

**Badische Landesbibliothek Karlsruhe**

**Digitale Sammlung der Badischen Landesbibliothek Karlsruhe**

**Die unipolare Gleichstrommaschine**

**Ugrimoff, Boris von**

**Berlin, 1910**

III. Theorie des raschlaufenden gekühlten Schleifkontaktes

[urn:nbn:de:bsz:31-274883](https://nbn-resolving.org/urn:nbn:de:bsz:31-274883)

unipolaren Dynamo von 80 KW Leistung in Angriff genommen, die mit dem obenbeschriebenen gekühlten Gleitkontakt versehen ist.

Tabelle XIV.

Nr.	Motor		Maschine										Bemerkungen
	$J$	$E$	Umdr. per Min.	$t_1$ ° Temperat. in der Masch.	$t_2$ ° Temperat. im Filter	Übergangswiderst. des Schleifkont.	$J_s$ Strom im Schleifkontakte	Quecksilber eingegossen	Quecksilb. aufgesammelt	Mittl. stündl. Quecksilberverbrauch			
1	50	120	5000	29	28	0,01	50	160	—	—			
2	50	120	5020	29	28	0,01	180	—	—	—	Scheibe Nr. 4		
3	56	110	5030	32	31	0,02	135	—	—	—	Messer Nr. 10		
4	60	100	5000	32	31	0,03	400	—	—	—			
5	60	100	5000	32	31	0,03	400	—	—	—	Sicherung gesch.		
6	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—			
7	56	105	5000	32	31	0,03	330	92	—	—			
8	50	120	5030	32	31	0,02	90	—	—	—			
9	50	120	5020	32	31	0,02	323	—	—	—			
10	50	120	5020	30	29	0,02	295	40	—	—	Mehr Wasser		
11	50	120	5030	30	29	0,01	50	—	—	—	Widerst. Sicherung gesch.		
12	50	120	5020	30	29	0,01	305	35	—	—			
13	57	110	5020	41	35	0,02	260	—	—	—			
14	55	115	5020	43	37	0,03	260	—	—	—			
15	55	120	5020	39	35	0,02	260	70	343	~ 15			

### III. Theorie des raschlaufenden gekühlten Schleifkontaktes.

Die Frage der Stromabnahme von schnell rotierenden Oberflächen ist bei der Konstruktion von Unipolarmaschinen von ausschlaggebender Bedeutung. Alle Bemühungen der Konstrukteure und Erfinder sind hauptsächlich auf diesen Punkt gerichtet und erschien es deshalb notwendig, die von dem Verfasser vorgeschlagene und praktisch erprobte Konstruktion eines Stromabnehmers auch vom hydrodynamischen Standpunkt aus eingehend zu prüfen. Dieses war um so mehr erforderlich, als bei den enormen relativen Geschwindigkeiten zwischen dem beweglichen und dem unbeweglichen Teil der Stromabnahmevorrichtung die unmittelbare Beobachtung durch das Auge nicht mehr die Möglichkeit gab, eine klare Vor-



stellung zu gewinnen über die Vorgänge, die bei der Bewegung des Messers durch die Flüssigkeit entstehen.

Eine mathematische Analyse der Erscheinung konnte nur nach Zulassung einiger Toleranz durchgeführt werden, und zwar daß:

1. bei verhältnismäßig kleiner Breite des Messers und großen Abmessungen der Scheibe man die durch das Messer geschnittene Oberfläche der Flüssigkeit als eine ebene Fläche ansehen kann, unter der Bedingung, daß die Masse der Flüssigkeit einer zentrifugalen Beschleunigung von  $g = \frac{v^2}{r}$  unterworfen ist;

2. die Richtung dieser Beschleunigung auf der ganzen Länge des Messers als parallel erscheint und in radialer Richtung vom Zentrum zur Mitte des Messers verläuft;

3. die Beschleunigung durch die Schwerkraft, die im Vergleich zu der Zentrifugalkraft verschwindend klein ist, gleich Null angenommen werden kann. Legen wir diese Annahme zugrunde, so erscheint die Bewegung des Messers in der Flüssigkeit analog mit der Bewegung eines Schiffes in einem Kanal von unbedeutender Tiefe, nur mit dem Unterschied, daß bei der Bewegung des Schiffes im Kanal das Wasser der Einwirkung der Schwere unterworfen ist, in unserem Falle jedoch die Flüssigkeit in der Furche nur von der Beschleunigung durch die Zentrifugalkraft  $m \frac{v^2}{r}$  beeinflusst wird.

Die Berechnung der Deformation des ebenen Wasserspiegels durch ein Schiff wurde von Professor N. E. Shukowski im Jahre 1907 formuliert und gelöst. Die Berechnung der Deformation der Oberfläche einer rotierenden Flüssigkeit durch ein im Raum feststehendes Messer kann folgendermaßen formuliert werden: Wir nehmen an, daß die Tiefe  $h$ , auf die das Messer unter die nicht deformierte Oberfläche der Flüssigkeit eintaucht, gleich der Tiefe der Flüssigkeit selbst ist (das Messer reicht bis zu dem Grunde der Furche, aber bewegt sich ohne Reibung auf demselben), und daß das Messer einen zylindrischen Längsschnitt besitzt, der symmetrisch ist in bezug auf eine bestimmte Ebene, die durch Bug und Heck des Messers geht, — wir suchen die Gleichung der freien Oberfläche der Flüssigkeit zu bestimmen, deformiert durch die Bewegung des Messers. Wir denken uns die Fläche  $XOY$  (Fig. 83) so auf die Oberfläche der nicht deformierten Oberfläche gelegt, daß die Achse  $OY$  mit der Symmetrieachse des Messers zusammenfällt, desgleichen mit der Richtung der Geschwin-

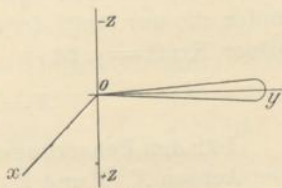


Fig. 83.

digkeit der sich bewegenden Flüssigkeit; die Achse  $OZ$  denken wir uns vertikal nach unten gerichtet. Die Flüssigkeitsteilchen, die auf das Messer auftreffen, besitzen Geschwindigkeiten, deren Komponenten folgende Größen sind:

$$\begin{array}{l} \text{nach der Achse } X \dots u \\ \text{ " " " } Y \dots v = v^1 + V \\ \text{ " " " } Z \dots w \end{array}$$

$u$ ,  $v^1$  und  $w$  sind kleine Größen.

Die Gleichung der gestörten freien Oberfläche lautet

$$z = \zeta,$$

wo  $\zeta$  eine kleine Größe ist und eine Funktion von  $x$  und  $y$ . Wir wählen für  $\zeta$  solche Werte, die den Gleichungen der Hydrodynamik für nicht komprimierbare Flüssigkeiten genügen.

Für den Beharrungszustand, wenn

$$\frac{\partial u}{\partial t} = 0; \quad \frac{\partial v}{\partial t} = 0; \quad \frac{\partial w}{\partial t} = 0 \quad \dots \quad (1)$$

nimmt die Eulersche Gleichung der Hydrodynamik folgende Gestalt an:

$$\left. \begin{array}{l} u \cdot \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} = X - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} \\ u \cdot \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} = Y - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} \\ u \cdot \frac{\partial w}{\partial x} + v \frac{\partial w}{\partial y} + w \frac{\partial w}{\partial z} = Z - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} \end{array} \right\} \dots \dots \dots (2)$$

Wenn die Flüssigkeit sich unter dem Einfluß einer Kraft befindet, die nur längs der  $Z$ -Achse gerichtet ist und die Beschleunigung dieser Kraft  $= g$  ist, so ist:

$$X = 0; \quad Y = 0; \quad Z = g. \quad \dots \dots \dots (3)$$

Für den Beharrungszustand können die Geschwindigkeiten längs den Achsen  $X$ ,  $Y$  und  $Z$ , wenn die Flüssigkeit sich längs der Achse  $Y$  mit der Geschwindigkeit  $V$  bewegt, in der schon obenbezeichneten Weise wie folgt ausgedrückt werden:

$$\begin{array}{l} \text{längs der Achse } X \dots u \text{ sehr gering,} \\ \text{ " " " } Y \dots v = v^1 + V, \text{ wo } v^1 \text{ eine sehr kleine} \\ \text{ " " " } Z \dots w \text{ sehr gering.} \end{array}$$

Größe ist,



Hierbei nimmt der Ausdruck  $v \frac{\partial v}{\partial y}$  folgende Gestalt an:

$$v \frac{\partial v}{\partial y} = (v^1 + V) \frac{\partial}{\partial y} (v^1 + V) = (v^1 + V) \frac{\partial v^1}{\partial y} \dots (4)$$

Setzen wir Gl. 3 und 4 in die Gleichung von Euler ein und lassen wir die Größen zweiter Ordnung fort, so finden wir für die nicht komprimierbare Flüssigkeit

$$\left. \begin{aligned} V \frac{\partial u}{\partial y} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} \dots (a) \\ V \frac{\partial v^1}{\partial y} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} \dots (b) \quad \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v^1}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \dots (d) \\ V \frac{\partial w}{\partial y} &= +g - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} \dots (c) \end{aligned} \right\} \dots (5)$$

Wir nehmen die bekannte Formel der Hydrostatik

$$p = p_0 + \rho(U - U_0) \dots (6)$$

Diese Gleichung bestimmt die Größe des Druckes an jeder Stelle der Flüssigkeit. Gleichzeitig bestimmt diese Gleichung die Oberflächen des Wasserspiegels. Da auch die freie Oberfläche eine dieser Flächen ist, so finden wir dieselbe, indem wir in der Formel 6  $p = p_0$  setzen. Wir erhalten:

$$U - U_0 = 0 \dots (7)$$

In unserem Falle befindet sich die Flüssigkeit nur unter der Einwirkung der Zentrifugalkraft, deren Beschleunigung  $g$  eine von uns mit  $U$  bezeichnete Funktion der Kraft ist. Die Projektionen der Beschleunigung durch diese Kraft lassen sich, wie schon angegeben, wie folgt ausdrücken:

$$X = 0; \quad Y = 0; \quad Z = g \dots (8)$$

Der allgemeine Ausdruck für das Differential der Kraftfunktion  $U$  läßt sich wie folgt schreiben:

$$dU = Xdx + Ydy + Zdz = g dz \dots (9)$$

Das Integral dieser Gleichung gibt:

$$U = g \cdot z + c \dots (10)$$

Für die Oberfläche des nicht gestörten Spiegels, wo  $z = 0$  und  $U = U_0$  ist, ergibt Gl. 10

$$U_0 = c \dots (11)$$

Ziehen wir Gl. 11 von Gl. 10 ab, so erhalten wir:

$$U - U_0 = g \cdot z \dots (12)$$

Setzen wir diesen Wert von  $(U - U_0)$  in Gl. 6 ein, so erhalten wir:

$$p = p_0 + \rho \cdot g \cdot z \quad \dots \quad (13)$$

Dieses ist der Ausdruck für die Größe des Druckes. Wenn aber  $z$  veränderlich und  $p$  konstant ist, so gilt diese Formel auch als Gleichung für die Oberflächen des Wasserspiegels.

Gl. 13 läßt sich auch folgendermaßen schreiben:

$$\frac{p - p_0}{\rho} = g \cdot z \quad \dots \quad (14)$$

Bezeichnen wir die Ordinaten der freien Oberfläche der gestörten Flüssigkeit mit  $z - \zeta$ , so nimmt Gl. 14 folgende Form an:

$$\frac{p - p_0}{\rho} = g(z - \zeta) \quad \dots \quad (15)$$

oder

$$p = p_0 + \rho g(z - \zeta) \quad \dots \quad (16)$$

Nehmen wir die Ableitung von  $p$  nach  $z$ , so erhalten wir:

$$\frac{\partial [p_0 + \rho \cdot g \cdot (z - \zeta)]}{\partial z} = \rho \cdot g \quad \dots \quad (17)$$

Da  $\zeta = f(x, y)$  und  $z$  gleichfalls eine Funktion von  $x$  und  $y$  ist, was aus der Gleichung der freien Oberfläche

$$z = f(x, y)$$

hervorgeht, so haben wir, diesen Wert in Gl. 5 eingesetzt:

$$V \frac{\partial w}{\partial y} = g - \frac{\rho}{\rho} g = 0 \quad \dots \quad (18)$$

wodurch erwiesen ist, daß  $\frac{\partial w}{\partial y}$  eine Größe ist von der Kategorie der Größen zweiter Ordnung. Diese Gleichung weist daraufhin, daß die Oberfläche der gestörten Flüssigkeit in der Richtung der  $Y$ -Achse eine flache Welle (von geringer Erhebung) darstellt. Wenn wir in der Gl. 5a  $\frac{\partial p}{\partial x}$  durch

$$\frac{\partial [p_0 + \rho \cdot g \cdot (z - \zeta)]}{\partial x} = -\rho \cdot g \cdot \frac{\partial \zeta}{\partial x} \quad \dots \quad (19)$$

ersetzen, so erhalten wir:

$$V \frac{\partial u}{\partial y} = \frac{g \cdot \partial \zeta}{\partial x} \quad \dots \quad (20)$$



Wenn wir ebenso in Gl. 5b  $\frac{\partial p}{\partial y}$  ersetzen, so haben wir:

$$V \frac{\partial v^1}{\partial y} = g \cdot \frac{\partial \zeta}{\partial y} \dots \dots \dots (21)$$

Wenn wir annehmen, daß

1. bei denselben Werten von  $x$  und  $y$  die vertikale Geschwindigkeit  $w$  proportional dem Abstände vom Grunde ist,
2. daß die Geschwindigkeit  $w$  proportional der Geschwindigkeit  $V$  ist, mit der die Flüssigkeit sich bewegt, und
3. daß der Kosinus des Winkels  $\alpha$  zwischen der Normalen der freien Flüssigkeit und der  $Y$ -Achse gleich  $\frac{\partial \zeta}{\partial y}$  ist,

so können wir versuchen, der Gleichung der Nichtkomprimierbarkeit zu genügen, indem wir schreiben:

$$w = \frac{h-z}{h} \cdot \frac{\partial \zeta}{\partial y} V \dots \dots \dots (22)$$

Dieses können wir auch wie folgt ausdrücken:

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v^1}{\partial y} - \frac{1}{h} \frac{\partial \zeta}{\partial y} V = 0 \dots \dots \dots (23)$$

Die Funktionen  $u$ ,  $v^1$  und  $\zeta$  genügen den Gl. 20, 21 und 23. Differenzieren wir Gl. 23 nach  $y$ , so erhalten wir:

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x \cdot \partial y} + \frac{\partial^2 v^1}{\partial y^2} - \frac{1}{h} \frac{\partial^2 \zeta}{\partial y^2} \cdot V = 0 \dots \dots \dots (24)$$

Wenn wir Gl. 20 nach  $x$  differenzieren, so haben wir:

$$g \cdot \frac{\partial^2 \zeta}{\partial x^2} = V \cdot \frac{\partial^2 u}{\partial x \cdot \partial y} \dots \dots \dots (25)$$

Wenn wir Gl. 21 nach  $y$  differenzieren, erhalten wir:

$$g \cdot \frac{\partial^2 \zeta}{\partial y^2} = V \cdot \frac{\partial^2 v^1}{\partial y^2} \dots \dots \dots (26)$$

Aus Gl. 25 und 26 nehmen wir  $\frac{\partial^2 u}{\partial x \cdot \partial y}$  und  $\frac{\partial^2 v^1}{\partial y^2}$  und setzen diese

Werte in Gl. 24 ein, wir erhalten dann:

$$\frac{g}{V} \cdot \frac{\partial^2 \zeta}{\partial x^2} + \frac{g}{V} \cdot \frac{\partial^2 \zeta}{\partial y^2} - \frac{1}{h} \cdot \frac{\partial^2 \zeta}{\partial y^2} \cdot V = 0 \dots \dots \dots (27)$$

oder den folgenden Wert für  $\frac{\partial^2 \zeta}{\partial x^2}$ :

$$\frac{\partial^2 \zeta}{\partial x^2} = \frac{\partial^2 \zeta}{\partial y^2} \left( \frac{V^2}{g \cdot h} - 1 \right) = \frac{\partial^2 \zeta}{\partial y^2} \cdot \frac{V^2 - g \cdot h}{g \cdot h} \dots \dots \dots (28)$$

Wenn wir  $\lambda$  die Geschwindigkeit der freien Welle einsetzen, wo  $\lambda$  gleich:

$$\lambda = \sqrt{g \cdot h} \dots \dots \dots (29)$$

so erhalten wir

$$\frac{\partial^2 \zeta}{\partial x^2} = \frac{V^2 - \lambda^2}{\lambda^2} \cdot \frac{\partial^2 \zeta}{\partial y^2} \dots \dots \dots (30)$$

Wenn  $\lambda < V$  ist und wenn wir

$$k^2 = \frac{V^2 - \lambda^2}{\lambda^2} \dots \dots \dots (31)$$

annehmen, so nimmt die Gl. 30 folgende Gestalt an:

$$\frac{\partial^2 \zeta}{\partial x^2} = k^2 \frac{\partial^2 \zeta}{\partial y^2} \dots \dots \dots (32)$$

Dieses ist die Gleichung, aus der wir  $\zeta$  bestimmen können.

Wir führen neue unabhängige variable Größen ein, und zwar nehmen wir an, daß  $\xi = y - kx$  ist, und  $\eta = y + kx$ . Dann ist

$$2y = \xi + \eta; \quad y = \frac{\xi}{2} + \frac{\eta}{2}; \quad 2 \cdot k \cdot x = \eta - \xi; \quad x = \frac{\eta}{2 \cdot k} - \frac{\xi}{2 \cdot k}.$$

Wenn wir  $x$  nach  $\xi$  differenzieren, erhalten wir:

$$\frac{\partial x}{\partial \xi} = -\frac{1}{2 \cdot k} \dots \dots \dots (33)$$

und wenn wir  $y$  nach  $\xi$  differenzieren, so ergibt sich:

$$\frac{\partial y}{\partial \xi} = \frac{1}{2} \dots \dots \dots (34)$$

$x$  nach  $\eta$  differenziert ergibt:

$$\frac{\partial x}{\partial \eta} = \frac{1}{2k} \dots \dots \dots (35)$$

$y$  nach  $\eta$  differenziert ergibt:

$$\frac{\partial y}{\partial \eta} = \frac{1}{2} \dots \dots \dots (36)$$

Wir setzen die gefundenen Werte in die Gl. 32 ein.

Für diesen Zweck stellen wir folgende Gleichungen zusammen:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \zeta}{\partial \xi} &= \frac{\partial \zeta}{\partial x} \cdot \frac{\partial x}{\partial \xi} + \frac{\partial \zeta}{\partial y} \cdot \frac{\partial y}{\partial \xi}, \\ \frac{\partial \zeta}{\partial \xi} &= -\frac{\partial \zeta}{\partial x} \cdot \frac{1}{2k} + \frac{\partial \zeta}{\partial y} \cdot \frac{1}{2} \dots \dots \dots (37) \end{aligned}$$



Differenzieren wir  $\frac{\partial \zeta}{\partial \xi}$  nach  $\eta$ , so erhalten wir:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial \eta} \left( \frac{\partial \zeta}{\partial \xi} \right) &= \frac{\partial^2 \zeta}{\partial \xi \cdot \partial \eta} = \frac{\partial}{\partial x} \left[ -\frac{1}{2k} \frac{\partial \zeta}{\partial x} \right] \frac{\partial x}{\partial \eta} + \frac{\partial}{\partial y} \left[ -\frac{\partial \zeta}{\partial x} \cdot \frac{1}{2k} \right] \frac{\partial y}{\partial \eta} + \\ &+ \frac{\partial}{\partial x} \left[ \frac{1}{2} \cdot \frac{\partial \zeta}{\partial y} \right] \frac{\partial x}{\partial \eta} + \frac{\partial}{\partial y} \left[ \frac{1}{2} \frac{\partial \zeta}{\partial y} \right] \frac{\partial y}{\partial \eta}, \\ \frac{\partial^2 \zeta}{\partial \xi \cdot \partial \eta} &= -\frac{1}{2k} \frac{\partial^2 \zeta}{\partial x^2} \cdot \frac{1}{2k} - \frac{1}{2k} \frac{\partial^2 \zeta}{\partial x \cdot \partial y} \cdot \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \cdot \frac{\partial^2 \zeta}{\partial x \cdot \partial y} \cdot \frac{1}{2k} + \\ &+ \frac{1}{2} \cdot \frac{\partial^2 \zeta}{\partial y^2} \cdot \frac{1}{2} = -\frac{1}{4k^2} \cdot \frac{\partial^2 \zeta}{\partial x^2} + \frac{1}{4} \frac{\partial^2 \zeta}{\partial y^2} \dots (38) \end{aligned}$$

Hieraus ergibt sich durch Umwandlung:

$$-4k^2 \frac{\partial^2 \zeta}{\partial \xi \cdot \partial \eta} = \frac{\partial^2 \zeta}{\partial x^2} - k^2 \frac{\partial^2 \zeta}{\partial y^2} = 0 \dots (39)$$

Dieses ist gleich Null auf Grund von Gl. 32.

Hieraus folgt, daß:

$$\frac{\partial^2 \zeta}{\partial \xi \cdot \partial \eta} = 0 = \frac{\partial}{\partial \xi} \left[ \frac{\partial \zeta}{\partial \eta} \right] \dots (40)$$

Dieses trifft jedoch nur dann zu, wenn

$$\frac{\partial \zeta}{\partial \eta} = f(\eta) \dots (41)$$

Wenn wir diesen Ausdruck integrieren, so erhalten wir:

$$\begin{aligned} \zeta &= \int f(\eta) d\eta + \psi(\xi) = F(\eta) + F_1(\xi) \\ \zeta &= F(y + kx) + F_1(y - kx) \dots (42) \end{aligned}$$

wo  $F$  und  $F_1$  beliebige Funktionen sind.

Wir nehmen jetzt für den Teil der Flüssigkeit, der auf der linken Seite des Messers sich befindet, in der Richtung der relativen Bewegung des Messers gegen die Flüssigkeit gesehen (Fig. 84), die Funktion  $F$  aus der Gl. 42 gleich Null.

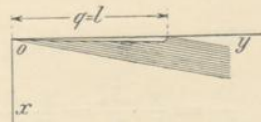


Fig. 84.

$$F = 0.$$

Dann nimmt der Ausdruck für  $\zeta$  für die links vom Messer befindliche Flüssigkeit den Ausdruck an:

$$\zeta = F_1(y - kx) \dots (43)$$

Hierbei ist die Größe von  $\zeta$  für alle Punkte, die auf einer der Geraden aus der Gruppe

$$y - kx = q \dots (44)$$

liegen, gleichgroß. Dieses bedeutet, daß alle (Fig. 84) Punkte der Geraden, die als Parameter  $q$ ,  $q_1$  usw. besitzen, in gleichem Abstand von der Fläche  $yox$  liegen. Wir wollen annehmen, daß die Spitze des Messers in  $O$  liegt und die Symmetrieachse desselben mit  $OY$  zusammenfällt, und lassen die Funktion  $F_1(q)$  gleich Null werden für alle negativen Werte von  $q$ , sowie auch für alle positiven Werte von  $q$ , die größer als die Länge  $l$  des Messers sind.

Diese Annahme hat zur Folge, daß die Oberfläche der Flüssigkeit außerhalb zwischen den Geraden nach der Gleichung

$$y - kx = q \quad \dots \quad (45)$$

keinerlei Deformation erleidet, wenn wir für den Parameter  $q$  alle Werte von 0 bis zu  $l$  einsetzen. Mit anderen Worten — man muß die ganze Oberfläche der Flüssigkeit, mit Ausnahme des gestrichelten Teiles derselben, als ganz in der Ruhe<sup>1)</sup> befindlich ansehen (Fig. 84).

Es ist selbstverständlich, daß bei einem symmetrischen Querschnitt des Messers auf der anderen Seite desselben eine ebensolche Deformation der ruhigen Oberfläche der Flüssigkeit stattfindet. Für die rechte Seite nimmt der Ausdruck für  $\zeta$  folgende Gestalt an:

$$\zeta = F(y + kx) \quad \dots \quad (46)$$

da für diesen Fall  $F_1(y - kx)$  gleich Null genommen werden wird.

Wir nehmen

$$\zeta = F_1(y - kx).$$

Dann wird

$$\frac{\partial q}{\partial x} = -k$$

sein, und

$$\frac{\partial q}{\partial y} = 1.$$

Aus Gl. 20 haben wir:

$$\frac{\partial u}{\partial y} = \frac{g}{V} \cdot \frac{\partial \zeta}{\partial x} = \frac{g}{V} \frac{\partial}{\partial x} [F_1(q)] = \frac{g}{V} \cdot \frac{\partial F_1}{\partial q} \cdot \frac{\partial q}{\partial x} = -\frac{g \cdot k}{V} \cdot \frac{\partial F_1}{\partial q} \quad (47)$$

Weiter nehmen wir:

$$\frac{\partial \zeta}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} [F_1(q)] = \frac{\partial F_1}{\partial q} \cdot \frac{\partial q}{\partial y} = \frac{\partial F_1}{\partial q} \quad \dots \quad (48)$$

und setzen das Resultat in Gl. 47 ein, dann ergibt sich:

$$\frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{g \cdot k}{V} \cdot \frac{\partial \zeta}{\partial y} \quad \dots \quad (49)$$

<sup>1)</sup> Nicht deformiert.



Wir integrieren diesen Wert und erhalten:

$$u = -\frac{g \cdot k}{V} \cdot \zeta = -\frac{g \cdot k}{V} F_1(q) \dots (50)$$

Der Tangens des Neigungswinkels  $\alpha_1$  der Horizontalprojektion der Stromlinie zu der Achse  $oy$  wird wegen der geringen Größe von  $w$  gleich dem Quotienten von  $u$  durch  $v^1 + V$  (Fig. 85):

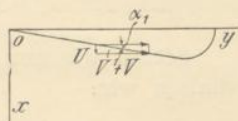


Fig. 85.

$$\text{tg } \alpha_1 = \frac{u}{v^1 + V} \dots (51)$$

oder, da  $v^1$  im Vergleich zu  $V$  sehr klein ist

$$\text{tg } \alpha_1 = \frac{u}{V} = \frac{\partial x}{\partial y} = -\frac{k \cdot g}{V^2} F_1(q).$$

Die Gleichung des Horizontalprofils haben wir in folgender Weise geschrieben:

$$x = f(q).$$

Da nun  $y - kx = q$  ist, so haben wir:

$$dy = k \cdot dx + dq \dots (52)$$

Wenn wir dieses Resultat in den Ausdruck für  $\frac{dx}{dy}$  einsetzen, so erhalten wir:

$$\frac{dx}{dy} = \frac{dx}{k dx + dq} = -\frac{k \cdot g}{V^2} F_1(q) \dots (53)$$

Wir dividieren Zähler und Nenner durch  $dq$  und erhalten

$$\frac{\frac{dx}{dq}}{k \cdot \frac{dx}{dq} + 1} = -\frac{k \cdot g}{V^2} F_1(q) \dots (54)$$

Wenn die Gleichung  $x = f(q)$  des Horizontalprofils gegeben ist, so bestimmt die letzte Formel die Art der Funktion  $F_1(q)$ , denn

$$F_1(q) = -\frac{V^2}{k \cdot g} \cdot \frac{f'(q)}{1 + k f'(q)} = \zeta \dots (55)$$

Diesen Ausdruck können wir auch folgendermaßen schreiben:

$$\zeta = -\frac{V^2}{k \cdot g} \cdot \frac{1}{\frac{1}{f'(q)} + k} \dots (56)$$

Wenn der Ausdruck  $f^1(q)$  sehr groß ist, so können wir die Gl. 56 auch in folgender Gestalt schreiben:

$$\zeta = -\frac{V^2}{k^2 \cdot g} = \frac{V^2 \cdot r}{k^2 \cdot V^2} = \frac{r}{k^2} \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \quad (57)$$

Setzen wir nun für  $k^2$  den Wert davon aus der Gl. 31 ein, so erhalten wir:

$$k = \frac{\sqrt{V^2 - \lambda^2}}{\lambda} = \frac{V}{\lambda} \sqrt{1 - \frac{\lambda^2}{V^2}}$$

Statt  $\lambda$  setzen wir jetzt dessen Wert aus Gl. 29 und haben nun:

$$k = \frac{V}{\lambda} \sqrt{1 - \frac{V^2 h}{r \cdot V^2}} \approx \frac{V}{\lambda} \cdot 1 = \frac{V}{V \sqrt{\frac{h}{r}}} = \sqrt{\frac{r}{h}} \cdot \cdot \cdot \quad (58)$$

Den für  $k$  ermittelten Wert setzen wir in Gl. 57 ein und haben:

$$\zeta = -\frac{r}{\frac{r}{h}} = -h \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \quad (59)$$

Also ist, wenn  $f^1(q)$  sehr groß wird,  $\zeta$  gleich einer konstanten Größe  $h$ ; überhaupt erscheint es, als ob bei einer geringen Tiefe  $h$  die Erhebung des Flüssigkeitsspiegels in der Form einer begleitenden Welle nicht groß sein kann. Jedoch verändern die hierbei zutretenden Erscheinungen die Form und die Höhe der Welle, worüber weiter unten die Rede sein wird, hier wird es jedoch gelegen sein näher zu begründen, warum  $f^1(q)$  eine sehr bedeutende Größe annimmt. In der Praxis kann die Schneide des Messers bei der sehr geringen Stärke der Klinge (z. B. 0,4 bis 0,5 mm) nicht eine ideal scharfe Form erhalten, wovon man sich leicht überzeugen



Fig. 86.

kann, wenn man die Spitze des Messers durch ein Vergrößerungsglas beschaut. Aus demselben Grunde ist man gezwungen dem Messer eine Form zu geben, die praktisch leicht ausführbar ist. In Fig. 86 ist eine solche Form in ungefähr 15facher Vergrößerung dargestellt. Eine schärfere Schneide kann man bei den Geschwindigkeiten, für die das Messer bestimmt ist, nicht herstellen, da sonst die Schneide leicht brechen und stumpf werden würde. Wenn aber die Klinge entsprechend der Figur ausgeführt ist, so wird die Schneide durch eine Ebene begrenzt, die zu der horizontalen Symmetrieachse des Messers um den Winkel  $\alpha_1$  geneigt ist.



Bei den großen Geschwindigkeiten, mit denen die Messer in den Experimenten des Verfassers betrieben wurden, war der Winkel  $\alpha$ , unter dem die begleitende Welle von der Schneide abging, beinahe ebenso groß wie der Winkel  $\alpha_1$ , der das Horizontalprofil des Messers begrenzt, denn es ist ersichtlich, daß  $\alpha$  seiner Größe nach desto mehr an  $\alpha_1$  herankommt, je schneller das Messer sich in der Flüssigkeit bewegt. Die Ableitung  $f^1(q)$  ist gleich:

$$f^1(q) = \frac{dx}{dq} = \frac{x}{q} = \frac{x}{y - kx} \dots \dots (60)$$

Wenn wir nun für  $y$  und  $k$  ihre Werte einsetzen (Fig. 87), und zwar

$$y = x \cdot \cotg \alpha_1$$

$$k = \cotg \alpha,$$

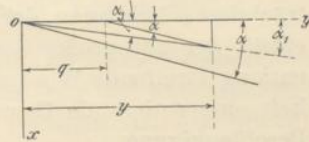


Fig. 87.

erhalten wir

$$\frac{dx}{dq} = \frac{x}{q} = \frac{x}{x \cdot \cotg \alpha_1 - x \cdot \cotg \alpha} \dots \dots (61)$$

$$f^1(q) = \frac{dx}{dq} = \frac{1}{\cotg \alpha_1 - \cotg \alpha} \approx \infty.$$

Bei sehr großen Geschwindigkeiten, wenn die Winkel  $\alpha$  und  $\alpha_1$  der Größe nach beinahe gleich sind, erhebt sich die Begleitwelle am Messer in Form einer dünnen Flüssigkeitsschicht, die die Seiten des Messers bedeckt. In diesem Falle kann der Vertikalschnitt des Messers, in sehr starker Vergrößerung gesehen, so dargestellt werden, wie es Fig. 88 zeigt.

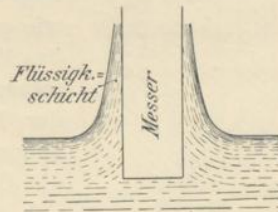


Fig. 88.

Wenn die Begleitwelle diese Gestalt annimmt, so muß die Flüssigkeit bei der Erhebung längs des stillstehenden Messers eine erhebliche Reibungsarbeit an der Oberfläche des Messers leisten, wodurch die Teilchen der Flüssigkeit, die in unmittelbare Berührung mit dem Messer kommen, ihre Umlaufgeschwindigkeit und hiermit auch ihre Zentrifugalbeschleunigung  $\frac{v^2}{r}$  verlieren. Der letzte Umstand (d. h. der Verlust der Zentrifugalbeschleunigung) hat zur Folge, daß sich die Begleitwelle höher erhebt, als dem angenommenen Wert von  $h$  entspricht. Man kann leicht durch Rechnen bestimmen, wie groß  $\zeta$  wird, wenn man annimmt, daß die in Gestalt der Begleitwelle sich erhebende Flüssigkeit 50% oder 75% der linearen Geschwindigkeit verliert. Im ersten Falle wird  $\zeta = 4h$ , im zweiten

$\zeta = 16 h$ . Ein so hohes Steigen der Welle ist sehr unerwünscht, da man dann eine sehr schmale und tiefe Furche verwenden müßte, was sehr unrationell ist in Hinsicht der Ausnützung der Scheibe durch Induktion, auch würden die Dimensionen der Scheibe selbst größer werden und die mechanische Ausführung sich viel schwieriger gestalten (das dynamische Zentrieren usw.).

Der sehr starke Luftstrom, der bei der Rotation der Scheibe auf die Begleitwelle einwirkt und dieselbe entgegen ihrem Bestreben, unter einem bestimmten Winkel vom Messer abzuweichen, wieder stark an dasselbe herandrückt, kann seinerseits wieder eine beträchtliche Erhöhung der Begleitwelle hervorbringen. Andererseits erteilt der mit großer Geschwindigkeit auf der Oberfläche der Welle entlang streifende Wind den von ihm berührten Teilchen der Flüssigkeit eine rotierende Bewegung und wirkt dadurch günstig auf die Beschleunigung.

Damit die die Begleitwelle bildende Flüssigkeit, die durch Reibung ihre Geschwindigkeit verliert, dieselbe wieder erlangt, muß man die Flüssigkeit von der Oberfläche des Messers ableiten und unter den Einfluß eines schnell rotierenden Mediums (z. B. der Luft) gelangen lassen. Eine Gestaltung des Messers, wie sie in Fig. 89 dargestellt ist, ermöglicht, die das Messer berührende Flüssigkeit leicht von demselben zu entfernen und in den Bereich des mit der Furche rasch rotierenden Luftstromes gelangen zu lassen. Die Flüssigkeitsteilchen, die die Oberfläche des Messers verlassen und in den sich kreisförmig bewegenden Luftstrom (Wind) gelangen, werden von letzterem mitgerissen und ge-

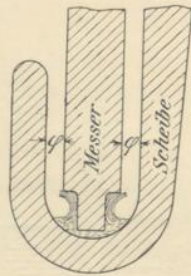


Fig. 89.

winnen an Geschwindigkeit, folglich auch an Zentrifugalbeschleunigung. Unter dem Einfluß der sozusagen erneuerten Beschleunigung legen sich die Flüssigkeitspartikel wieder auf den Grund der Furche und bleiben dort, bis sie wieder auf ein Messer auf-treffen.

Die oben beschriebene Einrichtung hat sehr zufriedenstellende Resultate ergeben, die die theoretischen Schlüsse vollauf bestätigten.

Einen sehr großen Einfluß auf die Verminderung der Wellen-höhe  $\zeta$  bei Verlust der Geschwindigkeit hat auch das Maß  $\varphi$ , der Abstand der Furchenwände von dem Messer. Tatsächlich, je näher die Wandungen der Furche zu den Seitenflächen des Messers sind, desto weniger verliert die in der Furche befindliche und mitrotierende Luft beim Passieren nebst des Messers ihre Geschwindigkeit und desto stärker reißt sie die Begleitwelle mit sich. Dieses erklärt



sich daraus, daß der Asynchronismus (die Schlüpfung) der Luft in einer schmalen Furche geringer ist als in einer breiten. Die letzten Versuche des Verfassers haben ergeben, daß das Maß  $\varphi$  nicht größer als ein oder anderthalb Millimeter betragen soll. Dann wird die Höhe der Begleitwelle nicht größer als 20 mm werden, bei  $r=720$  mm und  $h=2$  mm, und kann man bei einer Tiefe der Furche von 25 mm arbeiten ohne befürchten zu müssen, daß die Welle über den Rand der Furche hinauschießt.

#### IV. Die Unipolarmaschine des Verfassers.

Im Herbst 1908 wurde mit dem Bau der Unipolarmaschine begonnen, die mit Stromabnehmern in Form von den obenbeschriebenen Gleitkontakten mit Wasserkühlung versehen ist. Die Dimensionen der Maschine wurden genügend groß gewählt, damit die Eigenschaften einer Betriebsmaschine in ihr prägnanten Ausdruck fänden und sie nicht nur als ein Modell erschiene.

Beim Projektieren dienten folgende Prinzipien als Grundlage:

1. Die Leistung der Maschine soll ungefähr 80 KW betragen.
2. Die Maschine soll ungefähr 40 Volt Spannung erzeugen.
3. Die Zahl der Umdrehungen soll ungefähr 8000 in der Minute sein.
4. Die Abkühlung der Maschine hat durch Luft und durch Wasser, durch Verspritzen und Verdampfen desselben zu geschehen.

In allen oben angeführten Angaben wird das Wort „ungefähr“ gebraucht, da bei dieser vollständig neuen Konstruktion es unmöglich war, eine genaue Berechnung anzustellen, denn einige Bedingungen konnten erst später, nach einer ganzen Reihe von Experimenten, in Erfahrung gebracht werden.

Fig. 90 stellt den vertikalen Schnitt durch die Unipolarmaschine des Verfassers dar. Der Scheibenanker  $S$  rotiert auf einer Achse in dem Stator aus Stahlguß  $M$ , der als leitendes Medium für den durch die Windungen  $E$  hervorgerufenen Kraftfluß dient.

Durch  $B$  ist der Stromabnehmer bezeichnet und durch  $A$  die Zuleitung für Wasser und Quecksilber.  $F_1$  und  $F_2$  bezeichnen die Hauptlager und  $C$  eine Vorrichtung zum Ausbalancieren.

In der Figur 91 ist die Maschine im Betriebe aufgenommen, und zwar bei der Speisung der 40 voltigen Metallfadenlampen. Auf der Photographie sind deutlich sämtliche provisorisch eingerichteten Öl- und Wasserröhren dargestellt. Wie bei der großen Tourenzahl und kleinen Scheibe der Dynamo der Riemen außerordentlich ge-