

Durch diese Versuchsreihe wurde festgestellt, daß der Widerstand, welchen gesättigter Dampf dem Rade bei seiner Drehung entgegenstellt, geringer ist, wie jener der Luft, daß ferner stark überhitzter Dampf diesen Widerstand sehr bedeutend vermindert; im vorliegenden Falle betrug diese Verminderung 1,3 beziehungsweise 1,42 PS (bei 300° Überhitzung) gegenüber atmosphärischer Luft beziehungsweise gesättigtem Dampf von 100° C Temperatur; also 30 beziehungsweise 43 Prozent. Auffallender ist die Abnahme des Radwiderstandes im Vakuum; dieselbe betrug bei derselben Überhitzung 0,90 PS, also 60 Prozent. Nach diesem Versuchsergebnis zu schließen dürfte die Kondensation bei hochgehender Überhitzung gleichfalls die Wärmeökonomie erhöhen. Behufs Lösung dieser Frage werden im Maschinenlaboratorium der technischen Hochschule in Dresden noch weitere Versuche durchgeführt.

Aus diesen verschiedenen Versuchen geht unzweifelhaft hervor, daß sich die Laval turbine ohne irgend welche Schwierigkeiten mit hochüberhitztem Dampf betreiben läßt; nachdem der Dampf auf den Gegendruck entspannt, also auch mit viel geringerer Temperatur aus der Düse austritt, als er in dieselbe eintritt, daher das Rad, die Welle und Stopfbüchse nur mit dem abgekühlten spannungslosen Dampf in Berührung kommen, so kann man mit der Überhitzung bis zu den höchsten, mit den heutigen Einrichtungen erreichbaren Temperaturen gehen, während man bekanntlich bei den Kolbenmaschinen wegen der Schmierung derzeit noch an Grenztemperaturen von 350° bis 380° C gebunden ist\*).

**208. Die de Laval-Dampfturbine.** Die allgemeine Anordnung einer größeren Turbine ist aus Fig. 227 ersichtlich; der rechts von dem Wechsellrädergehäuse *t* liegende Teil der Figur ist ein Längenschnitt durch die Turbine, der linke Teil ein Längenschnitt durch das Vorgelege. Der eigentliche Turbinenapparat ist höchst einfach und besteht aus dem Laufrad *f* samt Achse und den Dampfverteilungsdüsen. Das Laufrad befindet sich in einem Gehäuse, an welches sich die Dampfableitungskammer *r* anschließt. Der vom Kessel kommende Dampf tritt durch den Stutzen *a* ein, durchströmt eine Dampfeinlaßbüchse, in welcher sich ein cylinderförmiges Haarsieb *c* zu dem Zwecke befindet, um etwaige Verunreinigungen zurückzuhalten, und gelangt hierauf durch das Regulierventil *d* in einen ringförmigen Verteilungskanal *e* und von diesem in die Dampfverteilungsdüsen, welche innerhalb dieses Kanales an der Peripherie des Turbinen-

\*) In *Scientific American Supplement* 1901 erschien eine Arbeit von H. Thurston, welche gleichfalls die Wichtigkeit der Überhitzung beim Dampfturbinenbetrieb betont und diesbezügliche Versuchsergebnisse mitteilt.

gehäuses angeordnet sind. Aus diesen Düsen strömt der Dampf direkt gegen das Laufrad.

Das Regulierventil wird von einem kleinen, sinnreich konstruierten und sehr einfachen Achsregler, welcher an dem freien Ende der Vorgelegewelle sitzt, beeinflusst; es stellt die Öffnung für den Dampfeintritt der jeweiligen Belastung der Maschine entsprechend ein; seine Wirkung beruht

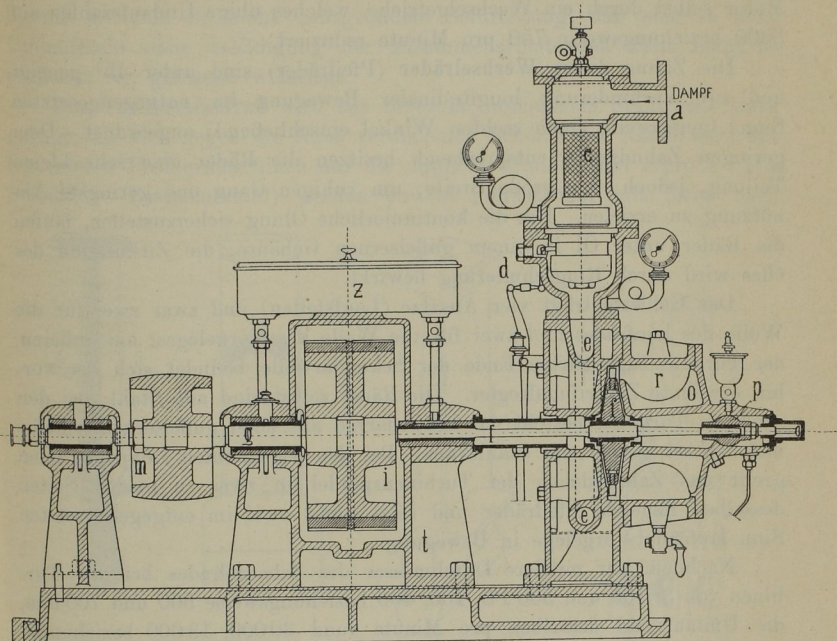


Fig. 227.

somit auf der Drosselung des Eintrittsdampfes. Die Verstellung des Regulators wird durch das in der Skizze ersichtliche Stellzeug auf das Regulierventil übertragen. Dieser Regulator ist sehr empfindlich; die an verschiedenen Lavalturbinen, unter anderen auch an der 300 PS-Turbine des städtischen Elektrizitätswerkes in Brünn abgenommenen Tachogramme zeigen die Überlegenheit der Dampfturbine hinsichtlich des Gleichförmigkeitsgrades über die besten Kolbenmaschinen. Selbst bei plötzlicher vollkommener Entlastung der Maschine stieg die Tourenzahl nur um circa 4 Prozent, um sofort wieder, nach einer wenige Sekunden dauernden Schwankung in den neuen Beharrungszustand überzugehen; dabei wurde die Düsenspannung von dem Regulator auf ungefähr die Hälfte vermindert.

Aus der Turbine strömt der Dampf entweder in die Luft oder in einen Kondensator.

Infolge der direkt nicht anwendbar hohen Umlaufszahl des Turbinenrades (die Lavaturbine wird derzeit in 12 Größen von 3 bis 300 PS gebaut und arbeitet mit 30000 bis 9000 Umdrehungen pro Minute) ist eine Übersetzung ins Langsame unbedingt erforderlich; diese erfolgt im Motor selbst durch ein Wechselgetriebe, welches obige Umlaufszahlen auf 3000 beziehungsweise 750 pro Minute reduziert.

Die Zähne dieser Wechselräder (Pfeilräder) sind unter  $45^\circ$  geneigt und zur Verhinderung longitudinaler Bewegung im entgegengesetzten Sinne (gegenseitig einen rechten Winkel einschließend) angeordnet. Dem geringen Zahndrucke entsprechend besitzen die Räder eine sehr kleine Teilung, jedoch eine große Breite, um ruhigen Gang und geringste Abnutzung zu erzielen. Um die kontinuierliche Ölung sicherzustellen, laufen die Räder unter Öl in einem gußeisernen Gehäuse, die Zirkulation des Öles wird durch Ringschmierung bewirkt.

Das Gehäuse trägt vier Ansätze (Laufstellen) und zwar zwei für die Welle des Laufrades und zwei für die Welle des Vorgeleges; am äußeren, der Turbine zugekehrten Ende der Sekundärwelle befindet sich der vorhin erwähnte Zentrifugalregler. Die Räder selbst sind aus Stahl; bei den größeren Turbinen besteht das Sekundärrad aus einer gußeisernen Scheibe mit darüber gezogenem Stahlkranz. Bei den sogenannten Doppelturbinen greift das Zahnradchen der Turbinenspindel in zwei zu beiden Seiten desselben liegende Pfeilräder und setzt somit zwei im entgegengesetzten Sinn laufende Vorgelege in Bewegung.

Nachdem der mittlere Durchmesser des Schaufelrades bei den Turbinen von 3, 100 und 300 PS, 100, 400 beziehungsweise 500 und 700 mm, die Umlaufszahl desselben pro Minute rund 30000, 13000 beziehungsweise 9000 bis 10500 beträgt, so laufen die Räder mit einer mittleren sekundlichen Umfangsgeschwindigkeit von 160, 270 beziehungsweise 360 m; die bis heute ausgeführten größten Turbinenräder arbeiten somit mit einer Geschwindigkeit, welche ungefähr halb so groß ist, wie jene des Projektils eines modernen Geschützes.

Die Lager der Vorgelegewelle sind als Ringschmierlager ausgeführt, mit langen Laufbüchsen aus Rotguß, ausgegossen mit Antifrikationsmetall. Die ungemein schwache Welle, auf welcher das Laufrad sitzt, läuft gleichfalls in langen Lagern aus Rotguß; die Antifrikationsausfütterungen sind mit Spiralnuten versehen, durch welche das Öl kontinuierlich und selbsttätig hindurchgesaugt wird. Das eine Endlager ist, wie aus der Zeichnung ersichtlich, als Kugellager ausgeführt und enthält eine Feder zur Aufnahme des Axialdruckes, welcher von der Art der Beaufschlagung des Rades her-

rührt, indem der Dampf von der inneren, dem Krauselgetriebe zugekehrten Seite des Laufrades nach Art der Axialturbine durch dasselbe hindurchströmt. Die sich bereits auf jahrelange Verwendung der Lavalturbine stützende Erfahrung hat den unzweifelhaften Beweis erbracht, daß bei Verwendung geeigneten Öles trotz der enormen Umlaufszahlen weder Warmlaufen noch eine nachweisbare Abnutzung der reibenden Teile eintritt; hiermit ist auch die nicht unbegründete Befürchtung, daß eine so hohe Umlaufzahl ohne Schädigung der zusammenarbeitenden Teile nicht zu erreichen sei, glänzend widerlegt.

Das Turbinenlaufrad wird aus zähstem homogenen Stahl sehr stark gebaut; die sich gegen die Nabe verdickende Scheibe des Rades wird mit besonderen Probiemaschinen auf die doppelte Umlaufzahl erprobt. Die Schaufeln (Bessemerstahl) werden einzeln gefräst und mit ihren nach

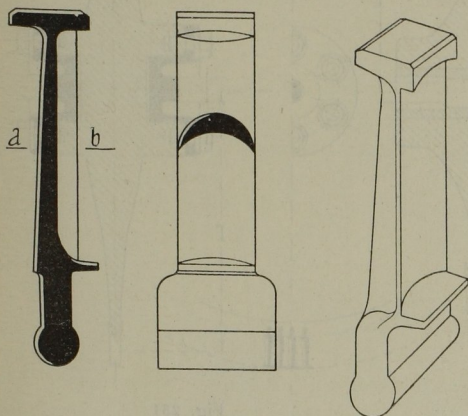


Fig. 228.

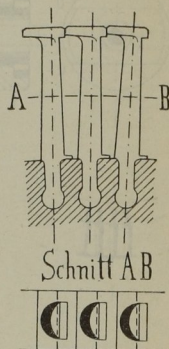


Fig. 229.

innen verdickten Stielen in die an der Peripherie des Rades eingefrästen Nuten eingekeilt. Verstärkungen an den äußeren oder Kopfenden der Schaufeln bilden aneinandergereiht einen Ring, welcher verhindert, daß der Dampf über die Turbinenschaufeln entweiche, und daß das Laufrad als Zentrifugalventilator wirke. Die Schaufeln als auch der genutete äußere Teil der Scheibe sind so bemessen, daß sie sich, im Falle die normale Umlaufzahl wesentlich überschritten werden sollte, von der Scheibe trennen müßten; die Turbine bliebe in diesem Falle stehen und das Abfliegen der Schaufeln würde keinen weiteren Schaden verursachen. Es ist dies eine Schutzmaßregel um zu verhindern, daß es im äußersten Falle zu einem Zerplatzen der Turbinenscheibe selbst kommt.

Die vorstehenden Skizzen (Fig. 228) zeigen die Schaufeln einer 300 PS

Turbine in Naturgröße, und zwar im Längen- und Querschnitte, sowie in einer Seiten- und perspektivischen Ansicht. Die Aneinanderreihung der Schaufeln im Rade, sowie der Querschnitt des Rades samt Seitenansicht und die Befestigung desselben auf der Welle ist aus den Figg. 229 (S. 553), 230 und 231 ersichtlich. Fig. 230 zeigt die Befestigungsart größerer Räder von 75 PS<sub>e</sub> aufwärts; Fig. 231 hingegen jene der kleineren Räder von 3 bis 75 PS<sub>e</sub>.

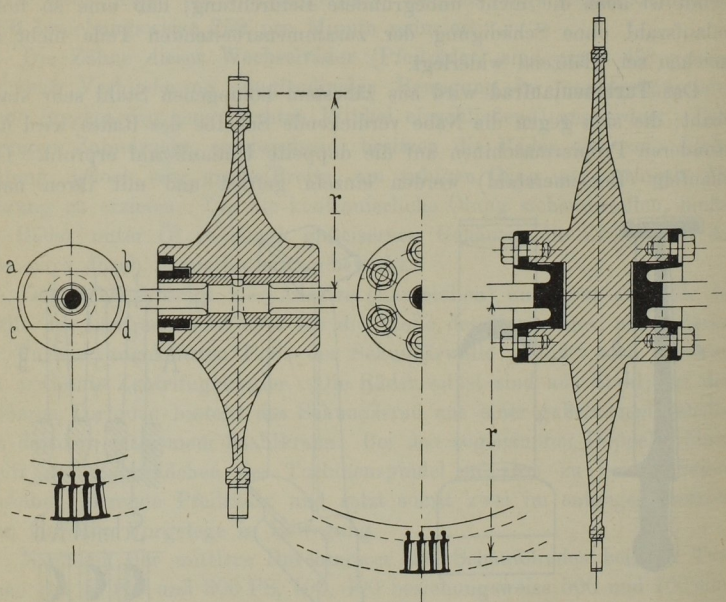


Fig. 230.

Fig. 231.

Bei größeren Rädern geht die Welle durch und ist mittels eines in der Mittelebene des Rades befindlichen kleinen Bolzens mit einer Büchse aus Stahl verbunden, welche schwach konisch in die Nabe der Scheibe eingeschliffen, durch eine cylindrische Mutter befestigt und gegen Verdrehung in der Nabe durch einen zur Scheibe konzentrischen, nach den beiden parallelen Geraden *ab* und *cd* verschnittenen und in die Nabe versenkten Flansch gesichert ist. Die Welle ist an der Stelle, wo sie durch die Büchse hindurchgeht und durch den Befestigungsbolzen geschwächt wird, auf die Bohrung der Büchse verstärkt.

**Die Turbinenwelle.** Wie an früherer Stelle bemerkt wurde, arbeiten die de Lavalschen Turbinen derzeit je nach ihrer Größe von 3 bis 300 PS<sub>e</sub> (dermalige nominelle Grenzleistungen) mit 30 000 bis 9000 Umdrehungen

der Turbinenwelle pro Minute. Es ist nun bekanntlich praktisch undurchführbar, ein so genau ausbalanciertes Rad herzustellen, daß es auf einer starren Welle aufgekeilt, bei so enormer Umlaufzahl infolge kleiner Gewichtsunterschiede nicht das Bestreben zeigen würde, von der vertikalen Drehungsebene abzuweichen. Eine einfache Rechnung zeigt, daß bei einer so enorm hohen Umlaufzahl bei der geringsten Excentrizität infolge der Zentrifugalkraft so große Lagerpressungen auftreten würden, daß sehr starke Erhitzungen der Lager und selbst ein Bruch der Welle zu befürchten wäre, andererseits mit den gebräuchlichen Abmessungen der Lager das Auskommen nicht gefunden werden könnte.

De Laval hat diese Schwierigkeiten in sehr ingenieüser Weise und mit vollem Erfolge dadurch überwunden, daß er, die Rotationseigenschaften der Körper ausnützend, das Turbinenrad annähernd zu einem freien Körper machte, indem er dasselbe auf eine sehr dünne, daher biegsame Welle befestigte.

In ähnlicher Weise wie dies bei dem gewöhnlichen Kreisel beobachtet werden kann, rotiert das Rad zunächst mit Schwingungen nach beiden Seiten, welche in Anbetracht der ungemein genauen Ausführung des Rades sehr gering sind; mit wachsender Geschwindigkeit, also binnen einiger Sekunden ist diese Oszillation nicht mehr bemerkbar, sondern das Rad macht seine Drehung in einer senkrechten Ebene, sodaß eine eventuell vorkommende Excentrizität keine nachteiligen Folgen auf Welle und Lager ausüben kann.

Die biegsame Welle, welche für Maschinen bis zu 10 Pferdekkräfte 5 mm, bei Maschinen von 300 Pferdekkräften nur 30 mm Durchmesser an der schwächsten Stelle besitzt, biegt sich so leicht durch, daß sie dem Einstellen in die Hauptachse der freien Drehung nur wenig Widerstand entgegensetzt. Beginnt daher die Umdrehung der excentrischen Welle zunächst mit geringer Geschwindigkeit, so wird die Welle das Bestreben haben sich durchzubiegen; nachdem die Lager zu beiden Seiten des Laufrades ungefähr 1 mm Spielraum haben, bieten sie dem Durchbiegen kein Hindernis. Bei zunehmender Umdrehungsgeschwindigkeit stellt sich die Drehung um die durch den Schwerpunkt gehende Hauptachse ein, wobei sich die Zentrifugalkräfte aufheben; hierdurch kommt nur ein ganz geringer Druck auf die Lager, entsprechend der Kraft, welche zum Durchbiegen der Welle erforderlich ist; dieser Druck ist an und für sich sehr gering, da einerseits die Welle so dünn, andererseits das Laufrad so genau wie möglich ausbalanciert und verhältnismäßig (200 bis 300 mm) weit von den Lagern entfernt ist.

Die Welle läuft in drei Lagern; das kürzere Ende derselben ist in einem federbelasteten kugelförmigen Lager gelagert, welches im Deckel

des Turbinengehäuses angebracht und bestimmt ist, den Axialdruck aufzunehmen. Das längere Wellenende ist in zwei langen Lagern gelagert; außerdem ist zur Seite des Turbinenrades ein sogenanntes Sicherheitshalslager angebracht, welches bei Kondensationsmaschinen zu einem Dichtungslager ausgebildet ist, um das Eindringen der atmosphärischen Luft von außen zu verhindern.

Nach dem Austritte aus der Einlaßbüchse verteilt sich der Dampf, indem er, wie früher bemerkt, durch Düsen oder Mundstücke von kreis-

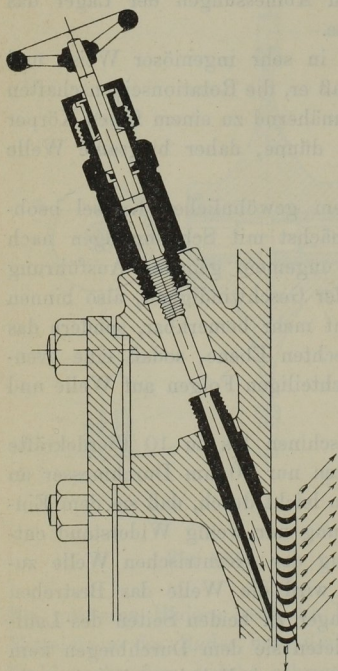


Fig. 232.

rundem Querschnitte in das Laufrad einströmt. Nach der Größe der Turbine richtet sich die Anzahl der Düsen; die kleinsten Motoren arbeiten mit nur einer Düse; die bis jetzt größten Turbinen von 300 PS haben 12 Arbeits- und 2 Reservedüsen.

Die Düsen selbst sind, wie aus Fig. 232 ersichtlich, durch Ventildüsen, die von außen mittels Handrädern gehandhabt werden können, stellbar, sodaß man nach Art der Partialturbinen die Maximalleistung beliebig vermindern beziehungsweise die Leistung der Turbine innerhalb der durch die Düsenzahl gegebenen Grenzen regulieren kann. Bevor der Dampf ins Rad eintritt, expandiert er auf den Druck des umgebenden Mediums, also auf den Druck der Atmosphäre bei Auspuffmaschinen, oder auf einen Bruchteil derselben, wenn die Turbine mit Kondensation arbeitet, somit im Abdampfraume Luftverdünnung herrscht. Die Expansion wird in der Düse selbst dadurch erreicht, daß man dieselbe gegen die Mündung konisch erweitert.

Bekanntlich nimmt der Dampf beim Austritt aus einer Öffnung, wie hoch auch der Überdruck sei, keine höhere Geschwindigkeit als ungefähr 350 m an; die Austrittsgeschwindigkeit, somit auch die Ausflußmenge ist nahezu unabhängig vom äußeren Drucke, sobald die Innenspannung zwei- bis dreimal so groß wird, wie der Außendruck; der Dampf nimmt in diesem Falle nicht den Druck der äußeren Flüssigkeit an, setzt nur einen Teil seiner Arbeitsenergie in Geschwindigkeit um und wird infolgedessen bei seinem Austritte aus der Öffnung nicht die Form eines geschlossenen

Strahles annehmen, sondern sich nach allen Richtungen zerteilen, also zerstäuben.

De Laval hat diese Schwierigkeit durch die Anwendung der sich nach dem Austritte zu erweiternden Düse in glücklicher Weise beseitigt. Der Dampf strömt zunächst durch ein gut abgerundetes kurzes Ansatzstück nach Art der schematischen Skizze Fig. 233, welches sich nach innen verjüngt; dabei nimmt derselbe die für gewöhnliche Verhältnisse größte Geschwindigkeit von annähernd 350 m an, während der Druck, wie auch aus der folgenden theoretischen Betrachtung hervorgeht, ungefähr auf die Hälfte der Anfangsspannung des Dampfes sinkt. Mit diesem Drucke läßt nun de Laval den Dampf in den sich allmählich erwei-

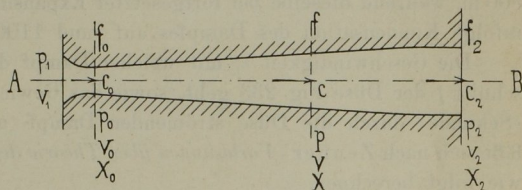


Fig. 233.

ternden Teil überströmen, wodurch der Druck desselben stetig abnimmt, während die Geschwindigkeit beständig zunimmt, bis der Dampf die Spannung des Turbinenraumes erreicht hat und als geschlossener Strahl, der keine Neigung hat, sich auszubreiten, in den Motor beziehungsweise das Laufrad eintritt. Da der Dampf mit dem Drucke, welcher im Turbinenraume herrscht, aus der Düse austritt, kann auch kein wesentlicher Spaltverlust eintreten; da andererseits im Beharrungszustande jede Partie der Düse nur mit Dampf von einer bestimmten Spannung beziehungsweise Temperatur in Berührung kommt, wird die Düse auch an jeder Stelle nur jene Temperatur annehmen, welche der Dampf besitzt, wenn er diese Stelle passiert; es wird daher dem Dampfe, während er die Düse durchströmt, also von der höheren Eintrittsspannung zur niedrigen Spannung des Turbinenraumes übergeht, weder Wärme entzogen, noch Wärme von demselben aufgenommen werden. Der Dampf expandiert daher adiabatisch und die hierbei per Gewichtseinheit freiwerdende Wärmemenge, beziehungsweise die derselben entsprechende Arbeit ist nach der Wärmelehre bekannt. Da aber andererseits die freigewordene Arbeit nur zur Beschleunigung des Dampfes verwendet wurde, so ist dieselbe, sobald das Gewicht  $G$  des in der Zeiteinheit austretenden Dampfes, sowie die Austrittsgeschwindigkeit  $c$  bekannt sind, gegeben durch die Gleichung

$$A = \frac{G}{2g} c^2.$$

Andererseits kann, wenn  $G$  und  $c$  bekannt sind, leicht der Düsenquerschnitt bestimmt werden. Wenn die Form der Düse richtig gewählt



ist und an keiner Stelle derselben Drosselung des expandierenden Dampfes eintritt, dann wird auch, abgesehen von den Bewegungswiderständen, das ganze Arbeitsvermögen des Dampfes in kinetische Energie verwandelt. Die Düsen müssen daher dem Admissionsdrucke angepaßt werden, nachdem Düsen von bestimmten Querschnitt sich nur für einen bestimmten Anfangsdruck bei gegebener Auspuff- oder Kondensatorspannung eignen. Beispielsweise beträgt bei 5,5 Atmosphären Überdruck und Expansion auf den Atmosphärendruck die Endgeschwindigkeit des Dampfes ungefähr 800 m, während dieselbe bei fortgesetzter Expansion bis auf 0,1 Atmosphäre infolge Kondensation des Dampfes auf rund 1100 m anwächst.

Die Geschwindigkeit  $c$ , mit welcher Dampf durch irgend einen Querschnitt  $f$  der Düse Fig. 233 geht, sowie das Gewicht der in der Zeiteinheit (Sekunde) durch die Düse strömenden Dampf- und Flüssigkeitsmischung läßt sich nach Zeuner (*Vorlesungen über Theorie der Turbinen*, Leipzig 1899) wie folgt berechnen.

Bezeichne  $v$  das Volumen der Gewichtseinheit der unter dem Flächeneinheitsdrucke  $p$  stehenden Flüssigkeit, bezeichne ferner  $h$  den Abstand des Querschnittes  $f$  von einem beliebig gewählten Horizontalniveau, dann ist, wenn man von der Annahme ausgeht, daß sich der strömenden Flüssigkeit keine schädlichen Widerstände entgegenstellen, beziehungsweise daß keine Energieverluste auftreten:

die Arbeit der Gewichtseinheit Flüssigkeit in dem betreffenden Querschnitte

$$E = \frac{c^2}{2g} + h + \int_{p_0}^p v dp \quad (1)$$

und

$$d\left(\frac{c^2}{2g}\right) + dh + v dp = 0. \quad (2)$$

Die Größe  $\left(\frac{c^2}{2g}\right)$  bezeichnet man als kinetische oder Strömungs-Energie, während man die Summe der beiden anderen Glieder  $h + \int_{p_0}^p v dp$  die potentielle Energie nennt.

Hierin hängt, wie bemerkt,  $h$  von der Lage des Querschnittes, der Wert des Integrals von dem augenblicklichen Zustande der Flüssigkeit, also von den Werten  $v$  und  $p$  ab.

Nachdem die Fallhöhe  $h$  als verschwindend klein vernachlässigt werden kann, schreibt sich obige Gleichung

$$d\left(\frac{c^2}{2g}\right) = -v dp. \quad (3)$$

Setzt man nun nach früher voraus, daß die Veränderungen von Druck

und Volumen des Dampfes, während derselbe durch die Düse strömt, ohne Wärmeaufnahme und Abgabe erfolgen, dann besteht für Wasserdampf wie für die Luft die Beziehung

$$pv^\mu = p_1 v_1^\mu. \quad (4)$$

Für trocken gesättigten Dampf zu Beginn der Expansion ist nach früher (§ 41)  $\mu = 1,135$  zu setzen. Würde hingegen der Dampf anfänglich aus einer Mischung von Dampf und Wasser bestehen, wäre er also anfänglich naß und wäre die anfängliche Dampfmenge der Mischung d. h. das Dampfgewicht der Gewichtseinheit Mischung (spezifische Dampfmenge) gleich  $x_1$ , dann wäre  $\mu$  zu bestimmen nach der Gleichung

$$\mu = 1,035 + 0,1 x_1. * \quad (5)$$

(Diese Beziehung gilt für den allgemeinen Fall, daß  $x_1$  zwischen den Werten 0,7 und 1 liegt.)

Für die folgenden Untersuchungen soll  $x_1 = 1$ , somit  $\mu = 1,135$  angenommen, also der Dampf im Eintrittsraume  $A$  (Fig. 233) als trocken gesättigt vorausgesetzt werden.

Aus Gleichung (4) folgt

$$\frac{pv}{p_1 v_1} = \left(\frac{v_1}{v}\right)^{\mu-1} = \left(\frac{p}{p_1}\right)^{\frac{\mu-1}{\mu}}; \quad (6)$$

ferner durch Differentiation derselben, nachdem die Glieder der rechten Seite konstant sind,

$$\mu p v^{\mu-1} dv + v^\mu dp = 0$$

$$\mu p v^{-1} dv + dp = 0$$

$$\mu p dv + v dp = 0$$

oder

$$(\mu - 1) v dp = \mu d(pv).$$

Bestimmt man hieraus  $v dp$  und setzt diesen Wert in die Gleichung (3), dann ergibt sich

$$d\left(\frac{c^2}{2g}\right) = -\frac{\mu}{\mu-1} d(pv) \quad (7)$$

und durch Intégration, in Berücksichtigung des Umstandes, daß im Eintrittsraume  $A$  die Geschwindigkeit  $c = 0$  ist, während  $p$  und  $v$  die Werte  $p_1$  und  $v_1$  besitzen,

$$\frac{c^2}{2g} = \frac{\mu}{\mu-1} (p_1 v_1 - pv). \quad (8)$$

Unter Einführung der Beziehung aus Gleichung (6) ergibt sich die Geschwindigkeit  $c$ , mit welcher der Dampf durch den beliebigen Querschnitt  $f$  der Düse strömt,

$$c = \sqrt{2g \frac{\mu}{\mu-1} \cdot p_1 v_1 \left(1 - \left(\frac{p}{p_1}\right)^{\frac{\mu-1}{\mu}}\right)}. \quad (9)$$

\*) Siehe Zeuner, *Technische Thermodynamik*, Leipzig 1901. II. Bd. S. 80 und 81.

Durch diese Gleichung läßt sich die Geschwindigkeit  $c$  in einem beliebigen Querschnitte der Düse berechnen, sobald der Druck  $p$  in diesem Querschnitte bekannt ist. Nach Gleichung (4) bestimmt sich sodann auch das spezifische Volumen  $v$  des Dampfes und somit die spezifische Dampfmenge  $x$  an dieser Stelle der Düse. Die spezifische Dampfmenge  $x$  ändert sich fortwährend mit  $p$ , da bei adiabatischer Expansion trocken gesättigten Dampfes ein Niederschlagen eines Teiles desselben stattfindet. Ist somit  $s$  das spezifische Volumen des trocken gesättigten Dampfes vom Drucke  $p$  und  $\sigma = 0,001$  das spezifische Volumen des Wassers, dann ist das Volumen  $v$  der Gewichtseinheit Mischung

$$v = xs + (1 - x)\sigma.$$

Nachdem  $\sigma$  sehr klein und  $x$  nahezu gleich Eins ist, wird der Wert von  $v$  mit genügender Genauigkeit bestimmt durch die vereinfachte Beziehung

$$v = xs.$$

Bezeichnet  $x_1$  die spezifische Dampfmenge im Eintrittsraume  $A$  dann ist

$$v_1 = x_1 s_1,$$

somit

$$\frac{x}{x_1} = \frac{v}{v_1} \cdot \frac{s_1}{s}. \quad (10)$$

Für den Verlauf der Grenzkurve oder mit anderen Worten, für die Beziehung zwischen  $p$  und  $s$  für trockenen, gesättigten Dampf besteht nach früher (§ 47 und 32) die Gleichung

$$ps^n = p_1 s_1^n = D, \quad (11)$$

worin für  $p$  in kg/qcm der Exponent  $n = 1,0646$  (oder genügend genau  $n = \frac{33}{31}$ , auch  $n = \frac{17}{16}$ ) und die Konstante  $D = 1,7617^*$ . (Für  $p$  in Atmosphären à 10333 kg/qm ist  $D = 1,7049$ .)

Aus Gleichung (4) und (11) ergibt sich durch Substitution der Werte für  $\frac{v}{v_1}$  und  $\frac{s_1}{s}$  in Gleichung (10)

$$\frac{x}{x_1} = \left(\frac{p}{p_1}\right)^{\frac{\mu - n}{n\mu}}, \quad (12)$$

woraus sich die spezifische Dampfmenge  $x$  für jeden beliebigen Wert von  $p$  in dem betreffenden Querschnitte der Düse berechnen läßt.

Um die Beziehung zwischen dem Rohrquerschnitte  $f$  und dem Dampfdrucke  $p$  in diesem Querschnitte bestimmen zu können, sei  $G$  das Gewicht der durch die Düse pro Sekunde strömenden Mischung aus Dampf und

\* Zeuner, *Technische Thermodynamik* 1901, Bd. II, S. 37.

Wasser; dann ist das Volumen dieser Mischung bei Passierung des Querschnittes  $f$  einerseits  $Gv$  andererseits  $fc$ , somit besteht die Beziehung

$$Gv = fc,$$

und nach Gleichung (4), da

$$v = \left(\frac{p_1}{p}\right)^{\frac{1}{\mu}} v_1,$$

wird

$$G = \frac{f}{v_1} \left(\frac{p}{p_1}\right)^{\frac{1}{\mu}} c.$$

Setzt man in diese Gleichung den Wert von  $c$  aus Gleichung (9), dann erhält man

$$G = f \sqrt{2g \frac{\mu}{\mu-1} \left(\frac{p_1}{v_1}\right) \left( \left(\frac{p}{p_1}\right)^{\frac{2}{\mu}} - \left(\frac{p}{p_1}\right)^{\frac{\mu+1}{\mu}} \right)}. \quad (13)$$

Nachdem die Gewichtsmenge  $G$  für alle Querschnitte der Düse denselben Wert hat, ist durch diese Gleichung der Zusammenhang zwischen dem Querschnitte  $f$  und dem in demselben herrschenden Drucke  $p$  gegeben.

Der Klammerausdruck unter dem Wurzelzeichen wird bei einem bestimmten Werte von  $p$  ein Maximum werden; für diesen  $p$ -Wert muß aber dann der Wert von  $f$  ein Minimum werden.

Seien die diesem kleinsten Querschnitte entsprechenden Werte mit  $p_0$ ,  $F_0$ ,  $v_0$ ,  $x_0$  und  $c_0$  bezeichnet (siehe Fig. 233), dann findet man jenen Wert von  $p$ , welcher dem kleinsten Querschnitte  $f_0$  entspricht, das ist also  $p_0$ , indem man den Klammerausdruck differenziert und den Differentialquotienten gleich Null setzt; auf diese Weise ergibt sich

$$\left(\frac{p_0}{p_1}\right) = \left(\frac{2}{\mu+1}\right)^{\frac{\mu}{\mu-1}}. \quad (14)$$

Aus Gleichung (12) bestimmt sich sodann die spezifische Dampfmenge  $x_0$  in dem Querschnitte  $f_0$  durch die Gleichung

$$\frac{x_0}{x_1} = \left(\frac{2}{\mu+1}\right)^{\frac{\mu-n}{n(\mu-1)}}, \quad (15)$$

ferner aus Gleichung (13) das Gewicht  $G$  der Mischung in kg, ausgedrückt durch den kleinsten Querschnitt  $f_0$ ,

$$G = f_0 \sqrt{2g \left(\frac{\mu}{\mu-1}\right) \left(\frac{p_1}{v_1}\right) \left(\frac{\mu-1}{\mu+1}\right) \left(\frac{2}{\mu+1}\right)^{\frac{2}{\mu-1}}}; \quad (16)$$

endlich aus Gleichung (9) die Durchflußgeschwindigkeit

$$c_0 = \sqrt{2g \left(\frac{\mu}{\mu+1}\right) p_1 v_1}. \quad (17)$$

Für trockenen gesättigten Dampf im Eintrittsraum  $A$ , also für  $x_1 = 1$  und  $\mu = 1,135$  erhält man aus vorstehenden Gleichungen folgende Werte:

$$\left. \begin{aligned} p_0 &= 0,5744 p_1 \\ \frac{G}{f_0} &= 199 \sqrt{\frac{p_1}{v_1}} \\ c_0 &= 323 \sqrt{p_1 v_1} \end{aligned} \right\} \quad (18)$$

und

Die spezifische Dampfmenge im kleinsten Querschnitte  $f_0$  bestimmt sich aus Gleichung (15) mit

$$x_0 = 0,9685,$$

ist daher, von  $p_1$  unabhängig, für jeden Wert des Druckes im Eintrittsraume gleich groß.

Nachdem ferner für  $x_1 = 1$  auch

$$p_1 v_1^n = D$$

ist, so berechnet sich unter Einführung der Konstanten  $n = 1,0646$  und  $D = 1,7617$  der Wert von  $v_1$ ; substituiert man diesen Wert in die Gleichungen (18), dann erhält man die für den praktischen Gebrauch geeigneten, vereinfachten Gleichungen

$$\left. \begin{aligned} \frac{G}{f_0} &= 152,59 p_1^{0,9696} \\ c_0 &= 421,4 p_1^{0,0303} \end{aligned} \right\} \quad (19)$$

In diesen sowie in den Gleichungen (18) ist  $p_1$  in kg/qcm absolut,  $f_0$  hingegen in qm einzusetzen; ferner bedeutet  $G$  das Gewicht des pro Sekunde durch die Düse strömenden Gemisches aus Dampf und Wasser in kg; endlich  $c_0$  die Durchflußgeschwindigkeit durch den engsten Querschnitt in m.

Für verschiedene Werte von  $p_1$  ergeben sich die in nachstehender Tabelle zusammengestellten Werte.

Tabelle XVIII.

$p_1$ kg/qcm absolut	$p_0$ kg/qcm absolut	$c_0$ m	$\left(\frac{c_0^2}{2g}\right)$ mkg	$\frac{G}{f_0}$ kg
5	2,887	442,4	9 977	727
6	3,465	444,9	10 088	867
7	4,042	447,0	10 182	1007
8	4,619	448,8	10 265	1146
9	5,197	450,4	10 339	1285
10	5,774	451,8	10 405	1423
11	6,352	453,1	10 465	1561
12	6,929	454,3	10 521	1698

Ist der Querschnitt der Düse an der engsten Stelle, oder die Summe der Düsenquerschnitte, wie dies gewöhnlich der Fall ist, in qcm gegeben gleich  $F_0$  und soll die Dampfmenge  $S$  in kg ermittelt werden, welche pro Stunde durch die Düse strömt, dann ist nach Gleichung (18)

$$S = \frac{199 \times 3600}{10\,000} F_0 \sqrt{\frac{p_1}{v_1}} = 71,64 F_0 \sqrt{\frac{p_1}{v_1}}. \quad (20)$$

Für überhitzten Dampf wird

$$S = 75,906 F_0 \sqrt{\frac{p_1}{v_1}}. \quad (21)$$

Der in den verschiedenen Gleichungen erscheinende Wert von  $v_1$  bzw. das spezifische Volumen des Dampfes vom Drucke  $p_1$  in cbm pro kg für gesättigten Dampf ist aus den Dampftabellen zu entnehmen; für überhitzten Dampf bestimmt man denselben aus der Zustandsgleichung (siehe § 39)

$$v_1 = \frac{RT - Cp_1^m}{p_1}, \quad (22)$$

worin zu setzen ist: für die absolute Spannung  $p_1$  kg/qcm vor Eintritt des Dampfes in die Düse,  $R = 0,0050933$ ,  $C = 0,1925$ ,  $m = 0,25$  und  $T = 273 + t$ , wenn  $t$  die Temperatur des Dampfes von der Spannung  $p_1$  ist.

Die an früherer Stelle erwähnten, in dem Maschinenlaboratorium der technischen Hochschule in Dresden, sowie die in neuester Zeit in großem Maßstabe seitens des französischen Ingenieurs Rateau durchgeführten Versuche haben die volle Übereinstimmung der wirklichen Ausflußmenge des Dampfes mit der aus obigen Formeln hervorgehenden theoretischen Ausflußmenge ergeben. Diese Übereinstimmung ist bei überhitztem Dampf eine noch größere als bei gesättigtem Dampf, weil bei demselben die experimentelle Feststellung des Dampfzustandes leichter ist, als bei gesättigtem Dampfe.

Aus der vorstehenden Tabelle ersieht man, daß die Geschwindigkeit  $c_0$ , mit welcher der Dampf durch den Querschnitt an der engsten Stelle der Düse hindurchströmt, mit dem Drucke  $p_1$  sehr langsam zunimmt, so daß man hierfür einen konstanten Mittelwert (rund 450 m) annehmen kann. Auch die Strömungsenergie  $\frac{c_0^2}{2g}$  der Gewichtseinheit der Mischung im kleinsten Querschnitte nimmt mit wachsenden  $p_1$  ungemein langsam zu und könnte gleichfalls konstant (im Mittel 10280 mkg) angenommen werden.

Wäre die Düse in der Ebene des Querschnittes  $f_0$  abgeschnitten, so daß der engste Querschnitt zugleich Austrittsquerschnitt wäre, dann ergeben die Werte der Tabelle für  $p_0$  den Druck in der Mündungsebene, welcher somit, wie man ersieht, vollkommen unabhängig ist von dem Drucke im vorliegenden Turbinenraume; ob in diesem Raume Atmosphären-

druck, Kondensatordruck oder Luftleere herrscht, bliebe für den Mündungsdruck als auch für die Strömungsenergie und die Ausflußgeschwindigkeit ohne Einfluß. Es wäre daher sehr unrationell, einer Dampfturbine durch eine derartig geformte, sich einfach konisch verjüngende Düse den Dampf zuzuführen.

Die Verhältnisse gestalten sich jedoch ganz anders, wenn man die Düse derart konisch erweitert, daß im Querschnitte  $f_2$  (siehe Fig. 233) ein bestimmter, natürlich kleinerer Druck  $p_2$ , z. B. der im Turbinenraume herrschende Druck, erreicht wird. Läßt man die Düse im Querschnitte  $f_2$  enden, dann verläßt der Dampf dieselbe mit dem Drucke  $p_2$ , womit wesentliche Vorteile für die Ausnützung der Dampfarbeit verbunden sind.

Ist der Druck  $p_2$  im Turbinenraume gegeben, ebenso der Druck  $p_1$  im Einströmraume, somit auch der Druck  $p_0$  an der engsten Stelle der Düse, dann bestimmt sich nach Gleichung (9) die Durchflußgeschwindigkeit  $c$  an einer beliebigen Stelle der Düse, somit auch die Austrittsgeschwindigkeit  $c_2$  an der Mündungsstelle  $f_2$  durch die Gleichung

$$c_2 = \sqrt{2g \frac{\mu}{\mu-1} p_1 v_1 \left(1 - \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{\mu-1}{\mu}}\right)};$$

ferner aus Gleichung (17)

$$c_0 = \sqrt{2g \left(\frac{\mu}{\mu-1}\right) p_1 v_1};$$

daraus folgt das Verhältnis der beiden Geschwindigkeiten

$$\frac{c_2}{c_0} = \sqrt{\left(\frac{\mu+1}{\mu-1}\right) \left(1 - \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{\mu-1}{\mu}}\right)}. \quad (23)$$

Die Durchflußmenge  $G$  in kg pro Sekunde für den Austrittsquerschnitt  $f_2$  wird nach Gleichung (13)

$$G = f \sqrt{2g \frac{\mu}{\mu-1} \cdot \left(\frac{p_1}{v_1}\right) \left(\left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{2}{\mu}} - \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{\mu+1}{\mu}}\right)};$$

für den engsten Querschnitt  $f_0$  nimmt sie den Wert der Gleichung (16) an. Nachdem  $G$  für alle Querschnitte denselben Wert besitzen muß, erhält man durch Gleichstellung der beiden Formeln für  $G$  das Querschnittsverhältnis

$$\frac{f_2}{f_0} = \sqrt{\frac{\left(\frac{\mu-1}{\mu+1}\right) \left(\frac{2}{\mu+1}\right)^{\frac{2}{\mu-1}}}{\left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{2}{\mu}} - \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{\mu+1}{\mu}}}}. \quad (24)$$

Setzt man in diese beiden Gleichungen (23) und (24) für  $\mu$  den Wert für trocken gesättigten Dampf  $\mu = 1,135$  (für stark überhitzten Dampf ist  $\mu = \frac{4}{3} = 1,3333$ ), dann erhält man folgende Verhältniswerte:

$$\frac{c_2}{c_0} = 3,9768 \sqrt{1 - \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{0,1189} *}, \quad (25)$$

$$\frac{f_2}{f_0} = \frac{0,1550}{\sqrt{\left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{1,762} - \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{1,881}}}. \quad (26)$$

Die spezifische Dampfmenge im Austrittsquerschnitte  $f_2$  bestimmt sich nach Gleichung (10), da  $x_1 = 1$  ist, mit

$$x_2 = \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{0,05826}. \quad (27)$$

Unter Zugrundelegung dieser drei Gleichungen sind die Werte nach stehender Tabelle berechnet.

Tabelle XIX.

$\frac{p_1}{p_2}$	$\frac{c_2}{c_0}$	$\frac{f_2}{f_0}$	$x$
100	2,583	13,802	0,765
90	2,560	12,690	0,769
80	2,535	11,555	0,775
70	2,505	10,395	0,781
60	2,469	9,163	0,788
50	2,426	7,980	0,796
20	2,177	3,966	0,840
10	1,946	2,436	0,874
8	1,861	2,069	0,886
6	1,742	1,716	0,901
4	1,550	1,349	0,922
2	1,119	1,015	0,960
1,7318	1	1	0,968

Diese Tabelle zeigt auch ziffernmäßig, daß der Druck  $p_1$  im Einströmraume größer als  $1,7318p_2$  oder der Druck im Ausströmraume

$$p_2 < 0,5774p_1$$

sein muß.

Für überhitzten Dampf von der Zustandsgleichung

$$pv^{1,333} = p_1 v_1^{1,333}$$

gehen obige Gleichungen (25) und (26) über in

\*) In Zeuners *Vorlesungen über die Theorie der Turbinen* ist irrthümlicherweise der Koeffizient dieser Formel mit 3,3768 angegeben; die  $\left(\frac{c_2}{c_0}\right)$ -Werte der Tabelle sind jedoch nach dem Koeffizienten 3,9768 gerechnet.



$$\frac{c_2}{c_0} = 2,6458 \sqrt{1 - \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{1/4}} \quad (28)$$

und

$$\frac{f_2}{f_0} = \frac{0,2380}{\sqrt{\left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{1,5} - \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{1,75}}} \quad (29)$$

Unter Benützung dieser Gleichungen wird für  $\frac{p_1}{p_2} = 100$ ,  $\frac{c_2}{c_0} = 2,1873$  und

$$\frac{f_2}{f_0} = 9,102; \text{ für } \frac{p_1}{p_2} = 10, \frac{c_2}{c_0} = 1,7503 \text{ und } \frac{f_2}{f_0} = 2,023.$$

Für irgend eine Spannung des Eintrittsdampfes z. B.  $p_1 = 10$  kg/qcm (absolut) ergibt Tabelle XVIII die Geschwindigkeit des Dampfes im engsten Querschnitte der Düse mit  $c_0 = 451,8$  m; ist nun die Spannung im Turbinenraume  $p_2 = 1$  kg/qcm und soll der Dampf bis auf diese Spannung expandieren, dann erreicht derselbe nach Tabelle XIX eine Austrittsgeschwindigkeit  $c_2 = 1,9465 c_0 = 879,2$  m; wäre hingegen die Expansion bis auf eine Kondensatorspannung  $p_2 = 0,2$  kg/qcm zu treiben, dann ist  $\frac{p_1}{p_2} = \frac{10}{0,2} = 50$ , somit  $c_2 = 2,426 c_0 = 1096$  m.

Durch eine richtige Düsenerweiterung im Sinne der oben entwickelten Formeln erreicht man, daß die Strömungsenergie, somit auch die Ausflußgeschwindigkeit  $c_2$ , den größtmöglichen Wert annimmt. Würde man die Düse jedoch über den günstigsten Querschnitt  $f_2$ , welcher bei gegebenem Druckverhältnisse  $\frac{p_1}{p_2}$  das Maximum an Strömungsenergie ergibt, hinaus verlängern und erweitern, dann würde die Strömungsgeschwindigkeit abnehmen, entsprechend der in diesem Teile der Düse stattfindenden Zustandsänderung bei konstantem Druck. Es wäre dies somit für die Wirkungsweise der Turbine ungünstig. Würde man hingegen die Düse über den Querschnitt  $f_2$  hinaus bei konstantem Querschnitte  $f_2$ , also rein cylindrisch verlängern, dann würde, abgesehen von den geringen Reibungswiderständen, überhaupt keine Zustandsänderung stattfinden; eine solche Verlängerung würde daher theoretisch weder nützen noch schaden.

Beurteilung der Leistung der Lavalturbine. Die Schaufelform der Lavalturbine ist in Fig. 234 nach der Schaufel einer 300 PS-Turbine ( $2\frac{1}{2}$  mal vergrößert) gezeichnet; der Ein- und Austrittswinkel  $\beta = \vartheta$  beträgt, insofern sich bei der Kleinheit der Schaufeln dieser Winkel überhaupt genügend genau ermitteln läßt,  $35^\circ$ ; die Richtung des Dampfstrahles beim Eintritt in die Turbine schließt mit der Radebene den Winkel  $\alpha = 20^\circ$  ein; es ist somit  $\tan \beta$  nahezu gleich  $2 \tan \alpha$ .

Sei allgemein  $\alpha$  der Winkel, welchen die Richtung des mit der Geschwindigkeit  $c_e$  ankommenden Dampfstrahles mit der Radebene bildet;  $w_e$  die relative Eintrittsgeschwindigkeit für stoßfreien Eintritt;  $w_a$  die re-

lative Austrittsgeschwindigkeit (ohne Rücksicht auf Reibungswiderstände etc. ist  $w_a = w_e$ );  $v$  die Umfangsgeschwindigkeit des Rades im mittleren Radumfang vom Halbmesser  $r$  (Fig. 230 und 231);  $\beta = \vartheta$  der Ein- und Austrittswinkel der Schaufel; endlich  $c_a$  die absolute Austrittsgeschwindigkeit.

Für stoßfreien Eintritt ergibt sich durch Zerlegung der absoluten Eintrittsgeschwindigkeit  $c_e$ :

$$\frac{v}{c_e} = \frac{\sin(\beta - \alpha)}{\sin \beta} \quad (30)$$

und

$$\frac{w_e}{c_e} = \frac{\sin \alpha}{\sin \beta}. \quad (31)$$

Bezeichne ferner  $L_i$  die auf das Laufrad übertragene Arbeit, welche auch hier wie bei den Kolbenmaschinen indizierte Arbeit genannt werden möge,  $M$  die auf die Sekunde bezogene Dampfmasse, dann ist

$$L_i = M \frac{c_e^2 - c_a^2}{2}.$$

Aus den beiden Geschwindigkeitsdreiecken für Ein- und Austritt ergibt sich

$$c_e^2 = v^2 + w_e^2 + 2vw_e \cos \beta$$

$$c_a^2 = v^2 + w_a^2 - 2vw_a \cos \vartheta,$$

oder nachdem  $w_a = w_e$  und  $\vartheta = \beta$  gesetzt werden kann,

$$c_a^2 = v^2 + w_e^2 - 2vw_e \cos \beta.$$

Setzt man diese Werte in die Gleichung für  $L_i$ , dann folgt

$$L_i = 2Mvw_e \cos \beta,$$

und unter Einführung des Wertes von  $w_e$  aus Gleichung (31), sowie durch Substitution der Dampfmasse durch das Dampfgewicht  $G = Mg$

$$L_i = 2 \frac{G}{g} v c_e \frac{\sin \alpha}{\sin \beta} \cos \beta,$$

oder

$$L_i = G \frac{c_e^2}{2g} 4 \frac{v}{c_e} \sin \alpha \cotg \beta. \quad (32)$$

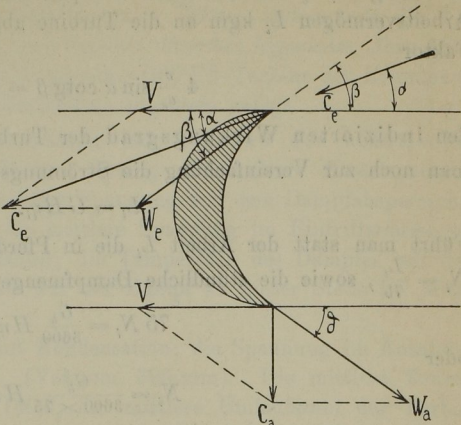


Fig. 234.

In dieser Gleichung ist  $G \frac{c_e^2}{2g}$  jene Arbeit, welche dem mit der Geschwindigkeit  $c_e$  ankommenden Dampfstrahle innewohnt; da von diesem Arbeitsvermögen  $L_i$  kgm an die Turbine abgegeben werden, so stellt der Faktor

$$4 \frac{v}{c_e} \sin \alpha \cotg \beta = \eta_i \quad (33)$$

den indizierten Wirkungsgrad der Turbine dar; es ist somit, wenn man noch zur Vereinfachung die Strömungsenergie  $\frac{c_e^2}{2g}$  mit  $H$  bezeichnet,

$$L_i = G H \eta_i. \quad (34)$$

Führt man statt der Arbeit  $L_i$  die in Pferdekraften ausgedrückte Arbeit  $N_i = \frac{L_i}{75}$ , sowie die stündliche Dampfmenge  $G_h = 3600 G$  ein, dann wird

$$75 N_i = \frac{G_h}{3600} H \eta_i$$

oder

$$N_i = \frac{G_h}{3600 \times 75} H \eta_i \quad (35)$$

und daraus die pro indizierte Pferdekraftstunde verbrauchte Dampfmenge

$$\frac{G_h}{N_i} = \frac{3600 \times 75}{H \eta_i}. \quad (36)$$

Sei ferner  $N_e$  die an die Turbinenwelle abgegebene effektive Arbeit und der mechanische Wirkungsgrad

$$\frac{N_e}{N_i} = \eta,$$

dann ist

$$N_e = \frac{G_h}{3600 \times 75} H \eta_i \eta \quad (37)$$

und die pro effektive Pferdekraftstunde verbrauchte Dampfmenge

$$\frac{G_h}{N_e} = \frac{3600 \times 75}{H \eta \eta_i}. \quad (38)$$

Die vorstehenden Formeln seien nun, der Vollständigkeit wegen, um zu sehen wie weit die theoretischen Resultate mit den wirklichen Ergebnissen übereinstimmen, auf eine 300 PS-Turbine angewendet. Soweit sich die Winkel  $\alpha$  und  $\beta$  ermitteln lassen, betragen dieselben, wie früher erwähnt,  $\alpha = 20^\circ$  und  $\beta = 35^\circ$ . Nach Gleichung (30) wird die Umfangsgeschwindigkeit für stoßfreien Eintritt

$$v = c_e \frac{\sin(\beta - \alpha)}{\sin \beta} = 0,451 c_e.$$

Aus Gleichung (33) ergibt sich der indizierte Wirkungsgrad

$$\eta_i = 4 \frac{v}{c_e} \sin \alpha \cdot \cotg \beta = 0,738.$$

Es seien nun des Vergleiches wegen der weiteren Berechnung einerseits die Verhältnisse der Übernahmversuche mit der 300 PS-Lavalturbine des städtischen Elektrizitätswerkes in Brünn, andererseits die Verhältnisse der in der *Zeitschrift des Vereines deutscher Ingenieure*, Jhrg. 1901, S. 150 veröffentlichten Versuche an einer 300 PS-Turbine der Krummauer Maschinenpapierfabrik zu Potschmühle zugrunde gelegt.

Während der Abnahmeversuche der Turbine des städtischen Elektrizitätswerkes in Brünn betrug die mittlere Kesselspannung 11,68 kg/qcm absolut, die mittlere Spannung vor dem Dampfabsperrentil der Turbine 10,97 kg/qcm, die mittlere Spannung im Eintrittsraume vor den Düsen 10,32 kg/qcm absolut; die Temperatur des Dampfes vor dem Absperrentil 207,6° C, somit war der Dampf an dieser Stelle im Mittel um 24,6° C überhitzt.

Die Turbine arbeitete mit Kondensation; die Spannung im Ausströmraume betrug 0,09 kg/qcm (Vakuum 696 mm). Die mittlere Tourenzahl der Dynamos betrug 740,6, die mittlere Umlaufzahl der Turbine 8887 pro Minute. Die Maschine leistete im Mittel 215,8 KW, beziehungsweise 293,5 PS<sub>e</sub> (306,0 PS<sub>e</sub> im Maximum) und verbrauchte pro PS<sub>e</sub> und Stunde 7,973 kg Wasser, beziehungsweise 1,317 kg Kohle. (Eine 300 PS<sub>e</sub>-Kolbenmaschine desselben Elektrizitätswerkes benötigte bei den Garantieversuchen 7,25 kg Dampf pro PS<sub>e</sub>-Stunde.)

Der wirksame mittlere Durchmesser des Turbinenlaufrades beträgt 680 mm (720 mm Außendiam).

Für  $p_1 = 10,32$  kg/qcm ergibt Tabelle XVIII die Geschwindigkeit  $c_0 = 452,2$  m; ferner wird für das Verhältnis  $\frac{p_1}{p_2} = \frac{10,32}{0,09} = 114,7$  das Verhältnis der Dampfgeschwindigkeiten  $\frac{c_e}{c_0} = 2,617$ , somit die Ausströmgeschwindigkeit des Dampfes aus der Düse

$$c_e = 2,617 c_0 = 1183,4 \text{ m,}$$

die Strömungsenergie

$$H = \frac{c_e^2}{2g} = 71450 \text{ kgm.}$$

Für stoßfreien Eintritt müßte die Umfangsgeschwindigkeit sein

$$v = 0,451 c_e = 533,7 \text{ m.}$$

Bei dem wirksamen Diameter  $2r = 680$  mm müßte die Turbine daher 15000 Umdrehungen pro Minute machen.

Da die Turbine jedoch nur mit 8887 Umdrehungen arbeitete, betrug die mittlere Umfangsgeschwindigkeit nur 316 m pro Sekunde. Die Turbine arbeitete daher mit Stoß beim Eintritte des Dampfes.

Nach den Gleichungen (34) und (36) folgt nun

$$\frac{L_i}{G} = H\eta_i = 71450 \times 0,738 = 52730$$

und

$$\frac{G_h}{N_i} = \frac{3600 \times 75}{H\eta_i} = 5,12 \text{ kg Dampf pro PS}_i\text{-Stunde.}$$

Aus Gleichung (38) wird

$$\frac{G_h}{N_e} = \frac{3600 \times 75}{H\eta\eta_i}.$$

Nimmt man den mechanischen Wirkungsgrad mit  $\eta = 0,75$  an, dann erhält man

$$\frac{G_h}{N_e} = 6,83 \text{ kg Dampf pro PS}_e\text{-Stunde.}$$

Da der wirkliche Verbrauch an Dampf pro PS<sub>e</sub>-Stunde nach früher 7,973 kg betrug, so ergibt sich eine Differenz von 1,14 kg oder 16,7 Prozent des theoretischen Dampfverbrauches, infolge Stoßwirkung beim Eintritt, Erhöhung der absoluten Austrittsgeschwindigkeit und anderer nachteiliger Einflüsse.

Die Versuche an der 300 PS-Dampfturbine der Papierfabriken zu Potschmühle ergaben folgende Resultate:

Mittlere Dampfspannung im Kessel . . . . .	10,47 Atmosphären absolut
Mittlere Dampftemperatur . . . . .	213,4° C
Mittlerer Dampfdruck vor dem Regulierventil . . . . .	10,28 Atmosphären
Mittlerer Dampfdruck hinter dem Regulierventil (Düsen- eintrittsspannung) . . . . .	8,61 Atmosphären
Mittlerer Unterdruck im Ausströmraume, umgerechnet auf 76 cm Luftdruck . . . . .	68,53 cm
Mittlere Umdrehungszahl der Vorgelege . . . . .	754,66 pro Minute
(Die Übersetzung von der Motorwelle auf die Vor- gelegewellen beträgt 1:14)	
Mittlere Umlaufzahl der Turbine . . . . .	10565 pro Minute
Gebremste Leistung in PS . . . . .	342,1
Dampfverbrauch pro PS <sub>e</sub> -Stunde . . . . .	7,012 kg.

Dieselben Winkelverhältnisse vorausgesetzt erhält man zunächst

$$v = 0,451 c_e \text{ und } \eta_i = 0,738;$$

für die Eintrittsspannung  $p_1 = 8,61 \text{ kg/qcm}$  wird nach Tabelle XVIII die Geschwindigkeit  $c_0 = 449,78 \text{ m}$ .

Nach dem Verhältnisse  $\frac{p_1}{p_2} = \frac{8,61}{0,098} = 87,6$  ergibt sich aus Tabelle XIX

$$\frac{c_e}{c_0} = 2,554, \text{ somit } c_e = 1148,7 \text{ m,}$$

die Strömungsenergie

$$H = \frac{c_e^2}{2g} = 67322 \text{ kgm.}$$

Für den stoßfreien Eintritt müßte sein

$$v = 0,451 c_e = 518,0 \text{ m.}$$

Denselben Diameter des Laufrades  $2r = 680 \text{ mm}$  vorausgesetzt, müßte die theoretische Umlaufzahl = 14550 pro Minute sein; da dieselbe jedoch nur 10565, also die mittlere Radumfangsgeschwindigkeit 376 m betrug, so erfolgte auch bei diesem Motor der Eintritt des Dampfes unter Stoß.

Die theoretische Dampfmenge pro  $\text{PS}_e$ -Stunde ergibt sich nach Gleichung

$$\frac{G_h}{N_i} = \frac{3600 \times 75}{H \eta_i} \text{ mit } 5,43 \text{ kg.}$$

Unter Annahme des mechanischen Wirkungsgrades  $\eta = 0,75$  ergibt sich schließlich die theoretische Dampfmenge pro  $\text{PS}_e$ -Stunde mit 7,24 kg. Da die Turbine bei den Versuchen nur 7,012 kg Dampf pro effektive Pferdekraftstunde verbrauchte, wurde entweder für den vorliegenden Fall  $\eta$  zu klein angenommen, oder, was wahrscheinlicher erscheint, ist der Wert des mittleren Dampfdruckes hinter dem Regulierventil d. i. die Eintrittsspannung  $p_1 = 8,61$  aus Versehen zu klein angegeben, denn es ist auffällig, daß die Turbine, für welche bei einer Eintrittsspannung an den Düsen von 9 Atmosphären Überdruck eine normale Leistung von 300  $\text{PS}_e$  garantiert war, bei einer Eintrittsspannung von nur 7,61 Atmosphären Überdruck eine Leistung von 342  $\text{PS}_e$  ergeben haben sollte.

Die theoretischen Resultate wurden für trocken gesättigten Eintrittsdampf berechnet; in Wirklichkeit war der Dampf jedoch an dieser Stelle noch etwas überhitzt, daher die Resultate einer kleinen Korrektur bedürfen würden.

An einer 100  $\text{PS}$ -Lavalturbine der A.-G. der Manufakturen von L. Grohmann in Lodz wurden gleichfalls Versuche hinsichtlich der Leistung und des Dampfverbrauches durchgeführt, deren Resultate in der *Zeitschr. des Vereins deutscher Ingenieure* 1901, S. 1678 veröffentlicht wurden.

Bei einer mittleren Dampfspannung vor dem Regulierventil von 12,1 kg/qcm absolut und 209,4° C Temperatur, einer Düsenspannung von 10,5 kg/qcm, einem absoluten Kondensatordruck von 0,17 kg/qcm betrug die effektive Leistung der Turbine 114,3  $\text{PS}$  und der Dampfverbrauch pro  $\text{PS}_e$ -Stunde 8,16 kg. Der theoretische Dampfverbrauch berechnet sich mit 7,6 kg.

Versuche, welche an einer gleichfalls 100  $\text{PS}$ -Turbine der A.-G. der Pabianicer Baumwollmanufakturen durchgeführt wurden, sollen bei einem Dampfdrucke vor dem Drosselventil von 14,6 Atmosphären, einer Dampftemperatur von 260° C, einer Düsenspannung von 13,66 Atmosphären und einem Kondensatordruck von 0,14 Atmosphären eine Leistung von 100,02  $\text{PS}_e$ ,

sowie einen Dampfverbrauch von 6,98 kg pro PS<sub>e</sub>-Stunde ergeben haben. Dieses Ergebnis bestätigt nur die Tatsache, daß durch Erhöhung des Druckes und der Temperatur des Dampfes der Dampfverbrauch wesentlich vermindert werden kann.

Der Vollständigkeit halber seien hier noch jene Dampfverbrauchsziffern angeführt, welche die Aktiengesellschaft der De Laval'schen Dampfturbine in Stockholm mit maximal 5% Spielraum für die Laval'turbine von 50, 100, 200 und 300 PS effektiver Leistung bei Admissionsspannungen von 9, 10, 11 und 12 Atm. garantiert.

Tabelle XX.

Verbrauch an trockenem Dampf ohne Betrieb der Kondensationsanlage pro PS<sub>e</sub>-Stunde.

Leistung in PS <sub>e</sub>	Admissionsdruck in Atm. Überdruck											
	9			10			11			12		
	Auspuß	Kondensation		Auspuß	Kondensation		Auspuß	Kondensation		Auspuß	Kondensation	
		Vakuüm			Vakuüm			Vakuüm			Vakuüm	
	64 cm	70 cm		64 cm	70 cm		64 cm	70 cm		64 cm	70 cm	
50	16,5	9,6	8,55	16,0	9,45	8,4	15,55	9,3	8,3	15,2	9,2	8,25
100	15,45	9,55	8,50	15,0	9,4	8,35	14,6	9,25	8,3	14,25	9,15	8,20
200	—	8,2	—	—	8,0	—	—	7,9	—	—	7,8	—
300	—	8,0	—	—	7,75	—	—	7,7	—	—	7,6	—

Hierzu sei noch bemerkt, daß der garantierte Dampfverbrauch der 300 PS-Turbine bei 15 Atm. 7,45 und bei 20 Atm. 7,2 kg beträgt (Kondensatorvakuüm 65 cm); eine so bedeutende Erhöhung der Spannung ohne gleichzeitige Überhitzung des Dampfes hat daher keine wesentliche Erhöhung der Ökonomie zur Folge, wie sich auch aus den theoretischen Untersuchungen ergibt.

Wie aus der Gleichung der stündlichen Dampfmenge pro Pferdestärke indiziert

$$\frac{G_h}{N_i} = \frac{75 \cdot 3600}{\eta_i H}$$

und den Werten

$$\eta_i = 4 \frac{v}{c_0} \sin \alpha \cotg \beta$$

sowie

$$H = \frac{c_0^2}{2g}$$

hervorgeht, ist die Strömungsenergie  $H$  theoretisch nur von  $c_0$ , bzw. von der Druckdifferenz im Eintritts- und Austrittsraume (da die Geschwindigkeit  $c_0$  für alle  $p_1$ -Werte nahezu konstant ist) abhängig, daher bei gleichbleibender Druckdifferenz konstant; ebenso ist der indizierte Wirkungs-

grad  $\eta_i$  für ein und dieselbe Turbine, wenn deren Umlaufzahl sich nicht ändert, konstant. Daraus folgt, daß bei sonst gleichbleibenden Verhältnissen die pro PS<sub>i</sub>-Stunde verbrauchte Dampfmenge theoretisch von der Leistung des Motors unbeeinflußt bleibt.

Die Dampfmenge pro effektive Pferdekraft-Stunde ist jedoch von dem mechanischen Wirkungsgrad  $\eta$  abhängig, daher für ein und dieselbe Turbine mit der Leistungs- oder -abnahme veränderlich.

Diese Veränderlichkeit geht ziffernmäßig aus den Versuchen Tabelle XV hervor, welche sich auf volle und halbe Beaufschlagung erstreckten; in anbetracht der geringen Leistung des Motors ist die Differenz des Dampfverbrauchs pro Leistungseinheit auch wesentlich größer, d. h. die Turbine arbeitet bei nur halber Beaufschlagung viel unökonomischer als eine Turbine hoher Leistungsfähigkeit. Diese Differenz beträgt laut Tabelle für gesättigten bzw. überhitzten Dampf ca. 22% des Dampfverbrauchs bei voller Beaufschlagung.

Anlässlich der vorhin erwähnten Versuche an der 300 PS-Lavalturbine zu Pötschmühle wurde der Motor auch bei abnehmenden Leistungen durch allmähliches Abstellen der Düsen auf die Leistung und den spezifischen Dampfverbrauch bei möglichst gleichbleibender Eintrittsspannung untersucht; wenn auch diese Versuche keinen Anspruch auf volle Verlässlichkeit erheben können, so ergeben sie doch genügend genaue Anhaltspunkte für die Beurteilung der Abnahme des mechanischen Wirkungsgrades, sowie der Zunahme der spezifischen Dampfmenge bei abnehmender Leistung bzw. verringerter Beaufschlagung der Turbine.

Das Resultat dieser Versuche ist in nachstehender Tabelle XXI zusammengestellt.

Tabelle XXI.

Anzahl der geöffneten Düsen	Dampfspannung vor dem Regulierventil in kg/qcm	Temperatur des Dampfes C°	Minutliche Umdrehungen der Vorgelege	Bremsleistung in PS	Dampfverbrauch in kg pro PS <sub>e</sub> -Stunde
8	10,28	192,34	754,66	342,1	7,012
6	9,75	190	760	252,6	7,12
4	10,5	188	750	165,0	7,27
2	11,0	187	762	74,5	8,05
1	11,2	188	762	30,8	9,74

In dieser Tabelle sind die Werte der spezifischen Dampfmenge nicht gemessen, sondern nach der Anzahl geöffneter Düsen aus dem Versuche bei voller Belastung (8 Düsen von genau gleicher Größe) berechnet.

Aus den Ergebnissen dieser Tabelle resultiert eine Abnahme des



mechanischen Wirkungsgrades um 3,5 bzw. 10 und 21 Prozent bei  $\frac{1}{2}$  bzw.  $\frac{1}{4}$  und  $\frac{1}{8}$  Beaufschlagung, so daß derselbe, mit 78 Prozent bei voller Beaufschlagung angenommen, bei  $\frac{1}{2}$ ,  $\frac{1}{4}$  und  $\frac{1}{8}$  Beaufschlagung auf 74,5, 68 bzw. 57 Prozent herabgeht.

Wie schon an früherer Stelle erwähnt, dürften die Bestrebungen, die Dampfturbine zu verbessern, künftighin voraussichtlich zu Konstruktionen führen, bei welchen einerseits zur Erhöhung des indizierten Wirkungsgrades das Lavalsche Freistrahlsystem mit stufenweiser Ausnützung der Strömungsenergie des Dampfes, hoher Überhitzung und Regenerierung des Abdampfes vereinigt wird, während andererseits durch die Überhitzung und Kondensation des Dampfes, zufolge veränderter Reibung des Rades im umgebenden Medium, auch der mechanische Wirkungsgrad eine Zunahme erfährt. Die Konstruktionen von Seeger, Curtis, Rateau, dessen mehrzellige Aktionsturbine kürzlich von der Maschinenfabrik Oerlikon auf den Markt gebracht wurde, u. a. haben sich die Verbesserung der Dampfturbine im gedachten Sinne zur Aufgabe gestellt; andererseits werden im Maschinenlaboratorium der technischen Hochschule in Dresden Versuche im großen, hinsichtlich der teilweisen Rückgewinnung der Überhitzungswärme des Abdampfes durch Regeneratorkessel nach dem Patente J. Nadrowski und E. Lewicki ausgeführt, welchen die bereits früher erwähnten Versuche hinsichtlich der Vorteile der Überhitzung und Kondensation des Dampfes vorangingen.

Soweit es möglich ist, aus den bisher erzielten Versuchsergebnissen einen Schluß auf die Rentabilität hoher Überhitzung und Regenerierung ziehen zu können, dürfte bei einer Überhitzungstemperatur von  $460^{\circ}$  bzw.  $500^{\circ}$  C bei Auspuff eine Wärmeersparnis von rund 30%, bei Kondensationsbetrieb hingegen eine Wärmeersparnis von rund 18% gegenüber Sattedampfbetrieb zu erreichen sein.

Die Rückgewinnung der nach Tabelle XV noch sehr bedeutenden Abdampfwärme der Heißdampfturbinen soll nach den Patentansprüchen in der Weise erfolgen, daß der überhitzte Abdampf durch ein von Kesselwasser oder Dampf umspültes Heizrohrsystem geleitet und auf diesem Wege Frischdampf erzeugt oder vorüberhitzt wird.

Ein ausführlicher Bericht über die erwähnten Versuche im Laboratorium der technischen Hochschule in Dresden ist derzeit in Fertigstellung begriffen und dürfte im Laufe dieses Jahres als selbständige Broschüre erscheinen.

**209. Die Parsons-Turbine.** Während de Laval nur ein einziges Laufrad als Achsialturbine anwendet und dieses dem Freistrahlsprinzip entsprechend mit enormer Umlaufgeschwindigkeit laufen läßt, ist Par-