3. Geringe Mengen Sauerstoff in einem anderen Gase steigern die kathodische Zerstäubung nicht abnorm, wie die eines glühenden Drahtes.

4. Bei Anwendung von Induktionsstrom ist die Zerstäubung nicht gleichmäßig auf der ganzen Oberfläche einer kreisrunden Kathode.

5. Bei regelmäßiger Entladung wurde nur eine Art größerer Druckänderung, nämlich Abnahme, beobachtet. Sie ist bei den edlen Metallen durch Bildung von Verbindungen zwischen dem Gas (Sauerstoff und Stickstoff) und dem zerstäubten Metall verursacht. Bei unedlen Metallen erfolgt Bindung von Gas teilweise durch die Kathode selbst.

Eintritt bestimmter „Nebenreaktionen“ kann neben anderen Störungen auch eine Drucksteigerung veranlassen.

6. Die Reihenfolge der Metalle nach ihrer Zerstäubbarkeit ist in allen Gasen die gleiche. Die Gewichtsverluste der Kathoden stehen unter gleichen Bedingungen im Verhältnis der Äquivalentgewichte.

7. Die Reihenfolge der Gase nach ihrer Fähigkeit, die Kathode anzugreifen, ist bei allen Metallen die gleiche; sie ist die der Atomgewichte der Gase.

(Eingegangen: 19. März.)

ELEMENTARE THEORIE DER BROWNSCHEN¹⁾ BEWEGUNG.

Von Dr. A. Einstein.

Herr Professor R. Lorenz machte mich gesprächsweise darauf aufmerksam, daß eine elementare Theorie der Brownschen Bewegung manchem Chemiker willkommen wäre. Seiner Aufforderung folgend, gebe ich in nachfolgendem eine einfache Theorie dieses Phänomens. Der mitzuteilende Gedankengang ist kurz folgender. Zunächst untersuchen wir, wie der Diffusionsvorgang in einer nicht dissoziierten verdünnten Lösung von der Verteilung des osmotischen Druckes in der Lösung und von der Beweglichkeit des gelösten Stoffes gegenüber dem Lösungsmittel abhängt. Wir erhalten so für den Fall, daß ein Molekül des gelösten Stoffes groß ist gegenüber einem Molekül des Lösungsmittels, einen Ausdruck für den Diffusionskoeffizienten, in welchem keine von der Natur der Lösung abhängige Größen auftreten, außer der Zähigkeit des Lösungsmittels und dem Durchmesser der gelösten Moleküle.

Hierauf führen wir den Diffusionsvorgang auf die ungeordneten Bewegungen der gelösten Moleküle zurück und finden, wie die mittlere Größe dieser ungeordneten Bewegungen der gelösten Moleküle aus dem Diffusionskoeffizienten, also nach dem vorher erwähnten Ergebnis aus der Zähigkeit des Lösungsmittels und der Größe der gelösten Moleküle, berechnet werden kann. Das so ermittelte Resultat gilt dann nicht nur für eigentliche gelöste Moleküle, sondern auch für beliebige, in der Flüssigkeit suspendierte kleine Körperchen.

§ 1. Diffusion und osmotischer Druck.

Das zylindrische Gefäß *Z* (Fig. 93) sei gefüllt mit einer verdünnten Lösung. Der Innen-

raum von *Z* werde durch den, eine semipermeable Wand bildenden, beweglichen Kolben *K* in zwei Teile *A* und *B* geteilt. Ist die Konzentration der Lösung in *A* größer als in *B*, so muss man eine äussere, nach links gerichtete Kraft auf den Kolben ausüben, um ihn im Gleichgewicht zu erhalten, und zwar ist diese Kraft gleich der Differenz der beiden osmotischen Drucke, welche die gelöste Substanz von links bzw. von rechts her auf den Kolben

Fig. 93.

ausübt. Läßt man jene äußere Kraft nicht auf den Kolben wirken, so verschiebt er sich unter dem Einflusse des von der in *A* befindlichen Lösung ausgeübten stärkeren osmotischen Druckes so lange nach rechts, bis die Konzentration in *A* und *B* nicht mehr verschieden ist. Aus dieser Betrachtung geht hervor, daß es die osmotischen Druckkräfte sind, welche bei der Diffusion den Ausgleich der Konzentrationen bedingen; denn wir können eben eine Diffusion, d. h. einen Ausgleich der Konzentrationen, dadurch verhindern, daß wir die osmotischen Differenzen, welche den Konzentrationsverschiedenheiten entsprechen, durch äußere, auf semipermeable Wände wirkende Kräfte ausgleichen. Daß der osmotische Druck als bewegende Kraft bei Diffusionsvorgängen aufgefaßt werden kann, ist längst bekannt. Nernst hat bekanntlich hierauf seine Untersuchung über den Zusammenhang zwischen Ionenbeweglich-

¹⁾ Man versteht unter Brownscher Bewegung jene ungeordnete Bewegung, welche mikroskopisch kleine, in Flüssigkeit suspendierte Teilchen ausführen. Vergl. z. B. The Svedberg, *Z. f. Elektroch.* **12**, 47 u. 51 (1906).

keit, Diffusionskoeffizient und EMK bei Konzentrationselementen gegründet.

Im Innern des Zylinders Z (Fig. 94), dessen Querschnitt = 1 sei, finde ein Diffusionsvorgang längs der Zylinderachse statt. Wir fragen zunächst nach den osmotischen Kräften, welche die Diffusionsbewegung der zwischen den unendlich nahen Ebenen E und E' befindlichen gelösten Substanz bewirken. Von links wirkt auf die Grenzfläche E der Lamelle die osmotische Druckkraft p , von rechts auf die Grenzfläche E' die Kraft p' ; die Resultierende der Druckkräfte ist also

$$p - p'.$$

Wir wollen nun die Entfernung der Fläche E vom linken Gefäßende mit x , die Entfernung der Fläche E' von jenem Gefäßende mit $x + dx$ bezeichnen; es ist dann dx zugleich das Volumen der betrachteten Flüssigkeitslamelle. Da $p - p'$ die osmotische Kraft ist, welche auf das Volumen dx gelöster Substanz wirkt, so ist

$$K = \frac{p - p'}{dx} = - \frac{p' - p}{dx} = - \frac{dp}{dx}$$

Fig. 94.

die osmotische Kraft, welche auf die in der Volumeneinheit befindliche gelöste Substanz wirkt. Da ferner der osmotische Druck durch die Gleichung

$$p = RT\nu$$

gegeben ist, wobei R die Konstante der Gasgleichung ($8,31 \cdot 10^7$), T die absolute Temperatur und ν die Anzahl gelöster Grammoleküle pro Volumeneinheit bedeutet, erhalten wir schließlich für die auf die gelöste Substanz pro Volumeneinheit wirkende osmotische Kraft K den Ausdruck

$$K = - RT \frac{d\nu}{dx} \quad (1)$$

Um nun die Diffusionsbewegungen berechnen zu können, welche diese bewegenden Kräfte zu erzeugen vermögen, muß man noch wissen, einen wie großen Widerstand das Lösungsmittel einer Bewegung der gelösten Substanz entgegengesetzt. Wirkt auf ein Molekül eine bewegende Kraft k , so wird diese dem Molekül eine proportionale Geschwindigkeit v verleihen, gemäß der Gleichung

$$v = \frac{k}{\Re} \quad (2)$$

wobei $\Re$ eine Konstante bedeutet, welche wir den Reibungswiderstand des Moleküls nennen wollen. Dieser Reibungswiderstand ist im allgemeinen nicht theoretisch ermittelbar. Wenn aber das gelöste Molekül angenähert als eine Kugel aufgefaßt werden darf, welche groß ist gegenüber einem Molekül des Lösungsmittels, so werden wir den Reibungswiderstand des gelösten Moleküls nach den Methoden der gewöhnlichen Hydrodynamik ermitteln dürfen, welche der molekularen Konstitution der Flüssigkeit nicht Rechnung trägt. Innerhalb des Gültigkeitsbereiches der gewöhnlichen Hydrodynamik gilt nun für eine in einer Flüssigkeit bewegte Kugel die Gleichung (2), wobei gesetzt ist

$$\Re = 6\pi\eta\rho \quad (3)$$

Dabei bedeutet η den Viskositätskoeffizienten (Zähigkeit) der Flüssigkeit, ρ den Radius der Kugel. Falls man annehmen darf, daß die Moleküle einer gelösten Substanz annähernd kugelförmig und groß gegenüber den Molekülen des Lösungsmittels seien, darf Gleichung (3) auf die einzelnen gelösten Moleküle angewendet werden.

Wir können nun die durch einen Querschnitt des Zylinders pro Zeiteinheit diffundierende Menge gelöster Substanz berechnen. In der Volumeneinheit sind ν Grammoleküle, also νN wirkliche Moleküle vorhanden, wobei N die Anzahl der wirklichen Moleküle in einem Grammolekül bedeutet. Verteilt sich eine Kraft K auf diese νN in der Volumeneinheit enthaltenen Moleküle, so wird sie diesen eine νN mal kleinere Geschwindigkeit erteilen, als sie einem einzigen Molekül zu erteilen imstande wäre, wenn sie nur auf dieses wirkte. Man erhält daher mit Rücksicht auf Gleichung (2) für die Geschwindigkeit v , welche die Kraft K den νN Molekülen zu erteilen vermag, den Ausdruck

$$v = \frac{1}{\nu N} \cdot \frac{K}{\Re}$$

Im vorliegenden Falle ist K gleich der auf die νN Moleküle der Volumeneinheit wirkenden, oben berechneten osmotischen Kraft, so daß wir hieraus unter Benutzung von Gleichung (1) erhalten:

$$v\nu = - \frac{RT}{N} \cdot \frac{1}{\Re} \cdot \frac{d\nu}{dx} \quad (4)$$

Auf der linken Seite steht das Produkt aus der Konzentration ν der gelösten Substanz und der Geschwindigkeit, mit welcher die gelöste Substanz durch den Prozeß der Diffusion fortbewegt wird. Dies Produkt stellt also die pro Sekunde durch Diffusion durch die Querschnittseinheit hindurchtransportierte Menge gelöster Substanz (in Grammolekülen) dar. Der Faktor von $\frac{d\nu}{dx}$ auf der rechten Seite dieser Gleichung

ist daher¹⁾ nichts anderes als der Diffusionskoeffizient D der betrachteten Lösung. Man hat also allgemein

$$D = \frac{RT}{N} \cdot \frac{1}{\eta} \quad \dots \quad (5)$$

und, falls die diffundierenden Moleküle als kugelförmig und als groß gegenüber den Molekülen des Lösungsmittels aufgefaßt werden dürfen, nach Gleichung (3):

$$D = \frac{RT}{N} \cdot \frac{1}{6\pi\eta\varrho} \quad \dots \quad (5a)$$

In dem letzteren Falle hängt also der Diffusionskoeffizient von keiner andern für die betrachteten Substanzen charakteristischen Konstanten ab, als von der Viskosität η des Lösungsmittels und vom Radius ϱ des Moleküls²⁾.

§ 2. Diffusion und ungeordnete Bewegung der Moleküle.

Die Molekulartheorie der Wärme eröffnet noch einen zweiten Gesichtspunkt, von welchem aus der Vorgang der Diffusion betrachtet werden kann. Der unregelmäßige Bewegungsprozeß, als welchen wir den Wärmeinhalt einer Substanz aufzufassen haben, wird bewirken, daß die einzelnen Moleküle einer Flüssigkeit in denkbar unregelmäßigster Weise ihren Ort ändern. Dieses gewissermaßen planlose Umherirren der Moleküle gelöster Substanz in einer Lösung wird zur Folge haben, daß eine anfängliche ungleichmäßige Konzentrationsverteilung der gelösten Substanz allmählich einer gleichmäßigen Platz machen wird.

Wir betrachten nun diesen Vorgang etwas eingehender, indem wir uns wieder auf den in § 1 betrachteten Fall beschränken, daß lediglich die Diffusion in einer Richtung, nämlich in Richtung der Achse (x -Achse) des Zylinders Z ins Auge zu fassen ist. Wir wollen uns vorstellen, daß wir zu einer bestimmten Zeit t die x -Koordinaten sämtlicher gelöster Moleküle kennen und ebenso zur Zeit $t + \tau$, wobei τ ein so kurzes Zeitintervall bedeutet, daß sich die Konzentrationsverhältnisse unserer Lösung während desselben nur sehr wenig ändern. Während dieser Zeit τ wird die x -Koordinate des ersten gelösten Moleküls sich durch die unregelmäßige

Wärmebewegung um eine gewisse Größe Δ_1 ändern, die des zweiten um Δ_2 usw. Diese Verschiebungen Δ_1, Δ_2 usw. werden zum Teil negativ (nach links gerichtet) zum Teil positiv (nach rechts gerichtet) sein. Ferner wird die Größe dieser Verschiebungen bei den einzelnen Molekülen eine verschiedene sein. Aber da wir, wie oben, eine verdünnte Lösung voraussetzen, ist diese Verschiebung nur durch das umgebende Lösungsmittel nicht aber in merklichem Grade durch die übrigen gelösten Moleküle bedingt; deshalb werden diese Verschiebungen Δ in verschiedenen konzentrierten Teilen der Lösung im Mittel gleich groß ebenso oft positiv wie negativ sein.

Wir wollen nun sehen, wie groß die durch die Querschnittseinheit unserer Lösung in der Zeit τ hindurchdiffundierende Substanzmenge anfällt, wenn die Größe der Verschiebungen Δ im Sinne der Zylinderachse bekannt ist, welche

Fig. 95.

die gelösten Moleküle im Durchschnitt erfahren. Um diese Betrachtung zu vereinfachen, rechnen wir nun so, wie wenn alle Moleküle eine gleich große Verschiebung Δ erfahren würden, und zwar die eine Hälfte der Moleküle die Verschiebung $+\Delta$ (d. h. nach rechts), die andere Hälfte die Verschiebung $-\Delta$ (d. h. nach links). Wir ersetzen also die einzelnen Verschiebungen Δ_1, Δ_2 usw. durch deren Mittelwert Δ .

Durch die Ebene E unseres Zylinders (Fig. 95) werden nach unserer vereinfachenden Annahme während der Zeit τ nur solche gelöste Moleküle von links nach rechts hindurchtreten können, welche sich vor Ablauf von τ links von E und in einem Abstand von E befinden, welcher kleiner ist als Δ . Diese Moleküle befinden sich alle zwischen den Ebenen Q_1 und E (Fig. 95). Weil aber von diesen Molekülen nur die Hälfte die Verschiebung $+\Delta$ erfahren, so passieren von ihnen auch nur die Hälfte die Ebene E . Die Hälfte der zwischen Q_1 und E befindlichen gelösten Substanz ist aber, in Grammolekülen ausgedrückt, gleich

$$\frac{1}{2} v_1 \Delta,$$

1) Es ist zu bemerken, daß der numerische Wert des Diffusionskoeffizienten von der Einheit für die Konzentration unabhängig ist.

2) Diese Gleichung erlaubt, aus dem Diffusionskoeffizienten den Radius (großer) Moleküle angenähert zu ermitteln, falls der Diffusionskoeffizient bekannt ist; denn es ist

$$\varrho = \frac{RT}{6\pi N\eta} \cdot \frac{1}{D},$$

wobei $R = 8,31 \cdot 10^7$, $N = 6 \cdot 10^{23}$ zu setzen ist. Dem Wert von N haftet allerdings noch eine Unsicherheit von etwa 50% an. Für die Ermittlung der ungefähren Größe der Moleküle in kolloidalen Lösungen dürfte diese Beziehung von Bedeutung sein.

wobei v_1 die mittlere Konzentration im Volumen $Q_1 E$, d. h. die Konzentration in der Mittelebene M_1 ist. Denn Δ ist, da der Querschnitt $= 1$ ist, das zwischen Q_1 und E befindliche Volumen, welches, multipliziert mit der mittleren Konzentration, die in diesem Volumen befindliche gelöste Substanz in Grammmolekülen ergibt.

Durch eine analoge Betrachtung ergibt sich, daß die von rechts nach links in der Zeit τ durch E hindurchtretende Menge gelöster Substanz gleich

$$\frac{1}{2} v_2 \Delta$$

ist, wobei v_2 die Konzentration in der Mittelebene M_2 bedeutet. Die während τ durch E von links nach rechts diffundierende Substanzmenge ist nun offenbar gleich der Differenz dieser beiden Werte, also gleich

$$\frac{1}{2} \Delta (v_1 - v_2) \quad (6)$$

v_1 und v_2 sind die Konzentrationen in zwei Querschnitten, welche den sehr kleinen Abstand Δ haben. Bezeichnet man wieder den Abstand eines Querschnittes vom linken Zylinderende mit x , so ist nach der Definition des Differentialquotienten

$$\frac{v_2 - v_1}{\Delta} = \frac{dv}{dx},$$

folglich

$$v_1 - v_2 = -\Delta \frac{dv}{dx},$$

so daß die während τ durch E diffundierte Substanzmenge auch gleich ist:

$$-\frac{1}{2} \Delta^2 \frac{dv}{dx} \quad (6a)$$

Die in der Zeiteinheit durch E diffundierende, in Grammmolekülen ausgedrückte Substanzmenge ist also gleich

$$-\frac{1}{2} \frac{\Delta^2}{\tau} \frac{dv}{dx}.$$

Wir haben damit einen zweiten Wert für den Diffusionskoeffizienten D gewonnen. Es ist

$$D = \frac{1}{2} \frac{\Delta^2}{\tau} \quad (7)$$

wobei Δ die im Mittel¹⁾ von einem gelösten Molekül während der Zeit τ , im Sinne der x -Achse zurückgelegte Wegstrecke bedeutet.

Löst man (7) nach Δ auf, so erhält man:

$$\Delta = \sqrt{2D\tau} \quad (7a)$$

1) Genauer genommen, ist Δ gleich der Wurzel aus dem Mittel der Quadrate der Einzelverschiebungen Δ_1^2, Δ_2^2 usw. Wir sollten deshalb statt Δ genauer $\sqrt{\Delta^2}$ schreiben.

§ 3. Bewegung der einzelnen Moleküle. Brownsche Bewegung.

Setzen wir die in den Gleichungen (5) und (7) für den Diffusionskoeffizienten gegebenen Werte einander gleich, so erhalten wir durch Auflösen nach Δ :

$$\Delta = \sqrt{\frac{2RT}{N\mathfrak{H}}} \sqrt{\tau} \quad (8)$$

Aus dieser Formel sehen wir, daß der von einem Molekül im Mittel zurückgelegte Weg nicht proportional der Zeit ist¹⁾, sondern proportional der Quadratwurzel aus der Zeit. Es liegt dies daran, daß sich die in zwei aufeinanderfolgenden Zeiteinheiten zurückgelegten Wege nicht stets addieren, sondern ebenso häufig subtrahieren werden. Man kann die infolge der unregelmäßigen Molekularbewegung im Mittel eintretende Verschiebung des Moleküls vermöge Gleichung (7a) aus dem Diffusionskoeffizienten, vermöge Gleichung (8) aus der Widerstandskraft $\mathfrak{H}$ berechnen, welche sich einer erzwungenen, mit der Geschwindigkeit $v = 1$ erfolgenden Bewegung entgegenstellt.

Für den Fall, daß das gelöste Molekül groß gegen das Molekül des Lösungsmittels und kugelförmig ist, läßt sich in Gleichung (8) für $\mathfrak{H}$ der in Gleichung (3) angegebene Wert einsetzen, so daß man erhält:

$$\Delta = \sqrt{\frac{RT}{N} \cdot \frac{1}{3\pi\eta\rho}} \cdot \sqrt{\tau} \quad (8a)$$

Diese Gleichung erlaubt das Verschiebungsmittel²⁾ Δ zu berechnen, aus der Temperatur T , der Zähigkeit des Lösungsmittels η und dem Molekülradius ρ .

Nach der molekularkinetischen Auffassung existiert nun kein prinzipieller Unterschied zwischen einem gelösten Molekül und einem suspendierten Körperchen. Wir werden daher die Gleichung (8a) auch dann für gültig zu halten haben, wenn es sich um irgendwelche suspendierten kugelförmigen Teilchen handelt.

Wir berechnen den Weg Δ , welchen ein Teilchen von 1 Mikron Durchmesser in Wasser in 1 Sekunde in einer bestimmten Richtung bei Zimmertemperatur durchschnittlich zurücklegt. Es ist zu setzen:

$$\begin{aligned} R &= 8,31 \cdot 10^7, & \eta &= 0,0135, \\ T &= 290, & \rho &= 0,5 \cdot 10^{-4}, \\ N &= 6 \cdot 10^{23}, & \tau &= 1. \end{aligned}$$

Man erhält:

$$\Delta = 0,8 \cdot 10^{-4} \text{ cm} = 0,8 \text{ Mikron.}$$

Diese Zahl ist wegen der geringen Genauigkeit, mit welcher N bekannt ist, noch mit einer Unsicherheit von etwa $\pm 25\%$ behaftet.

1) Vergl. A. Einstein, Z. f. Elektroch. 6 (1907).

2) Genauer genommen die Wurzel aus dem Mittelwert von Δ^2 .

Es ist von Interesse, die eben berechnete mittlere Eigenbewegung mikroskopischer Teilchen mit derjenigen gelöster Moleküle bzw. Ionen zu vergleichen. Für eine nicht dissoziierte gelöste Substanz, deren Diffusionskoeffizient bekannt ist, können wir Δ auf Gleichung (7 a) berechnen. Für Zucker ist bei Zimmertemperatur

$D = \frac{0,33}{24 \cdot 60 \cdot 60}$. Hieraus berechnet man aus Gleichung (7 a) für $\tau = 1$:

$$\Delta = 27,6 \text{ Mikron}$$

Aus der Zahl N und dem Molekularvolumen des festen Zuckers kann man schließen, daß der Durchmesser eines Zuckermoleküls von der Größenordnung eines tausendstel Mikron, also etwa tausendmal kleiner ist, als der Durchmesser des vorher betrachteten suspendierten Teilchens. Nach der Gleichung (8 a) ist daher zu erwarten, daß Δ bei Zucker etwa $\sqrt{1000}$ mal größer sei, als bei dem Teilchen von 1 Mikron Durchmesser. Dies ist nun, wie man sieht, wirklich angenähert richtig.

Für Ionen können wir aus ihrer Wanderungsgeschwindigkeit l aus der Gleichung (8) bestimmen. l ist gleich der Elektrizitätsmenge in Coulomb, welche bei der Konzentration $v = 1$ des betreffenden Ions und dem Spannungsfälle 1 Volt pro Zentimeter durch 1 qcm in 1 Sekunde hindurch ginge. Bei diesem gedachten Vorgang ist die Geschwindigkeit v der Ionenbewegung (in Zentimeter/Sekunde) offenbar durch die Gleichung bestimmt:

$$l = v \cdot 96000.$$

Da ferner 1 Volt 10^8 elektromagnetische Einheiten enthält, und die Ladung eines (einwertigen) Ions gleich $\frac{9600}{N}$ elektromagnetischen Einheiten ist, so ist die bei dem gedachten Vorgang auf ein Ion wirkende Kraft k :

$$k = \frac{10^8 \cdot 9600}{N}.$$

Setzt man diesen Wert von k und den aus der vorhin gefundenen Gleichung sich ergebenden Wert von v :

$$v = \frac{l}{96000}$$

in die Gleichung (2) ein, so erhält man:

$$\Re = \frac{k}{v} = \frac{10^8 \cdot 9600 \cdot 96000}{l \cdot N}.$$

Diese Formel gilt bei der üblichen Definition von l auch für mehrwertige Ionen. Durch Einsetzen dieses Wertes für $\Re$ in die Gleichung (8) erhält man:

$$\Delta = 4,25 \cdot 10^{-5} \sqrt{l T \tau}.$$

Die Formel ergibt für Zimmertemperatur und $\tau = 1$:

Bezeichnung des Ions	l	Δ in Mikron
H	300	125
K	65	58
Düsoamylammoniumion $C_{10}H_{24}N$	24	35

(Eingegangen: 1. April.)

ZUR ELEKTROANALYSE.

Von A. Classen.

Die Frage, ob die einfachen Salzlösungen die einfachsten und zuverlässigsten Elektrolyte für die Elektroanalyse bilden, kann nur durch die Erfahrung entschieden werden; sie wird durch weitere Diskussion mit Herrn Foerster nicht geklärt werden. Es ist daran zu erinnern, daß die einfachen Salzlösungen von jeher in der Elektroanalyse angewandt worden sind, daß aber erst infolge der Anwendung komplexer Salzlösungen die Elektroanalyse die heutige Bedeutung erlangen konnte. Wenn es Herrn Foerster auch gelungen ist, die Benutzung saurer oder alkalischer Sulfatlösungen auszu-

dehnen, so fällt dies vorerst nicht in die Wagschale. Im übrigen werde ich der erste sein, welcher Herrn Foerster Bewunderung zollen wird, falls es ihm gelingen sollte, die komplexen Verbindungen entbehrlich zu machen. Bis dahin werden dieselben aber nach wie vor dem Chemiker gute Dienste leisten.

Was die übrigen Ausführungen des Herrn Foerster anlangt, so überlasse ich es dem Urteil der Leser dieser Zeitschrift, ob die Bezeichnung „Wettbewerb“ für einen großen Fortschritt in der Elektroanalyse eine glückliche war.

Aachen, 18. April 1908.

PATENTLITERATUR.

AUSZÜGE AUS DEUTSCHEN PATENTSCHRIFTEN.

G. Thiele. **Edelmetallelektrode** für elektrolytische Zwecke, die durch Edelmetalldrähte an eine mit Hartgummi oder einem anderen unangreifbaren Materialisolierten Zuleitung

oder als Zuleitung dienende andere Elektrode entgegengesetzter Polarität angeschlossen ist. D. R. P. 186453, vom 20. 1. 06. Bei den Elektroden aus Platindrahtnetz oder aus Platin-