

quand l'intervalle $a \leq x < b$ parcourt la suite considérée. Nous avons également, en vertu de la seconde condition (4),

$$\frac{R}{\sqrt{r}} \rightarrow 0.$$

La fonction $q(x)$ est donc répartie uniformément pour le module 1 dans les intervalles $g \leq x < b$, de telle sorte qu'on a

$$\frac{A_9(g, b)}{b-g} \rightarrow (\beta-a)-2\delta, \quad \frac{A_{10}(g, b)}{b-g} \rightarrow (\beta-a)+2\delta. \quad (16)$$

De (13), (12) et (16) suit alors qu'on a

$$\lim. \sup. \frac{A_2(a, b)}{b-a} \equiv (\beta-a)+2\delta, \quad \lim. \inf. \frac{A_2(a, b)}{b-a} \equiv (\beta-a)-2\delta.$$

Il est donc ainsi démontré qu'on a

$$\frac{A_2(a, b)}{b-a} \rightarrow \beta-a.$$

Chemistry. — *Strömungspotentiale und Oberflächenleitfähigkeit. II.*
Von A. J. RUTGERS und ED. VERLENDE. (Mitteilung aus dem physikalisch-chemischen Laboratorium der Reichsuniversität Gent, Belgien). (Communicated by Prof. H. R. KRUYT).

(Communicated at the meeting of December 17, 1938.)

ZUSAMMENFASSUNG.

Es wird der elektrostatische Potentialverlauf in einer Flüssigkeit an einer ebenen hochgeladenen Wand ($\epsilon \psi \gg k T$) theoretisch behandelt und dabei die Annahme gemacht, dass im ganzen Konzentrationsgebiet l , die Ladung der diffusen Schicht, konstant bleibt; auf diese Weise ist es möglich, ζ als Funktion der Konzentration zu berechnen; es ergibt sich, dass die $\zeta - \log c$ -Kurve eine Gerade ist, deren Neigung 58 mV. beträgt; weiter, dass die "Dicke" der diffusen Schicht nur schwach von der Konzentration abhängig ist.

Die Vergleichung mit der Erfahrung fällt befriedigend aus; die experimentelle $\zeta - \log c$ -Kurve ist nahezu eine Gerade; ihre Neigung beträgt 54 mV. Für die Ladung/cm² der diffusen Schicht l wird 1740 e.s.e./cm² gefunden; die Kapazität der diffusen Doppelschicht bei $c = 0,8 \cdot 10^{-4}$ Mol/L beträgt 4,25 μ F/cm²; dem entspricht eine "Dicke" $d = 1,7 \cdot 10^{-6}$ cm.

Für die Erklärung der experimentellen Oberflächenleitfähigkeit reicht die Ladungsdichte von 1740 e.s.e./cm² nicht aus; dazu braucht man mindestens 50.000—150.000 e.s.e./cm².

§ 1. Mit Hilfe der HELMHOLTZ—SMOLUCHOWSKISCHEN Gleichung

$$\zeta = \frac{4\pi\eta}{D} \sigma \frac{E}{P} \dots \dots \dots (1)$$

ist es möglich, aus Messungen des Strömungspotentiales E das elektrokinetische Potential ζ zu bestimmen; die so von verschiedenen Forschern¹⁾ erhaltenen ζ -Werte zeigten in ihrer Konzentrationsabhängigkeit oft einen Anstieg bei kleinen Konzentrationen; diesen Anstieg haben wir in einer vorigen Abhandlung²⁾ als eine Folge der Nichtberücksichtigung des Umstandes gedeutet, dass σ in der Gl. (1) nicht die Leitfähigkeit der untersuchten Flüssigkeit, sondern die Leitfähigkeit *dieser Flüssigkeit in der Kapillare* bedeutet, dass also die Oberflächenleitfähigkeit mitberücksichtigt werden muss. Zu unserem Bedauern haben wir dabei übersehen, dass BIKERMAN³⁾ schon vor uns in einer theoretischen Arbeit diesen Anstieg der ζ - c -Kurve in genau derselben Weise gedeutet hatte.

¹⁾ H. R. KRUYT, Proc. Kon. Akad. v. Wetensch., Amsterdam, **17**, 615 (1914); **19**, 1021 (1917).

H. FREUNDLICH und G. ETTISCH, Z. phys. Ch. **116**, 401 (1925).

²⁾ A. J. RUTGERS, ED. VERLENDE und MA. MOORKENS, Proc. Kon. Ned. Akad. v. Wetensch., Amsterdam, **41**, 763 (1938).

³⁾ J. J. BIKERMAN, Koll. Zeitschr., **72**, 100 (1935).

Durch Messungen an drei Kapillaren aus Jenaglas 16^{III} von verschiedenen Radien haben wir versucht, die Richtigkeit dieses Erklärungsversuches zu beweisen; das Resultat war in Uebereinstimmung mit der Erwartung; weiter zeigte sich, dass der „wahre“ ζ -Wert für reines Wasser sich als mehr als 225 mV. ergab, während Messungen an engen Kapillaren auf einen scheinbaren ζ -Wert von 75 mV. führten.

Wir wollen jetzt versuchen, die für KCl-Lösungen erhaltene ζ -c-Kurve theoretisch zu erfassen.

§ 2. Die Zusammenfassung der POISSONSchen und BOLTZMANNschen Gleichungen

$$\frac{d^2 \psi}{dx^2} = -\frac{4 \pi n_0 \varepsilon}{D} \left[e^{-\frac{\varepsilon \psi}{kT}} - e^{\frac{\varepsilon \psi}{kT}} \right] \dots \dots \dots (2)$$

ergibt bei einmaliger Integration:

$$\left(\frac{d\psi}{dx} \right)^2 + C_1 = \frac{8 \pi n_0 kT}{D} \left[e^{\frac{\varepsilon \psi}{kT}} + e^{-\frac{\varepsilon \psi}{kT}} \right].$$

Für $x = \infty$, gilt: $\psi = 0$; $\frac{d\psi}{dx} = 0$; also:

$$C_1 = \frac{8 \pi n_0 kT}{D} 2$$

$$\left(\frac{d\psi}{dx} \right)^2 = \frac{8 \pi n_0 kT}{D} \left[e^{\frac{\varepsilon \psi}{kT}} + e^{-\frac{\varepsilon \psi}{kT}} - 2 \right] \dots \dots \dots (3)$$

Wurzelziehen und Wahl des negativen Vorzeichens der Wurzel ergibt:

$$\frac{d\psi}{dx} = -\sqrt{\frac{8 \pi n_0 kT}{D} \left[e^{\frac{\varepsilon \psi}{kT}} - e^{-\frac{\varepsilon \psi}{kT}} \right]} = -\sqrt{\frac{32 \pi n_0 kT}{D}} \operatorname{sh} \frac{\varepsilon \psi}{2kT} \dots (4)$$

Nun ist;

$$\int \frac{da}{\operatorname{sh} a} = \ln \operatorname{th} \frac{a}{2} + C' = \ln \frac{e^a - 1}{e^a + 1} + C'$$

Also:

$$\ln \frac{e^{\frac{\varepsilon \psi}{kT}} - 1}{e^{\frac{\varepsilon \psi}{kT}} + 1} + C' = -\sqrt{\frac{8 \pi n_0 \varepsilon^2}{DkT}} \cdot x = -\kappa x \dots \dots \dots (5)$$

wo

$$\kappa = \sqrt{\frac{8 \pi n_0 \varepsilon^2}{DkT}} \dots \dots \dots (6)$$

$\frac{1}{\kappa}$ ist im Falle, dass $\frac{\varepsilon \psi}{kT} \ll 1$, die bekannte „Dicke“ der diffusen Schicht;

für den uns hier interessierenden Fall, wo $\frac{\varepsilon \psi}{kT} \gg 1$, hat $\frac{1}{\kappa}$ keine anschauliche Bedeutung; wohl aber können wir auch hier eine „Dicke“ der diffusen Schicht berechnen.

Aus der Gl. (5) folgt:

$$\frac{e^{\frac{\varepsilon \psi}{2kT}} - 1}{e^{\frac{\varepsilon \psi}{2kT}} + 1} = C e^{-\kappa x} \dots \dots \dots (7)$$

Oder:

$$\frac{\varepsilon \psi}{2kT} = \ln \frac{1 + C e^{-\kappa x}}{1 - C e^{-\kappa x}} \dots \dots \dots (8)$$

Die Konstante C ist für eine gegebene Konzentration konstant, für verschiedene Konzentrationen verschieden.

Für $x = 0$ sei $\psi = \psi_0$:

$$\frac{\varepsilon \psi_0}{2kT} = \ln \frac{1 + C}{1 - C} \dots \dots \dots (8a)$$

Also:

$$C = \frac{e^{\frac{\varepsilon \psi_0}{2kT}} - 1}{e^{\frac{\varepsilon \psi_0}{2kT}} + 1} \dots \dots \dots (9)$$

Durch die Gleichungen (8), (9) und (6) ist ψ vollständig bestimmt. Unser Endresultat ist in völliger Uebereinstimmung mit der Gl. (9) von GOUY⁴⁾, der dasselbe Problem in etwas verschiedener Weise behandelt hat.

Wir wollen nun durch eine physikalische Annahme die „Konstante“ C als Funktion der Konzentration festlegen. Die Ebene $x = 0$ sei die Ebene, wo die Flüssigkeit eben anfängt, zu bewegen. Jetzt gilt:

$$\zeta = \psi(x = 0) = \psi_0 \dots \dots \dots (10)$$

wo wir mit ζ natürlich das „wahre“ ζ meinen, das in der vorigen Arbeit mit ζ_0 angegeben war.

Wir nehmen nun an, dass im ganzen untersuchten Konzentrationsgebiet 1, die totale diffuse Ladung/cm² in der Flüssigkeit, konstant bleibt; es liegt ja vor der Hand, sich von der Wirkung des hinzugefügten Elektrolyten folgendes Bild zu machen:

⁴⁾ M. GOUY, Journal de Physique, 40^e Série, 9, 457 (1910).

1. Durch eine geringe Quantität indifferentes Elektrolyt wird die diffuse Schicht nur eingedrückt.

2. Erst nachdem grössere Quantitäten indifferentes Elektrolyt hinzugefügt worden sind, der „Schwerpunkt“ der diffusen Ladung sich der Wand in beträchtlicher Weise genähert hat, fängt bei noch weiter gehendem Eindringen der diffusen Schicht die diffuse Ladung an, die Ebene $x=0$ zu durchschreiten.

Unsere Annahme besagt also, dass für die von uns untersuchten Konzentrationen von $0-80 \cdot 10^{-6}$ Aeq./L die zweite Erscheinung noch nicht in Betracht gezogen zu werden braucht.

Die Uebereinstimmung zwischen Theorie und Erfahrung, die sich ergeben wird, ergibt eine weitere Rechtfertigung dieser Annahme.

(Auch in der Arbeit von GOUY (l.c. S. 467) wird diese Annahme schon gemacht; auch in einer Arbeit von VERWEY (Diss. Utrecht 1934, S. 80); für ein andres Problem, in einer Arbeit von MÜLLER (Koll. Beih. 26, 257, 1928)).

Wir können nun die Grösse C ausdrücken in der konstanten Grösse 1, und der veränderlichen Grösse κ .

Für 1 gilt:

$$l = \int_0^{\infty} \varrho \, dx = - \int_0^{\infty} \frac{D}{4\pi} \frac{d^2\psi}{dx^2} \, dx = \frac{D}{4\pi} \left(\frac{d\psi}{dx} \right)_0 \quad (11)$$

Aus der Gl. (8) folgt:

$$\frac{\varepsilon}{2kT} \frac{d\psi}{dx} = - \frac{2\kappa C e^{-\kappa x}}{1 - C^2 e^{-2\kappa x}} \quad (12)$$

$$l = \frac{D}{4\pi} \left(\frac{d\psi}{dx} \right)_0 = - \frac{DkT\kappa}{\pi\varepsilon} \frac{C}{1 - C^2} \quad (13)$$

Um zu grosse Komplikation in den Formeln zu vermeiden, gehen wir auf eine Näherungsrechnung über:

Aus der Gl. (8a) folgt:

$$C = \frac{e^{\frac{\varepsilon\psi_0}{2kT}} - 1}{e^{\frac{\varepsilon\psi_0}{2kT}} + 1} = - \frac{1 - e^{\frac{\varepsilon\psi_0}{2kT}}}{1 + e^{\frac{\varepsilon\psi_0}{2kT}}} = -(1 - \delta) \quad (14)$$

wo beachtet ist, dass in unserm Fall (Glass-Wasser) ψ kräftig negativ ist, und $\left| \frac{\varepsilon\psi}{2kT} \right| \gg 1$ ist (also $|\psi| \gg \frac{2kT}{\varepsilon}$ oder $|\psi| \gg 50$ mV).

Die Grösse δ ist eine kleine positive Grösse; für l gilt jetzt auf Grund von Gl. (12) und (13):

$$l = \frac{DkT\kappa}{\pi\varepsilon} \frac{1 - \delta}{1 - (1 - \delta)^2} \approx \frac{DkT\kappa}{2\pi\varepsilon\delta} \quad (15)$$

Also:

$$\delta = \frac{DkT\kappa}{2\pi\varepsilon l} \quad (16)$$

Und:

$$C = -(1 - \delta) = - \left(1 - \frac{DkT\kappa}{2\pi\varepsilon l} \right) \quad (17)$$

In demjenigen Gebiet, wo $|\psi| \gg 25$ mV. ist, wird also das Potential $\psi(x)$ durch die Gl. (8), (17), und den Wert von l (s. u.) bestimmt.

Aus den Gl. (8) und (17) folgt für $x=0$:

$$\psi_0 = \zeta = \frac{2kT}{\varepsilon} \ln \frac{1+C}{1-C} \approx \frac{2kT}{\varepsilon} \ln \frac{\delta}{2} = \frac{2kT}{\varepsilon} \ln \frac{DkT\kappa}{4\pi\varepsilon l} \quad (18)$$

Die Konzentrationsabhängigkeit von ζ kommt durch das Auftreten von κ zustande.

Die Dicke d der Doppelschicht identifizieren wir mit dem x -Wert der Schwerpunktebene der diffusen Ladung. Hierfür gilt nach GOUY:

$$d = \frac{1}{l} \int_0^{\infty} x \varrho(x) \, dx \quad (19)$$

Für ϱ , die Ladungsdichte, gilt nach der POISSONSchen Gleichung:

$$\varrho(x) = - \frac{D}{4\pi} \frac{d^2\psi}{dx^2}$$

Dann gilt:

$$\begin{aligned} d &= - \frac{D}{4\pi l} \int_0^{\infty} x \frac{d^2\psi}{dx^2} \, dx = - \frac{D}{4\pi l} \left\{ \left[x \frac{d\psi}{dx} \right]_0^{\infty} - \int_0^{\infty} \frac{d\psi}{dx} \, dx \right\} = \\ &= \frac{D}{4\pi l} \left[\psi \right]_0^{\infty} = - \frac{D\psi_0}{4\pi l} \quad (20) \end{aligned}$$

Oder auch:

$$d = - \frac{\psi_0}{\left(\frac{d\psi}{dx} \right)_0} \quad (21)$$

Die Dicke d der diffusen Schicht ändert sich mit der Konzentration nach Gl. (20) (bei konstant angenommenem l) wie ψ_0 , also sehr langsam.

Wir wollen jetzt die Gl. (18) ausarbeiten. Wir schreiben:

$$\kappa = \sqrt{\frac{8\pi\varepsilon^2 n_0}{DkT}} = \sqrt{\frac{8\pi\varepsilon^2 Nc}{1000 DkT}} = \alpha \sqrt{c} \quad (22)$$

(N AVOGADROSche Zahl, c Konzentration in Mol/L), wo

$$\alpha = 3,3 \cdot 10^7 \dots \dots \dots (23)$$

Also, nach Gl. (18):

$$\zeta = \frac{2kT}{0,4343\varepsilon} \left[\log \frac{DkT}{4\pi\varepsilon} + \log \alpha - \log l + \frac{1}{2} \log c \right] \quad (24)$$

$$\zeta = 116 [-3,28 + 7,52 - \log l + \frac{1}{2} \log c] = 116 [4,24 - \log l] + 58 \log c.$$

Hier ist ζ schon ausgedrückt in mV.

Unsere Betrachtung ergibt also:

1. Die $\zeta - \log c$ -Kurve ist eine Gerade.
2. Die Neigung dieser Geraden beträgt 58 mV.
3. Es ist möglich, die diffuse Ladung/cm², l , zu berechnen.

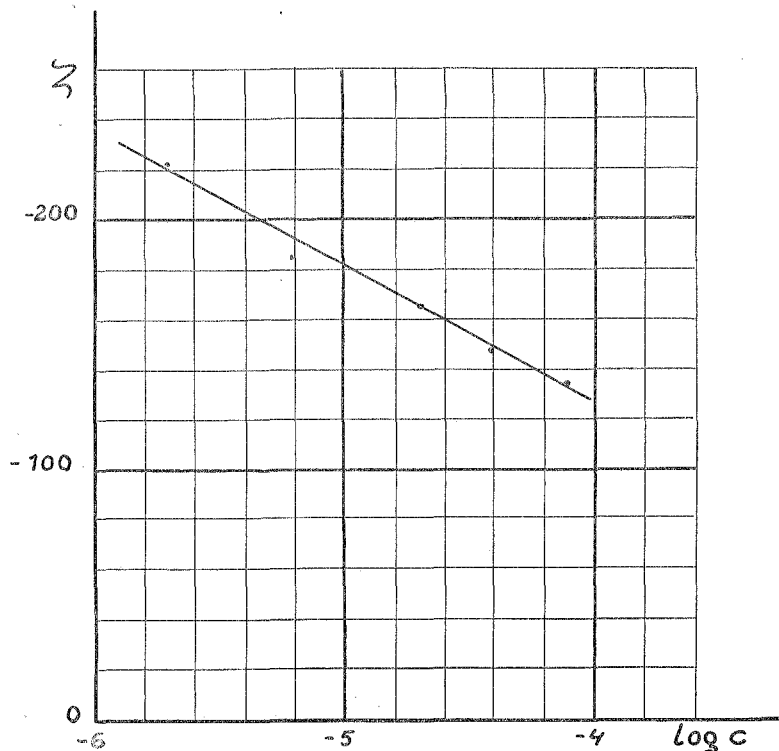


Fig. 1. ζ als Funktion von $\log c$.

§ 3. In der nachstehenden Tabelle findet man die in der vorigen Arbeit⁵⁾ erhaltenen wahren ζ -Werte in mV.; in der Figur ist ζ gegen $\log c$ aufgetragen; man sieht:

⁵⁾ A. J. RUTGERS, ED. VERLENDE und MA. MOORKENS, l.c. S. 772.

1. Die $\zeta - \log c$ -Kurve weicht nicht sehr von einer Geraden ab.
2. Die Neigung dieser Geraden beträgt 54 mV., in befriedigender Übereinstimmung mit dem theoretischen Wert.
3. Der ζ -Wert für $\log c = -6$ beträgt -232 mV.

TABELLE 1.

c	$\log c$	ζ in mV	σ_w in mho
$2 \cdot 10^{-6}$	0,30-6	-222	$1,13 \cdot 10^{-8}$
$6 \cdot 10^{-6}$	0,78-6	-184	$1,04 \cdot 10^{-8}$
$20 \cdot 10^{-6}$	1,30-6	-165	$1,57 \cdot 10^{-8}$
$40 \cdot 10^{-6}$	1,60-6	-147	$1,79 \cdot 10^{-8}$
$80 \cdot 10^{-6}$	1,90-6	-136	$3,18 \cdot 10^{-8}$

Also wegen:

$$\frac{\zeta}{116} = 4,24 - \log l + \frac{1}{2} \log c$$

$$\log l = 4,24 - \frac{\zeta}{116} + \frac{1}{2} \log c = 4,24 + 2 - 3 = 3,24$$

$$l = 1740 \text{ e. s. e./cm}^2.$$

Die Ladung der diffusen Schicht beträgt also 1740 e.s.e./cm², d. h. $3,6 \cdot 10^{12}$ Elementarladungen/cm².

Für die Kapazität/cm² der diffusen Doppelschicht finden wir noch:

$$\text{Bei } c = 10^{-6} \text{ Mol/L: } C = \frac{l}{V} = \frac{1740}{3 \cdot 10^9 \cdot 0,232} = 2,45 \cdot 10^{-6} F = 2,45 \mu F.$$

$$\text{Bei } c = 0,8 \cdot 10^{-4} \text{ Mol/L: } C = \frac{l}{V} = \frac{1740}{3 \cdot 10^9 \cdot 0,136} = 4,25 \cdot 10^{-6} F = 4,25 \mu F.$$

Durch die immer auftretenden Spuren Verunreinigung in destilliertem Wasser entspricht die letzte Lösung eher der Konzentration von $0,8 \cdot 10^{-4}$ Mol/L als die erste der Konzentration von $1 \cdot 10^{-6}$ Mol/L. Mit der letzten Lösung wollen wir uns also noch befassen. Der Wert der Kapazität entspricht folgender Dicke der diffusen Schicht:

$$d = \frac{D}{4\pi C} = \frac{80}{4\pi \cdot 4,25 \cdot 10^{-6} \cdot 9 \cdot 10^{11}} = 1,7 \cdot 10^{-6} \text{ cm.}$$

Die Gleichung (20) hätte ergeben:

$$d = - \frac{D\psi_0}{4\pi l} = \frac{80 \cdot 0,136}{4\pi \cdot 1740 \cdot 300} = 1,66 \cdot 10^{-6} \text{ cm.}$$

Der Ladung/cm² der diffusen Schicht entspricht bei Annahme⁶⁾ freier

Ionenbeweglichkeit, also einer Ionengeschwindigkeit von $6 \cdot 10^{-4}$ cm. $\text{sec}^{-1}/\text{V. cm}^{-1}$ einer Wandleitfähigkeit σ_w gegeben durch

$$\sigma_w = \frac{1740}{3 \cdot 10^9} \cdot 6 \cdot 10^{-4} = 3,5 \cdot 10^{-10} \text{ mho.}$$

Dieser Wert ist 30–100 mal kleiner als der experimentelle Wert von dem in dem von uns untersuchten Konzentrationsgebiet; d. h., es gibt bei negativen Werten von x , also zwischen der Ebene $x=0$ und der Wand, frei bewegliche (eventuell positive und negative) Ladungen von 50.000–150.000 e.s.e./ cm^2 ($1-3 \cdot 10^{14}$ Elementarladungen/ cm^2).

Bemerkung während der Korrektur: Wenn wir uns beschränken auf das Problem, ψ_0 (oder ζ) als Funktion der Elektrolytkonzentration zu berechnen, so folgt aus den Gl. (3) und (11) sofort:

$$\left(\frac{4\pi l}{D}\right)^2 = \frac{8\pi n_0 k T}{D} \left[e^{\frac{\varepsilon \psi_0}{k T}} + e^{-\frac{\varepsilon \psi_0}{k T}} - 2 \right] \approx \frac{8\pi n_0 k T}{D} e^{-\frac{\varepsilon \psi_0}{k T}}$$

(wenn ψ_0 negativ ist, und $\left| \frac{\varepsilon \psi_0}{k T} \right| \gg 1$). Daraus folgt:

$$\psi_0 = \zeta = \frac{k T}{0,4343 \varepsilon} \log \frac{D k T n_0}{2 \pi l^2}$$

in Uebereinstimmung mit den Gl. (18) und (6).

Jetzt können wir auch sofort die Lösung dieses Problems für einen $z_+ - z_-$ -wertigen Elektrolyten hinschreiben; ein Molekül dieses Elektrolyten spalte sich in v_+ Kationen und v_- Anionen; dann gilt:

$$z_+ v_+ = z_- v_- = z v.$$

Anstatt der Gl. (2) kommt nun:

$$\frac{d^2 \psi}{dx^2} = -\frac{4\pi n_0 \varepsilon v z}{D} \left[e^{-\frac{z+\varepsilon \psi}{k T}} - e^{\frac{z-\varepsilon \psi}{k T}} \right].$$

Anstatt der Gl. (3), und nach Benutzung der Gl. (11):

$$l^2 = \frac{D k T v z n_0}{2 \pi} \left[\frac{1}{z_+} e^{-\frac{z+\varepsilon \psi_0}{k T}} + \frac{1}{z_-} e^{\frac{z-\varepsilon \psi_0}{k T}} - \left(\frac{1}{z_+} + \frac{1}{z_-} \right) \right].$$

(Diese Gleichung wurde schon benutzt von VERWEY, Diss. Utrecht 1934, S. 80). Für unsere Versuchsbedingungen (negative, hochgeladene Wand) gilt angenähert:

$$\psi_0 = \zeta = \frac{k T}{0,4343 \varepsilon z_+} \log \frac{D k T v_+ n_0}{2 \pi l^2} = \frac{58}{z_+} \log \frac{D R T v_+ c}{2000 \pi l^2}.$$

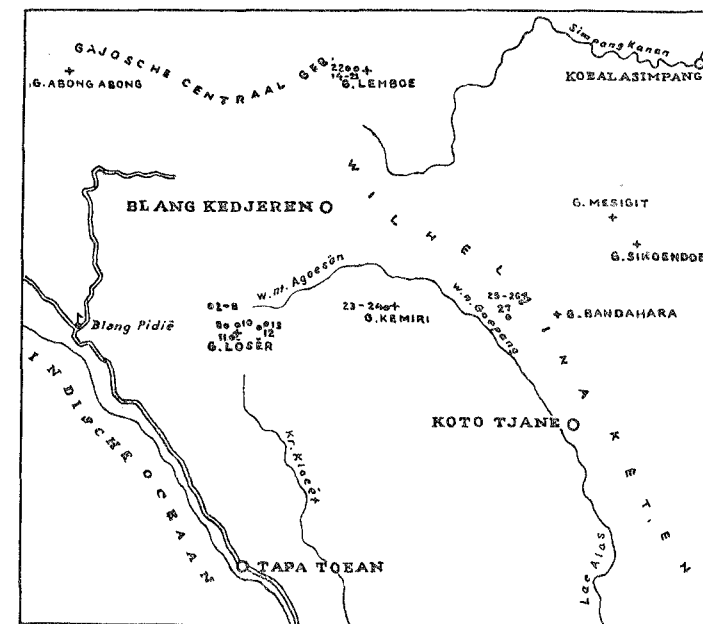
Hier ist c die Konzentration des Elektrolyten in Mol/L; ζ ist ausgedrückt in mV.; für 1–1, 2–1, 3–1, 4–1-wertige Elektrolyten sind die $\zeta - \log c$ Kurven also Geraden, deren Neigung bzw. 58, 29, 19,3 und 14,5 mV. beträgt.

Geologie. — *Petrografisch en Mineralogisch Onderzoek van enkele gesteenten en zanden van den Gajo Loeus (Atjeh).* Door F. A. VAN BAREN (Buitenzorg). (Communicated by Prof. L. RUTTEN.)

(Communicated at the meeting of December 17, 1938.)

Tijdens de expeditie, die in Jan.—Maart 1937 den Gajo Loeus bezocht, werden door den leider Dr. VAN STEENIS (8) ook eenige gesteente- en zandmonsters verzameld. Het kwam gewenscht voor, dit materiaal te onderzoeken, omdat hierdoor een, zij het ook uiterst fragmentaire kennis van het nooit eerder bezochte gebied kon worden verkregen.

In het binnenland van Atjeh treft men hoofdzakelijk Praetertiair en Palaeogeen aan. Het Neogeen ontbreekt, terwijl de Kwartaire, vulkanische activiteit in het onderhavige gebied gering geweest is. De G. Losir, waarvan de vulkanische aard op grond van rolsteenen (VOLZ in 10) werd verondersteld, blijkt geen vulkaan te zijn. Slechts een enkel brok uitvloeiingsgesteente werd aangetroffen; de hoofdmassa bestaat uit zandsteenen en kleischalies. Hetzelfde geldt voor den G. Banda Hara (9), dien VOLZ eveneens als een oude andesietvulkaan beschouwde. Het Praetertiair bestaat uit grauwacken, schalies, zandsteenen en kwartsieten. Discordant hierop begint het Palaeogeen met een basale breccie of conglomeraat, gevolgd door zandsteenen en dan door de zoogen. „zwarte kleisteen”.



SCHAAL 1:1650000