Zeitschrift: Bulletin de l'Association suisse des électriciens
Herausgeber: Association suisse des électriciens
Band: 22 (1931)
Heft: 12

Artikel: Die Beschleunigung der Ölschaltertraverse durch elektrodynamische Druckkräfte

Autor: Kesl, Karl

DOI: https://doi.org/10.5169/seals-1058588

Nutzungsbedingungen
Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Mehr erfahren

Conditions d'utilisation
L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. En savoir plus

Terms of use
The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. Find out more

Download PDF: 22.08.2025

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, https://www.e-periodica.ch

Quecksilberschalter den Schaltstromkreis einer Schützenspule kurz, wodurch der Antriebsmotor in Betrieb gesetzt wird. Die Rechenmaschine arbeitet nun solange, bis der Niveauunterschied behoben ist. Das Schwemmgut fällt in eine Spülrinne und wird von hier durch Wasser in den Unterwasserkanal abgeführt.

Unterschreitet der Wasserspiegel hinter dem Rechen eine fixierte Marke, z. B. infolge Versagens der Rechenputzmaschine, so wird der Wehrwärter durch Signal davon verständigt.

Zu erwähnen ist nun noch, dass der Leitapparat der Turbine mit automatischem Zentralschmierapparat versehen wurde, der bei absolut zuverlässiger und genügender Schmierung im Fettverbrauch äusserst sparsam ist.

Betriebserfahrungen. Die umgebaute Anlage steht nun bereits über ein Jahr in regelmässigem Betriebe. Die Erfahrungen in dieser Zeit haben bewiesen, dass bei einer zuverlässigen, periodischen Kontrolle und Wartung der Apparaturen die Betriebssicherheit nicht geringer ist als bei einem handgesteuerten Kraftwerk. Die Betriebsausgaben konnten um rund Fr. 9000.— pro Jahr reduziert werden, was in bezug auf die entstandenen Mehrkosten für die Automatik deren Anschaffung zweifellos rechtfertigt und die Wirtschaftlichkeit der Automatisierung eindeutig zeigt.

Die Beschleunigung der Oelschaltertraverse durch elektrodynamische Druckkräfte.

Von *Karl Kesl*, Ingenieur, Prag.

Es wird der Einfluss der elektrodynamischen Druckkräfte sowie der Oelviskosität auf den Ausschaltvorgang von Oelschaltern mathematisch behandelt. An Hand eines praktischen Beispiels werden die aufgestellten Gleichungen für Schaltweg und Schaltgeschwindigkeit bei verschiedenen Kurzschlußstromstärken und Oelwiderständen zahlenmässig ausgewertet.

L'auteur traite par les mathématiques l'influence des forces électrodynamiques et de la viscosité de l'huile sur le phénomène de rupture dans les disjoncteurs à huile. Dans un exemple pratique, il applique ensuite les équations établies pour le chemin et la vitesse de rupture sous différentes intensités du courant de court-circuit.

Der Bewegungsvorgang der Oelschaltertraverse wurde bereits von K. W. Müller [1]) untersucht. Die Wirkung der elektrodynamischen Druckkräfte sowie der Einfluss der passiven Widerstände wurde hiebei ausser Rechnung gestellt, und so gelangt Müller auf Grund der vereinfachten Voraussetzungen, die nur Federkraft und Traversengewicht berücksichtigen, zu folgenden Gleichungen für Geschwindigkeit und Zeit:

$$v = \sqrt{2x\left[g + \frac{c}{m}\left(-\frac{x}{2}\right)\right]}$$

$$t = \int_0^s \frac{\mathrm{d}x}{v} = \sqrt{\frac{m}{c}}\left[\left(\arcsin\frac{x}{\frac{m}{c}g + x_0} - 1\right) - \frac{3}{2}\pi\right]$$

Hiebei ist m die Masse der die beweglichen Kontakte tragenden Traverse, $m = \frac{Q}{g}$, c eine Konstante, welche die Aenderung der Federkraft je nach Längeneinheit bedeutet, x_0 die maximale Federung und x der von der Schalttraverse zurückgelegte Weg. Müller berücksichtigt in seinen Berechnungen auch den Oelauftrieb, doch spielt dieser eine untergeordnetere Rolle als die passiven Widerstände der Schalterbewegung. Sind wohl obige Formeln ein wertvoller Fingerzeig zur Bestimmung entsprechender Ausschaltfedern, so müssen insbesonders bei grösseren Kurzschlußströmen auch die elektrodynamischen Kräfte in Rechnung gestellt werden, denn, wie gezeigt wird, beschleunigen diese den Abschaltvorgang im hohen Masse.

Im weiteren sollen die Bewegungsgleichungen für zwei Fälle aufgestellt werden:

1. für den allgemeinen Fall, bei dem auf die Schaltertraverse drei beliebig phasenverschobene, sinusförmige Kräfte wirken, und
2. für den praktischen Fall, bei dem die elektrodynamische Druckkraft als Summe dreier um $\frac{2}{3}\pi$ und $\frac{4}{3}\pi$ phasenverschobener Sinuswellen konstant ist.

Die Grösse dieser Kraft in kg bestimmte Estorff zu

$$\sum P = I_{\mathrm{eff}}^2\left[\frac{3}{4}\left(1 + 4\ln\frac{d}{r}\right) - 2\ln\sqrt{1+\left(\frac{d}{A}\right)^2} - \ln\sqrt{1+\left(\frac{d}{2A}\right)^2}\right] 10{,}2\cdot 10^{-9}$$

wobei A den Phasenabstand, d den Abstand zwischen Zu- und Ableitung und r den Halbmesser des Durchführungsbolzens bedeuten.

Für den allgemeinen Fall müssen folgende Kräfte in Rechnung gestellt werden:

a) die Kraft der komprimierten Feder $F = K_1 x$;

b) das Eigengewicht der Traverse Q;

c) der passive Widerstand, welcher der Traversenbewegung entgegenwirkt. Dieser Widerstand, dessen ausschlaggebender Faktor die Oelviskosität darstellt, soll proportional der Geschwindigkeit angenommen werden $v = K_2 v = K_2 \frac{\mathrm{d}x}{\mathrm{d}t}$;

d) die elektrodynamischen Druckkräfte. Estorff erhält mit Berücksichtigung der gegenseitigen Induktion für die Druckkräfte der einzelnen Phasen folgende Werte:

[1]) E. T. Z. 1928, Nr. 46, S. 1683.

Phase I: $P' = \frac{I^2_{max}}{4} \sin \omega t \left[\sin \omega t \left(1 + 4 \ln \frac{d}{r}\right) + \sin(\omega t + \beta_1) \cdot 4 \ln \sqrt{1 + \left(\frac{d}{A}\right)^2} + \sin(\omega t + \beta_2)\, 4 \ln \sqrt{1 + \left(\frac{d}{2A}\right)^2} \right]$

Phase II: $P'' = \frac{I^2_{max}}{4} \sin(\omega t + \beta_1) \left[\sin \omega t\ 4 \ln \sqrt{1 + \left(\frac{d}{A}\right)^2} + \sin(\omega t + \beta_1) \left(1 + 4 \ln \frac{d}{r}\right) + \sin(\omega t + \beta_2)\, 4 \ln \sqrt{1 + \left(\frac{d}{A}\right)^2} \right]$

Phase III: $P''' = \frac{I^2_{max}}{4} \sin(\omega t + \beta_2) \left[\sin \omega t\ 4 \ln \sqrt{1 + \left(\frac{d}{2A}\right)^2} + \sin(\omega t + \beta_1)\, 4 \ln \sqrt{1 + \left(\frac{d}{A}\right)^2} + \sin(\omega t + \beta_2) \left(1 + 4 \ln \frac{d}{r}\right) \right]$.

Der einfachen Berechnung halber soll jedoch der Einfluss der gegenseitigen Induktion vernachlässigt werden und die Druckkräfte erscheinen in der gekürzten Form:

$$P' = K \sin^2(\omega t + \beta)$$
$$P'' = K \sin^2(\omega t + \beta_1)$$
$$P''' = K \sin^2(\omega t + \beta_2)$$

Es ist daher die Bewegungsgleichung für die Dauer des Lichtbogens

$$m\,a = P' + P'' + P''' + F + Q - O,$$

da die Beschleunigung $a = -\frac{d^2x}{dt^2}$ und $v = -\frac{dx}{dt}$ ist, erhält man die Differentialgleichung:

$$\frac{d^2x}{dt^2} + C_2 \frac{dx}{dt} + C_1 x = -g - C\left[\sin^2(\omega t + \beta) + \sin^2(\omega t + \beta_1) + \sin^2(\omega t + \beta_2)\right]$$

dabei ist $C = \frac{K}{m}$, $C_1 = \frac{K_1}{m}$ und $C_2 = \frac{K_2}{m}$.

Die Lösung dieser Differentialgleichung[2]) ist:

$$x = L - e^{\lambda_1 t} \frac{1}{\lambda^2} \left[\lambda_2 \lambda (L - x_p) + C\omega G (E - \lambda_1 D) - CH\left(\frac{\lambda_1 E}{2} + 2\omega^2 D\right)\right] + e^{\lambda_2 t} \frac{1}{\lambda^2} \left[\lambda_1 \lambda (L - x_p) + C\omega G (E - \lambda_1 D) + CH\left(\frac{\lambda_1 E}{2} + 2\omega^2 D\right)\right] - \frac{C\omega D}{\lambda} \cdot [\sin 2(\omega t + \beta) + \sin 2(\omega t + \beta_1) + \sin 2(\omega t + \beta_2)] + \frac{CE}{2\lambda} [\cos 2(\omega t + \beta) + \cos 2(\omega t + \beta_1) + \cos 2 \cdot (\omega t + \beta_2)].$$

Daraus $v = -e^{\lambda_1 t} \frac{\lambda_1}{\lambda_2} \left[\lambda_2 \lambda (L - x_p) + C\omega G (E - \lambda_1 D) - CH\left(\frac{\lambda_1 E}{2} + 2\omega^2 D\right)\right] + e^{\lambda_2 t} \frac{\lambda_2}{\lambda^2} \left[\lambda_1 \lambda \cdot (L - x_p) + C\omega G (E - \lambda_1 D) + CH\left(\frac{\lambda_1 E}{2} + 2\omega^2 D\right)\right] - \frac{2C\omega^2 D}{\lambda} [\cos 2(\omega t + \beta) + \cos 2(\omega t + \beta_1) + \cos 2(\omega t + \beta_2)] - \frac{\omega CE}{\lambda} [\sin 2(\omega t + \beta) + \sin 2(\omega t + \beta_1) + \sin 2(\omega t + \beta_2)]$.

$\lambda_{1,2}$ sind die Wurzeln der charakteristischen Gleichung:

$$\lambda_{1,2} = -\frac{C_2}{2} \pm \sqrt{\frac{C_2^2}{4} - C_1},\ \lambda = \lambda_2 - \lambda_1$$

$$D = \frac{1}{4\omega^2 + \lambda_1^2} + \frac{1}{4\omega^2 + \lambda_2^2},\ E = \frac{\lambda_1}{4\omega^2 + \lambda_1^2} + \frac{\lambda_2}{4\omega^2 + \lambda_2^2}$$

$$L = \frac{2g - 3C}{2\lambda} \cdot \frac{\lambda_1 + \lambda_2}{\lambda_1\ \lambda_2}$$

$$G = \sin 2\beta + \sin 2\beta_1 + \sin 2\beta_2,$$

$$H = \cos 2\beta + \cos 2\beta_1 + \cos 2\beta_2.$$

x_p bedeutet die Gesamtfederung der Druckfeder.

Man kann nun mit Hilfe obiger Gleichungen für jeden Punkt des Traversenweges die erforderliche Zeit und die erreichte Geschwindigkeit errechnen. Der weitere Berechnungsgang deckt sich mit dem praktischen Fall und soll dort berücksichtigt werden.

Bei der Durchrechnung des praktischen Falles sollen drei Zeitabschnitte betrachtet werden (Fig. 1):

1. die Lichtbogenperiode, während welcher die Traverse durch die elektrodynamische Druckkraft $\sum P$, die Federkraft F und das Eigengewicht Q beschleunigt wird;
2. der nächste Abschnitt, worin der Lichtbogen bereits verlöscht ist und bloss noch Federkraft und Eigengewicht wirkt;
3. der dritte Abschnitt, in dem die Feder völlig entspannt ist und lediglich das Eigengewicht die Traverse beschleunigt.

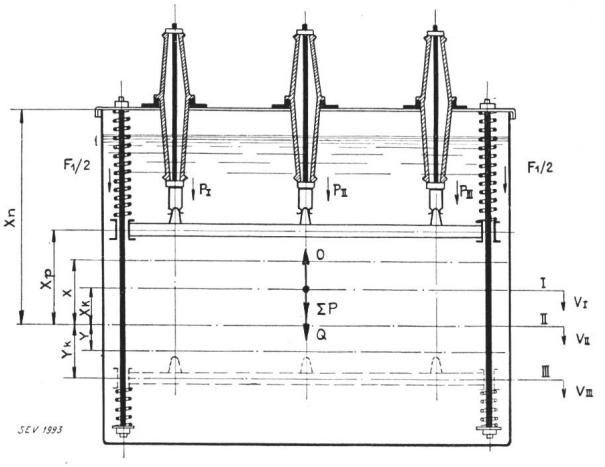

Fig. 1.
Schematische Darstellung der Bewegungsabschnitte.

[2]) Kesl, Elektr. Obzor, 1930, Nr. 51, S. 813, zeigt den vollständigen Berechnungsgang.

Im weiteren Verlauf wird die Bewegung der Traverse durch den Puffer gedämpft.

Die Bewegungsgleichung für Abschnitt 1 lautet also:

$$m\,a = \sum P + F + Q - O,$$

oder nach Einführen der früheren Konstanten:

$$\frac{d^2x}{dt^2} + C_2\frac{dx}{dt} + C_1 x = R, \text{ wobei } R = \frac{-Q-\sum P}{m} \text{ ist.}$$

Bezeichnet man weiter mit

$$k_I = \sqrt{1 - \frac{4C_1}{C_2^2}} = i\,k_{II}, \quad k_{II} = \sqrt{\frac{4C_1}{C_2^2} - 1},$$

so ist $\lambda_{1,2} = -\frac{C_2}{2}(1 \mp i\,k_I)$.

Die Lösung dieser Differentialgleichung bei einer Anfangsbedingung $t = 0$, $v = 0$, $x = x_p$ liefert:

$$x = \left(x_p - \frac{R}{C_1}\right) e^{-\frac{C_2}{2}t}\left[\cos\frac{C_2}{2}k_{II}t + \frac{1}{k_{II}}\sin\frac{C_2}{2}k_{II}t\right] + \frac{R}{C_1},$$

sowie:

$$v_1 = -\frac{C_2}{2}\left(x_p - \frac{R}{C_1}\right) e^{-\frac{C_2}{C_2}}\left(\frac{1}{k_{II}} + k_{II}\right)\sin\frac{C_2}{2}k_{II}\,t.$$

Wenn man die Dauer des Lichtbogens annimmt, kann man den zurückgelegten Weg und die bei Verlöschen des Lichtbogens erlangte Geschwindigkeit aus obigen Gleichungen errechnen.

Im Abschnitt 2 vereinfacht sich die Differentialgleichung, da $\sum P = 0$, auf $\frac{d^2x}{dt^2} + C_2\frac{dx}{dt} + C_1 x = -g$.

Die Anfangsbedingungen dieses Abschnitts sind durch die am Ende des vorigen Abschnitts erreichten Werte bestimmt, mit den Anfangsbedingungen:

$$t = 0, \quad x = x_k, \quad v = v_1.$$

Die Lösung der Differentialgleichung bringt:

$$x = e^{-\frac{C_2}{2}t}\left[\left(x_k + \frac{g}{C_1}\right)\cos\frac{C_2}{2}k_{II}\,t + \left(\frac{2\,v_1}{k_{II}C_2} + \frac{x_k + \frac{g}{C_1}}{k_{II}}\right)\cdot \sin\frac{C_2}{2}k_{II}\,t\right] - \frac{g}{C_1} \text{ und daher}$$

$$v_{II} = -\frac{C_2}{2}\,e^{-\frac{C_2}{2}t}\left[-\frac{2\,v_1}{C_2}\cos\frac{C_2}{2}k_{II}\,t + \left(\frac{2\,v^1}{k_{II}C_2} + \frac{x_k + \frac{g}{C_1}}{k_{II}} + k_{II}\,x_k + \frac{k_{II}\,g}{C_1}\right)\sin\frac{C_2}{2}k_{II}\,t\right].$$

Die Dauer dieses Abschnittes lässt sich bestimmen, wenn $x = 0$ gesetzt wird. Die zugeordnete Endgeschwindigkeit soll mit v_2 bezeichnet werden.

Schliesslich hat im Abschnitt 3 die Bewegungsgleichung die Form:

$m\,a = Q - O$ oder da $Q = \frac{d\,v^2}{2\,dy}$, ist weiter:

$$\frac{d\,v^2}{2\,dy} = g - C_2\,v.$$

Die Lösung heisst:

$$y = -\frac{1}{C_2}\left[v_{III} - v_2 + \frac{g}{C_2}\ln\frac{g - C_2\,v_{III}}{g - C_2\,v_2}\right].$$

Man kann daher für jedes y die zugehörige Geschwindigkeit v_{III} graphisch ermitteln und erhält für $y = y_k$ die Endgeschwindigkeit v_3.

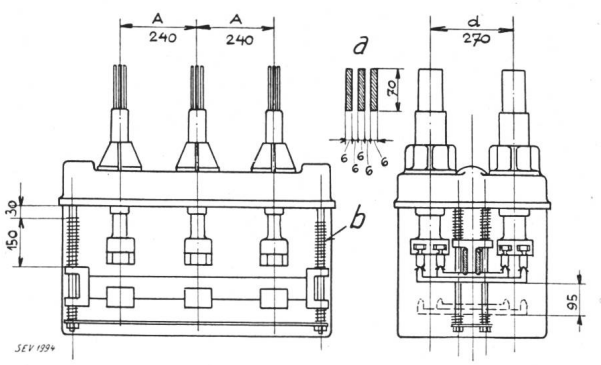

Fig. 2.
Masszeichnung des Versuchsölschalters 2000 A, 3000 V.

An Hand eines praktischen Beispieles sollen die abgeleiteten Formeln ausgewertet werden. Der in Fig. 2 schematisch dargestellte Oelschalter wurde von der Fa. Wagner & Co., Olmütz, für 2000 A Nennstrom und 3000 V Nennspannung gebaut. Das Traversengewicht beträgt $Q = 43$ kg, daher die Masse $m = \frac{Q}{g} = 4{,}383$. Im Ausschaltsinne wirken 4 gleiche Federn von 150 mm Länge, $2\,r = 24$ mm mittlerer Durchmesser, $f = 60$ mm maximaler Federung, $d = 3{,}5$ mm Drahtdurchmesser, $n = 15$ Windungen.

Es ist daher die gesamte Federkraft $F = 163$ kg und die Federkonstante $C_1 = 620$.

Die dynamischen Druckkräfte nach Estorff für $A = 24$ cm, $d = 27$ cm und für den äquivalenten Rundbolzen mit $r = 1{,}6$ cm sind für eine Kurzschlußstromstärke von

$I_{max} = 30\,000$ A	$\sum P = 37$ kg
$I_{max} = 60\,000$ A	$\sum P = 148$ kg
$I_{max} = 100\,000$ A	$\sum P = 420$ kg

Die Konstante R nimmt deshalb folgende Werte an:

Für $I = 0$ A	$R = -9{,}81$
$I_{max} = 30\,000$ A	$R = -18{,}2$
$I_{max} = 60\,000$ A	$R = -43{,}5$
$I_{max} = 100\,000$ A	$R = -103$

Der Oelwiderstand soll in drei verschiedenen Grössen in Rechnung gestellt werden, und zwar wird angenommen, dass bei einer Geschwindigkeit von 1 m/s der Oelwiderstand

a) $O = 5$ kg,
b) $O = 10$ kg,
c) $O = 15$ kg

betrage; die Konstante C_2 ergibt sich daher zu

a) $C_2 = 1{,}14$,
b) $C_2 = 2{,}28$,
c) $C_2 = 3{,}42$.

Die Ergebnisse der numerischen Rechnung sind in den Diagrammen der Fig. 3, 4 und 5 ersichtlich. Hiebei wurde auf Grund von Messungen die Lichtbogendauer für eine Kurzschlußstromstärke von 30 000 A mit 0,025 s, für 60 000 A mit 0,02 s und

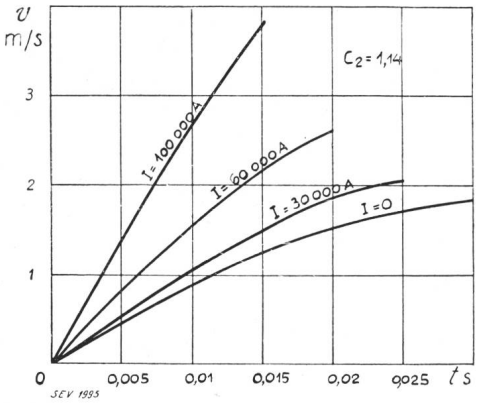

Fig. 3.
Schaltgeschwindigkeit und Schaltdauer in Abhängigkeit von der Kurzschlußstromstärke.

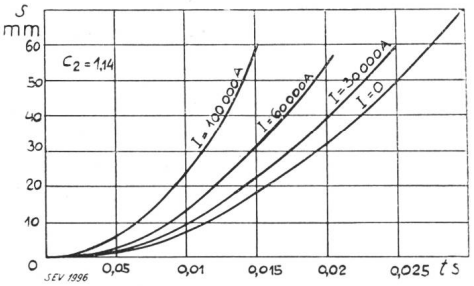

Fig. 4.
Schaltwege und Schaltdauer bei verschiedenen Kurzschlußstromstärken.

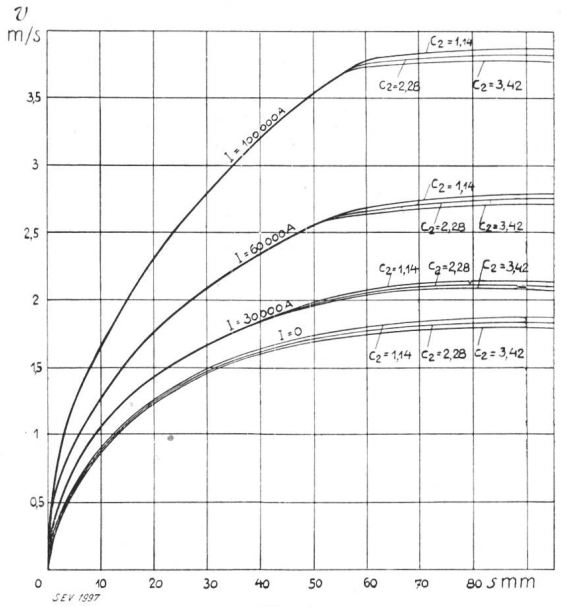

Fig. 5.
Die Schaltgeschwindigkeit bei verschiedenen Kurzschlussstromstärken und Oelwiderständen.

für 100 000 A Scheitelwert mit 0,015 s angenommen. Allerdings dauert bei geringen Spannungen von 500 bis 1000 V selbst bei grossen Kurzschlußstromstärken die Lichtbogenperiode durchschnittlich bloss 1 bis 2 Halbwellen, denn der Lichtbogen wird vom starken Magnetfeld kräftig gelöscht. Aus diesem Grunde hat die Beschleunigung der Traverse keinen nennenswerten Einfluss auf die Schaltleistung, und die elektrodynamischen Kräfte sind hauptsächlichst massgebend für die Bemessung der Freiauslösung und des Puffers. Bei Hochspannungen jedoch kann, weil hier der Lichtbogen länger dauert, sich die erhöhte Geschwindigkeit günstig auswirken; aber selbst hier gibt es eine Grenze, oberhalb welcher die Wirkung des Blasfeldes die Wirkung der beschleunigenden Druckkräfte überwiegt.

Der Einfluss der Oelviskosität wurde von Graul [3]) experimentell studiert. Die mathematische Erfassung ist allerdings unzulänglich, da insbesonders bei grösseren Geschwindigkeiten die lineare Beziehung $O = k_2 v$ nicht erfüllt wird. Die Oelviskosität hat neben der Verzögerung der Traversenbewegung auch auf den Deionisationsprozess einen gewissen Einfluss; Prüfungsvorschriften für Freiluftschalter sollten dieser Tatsache Rechnung tragen.

An dieser Stelle sei bemerkt, dass die vorgenannten Ergebnisse für bereits elektrodynamisch kompensierte Kontakte [4]) aufgestellt wurden. Bei nicht kompensierten Kontakten wären die abhebenden Kräfte für den Ausschaltvorgang nicht von solcher Tragweite wie beim Einschaltvorgang. Gerade das Einschalten auf einen Kurzschluss stellt an die Kontakte die höchsten Forderungen, und die Erfahrungen, welche wir in den schweren Betrieben sammeln konnten, förderten die Entwicklung des vollkommen gedämpften Kontaktes. Nach den an anderer Stelle veröffentlichten Ergebnissen kann daher bei Verwendung kompensierter Kontakte die Wirkung der abhebenden Kräfte mit Recht gleich Null gesetzt werden.

Zusammenfassend muss gesagt werden, dass von einer Kurzschlußstromstärke von 30 000 A aufwärts der Einfluss der elektrodynamischen Druckkräfte nicht zu vernachlässigen ist. Er erhöht, besonders bei schweren Traversen der Hochstromschalter, die Beanspruchung der Freiauslösung sowie den Stoss auf den Puffer. Die bedeutende Erhöhung der Anfangsgeschwindigkeit bewirkt vorteilhafterweise einen geringen Abbrand der Kontakte. Die Lichtbogenperiode bei Hochspannungsschaltern mit Kurzschlußströmen über 30 000 A wird durch die elektrodynamischen Druckkräfte verkürzt, sofern nicht ein eigenes magnetisches Feld das Verlöschen des Lichtbogens entscheidend beeinflusst.

Die Oelviskosität steht mit der Abschaltleistung in unleugbarem Zusammenhange. Einerseits beeinflusst sie indirekt den Deionsationsprozess, anderseits vermindert sie die Schaltgeschwindigkeit.

[3]) E. u. M. 1929, Nr. 43, S. 940.
[4]) Kesl, Bull. SEV 1931, Nr. 5, S. 105.