

Elementare Prüfung der Laplaceschen Abschleuderungstheorie.

Von Hans Lorenz in München.

1. Grundlagen.

Die von LAPLACE für die Entstehung der Planeten und Monde 1796 aufgestellte Vermutung der aufeinander folgenden Abschleuderung vom rotierenden und sich zusammenziehenden Zentralkörper gestattet eine elementare Prüfung an Hand des Flächensatzes der Mechanik und des dritten KEPLERSchen Gesetzes. Zu diesem Zwecke bezeichnen wir mit m_0 , m_k die Massen des Zentralkörpers und des k -ten Begleiters, mit r_0 , r_k den Äquatorhalbmesser des ersteren und den Zentralabstand des letzteren, mit $u_0 = r_0 \omega_0$, $u_k = r_k \omega_k$ die Umfangs- bzw. Umlaufgeschwindigkeit auf einer Kreisbahn im jetzigen Zustand sowie mit r' und $u' = r' \omega'$ die dem Zentralkörper und dem Begleiter gemeinsamen Werte im Augenblicke der Abschleuderung. Ferner seien α_0 bzw. α die Verhältnisse des Trägheitshalbmessers k zum Äquatorialhalbmesser des Zentralkörpers im jetzigen Zustand und bei der Abschleuderung, die mit der Körperform und Dichteänderung längs des Halbmessers gegeben sind, so zwar, daß für homogene Vollkugeln $\alpha^2 = 2:5 = 0,4$, für eine lineare Dichteabnahme längs des Halbmessers, $\alpha^2 = 0,333$ wird. In einem Gasball mit polytropen Zustandsänderung $p = C \delta^\kappa$ ergibt sich für die Exponenten $\kappa = 5:3 = 1,666$, bzw. $4:3 = 1,33$ entsprechend der Adiabate einatomiger Gase und der sog. Kosmogonide $\alpha^2 = 0,185$ und $\alpha^2 = 0,07$, welch letzterer Wert für die Sonne und die meisten Fixsterne im Schwere- und Strahlungsgleichgewicht zutreffen dürfte. Für das Modell von ROCHE der Massenkonzentration im Mittelpunkt endlich wäre $\alpha^2 = 0$. Diesen fünf Werten von α^2 würden dann nach dem Ansatz $0,4 r_a^2 = \alpha^2 r_0^2$ gleichwertige Vollkugeln mit den folgenden Halbmesserverhältnissen und Polytropenexponenten entsprechen, aus denen man die zentrale Massenverdichtung leicht erkennt:

α^2	$= 0,4$	0,37	0,333	0,185	0,07	0
$r_a:r_0$	$= 1$	0,962	0,913	0,682	0,418	0
κ	$= \infty$	6,73	3,79	1,66	1,33	1,22
$\delta_0:\delta_m$	$= 1$	1,17	1,29	6,11	34,4	6380

Die Werte von α^2 und κ genügen der aus der ersten, vierten und fünften Spalte ermittelten empirischen Gleichung:

$$(0,4 - \alpha^2)(\kappa - 0,707) = 0,2066, \quad (1)$$

nach der die übrigen Werte von κ berechnet sind. Der letzte Wert $\kappa = 1,22 = 11:9$ hat natürlich als Extrapolation für den Grenzfall des ROCHEschen Modells keinen Sinn und gibt nur den Überschlagswert des Exponenten κ für sehr kleine $\alpha^2 \ll 0,4$ an, die uns später begegnen werden. Außerdem gibt die letzte Zeile noch die Verhältnisse der zentralen zur mittleren Dichte, von denen der zweite und dritte Wert durch Extrapolation der EMPDENSchen Tafel (Gaskugeln S. 84) gewonnen wurden. Da nun eine Abschleuderung, wie wir noch sehen werden und wie auch schon von POINCARÉ, JEANS und anderen bemerkt wurde, nur bei einer sehr starken zentralen Massenverdichtung, die dem Modell von ROCHE nahekommt, eintreten kann, so mag hier noch kurz die diesem Grenzfall zukommende Gestalt abgeleitet werden. Im Abstände r vom Zentrum mit dem Neigungswinkel φ gegen die Äquatorebene und der Winkelgeschwindigkeit ω

um die Polachse haben wir alsdann die Summe des Schwerepotentials und der Arbeit der Fliehkraft längs r

$$f \frac{m}{r} + \frac{r^2 \omega^2}{2} \cos^2 \varphi = C, \quad (2)$$

worin f die Gravitationskonstante bedeutet. Mit dem Äquatorhalbmesser a und dem Polhalbmesser b für $\varphi = 0$ bzw. $\varphi = 90^\circ$ wird aber daraus

$$C = f \frac{m}{b} \quad \text{und} \quad \frac{\omega^2 a^2}{2} = f m \left(\frac{1}{b} - \frac{1}{a} \right)$$

$$\text{oder} \quad \frac{1}{2} \frac{\omega^2 a^3}{f m} = \frac{a - b}{b}. \quad (2a)$$

Da nun nach dem dritten KEPLERSchen Gesetze für die Abschleuderung $f m = \omega^2 a^3$ ist, so gilt hierfür $2a = 3b$, während die Gleichung der Fläche unter Ausschaltung von $f m : \omega^2$ in

$$\frac{r^2 \cos^2 \varphi}{a^2} \frac{1}{2} = \frac{a}{b} - \frac{a}{r} \quad (2b)$$

mit einer scharfen Kante am Äquator übergeht, während der Polhalbmesser sich zum Äquatorhalbmesser wie 2:3 verhält. Für kleinere Umfangsgeschwindigkeiten, also $\omega^2 a^2 < \frac{f m}{a}$, nähert sich unter Wegfall der Äquatorkante die Körperoberfläche der Kugel, während das Gebilde für größere Werte überhaupt nicht mehr stabil ist, also der Zerstreuung anheimfällt.

Schließlich ist noch festzustellen, ob der einmal abgeschleuderte Begleiter in der Nachbarschaft des Zentralkörpers m_0 seinen Zusammenhang bewahren oder, was auf dasselbe hinausläuft, ob die ausgeschleuderte Masse m_1 sich überhaupt zu einer Kugel vom Halbmesser a_1 zusammenballen kann. Das aber ist nur dann möglich, wenn die nach der Mitte von m_1 gerichtete Oberflächenbeschleunigung g im Abstände r der Massenzentren der Bedingung

$$g = f \left(\frac{m_1}{a_1^2} - \frac{m_0}{(r - a_1)^2} \right) < 0$$

$$\text{oder} \quad \frac{r - a_1}{a_1} = \frac{r}{a_1} - 1 > \sqrt{\frac{m_0}{m_1}} \quad (3)$$

genügt. Dafür dürfen wir auch unter Einführung des Äquatorhalbmessers r_0 des Zentralkörpers schreiben

$$\frac{r}{r_0} = \frac{r}{a_1} \frac{a_1}{r_0} > \frac{a_1}{r_0} \left(1 + \sqrt{\frac{m_0}{m_1}} \right). \quad (3a)$$

Ist umgekehrt der Abstand r vorgelegt, so berechnet sich für ein ebenfalls gegebenes Massenverhältnis der beiden Körper dasjenige der Halbmesser wie

$$\frac{r_0}{a_1} > \frac{r_0}{r} \left(1 + \sqrt{\frac{m_0}{m_1}} \right). \quad (3b)$$

Im Sonderfalle der Berührung beider Körper, d. h. für $r = r_0 + a_1$, vereinfacht sich diese Bedingung in

$$\frac{r_0}{a_1} > \sqrt{\frac{m_0}{m_1}}, \quad \frac{a_1}{r_0} < \sqrt{\frac{m_1}{m_0}}, \quad (4)$$

wobei r_0 nicht mehr wie oben den jetzigen Äquatorhalbmesser des Zentralkörpers, sondern den für die Abschleuderung zutreffenden bedeutet. Die Berührung beider Körper kann übrigens nicht genau tangential, sondern nur mit einer Abweichung von der Kugelform mit Spitzen erfolgen, die mächtigen Flutwellen zugehören, so daß die vorstehende Rechnung nur angenähert zutrifft.

Für die folgenden Rechnungen benötigen wir neben den Massen-, Halbmesser- und Geschwindigkeitsverhältnissen des Zentralkörpers zum Begleiter auch noch die Verhältnisse der Umlaufenergien und der Momente der Bewegungsgrößen, hier kurz Drall genannt. Dabei dürfen wir die Eigendrehung der Begleiter gegenüber deren Umlauf um den Zentralkörper ebenso vernachlässigen wie ihre stets kleine Masse gegen die

des letzteren, nicht aber allgemein die Drallwerte und Umlaufenergien der Begleiter gegen die entsprechenden Werte des Zentralkörpers infolge seiner Achsendrehung. Diese führt bei der Sonne mit dem Halbmesser $r_0 = 6,95 \cdot 10^5$ km auf eine Umfangsgeschwindigkeit von $u_0 = 2,05$ km s⁻¹, während für das Quadrat der Verhältnisse des Trägheitshalbmessers zum Äquatorhalbmesser der Sonne $\alpha_0^2 = 0,07$ entsprechend der kosmogoniden Zustandsänderung gesetzt werden mag. Für die Erde und den Mond haben wir $u_0 = 0,463$ km s⁻¹ und $u = 1,023$ km s⁻¹ bzw. $r_0 = 6370$ km und $r = 384400$ km. Damit ergeben sich die Verhältnismerte der Zahlentafel 1.

Zahlentafel 1.

Planet	$\frac{r_k}{r_0}$	$\frac{u_k}{u_0}$	$\frac{u_k^2}{u_0^2}$	$\frac{r_k u_k}{r_0 u_0}$	$\frac{r_k u_0}{r_0 u_k}$	$\frac{m_0}{m_k}$	$\frac{\alpha_0^2 m_0}{m_k}$	$\frac{m_k r_k u_k}{\alpha_0^2 m_0 r_0 u_0}$	$\frac{m_k u_k^2}{\alpha_0^2 m_0 u_0^2}$
Merkur	83,4	23,4	552	1 960	3,75	$8 \cdot 10^6$	$5,6 \cdot 10^5$	0,0035	0,001
Venus	156	17,1	306	2 750	8,9	$4,1 \cdot 10^5$	$2,86 \cdot 10^4$	0,096	0,0107
Erde	215	14,5	210	3 110	14,7	$3,3 \cdot 10^5$	$2,31 \cdot 10^4$	0,136	0,009
Mars	328	11,8	139	3 880	27,8	$3,4 \cdot 10^6$	$2,2 \cdot 10^5$	0,0063	0,00064
Kleine Planeten im Mittel	470	10	100	4 700	47	—	—	—	—
Jupiter	1120	6,4	41	1 170	175	1 047	73	97,5	0,559
Saturn	2050	4,7	22	9 635	435	3 500	245	34,3	0,0885
Uranus	4130	3,3	10,9	13 620	1250	22 650	1585	8,6	0,0069
Neptun	6460	2,63	6,9	17 000	2460	19 350	1355	12,6	0,0062
Erde : Mond	60	2,19	4,8	132	27,4	81	30	4,43	0,16

Aus dieser Zusammenstellung geht schon hervor, daß die Drallwerte der großen äußeren Planeten und des Erdmondes Vielfache des Zentralkörperdralls sind, die der inneren Planeten dagegen nur Bruchteile. Das letztere gilt in noch höherem Maße für die große Schar der Planetoiden, für die wir nur Mittelwerte aufgenommen haben, und auch für die Monde des Mars und der großen äußeren Planeten, die mit ihren Radien a_0 und Abständen a_k in der folgenden Zahlentafel 2 enthalten sind, soweit sie nur schwache Bahnneigungen (unter 2°) gegen die Äquatorebene des Zentralkörpers besitzen.

Zahlentafel 2.

Planet	Mond Nr.	$\frac{a_k}{a_0}$	$\frac{u_k}{u_0}$	$\frac{a_k u_0}{a_0 u_k}$	$\frac{a_k u_k^2}{a_0 u_0^2}$	$\left(\frac{a_k u_k^2}{a_0 u_0^2} \right)^{\frac{1}{3}}$
Mars $a_0 = 3400$ km $u_0 = 0,248$ km s ⁻¹	I	2,76	8,8	0,314	205	5,9
	II	6,9	5,45	1,266		
Jupiter $a_0 = 71\,500$ km $u_0 = 12,65$ km s ⁻¹	I	2,53	2,04	1,24	11	2,22
	II	5,29	1,355	4,35		
	III	9,38	1,08	8,685		
	IV	14,53	0,864	16,82		
	V	26,31	0,647	40,66		
Saturn $a_0 = 60\,740$ km $u_0 = 10,25$ km s ⁻¹	Ring { innen	1,2	1,94	0,615	5,7	1,78
		2,3	1,55	1,550		
	{ außen	3,07	1,39	2,20		
		II	3,916	1,18		
		III	4,85	1,09		
		IV	6,21	0,97		
		V	8,67	0,83		
		VI	20,1	0,55		
Uranus $a_0 = 25\,500$ km $u_0 = 4,15$ km s ⁻¹	VII	24,4	0,48	50,4	13,3	2,39
		I	7,52	1,33		
		II	10,47	1,13		
		III	17,2	0,88		
Neptun $a_0 = 25\,300$ km $u_0 = 2,94$ km s ⁻¹	IV	22,9	0,76	30,01	29,6	3,08
		13,32	1,49	8,97		

2. Einzelfälle der Abschleuderung.

Für alle denkbaren Fälle der Abschleuderung gilt der Flächensatz, d. h. da äußere Momente nicht in Frage kommen, die Erhaltung des Gesamtdalles. Dessen Wert ist aber durch den gegenwärtigen Zustand gegeben und beträgt mit den im ersten Abschnitt eingeführten Bezeichnungen für den Zentralkörper und alle n -Begleiter $\alpha_0^2 m_0 r_0 u_0 + \sum_1^n m r u$; unmittelbar vor der Trennung des k -ten Begleiters m_k mit den Gegenwartswerten $r_k u_k$, die bei einem Zentralabstand r' und der Umfangsgeschwindigkeit u' des Zentralkörpers erfolgen möge, aber $\alpha^2 \left(m_0 + \sum_1^k m \right) r' u' + \sum_{k+1}^n m r u$. Darin ist, da im allgemeinen mit der Abschleuderung bzw. nach ihr eine Massenverlagerung innerhalb des Zentralkörpers stattfinden wird, $\alpha^2 \neq \alpha_0^2$. Es tritt also eine Vergrößerung oder Verkleinerung des Verhältnisses des Trägheitsarms zum Äquatorhalbmesser ein, die mit einer Änderung der doppelten Drehwucht vom Betrage $J = \alpha^2 \left(m_0 + \sum_1^k m \right) u'^2$ in den Gegenwartswert $J_0 = \alpha_0^2 m_0 u_0^2 + \sum_1^k m u^2$ verbunden ist. Schließlich gilt noch für den Begleiter das dritte KEPLERSche Gesetz sowohl im jetzigen Bewegungszustand als auch unmittelbar nach der Trennung, also $r' u'^2 = r_k u_k^2 = f \left(m_0 + \sum_1^k m \right)$. Beachten wir ferner, daß für alle Begleiter einschließlich des Erdmondes $\sum_1^k m \ll m_0$ ist, so bestehen für die Abschleuderung unter der Annahme, daß alsdann die schon vorher abgeschleuderten Begleiter m_{k+1} bis m_n auf die Dralländerung keinen Einfluß mehr ausüben, die Gleichungen

$$\alpha^2 m_0 r' u' = \alpha_0^2 m_0 r_0 u_0 + \sum_1^k m r u, \quad (5)$$

$$r' u'^2 = r_k u_k^2, \quad (6)$$

$$J = \alpha_0^2 m_0 u'^2, \quad (7)$$

$$J_0 = \alpha_0^2 m_0 u_0^2 + \sum_1^k m u^2. \quad (8)$$

Wir erhalten nunmehr die denkbaren Einzelfälle.

I. Abschleuderung mit dem jetzigen Bahnhalmmesser. Die anscheinend von LAPLACE allein ins Auge gefaßte, aber nicht rechnerisch geprüfte Annahme einer Abschleuderung der Begleiter in ihrem jetzigen Abstand setzt eine Erstreckung des Zentralkörpers während des Trennungsvorgangs bis zur Begleiterbahn voraus, die alsdann mit der Äquatorkante zusammenfällt. Wir haben daher in den letzten Formeln einfach $r' = r_k$, $u' = u_k$ zu setzen, wodurch zunächst (6) identisch erfüllt ist, während (5) und (7) übergehen in

$$\alpha^2 m_0 r_k u_k = \alpha_0^2 m_0 r_0 u_0 + \sum_1^k m r u, \quad (5a)$$

$$J = \alpha^2 m_0 u_k^2; \quad (7a)$$

aus (5a) folgt ferner

$$\frac{\alpha^2}{\alpha_0^2} = \frac{r_0 u_0}{r_k u_k} + \frac{\sum m r u}{\alpha_0^2 m_0 r_k u_k}, \quad (9)$$

worin beide Terme rechts nach der Zahlentafel 1 für alle Planeten sehr kleine Brüche darstellen, während für die Monde des Mars und der großen Planeten das letzte Glied überhaupt vernachlässigt werden darf. Es ist also auf alle Fälle

$$\alpha^2 \ll \alpha_0^2, \quad (9a)$$

was auf eine starke innere Verdichtung des Zentralkörpers vor der Abschleuderung gegenüber der jetzigen hindeutet. Nach Einführung von (9) in (7) und Vergleichung mit (8) wird

$$J = \alpha_0^2 m_0 u_0^2 \frac{r_0 u_k}{r_k u_0} + \frac{u_k}{r_k} \sum m r u < J_0, \quad (10)$$

da nach Zahlentafel 2 mit Ausnahme des inneren Marsmondes und des inneren Saturnringes $r_k u_0 > r_0 u_k$ und wegen $r_k > r$, $u_k > u$ dann $\frac{u_k}{r_k} \sum_1^k m r u < \sum_1^k m u^2$ ist. Im

allgemeinen wäre daher nach (10) die Zusammenziehung des Zentralkörpers nach der Abschleuderung bis zum jetzigen Zustande mit einer beträchtlichen radialen Massenverlagerung und Zunahme der Drehwucht verbunden, für die aber keine Energiequelle zur Verfügung steht. Daher können die Begleiter nicht in ihrem jetzigen Abstände von der Mitte des bis dort ausgedehnten Zentralkörpers abgeschleudert worden sein, womit die ursprünglich von LAPLACE aufgestellte Annahme hinfällig wird.

II. Die Abschleuderung vom jetzigen Äquator. Das in allen Fällen große Massenverhältnis des Zentralkörpers zu irgendeinem Begleiter legt den Gedanken einer Abschleuderung bei den jetzigen Abmessungen nahe, ein Fall, der auch u. a. von C. G. DARWIN für den Erdmond ins Auge gefaßt wurde. Hierfür haben wir nur in den Formeln (5) und (6) $r' = r_0$ zu setzen, erhalten also

$$\alpha^2 m_0 r_0 u' = \alpha_0^2 m_0 r_0 u_0 + \sum_1^k m r u, \quad (5b)$$

$$r_0 u'^2 = r_k u_k^2 \quad (6b)$$

und daraus

$$\frac{\alpha^2}{\alpha_0^2} = \frac{u_0}{u_k} \sqrt{\frac{r_0}{r_k}} \left(1 + \frac{\sum m r u}{\alpha_0^2 m_0 r_0 u_0} \right), \quad (11)$$

$$\frac{u'}{u_0} = \frac{u_k}{u_0} \sqrt{\frac{r_k}{r_0}}, \quad (12)$$

sowie, da $u' > u > u_0$ und $r > r_0$ ist,

$$J = \alpha_0^2 m_0 u_0 u' + \frac{u'}{r_0} \sum m r u = \alpha_0^2 m_0 u_0 u' + \sum m \frac{r}{r_0} u u' > J_0. \quad (13)$$

Der hieraus folgende Verlust an Drehwucht beim Übergang vom ursprünglichen in den jetzigen Zustand ist an und für sich durchaus einleuchtend, ihm steht aber, da wegen $u_k > u_0$, $r_k > r_0$ auch für $\sum m r u > \alpha_0^2 m_0 r_0 u_0$ in der Klammer von (11) $\alpha^2 \ll \alpha_0^2$ wird, eine sehr starke Massenverdichtung im Innern des Zentralkörpers vor der Trennung gegenüber dem jetzigen Zustand entgegen, die sich beim Halbmesser der gleichwertigen Vollkugeln

$$0,4 r_a^2 = \alpha^2 r_0^2 \quad \text{gegen} \quad 0,4 r_{a0}^2 = \alpha_0^2 r_0^2 \quad (14)$$

zu

$$\frac{r_a}{r_{a0}} = \frac{\alpha}{\alpha_0} < 1 \quad (14a)$$

berechnet. So erhält man z. B. für die beiden äußersten Fälle

$$\text{Sonne — Jupiter} \quad \frac{\alpha^2}{\alpha_0^2} = 0,46, \quad \frac{r_a}{r_{a0}} = 0,678 \quad \text{bei} \quad \frac{r_{a0}}{r_a} = 0,418$$

$$\text{Erde — Mond} \quad \frac{\alpha^2}{\alpha_0^2} = 0,317, \quad \frac{r_a}{r_{a0}} = 0,563 \quad \text{bei} \quad \frac{r_{a0}}{r_a} = 0,966$$

und für die inneren Planeten und die Monde des Mars und der großen Planeten, sogar wegen $m r u \ll \alpha_0^2 m_0 r_0 u_0$

$$\frac{\alpha^2}{\alpha_0^2} = \frac{u_0}{u} \sqrt{\frac{r_0}{r}} < 1. \quad (11a)$$

Dies bedingt aber nach der Körpertrennung eine bedeutende radiale Ausdehnung des Kerns des Zentralkörpers unter gleichzeitiger Verdichtung der Hülle, die nicht sehr wahrscheinlich ist. Schließlich ist nicht einzusehen, auf welche Weise die im gleichen Abstände vom Zentrum des Hauptkörpers entsprungenen, wenn auch erst später zusammengeballten Begleiter so verschiedene, von ihrer Masse offenbar ganz unabhängige Abstände des Zentralkörpers erreichen. Aus alledem dürfen wir schließen, daß eine Abschleuderung der Planeten und Monde von den Zentralkörpern mit den gegenwärtigen Abmessungen nicht stattgefunden haben kann.

Damit erledigt sich auch die gelegentlich aufgetauchte Annahme, daß das Becken des Großen Ozeans die Narbe der Mondabschleuderung darstelle. Abgesehen davon, daß der Inhalt dieses flachen Beckens gegenüber dem Mondvolumen fast verschwindet, müßte sich die Störung vielmehr über die ganze alsdann instabile Nachbarschaft des für die Abschleuderung kantigen Erdäquators erstrecken, was wiederum mit einer schon erstarrten Erdrinde unverträglich wäre. Die ganze hiermit hinfällige Annahme ist wohl nur aus der ungefähren Übereinstimmung des mittleren Raumgewichts des Mondes von rund 0,33 mit demjenigen der starren und flüssigen Erdhülle entstanden, wobei die ganz unbekannte Dichteverteilung im Mondkörper noch gar nicht berücksichtigt ist.

III. Homogene Formänderung des Zentralkörpers nach der Abschleuderung. Nachdem die bisher betrachteten Fälle sich als unmöglich erwiesen haben, bleibt nur die Abschleuderung in einem noch zu bestimmenden Abstand r' übrig, bis zu dem sich alsdann der Äquator des Zentralkörpers zu erstrecken hätte. Als dann gelten die allgemeinen Formeln (5) bis (8), von denen die beiden ersten zur Bestimmung der Unbekannten r' , u' und α^2 nicht ausreichen. Gehen wir nun von der für die Fixsternentwicklung gültigen Annahme einer homogenen Formänderung aus, so bedeutet dies eine Unveränderlichkeit des Beiwertes $\alpha^2 = \alpha_0^2$, womit wir

$$\alpha_0^2 m_0 r' u' = \alpha_0^2 m_0 r_0 u_0 + \sum_1^k m r u, \quad (5c)$$

$$r' u'^2 = r_k u_k^2 \quad (6c)$$

für die Abspaltung des k ten Begleiters m_k erhalten. Daraus folgt aber unter Beachtung der Tafelwerte

$$\frac{u_k}{u'} = \frac{r_0 u_0}{r_k u_k} \left(1 + \frac{\sum m r u}{\alpha_0^2 m_0 r_0 u_0} \right) = \sqrt{\frac{r'}{r_k}} < 1, \quad (15)$$

$$\frac{r'}{r_0} = \frac{r_0 u_0^2}{r_k u_k^2} \left(1 + \frac{\sum m r u}{\alpha_0^2 m_0 r_0 u_0} \right) \ll 1 \quad (16)$$

und aus (7) und (8)

$$\frac{J_0}{J} = \frac{u_0^2}{u'^2} \left(1 + \frac{\sum m u^2}{\alpha_0^2 m_0 u_0^2} \right) < 1. \quad (17)$$

Die Abschleuderung eines Begleiters könnte demnach nur bei einem Äquatorhalbmesser erfolgen, der weit unter dem Gegenwartswerte liegt und eine nachträgliche homogene Ausdehnung des Zentralkörpers unter scharfer Abnahme der Drehwucht bedingt, während der Begleiter in seine jetzige Bahn übergeht. Dieser an sich sehr unwahrscheinliche Vorgang müßte sich bei jeder Abschleuderung wiederholen, führt also auf eine wiederholte explosionsartige Pulsation des zeitweilig enorm verdichteten Zentralkörpers. Für die kleinen Planeten und die Monde der großen würden sich überdies wegen der Konstanz von $r_0 u_0^2 : r_k u_k^2$, wie schon im Falle II, fast genau übereinstimmende Trennungsabstände ergeben, deren Übergang in die sehr verschiedenen jetzigen Bahnhalbmesser unerklärlich ist.

IV. Erhaltung der Gesamtdrehwucht nach der Abschleuderung. Der Grund für das Versagen der letzten Annahme der homogenen Deformation des Zentralkörpers liegt wohl in der darin enthaltenen Bedingung des dauernden Schwere- und Strahlungsgleichgewichtes des Zentralkörpers, das zweifellos während und nach der Trennung der Begleiter starke Störungen erleidet. Dagegen dürfte die Erhaltung der gesamten Drehwucht keinen erheblichen Einwänden begegnen, da hierdurch nicht nur dem Austausch des Dralles, sondern auch der Drehwucht während und nach der Abschleuderung, aber unter Vernachlässigung der mit der Flutwirkung der schon abgetrennten Körper verbundenen und mit $\delta \left(\frac{m_k r_0^3}{m_0 r_k^3} \right)^2$ proportionalen Bremsarbeit an der

wegen $\delta \ll 1$ dünnen Gashülle des Zentralkörpers Genüge geleistet wird. Wir setzen demgemäß für die Abschleuderung des k -ten Begleiters wieder

$$\alpha^2 m_0 r' u' = \alpha_0^2 m_0 r_0 u_0 + \sum_1^k m r u, \quad (5)$$

$$r' u'^2 = r_k u_k^2 \quad (6)$$

und fügen noch die Bedingung $J_0 = J$, also mit (7) und (8)

$$\alpha^2 m_0 u'^2 = \alpha_0^2 m_0 u_0^2 + \sum_1^k m u^2 \quad (18)$$

hinzu und erhalten daraus

$$\frac{r'}{r_0} = \left(\frac{r_k u_k^2}{r_0 u_0^2} \right)^{\frac{1}{3}} \frac{\left(1 + \frac{\Sigma m r u}{\alpha_0^2 m_0 r_0 u_0} \right)^{\frac{2}{3}}}{\left(1 + \frac{\Sigma m u^2}{\alpha_0^2 m_0 u_0^2} \right)^{\frac{2}{3}}}, \quad (19)$$

$$\frac{u'}{u_0} = \left(\frac{r_k u_k^2}{r_0 u_0^2} \right)^{\frac{1}{3}} \frac{\left(1 + \frac{\Sigma m u^2}{\alpha_0^2 m_0 u_0^2} \right)^{\frac{1}{3}}}{\left(1 + \frac{\Sigma m r u}{\alpha_0^2 m_0 r_0 u_0} \right)^{\frac{1}{3}}}, \quad (20)$$

$$\frac{\alpha^2}{\alpha_0^2} = \left(\frac{r_0 u_0^2}{r_k u_k^2} \right)^{\frac{2}{3}} \left(1 + \frac{\Sigma m r u}{\alpha_0^2 m_0 r_0 u_0} \right)^{\frac{2}{3}} \left(1 + \frac{\Sigma m u^2}{\alpha_0^2 m_0 u_0^2} \right)^{\frac{1}{3}}. \quad (21)$$

Mit Hilfe dieser Werte und der Formeln

$$0,4 r_a^2 = \alpha^2 r'^2, \quad 0,4 r_{a0}^2 = \alpha_0^2 r_0^2 \quad (22)$$

ergibt sich schließlich das Verhältnis der Halbmesser des für die Kernverdichtung des Zentralkörpers maßgebender Vollkugeln:

$$\frac{r_a}{r_{a0}} = \frac{\alpha}{\alpha_0} \frac{r'}{r_0}. \quad (22a)$$

Unter Verwendung der Zahlentafel 1 und Einsetzung des Betrages $\frac{r_k u_k^2}{r_0 u_0^2} = 46\,600$ bzw. $\left(\frac{r_k u_k^2}{r_0 u_0^2} \right)^{\frac{1}{3}} = 36$ für das Sonnensystem und $\frac{r_k u_k^2}{r_0 u_0^2} = 288$ bzw. $\left(\frac{r_k u_k^2}{r_0 u_0^2} \right)^{\frac{1}{3}} = 6,60$ für Erde und Mond ergeben sich die folgenden Werte der Zahlentafel 3.

Zahlentafel 3.

Planet	$1 + \frac{\Sigma m r u}{\alpha_0^2 m_0 r_0 u_0}$	$1 + \frac{\Sigma m u^2}{\alpha_0^2 m_0 u_0^2}$	$\frac{r'}{r_0}$	$\frac{u'}{u_0}$	$\left(\frac{u'}{u_0} \right)^2$	$\frac{\alpha_0^2}{\alpha^2}$	$\frac{\alpha_0}{\alpha}$	$\frac{r_a}{r_{a0}}$	$\frac{\omega'}{\omega_0}$
Merkur	1,0035	1,001	36,1	36	1296	1295	36	1	1
Venus	1,0925	1,092	38,1	35,1	1232	1217	34,9	1,09	0,912
Erde	1,2355	1,021	41,1	33,6	1129	1106	33,3	1,23	0,817
Mars	1,2418	1,022	41,6	33,5	1122	1098	33,1	1,26	0,80
Kleine Planeten .	1,250	1,023	41,7	33,4	1112	1089	33,0	1,27	0,80
Jupiter	99	1,58	553	9,02	82,5	52,14	7,22	76,0	0,164
Saturn	138	1,67	676	8,45	71,4	42,2	6,5	104	0,0126
Uranus	147	1,68	702	8,11	65,8	33,04	5,75	122	0,0115
Neptun	158	1,685	736	7,42	62,7	31,3	5,60	131	0,0107
Erde — Mond . .	5,43	1,16	18,4	3,9	152	13,4	3,66	5,0	0,198

Für die Monde des Mars und der großen Planeten, deren Massenverhältnisse $\frac{m_k}{m_0} \ll 1$ sind, erhalten wir, wie bei den kleinen Planeten im Vergleich zur Sonne Verhältnisse der Abscheidungsradien, die aufeinanderfolgend die in die Zahlentafel 2 übernommenen Werte

$$\frac{r'}{r_0} \approx \left(\frac{r_k u_k^2}{r_0 u_0^2} \right)^{\frac{1}{3}} \approx \frac{u'}{u_k} \quad (23)$$

nur wenig übersteigen. Eine Ausnahme bilden nur der innere Marsmond und der innere Saturnring, vielleicht infolge von Bahnwiderständen in der Nachbarschaft der Oberfläche des Zentralkörpers, während der Außenhalbmesser des Saturnringsystems

nur wenig innerhalb der nach Gl. (4) bestimmten Grenze für den Bestand der großen Monde liegt. Die Zahlentafel 3 enthält in ihrer letzten Spalte noch das Verhältnis der Drehzahlen $\omega' : \omega_0$ während der Abschleuderung zur jetzigen des Zentralkörpers, das zugleich für die anfängliche Eigendrehung der selbständig gewordenen Begleiter gilt.

Zur Beurteilung der Möglichkeit der Zusammenballung der abgeschleuderten Massen zur Kugelform sowie der Mondablösung sind in der folgenden Zahlentafel 4 noch die nach (4) möglichen größten Kugelhalbmesser a der gebildeten Begleiter in ihrem Verhältnis zum Abschleuderungsradius r' , zum jetzigen Halbmesser r_0 des Zentralkörpers und a_0 des Begleiters, sowie nach (21) bzw. Zahlentafel 2 bzw. 3 die Abschleuderungsverhältnisse $a' : a_0$ der Monde vereinigt.

Zahlentafel 4.

Planet	$\frac{a_1}{r'}$	$\frac{a_1}{r_0}$	a_1 km	$\frac{a_1}{a_0}$	$\frac{a'}{a_0}$	a' km
Merkur	1 : 2840	1 : 78,2	8 830	3,3	—	—
Venus	1 : 640	1 : 16,8	41 770	6,74	—	—
Erde	1 : 577	1 : 14,0	49 600	7,78	18,4	117 000
Mars	1 : 1760	1 : 42,3	16 450	4,86	5,9	20 000
Jupiter	1 : 32,3	17,12	$11,8 \cdot 10^6$	16,55	2,22	159 000
Saturn	1 : 59,1	11,44	$8,1 \cdot 10^6$	13,3	1,78	107 500
Uranus	1 : 150,5	4,66	$3,22 \cdot 10^6$	12,6	2,39	61 000
Neptun	1 : 139	5,44	$3,75 \cdot 10^6$	14,8	3,08	78 000

Durch diese Zusammenstellung wird nicht nur das gänzlich verschiedene Verhalten der inneren dichten Planeten mit gegenüber der Sonne kleinem Drall gegenüber der äußeren spezifisch leichteren mit großem Drall bei der Abschleuderung bestätigt, sondern auch noch auf die Mondablösung ausgedehnt. Während sich nämlich die großen Planeten unmittelbar nach der Abtrennung von der Sonne in den durch Tafel 3 gegebenen Abschleuderungsradien zu Gaskugeln von beträchtlichen, die jetzige Sonnenkugel weit übertreffenden Abmessungen $a_1 > r_0$ zusammenballen und dann mit $a_1 > a'$ bis zur Mondablösung stetig verdichten können, trifft dies für die inneren Planeten nicht mehr zu. Von diesen haben anscheinend Merkur und Venus ihre Eigendrehung infolge der Bremswirkung der Sonnenfluten trotz der Zusammenziehung nicht so weit steigern können, daß es zur Abschleuderung von Monden kommen konnte. Die Abschleuderungsradien a' des Erdmondes und des Marsmondes dagegen übertreffen weitaus die größtmöglichen Kugelhalbmesser a_1 der Planeten bei ihrer Entstehung, was auf eine ganz unwahrscheinliche Ausdehnung dieser Körper von diesem Zeitpunkte bis zur Mondablösung mit den Radien 117 000 km für die Erde und 20 000 km für den Mars führen würde. Die noch vereinigte Erd- und Mondmasse hätte ferner bei der Ablösung von der Sonne nach Tafel 3 eine mit dieser übereinstimmende Eigendrehung von $\omega' = 0,817 \omega_0$, also in 30 jetzigen Sonnentagen erhalten, die sich bis zur Mondablösung auf $1 : 0,198 =$ rund 5 Sonnentage trotz der Ausdehnung erhöht haben müßte, während der Trägheitsarm nach der Drallformel

$$k^2 = \alpha^2 r_0^2 = \alpha_0^2 a_0^2 \frac{\omega_0}{\omega'} \left(1 + \frac{m r u}{\alpha_0^2 m_0 a_0 u_0} \right) = 60 a_0^2 \quad (24)$$

sich von

$$k_1 = \alpha r' = 7,75 a_0 \quad \text{auf} \quad k' = 3 a_0$$

entsprechend einer starken inneren Verdichtung zurückgegangen wäre. Dieser Widerspruch entfällt aber sofort, wenn die Mondmasse gleichzeitig sich in der Nachbarschaft der Erde, aber von ihr unabhängig von der Sonne abgelöst hatte, was mit der jetzigen absoluten Mondbahn, die nur um $1 : 400$ des Halbmessers mit Geschwindigkeitschwankungen von $\pm 1 \text{ km s}^{-1} = \pm 0,034$ von der Erdbewegung abweicht, ebenso im Einklang steht, wie die selbständige Ablösung der kleinen Planeten. Der Erdmond mit dem durch (4) gegebenen größten Halbmesser $a_1 = 5500 \text{ km} = 3,2 a_0$ bei der Ablösung

hat die von der Sonne mitgebrachte Eigendrehung von rund 30 Tagen unter dem Einfluß der benachbarten Erde nahezu bewahrt und nur mit ihr seine Bahn bis zu den jetzigen Abmessungen ausgedehnt, wobei der Erdball von rund 50 000 km $= 7,8 a_0$ Halbmesser bei der Ablösung auf den jetzigen Wert von 6370 km unter Steigerung seiner Eigendrehung bis auf 1 Tagesumlauf zusammengeschrumpft ist. Dasselbe gilt auch von ihrem Trägheitsarm, der nach (24) unter Wegfall des zweiten Klammergliedes bei der Abschleuderung von der Sonne $k = 3,12 a_0$ betrug.

Auch die sehr kleinen Marsmonde sind nach Zahlentafel 4 wegen $a' > a_1$ für diesen Planeten der Sonne entsprungen und erst später unter der Wirkung der starken Abplattung von 1:192 des Mars in dessen Äquatorebene gezwungen worden, was die schwächer abgeplattete Erde (1:296) mit dem viel massigeren Monde nicht hat erreichen können. Die in der Jupiterbahn um 60° vor- und nachteilenden Trojanergruppen müssen eben wie die vorstehenden Monde der Erde und des Mars ungefähr gleichzeitig mit dem Jupiter der Sonne entsprungen sein. Sie haben sich offenbar erst nachträglich aus einer regellosen Verteilung längs der Bahn gemäß der Stabilität des von LAGRANGE entdeckten Sonderfalles des Dreikörperproblems in ihren jetzigen Lagen zusammengefunden und werden dort durch die Anziehung des Jupiter unter periodischen Schwankungen erhalten. Die rechtläufigen Monde der äußeren Planeten sind dagegen im Einklang mit der Zahlentafel 4, d. h. wegen $a' > a_1$ erst nach dieser erheblichen Schrumpfung der Hauptkörper, ganz wie die Planeten selbst von der Sonne, aber von den Äquatorebenen abgeschleudert.

Das Gesetz der Zusammenziehung der Sonne aus einem Riesenstern von etwa $800 r_0 = 5,5 \cdot 10^8$ km Radius und einer Eigendrehung von rund 7 Jahren während der Bildung des Planetensystems läßt sich aus den Werten $\alpha_0^2 : \alpha^2$ und $r_a : r_{a0}$ der Tafel 3 entnehmen. Da die letzteren Verhältnisse der gleichwertigen homogenen Kugelradien viel langsamer abnehmen als die der Abschleuderungshalbmesser $r' : r_0$, so verläuft die Schrumpfung der Sonne durchaus inhomogen. Die der Schrumpfung zugeordneten Werte von α^2 sind nicht nur viel kleiner als der Jetztwert $\alpha_0^2 = 0,07$, welcher der homogenen Sonnenpolytrope mit den Exponenten $\kappa = 1,33$ zukommt, und dürfen somit in Gl. (1) gegen den Wert 0,4 der homogenen Kugel vernachlässigt werden. Daraus aber ergibt sich für die ganze Ablösungsdauer ein Polytropenexponent von rund $\kappa = 1,22 = 11:9$ mit einem Verhältnis der zentralen zur mittleren Dichte $\delta_0 : \delta_m = 6400$ nach den EMDENSchen Tafeln gegenüber dem jetzigen Werte $\delta_0 : \delta_m = 54,3$ entsprechend $\kappa = 1,33$. Dies gilt etwa bis zur Abschleuderung des Merkur beim Sonnenhalbmesser $r' = 36,1 r_0 = 25 \cdot 10^6$ km, die wahrscheinlich wegen der Übereinstimmung seiner Bahneigung mit der Äquatorneigung der Sonne gegen die Ekliptik in der jetzigen Ebene des Sonnenäquators erfolgte. Da nach Zahlentafel 3 alsdann schon die jetzige Eigendrehungsdauer der Sonne und das zugehörige Trägheitsmoment bzw. der Halbmesser der gleichwertigen Vollkugel erreicht war, so konnte der Übergang in die weitere, nunmehr homogene Schrumpfung bis zum heutigen Zustande mit den Polytropenexponenten $\kappa = 1,33$ nahezu stetig erfolgen. Jedenfalls haben die vorstehenden Rechnungen die Möglichkeit der Bildung des Planetensystems durch aufeinander folgende Abschleuderung von einem ursprünglich schon rotierenden Riesenstern unter dessen inhomogener Schrumpfung und Austausch des Dralles und der Drehwucht ergeben. Daran schloß sich die Entfernung der frei gewordenen Begleiter bis zu ihren jetzigen Abständen auf Grund der Rückwirkung des Flutreibungsmomentes an der Sonne sowie die Abschleuderung der rechtläufigen Monde und Ringmassen von den großen Planeten, während der Erdmond, der Neptunmond, die Marsmonde und die Trojaner der Jupiterbahn neben und nahezu gleichzeitig mit ihren Hauptkörpern der Sonne entsprungen sind.

Kleine Mitteilungen.**Energieverhältnisse bei Meteorstürzen.**

Von H. Bock in Hamburg.

Selbst in ernsten Abhandlungen findet sich immer wieder die Behauptung, daß die aus dem „eisig kalten“ Weltenraum kommenden Meteore und Sternschnuppen durch „Reibung an der Luft“ ins Glühen gerieten. Beide Ansichten sind unhaltbar. Im folgenden soll der Vorgang untersucht und nach Möglichkeit zahlenmäßig abgeschätzt werden.

a) Die Temperatur im Weltenraum. Dem interstellaren Raum, so weit er wirklich leer ist, kann man überhaupt keine Temperatur zuschreiben, denn diese ist ein Zustand des Atomgefüges der Materie. Die Temperatur aber, die ein den Raum durchziehender Körper annimmt, richtet sich wegen des Fehlens jeglicher Wärmeleitung nach dem Strahlungsgleichgewicht und läßt sich leicht abschätzen.

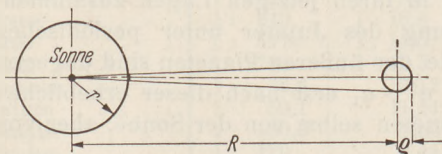


Fig. 1. Kugelsymmetrische Sonnenstrahlung.

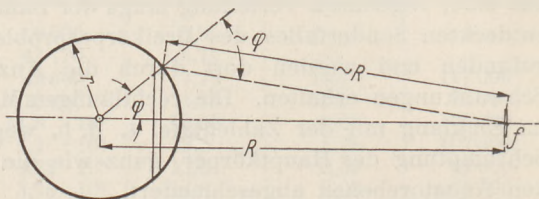


Fig. 2. Bestrahlung eines Körpers durch die ihm zugewandte Sonnenhälfte.

Ein „grauer“ kugelförmiger Körper von ρ m Radius möge in der Entfernung R von der Sonne einherziehen (Fig. 1). Aus Gründen der Kugelsymmetrie empfängt er von der Sonne je Stunde

$$E_a = C \cdot \rho^2 \pi \cdot \left(\frac{r}{R}\right)^2 \cdot \left(\frac{T}{100}\right)^4 \text{ kcal}, \quad (1)$$

wofür man die Sonne als schwarzen Strahler von T Grad Kelvin ansieht. Die Strahlungsziffer C hat den Wert $4,96 \text{ kcal/m}^2 \cdot \text{h} \cdot (\text{Grad})^4$. Natürlich kann man E_a auch nach dem LAMBERTSchen Strahlungsgesetz herleiten (Fig. 2): Die kleine Fläche $f = \pi \cdot \rho^2$ in der großen Entfernung R erhält von der durch φ gekennzeichneten unendlich schmalen Sonnenzone je Stunde die Energie

$$dE = \frac{C \cdot \left(\frac{T}{100}\right)^4}{\pi} \cdot \cos \varphi \cdot 2\pi r \cdot \sin \varphi \cdot \pi \cdot r \cdot d\varphi \cdot \frac{f}{R^2} \text{ kcal}. \quad (2)$$

Darin ist $\frac{C \cdot \left(\frac{T}{100}\right)^4}{\pi}$ das sog. Emissionsvermögen senkrecht zur strahlenden Fläche, das man mit dem Kosinus der Zenitdistanz φ , mit der Größe der Zone $2\pi r^2 \cdot \sin \varphi \cdot d\varphi$ und mit dem räumlichen Winkel $\frac{f}{R^2}$ zu multiplizieren hat. Integriert man Gl. (2) von 0 bis $\frac{\pi}{2}$, so ergibt sich wieder der Ausdruck für E_a .

Von dieser ihm zugestrahlten Energie absorbiert der kleine Körper das ε -fache ($\varepsilon < 1$). Als graues Gebilde, dessen Gesamtabsorption und -emission dem KIRCHHOFFSchen Gesetze Folge leistet, emittiert er je Stunde

$$\varepsilon \cdot E_e = \varepsilon \cdot C \cdot 4 \rho^2 \cdot \pi \cdot \left(\frac{T_1}{100}\right)^4 \text{ kcal}, \quad (3)$$

wenn T_1 seine absolute Temperatur ist. Durch Gleichsetzen von E_a und E_e erhält man eine Bestimmungsgleichung für T_1 ; führt man $\frac{R}{r} = 200$ ein, was ungefähr der Erddistanz entspricht, und setzt $T = 6000^\circ$, so folgt $T_1 = 300^\circ$ absolut oder 27°C . Bei Abweichung vom grauen Zustand ändert sich dieses Ergebnis etwas. Die

Temperatur des Eindringlings unterscheidet sich also von derjenigen der Erdoberfläche nicht wesentlich.

b) Temperatur nach Eintritt des Meteors in die Lufthülle. Nach hinreichender Annäherung an die Erde befolgt das Meteor sehr genähert die Gesetze des Zweikörper-Problems, d. h. es beschreibt relativ zu der weit schwereren Erde einen Kegelschnitt um deren Schwerpunkt; seine Bahn ist also eine ebene Kurve, deren Ebene durch den Erdmittelpunkt geht. Dabei kann es zum Streifen der Stratosphäre oder zum Eindringen kommen. In diesem Falle drängt es die Luft mit großer Geschwindigkeit vor sich her, wobei auf verschiedene Arten Wärme gebildet wird: Einmal klingt die entstandene Turbulenz nach und nach ab, wobei nach dem NEWTONSchen Gesetz der Flüssigkeitsreibung die verschwundene kinetische Energie als Wärme in Erscheinung tritt; weiter aber entsteht durch das Aufstauen der Luft eine gewaltige Kompressionswärme. Mit Hilfe des Energiestrom-Satzes kann man eine obere Grenze für die Erhöhung der Lufttemperatur angeben¹. Man denke sich das Problem hierzu kinematisch umgekehrt, d. h. der Körper möge stillstehend von einer Parallelströmung getroffen werden.

Der Energiestrom des am stärksten betroffenen Gaszylinders vom Körperquerschnitt f besteht bekanntlich aus drei Teilen:

1. kinetischer Anteil $E_1 = \frac{G}{g} \cdot \frac{w^2}{2} \text{ m} \cdot \text{kg/s}$, worin G das je Sekunde heranströmende Luftgewicht ist;

2. thermischer Anteil $E_2 = G \cdot c_v \cdot T \text{ kcal/s}$ oder $E_2 = \frac{G \cdot c_v \cdot T}{A} \text{ m} \cdot \text{kg/s}$, worin c_v die spezifische Wärme des Gases für konstantes Volumen und $\frac{1}{A} = 427 \text{ m} \cdot \text{kg/kcal}$ ist;

3. Pressungsanteil $E_3 = f \cdot p \cdot w \text{ m} \cdot \text{kg/s}$. Denn irgendein Querschnitt der Säule schiebt das vor ihm Liegende mit der Kraft $f \cdot p$ und der Geschwindigkeit w vorwärts. (Man vergegenwärtige sich den Zustand in einer Druckwasser-Leitung). Da nun $G = f \cdot w \cdot \gamma = \frac{f \cdot w}{v}$ ist, worin v das Volumen eines Kilogramms bedeutet, so ergibt sich der gesamte Energiestrom der anlaufenden Gassäule zu:

$$\sum E = G \cdot \left[\frac{w^2}{2g} + \frac{c_v \cdot T}{A} + v \cdot p \right] \text{ mkg/s.} \quad (4)$$

Setzt man die Gültigkeit der Gesetze der idealen Gase voraus, so bestehen die Beziehungen: $p \cdot v = R \cdot T$ und $c_p = c_v + A \cdot R$; damit kommt für den Ausdruck (4) nach Division durch G :

$$\sum E'_1 = \frac{w_1^2}{2g} + \frac{c_p}{A} \cdot T_1 \text{ mkg/kg.} \quad (5)$$

c_p ist die spezifische Wärme für konstanten Druck, und der Beiwert 1 kennzeichnet den Gaszustand vor der Katastrophe. Beträgt nun die Gasgeschwindigkeit nach dem Zusammenstoß nur noch den n -ten Teil von w_1 , so hat der Energiestrom jetzt den Wert:

$$\sum E'_2 = \frac{1}{n^2} \cdot \frac{w_1^2}{2g} + \frac{c_p}{A} \cdot T_2 \text{ mkg/kg.} \quad (6)$$

Nimmt man zunächst an, daß während des Vorgangs keine Energie zerstreut worden ist, so kann man $\sum E'_1$ und $\sum E'_2$ gleichsetzen und bekommt damit die Temperaturerhöhung des Gases bei der Katastrophe:

$$T_2 - T_1 = \frac{w_1^2 \cdot A}{2c_p \cdot g} \cdot \left(1 - \frac{1}{n^2} \right). \quad (7)$$

Diese obere Grenze wird in Wirklichkeit längst nicht erreicht, weil große Energiemengen in statu nascendi an die Umgebung abgegeben werden, insbesondere durch Strahlung.

¹ Vgl. L. PRANDTL: Lehre von der Gasbewegung, S. 56.

Gibt man der Zahl n den reichlich kleinen Wert 2 und setzt w_1 etwa gleich 20 000 m/s, so ergibt sich:

$$T_2 - T_1 = \frac{20\,000^2}{2 \cdot 0,24 \cdot 9,81 \cdot 427} \cdot \left(1 - \frac{1}{4}\right) = 150\,000^0.$$

Nur wenige Prozent hiervon würden ausreichen, um eine gewaltige Licht- und Wärmestrahlung zu verursachen. Über das sibirische Riesenmeteor, das am 30. Juni 1908 an der mittleren Tunguska niederging, wird berichtet, daß es heller als die Sonne gestrahlt habe, daß 100 km vom Einschlagsort ab die strahlende Wärme trotz der Kürze der Zeit unerträglich gewesen sei, und daß die begleitende Glutwolke einen Durchmesser von Kilometern besessen habe; an der getroffenen Stelle selbst sind rund 20 km² Urwald total vernichtet worden, während in einem Kreise von rund 100 km Durchmesser fast alle Bäume nach außen umgelegt wurden, teilweise unter Zerschmetterung ihres Geästs und unter Verkohlung der Rinde. Aus den barographischen Aufzeichnungen hat WHIPPLE ermittelt, daß allein durch die Explosionswelle des Projektils etwa $3,2 \cdot 10^{12}$ mkg in die Atmosphäre hineingetragen worden sind, während die Bodenerschütterungsarbeit weit geringer gewesen ist (rund $6 \cdot 10^8$ mkg).

c) Die Energieabgabe des Meteors längs seiner Bahn. Zu solchen Wirkungen kommt es natürlich bloß bei hinreichend großen Eindringlingen, deren Gewicht im Verhältnis zum Querschnitt erheblich ist; kleinere Gebilde verlieren schon vor Erreichung der Erdoberfläche ihre kosmische Geschwindigkeit. Nach Versuchen von CRANZ und anderen kann man den Luftwiderstand bei Überschallgeschwindigkeit durch die einfache Beziehung

$$W = \psi \cdot f \cdot \frac{\gamma}{g} \cdot w^2 \text{ kg} \quad (8)$$

darstellen, worin die dimensionslose Zahl ψ eine Funktion von $\frac{w}{w_s}$ ist, die mit wachsendem w nach einem Grenzwert konvergiert. $w_s = \sqrt{g \cdot \frac{c_p}{c_v} \cdot p \cdot v}$ ist die Geschwindigkeit der infinitesimalen Schallwelle in dem betreffenden Medium. W ist in der Hauptsache die Folge der Druckdifferenz vor und hinter dem Körper. Demnach hat die Bewegungsgleichung des in ungefähr gleicher Höhe hinstreichenden Meteors angenähert die Form:

$$m \cdot \frac{dw}{dt} + a \cdot w^2 = 0, \quad (9)$$

worin $a = \psi \cdot f \cdot \frac{\gamma}{g}$. Für die Anfangsgeschwindigkeit w_0 lautet die Lösung unter Voraussetzung kugelförmiger Gestalt mit dem Radius ϱ :

$$w = \frac{w_0}{1 + \frac{3}{4} \cdot w_0 \cdot \frac{\psi}{\varrho} \cdot \frac{\gamma}{\gamma_1} \cdot t}. \quad (10)$$

γ ist das spezifische Gewicht der Luft und γ_1 das des Meteors.

Da der genannte sibirische Körper unter sehr spitzem Winkel in die Atmosphäre eingedrungen ist, so darf man γ für eine erhebliche Strecke seiner Bahn als konstant ansehen; setzen wir etwa $\gamma = 0,004 \text{ kg/m}^3$, $w_0 = 20\,000 \text{ m/s}$, $\gamma_1 = 7000 \text{ kg/m}^3$ und $\varrho = 10 \text{ m}$, und führen für ψ den reichlich hohen Grenzwert 0,5 ein, so kommt als Bewegungsgesetz:

$$w = \frac{20\,000}{1 + \frac{t}{2330}} \text{ m/s.}$$

Unter diesen Umständen bedürfte es also einer Flugzeit von mehr als einer halben Stunde, bis die Geschwindigkeit auf die Hälfte gesunken wäre; anders ausgedrückt: Ein so großer Körper durchschneidet die oberen Luftschichten fast ohne Verlust. (Man denke an die Bahn der Ferngeschütz-Granaten!) Trotzdem ist die Energieabgabe ungeheuer; sie beträgt in unserm Fall zu Beginn der Bewegung:

$$-\frac{d}{dt} \left[m \cdot \frac{w^2}{2} \right]_{t=0} = 5 \cdot 10^{11} \text{ mkg/s} \cong 1,2 \cdot 10^9 \text{ kcal/s.}$$

Voraussetzung ist natürlich die Gültigkeit der über die Funktion $\psi \left(\frac{w}{w_s} \right)$ gemachten Annahmen bei kosmischen Geschwindigkeiten. Vgl. auch Gl. (24). Alle diese Zahlen sollen nur der Kennzeichnung der Größenordnungen dienen; in erster Näherung stimmen sie aber wohl mit dem überein, was von dem Tunguska-Meteor bekannt geworden ist.

d) Die Luftverdichtung vor dem Meteor (Fig. 3). Nähert sich ein Teilchen q der Gasmasse dem Körper mit Überschallgeschwindigkeit, so „erfährt“ es zunächst nichts von der bevorstehenden Katastrophe, weil sich die von der Störung ausgehenden „Nachrichten“ ja nur mit Schallgeschwindigkeit fortpflanzen; d. h. die Parallelströmung wird vorerst nicht gestört. Beim Erreichen der Grenze des Störungsgebietes an der Stelle 1, die mehr oder weniger weit vor dem Körper liegt, tritt aber eine unstetige Druckerhöhung mit Entropiesteigerung ein, der sog. Verdichtungsstoß. Das vollzieht sich auf der sehr kurzen Strecke 1 bis 2. Nach diesem stürmischen Empfang läuft weiterhin alles in gesitteter Form ab, und der Druck wächst stetig und isentropisch bis zum Staupunkt 3, wo er sein Maximum erreicht. — Setzt man diese anschaulichen Dinge voraus, so lassen sich die Druckverhältnisse usw. mit elementaren Mitteln analysieren.

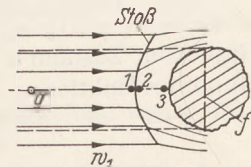


Fig. 3. Verdichtungsstoß vor einem Körper in einer Strömung mit Überschallgeschwindigkeit.

Die dazu nötigen bekannten Gesetze der linearen Gasströmung mögen der Übersichtlichkeit halber hier im Zusammenhang angeführt werden.

1. Die Adiabate. Findet keine Energiezu- oder -abfuhr statt, so gilt für die Zustandsänderung:

$$p \cdot v^\kappa = \text{konst.}, \quad (11)$$

worin $\kappa = \frac{c_p}{c_v} \sim 1,4$ für Luft.

2. Die Druckgleichung von DE SAINT-VÉNANT ist:

$$\frac{w_m^2}{2g} - \frac{w_n^2}{2g} = - \int_n^m v \cdot dp. \quad (12)$$

Sie entspricht dem für Flüssigkeiten geltenden BERNOULLISCHEN Drucksatz.

Während diese beiden Gesetze für jeden Punkt der Bahn des strömenden Gases gelten, machen die folgenden 3 Erhaltungssätze nur Aussagen über die Zustandskoordinaten des Gases am Anfang a und am Ende e des betrachteten Gebietes, ohne auf die Vorgänge in seinem Innern Rücksicht zu nehmen.

3. Die Kontinuitätsgleichung besagt:

$$G = f_a \cdot \frac{w_a}{v_a} = f_e \cdot \frac{w_e}{v_e}. \quad (13)$$

G ist das je Sekunde durchströmende Gasgewicht. Für zylindrische Parallelströmung vereinfacht sich Gl. (13) so:

$$\frac{w_e}{w_a} = \frac{v_e}{v_a}. \quad (13')$$

4. Der Impulsstromsatz. Bei Parallelströmung hat er für einen zylindrischen Teil des Strömungsraumes (die sog. Kontrollfläche) die einfache Gestalt:

$$p_a + \frac{w_a^2}{g \cdot v_a} = p_e + \frac{w_e^2}{g \cdot v_e}. \quad (14)$$

p ist der Druck und $\frac{w^2}{g \cdot v}$ der Impulsstrom (d. h. die sekundliche Masse multipliziert mit ihrer Geschwindigkeit). Auf das Flächeninnere wirkende Massenkräfte (z. B. die Schwere) seien nicht vorhanden, und ebensowenig Schubkräfte längs der seitlichen Begrenzungsflächen. Gl. (14) ist die Gleichgewichtsbedingung der Kontrollfläche in Richtung der Strömung.

5. Der Energiestromsatz. Wird zwischen Anfang und Ende keine Energie zu- oder abgeführt, so gilt:

$$\frac{\kappa}{\kappa - 1} \cdot p_a \cdot v_a + \frac{w_a^2}{2g} = \frac{\kappa}{\kappa - 1} \cdot p_e \cdot v_e + \frac{w_e^2}{2g}. \quad (15)$$

Das ist also eine Sonderform des ersten Hauptsatzes der Thermodynamik. Innere Wärmebildung durch Flüssigkeitsreibung ändert an Gl. (15) nichts. Man erhält sie aus Gl. (5), wenn man folgende Beziehungen berücksichtigt: $p \cdot v = R \cdot T$, sowie $c_p = c_v + A \cdot R = \frac{c_p}{\kappa} + A \cdot R$, worin R die Gaskonstante gleich 29,3 m/Grad für Luft bedeutet.

Aus den Gl. (13') bis (15) folgt durch Elimination von p_e und v_e die wichtige Beziehung:

$$w_a \cdot w_e = \frac{2 w_s^2}{\kappa + 1} + \frac{\kappa - 1}{\kappa + 1} \cdot w_a^2, \quad (16)$$

worin $w_s = \sqrt{\kappa \cdot g \cdot v_a \cdot p_a}$ die Schallgeschwindigkeit der infinitesimalen Schallwelle im Gase vom Zustand a ist. Eliminiert man aber w_a und w_e , so ergibt sich die sog. HUGONIOTfunktion:

$$\frac{\kappa + 1}{\kappa - 1} \cdot (p_e \cdot v_e - p_a \cdot v_a) + p_a \cdot v_e - p_e \cdot v_a = 0, \quad (17)$$

die den Zusammenhang der Drucke und Volumina vor und nach dem Verdichtungsstoß angibt.

$\alpha)$ Die unstetige Zustandsänderung auf dem Wege 1 bis 2. Die Beziehungen (11) und (12) kommen hier nicht in Frage, weil sie auf die inneren Vorgänge zwischen den Grenzen Bezug nehmen, während im Verdichtungsstoß die MAXWELLSche Verteilung der Molekülgeschwindigkeiten gestört ist, und die Zustandskoordinaten zum Teil ihren Sinn verlieren. — Da der Weg 1 bis 2 durch das Unstetigkeitsgebiet eine infinitesimale Länge hat, so darf man das kleine Teilgebiet, welches für den Durchgang von q in Frage kommt, als Zylinder ansehen und daher die Gl. (13') und (14) anwenden; zur Verfügung stehen also die Beziehungen (13') bis (17).

Die Koordinaten p_1 und v_1 sowie das unabhängig variable w_1 sind als gegeben zu betrachten. Zunächst folgt w_2 aus (16), wobei w_s^2 gleich $\kappa \cdot g \cdot p_1 \cdot v_1$ gesetzt wird. Ferner liefert (13') nunmehr den Wert v_2 und schließlich (17) den Druck p_2 . Damit ist der Zustand 2 bestimmt. Explizit gilt:

$$w_2 = \frac{2}{\kappa + 1} \cdot \frac{w_s^2}{w_1} + \frac{\kappa - 1}{\kappa + 1} \cdot w_1, \quad (18)$$

$$v_2 = \frac{2}{\kappa + 1} \cdot \frac{w_s^2}{w_1^2} \cdot v_1 + \frac{\kappa - 1}{\kappa + 1} \cdot v_1, \quad (19)$$

$$p_2 = \frac{2}{\kappa + 1} \cdot \frac{w_1^2}{g \cdot v_1} - \frac{\kappa - 1}{\kappa + 1} \cdot p_1. \quad (20)$$

$\frac{w_2}{w_1}$ und v_2 konvergieren somit bei wachsendem w_1 gegen eine endliche Grenze.

Anmerkung. Vielfach ist es üblich, die unstetige Druckerhöhung in folgender Form zu schreiben:

$$p_2 - p_1 = k \cdot \frac{1}{2} \cdot \frac{w_1^2}{g \cdot v_1},$$

worin $\frac{1}{2} \cdot \frac{w_1^2}{g \cdot v_1}$ der sog. Staudruck ist. Aus Gl. (20) folgt die Größe von k :

$$k = \frac{4}{\kappa + 1} \cdot \left[1 - \frac{w_s^2}{w_1^2} \right];$$

es nähert sich also dem Grenzwert $\frac{4}{\kappa + 1}$.

Die Unstetigkeit verschwindet, wenn $w_1 < w_s$; dieser Fall tritt bei hinreichend kleinen Meteoren ein, deren kosmische Geschwindigkeit vor dem Aufprall genügend abgebremst worden ist.

$\beta)$ Die stetige Zustandsänderung auf dem Wege 2 bis 3. Hier besteht keine Parallelströmung mehr, weswegen die Gesetze (13') und (14) ungültig werden. Wohl aber darf man jetzt auf die Beziehungen (11) und 12 zurückgreifen, weil sich

der Vorgang stetig und außerdem adiabatisch abwickelt; die Gasteilchen haben nämlich keine Zeit, Wärme abzugeben oder aufzunehmen.

Setzt man die Geschwindigkeit w_3 im Staupunkt gleich Null und eliminiert v aus (11) und (12), so ergibt sich folgende Bestimmungsgleichung für den Enddruck p_3 :

$$0 - \frac{w_2^2}{2g} = -p_2^{1/\kappa} \cdot v_2 \cdot \int_2^3 p^{-1/\kappa} \cdot dp. \quad (21)$$

Das gibt explizit:

$$p_3 = p_2 \cdot \left[1 + \frac{\kappa-1}{\kappa} \cdot \frac{w_2^2}{2 \cdot g \cdot v_2 \cdot p_2} \right]^{\frac{\kappa}{\kappa-1}}. \quad (22)$$

Hierin hat man die Werte aus (18) bis (20) einzusetzen; wie man erkennt, wird

$$\lim_{w_1 \rightarrow \infty} \frac{p_3}{p_2} = \left(1 + \frac{(\kappa-1)^2}{4\kappa} \right)^{\frac{\kappa}{\kappa-1}} \sim \frac{3+\kappa}{4}. \quad (23)$$

Die stetige Drucksteigerung fällt also bei hohen Geschwindigkeiten wenig ins Gewicht.

Probe. Zwischen den Gl. (8) und (23) besteht insofern ein Zusammenhang, als beide über die Größe des Widerstandes Aussagen machen. Stellt man sich zunächst vor, daß der Druck p_3 die gesamte Vorderseite des Körpers, d. h. die Fläche f bedecke, so müßte für hohe Geschwindigkeiten gelten:

$$\psi \cdot f \cdot \frac{w_1^2}{g v_1} \sim \frac{3+\kappa}{4} \cdot \frac{2}{\kappa+1} \cdot \frac{w_1^2}{g v_1} \cdot f \quad \text{oder} \quad \lim_{w_1 \rightarrow \infty} \psi \sim \frac{\kappa+3}{2(\kappa+1)}. \quad (24)$$

Denn der Raum hinter dem Projektil kann wegen der Wirbelbildung als Vakuum angesehen werden. Danach wäre $\psi = 0,917$, wenn man $\kappa = 1,4$ setzt. Da der Höchstdruck aber bloß den mittleren Teil des Körperquerschnittes trifft, so ist die Übereinstimmung mit dem früher eingeführten Wert $\psi = 0,5$ nicht unbefriedigend.

γ) Zahlenbeispiel. Wie oben sei wieder $v_1 = \frac{1}{0,004} = 250 \text{ m}^3/\text{kg}$. Setzt man die Temperatur in der fraglichen Höhe gleich -50°C , so ergibt sich der Luftdruck zu $p_1 = \frac{29,3 \cdot 223}{250} \sim 26 \text{ kg/m}^2$. Die Schallgeschwindigkeit nimmt dann den Wert an: $w_s = \sqrt{1,4 \cdot 9,81 \cdot 26 \cdot 250} \sim 300 \text{ m/s}$. Die Formeln für die Zustandsänderung im Verdichtungsstoß aber vereinfachen sich zu:

$$w_2 = \frac{75}{\frac{w_1}{1000}} + 167 \cdot \frac{w_1}{1000}, \quad (25)$$

$$v_2 = \frac{18,8}{\left(\frac{w_1}{1000}\right)^2} + 41,7, \quad (26)$$

$$p_2 = 340 \cdot \left(\frac{w_1}{1000}\right)^2 - 4,3. \quad (27)$$

Und für die stetige Druckerhöhung folgt nach Gl. (22):

$$p_3 = p_2 \cdot \left[1 + \frac{1}{69} \cdot \frac{w_2^2}{v_2 p_2} \right]^{3,5}. \quad (28)$$

Hat der Körper Unterschallgeschwindigkeit, d. h. ist $w_1 \leq w_s$, so fällt der Verdichtungsstoß fort, und an Stelle der Werte w_2 , v_2 und p_2 sind einfach die Zahlen für w_1 , v_1 und p_1 in (28) einzuführen.

Für die Anfangsgeschwindigkeit 20000 m/s ergeben sich jetzt folgende Werte: $w_2 = 3344 \text{ m/s}$; $v_2 = 41,7 \text{ m}^3/\text{kg}$; $p_2 = 13,6 \text{ ata}$ und $p_3 = 15 \text{ ata}$. Diese Zahlen liegen im Gültigkeitsbereich der Zustandsgleichung für ideale Gase; träten keine Verluste auf, so hätte man also der Stelle 2 die Temperatur $T_2 = \frac{136000 \cdot 41,7}{29,3} = 194000^\circ$ zuzuordnen. Man vgl. Gl. (7); würde dort $\frac{1}{n} = 0$ gesetzt werden, wie es auch bei Gl. (21) geschehen ist, so käme für T_3 der Wert 200000° . Die Übereinstimmung ist nicht schlecht.

Die Entropiesteigerung beim Verdichtungsstoß beläuft sich nach bekannter Beziehung auf:

$$\Delta S = c_p \cdot \ln \frac{v_2}{v_1} + c_v \cdot \ln \frac{p_2}{p_1} = 1,02 \text{ kcal/kg} \cdot \text{Grad.} \quad (29)$$

Da allein durch den Körperquerschnitt $f = \pi \cdot 10^2 \text{ m}^2$ je Sekunde $f \cdot 20\,000 \cdot 0,004 = 25\,000 \text{ kg}$ Luft heranströmen, und die Temperatur des kältesten beteiligten Mediums 223° beträgt, so müssen beim Verdichtungsstoß mindestens $25\,000 \cdot 1,02 \cdot 223 = 5,7 \cdot 10^6 \text{ kcal}$ oder $1,33 \cdot 10^9 \text{ mkg}$ je Sekunde in dem fraglichen Strömungsteil unwiederbringlich in Wärme übergehen. Dieser Energiestrom ist zu keiner mechanischen Arbeit mehr fähig, weder zur Erzeugung von Schallwellen, noch zum Umlegen von Bäumen usw. Ein solcher Mindestwert der entwerteten Energie käme aber nur bei der günstigsten Form der Arbeitsleistung (adiabatische Dehnung und danach isothermische Wärmeabfuhr bei 223°) in Frage; in Wirklichkeit ist die produzierte Wärmemenge je Sekunde natürlich ein Vielfaches hiervon, wie schon die obige Zahl für T_2 erkennen läßt.

Die quantitativen Ergebnisse der vorliegenden Untersuchung sind gewiß mit erheblichem Vorbehalt aufzunehmen; immerhin gewähren sie einen Einblick in die Größenordnung der Energien, die bei solchen kosmischen und ähnlichen terrestrischen Vorgängen umgesetzt werden. Freilich dürfte noch viel Zeit vergehen, bis Postraketen und Stratosphären-Flugzeuge Schall- oder gar Überschallgeschwindigkeit erreichen.

Ausführungsformen für zwei einfache Versuche aus der Strömungslehre¹.

Von H. Freund in Köln.

Als Vorbereitung auf die eigentliche Fluglehre im Schulunterricht pflegt man die einfachsten Begriffe der Strömungslehre zu behandeln. Dabei wird man sich in den meisten Fällen auf ein anschauliches Erfassen der physikalischen Zusammenhänge beschränken oder zum mindesten die Anschauung als unbedingte Grundlage für eine darüber hinausgehende Behandlung bewerten. Im folgenden sollen Ausführungsformen zweier einleitender Vorführungsversuche beschrieben werden.

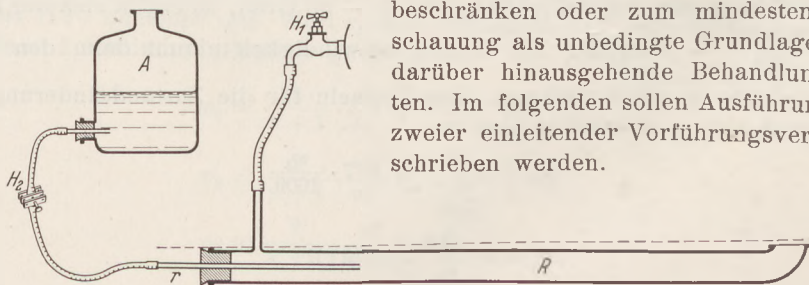


Fig. 1. Versuchsanordnung zur Erläuterung der schleichenden und wirbeligen Strömung.

1. Schleichende (laminare) und wirbelige (turbulente) Strömung. O. REYNOLDS hat in seinen grundlegenden Versuchen die Strömung in einem Rohr untersucht, indem er an einer Stelle des Querschnitts gefärbte Flüssigkeit einströmen läßt, die bei laminarer Bewegung über eine längere Strecke im Rohr als gerader Faden sichtbar bleibt. Auf diesen Versuch ist später häufiger zu Forschungs- und Lehrzwecken zurückgegriffen worden. Wie die REYNOLDSSche Zahl aussagt, tritt der Umschlag zur Turbulenz bei um so geringerer Strömungsgeschwindigkeit ein, je größer der Rohrdurchmesser ist. Die Einstellung des Versuchs auf laminare Bewegung wird daher in dicken Rohren recht kritisch. Gerade in dicken Rohren kommt dem Versuch aber erst die Überzeugungskraft zu, die man bei seiner Vorführung nicht vermissen möchte. Benutzt man ein Rohr R (Fig. 1) von 2,7 cm Durchmesser und ein dünnes Einführungsrohr r von etwa 0,08 cm Innendurchmesser, durch das die gefärbte Anzeigeflüssigkeit zugeführt wird, so läßt sich durch Feinregulierung der

¹ Ergänzung zu dem Bericht über Fluglehre von E. HIEDEMANN, diese Zeitschr. 49, 42 (1936).

Strömungsgeschwindigkeit durch die Hähne H_1 und H_2 der Versuch so einstellen, daß sich der gefärbte Flüssigkeitsfaden bis zu einer Länge von mehr als 40 cm gut sichtbar ausbildet. Die Flüssigkeit in A wird am besten mit wenig Methylenblau gefärbt. Die Einstellung ist so empfindlich, daß eine geringe Vergrößerung der Strömungsgeschwindigkeit oder auch nur eine ganz geringfügige Erschütterung sofort den Umschlag zur Turbulenz hervorruft. Bei noch dickeren Rohren wird das Gelingen der Vorführung unsicher.

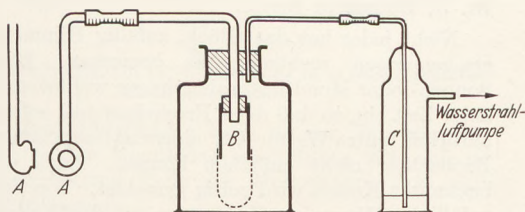
2. Das für die ganze Fluglehre grundlegende Druckgesetz, nach dem an Orten erhöhter Geschwindigkeit Unterdruck herrscht, ist der vorwissenschaftlichen Erfahrung so wenig zugänglich, in vielen Fällen sogar mit ihr im Widerspruch, daß hier das „Paradoxon“ die überzeugendste Einfühlung gewährleistet. Bekannt sind die Versuche mit den beiden zueinander gewölbten Platten (Postkarten) oder Rollen usw., die sich anziehen, wenn man versucht, sie durch Hindurchblasen voneinander zu entfernen, sowie das an dem Gerät nach CLÉMENT und DESORMES für Saugerscheinungen ausströmender Gase gezeigte hydrodynamische Paradoxon, bei dem eine Platte angezogen wird, während man glaubt, sie durch ein darüber befindliches Rohr wegblasen zu können. Ähnlich arbeitet eine Anordnung, die E. HIEDEMANN (l. c.) angegeben hat. An ein engeres Rohr a (Fig. 2) ist ein weiteres Rohr A angesetzt (z. B. $a = 0,3$ cm, $A = 1,1$ cm Innendurchmesser). In das Rohr A wird eine Stahlkugel K (Kugellagerkugel von 0,8 cm Durchmesser) gelegt, so daß sie an der Ansatzstelle aufliegt. Nunmehr versucht man die Kugel durch einen Wasserstrom herauszutreiben, was aber nicht gelingt, da sie durch das Druckgefälle zwischen den Orten höherer und niedrigerer Strömungsgeschwindigkeit auf die Verengung zu bewegt, sozusagen angezogen wird, den Strom unterbricht und damit den Sog aufhebt, sich infolgedessen wieder von der Öffnung entfernen kann und den Strom freigibt usw. Sie hämmert dabei mit kräftigem Geräusch gegen die Ansatzstelle. Man kann sodann das Rohr senkrecht nach unten halten, ohne daß die Kugel herausfällt. Gelingt es, sie aus dem Bereich des Druckgefälles zu entfernen, so schießt sie augenblicklich mit dem Wasserstrom aus dem Rohr heraus.



Fig. 2. Neue Ausführungsform eines Gerätes zur Veranschaulichung des hydrodynamischen Paradoxons.

Für die Praxis.

Ein einfaches Schwebstofffilter. Von E. Eberhart in Ottweiler/Saar. — Das Filter B (s. die Figur) ist eine Extraktionshülse Nr. 603 der Firma L. Schleicher & Schüll in Düren (Rhld.), die auf eine Glaswalze von 6 cm Länge und 3 bis 3,1 cm äußerer Weite aufgeschoben wird. Eine besondere Abdichtung ist überflüssig. Die freie Öffnung der Glaswalze wird durch einen Gummistopfen verschlossen, durch den die Zuleitung der Schwebstoffe erfolgt. Das Filter setzt man mittels Stopfens luftdicht in eine Flasche ein, die mit Blasen-zähler C und Wasserstrahl-luftpumpe in Verbindung steht. Die Vorteile der Anordnung sind: 1. Der Schwebstoff (Zigarrenrauch) kann bei A bequem durch die Wasserstrahl-luftpumpe eingesaugt werden; 2. Man beobachtet, wie der Schwebstoff durch das Ableitungsrohr in den Filterraum einströmt und schließlich den Raum B ausfüllt. Der Kontrast ist ausgezeichnet. 3. Das Vorhandensein eines ständigen, kräftigen Luftstromes wird durch



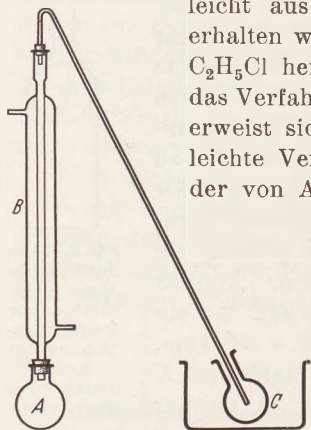
Schwebstofffilter. A Bewegliches Mundstück zum Einblasen des Zigarrenrauchs. B Filterraum. C Blasen-zähler zum Anzeigen des durch Saugpumpe erzeugten Luftstromes.

U. L.

die Waschflasche *C* angezeigt. 4. Die Filter können leicht ausgewechselt werden. Dazu empfiehlt sich die Anschaffung zweier Glaswalzen *B*.

Im Gegenversuch zeigt man, wie sich nach Durchstechen des Filters mit einer Stecknadel auch die Flasche mit Rauch füllt.

Äthylchlorid. Von E. Eberhart in Ottweiler/Saar. — Als Typus eines Halogenalkyls im Chemieunterricht der höheren Schulen mag das Äethylbromid $\text{C}_2\text{H}_5\text{Br}$ gelten, da es leicht aus Alkohol und Br unter Verwendung von rotem Phosphor erhalten werden kann. Dennoch ist es für den Unterricht fruchtbarer, $\text{C}_2\text{H}_5\text{Cl}$ herzustellen gemäß $\text{C}_2\text{H}_5\text{OH} + \text{HCl} \rightarrow \text{C}_2\text{H}_5\text{Cl} + \text{HO}$, auch wenn das Verfahren der Herstellung umständlicher zu sein scheint. Einerseits erweist sich $\text{C}_2\text{H}_5\text{Cl}$, dessen Siedepunkt bei $+12^\circ \text{C}$ liegt, durch seine leichte Verdampfbarkeit und starke Verdunstungskälte als ein Stoff, der von Alkohol physikalisch wesentlich verschieden ist und so eindringlich klarlegt, daß aus Alkohol und Salzsäure etwas ganz Neues entstanden ist. Andererseits findet $\text{C}_2\text{H}_5\text{Cl}$ in der Medizin Verwendung zwecks Erzielung örtlicher Betäubung durch Kälte.



Gerät zur Herstellung von Äthylchlorid. *A* Rundkolben mit dem mit HCl-Gas gesättigten Alkohol und wasserfreiem ZnCl_2 . *B* Liebigkühler; Kühlwasser nur erneuern, falls Temperatur höher als 20° . *C* Eisgekühlte Vorlage.

Versuch (vgl. die Figur). 50 bis 100 ccm Alkohol werden mit trockenem HCl-Gas gesättigt, das man in bekannter Weise aus rauchender Salzsäure und konzentrierter Schwefelsäure herstellt. Man fügt entwässertes ZnCl_2 hinzu, das man entweder fertig beziehen kann oder durch Erhitzen von wasserhaltigem ZnCl_2 in einer geeigneten Blechdose selbst herstellen kann. (ZnCl_2 als wasserentziehendes Mittel). Dann destilliert man am Rückflußkühler. Das Kühlwasser soll etwa die Temperatur 20°

haben. Das Gas wird im eisgekühlten Kolben verdichtet. Die erhaltene Menge reicht aus, um einige Proben auf der Hand verdunsten zu lassen und Wasser zum Gefrieren zu bringen (man läßt ein Uhrglas auf der Unterlage anfrieren). Die Darstellung dieses Stoffes kann bequem in einer Unterrichtsstunde bewältigt werden.

Berichte.

I. Apparate und Versuche.

Nebensonnen durch Goethes Weinglas¹. Von Dr. J. BÖHME in Berlin.

Nicht jeder hat das Glück, zufällig Himmelserscheinungen rechtzeitig zu bemerken. Eine Sonnen- oder Mondfinsternis tritt zu wohlberechneter Zeit ein, so daß diese Erscheinungen, sofern natürlich gutes Wetter ist, einem aufmerksamen Beobachter nicht entgehen können. Auch ein bekannter Komet wird zeitig gemeldet. Von den zufälligen Himmelserscheinungen ist der Regenbogen am bekanntesten; wir können ihn trotz seiner Zufälligkeiten oft beobachten, da er erstens durch seine Größe auffällt, zweitens aber man schon aus der Witterungslage auf sein Vorhandensein schließen kann. Eine Erscheinung, die be-

sonders in der kältesten Jahreszeit auftritt und weniger oft beobachtet wird, ist der sog. Sonnen- und Mondhalo. Ein sehr ausgeprägter Sonnenhalo wurde am 28. 2. 32 in München bemerkt (Fig. 1), während ein sehr schöner Mondhalo am Abend des 4. 2. 36 in Berlin zu sehen war.

Was versteht man unter einem Halo? Es ist eine Lichterscheinung, die durch Spiegelung und Brechung an Eiskristallen in großer Höhe der Atmosphäre erzeugt wird. Durch Spiegelung entstehen weiße, durch Brechung farbige Halos. Die einzelnen Haloerscheinungen sind aus Fig. 2 zu entnehmen. In Fig. 2 bedeuten 1 kleiner Ring, 2 großer Ring, 3 Nebensonnenhalo, 4 Zirkumzenitalbogen, 5 oberer, 5a unterer Berührungsbogen des kleinen Ringes, 6 seitlich unterer Berührungsbogen des großen Ringes, 7 Horizontalkreis, 8 Untersonnen, 8a Lichtsäule, 9 Nebensonnen, 10 Gegensonne, 11 untere Nebensonne,

¹ Nach E. RÜCHARDT: Eine Entdeckung von GOETHEs Kammerdiener STADELMANN. Naturwiss. 24, 353 (1936).

12 Parrys Halo. Die Seltenheit einer Haloerscheinung ist dadurch begründet, daß nicht jede Eiswolke einen Halo erzeugen kann; die in



Fig. 1. Sonnenhalo in München vom 28. 2. 32.

der Zirrusregion schwebenden Eiswolken müssen aus Vollkristallen, also regelmäßigen, {sechseckigen Prismen bestehen, nicht etwa aus Schneeflocken, die nur Skelettkristalle darstellen.

Die Einordnung der einzelnen Halos in Bezug auf die Eigenschaften des sechseckigen Eisprismas entnehmen wir einer Schilderung von A. WEGENER:

„Als Einteilungsgrund für die Hauptgruppen benutzen wir die Entstehung durch Brechung oder Spiegelung. Die weitere Unterteilung der Brechungshalos ergibt sich aus der Orientierung der Hauptachse: vertikal, horizontal, regellos. Im ersten dieser drei Fälle (vertikal) bleibt dem Kristall nur eine Bewegungsfreiheit, die Drehung um die Hauptachse; die Halos dieser Gruppe sind daher linienlos. Bei horizontaler Hauptachse hat der Kristall zwei Bewegungsfreiheiten, die Drehung um diese Hauptachse und eine Azimutänderung derselben. Dem entsprechen Flächenhalos (mit Brennlinsen). Bei regelloser Lage der Hauptachse endlich entstehen Flächenhalos höherer Ordnung, die nur in invariablen Ringen um die Sonne bestehen können. In jeder der so erhaltenen Gruppen muß es zwei Brechungshalos geben, nämlich einen, der auf dem brechenden Winkel 90° beruht und einen zweiten, der auf dem brechenden Winkel 60° beruht. Es ergibt sich somit das folgende natürliche System der Haupthalos:

I. Brechungshalos.

- A. Hauptachse vertikal.
 1. Brechender Winkel 60° : Nebensonnenhalo.
 2. Brechender Winkel 90° : Zirkumzenitalbogen.
- B. Hauptachse horizontal.
 1. Brechender Winkel 60° : Umschriebener Halo.
 2. Brechender Winkel 90° : Seitlich untere Berührungsbogen des großen Ringes.

C. Hauptachse regellos.

1. Brechender Winkel 60° : Kleiner Ring von 22° Radius¹.
2. Brechender Winkel 90° : Großer Ring von 46° Radius.

II. Spiegelhalos.

A. Einmalige Spiegelung.

1. Spiegelung an den Seitenflächen.
 - a) Hauptachse vertikal: Horizontalring.
 - b) Hauptachse horizontal: Lichtsäule.
2. Spiegelung an den Basisflächen.
 - a) Hauptachse vertikal: Untersonne.
 - b) Hauptachse horizontal: Horizontalring.

B. Doppelte Spiegelung.

1. Spiegelwinkel 60° oder 120° : Nebensonnen.
2. Spiegelwinkel 90° : Unbekannt.

III. Brechung und Spiegelung.

Untere Nebensonnen.
Gegensonnenhalo.“

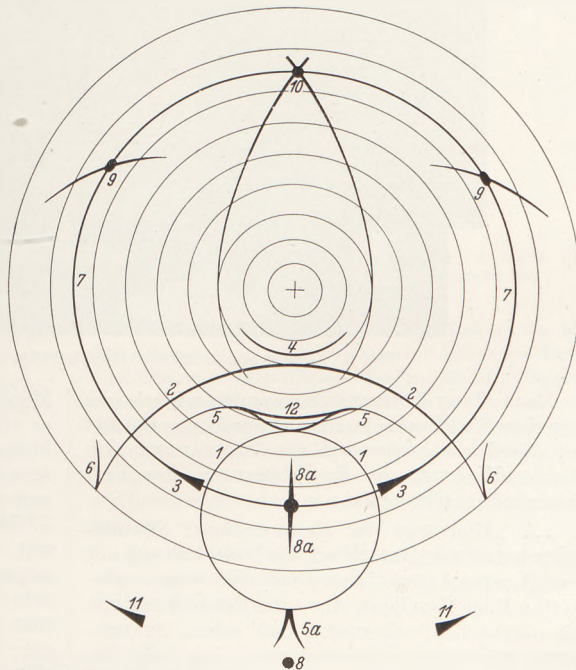


Fig. 2. Haupthalos bei 15° Sonnenhöhe in stereographischer Zenitalprojektion.

Der lichtstärkste Halo ist der Nebensonnenhalo². Die Mondhalos beschränken sich auf die lichtstärkeren Teile des Halosystems und sind meist farblos.

¹ Die Farbenfolge im kleinen Ringe geht von innen rot nach außen violett, desgleichen im großen Ringe.

² Eine genaue mathematische Ableitung findet man in MÜLLER-POUILLET: Lehrbuch der Physik, Bd. 5, 1. Hälfte, S. 271. 1928. Ferner s. A. WEGENER, Theorie der Haupthalos. Archiv der Seewarte 43, Nr 2 (1925).

Über die Häufigkeit der einzelnen Teile der Haloerscheinungen gibt WEGENER Zahlen aus holländischen Beobachtungen an, die von 1892 bis 1901 angestellt wurden.

	Beobachtungen
Kleiner Ring (22° Radius)	1689
Nebensonnenhalo	423
Oberer Berührungsbogen des kleinen Ringes	113
Zirkumzenitalbogen	67
Lichtsäulen	43
Großer Ring (46° Radius)	38
Horizontalkreis	22
Umschriebener Halo	13
Unterer Berührungsbogen des kleinen Ringes	10
Lichtkreuz	6
Nebengegensonnen (in 120° Azimutalabstand von der Sonne) .	2

ziges Glas Weißwein, um seine ganze Atmosphäre zu schaffen; nun STADELMANN, drehe Dein Glas herum!' Ich: 'Aber es ist sonderbar, daß diese Bewegung genügt, um diese Lichterscheinung hervorzurufen.' GOETHE: 'Und die Ränder? mein Herr Kristallograph?' Ich: 'Das ist wahr! Daran hatte ich nicht gedacht. Alle Augenblick ertappe ich mich dabei, durch eine geränderte Brille zu sehen, ohne es gleich zu bemerken.' GOETHE: 'Es ist gut, STADELMANN, lieber Freund, Du kannst Dein Glas und Deine drei Sonnen hier lassen, wir versprechen Dir, darauf noch zu achten!' STADELMANN: 'Oh ja, das ist sehr sonderbar, das ist sehr merkwürdig; ich habe kaum eine halbe Stunde gebraucht, dieses Experiment zu machen; ich würde noch mehr entdecken, wenn ich Zeit dazu hätte.' GOETHE: 'Ich zweifle nicht daran. Und überhaupt, wenn er Unterrichts hätte (fuhr er französisch fort), denn er ist ein beobachtender



Fig. 3. Gläser aus GOETHE'S Haushalt im Goethemuseum zu Weimar.

Nach dieser Vorbereitung wenden wir uns nun einer Tagebuchseite FRIEDRICH JAKOB SORETS zu, des Erziehers von KARL ALEXANDER von Sachsen-Weimar, die E. RÜCHARDT¹ der Vergessenheit entrissen hat:

... „Hier trat der Kammerdiener STADELMANN herein und unterbrach die Unterhaltung mit dem Ausdruck des Triumphes und sagte: ‚Gestatten Euer Exzellenz, Ihr eine Entdeckung von mir mitzuteilen.‘ GOETHE: ‚Laß' sehen, STADELMANN, laß' sehen!‘ STADELMANN: ‚Ich habe das Weinglas genommen, ich habe es auf ein Blatt weißes Papier gestellt, so! Und eine Kerze so aufgestellt. Sie sehen, daß das Licht, indem es durch den Wein hindurchgeht, auf dem Papier das Bild von drei Sonnen hervorruft und von dem Regenbogen, den wir kürzlich am Himmel beobachtet haben. Dreh' ich es so herum, da ist die Sonne; so, da sind zwei; und so drei und hier der Regenbogen und hier der weiße Kreis und hier der dunkle Kreis.‘ GOETHE: ‚STADELMANN ist ein Genie, der mit der lieben Natur wetteifert; er ist dazu noch sparsamer als diese, denn er braucht nur ein ein-

Mensch, aber er macht es wie so viele andere, er täuscht sich über den Wert der sich ihm darbietenden Tatsachen, und es genügt ihm, daß er sie bemerkt hat, um ihnen Wichtigkeit beizumessen.“ (16. Mai 1824).

Man ist eigentlich jedesmal aufs neue erstaunt, mit wie einfachen Hilfsmitteln Entdeckungen gemacht werden können, wenn man nur zu beobachten versteht. Denn von STADELMANN konnte man nicht erwarten, daß er sich von bestimmten physikalischen Vorstellungen leiten ließ, die dann über mehr oder weniger großen Zufall zu einer mit Gegenständen des täglichen Lebens darstellbaren Himmelserscheinung führen würde. Daß STADELMANN durch physikalische Versuche GOETHE'S über die von beiden beobachtete Haloerscheinung angeregt worden ist, ist nach den Aufzeichnungen von SORET wohl kaum anzunehmen. Wie RÜCHARDT meint, hat GOETHE die bereits von MARIOTTE (1620—1684) und CAVENISH (1731 bis 1810) gegebenen physikalischen Erklärungen der Haloerscheinungen gekannt, aber wohl abgelehnt oder nicht beachtet, da er sich auf Grund seiner Farbenlehre eine eigene Meinung gebildet hatte.

Es ist schwer für einen Physiker des 20. Jahrhunderts, sich durch die Gedanken GOETHE'S hindurchzufinden, die er in seiner „Farbenlehre“ ent-

¹ Nach E. RÜCHARDT: Eine Entdeckung von GOETHE'S Kammerdiener STADELMANN. Naturwiss. 24, 353 (1936).

wickelt. Das Kapitel „Die entoptischen Farben“ enthält einen Abschnitt „Atmosphärische Meteore“, worunter GOETHE als erstes Beispiel den Regenbogen erwähnt. Einige Zeilen später ist zu lesen:

„Die Höfe, in deren Mitte Sonne und Mond stehen, die Nebensonnen und anderes, erhalten durch unsere Darstellung gewiß in der Folge manche Aufklärung. Die Höfe, deren Diameter 40° ist, koinzidieren wahrscheinlich mit dem Kreise, in welchem man bei dem höchsten Stand der Sonne um sie her das schwarze Kreuz bemerkt, ehe die entoptische Erscheinung von dem gewaltsamen Lichte aufgehoben wird. Hier wäre nun der Platz, mit Instrumenten zu operieren; Zahlen und Grade würden sehr willkommen sein.“

Dies wurde 1813, also 11 Jahre vor STADELMANN'S Versuch geschrieben. Wie sich GOETHE die Aufhebung der entoptischen Erscheinung durch das gewaltsame Licht vorstellt, beschreibt er im Abschnitt „Elemente der entoptischen Farben“. Unter entoptischen Farben verstand GOETHE Erscheinungen, die man als Folge der Interferenz polarisierten Lichtes beim Durchgang durch doppeltbrechende Körper (Kalkspat) beobachtet. Das oben erwähnte schwarze Kreuz kommt dadurch zustande, daß man eine aus optisch einachsigen Kristallen (Kalkspat) senkrecht zur optischen Achse geschnittene Platte zwischen gekreuztem Polarisator und Analysator bringt¹. Befindet sich die Platte zwischen parallelem Polarisator und Analysator, so beobachtet man ein weißes Kreuz.

RÜCHARDT hat Nachforschungen angestellt, ob das von STADELMANN verwendete Weinglas noch vorhanden ist. Leider ist dies nicht der Fall. Fig. 3 zeigt eine Aufnahme der Gläser aus GOETHE'S Haushalt im Goethemuseum zu Weimar. Dagegen hat RÜCHARDT ein Weinglas ausfindig gemacht²,

¹ Eine Wiedergabe eines derartigen schwarzen Kreuzes findet man z. B. in BORN: Optik, S. 252. 1933; GRIMSEHL: Lehrbuch der Physik II, I. Teil, S. 840. 1932; DRUDE: Lehrbuch der Optik, S. 336. 1912.

² Weinglas „Mittenwald“; Firma F. Steigerwald, München, Brienner Str. 3.

mit dem man STADELMANN'S Versuch wiederholen kann (Fig. 4). Man kann die Haloerscheinungen auch hervorbringen, wie es zuerst BRAVAIS (1850) gezeigt hat. Ein gläsernes, sechseckiges Hohlprisma wurde mit Wasser gefüllt und mit senkrechter Achse in schnelle Drehung versetzt.



Fig. 4. Weinglas mit sechs Facetten, das für den STADELMANN'Schen Versuch geeignet ist.

Paralleles Licht einer Bogenlampe fiel schräg auf das Prisma, so daß die senkrechten Flächen schnell nacheinander verschiedene Lagen einnahmen, und somit die zahlreichen Eiskriställchen mit ihren verschiedenen gelagerten senkrechten Flächen ersetzt wurden. Je nach Richtung des Lichtstrahls und Länge des Prismas lassen sich die einzelnen Haloerscheinungen auf einer weißen Auffangfläche beobachten.

Der STADELMANN'Sche Versuch dürfte besonders wegen seiner Einfachheit Eingang in den Physikunterricht finden.

2. Forschungen und Ergebnisse.

Über künstliche Elementumwandlungen¹. Von Dozent Dr. ERICH THILO in Berlin.

Nachdem früher (1)² über die Entdeckung der Neutronen und Positronen und der künstlichen Radioaktivität berichtet wurde, behandelt die vorliegende Darstellung zusammenfassend die wichtigsten Forschungsergebnisse auf dem Gebiete der künstlichen Elementumwandlung.

¹ Nach einem vor der „Vereinigung der Schulchemiker“ am 17. November 1936 in Berlin gehaltenen Vortrag.

² Die eingeklammerten Zahlen bedeuten die Nummern des Literaturverzeichnisses am Schluß.

I. Die Verfahren der künstlichen Elementumwandlung.

Die erste Umwandlung von Atomen eines Elementes in die eines anderen ist bei der Untersuchung der natürlichen Radioaktivität entdeckt worden. Diese Umwandlungen gehen spontan vor sich und sind auch bis heute durch kein äußeres Hilfsmittel in irgendeiner Weise zu beeinflussen. Nur zwei Arten von Atomkernreaktionen liegen den Erscheinungen der natürlichen Radioaktivität zugrunde; ein Atomabbau, wie ihn z. B. das Radium erleidet, $\text{Ra}_{88}^{226} \rightarrow \text{Rn}_{86}^{222} + \text{He}_2^4$, bei dem das Ra mit der Masse 226 und der Kernladung 88 unter Aussendung eines α -Teilchens, des Kernes

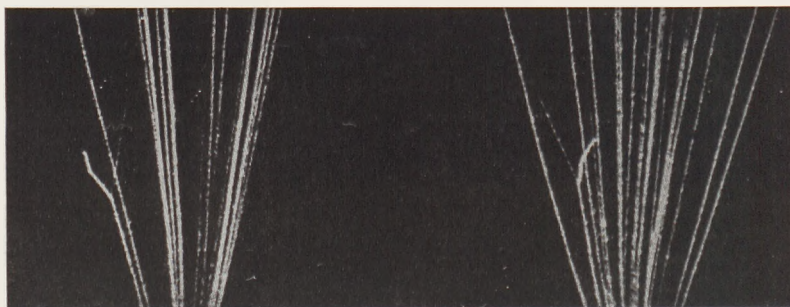
des He-Atoms mit der Ladung 2 und der Masse 4, in das Radon, die Radiumemanation mit der Masse 222 und der Kernladung 86, übergeht. Gleichzeitig mit diesem Zerfall des Ra-Atoms wird Energie in Form von γ -Strahlen frei¹.

Der zweite Atomumwandlungsprozeß, der bei natürlich radioaktiven Atomen auftritt, ist — obgleich er im allgemeinen auch als „ β -Zerfall“ bezeichnet wird — eigentlich ein Atomaufbau, wie z. B. der Übergang $\text{RaE}_{83}^{210} \rightarrow \text{Po}_{84}^{210} + e$ des Bi-Isotopes RaE mit der Kernladung 83 und der Masse 210 in das Po mit der um 1 größeren Kernladung 84 und der Masse 210 unter Aussendung eines β -Strahles, also eines Elektrons. Neben der Auffindung dieser beiden Arten von Atomumwandlungen lieferte das Studium der natürlichen Radioaktivität die Erkenntnis, daß die Kräfte, welche die Atomkerne zusammenhalten, ungeheuer

chen mit der Ladung und Masse 1, also Protonen, erwies.

An eine chemische Untersuchung solcher Vorgänge, die man zunächst als eine Zertrümmerung von Atomen auffaßte, war nicht zu denken, denn von rund 100 000 α -Teilchen trifft durchschnittlich nur eins so auf die Kerne der bestrahlten Elemente, daß die genannte Umwandlung stattfindet, und daraus folgt, daß man z. B. Al mit 1 g Ra 3000 Jahre lang bestrahlen müßte, um 1 cm Wasserstoffgas zu erzeugen. Genau so wenig lassen sich natürlich auch die anderen bei der H-Bildung etwa sonst noch entstehenden Elemente chemisch nachweisen.

Heute kennt man verschiedene Verfahren, mit denen sich die Umwandlung von Atomkernen aus einzelnen Atomen genau verfolgen läßt. Die anschaulichste ist die allgemein bekannte Methode



Stereoskopische Aufnahme einer Stickstoffzertrümmerung nach BLACKETT.

groß sind, und daß daher künstliche Atomumwandlungen nur bei Verwendung besonderer Energiequellen möglich sein könnten.

Seit der Entdeckung der Radioaktivität des Urans durch BEQUEREL im Jahre 1896 hat es daher auch noch 15 Jahre gedauert, bis E. RUTHERFORD (2) im Jahre 1911 die erste künstliche Atomumwandlung gelang. Er fand bekanntlich, daß beim Beschießen gewisser leichter Elemente, wie z. B. Stickstoff oder Aluminium, mit schnellen α -Teilchen eine bis dahin nicht beobachtete Art Strahlen entsteht, die sich bei näherer Untersuchung als eine Korpuskularstrahlung von Teil-

chen der Nebelkammeraufnahmen nach WILSON [vgl. z. B. (1)]. Dabei benutzt man die Eigenschaft geladener, schnell bewegter Teilchen, in einem Raum mit übersättigtem Wasserdampf eine sichtbare Spur von Nebeltropfchen hervorzurufen; aus der Stärke, Länge und Richtung der Bahnsuren können Ladung, Masse und Energie der die Bahn erzeugenden Teilchen ermittelt werden.

Mit Hilfe dieser und auch noch anderer Verfahren wurde nun zunächst die Wasserstoffbildung aus den leichten Elementen mit α -Strahlen untersucht. Das Bild einer solchen Umwandlung von Stickstoff zeigt die Figur. Man erkennt, daß von vielen α -Bahnen (die geraden langen Linien) ab und zu (in dieser Figur einmal) eine Bahn plötzlich endet und sich in zwei neue Bahnen aufteilt. Von den neuen Bahnen ist die eine lang und dünner, die andere kurz und dicker als die der ursprünglichen α -Spur. Eine genaue Vermessung ergab, daß die dünne Bahn H-Kernen, die dicke einem Teilchen mit der Masse 17 entsprechen muß. Das ursprüngliche α -Teilchen ist also bei dem Prozeß verschwunden. Aus diesem Befund geht hervor, daß die H-Bildung aus Stickstoff durch α -Strahlen keine Atomzertrümmerung ist, die nur in der Abspaltung von H-Kernen aus dem N besteht, sondern einen Atomaufbau darstellt, der folgendes Schema befolgt: $\text{N}_{7}^{14} + \text{He}_{2}^{4} \rightarrow \text{O}_{8}^{17} + \text{H}_{1}^{1}$. Der N-Kern nimmt ein α -Teilchen auf und wandelt sich dabei unter Abgabe eines Protons in Sauerstoff um.

¹ Die meisten Atomkernreaktionen verlaufen unter Energieänderung. Die entweder entstehenden oder verbrauchten Energiemengen können sich äußern in Form von kinetischer Energie oder Massenänderung der schweren, am Prozeß beteiligten Teilchen und als γ -Strahlen. In der vorliegenden Arbeit bleiben diese Energieänderungen unberücksichtigt. In den Gleichungen bezeichnen die oberen Indizes die auf ganze Zahlen abgerundeten Massen, die unteren die Ladungen der Atomkerne oder Elementarteilchen. Außerdem bedeutet: e = Elektron, $\bar{e}$ = Positron (positives Elektron); H_{1}^{1} = Proton (Kern des gew. Wasserstoffatoms); H_{2}^{2} = Deuteron (Kern des schweren Wasserstoffatoms); n_{0}^{1} = Neutron (Elementarteilchen mit der Masse 1 und der Ladung 0); He_{2}^{4} = α -Teilchen (Kern des He-Atoms) [vgl. auch (1)].

Tabelle 1. Atomumwandlungen mit α -Strahlen.

(El = Element; A = Atommasse; Z = Kernladung; ein * soll andeuten, daß der betreffende Kern instabil ist und von selbst eine Umwandlung erleidet.)

Reaktionsschema	Reaktionsbeispiel	Beobachtet bei
I. $\text{El}_Z^A + \text{He}_2^4 \rightarrow \text{El}_{Z+1}^{A+3} + \text{H}_1^1$	a) $\text{N}_7^{14} + \text{He}_2^4 \rightarrow \text{O}_8^{17} + \text{H}_1^1$	B^{10} ; N^{14} ; F^{19} ; Na^{23} ; Mg^{24} ; Al^{27} ; P^{31}
	b) $\text{Mg}_{12}^{25} + \text{He}_2^4 \rightarrow \text{Al}_{13}^{28} + \text{H}_1^1$ $\text{Al}_{13}^{28} \xrightarrow{2,6'} \text{Si}_{14}^{28} + e$	Mg^{25} ; Si^{29}
II. $\text{El}_Z^A + \text{He}_2^4 \rightarrow \text{El}_{Z+2}^{A+3} + \text{n}_0^1$	a) $\text{Be}_4^9 + \text{He}_2^4 \rightarrow \text{C}_6^{13} + \text{n}_0^1$	Li^7 ; Be^9 ; Si^{29}
	b) $\text{Al}_{13}^{27} + \text{He}_2^4 \rightarrow \text{P}_{15}^{30} + \text{n}_0^1$ $\text{P}_{15}^{30} \xrightarrow{3,25'} \text{Si}_{14}^{30} + e$	B^{10} ; N^{14} ; F^{19} ; Na^{23} ; Mg^{24} ; Al^{27} ; P^{31} ; K^{41}

Entsprechend zeigte sich, daß auch alle anderen Atomumwandlungen, die mit α -Strahlen ausgelöst werden und zur Bildung von H-Kernen führen, zu einem analogen Aufbau neuer Kerne mit einer um 3 größeren Masse und um 1 größeren Kernladung führen (Tabelle 1, Fall Ia).

Diese Kern-Umwandlungsprozesse sind dadurch gekennzeichnet, daß die neben den H-Kernen neu entstehenden Atomarten stabil sind und bei dem Aufbau neue Atomkerne gebildet werden, die auch im natürlichen Isotopengemisch der entstehenden Atomart vorhanden sind. So bildet sich aus dem Stickstoff mit der Masse 14 Sauerstoff mit der Masse 17. Und aus der Isotopenforschung ist bekannt, daß der gewöhnliche Sauerstoff eine Mischung von Atomen mit den Massen 16, 17 und 18 darstellt. Entsprechend ist es bei den anderen unter Ia aufgeführten Kernen.

Neben den eben genannten sind aber Umwandlungen durch α -Strahlen bekannt geworden, bei denen die Sachlage etwas anders ist (Tabelle 1, Fall Ib).

Aus Mg^{25} entsteht nämlich neben einem Proton ein Al-Atom mit der Masse 28, und aus Si^{29} ein P-Atom mit der Masse 32. Nun weiß man aus den Ergebnissen der Isotopenforschung, daß sowohl das Aluminium als auch der Phosphor Reinelemente sind und das natürliche Al nur aus Atomen mit der Masse 27 und der Phosphor nur aus Atomen mit der Masse 31 besteht, daß also Al^{28} und P^{32} in der Natur nicht vorkommen. Daß diese Atomarten in der Natur fehlen, erklärt sich leicht aus ihren Eigenschaften: sie sind instabil und wandeln sich von selbst in andere Atomarten Si_{14}^{28} und S_{16}^{32} um. Und das in derselben Art wie β -strahlende radioaktive Elemente, unter Abgabe von Elektronen. Auch das Zerfallsgesetz dieser künstlich radioaktiven Elemente, das bei den natürlichen instabilen Elementen seinen Ausdruck in einer definierten, genau angebbaren Halbwertszeit findet, wird von den künstlich aktiven Elementen befolgt. So wandelt sich z. B. die Hälfte der jeweils vorhandenen Al^{28} -Atome in 2,6 Minuten, die der P^{32} -Atome in 17 Tagen um.

Die bisher besprochenen Atomumwandlungen wurden durch α -Strahlen hervorgerufen, sie waren von der Aussendung von Protonen begleitet und führten zu stabilen oder künstlich radioaktiven

Produkten. Dieser Mechanismus der Atomumwandlungen ist nun aber keineswegs der einzig mögliche. Im ganzen sind bisher 11 verschiedene Arten von Atomreaktionen bekannt, die sich durch die Art der verwendeten Geschosse und in den bei der Umwandlung auftretenden Elementarteilchen unterscheiden.

Schon die α -Teilchen brauchen nicht immer gegen ein Proton ausgetauscht zu werden, sondern können auch zur Bildung eines Neutrons Anlaß geben.

Bei diesen in Tabelle 1 unter Fall II zusammengestellten Prozessen entsteht neben dem Neutron jeweils ein Atomkern mit einer Masse, die um 3, und einer Ladung, die um 2 größer ist als die der umgewandelten Atome. Auch bei diesen Prozessen, die durch das Symbol $\alpha \rightarrow \text{n}_0^1$ wiedergegeben werden, können stabile oder aktive Elemente gebildet werden. Als Beispiele hierfür sind in Tabelle 1 zwei Atomreaktionen angegeben, die historisch ein besonderes Interesse verdienen. Denn erstens haben BOTHE und BECKER (3) beim Studium der Umwandlung des Be durch α -Strahlen eine besonders durchdringende Strahlung gefunden, die CHADWICK (4) bald darauf als im wesentlichen aus Neutronen, den Teilchen mit der Ladung Null und der Masse 1 bestehend, erkannte. Diese Entstehungsart der Neutronen ist auch heute noch das bequemste Verfahren, Neutronen herzustellen. Zweitens haben das Ehepaar JOLLIOT-CURIE (5) beim Beschießen von Al mit α -Strahlen die künstliche Radioaktivität entdeckt. Die Umwandlung des Al führt zu einem aktiven P^{30} , der mit der Halbwertszeit 3'15'' in Si_{14}^{30} übergeht. Der Vorgang der Umwandlung des P^{30} in das Si^{30} ist einer üblichen β -Umwandlung ganz entsprechend, nur werden dabei nicht negative Elektronen, sondern positive Elektronen, die Positronen, ausgesendet.

In Tabelle 2 sind diejenigen Umwandlungstypen angegeben, die mit künstlich in Hochspannungsanlagen erzeugten Geschossen von Kernen des schweren Wasserstoffatoms hervorgerufen werden. Der Kern des schweren Wasserstoffs, das Deuteron, kann ausgetauscht werden gegen α -Teilchen (Fall I), Protonen (Fall II) oder Neutronen (Fall III), und die damit verbundene Atomumwandlung kann zu stabilen, in der Natur schon

Tabelle 2. Atomumwandlungen mit Deutonen (H_1^2), den Kernen des schweren Isotopes des Wasserstoffes, in Hochspannungsanlagen beschleunigt.

Reaktionsschema	Reaktionsbeispiel	Beobachtet bei
I. $El_Z^A + H_1^2 \rightarrow El_{Z-1}^{A-2} + He_2^4$	a) $C_6^{12} + H_1^2 \rightarrow B_5^{10} + He_2^4$	Li ⁶ ; Be ⁹ ; B ¹⁰ ; B ¹¹ ; C ¹² ; N ¹⁴ ; F ¹⁹ ; Na ²³ ; Al ²⁷ ; Si ²⁹
	b) $Mg_{12}^{24} + H_1^2 \rightarrow Na_{11}^{22} + He_2^4$ $Na_{11}^{22} \xrightarrow{0,5a} Ne_{10}^{22} + e^+$	Mg ²⁴
II. $El_Z^A + H_1^2 \rightarrow El_Z^{A+1} + H_1^1$	a) $B_5^{10} + H_1^2 \rightarrow B_5^{11} + H_1^1$	H ² ; Li ⁶ ; B ¹⁰ ; C ¹² ; N ¹⁴
	b) $Na_{11}^{23} + H_1^2 \rightarrow Na_{11}^{24} + H_1^1$ $Na_{11}^{24} \xrightarrow{15,5h} Mg_{12}^{24} + e^-$	Na ²³ ; Al ²⁷
III. $El_Z^A + H_1^2 \rightarrow El_{Z+1}^{A+1} + n_0^1$	a) $F_9^{19} + H_1^2 \rightarrow Ne_{10}^{22} + n_0^1$	H ² ; Li ⁷ ; Be ⁹ ; B ¹¹ ; F ¹⁹ ; Na ²³ ; Al ²⁷
	b) $C_6^{12} + H_1^2 \rightarrow N_7^{13} + n_0^1$ $N_7^{13} \xrightarrow{11'} C_6^{13} + e^+$	B ¹⁰ ; C ¹² ; N ¹⁴

Tabelle 3. Atomumwandlungen mit Protonen (H_1^1), den Kernen des leichten Isotopes des Wasserstoffes, in Hochspannungsanlagen beschleunigt.

Reaktionsschema	Reaktionsbeispiel	Beobachtet bei
I. $El_Z^A + H_1^1 \rightarrow El_{Z-1}^{A-3} + He_2^4$	a) $Mg_{12}^{26} + H_1^1 \rightarrow Na_{11}^{23} + He_2^4$	Li ⁶ ; Li ⁷ ; Be ⁹ ; B ¹¹ ; F ¹⁹ ; Mg ²⁶ ; Al ²⁷
	b) $N_7^{14} + H_1^1 \rightarrow C_6^{11} + He_2^4$ $C_6^{11} \xrightarrow{21'} B_5^{11} + e^+$	N ¹⁴
II. $El_Z^A + H_1^1 \rightarrow El_{Z+1}^{A+1}$	a) $Li_3^7 + H_1^1 \rightarrow Be_4^8$	Li ⁷ ; Be ⁹ ; F ¹⁹
	b) $C_6^{12} + H_1^1 \rightarrow N_7^{13}$ $N_7^{13} \xrightarrow{11'} C_6^{13} + e^+$	C ¹²

vorkommenden, oder auch wieder zu instabilen, bisher also nicht bekannten, Atomarten führen, die unter Abgabe von Positronen (Fall I und III) oder von Elektronen (Fall II) in stabile Kerne übergehen. Ähnliches gilt für Protonen (Tabelle 3), die zuerst von J. D. COCKROFT und E. T. S. WALTON im Jahre 1932 als rein künstlich erzeugte Geschosse zu Atomumwandlungen mit Erfolg verwendet worden sind (6). Als Austauschteilchen gegen Protonen treten allerdings nur α -Strahlen (Fall I) auf; es kann aber auch das Proton einfach in dem beschossenen Atom stecken bleiben (Fall II). Auch hier können die Produkte der Umwandlung wieder stabile oder künstlich radioaktive Atomarten sein, die ihrerseits unter Abgabe von Positronen in stabile Elemente übergehen.

Die bisher betrachteten Umwandlungsarten sind, wie aus den Tabellen 1 und 3 zu ersehen ist, an vielen Elementen beobachtet worden, worauf hier im einzelnen nicht einzugehen ist (7). Alle diese Umwandlungen finden aber nur mit solchen Elementen statt, die eine kleine Kernladungszahl haben. Das ist leicht zu verstehen, denn die bisher besprochenen Geschosarten sind Kerne des Heliums oder des Wasserstoffs und tragen somit eine positive Ladung. Sie können daher um so leichter in einen Atomkern ein-

dringen, je kleiner die Ladung des beschossenen Kerns ist. Wird aber die Kernladung des beschossenen Elementes zu groß, so wird die abstoßende Wirkung auf das gleichfalls geladene Geschos zu hoch, und ein Eindringen in den Kern kann nicht mehr stattfinden.

Ganz anders steht es mit den Neutronen, die FERMI 1934 als geeignete Geschosse für die Umwandlungen von Atomen erkannte [vgl. (1)]. Diese sind ungeladen, und eine abstoßende Wirkung von seiten des getroffenen Atomkerns kann hier nicht stattfinden.

Es ist daher möglich gewesen, fast alle Elemente mit Neutronen umzuwandeln, teils in stabile, meist aber in künstlich radioaktive Atomarten. Charakteristisch für die mit Neutronen erzeugten radioaktiven Atomarten ist es, daß sie stets unter Aussendung von Elektronen in stabile Elemente übergehen. Der großen Wichtigkeit wegen sei hier noch eine charakteristische Eigentümlichkeit der durch Neutronen hervorgerufenen Umwandlungsarten besprochen. Aus Tabelle 4 geht hervor, daß das Neutron entweder durch α -Teilchen (Fall I) oder durch Protonen (Fall II) ausgetauscht werden, aber auch einfach im getroffenen Atomkern stecken bleiben kann (Fall III). Wird das Neutron eingefangen, so entsteht dabei

Tabelle 4. Atomumwandlungen mit Neutronen (n_0^1).

Reaktionsschema	Reaktionsbeispiel	Beobachtet bei
I. $El_Z^A + n_0^1 \rightarrow El_{Z-2}^{A-3} + He_2^4$	a) $O_8^{16} + n_0^1 \rightarrow C_6^{13} + He_2^4$ b) $Cl_{17}^{35} + n_0^1 \rightarrow P_{15}^{32} + He_2^4$ $P_{15}^{32} \xrightarrow{17d} S_{16}^{32} + e$	Li^6 ; B^{10} ; N^{14} ; O^{16} ; N^{20} F^{19} ; Mg^{26} ; Al^{27} ; P^{31} ; Cl^{35} ; Si^{45} ; Mn^{55} ; Co^{59} ; Th^{232} ; U^{238}
II. $El_Z^A + n_0^1 \rightarrow El_{Z-1}^A + H_1^1$	a) nicht bekannt b) $Na_{11}^{23} + n_0^1 \rightarrow Ne_{10}^{23} + H_1^1$ $Ne_{10}^{23} \xrightarrow{40''} Na_{11}^{23} + e$	N^{14} ; F^{19} ; Na^{23} ; Mg^{24} ; Al^{27} ; Si^{28} ; P^{31} ; S^{32} ; Cl^{35} ; Ca^{42} ; Cr^{52} ; Fe^{56} ; Zn
III. $El_Z^A + n_0^1 \rightarrow El_Z^{A+1}$	a) $H_1^1 + n_0^1 \rightarrow H_1^2$ b) $Al_{13}^{27} + n_0^1 \rightarrow Al_{13}^{28}$ $Al_{13}^{28} \xrightarrow{2,6'} Si_{14}^{28} + e$	H^1 fast allen Elementen (s. Lit.-Verz. Nr. 6)

ein Isotop des bestrahlten Elementes. Bei den meisten Elementen treten nun beim Beschießen mit Neutronen gewöhnlich alle drei Arten Umwandlungen gleichzeitig auf, so daß man es oft mit einem schwierig überschaubaren Ergebnis zu tun hat. Bei der näheren Untersuchung hat sich jedoch herausgestellt, daß es von äußeren Bedingungen, nämlich von der Geschwindigkeit der verwendeten Neutronen, abhängt, welcher der drei Vorgänge abläuft. Verwendet man nämlich langsame Neutronen, so wird im allgemeinen die dritte Umwandlungsart, der einfache Anlagerungsvorgang (III) bevorzugt, während die beiden anderen Umwandlungstypen (I und II) entsprechend seltener stattfinden. Das Abbremsen der Neutronen ist leicht zu bewerkstelligen; man braucht nur die Neutronen vor dem Auftreffen auf die umzuwandelnde Substanz durch eine genügend dicke Schicht Paraffin laufen zu lassen; dabei werden die Neutronen stark abgebremst und bewirken nun bevorzugt die einfache Anlagerungsreaktion. Es wird später, bei der Besprechung der Umwandlungsprodukte des Urans, noch einmal von dieser Tatsache zu sprechen sein.

Als letzter Typus von Umwandlungen ist noch die Umwandlung durch γ - oder intensive Röntgenstrahlen zu erwähnen. Sie ist bisher in 2 Fällen beobachtet, beim Be^9 und beim schweren Wasserstoff. Die Umwandlung führt hierbei zur Entstehung eines Neutrons und zur Bildung eines leichteren Isotops der bestrahlten Substanz. Auf diese Weise haben zum ersten Male BRASCH, LANGE und WALY (8) mit Hilfe von Röntgenstrahlen von 1,5 bis 2 Millionen Volt Spannung aus dem Be Neutronen erzeugt, mit denen sie dann sekundär andere Elemente, z. B. Jod, radioaktiv machen konnten.

Aus den Tabellen I bis 5 geht hervor, daß heute bereits eine große Fülle Kernumwandlungen bekannt ist und man schon mit gutem Recht von einer Chemie der Atomkerne sprechen darf.

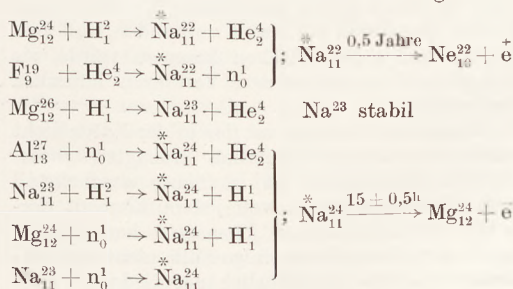
Es ist hier nicht möglich, alle Reaktionen im einzelnen zu besprechen. Aber einige mehr allgemeine Gesichtspunkte seien an einigen Beispielen kurz hervorgehoben. Zunächst kann dasselbe Element verschiedene Arten Umwandlungen erleiden, z. B. das Aluminium:

Tabelle 5. Durch γ - oder harte Röntgenstrahlen hervorgerufene Atomumwandlungen.

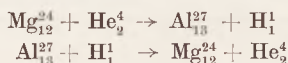
Reaktionsschema	Reaktionsbeispiel	Beobachtet bei
$El_Z^A + \gamma \rightarrow El_Z^{A+1} + n_0^1$	$H_1^2 + \gamma \rightarrow H_1^1 + n_0^1$ $Be_4^9 + \gamma \rightarrow Be_4^8 + n_0^1$	H^2 ; Be^9

$Al_{13}^{27} + He_2^4 \rightarrow Si_{14}^{30} + H_1^1$ $+ He_2^4 \rightarrow P_{15}^{30} + n_0^1$; $P_{15}^{30} \xrightarrow{3'15''} Si_{14}^{30} + e$ $+ H_1^1 \rightarrow Mg_{12}^{25} + He_2^4$ $+ H_1^2 \rightarrow Al_{13}^{28} + H_1^1$; $Al_{13}^{28} \xrightarrow{2,6'} Si_{14}^{28} + e$ $+ H_1^1 \rightarrow Si_{14}^{28} + n_0^1$ $+ H_1^1 \rightarrow Mg_{12}^{24} + He_2^4$ $+ n_0^1 \rightarrow Na_{11}^{24} + He_2^4$; $Na_{11}^{24} \xrightarrow{15,5h} Mg_{12}^{24} + e$ $+ n_0^1 \rightarrow Mg_{12}^{27} + H_1^1$; $Mg_{12}^{27} \xrightarrow{10,25'} Al_{13}^{27} + e$ $+ n_0^1 \rightarrow Al_{13}^{28}$; $Al_{13}^{28} \xrightarrow{2,6'} Si_{14}^{28} + e$	
--	--

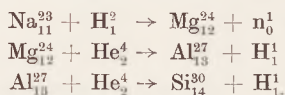
Andererseits läßt sich dasselbe Element auf verschiedene Weisen aus verschiedenen Ausgangselementen herstellen, so z. B. die verschiedenen Isotopen des Na auf 7 verschiedenen Wegen:



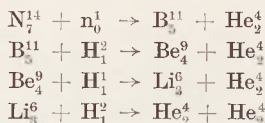
Weiterhin sind Prozesse bekannt, die man in der Chemie der Moleküle als umkehrbar bezeichnen würde. So läßt sich z. B. auf dem Wege



Mg in Al und umgekehrt wieder das Al in Mg umwandeln. Auch lassen sich ganze Reihen von möglichen Umwandlungen zusammenstellen, die im Endergebnis zu einem Aufbau schwererer Atome aus leichten oder umgekehrt zu einem Abbau von schweren in leichte Atomarten führen. Ein Beispiel eines solchen Aufbaus ist:



Einen Abbau ergibt z. B. die folgende Reihe Umwandlungen:



Während die allermeisten Atomkernreaktionen bloße Umwandlungen sind, sind schließlich auch einige wahre Atomzertrümmerungen bekannt geworden; die letzte Gleichung der Abbaufolge, bei der die Umwandlungsprodukte nur Elementarteilchen sind, ist z. B. eine Zertrümmerung von Li in 2 He-Atome. Ähnlich wird auf dem Wege $\text{B}_5^{11} + \text{H}_1^1 \rightarrow 3 \text{He}_2^4$ das B^{11} beim Beschießen mit Protonen in 3 He-Atome oder der schwere Wasserstoff durch Wirkung von γ -Strahlen in ein Proton und Neutron gespalten.

II. Die chemische Isolierung künstlich erzeugter Elemente und ihre Verwendung.

Man erkennt, wie mannigfaltig die künstlichen Atomumwandlungsprozesse sind, und es ist zu erwarten, daß es bald möglich sein wird, jedes Element nach Belieben künstlich herzustellen. Aber — und das scheint vorerst gegen eine praktische Auswertung dieser Vorgänge zu sprechen — alles das geht nur mit einzelnen abzählbaren Atomen vor sich, so daß der Chemiker damit nicht recht etwas anfangen kann.

Die Ausbeuten an künstlich erzeugten Atomen sind zwar so gering, daß man sie bisher in Substanz weder wägen noch sehen kann. Aber das ist für eine praktische Verwendung nicht immer nötig. Die künstlich erzeugten stabilen Atome sind ja (von 2 Fällen abgesehen: H_1^3 , He_2^3) in so großen Mengen in der Natur vorhanden, daß kein Mensch auf den Gedanken kommen würde, sie mit den bisher bekannten Verfahren künstlich herzustellen.

Anders aber liegt es mit den in der Natur nicht vorhandenen, den künstlich erzeugten radioaktiven Atomarten. Es ist heute anscheinend grundsätzlich möglich, von jedem Element derartige künstlich aktive Atomarten herzustellen, wenn auch bisher noch einige Fälle nicht verwirklicht sind. Da lag natürlich der Gedanke nahe

zu versuchen, diese radioaktiven Substanzen von ihren Mutter- und Begleitelementen abzutrennen. Einmal, um damit die stattgefundene Atomumwandlung auch rein chemisch nachzuweisen, und andererseits, um sie in möglichst reinem Zustand für chemische Versuche zur Verfügung zu haben. Tatsächlich haben diese Abtrennungsversuche schon zu recht erfreulichen Ergebnissen geführt. Und das besonders für die Fälle, in denen der radioaktive Stoff durch Neutronenbestrahlung aus dem Ausgangselement hergestellt worden ist, denn die Erzeugung radioaktiver Produkte mit Hilfe von Neutronen ist besonders bequem und geht mit relativ guter Ausbeute vor sich. Die Neutronen für solche Versuche werden heute meist noch durch Beschießen von Be mit α -Strahlen hergestellt¹. Eine solche Neutronenquelle ist nichts weiter als ein Röhrchen, in dem feines Be-Pulver entweder mit Ra oder mit Ra-Emanation gemischt ist. Die aus solchen Quellen entstehenden Neutronen sind sehr schnell und können nach Belieben durch Paraffin abgebremst werden.

Bei der Erzeugung aktiver Elemente durch Neutronen müssen nun zwei Fälle unterschieden werden: das aktive Umwandlungsprodukt ist isotop mit dem Ausgangsstoff, oder es ist es nicht.

Für den ersten Fall ist ein rein chemischer Beweis für die Natur des aktiven Produktes verhältnismäßig leicht zu führen und gleichzeitig mit einer Abtrennung zu verbinden. Der Beweis ergibt sich einfach dadurch, daß man zu der Lösung des aktivierten Elementes systematisch nacheinander kleine Mengen aller der Elemente zusetzt, die bei dem Umwandlungsprozeß unter Umständen gebildet werden könnten, und dann mit geeigneten Reagenzien die zugesetzten Elemente wieder abscheidet und nun beobachtet, mit welchem der zugesetzten Elemente die aktive Substanz ausgeschieden wird. Die aktive Substanz ist dann notwendig isotop zu dem Element, mit dem es ausgefällt werden kann. Wenn also z. B.

behaupet wird, daß nach $\text{Fe}_{26}^{56} + n_0^1 \rightarrow \text{Mn}_{25}^{56} + \text{H}_1^1$; $\text{Mn}_{25}^{56} \xrightarrow{2,5\text{h}} \text{Fe}_{26}^{56} + e$ aus dem Eisen mit Neutronen aktives Mn gebildet wird, das sich unter Abgabe von Elektronen mit der Halbwertszeit 150 Minuten wieder in Eisen umwandelt, so läßt sich das leicht beweisen. Man löst dazu das bestrahlte Eisen auf, setzt zu je einem Teil der Lösung etwa Cr, Mn, Co, Ni und Cu hinzu und fällt die zugesetzten Elemente wieder aus. Bleibt in allen Fällen die aktive Substanz in der Lösung und fällt sie nur mit dem Mn zusammen, und zeigt außerdem das so gefällte Mn die richtige Halbwertszeit des radioaktiven Abfalls, so ist es sicher, daß das aktive Produkt tatsächlich Mn ist, worin das vorher Mn-freie Eisen durch die Neutronen umgewandelt wurde. Ganz entsprechend haben besonders FERMI (7) und seine Mitarbeiter viele der durch Neutronen aktivierten

¹ Zwei andere, auch schon praktisch verwendete Verfahren zur Herstellung von Neutronen sind: ihre Erzeugung aus Be mit Röntgenstrahlen oder durch Beschießen von Li_3^7 mit Deutonen.

Elemente untersucht und damit rein chemisch Beweise für die wirklich durch Neutronen stattgefundenen Elementumwandlungen erbracht.

Ähnlich bewiesen auch CURIE und JOLIOU (9), daß die durch Beschießen von Al mit α -Strahlen entstehenden aktiven Atome des Elementes Phosphor sind.

Schwieriger liegt die Sache aber, wenn, wie es besonders bei der Umwandlung durch langsame Neutronen der Fall ist, die entstandene aktive Atomart ein Isotop des bestrahlten Elementes ist. Hier ist natürlich ein strenger direkter Beweis für die chemische Natur des entstandenen aktiven Umwandlungsproduktes nicht möglich; man kann stets nur aussagen, daß das aktive Produkt mit den jeweils für die Untersuchung hinzugesetzten Elementen nicht isotop ist und entsprechend wohl ein Isotop des Ausgangselementes sein wird; eine Abtrennung des entstandenen Isotopes von der großen Menge des bestrahlten Elementes erschien zunächst unmöglich.

Aber auch solche Trennungen sind — wenigstens in einigen Fällen — gelungen, und das auf Grund einer merkwürdigen Beobachtung von SZILLARD (10), die er bei der Aktivierung des Jod mit Neutronen gemacht hat. Er ging von der Überlegung aus, daß beim Bestrahlen einer geeigneten Jodverbindung mit Neutronen das Jod durch den bei der Umbildung in das aktive Jod entstehenden starken mechanischen Impuls in irgendeiner Form aus dem Molekülverband herausgelöst werden müßte, während die nicht getroffenen Jodatome im Molekülverband verbleiben sollten. Gelänge es nun, das abgespaltene aktive Jod von dem noch in der Verbindung enthaltenen inaktiven zu trennen, so hätte man das gewünschte Ergebnis einer Trennung des aktiven Isotops von der großen Menge des inaktiven.

Dieser Versuch gelang auf folgendem Wege. SZILLARD bestrahlte Äthyljodid mit Neutronen und erwartete, daß das aktive Jod aus dem Äthyljodid in Form von freiem Jod herausgerissen würde. Um die entstehenden Spuren von aktivem Jod leichter erhalten zu können, setzte er etwas gewöhnliches Jod hinzu, reduzierte das gewöhnliche und das aktive Jod gemeinsam zu Jodwasserstoff, wobei das Äthyljodid nicht verändert wird, trennte den gebildeten Jodwasserstoff durch Wasser vom Jodäthyl ab und fällte die wässrige Lösung mit Silbernitrat. Tatsächlich war dann die im gefällten AgJ enthaltene Aktivität zehnmal so stark wie das ursprünglich bestrahlte Jodäthyl.

Ganz ähnliche Versuche führten später FERMI (11) und seine Mitarbeiter aus und konnten so z. B. 25 bis 80% der gesamten erhaltenen Aktivitäten von Cl aus Äthylchlorid, As aus Kakodylsäure, Mn aus KMnO_4 , Cl aus KClO_3 , Br aus KBrO_3 , J aus KJO_3 abtrennen. Alle diese Verfahren, die zwar schon einen schönen Erfolg darstellen, haben aber den Nachteil, daß die aktiven Substanzen nie rein erhalten werden, sondern stets noch verdünnt mit den für die Ausfällung zugesetzten inaktiven Elementen.

Vor kurzem ist es nun ERBACHER und PHILIPP (12) gelungen, vollkommen reine, wässrige

Lösungen der unverdünnten Aktivierungsprodukte der Halogene darzustellen. Sie benutzten dabei die inzwischen gemachte Erfahrung, daß aus den Halogenalkylen die durch Neutronen aktivierten Halogene in Form ihrer negativen Ionen frei werden. Ihre Verfahren ergaben vollkommen reine aktive Produkte, indem sie besonders gereinigte Äthylhalogenide verwendeten und sie mit Neutronen bestrahlten. Dabei entsteht eine Lösung der Halogenionen in den Äthylhalogeniden. Auf zwei Wegen ließen sich nun die Halogenionen entfernen: 1. durch Adsorptionskohle, aus der sie dann durch Auskochen mit Wasser wieder ausgewaschen werden können, und 2. durch Auswaschen des bestrahlten Halogenäthyls mit Wasser und Reinigen der wässrigen Lösung vom mitgelösten Halogenalkyl. In beiden Fällen werden dann wässrige Lösungen erhalten, die nur die aktiven Halogenionen enthalten, ohne daß sie also durch inaktive Halogenatome verdünnt sind.

Um nur eine Zahl zu nennen, wird nach dem zweiten Verfahren die mit Neutronen in Äthylbromid erzeugte Aktivität um den Faktor 10^{17} angereichert. In der wässrigen Lösung ($\sim 20 \text{ cm}^3$) befinden sich $7,9 \cdot 10^5$ aktivierte Br-Atome = $1 \cdot 10^{-13} \text{ g Br}$; das entsprach 60% der überhaupt durch einstündiges Bestrahlen von 21 g Br in Form von Äthylbromid erhaltenen aktiven Br-Atome.

Die auf diese oder ähnliche (13) Weise angereicherten oder ganz isolierten aktiven Elemente lassen sich nun, falls ihre Halbwertszeiten nicht zu kurz sind, sehr gut als radioaktive Indikatoren für chemische oder physiologische Prozesse verwenden. Nur an zwei Beispielen möge gezeigt werden, in welcher Art die künstlich radioaktiven Elemente verwendet werden können.

Schon lange hat man sich die Frage vorgelegt, ob die beiden S-Atome im Natriumthiosulfat $\text{Na}_2\text{S}_2\text{O}_3$ ihren Platz wechseln können. Um diese Frage zu entscheiden, stellte ANDERSON (14) durch Beschießen von Cl mit Neutronen nach

$\text{Cl}_{37}^{35} + n_0^1 \rightarrow \text{S}_{16}^{35} + \text{H}^1$; $\text{S}_{16}^{35} \xrightarrow{\sim 80 \text{ d}} \text{Cl}_{37}^{35} + e^-$ radioaktiven Schwefel dar, der mit der ungefähren Halbwertszeit 80 Tage zerfällt. Der so entstandene

Schwefel S wurde nach Zusatz von etwas gewöhnlichem Schwefel gleichzeitig mit entstehendem aktiven Cl und Phosphor in Natronlauge gelöst und dann durch Fällung mit HCl in Form von S wieder gefällt; dabei findet eine vollständige Trennung des S vom Cl und P statt.

Der so erhaltene Schwefel S wurde mit Na_2SO_3 gekocht und dadurch in Thiosulfat $\text{Na}_2\text{S}_2\text{O}_3$ übergeführt. Bekanntlich zersetzt sich nun das Thiosulfat beim Kochen mit AgNO_3 und Wasser nach $\text{Na}_2\text{S}_2\text{O}_3 + \text{H}_2\text{O} + 2 \text{AgNO}_3 \rightarrow \text{Ag}_2\text{S} + \text{H}_2\text{SO}_4 + 2 \text{NaNO}_3$ in Ag_2S und H_2SO_4 . Diese Reaktion wurde durchgeführt und sowohl das Ag_2S als die gebildete H_2SO_4 in Form von BaSO_4 auf ihre Aktivität geprüft. Es zeigte sich, daß nur Ag_2S , nicht aber H_2SO_4 radioaktiv war; damit ist bewiesen, daß ein Austausch beider S-Atome im $\text{Na}_2\text{S}_2\text{O}_3$ nicht stattfindet, denn in diesem

Fälle hätten beide Spaltstücke des Thiosulfats aktiv sein müssen.

Auch zu biochemischen Versuchen sind künstlich aktive Elemente als Indikatoren verwendet worden. So benutzten z. B. CHIEWITZ und v. HEVESY (15) künstlich radioaktiven Phosphor $\text{Cl}_{17}^{35} + n_0^1 \rightarrow \text{P}_{15}^{32} + \text{He}_2^4$; $\text{P}_{15}^{32} \xrightarrow{17d} \text{S}_{16}^{32} + e^-$ in Form von Phosphat im Gemenge mit gewöhnlichem Na-Phosphat zu Fütterungsversuchen an Ratten, und konnten durch Untersuchung der Radioaktivität der einzelnen Organe dann feststellen, daß z. B. in den Knochen ein dauernder Austausch der Phosphorsäure stattfindet. Die Verweilzeit des Phosphors im Organismus der Ratte beträgt ungefähr 2 Monate, und etwa 30% des in den Knochen enthaltenen Phosphors werden im Laufe von 20 Tagen ausgetauscht. Aus Raum-mangel kann auf weitere Beispiele der Verwendung künstlich radioaktiver Elemente nicht eingegangen werden [vgl. dazu (16)].

III. Elemente mit höheren Ordnungszahlen als 92.

Zum Schluß sei noch kurz über die Umwandlungsprodukte berichtet, die beim Bestrahlen von Uran, dem schwersten Element mit der Kernladungszahl 92, mit Neutronen entstehen.

Im Jahre 1934 fanden FERMI (17) und seine Mitarbeiter, daß das Uran beim Bestrahlen mit Neutronen stark radioaktive, β -strahlende Stoffe ergibt, deren Aktivitäten mit Halbwertszeiten von etwa 10 und 40 Sekunden und 13 und 90 Minuten abfallen. Schon FERMI glaubte beweisen zu können, daß der Stoff mit der Halbwertszeit 13 Minuten höchstwahrscheinlich nicht isotop mit irgendeinem bekannten Element sei, sondern dem unbekannten Element mit der Kernladungszahl 93, also dem Eka-Re, entspricht. Bald darauf wiesen dann HAHN und MEITNER (18) nach, daß auch der 90-Minuten-Körper nicht isotop mit irgendeinem bekannten Element ist, und sich außerdem von dem 13-Minuten-Körper chemisch trennen läßt. Sie vermuteten, daß der 13-Minuten-Körper dem Element 93, der 90-Minuten-Körper dem Element 94 entspricht.

Inzwischen haben nun HAHN und MEITNER (19) die Umwandlung des Urans mit Neutronen näher untersucht, und dabei hat sich zunächst herausgestellt, daß im Bestrahlungsprodukt des Urans eine viel größere Anzahl künstlich radioaktiver Atomarten vorhanden ist, als man zunächst vermutete; bisher sind schon 10 verschiedene aktive Produkte aufgefunden worden, und man kann sich vorstellen, welche Mühe es kostet, alle diese Stoffe voneinander zu trennen und ihnen den richtigen Platz im Periodischen System zuzuweisen.

Besonders schwierig werden hierbei die Verhältnisse dadurch, daß das Ausgangselement Uran selbst radioaktiv ist und in eine große Menge natürlicher Umwandlungsprodukte von selbst zerfällt.

Oben (Tabelle 4) wurde gezeigt, daß beim Bestrahlen mit Neutronen drei verschiedene Arten

Umwandlungen möglich sind; entweder kann das Neutron ausgetauscht werden gegen α -Strahlen oder Protonen, oder es kann einfach angelagert werden. Stets entsteht aber ein Produkt, das sich, falls es radioaktiv ist, unter Aussendung von Elektronen weiter umwandelt. Es ist daher zu verstehen, daß aus dem Uran, dem schwersten Element mit der Kernladungszahl 92, mit Neutronen Elemente entstehen können, die Ordnungszahlen größer als 92 haben, denn wenn z. B. U_{92}^{238} ein Neutron anlagert, so wird daraus das Uranisotop U_{92}^{239} ; ist dieses, wie alle bisher mit Neutronen erhaltenen radioaktiven Atomarten, β -strahlend, so wandelt es sich nach $\text{U}_{92}^{239} \rightarrow \text{Eka Re}_{93}^{239} + e^-$ in ein Atom der gleichen Masse, aber mit einer um 1 größeren Kernladung um; ist auch dieses β -strahlend, so geht es nach $\text{Eka Re}_{93}^{239} \rightarrow \text{Eka Os}_{94}^{239} + e^-$ in ein Element über, das wieder eine um 1 größere Kernladungszahl hat, und so könnten nach und nach immer weitere neue Elemente aus dem primären Umwandlungsprodukt entstehen, je nachdem die entstehenden Produkte β -strahlend sind oder nicht. Tatsächlich ist es so; und die Schwierigkeit war nun, die einzelnen entstehenden Atomarten dem Ausgangselement genetisch richtig zuzuordnen und ihnen den richtigen Platz im Periodischen System anzuweisen. Dies ist nun HAHN und MEITNER im letzten Jahre weitgehend gelungen. Sie benutzten dabei im wesentlichen zwei Verfahren; einmal das schon besprochene, mit Hilfe von chemischen Reaktionen die einzelnen Stoffe mit den verschiedenen Halbwertszeiten voneinander zu trennen und dabei gleichzeitig nachzuweisen, daß sie nicht isotop mit irgendeinem schon bekannten Element sind. Aber dieses Verfahren reichte nicht aus, denn es zeigte sich bald, daß manche der künstlich erzeugten Atomarten oder der daraus von selbst entstehenden chemisch identisch sind und sich also nicht voneinander trennen lassen. Es mußte daher noch eine Methode gefunden werden, diese unter sich chemisch gleichen, isotopen Atomarten voneinander zu unterscheiden.

Wie oben (S. 73) besprochen, gehen die verschiedenen, durch Neutronen hervorgerufenen Umwandlungen mit verschiedener Häufigkeit vor sich, je nachdem schnelle oder durch Paraffin verlangsamte Elektronen verwendet werden. Als nun das Uran einmal mit schnellen und ein anderes Mal mit langsamen Neutronen bestrahlt wurde, stellte es sich heraus, daß einige der entstehenden Produkte leichter mit schnellen und andere dafür leichter mit langsamen Neutronen zu erhalten sind. Damit war ein Verfahren gewonnen, die chemisch gleichen Produkte nach dem Grad ihrer sog. „Verstärkbarkeit durch langsame Neutronen“ zu unterscheiden und im Umwandlungsgemisch anzureichern. Auf Einzelheiten kann hier nicht eingegangen, sondern nur noch das Ergebnis gezeigt werden, das wohl in der Tat erstaunlich ist (Tabelle 6). Aus dem Uran entstehen beim Bestrahlen mit Neutronen drei verschiedene Umwandlungsprodukte. Diese Umwandlungsprodukte wandeln sich jeweils unter Abgabe von Elektronen in eine mehr oder weniger

Tabelle 6. Die beim Bestrahlen von Uran mit Neutronen entstehenden neuen radioaktiven Elemente, ihre Stellung im Periodischen System und ihre Halbwertszeiten.

6. Reihe im Per. Syst.	Hf	Ta	W	Re	Os	Ir	Pt	Au
Kernladung	90	91	92	93	94	95	96	97
7. Reihe im Per. Syst.	Th	Pa	U	Eka Re	Eka Os	Eka Ir	Eka Pt	Eka Au
Atomgewichte								
239			U	10'' → E Re 2,2'	→ E Os 59'	→ E Ir 3d	→ E Pt 2,5h	→
238			U	↑ n ₀ ? [U] n ₀ ↓ U				
		He ₃	U	40'' → E Re 16'	→ E Os 6h	→ E Ir ?	→	
235	Th	→ Pa	→ U	23' → E Re				

lange Reihe von Folgeprodukten um, die auch wieder alle β -strahlend sind.

Für die meisten dieser Produkte sind die Halbwertszeiten genau bekannt, und auch die chemische Abtrennung ist durchgeführt.

Die erste Reihe geht aus dem Uran durch einfache Anlagerungsreaktion eines Neutrons hervor und führt über das Element 93 — Eka-Rhenium — bis zum Eka-Platin, das seinerseits mit der Halbwertszeit 3h in Eka-Gold mit der Kernladungszahl 97 übergeht.

Bei der zweiten Reihe ist bisher nicht genau anzugeben, welches Atomgewicht die Elemente dieser Umwandlungsreihe haben, aber auch sie führen von einem Uran 92 über die Kernladungszahlen 93, 94 zu einem Eka-Iridium 95, das wahrscheinlich auch β -strahlend ist und entsprechend in ein Isotop des Eka-Platins übergehen müßte.

Die dritte Reihe folgt dem Austauschmechanismus eines α -Teilchens gegen ein Neutron und führt vom Uran zu einem Thorium-Isotop (90), das sich über ein Pa- und Uran-Isotop in ein drittes Eka-Re-Isotop mit der Ordnungszahl 93 umwandelt.

Man ahnt schon aus diesen Anfängen, wieviel Neues auf dem Gebiete der Atomkernumwandlungen noch zu erwarten ist.

Literaturverzeichnis.

1. E. THILO: Z. physik. chem. Unterr. **48**, 170 (1935).
2. E. RUTHERFORD: Philos. Mag. **21**, 669 (1911); **27**, 488 (1914).
3. W. BOTHE u. H. BECKER: Naturwiss. **18**, 705 (1930).
4. J. CHADWICK: Nature, Lond. **120**, 312 (1932). Vgl. auch E. LAMLA: Z. physik. chem. Unterr. **47**, 129 (1934).
5. J. CURIE u. F. JOLIOT: C. R. Acad. Sci., Paris **198**, 254 (1934). Vgl. auch H. STEPS u. J. BOHME: Z. physik. chem. Unterr. **47**, 215 (1934).
6. J. D. COCKROFT u. E. T. S. WALTON: Nature, Lond. **129**, 242 (1932); Proc. Roy. Soc., Lond. **137**, 229 (1932); Nature, Lond. **131**, 23 (1933).

7. Zusammenstellungen der einzelnen Atomreaktionen mit Literaturangaben finden sich z. B. bei: FLÜGGE u. KREBS: Physik. Z. **36**, 466 (1935). — F. KIRCHNER: Chem.-Ztg. **59**, 713 (1935). — R. FLEISCHMANN u. W. BOTHE: Erg. exakt. Naturwiss. **13** (1934); **14** (1935). — F. KIRCHNER: Ebenda **13** (1934). — G. V. HEVESEY: Nature, Lond. **137**, 185 (1936). — G. FEA: Nuovo Cimento **12**, 368 (1935).
8. A. BRASCH, F. LANGE, A. WALY: Naturwiss. **22**, 839 (1934).
9. J. CURIE u. F. JOLIOT: C. R. Acad. Sci. Paris **198**, 559 (1934).
10. SZILLARD u. CHALMERS: Nature, Lond. **134**, 462 (1934).
11. E. AMALDI, O. D'AGOSTINO, E. FERMI, B. PONTICORVO, F. RASSETTI u. E. SEGRÉ: Ricc. Sci. Progresso tecn. Econ. naz. **5**, II, 407 (1934); Chem. Zbl. **1935 II**, 969.
12. O. ERBACHER u. K. PHILIPP: Ber. dtsh. chem. Ges. **69**, 893 (1936); Z. physik. Chem. Abt. A **176**, 169 (1936).
13. Wegen anderer Methoden zur Isolierung oder Anreicherung künstlicher radioaktiver Elemente siehe F. A. PANETH u. J. W. J. FAY: Nature, Lond. **135**, 820 (1935); J. chem. Soc. Lond. **1936**, 384. — E. GLÜCKAUF u. J. W. J. FAY: J. chem. Soc. Lond. **1936**, 390. — M. HAISSINSKI: Nature, Lond. **136**, 141 (1935).
14. E. BUCH ANDERSON: Z. physik. Chem. Abt. B **32**, 237 (1936).
15. O. CHIEWITZ u. G. V. HEVESEY: Nature, Lond. **136**, 754 (1935).
16. Weitere Beispiele der Verwendung künstlich radioaktiver Stoffe siehe: A. v. GROSSE u. M. S. AGRUSS: J. Amer. chem. Soc. **57**, 591 (1935). — O. ERBACHER u. K. PHILIPP: Z. angew. Chem. **48**, 409 (1935). — D. E. HULL, C. H. SHIPLEY u. S. C. LIND: J. Amer. chem. Soc. **58**, 535, 1822 (1936). — G. V. HEVESEY, K. LINDERSTRÖM LANG u. C. OLSEN: Nature, Lond. **137**, 66 (1936). — M. J. POLISAR: J. Amer. chem. Soc. **58**, 1372 (1936).
17. E. FERMI: Nature, Lond. **133**, 898 (1934).
18. O. HAHN u. L. MEITNER: Naturwiss., **23**, 37, 230 (1935).
19. O. HAHN, L. MEITNER u. F. STRASSMANN: Naturwiss. **24**, 158 (1936); Ber. dtsh. chem. Ges. **69**, 905 (1936). — O. HAHN: Ber. dtsh. chem. Ges. Abt. A, **69**, 217 (1936).

5. Technik und mechanische Praxis.

Vogelflug und Technik des Fliegens. II¹. Von
KONRAD LORENZ in Altenberg.

II. Das Gleitrudern.

Es ist eine zuerst von DEMOLL erkannte Tatsache, daß es sich beim Fliegen der Vögel nicht um eine einheitliche, sondern um zwei grundsätzlich voneinander geschiedene Funktionsweisen des Flügels handelt. Beim „Hubflug“ oder dem „Rütteln“ wirkt der Flügel genau wie der Propeller eines Hubschraubers, nur daß er sich nicht bei gleichbleibender Flächenstellung im Kreise dreht, sondern sich mit jedesmaligem Umstellen seiner Neigung hin- und herbewegt, wobei ein Vortrieb in der Richtung senkrecht auf die Achse seiner Bewegung entsteht und der Luftdruck abwechselnd auf die Ober- und die Unterseite des Flügels wirkt. Dieser Art des Fluges, die im Augenblick des Abfliegens von nahezu allen Vögeln geübt wird und die aus später zu erörternden Gründen die einzige Flugweise der kleinen Vögel ist, steht in scharfem Gegensatz eine andere gegenüber, die ein Mindestmaß der Vorwärtsbewegung zur Voraussetzung hat. Bei ihr wirkt der Luftdruck dauernd, auch beim Aufwärtsschlagen, auf die Unterseite des Flügels, der Flügelschlag erzeugt keinen, oder nur einen unwesentlichen Vortrieb in der Richtung seiner Achse, sondern leistet den wesentlichen Teil seiner Arbeit in Form einer Hebung in der Richtung senkrecht auf seine annähernd horizontal liegende Achse. Diese Art des Fluges findet sich nur beim Dahinstreichen in freier Luft rein verwirklicht, weshalb Photographien, die ihre bezeichnenden Bewegungen zeigen, weit seltener sind als solche, die einen rüttelnden oder „hubfliegenden“ Vogel darstellen. Aus bestimmten Gründen habe ich diese Flugweise als das „Gleitrudern“ bezeichnet.

Beim gewöhnlichen Dahinfliegen in stiller Luft bewegt ein größerer Vogel, wie wir alle wissen, seine Flügel auf und ab. Nun fragt es sich, in welcher Weise diese Bewegung der Flügel Arbeit leistet, die dem Vogel das waagerechte Fliegen und sogar das Fliegen in aufsteigender Bahn ermöglicht. Stellen wir uns einmal vor, der in Fig. 1¹ gleitend dargestellte Vogel bewege seine Flügel nach abwärts, ohne sonst etwas an ihrer räumlichen Lage zu ändern, vor allem an der Flächenneigung. Da auch schon beim schlaglosen Gleiten der aufwärtsgerichtete Druck und Sog der Schwerkraft das Gleichgewicht hält, muß bei einer Abwärtsbewegung des Flügels eine Aufwärtsbewegung des Vogelkörpers die Folge sein. Die den Vogel vorwärtstreibende Komponente wird dabei auch etwas vergrößert, und zwar erstens dadurch, daß der Druck auf die Flügelfläche überhaupt größer wird, zweitens aber, weil die hinteren Ränder der Flügelfläche an allen ihren Punkten elastisch sind und bei verstärktem Druck aufwärts gebogen werden. Die senkrecht auf diese hinten aufgebogenen Flächenanteile wirkenden Druck- und Sogkräfte haben natürlich eine um so größere nach vorn

gerichtete Komponente, je stärker die Federn aufwärts gebogen sind. Abgesehen von dieser verhältnismäßig geringen Verstärkung der vortreibenden Kraft wirkt die ganze beim Abschlag des Flügels aufgewendete Muskelenergie hebbend, d. h. sie setzt sich in Energie der Lage und nicht in Bewegungsenergie um. Die Vorstellung, daß der Flügel als Ganzes beim Abschlage stärker geneigt, d. h. mit dem Vorderrande gesenkt und mit dem Hinterrande gehoben werde, ist deshalb falsch, weil der Bandapparat des Schultergelenkes eine solche Drehung des Oberarmknochens um seine Längsachse verhindert, wie SY nachgewiesen hat. Wäre dem nicht so, so müßte auch der gleitende Vogel ununterbrochen schwere Muskelarbeit leisten, da der Flächenschwerpunkt des Flügels weit hinter die Linie fällt, die bei ausgebreitetem Flügel der Längsachse des Oberarmes entspricht. Der Vogel müßte durch Muskelspannung verhindern, daß seine Flügel mit den Hinterrändern hochklappen, bzw. daß sein Körper zwischen den Flügeln nach unten sinkt und lotrecht von der durch beide Schultergelenke gehenden Achse herabhängt. Die Bänder des Schultergelenkes verhindern demnach, daß der geöffnete Flügel so gedreht werde, daß eine wesentliche Komponente des auf seine Fläche wirkenden Druckes und Soges nach vorn wirkt. Die den Vogel auf seiner Bahn vorwärtstreibenden Faktoren sind im wesentlichen dieselben wie beim schlaglosen Gleiten, nur sind sie entsprechend dem oben Gesagten ein klein wenig verstärkt.

Nun betrachten wir die zweite Phase des Flügelschlages, den Aufschlag. Zunächst müssen wir da der immer noch sehr verbreiteten Meinung entgegentreten, daß sich beim Aufschlage die Federfahnen so drehen, daß von oben Luft zwischen ihnen durchstreichen kann. Das gilt zwar bei dem später in einem besonderen Abschnitt zu behandelnden Rüttelflug, nicht aber bei der hier als Gleitrudern bezeichneten Flugart. EXNER hat Versuche angestellt, bei denen der Widerstand gemessen wurde, den der Flügel eines Bussards findet, wenn er mit der Ober- und wenn er mit der Unterseite voran durch die Luft bewegt wird. Es ergab sich, daß der Widerstand des „abwärts“ bewegten Flügels zu dem des „aufwärts“ bewegten im Verhältnis 19,6 zu 11,2 stand. Man mache sich klar, daß nur die Differenz dieser Widerstände den Auftrieb des annähernd waagrecht liegenden und auf- und abbewegten Flügels ergeben würde! Merkwürdig ist es, daß sonst sehr scharf physikalisch denkenden Forschern dieses Mißverhältnis zwischen aufgewendeter Arbeit und erreichtem Auftrieb nicht aufgefallen ist. Sie stellten sich die Mechanik des Vogelflügels so vor, wie die Mechanik der rudern den Antennen mancher Kleinkrebse, so der gemeinen Daphnie, tatsächlich zu erklären ist. Diese rudern den Antennen gehen in Wasser ziemlich genau lotrecht auf und ab, die ihre Fläche vergrößernden gefiederten Borsten legen sich beim Aufschlag so zusammen, daß der Widerstand des Mittels auf einen Bruchteil

¹ Bericht I vgl. diese Zeitschr. 50, 33 (1927).

dessen herabgemindert wird, den die beim Abschlag aufs äußerste gespreizten Fiederborsten finden. So klein nun ein solches Krebschen ist und so langsam sein Körper in dem nur wenig spezifisch leichteren Medium sinkt, wenn die Antennen keine nach oben ziehende Wirkung entfalten, sieht man doch mit freiem Auge ein Absinken des Körpers während der Zeit jedes Aufwärtsschlagens der Ruderorgane! Ein solches Absinken des Körpers beobachtet man aber, und das ist

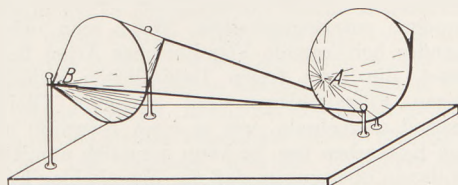


Fig. 2. Doppelkegel, der auf divergierenden und ansteigenden Schienen nach oben zu laufen scheint. In Wirklichkeit liegt die Achse des Kegels in A etwas höher als in B. Gleichnis des tragenden Flügelaufschlages beim Gleitrudern.

der springende Punkt, auch bei solchen Vögeln nicht, die ganz langsam flügel schlagen und bei denen der Körper in der Zeit des Aufschlagens viele Meter tief fallen müßte, wenn während ihrer Dauer der Flügel von oben statt von unten unter Druck stünde! Man sieht auch bei den allergünstigsten Beobachtungsbedingungen, etwa wenn man einen zahmen Bussard langsam gegen einen ziemlich starken Luftstrom auf sich zufliegen sieht, auch nicht das geringste Absinken des Körpers während der Aufwärtsbewegung der Flügel. Es ist also als Tatsache zu werten, daß beim Gleitrudern der Luftdruck auch beim Aufschlag auf die Unterseite des Flügels, bzw. der Sog auf seine Oberseite wirkt. Wie ist das nun möglich? Greifen wir auf das Schema des gleitenden Vogels in Fig. 1 zurück und fragen uns, was geschehen würde, wenn der gleitende Vogel seine Flügel langsam heben, d. h. relativ zum Körper nach oben bewegen würde? Da müßte sein Körper zweifellos um ein entsprechendes Längenmaß nach unten sinken. Nun fragen wir uns aber, was geschieht, wenn der gleitende Vogel den Anstellwinkel seiner Flügel vergrößert, also den Flügel so dreht, daß sein Vorderrand höher als der Hinterrand zu stehen kommt? In diesem Falle wird der Vogel steigen, bzw. aus seiner Bahn nach oben zu ausbiegen, zugleich aber seine Geschwindigkeit verlangsamen. Nun stelle man sich vor, daß diese beiden Vorgänge gleichzeitig, sozusagen übereinander gelagert, stattfinden. Der Vogel vermehrt den Anstellwinkel seiner Flügel, läßt sich aber von dem vermehrten Aufwärtsdruck nicht aus seiner Gleitbahn bringen, sondern gibt ihm insofern nach, als er seine Flügel nach oben drücken läßt, gerade um so viel, daß die Bahn seines Schwerpunktes ungebrochen weiterverläuft. Auch während dieser Aufwärtsbewegung hängt

die Last des Körpers natürlich an den Flügeln. Es gibt ein physikalisches Spielzeug, das die Verhältnisse bei diesem „tragenden“ Aufschlag vielleicht am allerbesten veranschaulicht. Es besteht aus einem gedrehten Holzstück in Form zweier mit den Grundflächen vereiniger Kegel, das auf zwei leicht ansteigenden und nach oben divergierenden Schienen scheinbar bergauf läuft. In Wirklichkeit bewegt sich der Schwerpunkt des bergansteigenden Doppelkegels selbstverständlich abwärts, weil die beiden Stützpunkte, an denen er auf den Schienen ruht, immer weiter nach den Kegelspitzen zu wandern, so daß der Drehkörper um ein größeres Maß zwischen den divergierenden Schienen einsinkt, als die Höhendifferenz zwischen ihren Enden beträgt (Fig. 2).

Wenn wir nun die Vorgänge beim Auf- und Abschlagen des Flügels in ihrem Zusammenhange betrachten wollen, so nehmen wir zunächst an, der Vogel gleite wie beim schlaglosen Segelflug auf einer abwärts geneigten Bahn, vgl. Fig. 3. Wenn nun sein Flügel nach oben geht, so bewegt er sich auf der (ausgezogenen) Sinuslinie CD . Damit der Druck auf der Flügelunterseite beim aufwärtsgehenden Flügel gleich groß bleibe, wie er beim stillgehaltenen war, muß die Flügelfläche sich stets so einstellen, daß zwischen ihr und der jeweiligen Tangente an ihre Eigenbahn derselbe Winkel α aufrecht erhalten bleibt, den sie bei schlaglosem Gleiten mit der Bahn des ganzen Vogels einschließt. Die Veränderung der Lage der Flügelfläche bringt dabei die vortreibende Kom-

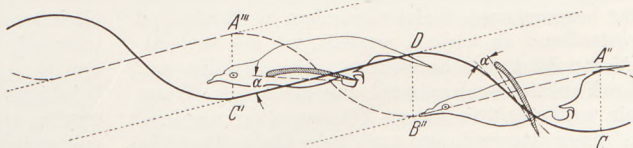


Fig. 3. Gleitrudern. Schema des steilsten theoretisch möglichen Anstieges. Punktirt die Bahn des Schwerpunktes, ausgezogen die Bahn des Flügelquerschnittes.

ponente des auf sie wirkenden Druckes zum Verschwinden, der Vogel sinkt also während der Aufwärtsbewegung seiner Flügel nicht, verliert aber um ein Weniges an Geschwindigkeit. Natürlich sind in der Zeichnung die Ausschläge des Flügels überhöht, oder genauer gesagt, die Vorwärtsbewegung ist auf Bruchteile ihres wirklichen Ausmaßes verkürzt dargestellt. Während des Aufwärtsschlagens der Flügel gleitet der Schwerpunkt des Vogels auf ungefähr derselben Bahn nach abwärts, die er beim schlaglosen Gleiten beschreiben würde, da der tragende Flügel den Verlust an Tragkraft, den sein Nachobengehen mit sich bringt, durch die Vermehrung des Anstellwinkels ausgleicht. Diese Vermehrung des Anstellwinkels kostet den Vogel ein wenig von seiner kinetischen Energie. Beim Abschlag ist es nun der Flügel, der auf einer Bahn vorwärts schreitet, die annähernd der des schlaglos gleitenden Vogels entspricht, während der Körper des Vogels, entsprechend der Bewegung des Flügels im Verhältnis zu ihm, nach oben aus dieser Bahn heraus-

gedrückt wird. Im wesentlichen wird beim Abschlagn also, wie schon gesagt, Lageenergie gewonnen. Außerdem wird der Vogel beim Abschlagn, wie wir ebenfalls schon angedeutet haben, um ein verhältnismäßig geringes Maß beschleunigt, und zwar dadurch, daß entsprechend dem beim Abschlagn größeren Druck auf der Flügelunterseite Flächenteile am hinteren Flügelrande nach aufwärts verbogen werden und so eine Druckwirkung nach vorn entfalten. Diese vortreibende Komponente beim Abschlagn ist bei verschiedenen Vögeln sehr verschieden groß. Während sie bei Vögeln mit ganzrandigen Flügeln, wie etwa Möwen oder Kiebitzen, kaum die rücktreibende Komponente beim Aufschlag übertreffen dürfte, ist sie bei allen jenen Formen, bei denen die Handschwingen verschmälerte und frei aus der Flügelfläche vorragende Endteile haben, ganz wesentlich größer,

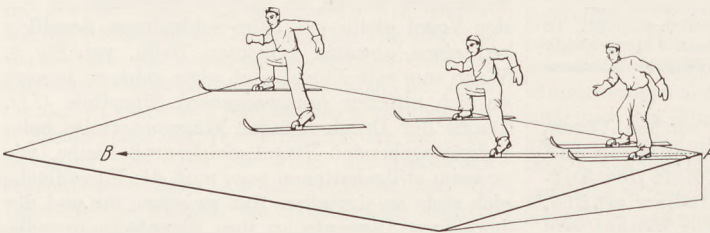


Fig. 4. Skiläufer, der während des Vorwärts- und Abwärtsgleitens seitlich bergwärts tritt. Gleichnis der Art und Weise, wie beim Gleitrudern die Muskelarbeit in potentielle und nicht in kinetische Energie umgesetzt wird.

denn eben diese Endteile sind „dazu da“, um sich durch den beim Abschlagn vergrößerten Druck in der besprochenen Weise verdrehen zu lassen und vortreibend zu wirken, weshalb wir sie auch als „Vortriebsfedern“ bezeichnen. Wir werden auf ihre Funktion noch näher einzugehen haben. Wenn wir vorläufig von diesen Flächenteilen absehen, an denen dauernd, also auch beim Dahinfliegen in freier Luft, die mechanischen Verhältnisse herrschen, die wir in dem nächsten Abschnitte der vorliegenden Arbeit als „Rüttelflug“ zu besprechen haben werden, so können wir sagen, daß die von der Abschlagnmuskulatur des Vogels geleistete Arbeit sich ausschließlich in Höhengewinn umsetzt. Die Art und Weise, wie das geschieht, möchte ich wiederum durch ein physikalisches Gleichnis darstellen, das in Fig. 4 anschaulich gemacht wird. Man stelle sich vor, ein Skiläufer gleite über eine geneigte Fläche, aber nicht in der Richtung ihrer stärksten Neigung, sondern schräg zum Hang, und mache nun, ohne sein Gleiten zu unterbrechen, von Zeit zu Zeit einen großen Seitwärtsschritt hangwärts, der ihn jedesmal um ebensoviel höher bringt, als er durch das Gleiten zwischen zwei aufeinanderfolgenden Schritten an Höhe verloren hatte. Nun wird man auch verstehen, warum ich, nicht ohne vieles Überlegen, das Wort „Gleitrudern“ gewählt habe, um die in Rede stehende Flugart zu bezeichnen. Der Vogel gleitet ja, wie der als Gleichnis verwendete Skifahrer, dauernd auf der Unterlage vorwärts, und die Kraft, die ihn in dieser Bewegung erhält, ist ganz genau wie beim schlaglosen Gleiten, eine Komponente der Schwerkraft.

Manche Verfasser haben den Vorgang beim Fliegen solcher Vögel, die zwischen sehr lange Gleitstrecken nur ab und zu einige Flügelschläge einschalten, so dargestellt, als ob der gleitende Vogel sich durch die Flügelschläge neuen Schwung, also eine Beschleunigung, erteilen müßte, etwa so, wie ein auf glatter Bahn dahinrollender Radfahrer nur ab und zu durch einige Pedaldrehungen neue kinetische Energie erzeugt, die ihm das Durchrollen einer längeren Strecke ermöglicht. Dieser Anschauung sind eine ganze Reihe Beobachtungstatsachen entgegenzuhalten. Wenn man nebeneinander herfliegende Vögel solcher Arten beobachtet, die beim freien Dahinfliegen zwischen einigen Flügelschlägen und längerem Gleiten dauernd abwechseln, wie es etwa Bussarde und auch Kolkraben tun, so kann man sich unmittelbar davon überzeugen, daß der Flügelschlag keine wesentliche vortreibende Wirkung hat. Da solche Vögel natürlich nie im gleichen Takt zwischen Schlagen und Gleiten abwechseln, so sieht man ganz genau, daß die jeweils gleitenden Tiere auch nicht um 1 cm hinter den jeweils schlagenden zurückbleiben. Es müßte bei Vögeln wie Möwen, die auch in stiller Luft oft sehr lange Perioden des schlaglosen Gleitens zwischen solchen des

Gleitrudern einschalten, ein Unterschied der Geschwindigkeiten am Anfang und am Ende einer Gleitstrecke und der Eindruck der Beschleunigung während des Flügelschlagn entstehen, was ganz und gar nicht der Fall ist. Im Gegenteil, gerade bei diesen Tieren entsteht der Eindruck einer besonders großen Stetigkeit ihres Dahinziehens. Ein viel zwingenderer Beweis dafür, daß der Flügelschlag beim Gleitrudern nicht direkt vortreibend wirkt, liegt in folgendem: Wenn ein Vogel im Gleitrudern seine Geschwindigkeit erhöhen will, so kann er das nicht durch schnelleres Schlagen seiner Flügel erreichen, sondern muß, ganz genau ebenso, wie er es beim schlaglosen Gleiten und beim Segelflug tut, seine Flächen verkleinern, d. h. seine Flächenbelastung erhöhen. Das tun nun aber auch solche Formen, die über sehr ausgebildete Vortriebsfedern verfügen, obwohl das teilweise Einziehen der Flügel die Vortriebsfedern zur Deckung bringt und damit einen ganzrandigen Flügel erzeugt! Der Vogel verzichtet also auf die vortreibende Wirkung der freien Hinterränder seiner Vortriebsfedern zugunsten einer Vergrößerung jener Faktoren, die auch beim schlaglosen Gleiten eine Erhöhung der Geschwindigkeit erlauben. Man beachte auch, daß beim eilig dahinfliegenden Vogel, etwa bei einer schnellfliegenden Taube, die Flügelspitzen der halb geschlossenen Flügel fast gerade nach hinten zeigen und außerdem durch Übereinanderlagern fast aller Handschwingen in einer ganzrandigen Spitze ein wesentliches Nach-oben-Biegen dieser hintersten Flächenteile unmöglich gemacht wird. Ein solches Nach-oben-Biegen

muß aber unbedingt gefordert werden, wenn man dem Abwärtsschlag der Flügel eine unmittelbar vortreibende Wirkung zuschreiben will.

An diese Gründe gegen die Annahme einer unmittelbar vortreibenden Wirkung des Flügelschlages beim Gleitrudern möchte ich eine Tatsache anschließen, die auch an sich so wichtig ist, daß sie einer gesonderten Besprechung bedarf. Es ist das die Tatsache, daß Vögel, deren Körpergrößen ein bestimmtes absolutes Maß nicht erreichen, nicht gleitrudern können, sondern auch beim freien Fluge die Mechanik des Rüttelns zeigen. Wir haben schon in dem Abschnitt über das Gleiten auseinandergesetzt, daß die relativ größere Oberfläche und damit größere Reibung bei kleinen Vögeln das Gleiten unmöglich macht. Die Tatsache, daß die Fähigkeit zum Gleitrudern mit der zum schlaglosen Gleiten stets zusammenfällt, daß also die größere Oberflächenreibung des Kleinvogels das Gleitrudern in ganz gleicher Weise unmöglich macht, wie das schlaglose Gleiten, spricht meiner Ansicht nach ganz entscheidend dafür, daß durch den Flügelschlag beim Gleitrudern in scharfem Gegensatz zum Rüttelflug eine vortreibende Kraft nicht entsteht.

Die scharfe Trennungslinie zwischen den gleit- und gleitrunderfähigen Vögeln und den nur zum Rüttelflug befähigten Arten drückt sich sehr deutlich in dem Verhältnis zwischen Flächenbelastung und Fluggeschwindigkeit aus. Da der Flügel des Gleitrunderers nur Tragfläche ist, stehen bei ihm, ganz wie beim Flugzeug, Flächenbelastung und Fluggeschwindigkeit ganz regelmäßig in geradem Verhältnis zueinander. Bei einem solchen Vogel können oft trotz äußerst hoher Höchstgeschwindigkeit die Flügel nicht nur klein, sondern auch verhältnismäßig kurz sein, wie z. B. bei Tauchenten, Sägem, Tauchern. Beim nur aufs Rütteln beschränkten Kleinvogel, wo der Flügel nicht Tragfläche im Sinne des Drachenfluges, sondern Propeller, wie bei einem Hubschrauber ist, ist ein solches Verhältnis nicht zu erwarten, und tatsächlich finden wir denn auch, daß bei diesen Tieren die besser und schneller fliegenden Arten nicht nur längere, sondern überhaupt größere Flügel haben als langsamer fliegende verwandte Formen. Dies gilt z. B. für den Bergfinken im Verhältnis zum Buchfinken und für viele andere Fälle.

Besonders klar sieht man schließlich das Fehlen einer wesentlichen vortreibenden Wirkung des Flügelschlages dann, wenn ein Vogel im Gleitrudern Höhensteuer gibt, d. h. seine Längsachse und damit seine Flugbahn nach vorn aufwärts richtet. In dem Augenblick, wo das der Fall ist, verfällt er in eine sich verzögernde Bewegung, woran er durch noch so angestrengte Flügelschläge nichts ändern kann. Wenn etwa ein Kolkrahe, wie in Fig. 5, durch einfaches Höhensteuergabe ohne Flügelschlagen das Ziel A erreichen könnte, indem er seine Bewegungsenergie zum Höhengewinn ausnützt, so könnte er zwar durch Flügelschlagen im Gleitrudern ein höheres

Ziel A' erreichen, aber entsprechend der Mechanik des Gleitruderns nur durch Parallelverschiebungen seines Körpers nach oben. Die durch die Aufrichtung seiner Körperachse bedingte Verzögerung vermag er durch das Flügelschlagen nicht zu verhindern und kommt zwar höher nach oben, aber in derselben Zeit zum „Durchfallen“, d. h. zum Unterschreiten der kleinsten Gleitgeschwindigkeit, wie wenn er ohne Flügelschlagen ebensoviel Höhensteuer gegeben hätte. Ein „überzogener“ Flug, d. i. ein Flug mit sehr viel Höhensteuer, bei dem das Flugzeug „am Propeller hängt“, ist deshalb nicht möglich, weil der Rabe eben keinen Propeller hat. Es muß hier eingeschaltet werden, daß es sehr wohl Vögel gibt, die sozusagen einen Propeller haben, indem sie nämlich im Augenblick des Durchfallens zum Hubschrauber werden, d. h. zu rütteln beginnen und rüttelnd weiter steigen. An das bis zum Durchfallpunkt getriebene Höhen-



Fig. 5. Schema der Vorgänge beim Geben von Höhensteuer im Gleitrudern. Der Vogel, der bei schlaglosem Gleiten den Punkt A erreichen würde, ehe seine Geschwindigkeit die kleinste Gleitgeschwindigkeit unterschreitet, kann gleitrundernd den Punkt A' erreichen, verlangsamt dabei aber seine Geschwindigkeit ebenso rasch wie beim Gleiten.

steuergabe im Gleitrudern können Dohlen, Tauben und überhaupt viele kleinere Gleitrunderer einen weiteren Anstieg im reinen Rüttelflug anschließen, unter den größeren aber auch manche hochflächenbelasteten und sehr muskelstarken Formen, z. B. in ganz erstaunlichem Maß auch die Graugans. Der Kolkrahe, die Störche, wie auch Adler und Geier, können das ganz und gar nicht, und wenn sie in ihrem Streben nach einem allzu hoch gelegenen Ziel ihre Bewegungsenergie bis zum Durchfallen aufgezehrt haben, so müssen sie sich tief fallen lassen, um wieder die zum Gleiten und damit auch zum Gleitrudern nötige Fahrt zu bekommen. Das sieht man sehr schön, wenn ein Kolkrahe im Spiele nach einem über ihm fliegenden Artgenossen strebt und eben etwas zu früh durchfällt, ehe er ihn erreicht. Dasselbe unfreiwillige Durchfallen konnte ich bei meinen zahmen Raben auch erzeugen, wenn ich am Hang eines Berges bei leichtem Abwind schnell bergauf ging und sie dabei lockte. Wenn ich dann meinen Arm als Landungspunkt ausstreckte, aber knapp vor Ankunft des Raben rasch noch einige Meter höher kletterte, konnte ich es erreichen, daß er in den ihm unangenehmsten Dingen, z. B. einmal in hohem Getreide, notlanden mußte! Derartige Beobachtungen waren es auch, die mich zuerst auf die Tatsache aufmerksam machten, daß die vortreibenden Kräfte beim Gleitrudern im wesentlichen dieselben wie beim schlaglosen Gleiten sind,

und durch Flügelschlagen nicht gesteigert werden können.

Wenn der Vogel im Gleitrudern an Höhe gewinnen will, so kann er das nicht, wie der menschliche Flieger, durch Geben von Höhensteuer erreichen, da kein ziehender Propeller ihn bergan befördert. Vielmehr muß seine Körperachse, ganz wie beim schlaglosen Gleiten, dauernd nach abwärts geneigt sein, und ein Höhengewinn kann sich daraus nur ergeben, wenn die Parallelverschiebung nach oben, die er beim Abschlag seiner Flügel erfährt, größer ist, als der Höhenverlust beim

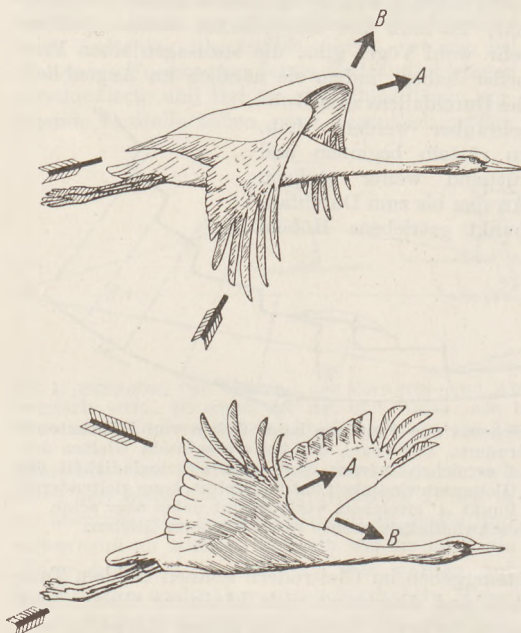


Fig. 6. *Anthropoides virgo*, langsamstes Gleitrudern kurz nach dem Abfliegen vom Boden. Oben Aufschlag, unten Abschlag. Der Pfeil A bezeichnet die ungefähre Steigung der proximalen, der Pfeil B die der distalen Flächenteile. Nach Aufnahmen von BENGT BERG unter Benutzung eines frischen toten Vogels.

schlaglosen Gleiten auf jener Streckeneinheit wäre, auf der sich ein voller Auf- und Abschlag der Flügel abspielt. Dieser Vorgang ist auf der zur Erläuterung des Gleitruderns schon herangezogenen Fig. 3 dargestellt. Beim ruhigen Dahinfliegen des Vogels in der Waagrechten sieht man nichts von dem geringen Abstieg während des Aufschlages und ebensowenig von dem Ansteigen des Körpers während des Abschlages. Man vergegenwärtige sich, daß die Ausmaße dieser Höhenschwankungen nur dem Höhenverlust der Gleitbahn auf dem einem halben Flügelschlag entsprechenden Stück ihres Verlaufes gleich sind. Hingegen sind unter günstigen Umständen die Parallelverschiebungen des Körpers, die dieser beim möglichst steilen Ansteigen im Gleitrudern erfährt, der unmittelbaren Beobachtung zugänglich. Besonders gut sieht man sie an Krähen, wenn sie gezwungen sind, kurz nach dem Abfliegen, aber doch schon im vollen Gleitrudern, über Dinge wegzufiegen, vor denen sie sich stark fürchten;

sie trachten dann, schnell nach oben zu kommen, und da sie nicht wie eine Taube oder ein Fasan zu einem längeren Anstieg durch Rütteln befähigt sind, so müssen sie dieses Steigen gleitrundernd bewerkstelligen. So müssen beispielsweise die Saatkrahen, die im Winter in Wien auch die kleinste Parkanlage bevölkern, nach dem Verlassen ihrer Sitzplätze sogleich über die verkehrsreichen Großstadtstraßen hinfliegen, deren Getriebe sie ängstigt und mit Macht nach oben scheucht. Zumal wenn man durch den Film auf diese Erscheinung aufmerksam geworden ist, sieht man da ganz deutlich, daß sich der Vogel bei jedem Abschlag seiner Flügel parallel zu sich selbst nach oben stemmt und durchaus nicht, wie ein Flugzeug das tut, seine Längsachse nach oben richtet und auf einer ungebrochenen aufsteigenden Bahn bergan gleitet. Da die Kraft, die den Vogel nach vorwärts bewegt und ihm eine über der kleinsten Gleitgeschwindigkeit liegende Fahrt erteilt, eine Komponente der Schwerkraft ist, muß seine Längsachse immer entsprechend der Richtung seiner Bahn bei schlaglosem Gleiten leicht nach abwärts zeigen, auch wenn er durch stufenweise erfolgende Parallelverschiebung steigt; man denke hier wieder an das Gleichnis des seitwärts tretenden Skifahrers in Fig. 4.

Bis jetzt haben wir der einfacheren Darstellung zuliebe bei der Beschreibung des Auf- und Abgehens des gleitrundernden Flügels immer angenommen, daß er ein starres Ganzes wäre und sich beim Schlagen in allen seinen Teilen mit gleichen Geschwindigkeiten gegen den Schwerpunkt des Vogels verschoben würde. Wir dürfen das Kapitel über das Gleitrudern nicht schließen, ohne auf die Verschiedenheiten einzugehen, die in der Bewegungs- und Wirkungsweise der einzelnen Flügelquerschnitte bestehen und wollen noch einige Einzelheiten des Baues verschiedener Flügelformen kurz besprechen.

Es ist klar, daß die Geschwindigkeit, mit der sich ein beliebiger Punkt am Vogelflügel beim Schlagen aufwärts und abwärts bewegt, mit der Entfernung von der Achse zunimmt, um welche der Flügel schlägt. Daher ist die Sinuslinie, welche beim Gleitrudern die absolute Bahn jedes Flügelquerschnittes darstellt, um so steiler, je weiter er von der Achse entfernt liegt. Da sich aber alle Querschnitte mit derselben Geschwindigkeit in der Horizontalen vorwärtsbewegen, also alle den gleichen Fahrtwind haben, würde der Flügel in seinen einzelnen Teilen sehr verschiedene Druckverhältnisse erzeugen, wenn er ein starres Ganzes wäre. Damit an jeder Stelle des Flügels annähernd derselbe hebende aufwärts gerichtete Druck und Sog erzeugt werde, muß jeder Querschnitt entsprechend der Steilheit der von ihm beschriebenen Wellenlinie stärker oder weniger stark aus jener Ebene verdreht werden, in der beim schlaglosen Gleiten alle Querschnitte liegen, wie ja auch beim menschlichen Flugzeug alle Querschnitte der Tragflächen den gleichen Anstellwinkel haben. Diese Verdrehung, die natürlich im Sinne einer Hebung des Vorderrandes beim Aufschlag und einer solchen des Hinterrandes beim Abschlag erfolgt, ist an den

körperrnächsten und damit auch achsensnächsten Flächenteilen nahezu gleich Null und an der Flügel-
spitze am stärksten. In Fig. 6 stellen die Richtungs-
änderungen des Pfeiles *A* die Drehungen etwa der
mittleren Armschwingen, die des Pfeiles *B* die der
Handschwingen dar. Diese Drehungen erfolgen
wohl nur zum geringsten Teile durch aktive Mus-
kelwirkung, und auch nur im Handgelenk. Die
Untersuchungen von SY haben gezeigt, daß Ver-
drehungen des ganzen Handfittichs im Handgelenk
im Sinne einer Vergrößerung des Anstellwinkels
nur bei leichter Beugung dieses Gelenkes möglich
sind. Damit möchte ich es in Zusammenhang
bringen, daß beim langsamen Gleitrudern, bei
dem die Steilheit der von den einzelnen Flügel-
querschnitten beschriebenen Sinuslinien und damit
die notwendigen Verwindungen am größten sind,
das Handgelenk beim Aufschlage leicht gebeugt
wird, wie auch in Fig. 6 gut ersichtlich ist. Beim
raschen Dahinfliegen in freier Luft sind die Wellen-
linien, die von den einzelnen Punkten des Flügels
beschrieben werden, so flach, daß eine Verdrehung
des Flügels oder seiner einzelnen Teile der un-
mittelbaren Beobachtung nicht zugänglich ist. Im
wesentlichen wird augenscheinlich die feine An-
passung des Anstellwinkels einzelner Flügelquer-
schnitte an die von ihnen beschriebenen Einzel-
bahnen durch fein abgestimmte Elastizitäts-
grade der einzelnen Flächenteile erreicht. Die
Wölbung und Steifigkeit der einzelnen Schwing-
federn und ihre Verbindung durch das Ligamen-
tum elasticum spielen dabei die ausschlaggebende
Rolle. Es würde zu weit führen, auf diese anatomi-
schen Einzelheiten einzugehen; hier sei nur gesagt,
daß die Nachahmung dieser Verhältnisse der Her-
stellung eines nach dem Prinzip des Gleitruderns
fliegenden Apparates sicherlich große, aber ebenso
sicher nicht grundsätzlich unüberwindliche Schwierig-
keiten entgegensetzen würde.

Zum Schlusse dieses Abschnittes möchte ich
noch eine Eigenheit des Flügelbaues einer ganzen
Anzahl gleitrunder Vögel besprechen, die schon
S. 80 angedeutet wurde. Es handelt sich um die
„Zerlegung“ der spitzennahen Flächenteile in
„Vortriebfedern“. Wie in Fig. 7 dargestellt ist,
macht die Zerlegung der Tragfläche bei sonst sehr
verschieden gebauten Flügeln übereinstimmend
an einer Linie halt, die annähernd parallel zur
Achse des Flügelschlages liegt! Wir können
der Ansicht GRAHAMs nicht beipflichten, der die
Wirkung dieser Flügelschlitz in dem Sinne ver-
stehen will, daß die durch sie auf die Flügeloberseite
geleitete Luft dort einen gleitenden Überzug bilde
und dadurch Wirbelbildungen vermeide, die sonst
der möglichen Vermehrung des Anstellwinkels enge
Grenzen ziehen. Daß eine solche Wirkung von
Flügelschlitz wirklich erreicht werden kann,
zeigen die auch praktisch bewährten Konstruk-
tionen des amerikanischen Flugzeugbauers HAND-
LEY PAGE; daß aber die Anordnung der Vortrieb-
federn der Vögel anderen Zwecken dient, wird
durch eine ganze Reihe Umstände wahrscheinlich.
Erstens liegt hinter den zwischen den Vortrieb-
federn bestehenden Lücken nie ein größerer tragen-
der Flächenteil, wie man nach der Annahme

GRAHAMs voraussetzen müßte. Zweitens ist die
Ausbildung von typischen Vortriebfedern durch-
aus nicht auf Formen beschränkt, die gute Gleit-
und Segelflieger sind, sondern ganz im Gegenteil
gerade bei den Hühnervögeln auf die Spitze ge-
trieben, während sie bei zu langsamem Suchfluge
befähigten Formen, wie bei den Möwen, auch
ebenso gut ganz fehlen kann. Schließlich erklärt
die erwähnte Annahme in keiner Weise die Be-
schränkung der Vortriebsfedern der Handschwingen

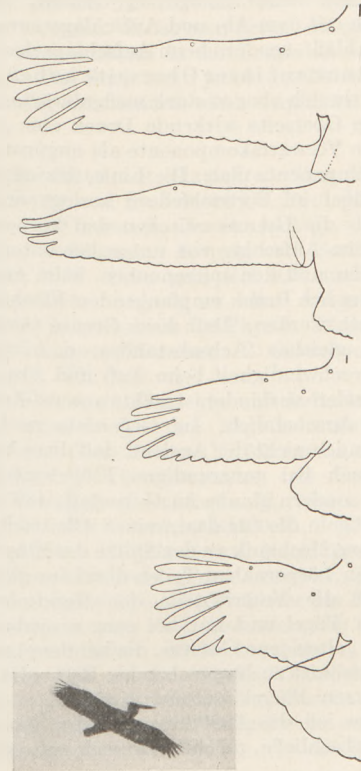


Fig. 7. Flügelumrisse von Vögeln, deren Handfittich
bis zu einer Linie in Vortriebfedern zerlegt ist, die an-
nähernd parallel zur Achse des Flügelschlages liegt.
Von oben nach unten: *Anthropoides virgo*, *Anser albi-*
frons, *Corvus corax*, *Tetrao urogallus*. Links unten:
Pelecanus crispus. (Nach einer Photographie von BER-
NATZIK in „Riesenpelikane“, Verlag L. W. Seidel u.
Sohn, Wien.) Etwa $\frac{1}{2}$ nat. Größe.

auf die spitzennahen Abschnitte des Flügels,
noch auch das Bestehen einer geradlinigen Ab-
grenzung, noch auch die auffallende Tatsache, daß
diese Grenze der Schlagachse parallel verläuft.
Gerade für diese letzteren Umstände kann nun
die Annahme eine zwanglose Erklärung geben, die
wir im Anschluß an STRESEMANN machen, von
dem auch der Ausdruck „Vortriebfedern“ stammt.
Dieser Verfasser nimmt an, daß der Sinn der ver-
schmälerten und bei weit gebreiteten Flügeln mit
der nächsten Feder nicht mehr in Berührung
kommenden Innenfahnen der Vortriebfedern darin
liege, daß sie durch den auf ihrer Unterseite wir-
kenden Druck nach oben gebogen werden und in
dieser Lage eine größere vortreibende Komponente
dieses Druckes der Vorwärtsbewegung des Vogels

nutzbar machen. Zu dieser Anschauung möchte ich noch hinzufügen, daß auch beim gleitrundernden Flügelschlagen die Wirkung der Vortriebs- teile der Handschwingen anders ist als die anderer Flügelabschnitte. Ich glaube nämlich, daß diese spitzennahen und beim Schlagen der Flügel sich mit großer Geschwindigkeit auf- und abwärts bewegenden Flächenteile nicht wie die anderen Querschnitte des Flügels beim Gleitrudern dauernd annähernd denselben Druck auf ihrer Unterseite haben wie beim schlaglosen Gleiten, der nur schwach mit dem Ab- und Aufschlagen anschwillt und nachläßt, sondern beim Aufschlage des Flügels den Druck auf ihrer Oberseite haben. Dabei drehen sie sich aber so stark nach abwärts, daß der auf ihre Oberseite wirkende Druck eine größere, günstige Vorwärtskomponente als ungünstige Abwärtskomponente hat. Die Linie, bis zu welcher der Flügel in Vortriebsfedern zerlegt erscheint, kann als die Grenze zwischen den körpernahen, auch beim Aufschlag von unten her unter Druck stehenden, und den spitzennahen, beim Aufschlag von oben her Druck empfangenden Flächenteilen angesehen werden. Daß diese Grenze tatsächlich Punkte gleichen Achsabstandes, d. h. gleicher Lineargeschwindigkeit beim Auf- und Abschlagen miteinander verbindet, macht unsere Annahme recht wahrscheinlich. Im Gegensatz zu LILIENTHAL bin ich nicht der Ansicht, daß diese Verhältnisse auch bei ganzrandigen Flügelspitzen obwalten, sondern glaube im Gegenteil, daß bei solchen Flügeln die für das „reine“ Gleitrudern beschriebene Mechanik an der Spitze des Flügels und an seinen körpernahen Teilen durchaus gleich ist. Nur für die Vortriebs- teile der Handschwingen mancher Vögel und nur bei ganz ausgebreiteten Flügeln gelten jene Gesetze, die bei dem im nächsten Abschnitt zu besprechenden Rüttelflug für den ganzen Flügel Geltung besitzen.

Bevor ich die Ausführungen über das Gleitrudern abschließe, möchte ich noch auf die Frage

des Schwingenfliegers zu sprechen kommen. Es besteht für mich gar kein Zweifel, daß sämtliche bisher versuchten Konstruktionen dieser Art nahezu vollkommenen Mangel an Verständnis für die Mechanik des Gleitruderns der Vögel erkennen lassen. Schon die Tatsache, daß ein Schwingenflieger, der ja von vornherein nur ein „Gleitrunderer“ sein kann, nur aus dem Gleiten heraus und nur mit einer die kleinste Gleitgeschwindigkeit über- treffenden Schnelligkeit fliegen kann und daher ohne Hilfe nie vom Boden abzufliegen vermag, fand sehr oft keine Berücksichtigung. So sehr ich mir der konstruktiven Schwierigkeiten bewußt bin, die dem Bau eines „Gleitrundermodells“ im Wege stehen, möchte ich hier doch nicht versäumen darauf hinzuweisen, wie ungeheuer energiesparend die Leistung des Flügelschlages beim Gleitrudern ist. Ohne Propeller-„Slip“ und ohne jede Vermehrung der auch beim reinen Gleiten bestehenden Reibungswiderstände wird die gesamte geleistete Arbeit in Höhengewinn umgesetzt, d. h. zum Obenbleiben ausgenutzt. Ein Modell des „Gleitrunderers“, etwa eines mit Gummimotor, müßte um ein Vielfaches länger fliegen können, als ein gleichstarkes Propellermodell. Diese Überzeugung hat seinerzeit meinen Freund, den Anatomen Doz. Dr. G. v. SCHMEIDEL und mich veranlaßt, ein solches Modell zu konstruieren. Leider hat keiner von uns beiden die Zeit gefunden, unserer Konstruktion über das Papierstadium hinaus- zuhelfen, und wird es auch wohl in Zukunft nicht. Es wäre mir eine ganz besondere Freude, wenn durch den vorliegenden Bericht ein berufener Fachmann dazu veranlaßt würde, sich dem Problem des Schwingenfliegers von einem neuen Gesichtspunkt und in besserem Verständnis des Vogelfluges wieder zuzuwenden. Wenn das Muskelflugzeug je zur brauchbaren Wirklichkeit werden soll, kann das meiner Überzeugung nach nur auf Grund einer genauesten Nachahmung des „Gleitruderns“ der Vögel geschehen.

Neu erschienene Bücher und Schriften.

Der Naturlehreunterricht in der Hauptschule.
VON HANS KELLERMANN und KARL MÜLLNER. Wien: Österreichischer Bundesverlag für Unterricht, Wissenschaft und Kunst 1936. Preis geh. RM 1,95.

Das 48 Seiten umfassende Heft bietet dem Lehrer eine Anleitung zu einer zweckmäßigen Gestaltung des Naturlehreunterrichts an der Hauptschule. Es werden die Aufgaben dieses Unterrichts in treffender Weise gekennzeichnet und ein zweckmäßiges Lehrverfahren umrissen. In durchaus modernem Geiste wird neben dem Demonstrationsversuch des Lehrers dem Schülerversuch und den „Schülerübungen in gleicher Front“, die allerdings, wenn sie nicht in eine Spielerei ausarten sollen, nur bei Vorhandensein einer ausreichenden Anzahl gleichartiger Apparate durchführbar sind, ein besonderes Gewicht beigemessen. Was für die Einrichtung der Lehrmittelsammlung und des Unterrichtsraumes vorgeschlagen wird, zeigt, daß hier erfahrene Schulmänner, die mit Einsicht und

großer Liebe ihren Naturlehreunterricht ausgebaut haben, das Wort ergreifen. Wenn die Verfasser in einem besonderen Abschnitt aufzeigen, daß auch andere Schulräume, wie das Treppenhaus, der Turnsaal und die Schulwerkstätte, Möglichkeiten zur Anstellung von Versuchen und zur Klarstellung von physikalischen Zusammenhängen bieten, so muß man dem beipflichten. Ich habe die Erfahrung gemacht, daß Schüler Erörterungen, welche die Vorgänge bei einer Turnübung vom Standpunkte der Mechanik durchleuchten, ein großes Interesse entgegenbringen. Was die Verfasser auf S. 20 (unten) über die Abhängigkeit der Fliehkraft vom Krümmungshalbmesser sagen, dürfte nicht korrekt sein. Wenn nämlich vier kräftige Schüler während des Kreisschwebens am Rundlauf die Arme anziehen, und man dabei bemerkt, daß die Bewegung sofort schneller wird, während sie beim Strecken der Arme sich wieder verlangsamt, so muß zur Erklärung dieser Er-

scheinung der Flächensatz herangezogen werden. Auch über den Gebrauch des eingeführten Lehrbuches, über die Einbeziehung technischer Dinge in den Unterricht, die Benutzung des Lichtbildes und des Films, den Besuch von Werkstätten und Fabriken und über Lehrwanderungen werden treffende Gedanken geäußert. Besonders eingehend und mit besonderem Nachdruck führen die Verfasser aus, daß größere Schüler in der Schulwerkstätte durch Anfertigung von Geräten und Apparaten nach Anleitung des Lehrers die Lehrmittelsammlung bereichern können. Mit dem Grundgedanken dieses Vorschlages, soweit er sich mit dem eigentlichen Zweck des Werkstattunterrichts verträgt, kann man sich durchaus einverstanden erklären. Aber gegen einige Einzelvorschläge der Verfasser muß man Bedenken äußern. So ist zunächst ganz gewiß der Vorschlag, aus magnetisierten Rasierklingen eine „Magnetnadel“ zusammenbauen zu lassen, abzulehnen. Es ist ferner sicher nichts dagegen zu sagen, wenn sich der Lehrer von einigen geschickteren Schülern bei der Anfertigung von beweglichen Modellen, die gewisse Einrichtungen anschaulicher zeigen als eine bloße Zeichnung, helfen läßt. Aus Holz, Pappe und Blech hergestellte Flachmodelle der Saugpumpe, des Dosenbarometers oder des Verschlusses der Sodawasserflasche sind für den Unterricht sicher sehr nützlich. Es erscheint mir aber nicht angängig, den Werkstattunterricht der Schüler allgemein mit derartigen Arbeiten zu belasten. Ich würde es zwar nicht für verfehlt halten, wenn die Schüler im Werkstattunterricht einmal mit Hilfe einer aus Hollunder hergestellten Röhre eine richtiggehende Spritze oder Pumpe herstellen. Es scheint mir aber abwegig zu sein, die Schüler in diesem Unterricht mit der Herstellung eines bloßen Flachmodells eines solchen Apparates oder eines Stehaufmännchens aus einer Eierschale mit eingegossenem und eingeklebtem Bleikörper zu beschäftigen.

Abgesehen aber von solchen Kleinigkeiten bringt die Schrift eine Fülle von wertvollen Gedanken und Anregungen. Namentlich der jüngere Lehrer, der sich erst in den Naturlehreunterricht hineinarbeiten muß und womöglich vor die Aufgabe gestellt ist, die Einrichtungen für diesen Unterricht erst zu schaffen, wird in dieser Broschüre eine kurze und dabei doch recht umfassende Anleitung finden. Wenn auch die Schrift nur auf die Einrichtung der österreichischen Hauptschule Bezug nimmt, so sind die leitenden Gedanken doch auf jede andere Schulart anwendbar. *Steindel.*

Technische Kunstgriffe bei physikalischen Untersuchungen. Von E. v. ANGERER. (Sammlung Vieweg, Heft 71.) 3. Aufl. 201 Seiten mit 42 Abbildungen. Braunschweig: Friedrich Vieweg & Sohn. Preis RM 9,80.

Die 3. Auflage dieses Buches gibt wieder eine Fülle von Arbeitsvorschriften für das Laboratorium. Infolge der Fortschritte, die die physikalische Technik in den letzten Jahren gemacht hat, mußte diese Auflage zum größten Teile neu geschrieben werden.

Man findet in dem Buche alles, was man im Laboratorium an kleinen Hinweisen braucht, es möge sich nun um die Reinigung von Quecksilber, das Einschmelzen von Platindrähten in Glas, Anwendung von Kitten, Herstellung dünner Quarzfäden, Sensibilisierung photographischer Platten, Bau elektrischer Öfen od. ä. handeln. Die zahlreich vorhandenen Literaturangaben geben weitere Anregungen. Von besonderem Wert ist ein Bezugsquellenverzeichnis am Schluß des Buches, auf das der Text an den verschiedensten Stellen verweist. So ist man sicher, die gegebenen Winke auch wirklich in der Praxis anwenden zu können. Das Buch kann jedem im Laboratorium selbständig Arbeitenden warm empfohlen werden.

Scharf.

Ergänzungen zur Fluglehre. Von Prof. Dr. KARL HAHN und Studienrat Dr. PAUL HENCKEL. Unter- und Oberstufe. Zweite Auflage. 18 Seiten mit 41 Abbildungen. Leipzig und Berlin: B. G. Teubner 1936. Preis geh. RM 0,20 und 0,30.

Flugwesen. Anhang zu allen Ausgaben von KLEIBERS Lehrbüchern der Physik. 22 Seiten mit 45 Abbildungen. München: R. Oldenbourg 1936. Preis geh. RM 0,40.

Einführung in Fluglehre und Luftschutz. Ein Ergänzungsheft für den Physik- und Chemieunterricht. Von Rektor W. MEYER und Mittelschullehrer W. GEILENKEUSER. 24 Seiten mit 32 Abbildungen. Frankfurt a. M.: Moritz Diesterweg 1936. Preis brosch. RM 0,45.

Diese drei Heftchen sind Nachträge zu den bekannten Lehrbüchern der Verfasser. In engem Rahmen behandeln sie die Probleme der Fluglehre. Die Darstellungen sind, besonders die erste, in einem beachtlichen Maße brauchbar, beweisen aber alle, daß die didaktische Verarbeitung der Fluglehre im Unterricht noch mitten in der Entwicklung steht, wie man billigerweise auch nicht anders erwarten darf. *Hiedemann.*

Doppelschatten. Ein neues Kapitel der Schattentechnik. Von Dr. K. NORDEN. Mit 12 Abbildungen. Berlin: Union Deutsche Verlagsgesellschaft 1935. Preis: karton. RM 2.—.

Für die moderne Beleuchtungstechnik, die in Arbeitsräumen möglichst günstige Lichtverhältnisse an den einzelnen Arbeitsplätzen erstrebt, ist die Berücksichtigung der noch jungen Schattentechnik eine Notwendigkeit. Über das größere, in demselben Verlag erschienene Werk von Dr. K. NORDEN, Die Grundlagen der Schattentechnik, wurde in dieser Zeitschrift 48, 268 (1934) schon berichtet. Die vorliegende kleinere Arbeit bildet eine wichtige Ergänzung zu dem größeren Werke. Als Doppelschatten bezeichnet der Verfasser solche Schatten, die von 2 Lichtquellen und einem oder auch 2 undurchsichtigen Körpern („Schattenwerfern“) entstehen und sich ganz oder teilweise überdecken. Sind mehr als 2 Lichtquellen vorhanden, so können auch „Mehrfachschatten“ auftreten, indem sich mehrere einfache Schatten ganz oder teilweise überlagern. Für eine einwandfreie Beleuchtung eines Arbeitsplatzes muß nach

der Ansicht NORDENS die Vermeidung solcher Doppel- und Mehrfachschatten eine grundsätzliche Forderung sein. Der Verfasser zeigt, daß diese Forderung stets zu erfüllen ist. Da gewöhnlich der Kopf und die rechte Hand des sitzenden Arbeiters die Schattenwerfer sind, gelangt der Verfasser unter Zugrundelegung normaler, der Anthropologie entnommener Größenverhältnisse des menschlichen Körpers zu gewissen Regeln für die Verteilung der Lichtquellen, welche die Vermeidung der Doppelschatten gewährleisten.

Für jeden modernen Beleuchtungstechniker dürfte die Beherrschung des Inhalts der kleinen Schrift unerlässlich sein. Aber auch dem Physiklehrer muß diese neue Bereicherung der Schattentechnik bekannt werden. *Steindel.*

Physikalisches Denken in der neuen Zeit. Von PASCUAL JORDAN. 59 Seiten. Hamburg: Hanseatische Verlagsanstalt 1935. Preis brosch. RM 2,—.

Das Buch bespricht in 4 Kapiteln die Wandlungen des physikalischen Denkens, die biologischen Perspektiven der neuen Physik, den physikalischen Positivismus und den Wert der Wissenschaft.

Das erste Kapitel stellt in klarer, ausgezeichneter Form die BOHR-HEISENBERGSche Auffassung der Quantenmechanik dar: „Bei atomaren Gebilden, bei denen es keinen objektiven physikalischen Ablauf im gewohnten Sinne gibt, hört auch die gewohnte Kausalität auf; die physikalischen Gesetze nehmen hier die Gestalt statistischer Beziehungen zwischen den Resultaten der Beobachtungsprozesse an.“ Verfasser gibt eine Begründung dieser Auffassung und ein starkes Bekenntnis zu ihr.

Das zweite Kapitel bringt (im Anschluß an den bekannten Aufsatz von NIELS BOHR¹) eine über die vorsichtige Formulierung BOHRs hinausgehende Anwendung der Gedanken des ersten Kapitels auf die Biologie (Verfasser hebt den stark persönlichen Charakter dieses Abschnitts ausdrücklich hervor). Wesentliche These ist, „daß stets in den lebendigen Organismen die zentralen Vorgänge — diejenigen, welche den Organismus und seine Reaktion entscheidend lenken, und in welchen sich das eigentlich Lebendige darstellt — geknüpft sind an atomphysikalische und nicht an makrophysikalische Prozesse.“ Die Bedeutung der BOHRschen Komplementaritätslehre für die Biologie und für das Problem der Willensfreiheit wird vom Verfasser näher auseinandergesetzt. So viel mir bekannt ist, werden allerdings alle derartigen „physikalischen“ Auffassungen des Problems des Lebens von den Biologen selbst durchaus abgelehnt, und man muß bei der Lektüre beachten, daß der Verfasser auf diesem Gebiet als Nichtfachmann spricht.

Im dritten Teil legt der Verfasser dar, daß die Physik allmählich auf ihr früheres Ziel, das „innerliche Verstehen“ der Naturvorgänge und auf ihre Erklärung verzichtet habe und sich mit der „vollständigen und einfachsten Beschreibung“

(KIRCHHOFF) begnüge. Die MAXWELLSche Theorie gibt ein Beispiel. Theorien sind „lediglich gedankliche Hilfsmittel der Registrierung und Ordnung unserer Erfahrungen“. In der Tat hat man die alten Versuche, die Optik auf die Mechanik zurückzuführen, längst aufgegeben; es bleibt aber die Frage, ob man hierin mit dem Verfasser einen erkenntnistheoretischen Rückzug oder etwa (mit v. LAUE¹) lediglich ein Erkennen der Gültigkeitsgrenzen der (ja auch auf Erfahrung zurückgehenden) korpuskularen Mechanik zu erblicken hat.

Auch das letzte Kapitel enthält viele reizvolle Gedanken. So etwa, wenn der Verfasser darauf hinweist, wie an der Gestaltung unseres Weltbildes (auch des wissenschaftlichen) die eigenen Seelenkräfte unserer Kultur aktiven Anteil haben, und wenn er andererseits davor warnt, nationale Stileigentümlichkeiten zu überschätzen („Die Unterschiede deutscher und französischer Mathematik sind nicht wesentlicher als die Unterschiede deutscher und französischer Maschinengewehre“, S. 57). Reizvoll sind die Gedanken auch da, wo sie Widerspruch herausfordern. Ist wirklich die letzte und tiefste Wurzel des Forschungstriebes der Wille zur Macht? Zumal da der Verfasser selbst auf der nächsten Seite sagt: „Aber das Leben der Wissenschaft beruht heute nicht weniger als zu Galileis Zeit auf Leistung und Wirkung von Menschen, die ihre Denkarbeit um ihrer selbst willen treiben.“

Auf jeden Fall ist das Büchlein durchaus anregend, auch da und gerade da, wo es zum Widerspruch reizt, und so möchte ich seine Lektüre warm empfehlen. *E. Lamla.*

Entwicklungsgeschichte der naturwissenschaftlichen Weltanschauung von der griechischen Naturphilosophie bis zur modernen Vererbungslehre. Von ERICH SCHNEIDER. Zweite verbesserte und bedeutend erweiterte Auflage. 346 Seiten, mit 100 Abbildungen im Text und 4 Tafeln. Leipzig: Justus Dörner 1935. Preis geb. RM 6,40.

Das Buch, dessen erste Auflage in kürzester Zeit vergriffen war, will das „Suchen nach Wahrheit“ schildern, und „der Verfasser war bemüht, der Darstellung eine für Laien nicht nur verständliche, sondern auch unterhaltsame Form zu geben“. Das Wort Weltanschauung (statt Weltbild) im Titel ist gewählt, weil „von dem naturwissenschaftlichen Weltbilde gerade die Teile zur Darstellung gelangen, die weltanschaulich von Bedeutung geworden sind“.

Der Inhalt des Buches ist außerordentlich reichhaltig. Der Verfasser führt uns von der Antike über Galilei und Newton zur elastischen und elektromagnetischen Lichttheorie, zur Relativitätstheorie und zur Quantenmechanik, von den Anfängen der Atomistik zur kinetischen Gastheorie und zur Statistik, zum Periodischen System der Elemente und zur Atomzertrümmerung, zu wichtigen Fragestellungen der Astronomie und schließlich der Biologie (Abstammungslehre, Vererbung); kurzum: es werden alle Gebiete

¹ NIELS BOHR, Naturwiss. 21, 245 (1933).

¹ v. LAUE, Naturwiss. 22, 439 (1934).

der Naturwissenschaft besprochen, die für das Weltbild bedeutungsvoll sind. In besonderen Kapiteln behandelt der Verfasser, stets in engem Zusammenhang mit dem Hauptthema, die Begriffe Finalität, Kausalität, Positivismus, Rationalismus, Empirismus, Kritizismus, Materialismus.

Der übergroße Umfang des auf wenig mehr als 300 Seiten behandelten Stoffes macht es verständlich, daß das Buch nicht etwa naturwissenschaftliche Kenntnisse vermitteln will, sondern nur Ergebnisse mitteilt, soweit es nötig ist, daß auch sonst auf Einzelheiten nicht eingegangen werden kann, und daß manches kürzer und weniger in die Tiefe gehend behandelt wird, als man es wünschen möchte. Aber wenn auch aus diesem Grunde manches nicht klar genug hervortritt, manches zum Widerspruch reizt, so ist andererseits vieles auch sehr glücklich formuliert und dargestellt, und als Ganzes ist das Buch durchaus anregend und unterhaltsam. Der Stil ist flüssig, lebendig, anschaulich; die Figuren sind klar und gut.

E. Lamla.

Otto von Guericke, Bürgermeister von Magdeburg, ein deutscher Staatsmann, Denker und Forscher. Von Dr. HANS SCHIMANK. Mit einer Anlage: Stammtafel der Familie GUERICKE, von Dr. ARTHUR R. von VINCENTI. Magdeburger Kultur- und Wirtschaftsleben Nr. 6. Herausgegeben von der Stadt Magdeburg.

Die Lieferung ist der Buchhandlung HEINRICHSHOFEN, Magdeburg, übertragen. Der Verkaufspreis der 80 Seiten und 27 Bildtafeln umfassenden Broschüre beträgt RM 2,—.

Da sich am 11. Mai 1936 zum 250. Male der Todestag OTTO VON GUERICKEs jährte, hat die Stadt Magdeburg im ehrenden Gedenken an einen ihrer größten Söhne in der Schriftenreihe „Magdeburger Kultur- und Wirtschaftsleben“ Folge 6 als Festschrift erscheinen lassen. Es lag nahe, H. SCHIMANK mit der Abfassung der Schrift zu betrauen, der ja unter dem Titel „OTTO VON GUERICKE, Leben und Werk eines deutschen Ingenieurs“, bereits in den Beiträgen zur Geschichte der Technik und Industrie, Jahrbuch des Vereins Deutscher Ingenieure, über denselben Gegenstand berichtet hatte. Unsere Zeitschrift brachte 45, 91 (1932) eine Würdigung dieser Arbeit. Da das vorliegende Heft im wesentlichen denselben Inhalt, nur in ausführlicherer Form, aufweist, sei auf das an der genannten Stelle Gesagte hingewiesen. Von Interesse ist auch der dem Heft beigefügte, von dem Direktor der Magdeburger Stadtbibliothek Dr. VON VINCENTI mit großer Sorgfalt und Mühe aufgestellte Stammbaum der Familie GUERICKE. Aus dieser Stammtafel geht hervor, daß das Geschlecht der GUERICKE bereits 1777 im Mannesstamm erloschen ist.

Die verhältnismäßig kurze Darstellung des Lebens und der Leistungen GUERICKEs in dieser Festschrift erhebt durchaus nicht den Anspruch auf Vollständigkeit. Nur in großen Zügen zeigt sie die ungeheure Vielseitigkeit GUERICKEs auf. Von höchster Bewunderung muß jeder, der den Lebensgang GUERICKEs kennen lernt, erfüllt

werden, wenn er sieht, wie dieser Mann in gleicher Weise die Rechtskunde und das Ingenieurwesen beherrschte. Bei den vielen Missionen, die ihm in der Notzeit des 30jährigen Krieges von seiner Vaterstadt übertragen wurden, hatte er Gelegenheit, seine gründlichen juristischen Kenntnisse und seine Kunst als Diplomat zu zeigen, und bei der Befestigung Magdeburgs, und namentlich bei dem Wiederaufbau Magdeburgs nach der Zerstörung durch Tilly, bewährte er sich als der hervorragende Ingenieur. Unfaßbar aber beinahe erscheint es, daß dieser so vielseitig in Anspruch genommene Geist trotz aller Schicksalsschläge von einem glühenden Verlangen nach tiefster Erkenntnis erfüllt bleibt, das ihn antreibt, auch auf diesem Gebiete mit derselben Energie vorzudringen, mit der er in den vielen Verhandlungen mit Fürsten und Diplomaten für die Interessen Magdeburgs kämpfte. Die alte Frage, die den Ausgang seiner Überlegungen bildete, ob es möglich sei, einen „leeren Raum“ herzustellen, formulierte er als praktischer Ingenieur so: Kann man aus einem vollkommen mit Wasser gefüllten, geschlossenen Raum das Wasser herauspumpen? Seine Versuche bringen die bejahende Antwort und die Aufstellung der Lehre vom Luftdruck, und zwar völlig unabhängig von TORRICELLI, der ja zu demselben Ergebnis gelangte, aber durch wesentlich andere Gedankenverbindungen. Man muß, wenn man die Größe der wissenschaftlichen Leistung GUERICKEs richtig werten will, auch daran denken, daß TORRICELLI der Florentiner Accademia del Cimento angehörte, deren Mitglieder die Möglichkeit der gegenseitigen Aussprache und Anregung hatten, und der die Mittel des Mediceerfürsten zur Verfügung standen. GUERICKE fehlte eine solche Förderung völlig; er stand allein und mußte jede Kleinigkeit selbst ersinnen.

Im Vergleich zu der von GUERICKE aufgestellten Lehre vom Luftdruck und den dazu gehörenden Versuchen tritt das, was er mit Hilfe seiner Schwefelkugel an elektrischen Erscheinungen beobachtete, wesentlich zurück. Es ist ihm ganz gewiß bei diesen Versuchen nicht zum Bewußtsein gekommen, daß er es mit den Anfangsgründen von Naturerscheinungen zu tun hatte, die eines so gewaltigen Ausbaues fähig waren, wie es die Welt erlebt hat.

Das kleine Buch, das mit ausgezeichnetem Bildmaterial ausgestattet ist, fesselt den Leser vom Anfang bis zum Ende.

Steindel.

Der Film in Schule und Hochschule. Die amtlichen Bestimmungen über den Unterrichtsfilm, gesammelt und erläutert von Dr. KURT ZIEBOLD, Ministerialrat im Reichs- und Preussischen Ministerium für Wissenschaft, Erziehung und Volksbildung. Heft 3 der Schriftenreihe der Reichsstelle für den Unterrichtsfilm. 100 Seiten. Stuttgart und Berlin: W. Kohlhammer 1936. Preis RM 1,50.

Lange Zeit hat der Schmalfilm um seine Berechtigung im Schulunterricht gekämpft. Man tat ihn mit dem Bemerken ab: Wenn es in einer

Familie am Notwendigsten fehlt, dann denkt man in erster Linie an die Beschaffung von Brot und nicht von Kompott. — Der Film sei aber für die Schule nicht das Brot, sondern Kompott. Es war schwer, diesen „Kompott“-Standpunkt zu bekämpfen, und so konnte auch auf diesem Gebiet eine Klärung nur durch eine feste Entscheidung erreicht werden, die durch den Ministerialerlaß vom 26. Juni 1934 vorgenommen worden ist. Hierin wird der Unterrichtsfilm als Lehrmittel erklärt, und zwar soll er unmittelbar im Klassenunterricht Verwendung finden. Es wurde im Zusammenhange damit eine Zentralstelle geschaffen — die Reichsstelle für den Unterrichtsfilm in Berlin W 35, Potsdamer Str. 120 —, die im Zusammenwirken mit allen zuständigen, dem Film und der Erziehung dienenden Stellen die deutschen Schulen mit Filmgeräten und Filmen zu versorgen hat.

Über 2 Jahre ist diese Organisation nun vorhanden, und eine große Zahl von Bestimmungen über den Film in Schule und Hochschule sind

inzwischen erlassen worden. In dem vorliegenden Büchlein sind (bis zum Stande vom 15. Juni 1936) alle geltenden amtlichen Bestimmungen über den Unterrichtsfilm zeitlich geordnet zusammengestellt. Darüber hinaus sind aber noch einige Anlagen angefügt worden. So enthält das Heft den Organisationsplan der Reichsstelle für den Unterrichtsfilm, das Verzeichnis der Landesbildstellen und ihrer Leiter (mit Anschriften), die Richtlinien, insbesondere für die Arbeit der Hochschulabteilung der Reichsstelle für den Unterrichtsfilm, Merkblätter für einen Schulschmalfilmbildwerfer, für Schulschmalfilmspulen und -büchsen, für Verdunkelungseinrichtungen und für Projektionsflächen, und ein Verzeichnis der fertigen wie der geplanten Unterrichts- und Hochschulfilme.

Da der Film immer mehr praktische Bedeutung für den Unterricht gewinnt, ist es zu begrüßen, daß eine Zusammenfassung dieser Art erschienen ist, wodurch die Arbeit am Unterrichtsfilm sehr erleichtert wird. *Lips.*

Vereine und Versammlungen.

Berliner Verein zur Förderung des physikalischen Unterrichts.

Bericht über das Jahr 1936
(55. Vereinsjahr).

Den Vorstand bildeten die Herren GIRKE, KLAMROTT und HAASE.

Sitzungen.

21. Januar. Dr. Ing. E. DIERBACH (Lufthansa): Schlechtwetterflug (Blindfliegen, Funkortung, Landung, Funkverkehr).

18. Februar. Gemeinsame Sitzung der Berliner Vereine zur Förderung des mathematischen, physikalischen und biologischen Unterrichts und der Vereinigung der Schulchemiker. Prof. Dr. M. HARTMANN, 2. Direktor des Kaiser Wilhelm Instituts für Biologie: Geschlecht und Geschlechtsbestimmung (Die bipolare Zweigeschlechtlichkeit. Die allgemeine bisexuelle Potenz und die relative Sexualität als Grundlage aller Geschlechtsbestimmung und -Vererbung im Organismenreich.)

21. April. Experimentalvortrag. Dr. F. MOELLER: Die elektrische Resonanz (mit zahlreichen Versuchen am Wechselstromnetz). (Begriffs-erklärung. Experimentelle Schwierigkeiten bei Netzfrequenz. Verluste in Eisenkernspulen. — Entstehung der Spannungsresonanz. Größe der Blindspannung und des Wirkstromes bei Eintritt der Resonanz. Verhältnis der Blindspannung zur Betriebsspannung. Theoretische Höchstgrenze der Blindspannung bzw. des Wirkstromes. Aufnahme von Resonanzkurven. Die Spannungs-

resonanz in Hochfrequenzkreisen. — Entstehung der Stromresonanz. Äußerer Stromkreis und Resonanzstromkreis. Abstimmung im äußeren Stromkreis. Bedingung für Abstimmung im Resonanzkreis ist ein äußerer Widerstand. Verhältnis des äußeren Widerstandes zum Blindwiderstand des Resonanzkreises. Der Verlustwiderstand im Resonanzkreis. Höchstgrenze des Resonanzstromes. — Siebkreise. — Die Röhre erregt ihren Schwingungskreis nach den Gesetzen der Stromresonanz.)

12. Mai. Experimentalvortrag. HORST WINKLER (bei der Reichsluftfahrtführung): Der Flugmodellbau als Grundlage der Fluglehre.

15. September. Vortrag mit Demonstrationen. Kapitän a. D. WENDT (Askania-Werke A.-G.): Flugnavigation und Fluggeräte.

27. Oktober und 10. November. Besuch der Werkstätten der Askania-Werke in Mariendorf.

17. November. Gemeinsame Sitzung des Vereins zur Förderung des physikalischen Unterrichts und der Vereinigung der Schulchemiker. Vortrag mit Lichtbildern. Dr. phil. habil. ERICH THILO, Dozent für Chemie an der Universität Berlin: Künstlich erzeugte Elemente¹.

1. Dezember. Experimentalvortrag. Oberstudienrat Dr. W. VOLKMANN: Elektrische Versuche mit einfachen Hilfsmitteln. Einführungsversuche über Wechselstrom. *R. Girke.*

¹ Vgl. den Bericht in dem vorliegenden Heft, S. 69.