindesten in umgekehrter Ordnung aufeinander folgen müssen, denn wir haben gesehen, daß von den Brandungswellen wie auch von den der Druck- oder Spannungswelle entstammenden Elastizitätswellen die erste immer die größte ist.

Auch Grashey<sup>1)</sup> ist eine solche Zwischenwelle aufgefallen. Er sagt: „Die kleine, bei der 18. Marke beginnende Aszensionslinie kann unmöglich durch eine

<sup>1)</sup> a. a. O. S. 60 u. Fig. 73.

Reflexwelle hervorgerufen sein, sie ist durch eine Nachschwingung des Sphygmographen hervorgerufen.“

Moens<sup>1)</sup>, welchem diese kleine Welle ebenfalls nicht unbemerkt blieb und welcher sie mit  $s'$  bzw.  $s''$ ,  $s'''$  bezeichnet, hält sie irrtümlicherweise für eine vorzeitige Brandungswelle.

Als Artefakt kann diese kleine Zwischenwelle nicht gelten, weil sie bei jeder Wiederholung des Versuchs und bei Erhöhung des Schlauchdrucks noch deutlicher und schärfer zum Ausdruck kam, was man aus den drei Kurven Textfig. 85 ersehen kann. Freilich wird für dieses schärfere Hervortreten der Zwischenwelle der höhere Schlauchdruck allein nicht verantwortlich zu machen sein. Denn es ist der Umstand in Betracht zu ziehen, daß bei diesem Versuch neben dem Ausflußende auch der Zuführungsschlauch vor dem Ventil abgesperrt war, so daß nach Aufhebung der Kompression hinter dem Ventil zugleich mit dem Rückstrom kein Zufießen in den entleerten Raum durch die Ventilöffnung stattfinden konnte. Aus diesem Grunde ist auch an keiner der drei Kurven, Textfig. 77, ein Ansteigen des Schlauchdrucks zu bemerken, während doch in Textfig. 76 die zweite Kurve schon einen Druckanstieg von 6 mm auf 26 mm Hg aufweist. Damit konnte jedoch auch der Rückstrom leichter und rascher verlaufen. Gerade die Kurven, welche unter höherem Druck, 80 mm Hg, zustande kamen, machten es wahrscheinlich, daß es sich bei dieser kleinen Zwischenwelle um weiter nichts als um eine der Druckwelle zugehörige Elastizitätswelle, und zwar um die erste,  $s'$ , handeln müsse, wenn man von der Gipfelwelle  $s$ , wie ich schon früher vorgeschlagen, als erster absehen will.

Daß die tiefe Lage dieser Zwischenwelle gegenüber dem primären Gipfel bei Erhöhung des Schlauchdrucks keine wesentliche relative Verschiebung aufweist, wie wir dies ebenfalls hätten erwarten sollen, daran ist wohl allein die geringe Lokalspannung schuld, welche das kleine Verdrängungsquantum verursacht. Vielleicht spielt hierbei auch der Elastizitätskoeffizient eine Rolle, der in Kautschukschläuchen bekanntermaßen bei Spannungsänderung annähernd derselbe bleibt. In einer elastischen Röhre aus tierischem Gewebe würde wahrscheinlich die Zwischen- oder Elastizitätswelle  $s'$ , ceteris paribus, näher dem Gipfel  $S$  auftreten sein.

Aus den Kurven a und b, Textfig. 76, ergibt sich nun weiter, daß nicht allein der Aufstieg mit der Zunahme des Drucks eine zeitliche Abnahme erfährt, sondern auch die Entfernung des primären Gipfels von dem Beginn bzw. Gipfel der Zwischenwelle  $s'$ . Dies durften wir ebenfalls erwarten, da wir schon früher erfuhren, daß bei Steigerung des Lokaldrucks die Elastizitätswellen räumlich näher aneinanderücken<sup>2)</sup>. Die Berechnung ergab für die Kurve a 0,27 Sekunden, für b 0,22 Sekunden.

<sup>1)</sup> a. a. O. S. 79 u. Fig. 16.

<sup>2)</sup> Ich werde hier wie auch später nur die Entfernung des Hauptgipfels bis zum Beginn der kleinen Welle in der Berechnung berücksichtigen, weil der Gipfel der letzteren nicht immer sicher abzugrenzen und, wie wir noch sehen werden, auch einwandfrei festzustellen ist.

Auffallend erscheint immerhin beim Vergleich der Kurven 76 und 77, daß der Anstieg, also die periphere Ausbreitung der Druckwelle, bei dem erhöhten Druck von 80 mm Hg längere Zeit zu erfordern scheint, als in Textfig. 76 bei einem Druck von 6 mm Hg, während wir dort im Mittel 0,217 Sekunden berechneten, fanden wir hier nur 0,21 Sekunden in der zweiten Kurve b, bei 26 mm Hg 0,17 Sekunden.

Anders gestaltet sich allerdings das Verhältnis und unseren Erwartungen mehr entsprechend, wenn wir den Zeitablauf vom primären Gipfel bis zur Zwischenwelle hinzurechnen, es ergibt sich dann als Mittel der drei Kurven in Textfig. 77 bei 80 mm Hg 0,367 Sekunden, in Textfig. 76 für a) bei 6 mm Hg 0,480 Sekunden, für b) dagegen bei 26 mm Hg 0,390 Sekunden. Auf dieses Verhältnis werden wir jedoch noch später zurückkommen. Vorerst lag mir daran, meine nur vermutungsweise ausgesprochene Deutung jener beiden sekundären Erhebungen 1 und 2 einer weiteren Prüfung zu unterziehen.

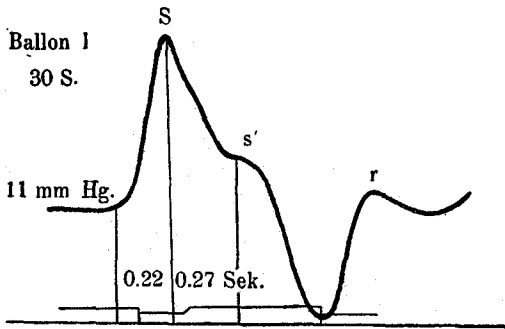


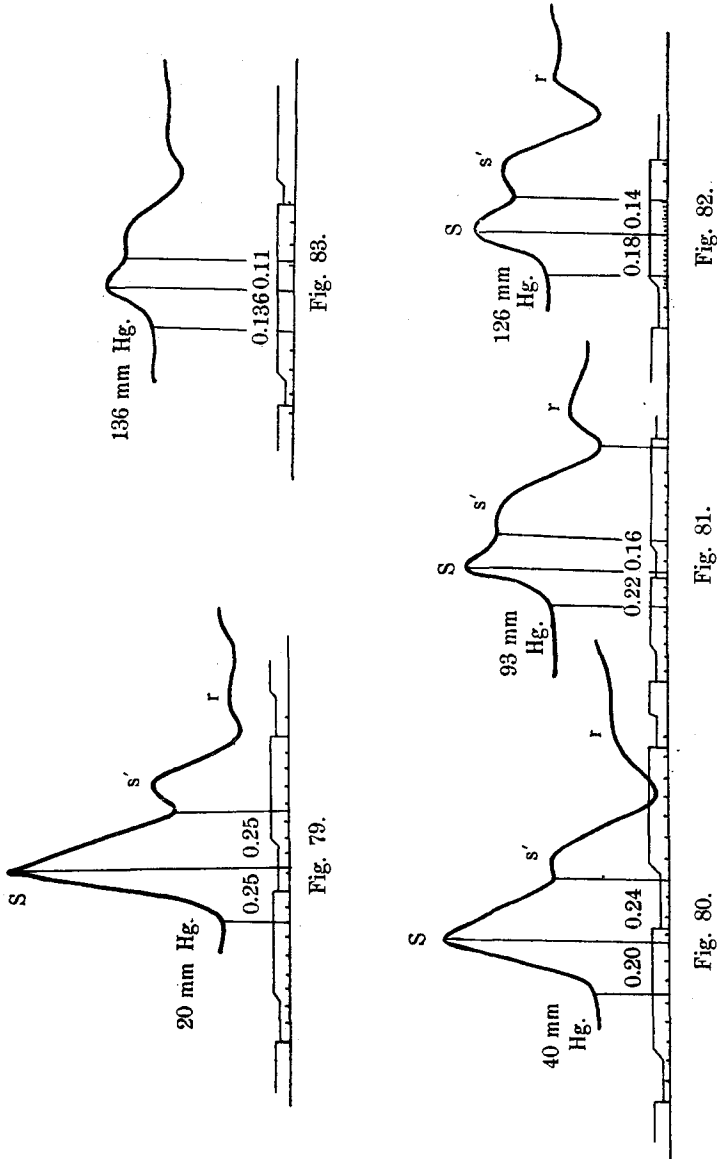
Fig. 78.

Anknüpfend an die Erklärung, daß die kleine Zwischen-erhebung ihre tiefe Lage der geringen Lokalspannung der Schlauchwand verdanke und damit ihre Bedeutung hinsichtlich ihrer Beziehung zur nachfolgenden Erhebung erschwere, beschloß ich, die Lokalspannung durch Vermehrung des zu verdrängenden Flüssigkeitsvolums zu erhöhen.

Hierfür brauchte man ja nur ein längeres Segment des Ventilschlauches etwa mit einer breiten Leiste zu komprimieren. Damit würde jedoch der Weg für den Rückstrom sehr verzögert worden sein. Ich beseitigte daher den Ventilschlauch nebst Ventil und Schöpfreservoir und verband den früher schon benutzten Ballon I (Saughütchen) durch ein T-Stück einerseits mit dem Versuchsschlauch, andererseits mit Druckgefäß H (Tafel VII). Auf diese Weise konnte das am Ende verschlossene Schlauchsystem leicht auf beliebigen Druck gesetzt werden. Der kleine Ballon war immerhin geräumiger als ein gleichgroßes Segment des vorher benutzten Ventilschlauches, und seine Kompression gestattete bequem die Entleerung einer größeren Flüssigkeitsmenge. Nachdem durch das Reservoir der Druck in dem Versuchsschlauch auf die gewünschte Höhe getrieben war, wurde nach Abschluß des Zuführungsschlauches sofort der Binnendruck vom Manometer abgelesen.

Es war weiterhin zu erwarten, daß mit der Verdrängung eines Flüssigkeitsquantums aus dem Ballon auch die dazu erzeugte Kurve der Druckwelle höher ausfallen würde als vorher. Eine unter diesen Bedingungen dargestellte Druckkurve (Textfig. 78) zeigt nun in der Tat ein anderes Gepräge als diejenigen der

Textfigg. 76 und 77. Wir finden auch hier am absteigenden Kurvenschenkel zwei sekundäre Erhebungen, deren erste gleichfalls kleiner ist als die zweite, die aber nicht wie in den Textfigg. 76 und 77 unmittelbar aufeinander folgen, sondern



durch einen tiefen Abfall getrennt erscheinen. Während auch an dieser Kurve die zweite tief im negativen Teile des absteigenden Schenkels zum Ausdruck kommt, befindet sich die erste noch im positiven Abschnitt und ist dem primitiven Gipfel

erheblich nähergerückt. Es darf dies als Beweis gelten, daß diese beiden sekundären Erhebungen nicht auf denselben Ursprung zurückzuführen sind. Man wird daher nicht irre gehen, wenn man in der ersten die dem Gipfel folgende Elastizitätswelle  $s'$  erblickt und in der zweiten die durch den Rückstrom erzeugte Brandungswelle wieder erkennt. Drittens wird man nicht im Zweifel sein, daß die hier erscheinende Elastizitätswelle mit der kleinen, wie wir sie genannt hatten, Zwischenwelle identisch ist, und daß sie tatsächlich in jenen Kurven Textfigg. 76 und 77 nur infolge der geringen Lokalspannung eine so tiefe Lage eingenommen hat.

Es war ferner noch von Interesse, auch an den positiv-negativen Wellen nicht allein den zeitlichen Ablauf vom Fuß der Kurve bis zum Gipfel, also den Zeitraum, welchen die peripherische Ausbreitung der Kurve für sich in Anspruch nimmt, sondern auch denjenigen vom Gipfel  $S$  bis zum Beginn der Elastizitätswelle  $s'$  bei wechselndem Druck kennen zu lernen. Die nachfolgenden, unter den gegebenen Bedingungen dargestellten 5 Kurven:

Fig.	Schlauchdruck mm Hg.	Peripher. Aus- breitung $f-S$ Sek.	$S-s'$ Sek.	Summe Sek.
79	20	0,25	0,25	0,50
80	40	0,20	0,24	0,44
81	93	0,22	0,16	0,38
82	126	0,18	0,14	0,32
83	136	0,136	0,11	0,246

zeigen deutlich, daß mit Zunahme des Schlauchdrucks sowohl die peripherische Ausbreitung ( $f-S$ ) der Welle als auch die Entfernung der kleinen ersten Elastizitätswelle von dem primären Gipfel ( $S-s'$ ) eine zeitliche Abnahme erfährt, demnach auch die Summe der beiden Segmente. Bemerkenswert ist allerdings, daß die zeitlichen Verhältnisse von  $S-s'$  den Druckunterschieden weit genauer zu entsprechen scheinen als die der peripherischen Ausbreitung ( $f-S$ ); noch auffallender tritt dies zutage an den Kurven, welche bei niederem Lokaldruck dargestellt wurden (Textfiguren 76 a u. b), wo wir sogar mit Erhöhung des Schlauchdrucks anstatt der erwarteten Beschleunigung der peripherischen Ausbreitung eine Verzögerung notiert finden (Textfigg. 77 [1, 2, 3]):

Fig.	Schlauchdruck mm Hg.	Peripher. Aus- breitung $f-S$ Sek.	$S-s'$ Sek.	Summe Sek.
76 a	6	0,21	0,27	0,48
76 b	26	0,17	0,22	0,39
77 (1)	80	0,23	0,15	0,38
77 (2)	80	0,227	0,141	0,35,8
77 (3)	80	0,190	0,160	0,35



Ich bin geneigt, für dieses unseren Erwartungen anscheinend widersprechende Ergebnis das relative Prävalieren der Widerstände, welche der Fühlhebel einerseits und die berußte Fläche andernteils dem geringen Lokaldruck bietet, verantwortlich zu machen, was beim Ansteigen des Hebels nachdrücklicher zum Ausdruck kommt als beim Fallen. Deshalb kommen diese Störungen an der zweiten Kolonne  $S-s'$  weniger zur Geltung als an der ersten  $f-S$ . Es scheint also das Wellenerregungsquantum auf die Phase  $S-s'$  nicht denselben Einfluß auszuüben als auf den zeitlichen Ablauf der peripherischen Ausbreitung ( $f-S$ ).

Die Erwägungen hinsichtlich des in dieser Beziehung anscheinend nicht konstanten Verhaltens der peripherischen Ausbreitung der Welle bei wechselndem Druck bestimmte mich zu weiteren Versuchen mit noch größeren Flüssigkeitsmengen. Dazu wählte ich jedoch wieder einen Ventilschlauch ganz in derselben Anordnung wie früher, nur von weit größerem Durchmesser und aus gewissen Gründen von größerer Länge. Der Durchmesser im Innern betrug diesmal 2,2 cm, die Wandstärke 3 mm und die Länge 25 cm., Tafel VII. Das Material war aus dunklem, weichem Kautschuk. Wegen der größeren Weite der Röhre wurde an Stelle des kleinen Kautschukventils an dem einen Ende ein dem Durchmesser des Rohres entsprechendes Metallventil eingelassen, das wie vorher dem Schlauchinhalt den Rückweg nach dem Reservoir verwehrte, aber wohl daraus zu schöpfen erlaubte. Ein spaltförmiges Ventil würde schon deswegen zu diesen Versuchen sich nicht geeignet haben, weil es in der Zeiteinheit einer zu geringen Menge den Durchlaß gestattete. Es war nun von vornherein anzunehmen, daß, wenn dieses weite Rohr direkt mit dem Versuchsschlauch in Verbindung trat, die aus ihm verdrängte Flüssigkeitsmenge zur momentanen Aufnahme in das enge Schlauchsystem mit noch engerer Ausflußöffnung leicht zu groß ausfallen möchte, wodurch es zu Stauungen in demselben kommen könnte.

Um solchen Eventualitäten aus dem Wege zu gehen, wurde das periphere Ende des Ventilschlaches zunächst mit einem Gabelrohr von ungleichem Durchmesser verbunden, dessen engerer Ast zu dem Versuchsschlauch führte, während der andere weitere sich mit einem entsprechend geräumigen Kautschukschlauch von etwa 0,7 cm Durchmesser verband, der nach dem Druckgefäß führte. Hierdurch wurde nicht allein den erwähnten Störungen vorgebeugt, sondern es war auch die Möglichkeit gegeben, vermittelt einer Klemmschraube die Zufuhr zu dem Versuchsschlauch nach Bedürfnis zu regulieren.

Durch die Teilung des dicken Kautschukrohres in zwei Äste standen natürlich auch dem verdrängten wellenerregenden Flüssigkeitsquantum zwei Wege offen, wovon uns jedoch die nach dem Druckgefäß sich abzweigende Welle zunächst nicht weiter interessiert. Da es darauf ankam, den Einfluß der Steigerung des Lokaldrucks auf den zeitlichen Ablauf der Druckwelle kennen zu lernen, so wurde der Druckschlauch vor der Kurvenaufnahme vorerst vollständig verschlossen, selbst auf die Gefahr hin, unliebsamen Stauungen zu begegnen, so daß die ganze verdrängte Flüssigkeitsmenge nur einen Ausweg nach dem gleichfalls am Ausfluß-

ende gesperrten Versuchsschlauch fand. Es ist klar, daß infolge der Erhöhung der Lokalspannung auch der Gipfel der Welle entsprechend höher ausfallen mußte. Deshalb wurde der Sphygmograph weiter vom Erregungsort entfernt. Im übrigen waren die Versuchsbedingungen ganz wie vorher. Zur Förderung eines solchen größeren Flüssigkeitsquantums aus dem erweiterten Rohre genügte nicht mehr die Kompression mit zwei Fingern, sondern es mußten schon mehrere Finger und die ganze Daumenwurzel dazu in Anspruch genommen werden. Um auch die erste Elastizitätswelle zum Ausdruck zu bringen, durfte die Lüftung, wie bekannt, nicht unmittelbar, sondern mit einer minimalen Verspätung der Kompression erfolgen. Würde diese Verspätung unbeachtet geblieben sein, so würden wir keine Andeutung einer sekundären Elastizitätswelle erhalten haben, worauf es uns doch zunächst ankam. Man muß ferner bedenken, daß wegen des höheren Lokaldrucks ein Rückstrom erfolgen mußte, der erheblich rascher nach der Lüftung einsetzte und verlief als bei den früheren Versuchen, bei denen der Rückstrom infolge der geringeren Lokalspannung zweifellos träger sich bewegte.

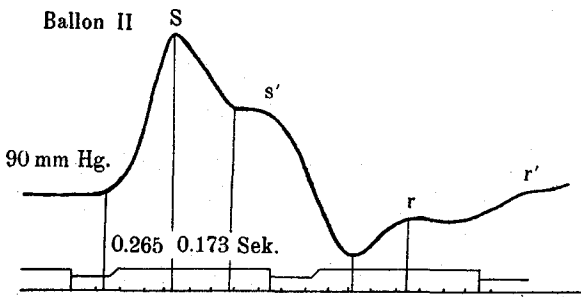


Fig. 84.

Eine unter diesen Bedingungen erhaltene Kurve (Textfig. 84) unterscheidet sich in ihrer Form von den vorhergehenden nur dadurch, daß am absteigenden Schenkel die erste sekundäre Erhebung dem primären Gipfel relativ nähergerückt erscheint und die periphere Ausbreitung bei 90 mm Schlauchdruck zeitlich

träger verläuft als bei der mit dem kleinen Ballon I und nur 40 mm Druck erzeugten Kurve (Textfig. 80); die Ablaufszeit betrug bei jener 0,265, bei dieser 0,20 Sekunden. Die Fördermenge, welcher die Kurve in Textfig. 84 ihre Entstehung verdankt, betrug etwa 30—40 ccm, während diejenige zur Darstellung der Textfig. 80 wohl kaum auf die Hälfte abgeschätzt werden kann. Um eine noch größere Menge Flüssigkeit zu verdrängen, wurde das Metallventil aus dem Schlauch entfernt und in einem Ballon von gelbem Kautschuk befestigt, der etwa 75 ccm faßte. Dieser Ballon wurde zwischen Zuführungsschlauch Z und Kautschukröhre K eingeschaltet (Tafel VII) und zur Wellenerregung nahezu vollständig entleert. Es wurden damit zwei Kurven (Textfigg. 85 u. 86) in der Weise gewonnen, daß einmal die Kompression auf ihrer Höhe nur kurz akzentuiert, das andere Mal dagegen zwischen Kompression und Lüftung eine etwas längere Pause eingehalten wurde. Störende Stauung wurde hier nicht wahrgenommen. Diese beiden Kurven unterscheiden sich nun dadurch, daß an der ersten (Textfig. 85) die erste Neben- oder Elastizitätswelle  $s'$  von der Deszensionslinie unterbrochen

wird, während die zweite (Textfig. 86), wie wir dies schon von früher her kennen, unter einem Plateau erscheint, auf welchem die erste Elastizitätswelle  $s'$  vollständig zum Ausdruck kommt, während die Deszension erst in die zweite,  $s''$ , einschneidet. Mit dem Beginn der Deszensionslinie setzt aber auch der Rückstrom ein und erreicht an der Brandungsstelle  $r$  sein Ende. Der Zeitraum, welcher von ihrem Anfang bis zu ihrem Ende verstreicht, darf deshalb ungefähr als Dauer des Rückstroms

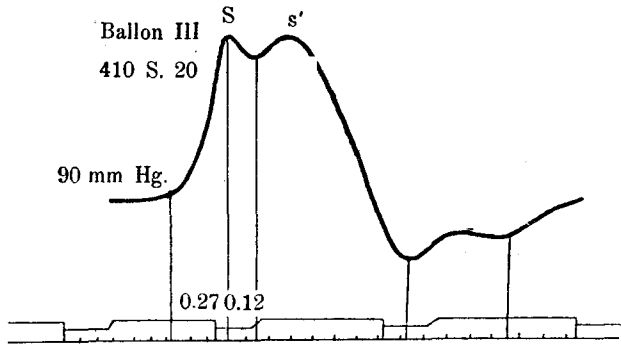


Fig. 85.

gelten. Da wir aber mit Bestimmtheit annehmen können, daß die Strömung nach dem entleerten Raum mit dem Druck zeitlich Schritt hält, so wäre man berechtigt, auch die Dauer des Rückstroms, vielleicht in erster Linie als ein Maß für den in

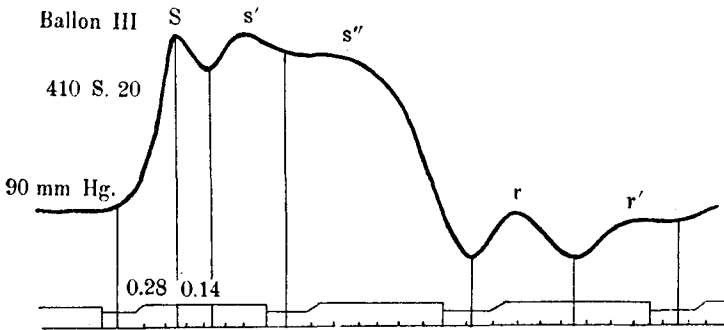


Fig. 86.

der Röhre herrschenden Druck, in unserem Sinne zu verwerten. Diese Aussicht wird aber dadurch getrübt, daß die Abgrenzung meist an der ersten sekundären Erhebung nicht geringen Schwierigkeiten begegnet, d. h. sehr unsicher werden kann, daß ferner der Rückstrom mit Beginn der ersten Brandungswelle wohl kaum sein Ende erreicht haben dürfte. Was die Form und den zeitlichen Ablauf der beiden letzten Kurven betrifft, so sehen wir auch hier, daß sie mit dem vermehrten Lokaldruck an Höhe gewonnen haben, daß zweitens die erste sekundäre Erhebung

dem primären Gipfel noch nähergerückt ist als vorher, seine Gipfelhöhe fast überschritten hat. Auch das zeitliche Verhältnis läßt keinen Zweifel bestehen, daß mit der Erhöhung des Lokaldrucks die erste sekundäre Erhebung  $s'$  dem Hauptgipfel  $S$  wohl auch zeitlich nähergetreten zu sein scheint. Anders steht es freilich mit der peripherischen Ausbreitung. Diese hat gegenüber den mit geringerer Verdrängungsmenge erregten Druckwellen gleichfalls keine Beschleunigung, sondern eine merkliche Verzögerung erlitten. Zur besseren Übersicht stelle ich anbei die zeitliche Berechnung der uns interessierenden Phasen an den Druckkurven, welche mit verschiedenen Flüssigkeitsmengen gewonnen wurden, zusammen.

Ballon	Schlauchdruck mm Hg	Peripherische Ausbreitung $f-S$ Sek.	$S-s'$ Sek.
I	93	0,22	0,16
II	90	0,265	0,173
III	90	0,27	0,12
III	90	0,28	0,14

Die Ergebnisse dieser Versuche lassen wohl die Annahme berechtigt erscheinen, daß mit der Erhöhung des Lokaldrucks oder mit der Vermehrung der eingetriebenen Flüssigkeitsmenge die Geschwindigkeit des zeitlichen Ablaufs der peripherischen Ausbreitung bei gleichem Schlauchdruck sich vermindert, während das Entgegengesetzte stattfindet mit der zeitlichen Dauer  $S-s'$ . Dies ist auch nicht schwer verständlich, wenn man bedenkt, daß das Eindringen einer bestimmten Menge von Flüssigkeit zwischen eine bereits gespannte Schlauchwand und Schlauchinhalt größeren Widerstand findet, als wenn die Spannung der Wand geringer oder gar erschlafft ist, und deshalb auch längere Zeit beansprucht. Der Flüssigkeitsinhalt ist in beiden Fällen gleich unnachgiebig, deshalb wird bei allgemein größerer Wandspannung das Eindringen verzögert. Wird nun gar die eingepreßte Flüssigkeitsmenge vermehrt, so muß die Ausbreitung der Welle noch mehr erschwert werden. Umgekehrt verhält es sich mit der Entspannung von  $S$  nach  $s'$ . Damit scheinen wir uns im Widerspruch mit einer früheren Erklärung zu befinden, wonach die Anspannungsphase der Welle rascher ablaufen soll als die der Entspannung, weil die erstere gegen einen dehnbaren Körper, die Luft, erfolge, die Entspannungsphase dagegen an dem inkompressiblen Schlauchinhalt ein weit größeres Hindernis findet. Dies sei der Grund, weshalb die Aszension der Kurve steiler verlaufe als die Deszension.

Diese Erklärung wird durch meine oben ausgesprochene, scheinbar entgegengesetzte Behauptung nicht im mindesten erschüttert. Man muß sich vorstellen, daß der Gipfel der Druckwelle die höchste lokale Wandspannung bedeutet, daß dieser Gipfel aber mit einer großen Geschwindigkeit seinen Ort verläßt. Diese Geschwindigkeit nimmt aber zu mit der Erhöhung der Spannung. Mit dem Voranschreiten des primären Gipfels kommt es aber sogleich hinterdrein zu einer lokalen

Entspannung der Wand. Wir hatten jedoch gerade darin die Ursache gefunden, daß durch diese momentane Entlastung die Schlauchwand in elastische Zitterbewegungen gerät, wie das lange, gespannte Seil, welches wir an dem einen Ende durch den Schlag eines Stabes zu fortlaufenden Wellen oder Elastizitätsschwingungen anregten. Diese Elastizitätswellen folgen sich aber um so rascher und werden um so kleiner, je höher die Spannung des Seiles oder hier der Schlauchwand ist, d. h. sie rücken sowohl räumlich wie zeitlich um so dichter aufeinander, je höher die lokale Spannung getrieben wird. Wird dagegen bei wechselndem Schlauchdruck stets dieselbe Flüssigkeitsmenge gefördert, so kommen für die Geschwindigkeit der peripherischen Ausbreitung nur zwei Faktoren in Betracht: erstens die Kraft des Antriebes und zweitens die Lokalspannung. Letztere wird aber für den zeitlichen Ablauf bei Kautschukröhren, deren Elastizitätskoeffizient auch bei Druckwechsel stets derselbe bleibt, wohl kaum zur Geltung kommen. Andererseits werden die vermehrten Widerstände bei Druckerhöhung infolge energischeren Antriebes nicht allein ausgeglichen, sondern durch die Plötzlichkeit, womit dies geschieht, womöglich noch überkompensiert, so daß noch eine größere Geschwindigkeit der peripherischen Ausbreitung bei Erhöhung des Schlauchdrucks wohl denkbar erscheint.

Die Ergebnisse, welche in dieser Beziehung die Versuche mit kleineren Fördermengen (Ventilschlauch und Ballon I) lieferten, sprechen wenigstens nicht dagegen.

Wie sich demgegenüber Röhren verhalten werden, deren Elastizitätskoeffizient, beispielsweise Röhren von tierischem Gewebe, mit Erhöhung des Drucks kleiner wird, läßt sich so ohne weiteres nicht sagen. Es will mir jedoch bedünken, daß die Zeitverhältnisse der Phase  $S-s'$  bei wechselndem Druck in gleichem Sinne, diejenigen der peripherischen Ausbreitung in entgegengesetztem Sinne beeinflußt werden. Allein dies ist nur eine Vermutung, die erst ihre Bestätigung durch das Experiment verlangt.

Es blieb nun noch der Wunsch, zu untersuchen, ob auch mit größeren Fördermengen, die bei wechselndem Schlauchdruck möglichst dieselben blieben, ähnliche Resultate erzielt würden, wie wir sie mit der Verdrängung kleiner Flüssigkeitsquantitäten erhalten hatten. Hierzu wählte ich wieder die weite Kautschukröhre II und den noch geräumigeren Ballon III. Um aber eine möglichst gleiche Förderungsquantität zu sichern, wie wir dies mit dem kurzen Schlauchstück und den beiden Kautschukventilen erstrebt hatten, entschloß ich mich, in der geräumigeren Röhre II bzw. im Ballon III dem Metallventil, welches bei den früheren Versuchen zum Verschuß gegen rückläufige Flüssigkeitsbewegung gedient hatte, noch ein zweites Ventil vorzuschalten und damit einen abgeschlossenen Ballonraum zu schaffen, aus dem beständig die gleiche Flüssigkeitsmasse entleert werden konnte. Hierzu hätte jedoch, da größere Flüssigkeitsmengen verdrängt werden sollten, auch für das zweite Ventil eine spaltförmige Öffnung, wie wir sie bei den ersten Versuchen anwandten, nicht ausgereicht, da, wie gesagt, die Auspressung durch so enge Spalträume zu viel Zeit in Anspruch nehmen mußte.

Ich sah mich also nach einem andern Ventil um, das in der Zeiteinheit einer größeren Flüssigkeitsmenge den Durchtritt gestattete. Ein zweites Metallventil schien mir aus dem Grunde für unsere Versuche nicht geeignet, weil voraussichtlich der Schluß des Ventils zu rasch erfolgte.

Man kennt nun im praktischen Leben sehr verschiedene Ventile: Kugel-, Kegel-, Klappenventile usf. Die Natur bedient sich zu gleichen Zwecken in lebenden Organismen einer Pumpvorrichtung, deren Ventile, wie wir wissen, aus sehr dünnwandigen, außerordentlich widerstandsfähigen Hautduplikaturen bestehen. Alle die genannten Ventilvorrichtungen unterscheiden sich jedoch in einem Punkte sehr wesentlich von unseren bisher verwandten kleinen Kautschukventilen, sie gestatten nämlich sämtlich, die einen mehr, die andern weniger, unmittelbar vor ihrem Schluß einer gewissen Flüssigkeitsmenge den Rücktritt nach dem entleerten Raum. Man hat diese mechanische Notwendigkeit für das Herz leugnen wollen und tut es noch.

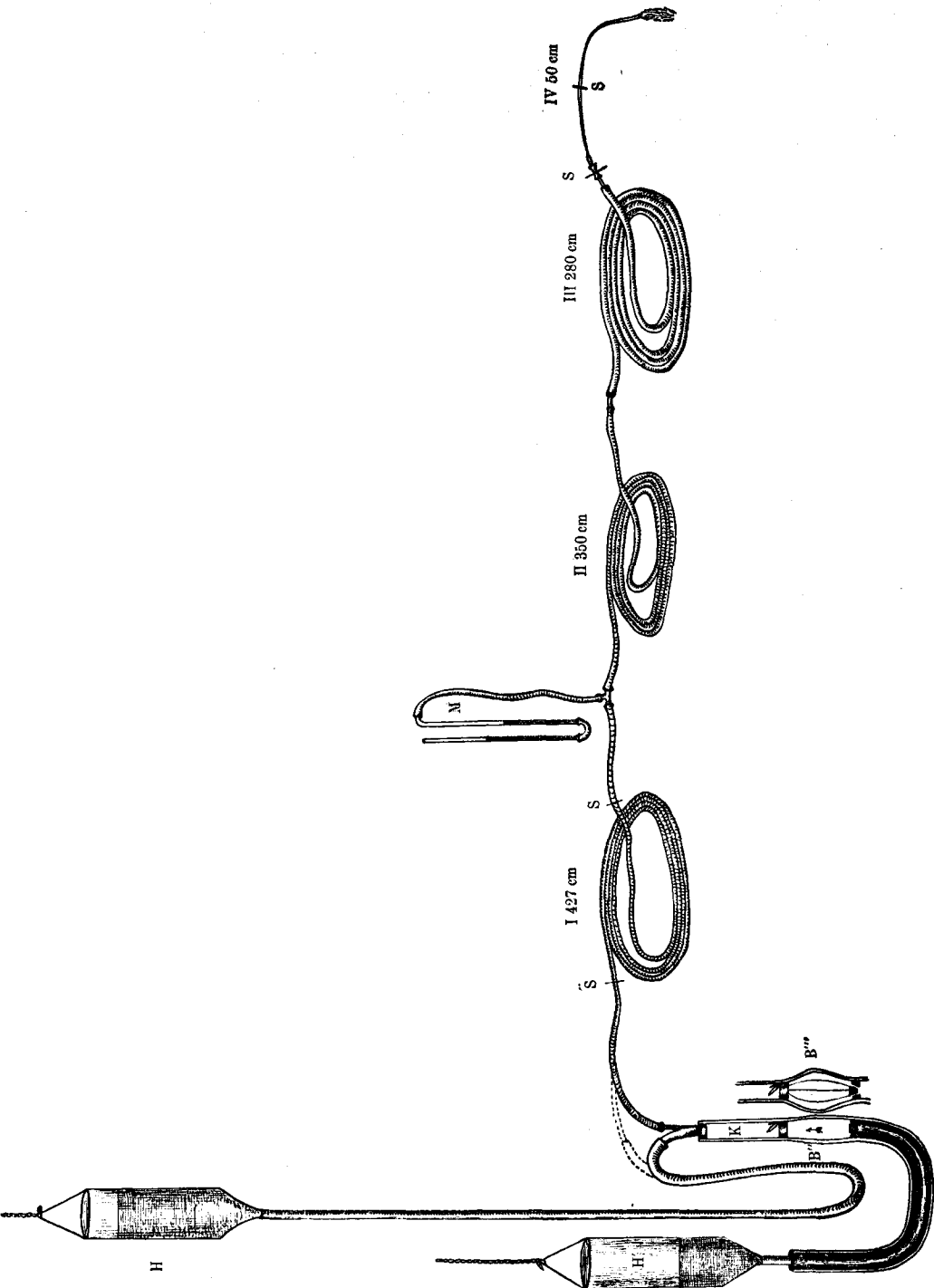
Um dies einigermaßen begreiflich erscheinen zu lassen, hat man die spitzfindigsten Erklärungen hervorgesucht, die beweisen sollten, daß die Natur es verstehe, solche Unvollkommenheiten, wie sie Menschenwerken anhaften, zu umgehen. Kurz, man wollte, daß das Herz ohne Verlust, d. h. ideal, arbeite.

Da soll das Muskelpolster, auf dem die arteriellen Ventilkappen ruhen, schon während der Austreibung den Raum zwischen den Klappen so verengen, daß vor dem Schluß derselben kein Tropfen mehr den Rückweg findet. Dennoch konnte man von außen beim Anlegen des Ohres an die Brust, ja selbst bei kranken, dilatierten Herzen manchmal in einer Entfernung von mehreren Metern, deutlich vernehmen, mit welcher Gewalt die Klappen zugeschlagen werden, so daß ein derartig sanfter Schluß von vornherein hätte für unmöglich gehalten werden müssen (ich erinnere mich noch lebhaft einer Patientin, Fräulein v. P., deren Herz ich schon beim Eintritt in das Zimmer laut schlagen hörte).

Nach andern sollen gleich mit der Austreibung hinter den sich entfaltenden Klappen Wirbel ihr Spiel treiben, welche die Klappen in Schlußstellung halten, damit ja kein Tropfen zurückweichen kann. Noch andere lassen das Herz auf der Höhe seiner Zusammenziehung eine Pause machen, während welcher die Klappen Zeit bekommen, sich sanft einander zu nähern.

Wenn die Herzklappen imstande wären, sich in diesem Sinne zu schließen, so daß sie wie die kleinen, spaltförmigen Kautschukventile nach Beendigung der Ventrikelkontraktion keinem Tropfen Blut den Rückweg gestatteten, so würde allerdings dem Herzmuskel ein Teil seiner Arbeit erspart werden. Von all den genannten Ventilen ist aber gerade in bezug auf die Verhinderung einer Rückströmung keines ungünstiger gestellt als der Klappenapparat des Herzens. Man wird daraus entnehmen, daß auch der Natur es nicht gelingt, in idealer Weise alles durchzuführen, sondern daß auch sie eventuell mit einem Verlustkonto sich abfinden muß.

Über die Frage, welcher Ventile ich mich bedienen sollte, blieb ich nicht lange unentschieden. Für meinen Zweck schienen mir am geeignetsten diejenigen,

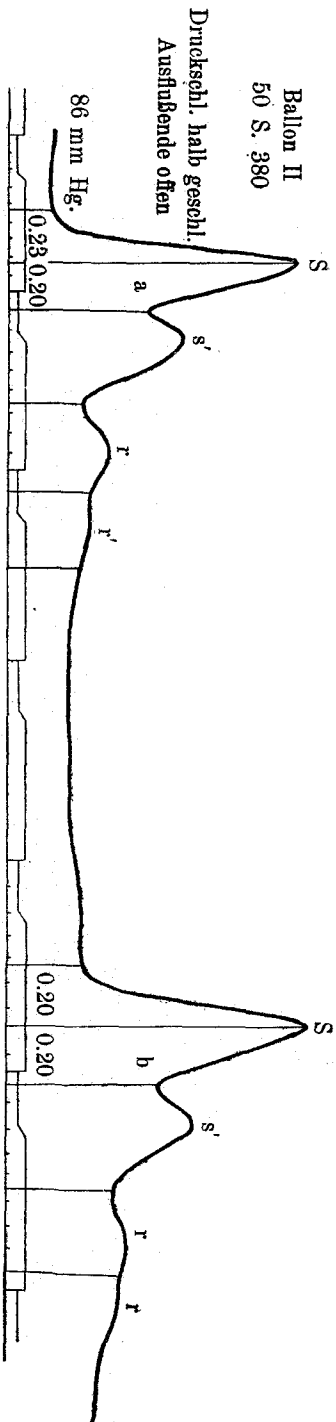
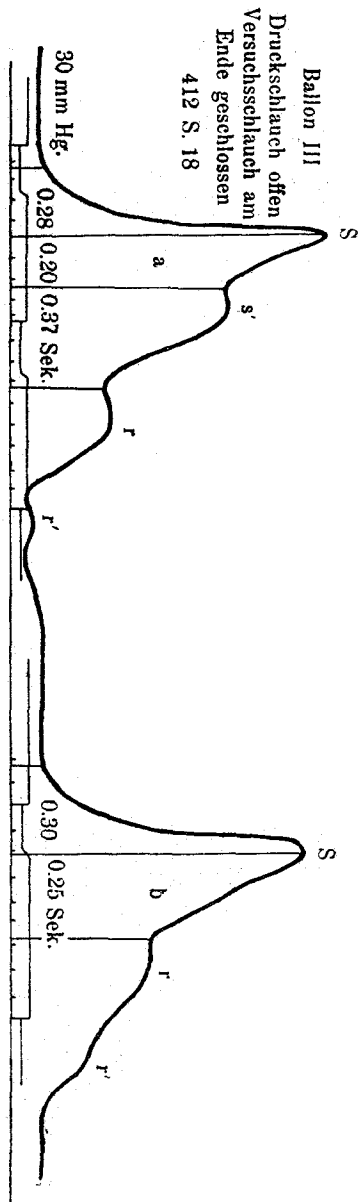


welche am leichtesten herzustellen waren, das sind die einfachen Klappenventile, die sich schon bei meinen früheren Versuchen bewährt hatten. Für das erste Ventil, welches die Ansaugung zu besorgen hatte, eignete sich allerdings eine solche Klappe nicht, indem sie bei der Auspressung mit der Hand dadurch störend wirkte, daß sie nach der Ballonhöhle sich öffnete, und für das zweite war wieder ein Metallventil aus verschiedenen Gründen ungeeignet. Ich bediente mich also zu den nachfolgenden Versuchen einer Kombination dieser beiden Ventile: Metallventil für die Ansaugung und Klappenventil zur Verhinderung des Rückstromes nach der Ballonhöhle (Tafel VII).

In das 25 cm lange Kautschukrohr wurden diese beiden Ventile, das Metallventil und das Klappenventil, in gleicher Weise wie die beiden Kautschukventile eingepaßt, nämlich so, daß sie die Flüssigkeit nach derselben Richtung hin durchließen, nach der entgegengesetzten verhinderten, indem sie sich schlossen. Der Raum, welchen die beiden Ventile begrenzten, betrug 10–11 cm Schlauchlänge, faßte demnach 45–50 g Flüssigkeit, gefördert wurden bei möglichst vollkommener Auspressung rund 35 ccm Flüssigkeit. Das Schöpfreservoir, welches meist auf 15–20 cm Wasserdruck gehalten wurde, stand mit dem ersten oder Metallventil wie früher in Verbindung, während das Ende des die Ventile bergenden Kautschuk-schlauches durch das schon erwähnte Gabelrohr gleichzeitig der Welle den Ausweg nach dem Druck- sowie nach dem Versuchsschlauch öffnete (Tafel VII). Das Klappenventil bestand aus einer 1,5 mm dicken Kautschukplatte, auf welcher ein dünner Metallbügel, mit einer kleinen Hemmung verbunden, befestigt war, um zu verhindern, daß beim kräftigen Öffnen der Platte ihre Ränder an den Schlauchwänden sich einklemmten und dadurch eine Verzögerung des Klappenschlusses verursachten. Bei dieser Neuordnung der Wellenerregung stellte sich heraus, daß eine Wiederholung der früheren Versuche mit gleicher Förderungs menge nicht in derselben Weise durchzuführen war, wenn wir die Ausflußöffnung des Versuchs- und des Druckschlauches wie dort geschlossen hielten. Denn es konnte dann die aus dem abgeschlossenen Ballonraum ausgepreßte Flüssigkeitsmenge durch die darauf folgende Rückströmung nach der entleerten Höhle nicht vollständig zurückkehren, wie bei Anwendung nur eines Schöpfventils, weil das Klappenventil, wie bemerkt, nur einem Teil der aus dem Ballonraum verdrängten Flüssigkeit den Rückweg gestattete. Der Rückstrom erhielt durch Schluß der Klappe eine vorzeitige Unterbrechung und ließ in dem Versuchsschlauch eine namhafte Druckerhöhung zurück.

Es war deshalb vorauszusehen, daß auch die Druckkurve eine charakteristische Veränderung aufweisen mußte, die zunächst unser Interesse in Anspruch nahm. Um daher eine durch die Druckwelle zurückbleibende Druckerhöhung im Versuchsschlauche möglichst einzuschränken oder ganz zu vermeiden, hielt ich es für geboten, den Ausfluß und auch den Druckschlauch offen zu halten. Zum Studium einer so vorbereiteten Versuchsreihe wurde bei Darstellung einer der beiden ersten Kurven das Erscheinen einer Elastizitätserhebung absichtlich damit umgangen,





daß der Kompression des Ballons ohne Zeitverlust die Lüftung folgte. Das Druckgefäß wurde so gestellt, daß der Inhalt des Schlauches unter 30 mm Hg stand. Während der kurzen Dauer der graphischen Aufnahme spielte bei der engen Ausflußöffnung der dadurch entstandene geringe Druckverlust keine beachtenswerte Rolle. Der Sphygmograph hatte seine Aufstellung 400 cm vom Ballon entfernt erhalten. Die auf diese Weise erhaltenen beiden Kurven (Textfigg. 87 a u. b) zeigen zunächst einen steil sich erhebenden Aufstieg und einen fast ebenso steilen Abstieg. Der letztere wird in der ersten Kurve (a) im oberen Drittel der Gipfelhöhe unterbrochen von einer kleinen sekundären Erhebung  $s'$ , welche an der zweiten Kurve (b) vermißt wird. Im unteren Drittel finden sich an jeder der beiden Kurven mehrere sekundäre Erhebungen  $r$ ,  $r'$ , welche sich auf geneigter Ebene der Fußlinie zuwenden.

Über die Herkunft der genannten Erhebungen kann weiter kein Zweifel bestehen. Die erste  $s'$  ist eben die der primären Welle nachfolgende Elastizitätswelle, deren Entstehen wir an der zweiten Kurve mit Absicht vermeiden wollten. Die übrigen im Basalabschnitt erscheinenden Erhebungen  $r$ ,  $r'$  sind der Ausdruck von Brandungen, welche der zur entleerten Ballonhöhle zurückkehrende Flüssigkeitsstrom erfährt. Die Brandung selbst kommt aber diesmal nicht, wie bei unseren früheren Versuchen, in der Ballonhöhle zustande, sondern schon vorher an der durch den Rückstrom zum Schluß gekommenen Klappe. Daher treten die Brandungswellen auch hier im positiven Teile der Kurve auf, weil eben die Beendigung des Rückstroms bereits erfolgte, noch bevor der Druckabfall negativ geworden war. Es bleibt daher immer noch nach Schluß der Klappe eine Restspannung im Schlauch zurück. Die Brandungswellen kommen bei dieser Wellenerregungsmethode unter ähnlichen Umständen zustande wie bei unseren Plateaukurven (Textfigg. 20—23).

Als Merkmale für die Dauer des Rückstroms galten uns der Moment der Lüftung auf der einen und das Erscheinen der ersten Brandungswelle auf der andern Seite. Diese Zeitpunkte sind aber in den vorliegenden Kurven nicht gleich. In der Kurve a setzte die Lüftung mit der Elastizitätswelle  $s'$  ein, in der Kurve b fällt sie zeitlich zusammen mit dem Hauptgipfel  $S$ . Die Dauer des Rückstroms wird also in der ersten Kurve mit  $s' r$ , in der zweiten Kurve mit  $S r$  abzugrenzen sein. Eine zeitliche Bezeichnung der beiden Strecken ergab nicht etwa, wie man vielleicht erwartet hätte, annähernd gleiche Werte, sondern einen wesentlichen Zeitunterschied: 0,37 und 0,25 Sekunden. Ich habe dieses Verhältnis nicht weiter verfolgen können und wollen, weil ich fürchtete, daß zu solchen Versuchen meine Instrumente nicht exakt genug arbeiten würden.

Es finden sich übrigens noch andere Zeichen, welche uns über den Zeitablauf des Rückstroms eine Aufklärung verschaffen können und auf welche schon J. Trautwein hingewiesen hat<sup>1)</sup>.

Erstens gibt sich der Rückstrom in seinem Beginn zu erkennen durch ein

<sup>1)</sup> J. Trautwein, Pflügers Arch. Bd. 104, S. 300.

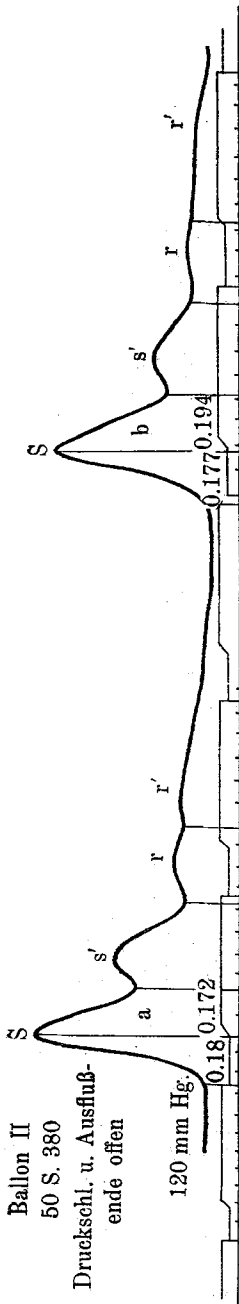


Fig. 89.



Fig. 90.

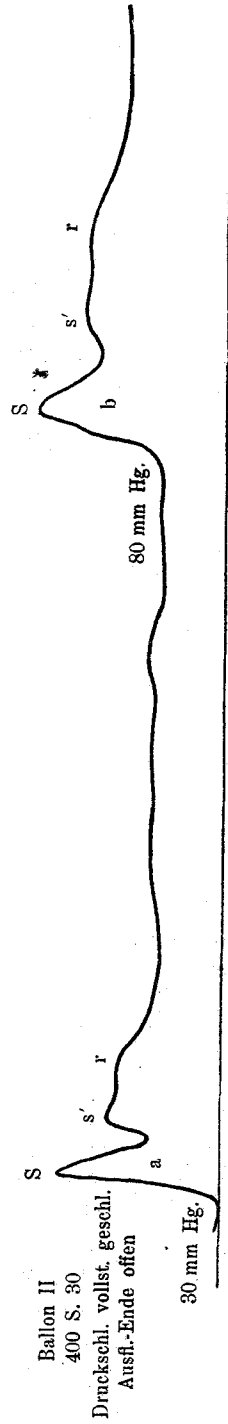


Fig. 91.

deutlich von außen mit bewaffnetem Ohr zu vernehmendes schallendes Geräusch, welches entsteht durch das Anschlagen der zurückkehrenden Flüssigkeitssäule an die durch die Entleerung schwingungsfähig gewordene Ballonwand. Ein zweites ähnlich klingendes Geräusch wird vernommen in dem Augenblick, wo die Klappe durch die Fortdauer des Rückstroms mit Vehemenz zugeschlagen wird.

An den beiden Kurven ist endlich noch bemerkenswert, daß die zweite *b* gegenüber der ersteren *a* keine Drucksteigerung wahrnehmen läßt, was man wohl erwarten durfte. Da indessen die Ausflußöffnung nicht geschlossen war, so fand die Zunahme des Drucks, welchen die Druckwelle zurückgelassen hätte, durch den gleichzeitigen Ausfluß während des Versuchs wieder ihren Ausgleich.

Die folgenden Kurven wurden sämtlich dargestellt in der Absicht, neben dem primären Gipfel auch die erste Elastizitätswelle zum Vorschein kommen zu lassen, indem wir, wie erwähnt, zwischen Kompression und Lüftung eine kleine Pause eintreten lassen, wozu schon eine Akzentuation der komprimierenden Finger auf der Höhe der Austreibung hinreicht. Die vier auf diese Weise erhaltenen Doppelkurven (Textfigg. 88, 89, 90, 91), welche die erste Elastizitätswelle *s'* deutlich zum Ausdruck bringen, sind auch noch in anderer Beziehung lehrreich.

In der Voraussetzung, daß sich die Elastizitäts- und Brandungswellen bei höherem Druck besser differenzierten, d. h. nicht zu nahe aneinander fielen, wurden drei der vorstehenden Kurven bei erhöhter Wandspannung 80, 86, 120 mm Hg, die vierte dagegen bei 30 mm Hg aufgenommen. In der Tat sehen wir bei dieser letzteren beide sekundären Erhebungen *s'* und *r* so zusammengedrängt, daß es ohne Kenntnis ihrer Entstehungsweise schwer fallen würde, ihre Herkunft auseinanderzuhalten, wenn nicht die zweite Kurve, welche wieder bei erhöhtem Druck zustande kam, die Selbständigkeit der beiden deutlicher erkennen ließ. Dagegen lassen die übrigen Kurven keinen Zweifel bestehen, daß die fraglichen sekundären Erhebungen charakteristische Unterscheidungsmerkmale darbieten und daher die erste *s'* als Elastizitätswelle und die folgenden als Brandungswellen angesprochen werden müssen. Es fällt ferner auf, daß in Textfig. 87 *a* die erste Elastizitätswelle und die erste Brandungswelle weit mehr auseinandergerückt erscheinen als in Textfig. 91 *a*, obgleich sie bei gleichem Schlauchdruck 30 mm Hg erregt wurden. Die Ursache hierfür ist darin zu suchen, daß für Textfig. 87 ein größeres Verdrängungsquantum (Ballon III) gefördert wurde als für Textfig. 91 (Ballon II).

Daß an unseren Kurven sehr häufig nur eine Brandungswelle zum Ausdruck kommt, ist meist an zu festem Anliegen der Fühlfeder oder an zu starker Berührung gelegen. Die sekundären Erhebungen an den erhaltenen Kurven würden sich noch charakteristischer hervorheben, wenn wir den Gang der Trommel mehr retardierten. Bei zu langsamem Umgang würden hingegen die Kurven zur Zeitmessung sich nicht eignen. Doch möge ein solches Kurvenbild, wie es von J. Trautwein in Pflügers Archiv Bd. 104, Fig. 6, S. 298 unter sonst gleichen Bedingungen dargestellt sich findet, neben einer Radialiskurve auch hier Platz finden, wenn auch nur, um zu zeigen, welche große Ähnlichkeit eine solche Wellenkurve mit der sogenannten trikoten Pulskurve aufweist (Textfigg. 92 *a* u. *b*).

An den beiden Kurven der Textfigg. 91 a u. b ist noch weiterhin bemerkbar, daß die zweite auf einer erheblich höher gelegenen Fußlinie sich aufbaut als die erste, was in Textfigg. 90 a u. b nicht stattfindet.

Beider Fußlinien zeigen hier gleiche Höhe. Die Ursache für diesen auffallenden Unterschied ist darin zu suchen, daß bei der ersten Aufnahme (Textfig. 90) der Druckschlauch offen, bei der zweiten vollkommen geschlossen war. Die ganze verdrängte Flüssigkeitsmenge mußte also bei dieser den Versuchsschlauch passieren und deshalb trotz Ausflusses hinter der ersten Welle eine Druckerhöhung von 30 auf 80 mm Hg hinterlassen. Die Kurvenpaare der Textfig. 90 und 91 unterscheiden sich von den vorausgehenden ferner durch ihre Größe, was nur darauf zu beziehen ist, daß der Sphygmograph von 400 cm auf 50 cm dem Schlauchanfang bzw. dem Ballon nähergerückt war. Daher er-

scheinen auch ihre sekundären Erhebungen  $s'$  und  $r$  mehr voneinander entfernt. Auf die Zeit ihres Ablaufes hat diese scheinbare Entfernung, wenigstens bei diesen Versuchen, keinen nennenswerten Einfluß, weil, wie



Fig. 92 a.

Schlauchkurven



Fig. 92 b.

Radialskurven

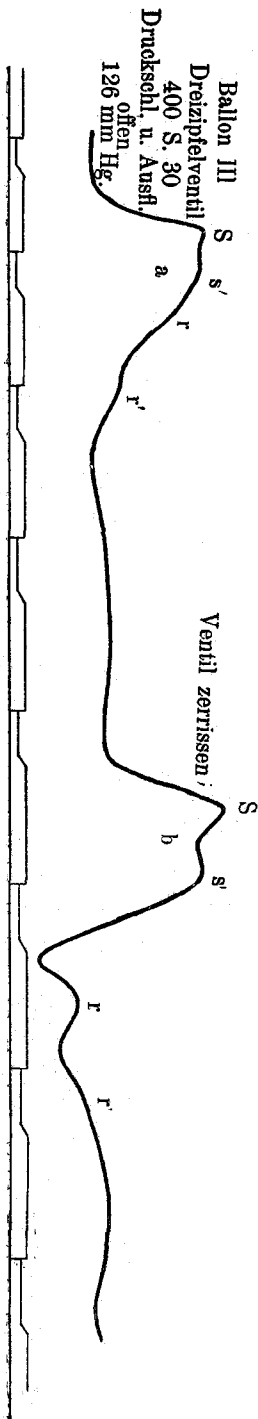


Fig. 93.

wir aus den Textfiguren 42 und 43 ersehen können, in einem Kautschukschlauch von gleicher Weite und Wandstärke die Welle für eine Strecke von ca. 400 cm keine erhebliche Veränderung erleidet.

Textfig. 88 zeigt ebenfalls eine der ersten Kurve folgende Druckerhöhung, wenn auch in geringerem Grade als Textfig. 91. Der Druckschlauch war hier nur bis zur Hälfte geschlossen. Es wird aus diesen Versuchen hinreichend klar, daß die Abzweigung nach dem Druckreservoir nicht allein erlaubt, den Schlauchdruck nach Belieben zu modifizieren, sondern auch, daß man in ihr einen ausgezeichneten Regulator besitzt, den Druck, welchen die Schlauchwelle veranlaßt, mit der Ausflußmenge in Einklang zu bringen.

Aus den vorliegenden Kurven ist m. E. der Schluß berechtigt, daß das Klappenventil allein an der charakteristischen Formänderung der Druckkurve beteiligt ist. Es erlaubt nur, solange es geöffnet ist, dem Rückstrom die Passage nach dem entleerten Ballon; allein dieser, d. h. der Rückstrom, verlegt sich selbst den Weg dadurch, daß er die Klappe mit sich fortreißt und wie eine Tür zuschlägt, bevor der Lokaldruck auf 0 oder sogar unter 0 gesunken ist. Die Brandungswelle muß daher im positiven Teil der Druckwelle zum Ausdruck kommen, höher oder tiefer, je nachdem die Klappe früher oder später zum Schluß kommt. Deshalb wird die Welle auch eine Druckerhöhung hinterlassen, solange die Ausflußmenge das Förderungsquantum in der Zeiteinheit nicht übersteigt. Als definitiver Beweis für die Richtigkeit dieser Auffassung mögen noch zwei Druckkurven hier Raum finden, deren Zustandekommen ich einem mißglückten Versuche verdanke. Ich hatte aus sehr zartem Material (Kondom aus Fischhaut) ein den Semilunarklappen des Herzens nachgebildetes Ventil konstruiert, wie es J. Trautwein<sup>1)</sup> schon beschrieben hatte. Dieses künstliche Dreiklappenventil besaß aber dem ihm zugemuteten Druck gegenüber zu wenig Widerstandskraft, so daß es, wie sich erst später herausstellte, während des Versuches zwischen erster und zweiter Kurve einriß. Der Rückstrom konnte daher beim Zustandekommen der zweiten Kurve b nicht mehr am Klappenventil branden, sondern erst weiter rückwärts an den Ballonwänden bzw. an dem Metallventil (Textfig. 93 a u. b). Die Folge davon war, daß auch die Druckkurve b eine von der ersten a abweichende Form erhielt, und zwar genau dieselbe, wie wir sie vorher vor Einschaltung des zweiten Ventils erhalten hatten. Anstatt einer durch den Schluß der Klappen bewirkten, kurz in die Brandungswellen übergehenden positiven Drucksenkung, wie sie die erste Kurve aufweist, sehen wir an der zweiten b die Deszensionslinie von der ersten Elastizitätswelle *s'* bis tief unter die Fußlinie schroff herabfallen, woran sich dann erst die der Brandung entsprechenden Elastizitätswellen anreihen, mit andern Worten: in der ersten Kurve a erscheinen die Brandungs- oder Rückstoßwellen, wenn auch mangelhaft differenziert, als positive, in b als negative sekundäre Erhebungen. Es geht aus diesen Untersuchungen mit aller Bestimmtheit hervor, daß an den

<sup>1)</sup> J. Trautwein, Galopprhythmus u. Hemisystolie. Virch. Arch. Bd. 189, S. 50, 1907.

unter Anwendung zweier Ventile erzeugten Druckkurven zweierlei sekundäre Erhebungen zum Ausdruck kommen, die sich am absteigenden Schenkel der Kurve oberhalb der Fußlinie, d. h. in ihrem positiven Teile, begegnen, und zwar die durch die plötzliche Expansion der Schlauchwand erzeugten Elastizitätswellen einerseits und die durch den Rückstrom hervorgerufenen Brandungswellen andererseits.

Es kann demnach, wie wir gesehen haben, auch an dieser Kurve die erste Elastizitätswelle ganz ausfallen oder unter geeigneten Bedingungen sich mit der

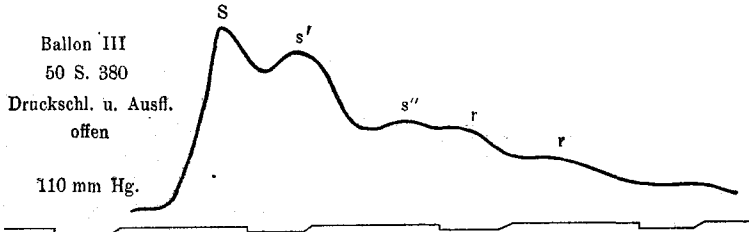


Fig. 94.

ersten Brandungswelle vereinigen, was gewöhnlich geschieht bei sehr geringer Wandspannung. Andererseits kann vor den Brandungswellen sogar noch eine zweite Elastizitätswelle erscheinen. Dafür sprechen die Kurven Textfig. 94 und 95, welche nicht etwa durch Zufall erhalten wurden, sondern mit Absicht dadurch, daß bei der ersten die Pause zwischen der Höhe der Kompression und der Lüftung um ein Minimum verlängert wurde und die Fig. 105, welche ohne Absicht entstanden war.

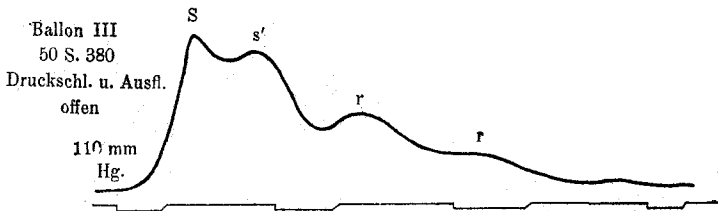


Fig. 95.

Es sei hierzu erwähnt, daß schon O. J. B. Wolff <sup>1)</sup>, welcher Meister war in der Handhabung des Mareyschen Sphygmographen, an der Pulscurve neben seiner ersten sekundären Aszension (S. 12, Fig. 1), welche mit unserem  $s'$  identisch ist beim mittelgroßen Mannespulse, oft noch eine zweite (S. 14, Fig. 4 u. 9), sekundäre Aszension und unter gewissen Vorbedingungen sogar eine dritte zur Darstellung gebracht hat (S. 20, Fig. 10).

Kehren wir nun nach diesen Umwegen, welche zum Verständnis der unter Einschaltung zweier Ventile erzeugten Druckkurve durchaus notwendig sich er-

<sup>1)</sup> a. a. O.

wiesen, zu der Frage zurück, weshalb wir zu der Neuordnung der Wellenerregung uns entschieden hatten. Wir beabsichtigten, die Zeitverhältnisse des Ablaufs der Druckwelle kennen zu lernen, wenn anstatt des zu früheren ähnlichen Versuchen angewandten Erregungsquantums eine noch größere, aber bei wechselndem Schlauchdruck möglichst konstant bleibende Flüssigkeitsmenge verdrängt würde. Die Abweichungen in der Form der Druckkurve, welche durch das Klappenventil verursacht wurden, von derjenigen, welche ohne zweites Ventil zustande kam, können für die vorliegende Frage, welche sich lediglich auf die Bestimmung des zeitlichen Verhältnisses der peripherischen Ausbreitung der Welle  $f-S$  und des Abstandes des primären Gipfels von der ersten sekundären Welle  $S-s'$  bezieht, dem Vergleich mit den früheren, bei geringer Förderungsquantität erhaltenen Resultaten durchaus nicht hinderlich sein.

Von den nachstehenden beiden Tabellen wurde die erste mit Hilfe des Schlauchballons II (Förderungsquantität: 35–40 ccm), die zweite mit Ballon III (Förderungsquantität: 75 ccm) bei vollkommen offenem Druckschlauch und freiem Ausfluß erhalten.

Ballon II (35–40 ccm).

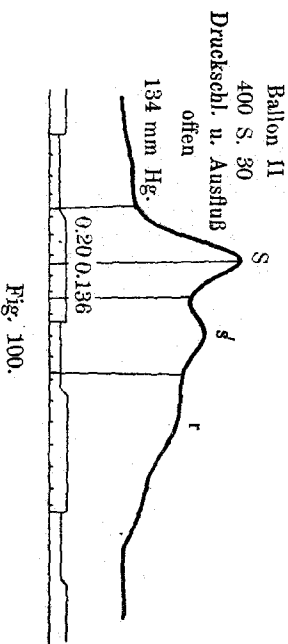
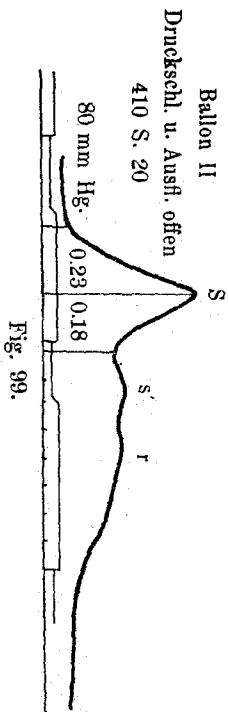
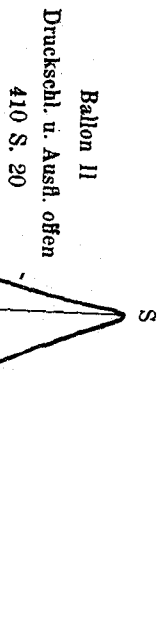
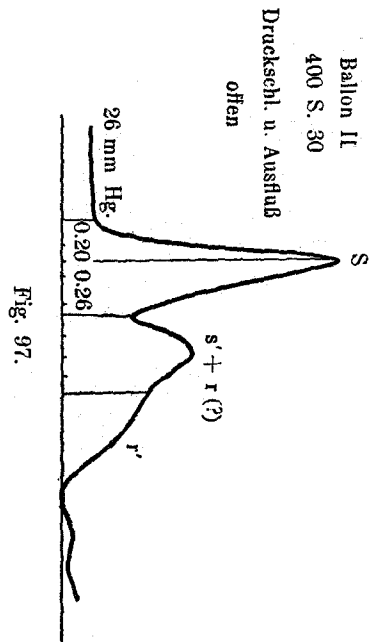
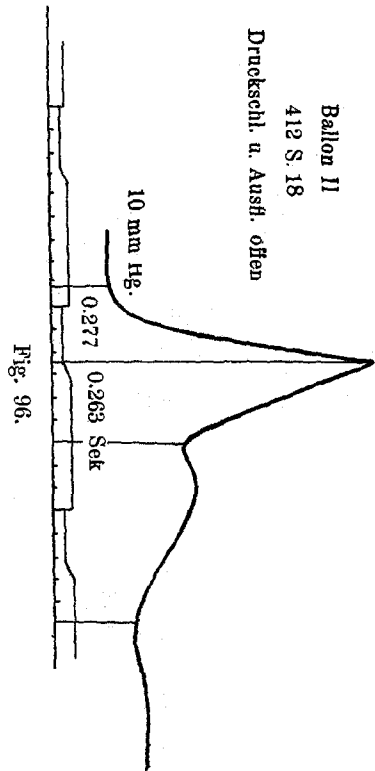
Fig.	Schlauchdruck mm Hg	Sphygmograph	Druck- schlauch u. Ausfluß	Peripherische Ausbreitung $f-S$ Sek.	Wellengipfel bis zur ersten sek. Welle $S-s'$ Sek.	Summe $f-s'$ Sek.
96	10	412 S 18	offen	0,277	0,263	0,54
97	26	400 S 30	„	0,20	0,26	0,46
98	40	410 S 20	„	0,22	0,23	0,45
99	80	410 S 20	„	0,23	0,18	0,41
100	134	400 S 30	„	0,20	0,136	0,336

Ballon III (75 ccm).

Fig.	Schlauchdruck mm Hg	Sphygmograph	Druck- schlauch u. Ausfluß	Peripherische Ausbreitung $f-S$ Sek.	Wellengipfel bis zur ersten sek. Welle $S-s'$ Sek.	Summe $f-s'$ Sek.
101	30	400 S 30	offen	0,24	0,21	0,45
102	50	400 S 30	„	0,235	0,174	0,409
103	70	400 S 30	„	0,23	0,16	0,39
104	96	410 S 20	„	0,21	0,15	0,36
105	96	410 S 20	„	0,22	0,14	0,36
106	124	400 S 30	„	0,21	0,116	0,32

Es folgt hierunter noch eine dritte Tabelle, unter denselben Bedingungen wie die vorausgehenden dargestellt, mit der einzigen Ausnahme, daß der Sphygmograph aus der Entfernung von 400 cm dem Ballon III oder dem Erregungsort auf 30–50 cm nähergerückt wurde.





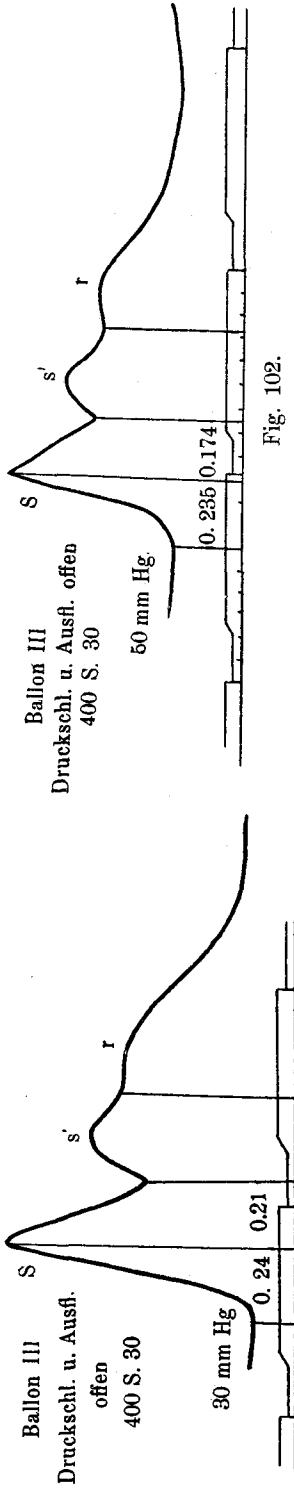


Fig. 101.

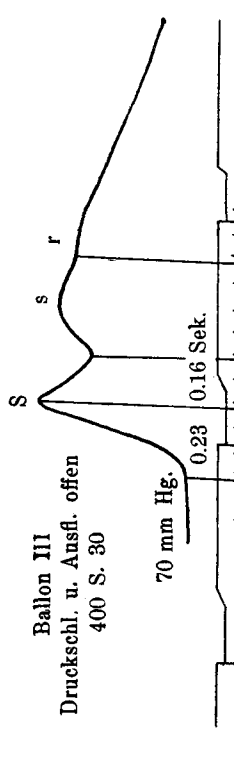


Fig. 103.

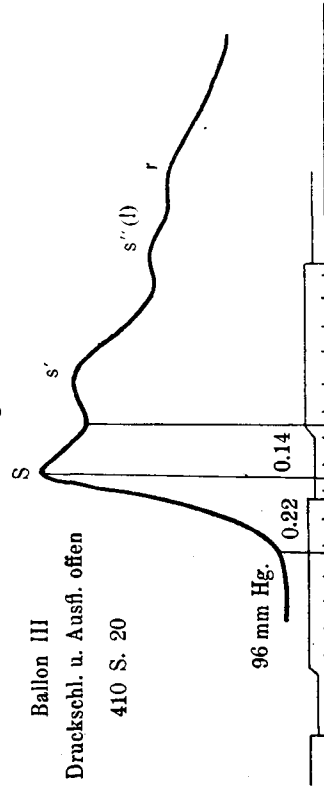


Fig. 105.

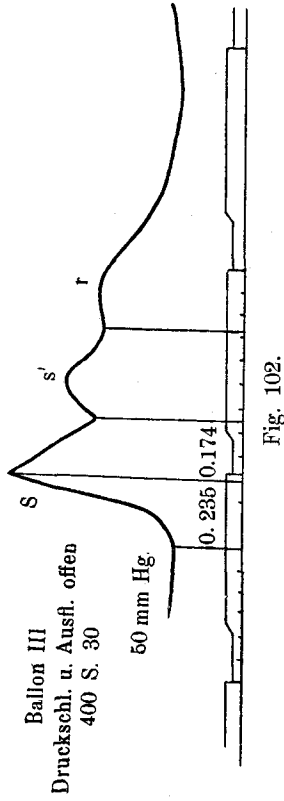


Fig. 102.

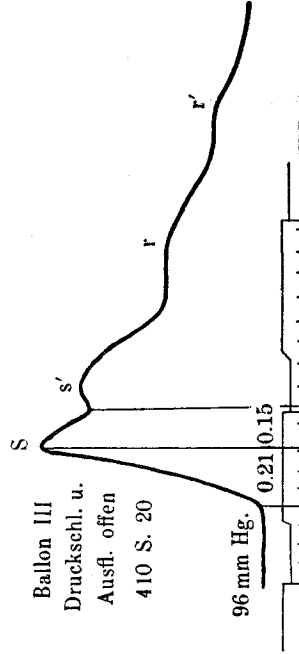


Fig. 104.

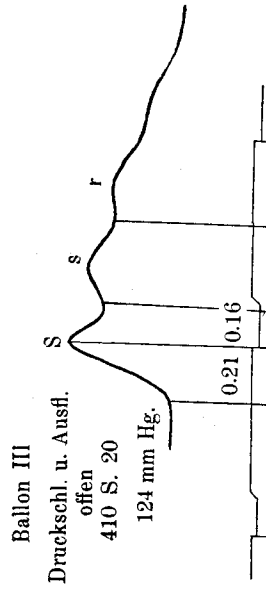


Fig. 106.

## Ballon III (75 ccm).

Fig.	Schlauchdruck mm Hg.	Sphygmograph	Druck- schlauch u. Ausfluß	Periphere Ausbreitung $f-S$	Wellengipfel bis zur ersten sek. Welle $S-s$	Summe $f-s'$
107	50	30 S 400	offen	0,235	0,25	0,485
108	76	30 S 400	"	0,17	0,22	0,39
109	106	30 S 400	"	0,208	0,148	0,356
110	110	50 S 380	"	0,22	0,137	0,357
111	120	50 S 380	"	0,209	0,116	0,325
112	140	50 S 380	"	0,21	0,115	0,325

Aus diesen drei Tabellen geht hervor, daß bei Anwendung einer beliebigen Förderungsquantität, wenn sie sich nur während des Druckwechsels gleichbleibt, die Geschwindigkeit des Ablaufs der ersten Phase der Druckwelle: periphere

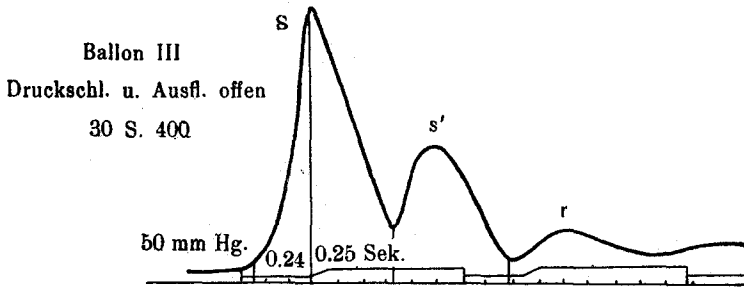
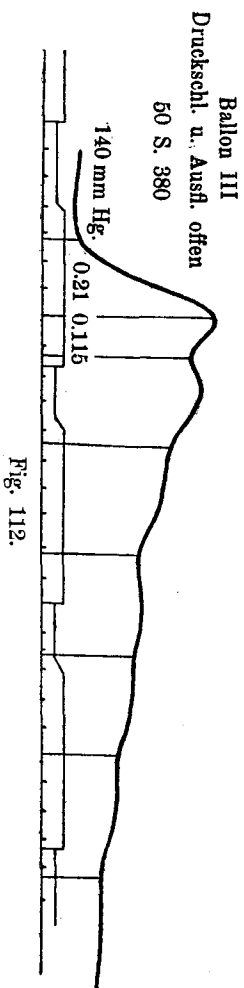
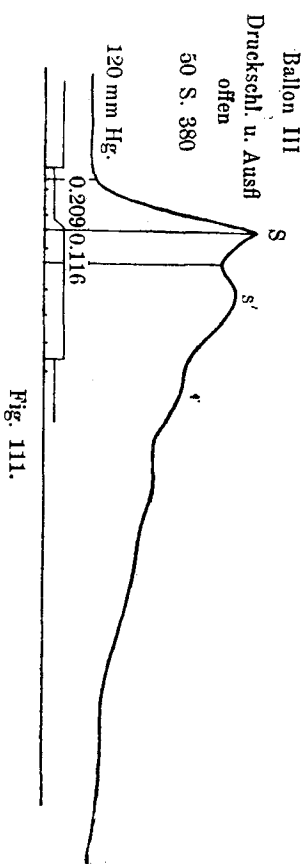
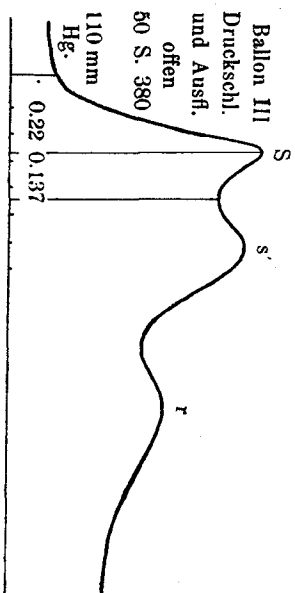
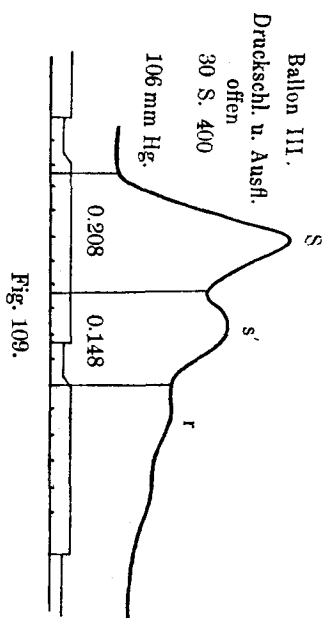
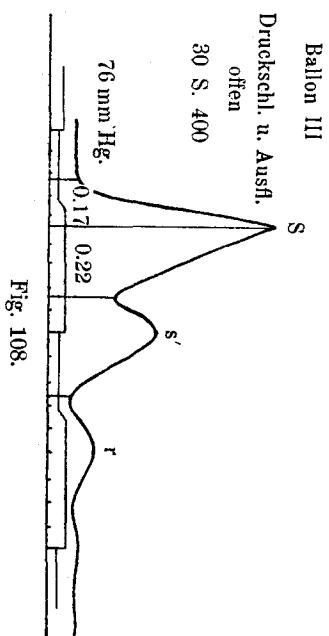


Fig. 107.

Ausbreitung  $f-S$  wie diejenige der zweiten Phase: Entfernung des primären Gipfels von der ersten Elastizitätswelle  $S-s'$ , in demselben Sinne sich ändert wie der Schlauchdruck. Allerdings bemerken wir auch hier, daß die zeitlichen Differenzen der ersten längeren Phase bei wechselndem Druck nicht so prägnant ausfallen als diejenigen der zweiten von kürzerer Dauer. Auch muß es auffallen, daß die Zeitwerte der beiden genannten Abschnitte während nahezu gleichen Drucks nicht immer analog sich verhalten, wie man hätte erwarten dürfen, sondern nicht selten regellos auseinandergehen, wie beispielsweise an den Kurven Textfigg. 96 u. 97: 0,277 Sekunden und 0,26 Sekunden gegenüber 0,20 Sekunden und 0,26 Sekunden, Textfigg. 107 u. 108: 0,235 Sekunden und 0,25 Sekunden gegenüber 0,17 Sekunden und 0,22 Sekunden deutlich zu erkennen ist; daß hingegen die Summen der beiden zu einem gewissen Ausgleich der Differenzen zu führen scheinen, davon kann man sich durch die Prüfung der letzten Kolumnen der drei vorliegenden Tabellen leicht überzeugen. Woran dies liegt, ob an Mangelhaftigkeit der arbeitenden Apparate, an Fehlern bei der Markierung oder an sonstigen Zufälligkeiten während der Aufnahme ist schwer zu sagen. Jedenfalls würde für eine prak-



tische Verwertung zur Beurteilung des in der elastischen Röhre herrschenden Drucks die Summe beider Phasen mehr Sicherheit bieten als die kurze Strecke von  $S$  bis  $s'$  allein, der ja wohl verhältnismäßig große Zeitunterschiede bei wechselndem Druck und auch die Möglichkeit einer schärferen Markierung zugute kommen. Man muß sich aber vergegenwärtigen, daß diese Phase durchweg die kürzeste ist und daher bei ihr unvermeidliche Fehler der Abgrenzung schwerer ins Gewicht fallen als bei der Bestimmung der peripherischen Ausbreitung. Aus diesem Grunde würde eine Hinzunahme der Phase des Rückstroms bis zur ersten Brandungs- oder, wie sie an der Pulscurve auch genannt wird, der dikrotischen Welle, sicher dazu beitragen, die Fehler, welche der Abgrenzung zur Last fallen, noch mehr zu vermindern.

Wenn daher auch Moens <sup>1)</sup> (S. 140) findet, daß der zeitliche Abstand zwischen der primären und dikrotischen Pulserhebung bei Erhöhung des Blutdrucks ab- und bei Erniedrigung zunimmt, wenn ferner auch die Phase des Rückstroms an ihrem distalen Ende, d. h. dem Beginne der Brandungswelle, meist ebenso scharf abzugrenzen ist wie an der ersten sekundären Welle  $s'$ , so möchte ich doch auf ihre Mitbenutzung zur Zeitbestimmung bzw. zur Beurteilung des Seitendrucks verzichten, indem ich auf die Bedenken verweise, welche ich hinsichtlich ihrer Zuverlässigkeit in dieser Beziehung geltend gemacht habe. Dazu kommt noch, daß bei Anwendung des zweiten Ventils der Zeitablauf des Rückstroms auch dadurch an Sicherheit einbüßt, daß der Schluß der Klappe einmal früher, das andere Mal später erfolgen kann. Vielfache Versuche, welche darauf gerichtet waren, über die Gesetzmäßigkeit des zeitlichen Ablaufs dieser Phase Aufschluß zu erhalten, haben zu unzureichenden Resultaten geführt. Deshalb ist sie in den vorliegenden Tabellen ganz unberücksichtigt geblieben.

Die Vermutung, daß mit einem größeren Förderungsquantum auch eine verhältnismäßig längere Zeitdauer verbunden sei, scheint, wenigstens in den vorliegenden Tabellen, keine Bestätigung gefunden zu haben.

Bemerkenswert ist ferner noch, wie aus den Kurven zu ersehen ist, daß die erste sekundäre Welle mit Zunahme des Schlauchdrucks dem primären Gipfel näherrückt, und zwar bei größerer Förderungsquantität (Ballon III) noch mehr als bei geringerer Verdrängung (Ballon II), daß umgekehrt bei Zunahme des Binnendrucks die Gipfelhöhe der primären Welle abnimmt.

Nach den vorliegenden Kurven zu urteilen, sind aber auch Ausnahmen von dieser Regel zu konstatieren, die jedoch auf den zeitlichen Ablauf der uns interessierenden Phase keinen besonderen Einfluß auszuüben scheinen. Als Beispiele hierfür dürfen die Kurven Textfigg. 102, 103, 104 dienen. Ob solche Unregelmäßigkeiten nur an Kautschukröhren zu Beobachtung kommen, oder ob trotz abgeschlossenen Verdrängungsraumes die Förderungsmenge nicht immer, wie beobachtet, gleichmäßig ausfiel, möchte ich vorerst unentschieden lassen.

<sup>1)</sup> a. a. O. S. 140.

Nebenbei sei noch darauf hingewiesen, daß in Textfig. 105 außer der ersten Elastizitätswelle  $s'$  auch eine mit der Brandungswelle fast verschmolzene zweite  $s''$  zum Ausdruck gekommen ist. Je größer also, wie wiederholt hervorgehoben, das Wellenerregungsquantum, d. h. je höher der Lokaldruck emporgetrieben wird, um so näher rückt auch die sekundäre Welle dem primären Gipfel und kann dessen Höhe erreichen, wenn gleichzeitig der Schlauchdruck angemessen erhöht wird, wie aus den Textfigg. 109, 110, 111, 112 deutlich zu erkennen ist. Ja wir sind sogar in der Lage, Bedingungen herzustellen, daß die sekundäre Welle den primären Gipfel merklich überragt. Eine derartige Druckkurve ist in Textfig. 113 zu sehen. Sie kam zustande unter Anwendung von Ballon III bei noch nicht einmal sehr hohem Schlauchdruck, aber bei geschlossenem Ausflußende, wodurch eben die unter hohem Lokaldruck verlaufende Welle zu einer, wenn auch vorübergehenden Flüssigkeitsstauung Veranlassung gab. Diese Kurvenform ist insofern von Interesse, als sie auch an der Pulscurve zur Beobachtung kommt und zu den wunderlichsten Auffassungen Veranlassung gegeben hat, weshalb man sie auch zum Unterschied von den andern, den sogenannten „katakroten“ Pulsformen, als „anakrote“ bezeichnet hat. Sie soll vorwiegend bei alten Leuten vorkommen; man nannte sie deshalb den Greisenpuls. Wir haben schon solchen Anakrotismus kennen gelernt bei Anwendung unserer ersten Wellenerregungsmethode (Textfiguren 13 u. 14) und fanden den Grund für diese Erscheinung in der während der Entstehung der Elastizitätswellen andauernden Zunahme des Schlauchdrucks. Man kann sich daher leicht vorstellen, daß es sich auch bei der Entstehung der Kurve Textfig. 113 um eine die Gipfelwelle, welche ja gleichzeitig als erste Elastizitätswelle zu gelten hat, infolge momentaner Stauung hervorgerufene und überdauernde Drucksteigerung handelt. Vielleicht spielt gleichzeitig auch eine gewisse Plötzlichkeit der Entleerung des Ballons hierbei begünstigend mit.

In jüngster Zeit haben sich wieder einige Forscher mit der Herkunft der Anakrotie beschäftigt: S. Schönewald (Ztlbl. f. Herz- u. Gefäßkr. 1914 Nr. 11 und ebenso daselbst 1915 Nr. 7) und M. Ludin (Ztschr. f. klin. Med. 80, 5.—6. Heft, 1914). Der erstere findet die Ursache für die Entstehung des anakroten Pulses in einer Dissoziation der Druckbildung innerhalb der Aorta entstanden, sie erfolgt in zwei Absätzen, und dementsprechend zeigt der ansteigende Kurvenschenkel eine Zweiteilung.

Ludin dagegen scheint noch immer der Reflexionstheorie anzuhängen. Es heißt im Referat (Ztlbl. f. Herz- u. Gefäßkr. 1915 Nr. 1): „Weil die anakrote Zacke und die Hauptzacke der Pulscurve um so näher zueinander liegen, je peripherischer die Arterie gelegen ist, glaubt L. annehmen zu müssen, daß die zugehörigen Wellen nicht beide zentrifugal verlaufen, sondern daß die der anakroten Zacke zugrunde liegende Welle zentripetal laufe, das heißt, eine Reflexionswelle sei.“

Von allen Autoren, welche sich mit der Erklärung der anakroten Pulscurve befaßt haben, ist Hürthle (Beiträge zur Hämodynamik 1891) der Wahrheit am nächsten gekommen. Er fand, daß die anakrotischen Wellen nichts anderes dar-

stellen als die üblichen sekundären Wellen, welche unter dem Einfluß großer Widerstände in der Peripherie vom katakroten Schenkel in den anakroten vorrücken.

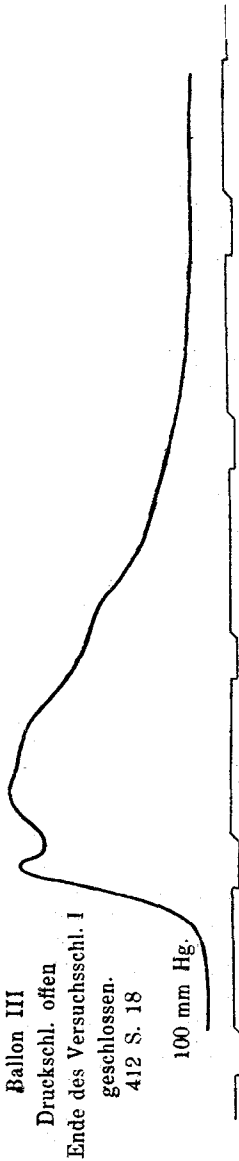


Fig. 113.

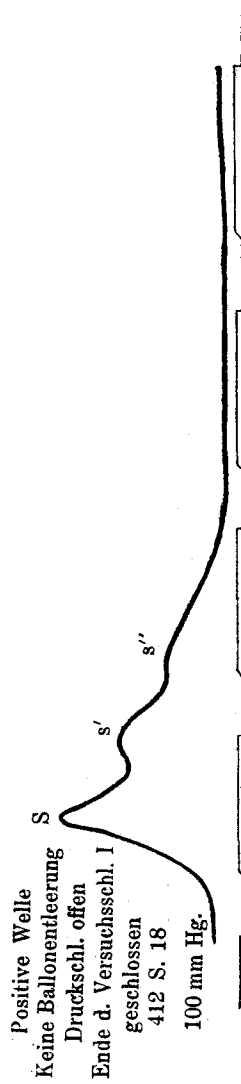


Fig. 114.

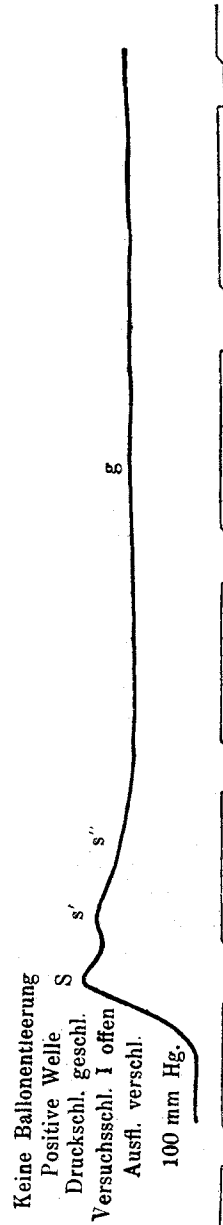


Fig. 115.

Auf Grund der bisherigen Ausführungen habe ich, wie ich glaube, überzeugend genug nachgewiesen, daß sämtliche am absteigenden Kurvenschenkel auftretenden sekundären Erhebungen mit peripherischen Reflexwellen absolut nichts gemein

haben. Wir konnten nicht allein ihren direkten zentralen Ursprung nachweisen, der sie sämtlich als Zitter- oder Elastizitätswellen, wenn auch verschiedener Herkunft, charakterisiert, sondern wir waren auch in der Lage, durch besondere Anordnung unseres Versuchsschlauchsystems die Möglichkeit jeder Reflexion aus der Peripherie auszuschließen, ohne daß die sekundären Wellen dadurch an ihrem Erscheinen behindert wurden.

Dennoch war es bei der Bedeutung, welcher man zur Erklärung der sekundären Erhebungen der Pulscurve peripherischen Reflexvorgängen allzeit das Wort redete, von Interesse, zu untersuchen, wie sich peripherische Reflexwellen zu der Druckkurve verhalten würden, wenn man die Bedingungen zu ihrer Entstehung herstellt. Sagt doch Grashey <sup>1)</sup>: „Ist die primäre Welle groß, der Schlauch, welchen sie durchläuft, relativ kurz, so kann die Welle an den Enden des Schlauches wiederholt zurückgeworfen werden und den Schlauch mehrmals durchlaufen, ehe sie erlischt.“

Ich verschloß daher den Schlauch I unseres Systems, der 430 cm lang und gewiß nicht zu lang war im Hinblick auf die Größe der mit Ballon III erregten Druckwelle, an seinem peripherischen Ende mit einer Klemmpinzette, wobei allerdings der zuführende Druckschlauch offengelassen wurde, und applizierte den Wellenzeichner ganz nahe dem verschlossenen Ende. Es mußte in diesem Falle doch in nächster Nähe der Druckkurve neben den ihr zugehörigen Elastizitäts- bzw. Brandungswellen irgend etwas in Erscheinung treten, was auf eine von der Peripherie reflektierte Erhebung schließen ließ. Die Aufnahme der ersten Kurve war 18 cm vom verschlossenen Schlauchende I entfernt. Dann wurde, entweder vom Ballon aus oder außerhalb desselben, dicht vor dem verschlossenen Klappenventil, unter Ausschließung jeglichen Rückstroms, d. h. jeglicher Negativität, durch Kompression des Schlauchs eine positive Welle erzeugt und auf diese Weise Textfigur 114 erhalten. Wir sehen merkwürdigerweise an dieser Kurve, so nahe auch der Sphygmograph dem verschlossenen Schlauchende stand, nichts, was mit Sicherheit auf eine Reflexwelle hätte schließen lassen, wenn wir von den sekundären Erhebungen absehen, welche wir bisher als zentral entstandene Elastizitätswellen kennen gelernt haben. Auch an Textfig. 113 der anakroten Kurve, welche von der Ballonhöhle aus mit nachfolgender Lüftung erregt wurde, und welche sich daher nur von der positiven Welle (Textfig. 114) in ihrer Form unterscheidet, machen wir dieselbe Wahrnehmung.

Die nächstfolgende Kurve (Textfig. 115) wurde unter denselben Bedingungen dargestellt wie Textfig. 114, nur mit dem Unterschiede, daß die Klemmpinzette von Schlauch I entfernt, dafür aber das Ausflußende des Schlauchsystems sowie auch der Druckschlauch verschlossen wurde. Reflexwellen konnten in diesem Falle nicht erwartet werden. Die neue Kurve mußte sich aber von der vorhergehenden darin unterscheiden, daß die Elastizitätswellen auf der Höhe einer Druck-

---

<sup>1)</sup> a. a. O. § 45.



oder Gipfelinie erschienen, weil die Welle sich erschöpft hatte, noch ehe sie das Ausfließende erreichte und damit eine recht bedeutende Wandspannung zurückließ.

Endlich kam noch eine andere Veränderung der Versuchsanordnung in Betracht; es wurde sowohl der Druckschlauch als auch das Ende des Versuchsschlauches I verschlossen. Die Wellenerregung fand wieder unter Vermeidung eines Rückstromes statt, in der Absicht, nur positive Wellen zu erzeugen. Eine so dargestellte Kurve konnte sich allerdings nicht in der Form der Textfig. 114, sondern wegen des durch das eingepumpte Flüssigkeitsquantum erhöhten Schlauchdrucks (Textfig. 115) mit einer hohen Gipfelinie präsentieren, wie Textfig. 116 tatsächlich bestätigt. Dennoch unterscheidet sich diese letzte Kurve wesentlich von ihrer Vorgängerin dadurch, daß in einiger Entfernung von den ihr zugehörigen Elastizitätswellen ein deutlicher Höcker (*pr*) sich erhebt, welcher an jener nicht wahrgenommen wird, der aber allenfalls als Reflexwelle angesprochen

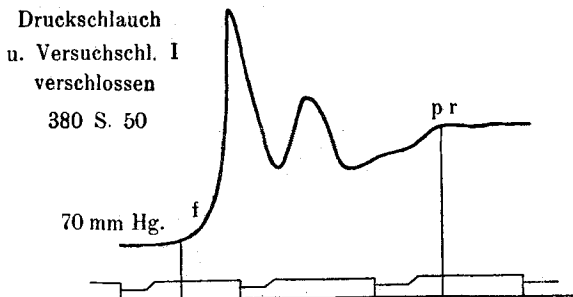


Fig. 116.

werden konnte. Handelte es sich mit diesem Höcker wirklich um eine Reflexion der primären Druckwelle am verschlossenen Schlauchende, so mußte, wenn der Sphygmograph vom Verschuß weiter entfernt wurde, eine zeitliche Verspätung der genannten Erhebung (*pr*) diese Annahme bestätigen.

Ich habe nun vier solcher Kurven, deren Aufnahme bei zunehmender Entfernung vom verschlossenen Schlauchende stattfand, mit Zeitmessung versehen und das erhaltene Resultat in umstehender Tabelle zusammengestellt. Für die Zeitbestimmung wurde die Distanz vom Fußpunkt *f* der Druckkurve bis zum Gipfel der vermutlichen peripherischen Reflexwelle *pr* berechnet. Zur Wellenerregung verwandte ich den Inhalt des Ballon II, ließ aber der Kompression während des Versuchs keine Lüftung folgen, so daß ein Rückstrom und damit auch der Schluß der Klappe ausgeschlossen war.

Fig.	Schlauchdruck mm Hg	Sphygmograph	Druckschlauch u. Versuchsschlauch	Ballon II	f—pv Sek.
117	70	415 S 15	geschlossen	Positive Welle	1,4
118	70	405 S 25	„	„ „	1,46
119	70	380 S 50	„	„ „	1,52
120	70	330 S 100	„	„ „	1,74

Der zeitliche Ablauf hätte schärfer markiert werden können, wenn der Umlauf der Trommel mehr retardiert worden wäre. Dies ersieht man aus den Textfigg. 116

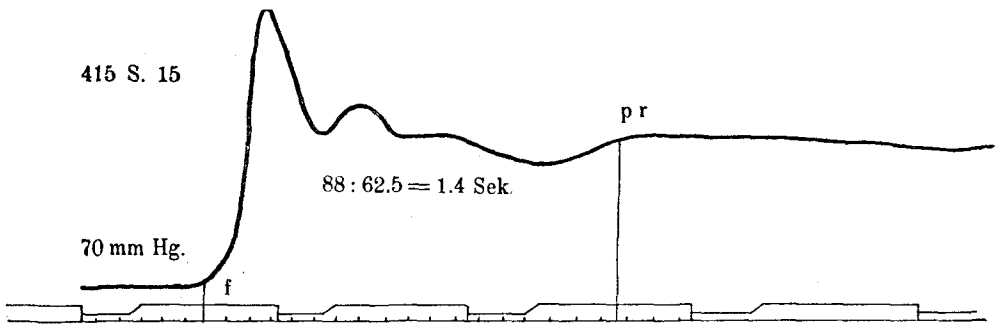


Fig. 117.

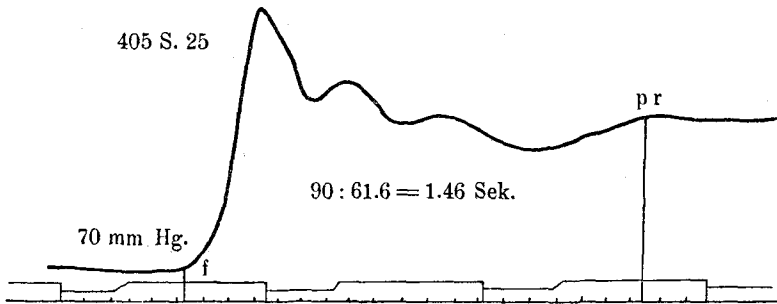


Fig. 118.

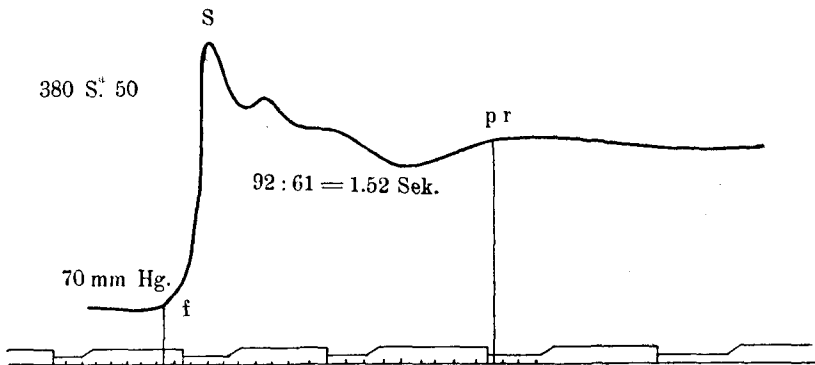


Fig. 119.

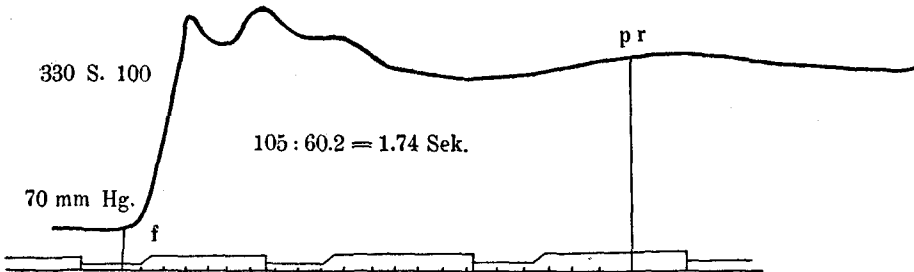


Fig. 120.

und 119, welche unter gleichen Bedingungen während eines Umlaufes dargestellt wurden: die eine im Beginn, die andere jedoch unmittelbar vor Ablauf der Trommel, als ihr Gang schon erheblich sich verzögert hatte. Mein Uhrwerk war jedoch zu mangelhaft und ließ sich nicht weiter retardieren, ohne daß es zeitweise mitten im Versuch stehen blieb. Es erhellt jedoch aus den vorstehenden Berechnungen deutlich genug, daß  $p_r$  mit der Entfernung des Sphygmographen vom verschlossenen Schlauchende auch zeitlich später zum Ausdruck kommt, und daß es sich hier tatsächlich um eine Reflexwelle handelt, die nur durch Brandung der primären Welle am verschlossenen Schlauchende verursacht sein kann. Wir sehen weiter, daß kaum 100 cm vom Verschlußende des 4 m langen Schlauches entfernt die Reflexwelle schon so abgeflacht ist, daß der Gipfel derselben gar nicht mehr genau genug bestimmt werden kann. Es würde also an dem Punkte der Entstehung der primären Welle kaum eine Spur von einer peripherischen Reflexion sich unterscheidbar dargeboten haben. Von einem Hin- und Herwandern eines scharf ausgeprägten Wellenhügels, wie Grashey und andere meinen, kann demnach keineswegs die Rede sein.

Wir dürfen daraus weiter den Schluß ziehen, daß, wenn der Schlauch nicht allzu kurz ist, die primäre Welle nicht im mindesten von der Reflexwelle tangiert wird.

Wie hat man sich nun vorzustellen, daß bei offenem Druck- und gleichzeitig verschlossenem Versuchsschlauch keine peripherische Reflexwelle zur Erscheinung kam, selbst wenn der Fühlhebel des Sphygmographen noch so nahe dem Verschlußende aufgestellt war?

Zunächst ist daran zu denken, daß bei Auspressung des Ballons, also bei Erzeugung der Druckwelle, eine Teilung derselben stattfindet. Der eine Teil wendet sich nach dem Druckreservoir mit breiter Oberfläche und kann deshalb hier nur eine geringe Druckerhöhung hervorrufen. Anders steht es aber mit dem Teil, welcher in das Schlauchsystem eintritt. Er verursacht als Schlauchwelle eine lokale Drucksteigerung, die sich weit über den Druck erhebt, der in dem Druckschlauch herrscht. Diese Differenz läßt sich leicht aus der Höhe beurteilen, um welche der Gipfel der primären Welle die Gipfelinie  $g$ , oder was dasselbe ist, die Druckhöhe des Behälters überragt. Da nach hydrodynamischen Gesetzen in kommunizierenden Röhren, wenn sie sich selbst überlassen sind, bei bestehenden Druckdifferenzen sofort ein Ausgleich stattfinden muß, so erfolgt im vorliegenden Falle diese Begleichung nicht etwa in der Richtung vom Druckreservoir nach dem Versuchsschlauch, sondern umgekehrt vom Versuchsschlauch zu dem Druckreservoir hin. Es kann deshalb auch am verschlossenen Schlauchende zu keiner solchen Stauung kommen, die imstande wäre, eine bemerkenswerte Brandung zu veranlassen. Damit bleibt aber auch die Ursache zur Entstehung einer rückläufigen Welle aus.

Nicht ohne besondere Gründe habe ich mich in dem Vorausgehenden so eingehend mit dem Studium des zeitlichen Ablaufes der Druckkurve beschäftigt, und

es haben diese Untersuchungen ergeben, daß zwischen Zeit und Druck, wenn auch nur für einen beschränkten Teil der Druckwelle, bestimmte Beziehungen bestehen. Freilich würde der praktischen Ausnutzung eines solchen Verhältnisses an künstlichen elastischen Röhren kein besonderer Wert zuzuschreiben sein, da man sich durch Einschalten eines Manometers weit bequemer und sicherer Aufschluß über den Druck, der gerade in der Höhe herrscht, verschaffen kann. Nichts könnte indessen erwünschter sein, als wenn solche korrespondierenden Verhältnisse auch in Röhren aus tierischen Geweben, beispielsweise den Schlagadern des Menschen, sich nachweisen ließen, da in diese ohne blutige Eingriffe Manometer nicht eingeführt werden können. Eine einzige Pulscurve mit tadellos gearbeitetem Pulschreiber nebst exaktem Chronographen aufgenommen, würde genügen, uns wenigstens über den gerade zurzeit im Gefäße herrschenden relativen Blutdruck aufzuklären. Es würde eine solche Methode den allgemein üblichen komplizierten und schwer zu handhabenden Apparaten, Sphygmomanometer usw. genannt, die auch nur über den relativen Blutdruck etwas aussagen wollen, mit allen ihnen anhaftenden Fehlern und Mängeln weit vorzuziehen seien. Doch will ich mich an diesem Orte mit dem bloßen Hinweis bescheiden und denke später im physiologischen Teil meiner Arbeit auf dieses Thema noch einmal zurückzukommen.

Werfen wir nun noch einen Rückblick auf die Ergebnisse, zu welchen die vorstehenden Untersuchungen geführt haben, so können wir uns der Einsicht nicht verschließen, daß die Schlauchwelle in ihrem Entstehen und Vergehen der Wasserwelle vollkommen gleicht, daß beide jedoch Besonderheiten in Form und Verlauf aufweisen, welche allein in der Verschiedenheit des Terrains, auf dem sie sich bewegen, und der ihnen Gestalt gebenden elastischen Körper ihre Erklärung finden. Um die sie auszeichnenden besonderen Eigenschaften der Schlauchwelle isoliert zu studieren, hatten wir uns zuletzt eines Schlauchsystems bedient, das Störungen, wie sie etwa von der Einmischung fremder Wellenbewegung erwartet werden konnten, unmöglich machte. Diesem aus einer Kombination von vier verschiedenen langen und weiten elastischen Röhren bestehenden System gesellten wir noch ein Druckreservoir hinzu, welches einestheils erlaubte, den Druck, unter welchem wir die Schlauchwelle studieren wollten, nach Bedürfnis zu ändern, andernteils die Abströmung des eingetriebenen wellenerregenden Flüssigkeitsquantums in der Weise zu regulieren, daß Zufluß und Abfluß sich einander die Wage hielten, wodurch während der Untersuchungen Stauungen bzw. Druckverschiebungen im Versuchsschlauch nach Möglichkeit vermieden würden. Wir hatten übrigens schon vordem bei einfacheren Versuchsbedingungen eine wichtige Eigenschaft der Schlauchwelle kennen gelernt, welche uns gestattete, auch ohne Beihilfe eines Druckreservoirs den Schlauchdruck nicht allein beliebig zu erhöhen, sondern auch dauernd auf einer gewünschten Höhe zu erhalten, wenn wir — das Förderungsquantum durfte noch so gering sein — eine Anzahl von Druckwellen unmittelbar aufeinander folgen ließen.

Das Einhalten des Drucks auf einer bestimmten Höhe bedurfte einer Modifikation der Ballonförderung, welche ohne besondere Mühe dadurch gelang, daß wir nicht stetig denselben Balloninhalt entleerten, sondern abwechselnd, je nach Bedürfnis, den Manometer stets im Auge behaltend, bald größere, bald geringere Flüssigkeitsmengen aus der Ballonhöhle verdrängten oder auch die Pausen zwischen zwei Entleerungen verkürzten oder verlängerten (Textfigg. 65 u. 66).

Zu dieser Konstanz des Schlauchdrucks war also eine Inkonstanz der Fördermenge oder auch der Zeitfolge der Druckwelle erforderlich.

Wir können uns übrigens, wie bereits andernorts bemerkt, aus der Summe der verschiedenen Förderungsquantitäten ein Durchschnittsquantum vorstellen, das in gleichen Intervallen, selbstverständlich bei konstant bleibender Ausflußöffnung, dasselbe erreicht hätte. Umgekehrt würden wir mit einer beliebig großen Ballonförderung den Schlauchdruck in regelmäßigen Intervallen auf ein und denselben Stufe erhalten, wenn wir imstande wären, in der Zeiteinheit den Ausfluß dem Zufluß genau anzupassen.

Für eine beliebig große Ballonförderung würde aber unser Schlauchsystem nur in engen Grenzen sich eignen, da ja die Ausflußröhre immerhin elastische Dehnbarkeit besitzt. Darüber hinaus könnten wir uns nur dadurch helfen, daß wir die enge Ausflußröhre gegen eine weitere austauschten. Letztere müßte aber dann unter Umständen weit länger sein, um durch Länge das zu ersetzen, was sie durch Ausdehnung einbüßte. Denn wir haben gesehen, daß gerade durch die Engigkeit des Schlauches IV die Welle noch vor dem Ausflußende vollständig vernichtet wurde, was zur Erzielung einer gleichmäßigen ununterbrochenen Ausströmung erforderlich ist.

Es steht uns jedoch auch in dieser Hinsicht ein Ausweg offen, der uns erlaubt, bei ganz kurzem Schlauchsystem das Ausflußende beliebig zu erweitern und zu verengern, ohne befürchten zu müssen, daß der Ausfluß durch Wellenbewegung noch gestört wird. Wenn wir z. B. die dem Ballon sich unmittelbar anschließende kurze, aber weite Röhre sich auflösen oder sich teilen lassen in eine größere Anzahl von stetig sich verjüngenden Röhren, deren Einzelquerschnitt sich verengt, während der Gesamtquerschnitt sich erweitert, so werden die Widerstände für die Strömung vermindert, diejenigen für die Schlauchwelle dagegen derart vermehrt, daß ein Erscheinen der letzteren am Ausflußende ausgeschlossen ist. Eine Anpassung des Ausflusses an ein beliebiges Förderungsquantum läßt sich daher leicht durch Aus- oder Einschaltung von einzelnen oder auch ganzer Partien der feinen Endäste erreichen. Eine Röhrenanordnung dieser Art finden wir im Arteriensystem des lebenden Organismus verwirklicht. Dieses System reguliert aber nicht durch Ein- oder Ausschaltung von Ausflußröhren, sondern es besitzt einen besonderen Mechanismus, der durch Verengung oder Erweiterung der Endäste den Ausfluß mit dem Zufluß konstant zu erhalten vermag. In einem solchen vollkommenen System kann demnach durch kleine wie durch große Förderungen derselbe Binnendruck aufrechterhalten werden, immer jedoch vorausgesetzt, daß der Ge-

samtquerschnitt der Ausflußöffnungen in dem richtigen Verhältnis zur Fördermenge verharret. Wird die Regulation mangelhaft, und zwar derart, daß der Ausfluß hinter dem Zufluß zurückbleibt, so werden zunächst erhöhte Ansprüche an die Arbeit des Ballons gestellt. Den Herzmuskel sehen wir unter solchen Umständen hypertrophieren, um imstande zu sein, die Beschränkungen der Ausflußöffnungen durch Vermehrung der Stromschnelle zu kompensieren. Wird der Querschnitt der Ausflußöffnung zu weit, so muß der Ballon, wenn er nicht das Förderungsquantum dementsprechend vermehren kann, durch häufigere Entleerungen den Druck auf der gewünschten Höhe zu erhalten suchen. Das ist auch der Grund, warum wir bei Lähmung der kontraktile Elemente der Endarterien bei gewissen akuten Erkrankungen oder unmittelbar vor dem Tode die Pulsfrequenz zu enormen Höhen sich erheben sehen.

Um Mißverständnissen vorzubeugen, muß ich noch auf einen Umstand hinweisen, der das Verhältnis der Wellenbewegung zur Strömung betrifft. Ich habe schon an anderer Stelle nachdrücklichst betont, daß die durch die Druckwelle verursachte gleichmäßige Ausströmung nicht etwa erst, wie bei dem Blutkreislauf allgemein angenommen wird, an oder nahe dem Ausflußende beginnt, sondern daß durch die Wellenfolge der gesamte Schlauchinhalt vom Anfang bis zu seinem Ende in gleichmäßige Bewegung gerät.

Hiergegen kann berechtigterweise ein Einwand geltend gemacht werden: Wenn die ganze Flüssigkeitssäule, welche die Röhre oder die Röhren erfüllt, in ununterbrochener Bewegung sein soll, ist es doch schwer zu begreifen, daß nicht durch die stoßweise erfolgenden Ballonentleerungen, welche mit vollständiger Ruhepause wechseln, die angeblich gleichmäßige Strömung wenigstens in der Nähe des Ballons Störungen ausgesetzt ist, die zu neuen Wellen Veranlassung geben müßten; dies würde in der Tat auch zutreffen, wenn die Rohrwände nicht aus dehnbarem Material beständen. Wir müssen uns aber zunächst daran erinnern, daß die Geschwindigkeit der Strömung weit hinter derjenigen der Wellenbewegung zurücksteht. Das Verhältnis stellte sich nach meinen Berechnungen mindestens wie 1 : 10. Durch die zwischen zwei Ballonentleerungen, also während der Zwischenpause, eintretende Unterbrechung des Zuflusses, wird aber, wie man sich vorstellen könnte, die Strömung nicht betroffen. Diese geht in gleichem Tempo trotz mangelnden Zuflusses in der Pause (Diastole) voran, bewirkt aber gleichzeitig eine Einengung des Strombettes durch kompensatorische lokale Einziehung der elastischen Rohrwand und entfaltet gleichzeitig, was für uns sehr wichtig erscheint, rückwirkend eine ansaugende Kraft auf die Ballonhöhle, beschleunigt damit deren Neufüllung. Das ist auch der Grund, warum wir bei der Durchleuchtung am Aortenbogen oft so auffällige Pulsationen wahrnehmen.

Was ist nun eine solche Einrichtung, wie sie sowohl das Schlauch- als auch das Schlagadersystem darbieten, anderes als diejenige, welche uns von der Feuerspritze her bekannt ist? Der Ballon mit den beiden Ventilen bzw. das Herz stellen die

Pumpe dar, welche stoßweise Flüssigkeit in den Windkessel treibt, und die Wandungen des Schlauch- oder Arteriensystems gleichen dem Windkessel, der hier gleichzeitig die Rolle der eingeschlossenen elastischen Luft übernehmen muß. Wie die Schlauch- oder Arterienwand durch das stoßweise Eindringen von Flüssigkeit in Schwingungen gerät, so wird auch die im Windkessel eingeschlossene Luft durch die periodischen Entleerungen der Pumpe in Spannung und Entspannung, d. h. in Schwingungen versetzt, die in ihrer Gesamtwirkung durch Vermehrung der Spannung auf den flüssigen Inhalt den stetigen gleichmäßigen Ausfluß vermitteln. Solche Schwingungen im Windkessel sind nur anderer Art als im Röhrensystem, sie sind mit denjenigen verwandt, welche wir an dem mit einem Gewicht erschweren Kautschukfaden beobachten und stehende Wellen genannt haben. Die Wellen im Schlauch- und Arteriensystem sind dagegen ohne Ausnahme fortlaufende Wellen und gleichen in ihrem Verlaufe denjenigen, welche wir am Ende eines gespannten Seiles durch einen Schlag hervorgerufen hatten.

Schon E. H. Weber hat die elastische Wand der Arterien mit der im Windkessel der Feuerspritze befindlichen Luft verglichen. Hier wie dort werde beim Druck eines Pumpwerkes nicht nur Flüssigkeit vorwärts getrieben, sondern auch ein elastischer Körper gespannt, welcher auf die Flüssigkeit zu drücken und sie auszutreiben fortfährt, während das Pumpwerk selbst nicht drückt.

Man sieht, daß Weber die Ähnlichkeit der Mechanismen klar vor Augen hat, den wirklichen Vorgang im Schlauch- und Arteriensystem aber noch nicht hinreichend durchschaut. Dies geht schon daraus hervor, daß nach dem Wortlaut das Pumpwerk den Röhreninhalt zuerst in Bewegung setzen und die Wandspannung erst hinterher diese Bewegung fortsetzen soll.

Auch die Auffassung, welche v. Kries bezüglich des Vorgangs im Windkessel sich gebildet hat, gibt hinreichend zu erkennen, daß seine Vorstellung von dem gleichen Vorgange im Arteriensystem das Richtige nicht getroffen hat. Er läßt im Windkessel der Feuerspritze gleichfalls fortlaufende Wellen ihr Spiel treiben, die an den starren Wänden wiederholte Reflexionen erleiden. Aus meinen Ausführungen geht aber mit Evidenz hervor, daß weder im Schlauchsystem noch im Windkessel Wellenreflexionen in Frage kommen.

Schließlich sei noch darauf hingewiesen, daß der Youngsche Satz: „*Unda enim non est materia progrediens sed forma materiae progrediens*“ nicht allein für Wasserwellen, sondern auch für Schlauchwellen durch meine Untersuchungen seine vollkommene Bestätigung gefunden hat.

An der Durchsicht der vorliegenden Arbeit haben sich Herr Regierungsbaumeister Dr.-Ing. V. Bläß, Privatdozent an der Großh. Techn. Hochschule in Darmstadt, und Herr Dr. med. Friedr. Linn aus Kreuznach beteiligt, wofür ich diesen Herren hiermit meinen verbindlichsten Dank ausspreche.

---