

Beiträge zur Kenntniss des elektrooptischen Kerreffektes.

Der erste Teil dieser Arbeit ist der Beschreibung der Apparatur gewidmet, die zu Untersuchungen des elektrooptischen Kerreffektes in den das Licht absorbierenden Flüssigkeiten geeignet ist. Der Gegenstand der Messung ist der Phasenunterschied und das Amplitudenverhältniss der Schwingungen, welche parallel und senkrecht zum äusseren elektrischen Felde gerichtet sind. Um sich zu überzeugen, ob in der Nähe des Absorptionsbandes in den einen starken Kerreffekt aufweisenden Flüssigkeiten, auch Dichroismus in diesem Effekte auftritt, hat der Verfasser eine Lösung der Ortonitroanilin im Benzol der Untersuchung unterworfen. Diese Lösung absorbiert stark den blauen Teil des Spektrums. Die Messungen waren in einem Felde von der Stärke 25000 Volt/cm ausgeführt. Der Phasenunterschied betrug circa 9°. Die Messergebnisse weisen in diesem Falle auf das Fehlen des Dichroismus hin.

In dem zweiten Teile dieser Arbeit sind die Rechnungen durchgeführt, aus deren folgt, das bei den Untersuchungen des Kerreffektes in nicht allzu stark absorbierenden Körpern bei der Benutzung kleiner elektrischen Feldern auch die Wechselfelder angewandt werden können. In diesem Falle ist nämlich für die Grösse des Kerreffektes die Grösse der effektiven Spannung massgebend.

Efekt Kerra w mieszaninach cieczy, ze szczególnem uwzględnieniem punktu krytycznego.

Ludwik Kozłowski

Wstęp.

Badania A. Piekary nad polaryzacją dielektryczną¹⁾ oraz nad dwójłomnością magneto-optyczną²⁾ mieszanin heksanu i nitrobenzenu stwierdziły wyraźne anomalje w zachowywaniu się mieszaniny krytycznej w miarę zbliżania się do punktu krytycznego. Mianowicie, w okolicy punktu krytycznego polaryzacja dielektryczna silnie maleje wraz temperaturą, zaś podwójne załamanie magnetyczne nienormalnie wzrasta. Autor tych prac stawia dwie hipotezy, mające na celu wytłumaczenie powyższych anomalij. Przyjmuje on, że wewnętrzne pola molekularne i ścisłe z nimi związane sprzężenie cząsteczek nitrobenzenu (asocjacja nitrobenzenu) powodują wzrost anizotropji magneto-optycznej. W miarę zbliżania się do punktu krytycznego, fluktuacje gęstości, które wówczas stają się coraz silniejsze, powodują duże fluktuacje natężenia pól molekularnych; one zaś pociągają za sobą zwiększenie anizotropji magneto-optycznej. Piekara podaje ponadto inne możliwe wytłumaczenie wpływu asocjacji na podwójne załamanie magnetyczne. Przypuszcza mianowicie, że agregaty zasocjowane skierowują się w polu przyłożonym zewnętrznie łatwiej, niż pojedyncze cząsteczki, ponieważ są większe i uderzenia pochodzące od ruchu cieplnego cząstek mniej na te agregaty wpływają. Dokładne wytłumaczenie tych efektów nastęrcza jednak pewne trudności.

¹⁾ A. Piekara: Bull. de l'Acad. Pol., A, p. 319, 1933.

²⁾ A. Piekara: Journal d. Phys. T. V, nr. 10, p. 541, 1934.

Ponieważ z obydwojma zjawiskami, badanymi przez A. P i e k a r e, zjawisko K e r r a jest w ścisłym związku, postanowiłem przeto zbadać przebieg efektu K e r r a w okolicy punktu krytycznego. Ponadto zbadałem podwójne załamanie elektryczne mieszanin nitrobenzenu i heksanu o stężeniach różnych od krytycznego, każdorazowo w zależności od temperatury. W celu porównania otrzymanych wyników, zmierzyłem stałe K e r r a mieszanin nitrobenzenu i benzenu, cieczy o nieograniczonej wzajemnej rozpuszczalności. W końcu, opierając się na pracach B e r g h o l m a³⁾, G. B r i e g l e b a⁴⁾, S t u a r t a i V o l k m a n a⁵⁾, oraz O t t e r b e i n a⁶⁾ przedyskutowałem addytywność molarnej stałej K e r r a w roztworach.

§ 1. Teoria efektu Kerra.

Gdy optycznie izotropowy ośrodek poddamy działaniu zewnętrznego pola elektrycznego, ośrodek ten staje się podwójnie łamiący. Jego anizotropja optyczna jest tego typu, jaki posiadają kryształy jednoosiowe, w których oś leży w kierunku zewnętrznego pola elektrycznego. Podwójne załamanie jest spowodowane przez to, że wiązka światła, która rozchodzi się w kierunku prostopadłym do kierunku pola elektrostatycznego posiada różne prędkości, zależnie od tego, czy wektor elektryczny fali świetlnej jest równoległy do pola elektrostatycznego, czy też do niego prostopadły.

W celu wytłumaczenia tego zjawiska przyjęto dwie teorie. Pierwsza, podana przez V o i g t a, zakładała, że cząsteczki płynu nie poddanego działaniu pola elektrycznego są izotropowe. Dopiero dołączenie pola zewnętrznego miało powodować odpowiednie przemieszczenia elektronów dyspersyjnych, wywołując anizotropję. Teoria ta nie zgadza się jednak co do rzędu wielkości z danymi doświadczalnymi, jak również nie tłumaczyła silnej zależności podwójnego załamania od temperatury. Według drugiej teorii, podanej przez L a n g e v i n a i uzupełnionej przez B o r n a i G a n s a, cząsteczki ośrodka izotropowego są już anizotropowe. Pod wpływem pola elektrycznego cząsteczki układają się tak, że osi największej polaryzacji skierowują się wzdłuż tego pola. Temu zupełnemu skierowaniu przeciwdziała ruch cieplny cząstek tak, że ustala się statystyczna równowaga, w której kierunek pola zewnętrznego jest uprzywilejowany. Ma to miejsce nawet wtedy, gdy cząsteczki nie posia-

dają trwałego momentu (substancja adipolowa). W przypadku substancji dipolowej, cząsteczki o trwałym momencie elektrycznym są przez pole zewnętrzne skierowywane, przy czym rozkład osi momentów można również wyznaczyć metodami mechaniki statystycznej.

Pełny wykład tej teorii podał między innymi D e b y e⁷⁾; wyniki jego wycieńzeń zestawiam poniżej. Dotyczą one przedewszystkiem gązów, dla których teoria zgadza się w zupełności z doświadczeniem.

Niech b_1, b_2, b_3 będą składowymi tensora polaryzacji optycznej w kierunku osi układu współrzędnych, związanego trwale z cząsteczką. Niech a_1, a_2, a_3 będą momentami elektrycznymi indukowanymi przez statyczne pole elektryczne jednostkowe w tychże samych kierunkach. Wreszcie, niech μ_1, μ_2, μ_3 będą składowymi trwałego momentu cząsteczki w tymże układzie. Współczynnik załamania ośrodka nie poddanego działaniu pola jest związany z polaryzacją optyczną równaniem L o r e n z L o r e n z a:

$$\frac{n_0^2 - 1}{n_0^2 + 2} = \frac{4}{3} \pi \cdot N_0 \frac{b_1 + b_2 + b_3}{3} = \frac{4}{3} \pi \cdot N_0 \gamma_0, \quad (1)$$

gdzie N_0 oznacza liczbę cząsteczek zawartą w 1 cm³ gazu, a γ_0 średnią polaryzację cząsteczki.

W przypadku istnienia pola rozróżnić musimy dwa przypadki: a) pole elektryczne fali padającej jest równoległe do pola zewnętrznego, b) jest do niego prostopadłe. W obydwu przypadkach do średniej polaryzacji optycznej dochodzi dodatkowa polaryzacja, zależna od kwadratu pola elektrostatycznego wewnętrznego Z . W przypadku a) ta część dodatkowa jest dwa razy tak duża, jak w przypadku b) i ponadto w przypadku b) człon dodatkowy ma znak przeciwny niż w a). Oznaczając współczynnik załamania fali świetlnej o drganiach równoległych do pola zewnętrznego przez n_p , a współczynnik załamania w przypadku b) przez n_s mamy odpowiednio:

$$\frac{n_p^2 - 1}{n_p^2 + 2} = \frac{4}{3} \pi N \left[\frac{b_1 + b_2 + b_3}{3} + 2(\theta_1 + \theta_2) \frac{Z^2}{2} \right], \quad (2)$$

$$\frac{n_s^2 - 1}{n_s^2 + 2} = \frac{4}{3} \pi N \left[\frac{b_1 + b_2 + b_3}{3} - (\theta_1 + \theta_2) \frac{Z^2}{2} \right]. \quad (3)$$

³⁾ B e r g h o l m: Ann. d. Physik, t. 153, p. 169, 1917.

⁴⁾ G. B r i e g l e b: Zeit. f. Phys. Chem. (B), t. 14, p. 97, 1931, t. 16, p. 249, 1932.

⁵⁾ H. A. S t u a r t u. H. V o l k m a n: Zeit. f. Physik, t. 83, p. 444, 1933.

⁶⁾ G. O t t e r b e i n: Phys. Zeit. t. 35: p. 249, 1934.

⁷⁾ P. D e b y e u. H. S a c k: Theorie der elektrischen Molekulareigenschaften, Leipzig, 1934.

Θ_1, Θ_2 są skrótami następujących wyrażań:

$$\Theta_1 = \frac{1}{45} \cdot \frac{1}{kT} [(a_1 - a_2)(b_1 - b_2) + (a_2 - a_3)(b_2 - b_3) + (a_3 - a_1)(b_3 - b_1)], \quad (4)$$

$$\Theta_2 = \frac{1}{45} \cdot \frac{1}{k^2 T^2} [(\mu_1^2 - \mu_2^2)(b_1 - b_2) + (\mu_2^2 - \mu_3^2)(b_2 - b_3) + (\mu_3^2 - \mu_1^2)(b_3 - b_1)], \quad (5)$$

gdzie k jest stałą Boltzmanna, T temperaturą bezwzględną, N liczbą cząsteczek zawartych w 1 cm^3 gazu. Liczba ta z powodu elektrostrykcji jest różna od poprzedniej N_0 . Między załączonym polem zewnętrznym a polem wewnętrznym działającym na daną cząsteczkę zachodzi związek:

$$Z = \frac{\varepsilon + 2}{3} E, \quad (6)$$

gdzie ε jest stałą dielektryczną ośrodka.

Związki (2), (3) można zapisać w sposób następujący:

$$\frac{n_p^2 - 1}{n_p^2 + 2} = \frac{4}{3} \pi N \gamma_p, \quad \gamma_p = \gamma_0 + 2(\Theta_1 + \Theta_2) \frac{Z^2}{2}, \quad (7)$$

$$\frac{n_s^2 - 1}{n_s^2 + 2} = \frac{4}{3} \pi N \gamma_s, \quad \gamma_s = \gamma_0 - (\Theta_1 + \Theta_2) \frac{Z^2}{2}. \quad (8)$$

Zmiany Δn , $\Delta \gamma$, ΔN wywołane załączeniem pola elektrycznego są małe. Przez zróżniczkowanie związku

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} = \frac{4}{3} \pi N \gamma$$

dostajemy:

$$\frac{6n \Delta n}{(n^2 + 2)^2} = \frac{4}{3} \pi (\gamma \cdot \Delta N + N \cdot \Delta \gamma).$$

Ostatni związek dzielimy stronami przez równanie (1) i otrzymujemy:

$$\frac{6n \cdot \Delta n \cdot (n_0^2 + 2)}{(n_0^2 - 1)(n^2 + 2)^2} = \frac{\Delta N}{N_0} \cdot \frac{\gamma}{\gamma_0} + \frac{N}{N_0} \cdot \frac{\Delta \gamma}{\gamma_0},$$

lub z dostatecznym przybliżeniem:

$$\frac{\Delta n}{n_0} = \frac{(n_0^2 - 1)(n_0^2 + 2)}{6n_0^2} \cdot \left(\frac{\Delta N}{N_0} + \frac{\Delta \gamma}{\gamma_0} \right). \quad (9)$$

Opierając się na zasadach termodynamiki, można pokazać⁸⁾, że zmiana objętości jednostki masy płynu spowodowana zmianą pola elektrycznego od $E = 0$ do $E = E$, przy niezmięnionej temperaturze i ciśnieniu, wyznacza się ze związku:

$$\frac{\Delta v}{v} = -\frac{1}{4\pi} \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial p} \right)_T \cdot \frac{E^2}{2},$$

a stąd

$$\frac{\Delta N}{N_0} = \frac{1}{4\pi} \cdot \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial p} \right)_T \cdot \frac{E^2}{2}. \quad (10)$$

Opierając się na związku (9), dostajemy następujące równania na współczynniki n_p i n_s :

$$\frac{n_p - n_0}{n_0} = \frac{(n_0^2 - 1)(n_0^2 + 2)}{6n_0^2} \cdot \frac{E^2}{2} \cdot \left[\frac{1}{4\pi} \frac{\partial \varepsilon}{\partial p} + 2 \left(\frac{\varepsilon + 2}{3} \right)^2 \cdot \frac{\Theta_1 + \Theta_2}{\gamma_0} \right],$$

$$\frac{n_s - n_0}{n_0} = \frac{(n_0^2 - 1)(n_0^2 + 2)}{6n_0^2} \cdot \frac{E^2}{2} \cdot \left[\frac{1}{4\pi} \frac{\partial \varepsilon}{\partial p} - \left(\frac{\varepsilon + 2}{3} \right)^2 \cdot \frac{\Theta_1 + \Theta_2}{\gamma_0} \right].$$

Miarą dwójłomności elektrycznej jest różnica $n_p - n_s$. Otrzymujemy ją, odejmując od siebie powyższe równania. W ten sposób dochodzimy do związku:

$$\frac{n_p - n_s}{n_0} = \frac{(n_0^2 - 1)(n_0^2 + 2)}{2n_0^2} \cdot \frac{\Theta_1 + \Theta_2}{\gamma_0} \cdot \left(\frac{\varepsilon + 2}{3} \right)^2 \frac{E^2}{2} = K \cdot E^2. \quad (11)$$

Stałą K , określoną równaniem (11), nazywamy stałą Kerra. W większości przypadków badań doświadczalnych określamy stałą Kerra w nieco inny sposób. Kładziemy mianowicie:

$$n_p - n_s = B \cdot \lambda \cdot E^2, \quad (12)$$

gdzie λ jest długością fali (mierzoną w próżni) użytego światła. Przy takim określeniu różnica dróg optycznych obydwu promieni, wyrażona w długości fali użytego światła, jest równa:

$$\Delta = \frac{(n_p - n_s) l}{\lambda} = B l \cdot E^2, \quad (13)$$

Różnica jest zatem proporcjonalna do kwadratu pola elektrycznego, mierzonego w jednostkach elektrostatycznych, oraz do długości drogi (l) prze-

⁸⁾ Debye u. Sack: l. c. p. 175.

bytej przez wiązkę światła w polu. Stała *Kerra B* jest równa różnicy dróg optycznych, mierzonej w długości fali badanego światła, promieni, których drgania są równoległe i prostopadłe do kierunku pola zewnętrznego, w przypadku gdy pole to jest równe 1. jedn. elektrostat., a długość drogi w polu 1 cm. Między obydwoma powyżej określonymi stałymi istnieje związek:

$$K = \frac{B\lambda}{n_0}, \quad (14)$$

W doświadczeniach moich wyznaczyłem zawsze stałą *B*.

Teoria efektu *Kerra* zawarta w powyżej napisanych równaniach jest słuszna jedynie dla gazów. Powstało pytanie, o ile można ją stosować również w przypadku cieczy. Tutaj założenie (6) jest zupełnie nie słuszne. Inne wielkości należałoby również przyjąć w miejsce a_i, b_i, ν_i . *Bergholm*; *Stuart*, *Volkman*, *Briegleb* i *Otterbein* starali się zastosować podaną teorię do roztworów cieczy szczególnie do roztworów rozcieńczonych. Do tych celów dogodną było rzeczą wprowadzenie nowej stałej *Kerra*, t. zw. molarnej stałej *Kerra* K^m , określonej w ten sposób, by ta była wielkością addytywną. Wówczas dla roztworu będzie zachodził związek

$$K_{12}^m = K_1^m \cdot f_1 + K_2^m \cdot f_2,$$

gdzie f_1, f_2 oznaczają ułamki mola rozpuszczalnika względnie ciała rozpuszczonego. Stałą tę wprowadzamy przy pomocy następującego rozumowania.

Refrakcja jest w roztworach wielkością addytywną⁹⁾. Opierając się na tej własności, można przypuścić, że również refrakcje dla składowej o drganiach równoległych do pola oraz do niego prostopadłych, są addytywne. W przypadku roztworu zatem refrakcje te muszą być równe:

$$\frac{n_p^2 - 1}{n_p^2 + 2} = \frac{4}{3} \pi N' \left[\frac{b_1' + b_2' + b_3'}{3} + 2(\theta_1' + \theta_2') \cdot \frac{Z^2}{2} \right] + \frac{4}{3} \pi N'' \left[\frac{b_1'' + b_2'' + b_3''}{3} + 2(\theta_1'' + \theta_2'') \cdot \frac{Z^2}{2} \right], \quad (15)$$

$$\frac{n_s^2 - 1}{n_s^2 + 2} = \frac{4}{3} \pi N' \left[\frac{b_1' + b_2' + b_3'}{3} - (\theta_1' + \theta_2') \cdot \frac{Z^2}{2} \right] + \frac{4}{3} \pi N'' \left[\frac{b_1'' + b_2'' + b_3''}{3} - (\theta_1'' + \theta_2'') \cdot \frac{Z^2}{2} \right]; \quad (16)$$

⁹⁾ *Stuart* u. *Volkman*: l. c.

N', N'' są to liczby cząsteczek rozpuszczalnika i ciała rozpuszczonego w 1 cm³ roztworu.

Przeprowadzimy teraz cały rachunek dla t. zw. mola mieszaniny. Niech 1 cm³ rozpuszczalnika zawiera n_1 cząsteczek, a 1 cm³ ciała rozpuszczonego n_2 cząsteczek. Wtedy 1 gr. rozpuszczalnika posiada $\frac{n_1}{\rho_1}$ cząsteczek, a 1 gr. ciała rozpuszczonego $\frac{n_2}{\rho_2}$ cząsteczek. Przypuścimy, że mamy $M_1 \cdot f_1 + M_2 \cdot f_2$ gr. mieszaniny, w czym $M_1 \cdot f_1$ gr. rozpuszczalnika i $M_2 \cdot f_2$ gr. ciała rozpuszczonego. M_1, M_2 są odpowiednio ciężary cząsteczkowe. W objętości $\frac{M_1 f_1 + M_2 f_2}{\rho_{12}}$ cm³ mamy zatem $M_1 f_1 \frac{n_1}{\rho_1}$ cząsteczek rozpuszczalnika i $M_2 f_2 \frac{n_2}{\rho_2}$ cząsteczek ciała rozpuszczonego. Dla tej mieszaniny N', N'' są odpowiednio równe:

$$N' = \frac{M_1 f_1 n_1}{\rho_{12} (M_1 f_1 + M_2 f_2)} = \frac{N_L f_1}{\rho_{12} (M_1 f_1 + M_2 f_2)}; \quad N'' = \frac{N_L f_2}{M_1 f_1 + M_2 f_2}.$$

Uwzględniając (15), (16), dochodzimy do następujących związków na refrakcje molarne:

$$R_p^{df} = \frac{n_p^2 - 1}{n_p^2 + 2} \cdot \frac{M_1 f_1 + M_2 f_2}{\rho_{12}} = \frac{4}{3} \pi N_L \left\{ \left[\frac{b_1' + b_2' + b_3'}{3} + 2(\theta_1' + \theta_2') \cdot \frac{Z^2}{2} \right] \cdot f_1 + \left[\frac{b_1'' + b_2'' + b_3''}{3} + 2 \cdot (\theta_1'' + \theta_2'') \cdot \frac{Z^2}{2} \right] \cdot f_2 \right\} \quad (17)$$

$$R_s^{df} = \frac{n_s^2 - 1}{n_s^2 + 2} \cdot \frac{M_1 f_1 + M_2 f_2}{\rho_{12}} = \frac{4}{3} \pi N_L \left\{ \left[\frac{b_1' + b_2' + b_3'}{3} - (\theta_1' + \theta_2') \cdot \frac{Z^2}{2} \right] \cdot f_1 + \left[\frac{b_1'' + b_2'' + b_3''}{3} - (\theta_1'' + \theta_2'') \cdot \frac{Z^2}{2} \right] \cdot f_2 \right\}. \quad (18)$$

Różnica $R_p - R_s$ równa się

$$R_p - R_s = \frac{4}{3} \pi N_L \left[3 \cdot (\theta_1' + \theta_2') \cdot \frac{Z^2}{2} \cdot f_1 + 3 (\theta_1'' + \theta_2'') \cdot \frac{Z^2}{2} \cdot f_2 \right]. \quad (19)$$

Z drugiej strony różnica ta w dostatecznym przybliżeniu równa się:

$$\begin{aligned} R_p - R_s &= \left[\frac{n_p^2 - 1}{n_p^2 + 2} - \frac{n_s^2 - 1}{n_s^2 + 2} \right] \cdot \frac{M_1 f_1 + M_2 f_2}{\rho_{12}} \\ &= \frac{n_p - n_s}{n_{12}} \cdot \frac{6 \cdot n_{12}^2}{(n_{12}^2 + 2)^2} \cdot \frac{M_{12}}{\rho_{12}}. \end{aligned} \quad (20)$$

Z związków (19) i (20) wynika, że 1^o, różnica refrakcji molarnych jest zależna od kwadratu pola Z , 2^o, w przypadku mieszaniny jest wielkością addytywną, o ile wykluczmy możliwość asocjacji cząsteczek, i inne czynniki zmieniające N , θ_1 , θ_2 .

Leżąc pola działające na cząstki roztworu zależą w wybitnym stopniu od stałej dielektrycznej roztworu. By tę zależność usunąć i by móc porównać ze sobą wyniki uzyskane z różnymi rozpuszczalnikami, dzielimy różnicę $R_p - R_s$ przez $(\epsilon_{12} + 2)^2$. W ten sposób dochodzimy do określenia molarnej stałej K e r r a, którą definiujemy w sposób następujący:

$$\begin{aligned} K^m &= \frac{R_p - R_s}{E^2 \cdot (\epsilon + 2)^2} = \frac{n_p - n_s}{n_0 E^2} \cdot \frac{6 n_0^2}{(n_0^2 + 2)^2} \cdot \frac{1}{(\epsilon + 2)^2} \cdot \frac{M}{\rho} \\ &= \frac{2}{9} \cdot \pi \cdot N_L (\theta_1 + \theta_2). \end{aligned} \quad (21)$$

Stały czynnik 6 opuszcza się zazwyczaj we wszelkich wyliczeniach. Dla mieszaniny dwu cieczy związek (21) przybiera postać;

$$\begin{aligned} K_{12}^m &= \frac{n_{12p} - n_{12s}}{n_{12} E^2} \cdot \frac{6 n_{12}^2}{(n_{12}^2 + 2)^2} \cdot \frac{1}{(\epsilon_{12} + 2)^2} \cdot \frac{M_{12}}{\rho_{12}} \\ &= \frac{2}{9} \pi N_L [(\theta_1' + \theta_2') f_1 + (\theta_1'' + \theta_2'') f_2] = K_1^m \cdot f_1 + K_2^m \cdot f_2. \end{aligned} \quad (22)$$

Dyskusję wyników własnych, jak i wyników innych autorów, odnośnie co do słuszności powyższych założeń i rozważań w przypadku mieszanin cieczy, przeprowadzę w jednym z następnych rozdziałów.

§ 2. Analiza dwójłomności elektrycznej.

Linjowo spolaryzowana wiązka światła, o drganiach pod 45° do kierunku pola, po przejściu przez warstwę cieczy, poddanej na długości l cm. działaniu pola elektrycznego, wychodzi z niej spolaryzowana eliptycznie. Różnica dróg optycznych promieni Δ jest równa:

$$\Delta = \frac{l(n_p - n_s)}{\lambda},$$

a zatem różnica faz φ po przejściu długości l wynosi:

$$\varphi = \frac{2\pi(n_p - n_s)l}{\lambda}, \quad (23)$$

Drganie linjowe o amplitudzie a_0 przechodzi zatem w drganie o składowych:

$$x = \frac{\sqrt{2}}{2} a_0 \cos \omega t; \quad y = \frac{\sqrt{2}}{2} a_0 \cdot \cos(\omega t - \varphi).$$

Równanie tej elipsy można odnieść do układu osi spórzędnych, którego osi przypadają w kierunku osi głównej tej elipsy. W rozważanym przypadku jedna z tych osi przypada w kierunku drgań polaryzatora. Mamy zatem następujące równania przejścia:

$$X = x \frac{\sqrt{2}}{2} + y \frac{\sqrt{2}}{2}; \quad Y = -x \frac{\sqrt{2}}{2} + y \frac{\sqrt{2}}{2};$$

$$X = \frac{a_0}{2} [\cos \omega t + \cos(\omega t - \varphi)] = \quad Y = \frac{a_0}{2} [-\cos \omega t + \cos(\omega t - \varphi)] =$$

$$= a_0 \cos \frac{\varphi}{2} \cdot \cos(\omega t - \varphi/2); \quad = a_0 \sin \varphi/2 \cdot \sin(\omega t - \varphi/2).$$

Stąd uzyskujemy równanie elipsy

$$\frac{X^2}{a_0^2 \cos^2 \varphi/2} + \frac{Y^2}{a_0^2 \sin^2 \varphi/2} = 1.$$

Połówy osi tej elipsy są równe

$$A = a_0 \cos \varphi/2; \quad B = a_0 \sin \varphi/2,$$

a ich stosunek $\frac{B}{A} = \operatorname{tg} \varphi_{1/2} = \operatorname{tg} \beta$ jest miarą eliptyczności drgania wypadkowego. Drgania te przechodzą z kolei przez ćwierćfalówkę, której osi neutralne przypadają właśnie w kierunku osi tej elipsy. Czwierćfalówka zamienia drgania eliptyczne na drgania o składowych:

$$X = a_0 \cos \varphi_{1/2} \cdot \cos \left(\omega t - \varphi_{1/2} \right); \quad Y = a_0 \sin \varphi_{1/2} \cdot \sin \left(\omega t - \varphi_{1/2} - \frac{\pi}{2} \right) = \\ = a_0 \cdot \sin \varphi_{1/2} \cdot \cos \left(\omega t - \varphi_{1/2} \right).$$

$$\frac{Y}{X} = \frac{\sin \varphi_{1/2}}{\cos \varphi_{1/2}} = \operatorname{tg} \varphi_{1/2} = \operatorname{tg} \beta.$$

Drgania zatem są linjowe, tworzące kąt β z kierunkiem drgań polaryzatora. Przy nieobecności pola analizator półcieniowy ustawiamy tak, by uzyskać jednakowe oświetlenia pól. Po załączeniu pola równość oświetlenia znika, i by znów ten stan przywrócić musimy obrócić analizator o kąt β

$$\beta = \varphi_{1/2} = \frac{\pi l}{\lambda} \cdot (n_p - n_s). \quad (24)$$

Uwzględniając (13), otrzymujemy:

$$\frac{\beta}{\pi} = B \cdot E^2 \cdot l.$$

Gdy kąt β wyrazimy w stopniach, to uzyskamy związek, którym posługiwałem się przy wyliczaniu stałej K e r r a :

$$B = \frac{\beta}{180^\circ \cdot E^2 \cdot l}. \quad (25)$$

§ 3. Aparatura.

Komórka K e r r a, używana w niniejszych doświadczeniach, była zupełnie podobnego typu, jakim posługiwał się w swych badaniach prof. Z a k r z e w s k i¹⁰⁾. Kondensator mierniczy składał się z rury mosiężnej o przekroju kwadratowym, 200 mm. długiej, 30 mm. szerokiej i wysokiej i z płytki mosiężnej o długości 170 mm. i szerokości 22 mm. Płytkę kondensatora była odizolowana od podstaw za pomocą 4 słupków

szklanych o wysokości 4,0 mm. Dwie sprężyny i dwa małe walce szklane znajdujące się wewnątrz szklanych rureczek naciskały z góry tę płytkę, ustalając jej położenie. W górnej części rury były dwa otwory: jeden służył do napełniania kondensatora badaną cieczą i do umieszczenia termometru, mierzącego jej temperaturę, drugi do doprowadzenia napięcia do płytki kondensatora. Drugi biegun źródła prądu był połączony z metalowym naczyniem termostatu, wewnątrz którego znajdowała się komórka. Końce rury były zamknięte dwiema, szczelnie przylegającymi, płytkami mosiężnymi, umocowanymi przy pomocy śrubek. Płytki te, na poziomie przestrzeni między okładkami kondensatora, posiadały otworki, na które naklejałem szkiełka przykrywkowe o średnicy 15 mm. Jako kitu używa-

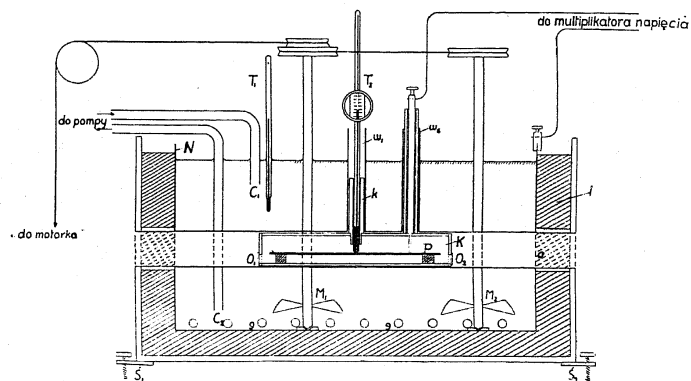


Fig. 1.

łem gumy arabskiej lub roztworu żelatyny w kwasie octowym. W celu dokładniejszego uszczelnienia komórki, przysrubowane płytki uszczelniałem roztworem celulozoidu w acetonie.

Do zmiany i do regulowania temperatury cieczy w komórce służył termostat, którego pionowe przecięcie przedstawia fig. 1.

Termostat ten składa się z metalowego naczynia N posiadającego kanał, w którym umieszczałem komórkę. Naczynie metalowe, otoczone trocinami i watą, znajdowało się w drewnianej skrzyni spoczywającej na trzech śrubach S. Naczynie wypełnione było olejem parafinowym, którego temperaturę zmieniałem bądź przy pomocy grzejnika elektrycznego (g g), rozpiętego na dnie naczynia, bądź przy pomocy urządzenia chłodniczego składającego się z miedzianej wężownicy obłożonej lodem, z pompy i z rur doprowadzających C₁ C₂. Ponieważ metalowe naczynie termo-

¹⁰⁾ K. Zakrzewski: Acta Physica Polonica t. III, p. 291, 1934.

statu było znacznie dłuższe od komórki, jednostajność temperatury cieczy była zapewniona. Temperaturę termostatu ustalałem z dokładnością do $0,1^{\circ}$ przy pomocy termoregulatora elektrycznego napełnionego toluenem. Przy zmianie temperatury czekałem zawsze tak długo, by temperatura wewnątrz komórki i temperatura oleju w termostacie wyrównały się zupełnie. Temperaturę mieszaniny obniżałem możliwie nisko, dopóki zmętnienie nie uniemożliwiło pomiaru.

Jako źródło stałego napięcia służył multiplikator napięcia¹¹⁾ M (fig. 2) wraz z kondensatorem wyrównawczym k . Multiplikator zasilalem prądem baterji „anodowej” V_0 . Do mierzenia napięcia dochodzącego do 1000 V. używałem elektrometru L u t z - E d e l m a n a (dokładność 0,3%), zaś do napięcia dochodzącego do 3000 V. elektrometru wskazówkowego P i e k a r y (dokładność 0,7%).

Jako źródła światła używałem lampy rtęciowej $C o t t o n a$ L o dużej sile światła. Jednorodne wiązki światła wydzielałem przy pomocy monochromatora o stałym odchyleniu ($Mn.$). Pryzmat P e l l i n - B r o c a (Pr) zawierał dwusiarczek węgla. Przy wszystkich pomiarach używałem żółtego prążka rtęciowego ($\lambda = 578 \text{ m}\mu$). Jedynie przy badaniu dyspersji stałej $K e r r a$ posługiwałem się ponadto zielonym prążkiem ($\lambda = 546 \text{ m}\mu$).

Podwójne załamanie mierzyłem metodą analizatora półcieniowego. Wiązka światła możliwie równoległa przechodziła najpierw przez polaryzator P (pryzmat $G l a z e b r o o k a$), którego kierunek drgań tworzył kąt 45° z kierunkiem załączonego pola elektrycznego. Tak spolaryzowaną wiązkę przepuszczałem następnie przez komórkę $K e r r a$. Po wyjściu z komórki wiązka światła padała na mikową ćwierćfalówkę (Q), tak ustawioną, by jedna z jej linii neutralnych była równoległa do kierunku drgań polaryzatora. Analizator półcieniowy (A), z dużym pryzmatem $K G l a z e b r o o k a$ i małym Lippicha, pozwalał przy pomocy noniusza wyznaczać kąt β z dokładnością do jednej minuty. Aby uniknąć szkodliwych odbić wewnątrz komórki, na drodze wiązki ustawiłem odpowiednie przesłony (D_1, D_2, D_3, D_4).

Przy ustawianiu aparatury zwróciłem baczną uwagę, aby osi obrotu polaryzatora i analizatora były identyczne z osią wiązki świetlnej, i by ścianki komórki, ćwierćfalówki oraz pryzmatów polaryzatora i analizatora były do tej osi prostopadłe. Kierunek drgań polaryzatora ustalałem w sposób następujący. Najpierw ustawiałem polaryzator tak, by jego kierunek drgań był równoległy z kierunkiem pola. Ma to miejsce wtedy, gdy dołączenie pola elektrycznego nie wywołuje dającej się ocenić elip-

¹¹⁾ A. Piekara: Acta Physica Polonica, t. IV, p. 345, 1935.

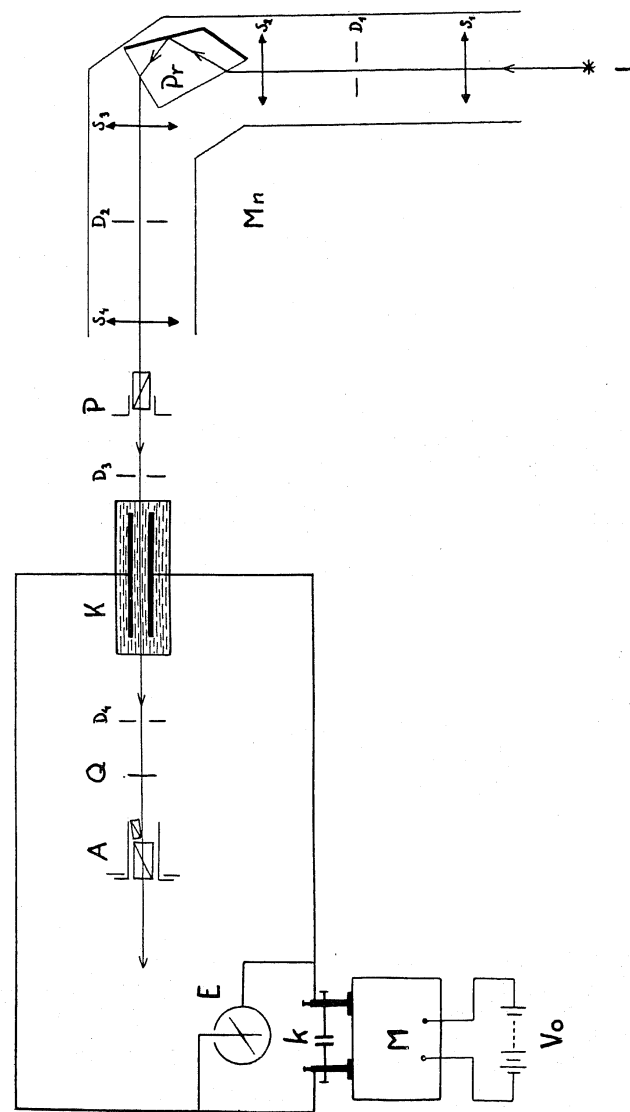


Fig. 2.

tyczności światła. Położenie to mogłem wyznaczyć z dokładnością kilku minut. Następnie obracałem analizator o kąt 45° i kręciłem polaryzator tak długo, aż uzyskałem wygaszenie światła w analizatorze.

Z powodu, iż używany przezemnie kondensator w komórce K e r r a posiada kształt nieregularny, nie mogłem wyznaczyć stałej K e r r a w sposób bezwzględny. Wycechowałem zatem swą aparaturę przy pomocy dwusiarczku węgla, mierząc jego dwójfomność przy różnych napięciach. Przyjmując, że stała K e r r a dwusiarczku węgla jest znana, można w ten sposób wyznaczyć poprawioną wartość l^* długości kondensatora. Przy wykonywaniu cechowania, mając do rozporządzenia dawniejszą literaturę, przyjąłem z pomiaru C h a u m o n t a¹²⁾ na stałą K e r r a dwusiarczku węgla wartości $B = 3 \cdot 65 \times 10^{-7}$. W ten sposób otrzymałem $l^* = 191$ mm. i przy pomocy tej wartości wyznaczyłem podane poniżej wartości B . W dyskusji wyników tej pracy wartości te odgrywają jednak tylko drugorzędną rolę; ważniejsze są wyniki względne, które od wartości stałej dwusiarczku węgla nie zależą.

Błąd doświadczalny na stałą K e r r a wahał się od 1,5 — 2%.

§ 4. Czyszczenie cieczy.

Nitrobenzen. Preparat z firmy K a h l b a u m a o określonym spódczynniku załamania $n = 1,552$ osuszałem w temperaturze 70° przez kilka dni bezwodnym tlenkiem glinu (uprzednio silnie wyprażonym). Następnie przy pomocy jenajskiego szklanego sączka ciecz filtrowałem. Przekonałem się, że destylacja oraz wielokrotna krystalizacja nie zmniejszały wyraźnie przewodnictwa nitrobenzenu.

H e k s a n. Preparat z firmy Kahlbauma „Hexan aus Petroleum“ osuszałem sodem, a następnie z nad sodu destylowałem. Destylat przechowywałem stale nad sodem.

B e n z e n. Preparat Merka „do analiz“ osuszałem i destylowałem tak samo jak heksan.

§ 5. Stała Kerra w mieszaninach heksanu i nitrobenzenu.

Stałą K e r r a wyliczałem ze związku (25):

$$B = \frac{\beta}{180^\circ \cdot l^* \cdot E^2}$$

gdzie β oznacza kąt skręcenia analizatora w stopniach, E natężenie pola elektrycznego w jednostkach elektrostatycznych, l^* poprawioną długość płytki kondensatora w cm.

¹²⁾ L. Chaumont: Thèses, p. 207, Paris 1914.

Wyniki pomiarów zawiera fig. 3 i następujące tabele: (1 — 6).

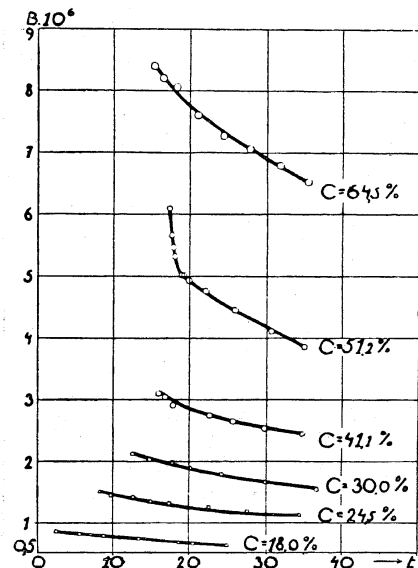


Fig. 3.

T a b e l a I.

$C = 18\%$, $t_r = \text{około } 0^\circ$.

t	V	β	$B \times 10^6$
25.0	2,570	59'	0.62
20.5	"	63'	0.66
18.6	"	65'	0.68
13.6	"	69'	0.73
8.8	"	74'	0.78
5.7	"	77'	0.81
2.4	"	80'	0.84

T a b e l a II.

$C = 24.5\%$, $t_r = \text{około } 7.8^\circ$.

t	V	β	$B \times 10^6$
34.3	1,880	57'	1.12
27.6	"	61'	1.20
22.5	"	64'	1.26
17.4	"	67'	1.32
15.0	"	69'	1.36
12.6	"	72'	1.42
9.8	"	74'	1.46
8.3	"	76'	1.49

T a b e l a III.

$C = 30\%$, $t_r = \text{około } 12^\circ$.

t	V	β	$B \times 10^6$
36.8	1,880	79'	1.56
30.0	1,910	87'	1.66
24.2	"	94'	1.79
20.1	"	99'	1.89
17.8	"	104'	1.99
14.8	"	107'	2.04
12.5	"	111'	2.12

Tabela IV.

 $C = 41.1\%$, $t_r = \text{około } 15.6^\circ$.

t	V	β	$B \times 10^6$
34.9	1,540	84'	2.44
29.8	"	86'	2.53
25.7	"	90'	2.64
22.6	"	94'	2.76
17.9	"	98'	2.91
16.8	"	104'	3.05
16.0	"	106'	3.11

Tabela VI.

 $C = 64.5\%$, $t_r = \text{około } 14.8^\circ$.

t	V	β	$B \times 10^6$
35.2	717	48'	6.5
31.7	"	50'	6.8
27.8	"	52'	7.0
24.3	720	54'	7.3
21.0	717	56'	7.6
18.1	720	60'	8.0
16.4	"	61'	8.2
15.4	723	63'	8.4

Tabela V.

Stężenie krytyczne $C = 51.2\%$, $t_r = 16.5^\circ$.

t	V	β	$B \times 10^6$	Uwagi:
35.0	1000	56'	3.86	
30.5	"	59'	4.11	
25.9	"	64'	4.45	
22.1	"	69'	4.78	
19.9	"	71'	4.95	
18.9	"	72'	5.02	
19.0	"	72'	5.02	
18.0	"	77'	5.32	} ślady opalescencji
17.8	"	79'	5.48	
17.6	"	82'	5.68	opalescencja
17.3	"	89'	6.10	silna opalescencja
16.8				roztwór mleczny
16.5				rozdziół faz.

W kolumnach tych tabel są zawarte kolejno: temperatura t , napięcie V w voltach, kąt β w minutach oraz stała K e r r a B ; C oznacza ilość gramów nitrobenzenu w 100 gramach mieszaniny, t_r temperaturę rozdziału faz.

Jak widać z figury 3 w mieszaninach o składzie procentowym nitrobenzenu małym zależność stałej K e r r a od temperatury jest niemal liniowa. W miarę jednak zbliżania się do stężenia krytycznego zależność ta zaczyna wykazywać odchylenia od prostoliniowości. Wyraźny silny wzrost stałej K e r r a w okolicy punktu krytycznego ($t = 16.5^\circ$) wykazuje mieszanina krytyczna o składzie nitrobenzenu 51.2%. Wzrost ten zaczyna się już około temperatury 21° , a zatem znacznie wcześniej niż pierwsze ślady opalescencji krytycznej ($t = 18.5^\circ$). W przedziale jednego stopnia od 18.3° do 17.3° stała K e r r a wzrasta

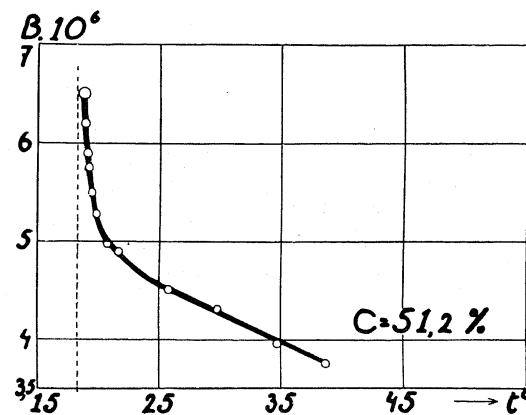


Fig. 4.

o około 20% czyli kilkanaście razy więcej niż w przypadku czystego nitrobenzenu (1.5%).

By przekonać się, czy ten silny wzrost nie był spowodowany przez czasowe zmiany własności nitrobenzenu, mieszaninę pozostawiałem w komórce na przeciąg 24 godzin. Powtórzone pomiary nie wykazały większych zmian; przebieg stałej K e r r a od temperatury nie uległ zmianie.

Oddzielną serję pomiarów wykonałem z mieszaniną, do której użyłem heksanu o większym stopniu czystości. Punkt krytyczny wynosił 18.5° . Wyniki znajdujemy na figurze 4 oraz w tabeli VII.

Z wyników tych widzimy, że przebieg zależności stałej K e r r a od temperatury wykazuje identyczną anomalję. Anomalny wzrost tej stałej nie jest zatem spowodowany przez zanieczyszczenia heksanu.

T a b e l a VII.

C = 51,2%, $t_r = 18^{\circ}50'$.

t	V	β	$B \times 10^6$	Uwagi
38'7	954	49'	3'75	
34'8	"	52'	3'98	
29'8	"	56'	4'29	
25'8	"	59'	4'51	
21'7	"	64'	4'90	
20'8	"	65'	4'97	
19'9	"	69'	5'28	
19'5	"	72'	5'51	
19'2	"	75'	5'74	
19'0	"	77'	5'89	ślady opalescencji
18'9	"	81'	6'2	opalescencja
18'8	"	85'	6'5	opalescencja silna
18'7	—	—	—	roztwór mleczny
18'5	—	—	—	rozdziół faz

§ 6. Dyspersja stałej Kerra w okolicy punktu krytycznego.

Po stwierdzeniu anomalji stałej K e r r a w okolicy punktu krytycznego zbadałem z kolei dyspersję tej stałej dla stężenia krytycznego. Pomiarzy wykonałem w tych samych temperaturach, z tą samą mieszaniną kolejno dla światła żółtego i zielonego.

Wyniki znajdujemy na figurze 5 oraz w tabeli VIII.

By zestawić uzyskane wyniki doświadczalne z teorią, wziąłem pod uwagę wzór H a v e l o c k a, dotyczący dyspersji podwójnego załamania elektrycznego:

$$B = C \cdot \frac{(n^2 - 1)^2}{n \lambda};$$

C jest wielkością stałą, B stałą K e r r a, odpowiadającą długości fali λ, n — współczynnikiem załamania dla tejże długości.

Nie znając wartości współczynnika załamania mieszaniny w okolicy punktu krytycznego, nie mogłem porównać wyników doświadczalnych z pu-

T a b e l a VIII.

C = 51,2%, V = 1,230 V.

t	β_{578}	$B_{578} \times 10^6$	β_{546}	$B_{546} \times 10^6$
35'5	89'	4'10	97'	4'47
32'5	92'	4'24	102'	4'70
29'5	95'	4'37	106'	4'88
26'6	98'	4'51	109'	5'02
23'2	102'	4'70	113'	5'20
21'2	105'	4'83	117'	5'39
20'1	108'	4'98	120'	5'52
18'6	114'	5'25	126'	5'80
17'7	119'	5'49	131'	6'03
17'2	127'	5'85	139'	6'40
17'0	133'	6'12	—	—
16'8	141'	6'28	153'	7'04

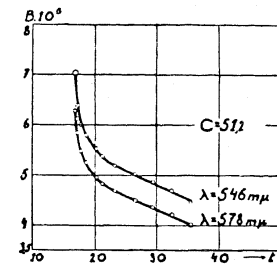


Fig. 5.

wyższym wzorem przez bezpośrednie wyliczenie, lecz posłużyłem się następującym rozumowaniem¹³⁾. Wiemy, że $\frac{(n^2 - 1)^2}{n}$ jest funkcją rosnącą współczynnika załamania n . Przyjmując, że dyspersja współczynnika załamania jest normalna, możemy stwierdzić, że wyrażenie $\frac{(n^2 - 1)^2}{n}$ jest funkcją malejącą długości fali λ . Gdyby zatem wzór H a v e l o c k a był słuszny w naszym przypadku, winien być spełniony związek.

$$B_{578} : B_{546} < \frac{546}{578}.$$

Z pomiarów wynika, że nierówność powyższa jest spełniona. Wyniki uzyskane zdają się zatem wskazywać na dyspersję normalną. Trudności badania (brak silnego czerwonego źródła światła, a zupełna absorbcja fioletowego prążka lampy rtęciowej) nie pozwoliły na pewne rozstrzygnięcie tej kwestji.

¹³⁾ R. Lucas et M. Schwob: Le Journal de Phys, et le Radium Série VII, t. IV, nr. 6, p. 287 — 300, 1933.

§ 7. Prawo Kerra w okolicy punktu krytycznego.

We wstępie do tej pracy wspomniałem o hipotezie tworzenia się w okolicy punktu krytycznego agregatów cząsteczek (rojowisk) ciała rozpuszczonego. Do tej samej hipotezy prowadzą również badania doświadczalne jak i rozważania teoretyczne nad natężeniem i stopniem depolaryzacji światła rozproszonego przez mieszaniny cieczy¹⁴⁾. Według Krishnana, Placzeka, Zernikego i wielu innych rozmiary takich agregatów dochodziłyby do rzędu długości fali świetlnej.

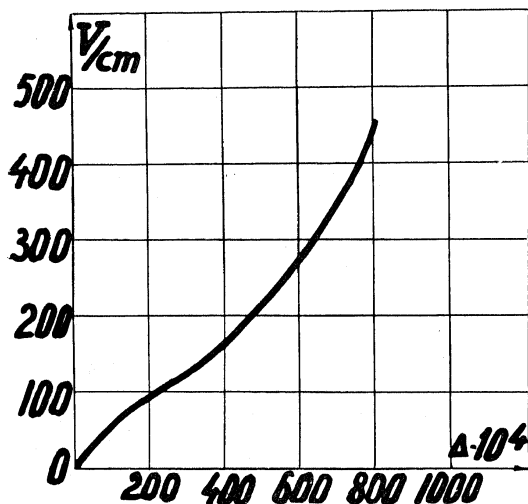


Fig. 6.

Z drugiej strony badania Bergholma i J. Björnsta¹⁵⁾ nad podwójnym załamaniem elektrycznym roztworów koloidalnych złota i pięciotlenku wanadu wykazały odstępstwa od prawa Kerra. W przypadku roztworu koloidalnego złota, której wielkość cząstek była około 100 m μ , stwierdzono, już dla pola mniejszego niż 400 $\frac{V}{cm}$ istnienie stanu nasycenia, poczem wzrost natężenia pola nie zwiększał znacznie podwójnego załamania (fig. 6). Odpowiada to sta-

¹⁴⁾ R. S. Krishnan: Proc. Ind. Acad. of Sci. t. 1, p. 211, 1934.

¹⁵⁾ Bergholm u. J. Björnsta¹⁵⁾: Phys. Zeit. t. 21, p. 137, 1920.

nowi, gdzie wszystkie asymetryczne cząstki złota zostały całkowicie zwrócone w kierunku pola. Dla pól słabszych zależność podwójnego załamania od kwadratu pola również nie jest prostoliniowa. Dla pięciotlenku wanadu znaleziono inny przebieg zależności (fig. 7). Wzrost podwójnego załamania jest w tym przypadku mniejszy (linja pełna), niż wymaga tego zależność od kwadratu pola (linja kreskowana).

Nasuwa się zatem myśl, by również w mieszaninie nitrobenzenu, i heksanu w bezpośrednim otoczeniu punktu krytycznego, zbadać zależ-

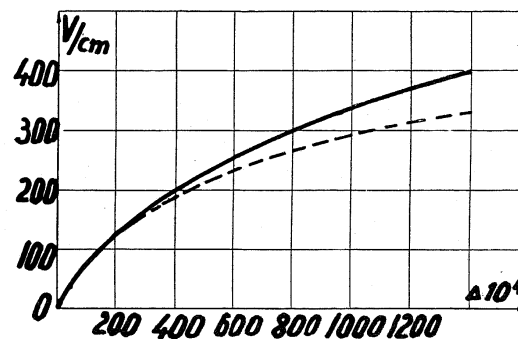


Fig. 7.

ność podwójnego załamania od natężenia pola. Pomiary wykonałem w temperaturze 17,2°.

Wyniki znajdujemy na figurze 8 i w tabeli IX. W granicach błędów doświadczalnych, które z powodu znacznej absorpcji są dość duże (ponad 2%), zależność między kwadratem użytego napięcia a różnicą faz (wyrażoną przy pomocy kąta β), jest linjowa. Nie stwierdziłem zatem odstępstwa od prawa Kerra. Agregaty cząsteczek nitrobenzenu, utworzone w okolicy punktu krytycznego, nie są podobne w swym zachowaniu się w polu elektrycznym do cząstek złota czy innej substancji w roztworze koloidalnym. Są to rojowiska cząsteczek chwiejne, nietrwałe, zmieniające się chaotycznie z czasem; pole zewnętrzne na takie rojowisko widocznie nie działa.

T a b e l a IX.

$$C = 51'2'', \quad t = 17'2'', \quad \lambda = 578 \text{ m}\mu.$$

β	V	$V^2 \times 10^{-4}$
25'	550	30'3
45'	770	59'3
72'	960	92'2
87'	1050	110'3
118'	1180	139'2
126'	1270	161'3
149'	1370	187'7
171'	1460	213'2
193'	1560	243'4
220'	1670	278'9
246'	1760	309'8
285'	1870	349'7
311'	1960	384'2
342'	2040	416'2
380'	2190	462'3
410'	2290	524'4

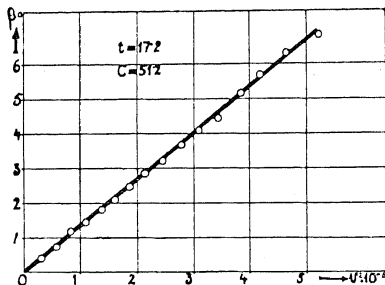


Fig. 8.

§ 8. Próba teoretycznej interpretacji anomального wzrostu stałej Kerra w okolicy punktu krytycznego.

Dowolna cząstka mieszaniny umieszczonej w polu elektrycznym podlega działaniu wypadkowego pola elektrycznego składającego się 1^0 z złączonego pola zewnętrznego E , 2^0 . pola polaryzacji dielektrycznej, która według *L o r e n z a* jest równe $E \frac{\epsilon - 1}{3}$, i 3^0 . z wypadkowego po-

la wewnątrzcząsteczkowego, pochodzącego od dipoli stałych czy indukowanych, a znajdujących się wewnątrz kuli, która zostaje wydzielona przy obliczeniu pola polaryzacji.

Sredni kwadrat natężenia tego pola wewnątrzcząsteczkowego wylicza *R o c a r d*¹⁶⁾ w pracy dotyczącej teorii rozpraszania światła. Oblicze-

nia swoje ogranicza do płynów adipolowych i rozważa jedynie momenty indukowane. Zakładając, że momenty te są dla wszystkich cząsteczek cieczy równe, równoległe i skierowane w kierunku pola zewnętrznego, wykazuje *R o c a r d*, że, w przypadku równomiernego rozkładu przestrzennego takich cząsteczek, pole wewnątrzcząsteczkowe musi być zerem.

Równomierny rozkład przestrzenny niszcza jednak zawsze ruchy cieplne cząsteczek, powodując miejscowe, drobne fluktuacje gęstości. Pole wewnątrzcząsteczkowe stąd powstałe nazywa *R o c a r d* polem cząsteczkowym niejednorodności. Ponadto jest rzeczą niemożliwą, by, zarówno z powodu anizotropji własnej cząsteczek, jak i anizotropji samego pola wewnątrzcząsteczkowego, wszystkie momenty cząsteczek były równe i skierowane w kierunku pola zewnętrznego. Fakty te uwzględni *R o c a r d*, wprowadzając pojęcie pola wewnątrzcząsteczkowego anizotropji.

Z wyliczeń *R o c a r d a* wynika, że kwadrat natężenia pola wewnątrzcząsteczkowego niejednorodności jest proporcjonalny do kwadratu średniego przemieszczenia cząsteczek, spowodowanego fluktuacjami. Przemieszczenia te stają się coraz większe w miarę, gdy zbliżamy się do punktu krytycznego. Fakt ten pociąga za sobą wzrost kwadratu pola wewnątrzcząsteczkowego. Można następnie przyjąć, jak czyni *G o l d e t*¹⁷⁾, że kwadrat pola wewnątrzcząsteczkowego dodaje się do kwadratu pola zewnętrznego. Suma obydwu pól w okolicy punktu krytycznego wzrasta zatem nagle, powodując anomalny wzrost podwójnego załamania elektrycznego.

Niedawno ogłoszona przez *R o u s s e t a*¹⁸⁾ wyniki badań nad stopniem depolaryzacji światła, rozproszonego przez mieszaniny w okolicy punktu krytycznego, nie zgadzają się z przewidywaniami teoretycznymi *R o c a r d a*. Z teorii *R o c a r d a* bowiem wynika, że stopień depolaryzacji światła rozproszonego winien być stały w dziedzinie opalescencji krytycznej. Tymczasem *R o u s s e t* stwierdził, że, w granicach błędów doświadczalnych, wiązka światła opalescencji krytycznej jest zupełnie spolaryzowana.

Widzimy zatem, że anomalję podwójnego załamania można prawdopodobnie wytłumaczyć fluktuacjami natężenia pola wewnątrzcząsteczkowego. Dotychczasowe próby nie dają jednak zgodnego wytłumaczenia wszystkich faktów obserwowanych w okolicy punktu krytycznego.

¹⁶⁾ Y. Rocard: Annales de Physique, Série 10, t. 10, p. 195, 1928.

¹⁷⁾ A. Goldet: Comptes Rendus, 203, 19 Octobre, 1956.

¹⁸⁾ A. Rousset: Journal de Phys., t. VII, nr. 2, p. 84, 1936.

§ 9. Stała Kerra w mieszaninach nitrobenzenu i benzenu.

W celu zbadania, czy anomalny wzrost stałej K e r r a jest charakterystyczny dla mieszaniny heksanu i nitrobenzenu, zbadam podwójne załamanie mieszanin benzenu i nitrobenzenu dla różnych stężeń. Benzen i nitrobenzen mieszają się wzajemnie nieograniczenie; nie posiadają zatem punktu krytycznego.

Wyniki są zestawione na figurze 9 oraz w tabelach od X — XIII.

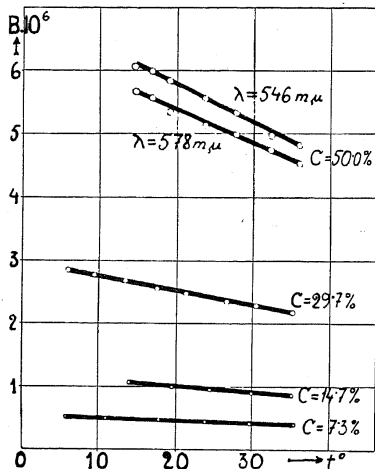


Fig. 9.

T a b e l a X.

 $C = 7.3\%$
 $V = 2900 \text{ V}$

t	β	$B \times 10^6$
35.6	48'	0.40
29.9	51'	0.42
24.0	53'	0.44
17.9	57'	0.47
11.0	61'	0.50
5.8	63'	0.52

T a b e l a XI.

 $C = 14.7\%$, $V = 2800 \text{ V}$

t	β	$B \times 10^6$
35.2	98'	0.87
30.0	102'	0.89
24.6	108'	0.95
19.5	114'	1.01
14.0	120'	1.07
8.0	128'	1.14

T a b e l a XII.

 $C = 29.7\%$, $V = 1820 \text{ V}$

t	β	$B \times 10^6$
35.2	103'	2.17
30.4	108'	2.27
26.7	112'	2.36
21.3	118'	2.48
17.5	122'	2.56
13.5	127'	2.67
9.5	132'	2.78
6.0	136'	2.86

T a b e l a XIII.

 $C = 50.0\%$, $V = 1000 \text{ V}$

t	β_{578}	$B_{578} \times 10^6$	β_{546}	$B_{546} \times 10^6$
36.0	65'	4.53	71'	4.83
32.2	68'	4.74	73'	4.97
27.8	72'	5.01	77'	5.36
23.8	74'	5.15	80'	5.57
19.0	77'	5.36	84'	5.85
16.7	80'	5.57	86'	5.99
14.5	82'	5.67	87'	6.07

Anomalja, charakterystyczna dla punktu krytycznego, nie wystąpiła zatem w mieszaninach benzenu i nitrobenzenu.

§ 10. Stała dielektryczna i gęstość mieszanin benzenu i nitrobenzenu.

Do obliczenia molarnej stałej K e r r a potrzebna jest znajomość stałej dielektrycznej oraz gęstości mieszanin. Ponieważ w tablicach L a n d o l t a - B ö r n s t e i n a nie znalazłem stałych dielektrycznych i gęstości mieszanin benzenu i nitrobenzenu w potrzebnym mi zakresie, przystąpiłem sam do ich wyznaczenia.

Przy pomiarach stałej dielektrycznej posługiwałem się metodą rezonancyjną, korzystając z aparatury oraz kondensatora mierniczego A. P i e k a r y¹⁹⁾. Aparatura ta składa się z dwu obwodów. Obwód pierwszy stanowi obwód drgający przy pomocy lampy katodowej, użytej jako generator. Obwód drugi jest obwodem rezonancyjnym, luźnie sprzężonym z obwodem pierwszym. W obwodzie tym znajduje się powietrzny kondensator obrotowy S p i n d l e r - H o y e r a, w którym obrót o 1° zmienia pojemność o 1,35 jed. elektrost. Do osi kondensatora obrotowego umocowane jest sztywnie zwierciadełko. Odczytania dokonywujemy na kolistej skali milimetrowej o promieniu 1,5 m., a długość 4,6 m. Równoległe do kondensatora obrotowego dołączamy kondensator mierni-

¹⁹⁾ A. Piekara: I. c. oraz Sprawozdania i Prace Polskiego Tow. Fizycz. t. III, zeszyt 4, 1928.

czy. Drgania obwodu rezonancyjnego prostujemy i wzmacniamy za pomocą lampy katodowej, użytej jako detektor. Wyprostowany prąd kompensujemy przy pomocy dodatkowego obwodu, tak, by zero galwanometru przypadło w najbardziej stromej części krzywej rezonancji. Po dokładnym skompensowaniu prądu w obwodzie galwanometr wskazówkowy (o czułości 10^{-6}) zastępujemy przy pomocy przełącznika galwanometrem zwierciadłowym (o czułości 10^{-8}). Pomiary wykonywałem na obydwu gałęziach krzywej rezonancji, przyczem średnia obydwu odczytań dawała szukaną pojemność.

Przed pomiarami kolistą skalę milimetrową wycechowałem, uzyskując krzywą poprawek, które musiałem uwzględniać, by odczytania na tej skali były proporcjonalne do zmian pojemności mierzonych. Cechowanie to wykonałem w następujący sposób. Kondensator obrotowy Spindler-Hoyera ustawiałem tak, by odczytanie przypadło na początku skali. Dołączałem kondensator mierniczy bez cieczy i przy pomocy dodatkowego kondensatora obrotowego doprowadzałem wskazówkę galwanometru do zera. Następnie odłączałem kondensator mierniczy i kompensowałem go kondensatorem Spindler-Hoyera. Czynność tę powtarzałem tyle razy, aż przeszedłem w ten sposób całą skalę. Kondensator mierniczy utrzymywany był przez przeciąg cechowania w identycznych warunkach, by jego pojemność nie zmieniła się. W ten sposób stwierdziłem, że równym przyrostem pojemności odpowiadają niezupełnie równe odstępstwa na skali. Obliczyłem ich średnią wartość, a następnie wyznaczyłem dla poszczególnych części skali poprawki.

Wszystkie pomiary wykonałem w temperaturze 20° . Pojemność użyteczną C_0 kondensatora mierniczego wyznaczyłem przy pomocy benzenu ($\varepsilon = 2.282$) z równań.

$$C_1 = C_0 + k; \quad C_2 = \varepsilon \cdot C_0 + k,$$

gdzie C_1, C_2 są odpowiednio pojemności kondensatora pomiarowego napełnionego powietrzem lub benzenem (ε). Z tych też równań wyznaczałem stałą k . Stałą dielektryczną mieszaniny (ε_{12}), wyliczyłem ze związku

$$C = \varepsilon_{12} \cdot C_0 + k.$$

Dokładność pomiarów wynosiła 1% .

Gęstość mieszanin mierzyłem piknometrem typu Ostwald-Sprengela. Wyniki pomiarów są zawarte w tabeli XIV oraz na figurze 10.

T a b e l a XIV.

C	ρ_{12}	ε_{12}
0	0'8791	2'282
6'97	0'8971	3'283
14'99	0'9177	4'564
30'32	0'9591	7'485
40'19	0'9906	9'813
49'19	1'0190	12'174
73'61	1'0994	20'047

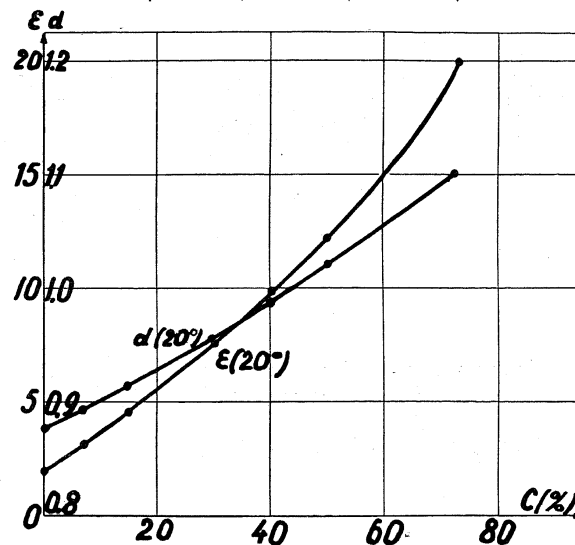


Fig. 10.

§ 11. Addytywność molarnej stałej Kerra mieszanin nitrobenzenu w heksanie i benzenie.

W paragrafie 2 wykazałem, że molarna stała Kerra mieszaniny (K_{12}^m) winna dać się wyznaczyć przy pomocy molarnych stałych Kerra składników mieszaniny (K_1^m, K_2^m) według związku:

$$K_{12}^m = K_1^m \cdot f_1 + K_2^m \cdot f_2.$$

(26)

Ponadto, uwzględniając (12), (22), otrzymujemy:

$$K^m = \frac{\tilde{E} \lambda}{n} \cdot \left(\frac{n}{n^2 + 2} \right)^2 \cdot \left(\frac{1}{\varepsilon + 2} \right)^3 \cdot \frac{M}{\rho}. \quad (27)$$

Spółczynniki załamania mieszanin wyrachowałem przy pomocy reguły Lorenza-Lorentza; gęstości i stałe dielektryczne zarówno heksanu i nitrobenzenu, jak i ich mieszanin, zaczerpnałem z pracy A. Piekary²⁰⁾. Gęstości i stałe dielektryczne mieszanin benzenu i nitrobenzenu otrzymałem przy pomocy własnych pomiarów.

Wyniki rachunków zawierają tabele XV, XVI oraz figury 11, 12.

Tabela XV.

$t = 25^\circ$, $\lambda = 578 \text{ m}\mu$.

f_2	zmierz. $K_{12}^m \times 10^{13}$	wyrach. $K_{12}^m \times 10^{13}$
0	12.5	12.5
0.0574	80.29	20.9
0.1480	130.3	32.1
0.2305	148.5	43.3
0.3179	158.3	54.0
0.4117	166.1	66.4
0.5124	152.5	78.9

Tabela XVI.

$t = 20^\circ$, $\lambda = 578 \text{ m}\mu$.

f_2	zmierz. $K_{12}^m \times 10^{13}$	wyrach. $K_{12}^m \times 10^{13}$
0	9.36	9.36
0.0521	68.73	15.2
0.0986	103.1	20.1
0.2118	123.3	36.3
0.3881	115.1	58.4

Linie pełne na tych figurach wyobrażają zależności K_{12}^m od ułamka mola nitrobenzenu, linie przerywane zależność tej samej wielkości wyrachowanej ze związku (26).

Jak widać z wykresów, w badanych mieszaninach występują duże odstępstwa od addytywności molarnej stałej Kerra. Powodem tego jest wzrost wzajemnego oddziaływania cząsteczek nitrobenzenu w miarę zwiększenia jego stężenia w mieszaninie. Wskutek tego oddziaływania czynnik $\frac{\varepsilon + 2}{3}$ nie charakteryzuje już pola wewnętrznego, działającego na cząstki. Również założenia, przy których wyprowadzono wzór (2), nie stosują się już w tym przypadku. Cząsteczki nie posiadają już zupełnej swobody obrotu, lecz n. p., jak przyjmuje to Debye²¹⁾, wykonują

²⁰⁾ A. Piekara: l. c.

²¹⁾ P. Debye: Physik. Zeitschr. t. 36, p. 100, 1935.

większe lub mniejsze drgania obrotowe około pewnej osi. Kierunek tej osi zmienia się jednak powoli tak, że z biegiem czasu przyjmuje ona wszystkie możliwe położenia. Cząsteczce dipolowej przypisuje Debye w stosunku do tej osi energię równą $U = -E \cos \delta$, gdzie δ jest kątem pomiędzy kierunkiem momentu trwałego a tą osią. Stąd też stała molarna

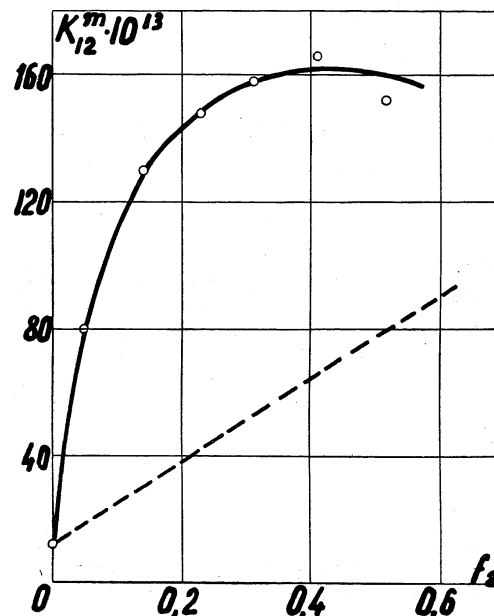


Fig. 11.

Kerra wyrachowana dla gazu lub pary (K^m_0) nie może być równa stałej dla cieczy (K^m) tej pary.

H. Friedrich²²⁾, w niedawno opublikowanej, tymczasowej pracy o efekcie Kerra w mieszaninach nitrobenzenu i benzenu, przyjmuje pomiędzy obydwiema wielkościami istnienie następującego związku:

$$K^m = K^m_0 \cdot R(y),$$

²²⁾ H. Friedrich: Physik. Zeitschr. t. 38, p. 139, 1937.

gdzie $R(y)$ oznacza czynnik redukujący i wyraża się w sposób następujący:

$$R(y) = \frac{3L(y)}{y} \left[2 - \frac{3L(y)}{y} - \frac{2}{9} y^2 \cdot \left(\frac{3L(y)}{y} \right)^2 \right].$$

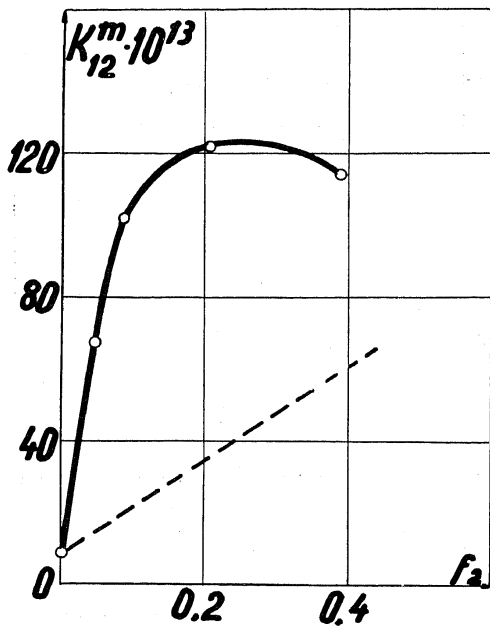


Fig. 12.

$L(y)$ jest funkcją L a n g e v i n a

$$L(y) = \operatorname{cth} y - \frac{1}{y}; \quad y = \frac{E}{KT}.$$

Znając wartości K_0^m i K_{12}^m , wylicza Friedrich $\frac{E}{KT}$ dla różnych stężeń.

Uzyskany wykres zależności $\frac{E}{KT}$ ilustruje zmniejszanie się swobody ruchu obrotowego ze wzrostem stężenia.

Z mieszanin o małym stężeniu wyznaczałem molarną stałą K e r r a nitrobenzenu posługując się związkiem (26). Następnie wartości uzyskane ekstrapolowałem dla nieskończenia małych stężeń. W ten sposób otrzymałem na powyższą stałą z mieszanin rozcieńczonych w heksanie i benzenie odpowiednie wyniki.

$$K_3^m = 130 \times 10^{-12}, \quad (t = 25^\circ)$$

$$K_3^m = 140 \times 10^{-12}, \quad (t = 20^\circ).$$

S t u a r t i V o l k m a n wyznaczyli tę stałą z mieszanin rozcieńczonych nitrobenzenu w heptanie i benzenie i uzyskali wartości:

$$K_3^m = 150 \times 10^{-12},$$

$$K_3^m = 100 \times 10^{-12}.$$

Pomiary z parą nitrobenzenu wykonane przez tych autorów dały wynik:

$$K_0^m = 222 \times 10^{-12}.$$

§ 12. Zestawienie wyników prac doświadczalnych dotyczących podwójnego załamania elektrycznego mieszanin cieczy i addytywności stałej Kerra.

Podwójne załamanie elektryczne mieszanin cieczy, jak i kwestia addytywności stałej K e r r a były badane przez kilku autorów. W większości przypadków badania te dotyczyły roztworów rozcieńczonych, rzadziej dowolnych stężeń.

B e r g h o l m ²³⁾ badał podwójne załamanie mieszanin: 1) dwusiarczku węgla w m-ksylenie, czterochloru węgla i chloroformie; 2) chlorobenzenu w czterochloru węgla i m-ksylenie. Stała K e r r a, używana przez tego autora, różni się tylko o wielkość stałą od tej, którą określa równanie (27). Ponadto stała ta odniesiona jest do jednostki objętości, a nie do mola. Zgodność danych doświadczalnych z wyrachowaniami otrzymał on jedynie w przypadku mieszaniny dwusiarczku węgla w m-ksylenie i w czterochloru węgla. Inne mieszaniny wykazują odstępstwa, choć znacznie mniejsze od tych, które ja znalazłem. Przyczyna tego zdaje się leżeć w tym, że składniki mieszanin B e r g h o l m a są to ciecze adipolowe, albo — gdy jeden ze składników jest cieczą dipolową — posiada on jednak stosunkowo mały trwały moment elektryczny.

²³⁾ B e r g h o l m: 1. c.

Briegleb²⁴⁾, oprócz badań nad podwójnym załamaniem elektrycznym rozтворów rozcieńczonych, mierzył podwójne załamanie mieszanin benzenu w heptanie i wyrachowywał ze swoich pomiarów molarną stałą Kerra dla różnych stężeń. Wyniki doświadczalne w ten sposób uzyskane nie dają prostolinjowego przebiegu zależności K_{12}^m od stężenia, szczególnie dla większych stężeń (figura 13, linja pełna).

Liczne pomiary dwójmności mieszanin rozcieńczonych przeprowadzali Briegleb, Stuart i Volkman²⁵⁾ oraz Otterbein²⁶⁾.

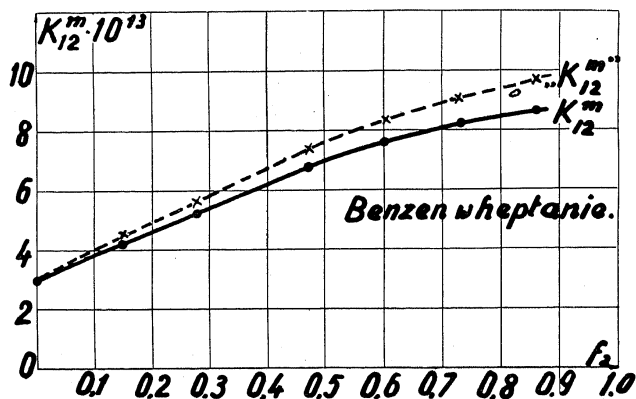


Fig. 13.

Dla mieszanin rozcieńczonych nitrobenzenu (dochodzących do 0-01 mola nitrobenzenu) w heptanie, benzenie i czterochlorku węgla Stuart i Volkman znaleźli prostolinjowy przebieg zależności K_{12}^m od stężenia. Podobny przebieg zależności znalazł Briegleb dla mieszanin acetonu w heptanie (do 0.2 mola acetonu; figura 14, linja pełna). Natomiast dla mieszanin acetonu w benzenie (figura 15, linja pełna) zależność nie jest już prostolinjowa nawet dla stosunkowo małych stężeń acetonu. Analogiczne odstępstwa od prostolinjowej zależności znalazł Briegleb dla wszystkich przez siebie badanych mieszanin (figury 16, 17). Składniki tych mieszanin są cieczami adipolowymi, lub też jeden z nich

²⁴⁾ G. Briegleb: 1. c.

²⁵⁾ Stuart i Volkman: 1. c.

²⁶⁾ G. Otterbein: 1. c.

jest substancją dipolową, o momencie trwałym, znacznie mniejszym od momentu cząsteczki nitrobenzenu. Stąd też odstępstwa od prostolinjowej za-

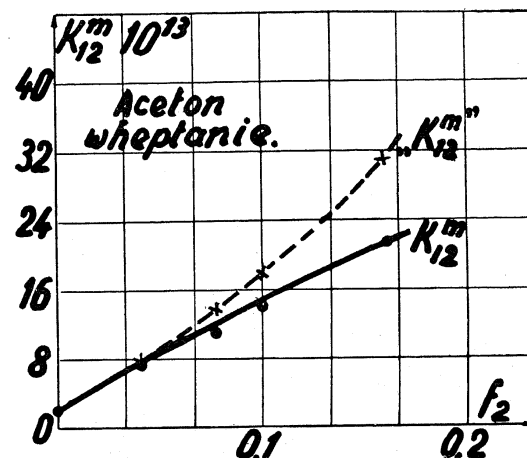


Fig. 14.

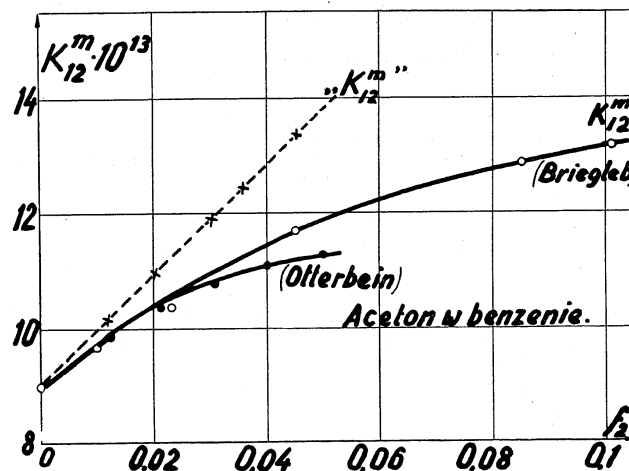


Fig. 15.

leżności nie są tak duże jak w przypadku nitrobenzenu. Okazuje się zatem, że określona powyżej molarna stała *K e r r a*, za wyjątkiem bardzo małego zakresu stężeń, nie jest wielkością addytywną.

Dlatego też *O t t e r b e i n* zmienia nieco jej określenie, rozumując w sposób następujący. Wielkością dokładnie addytywną winna być

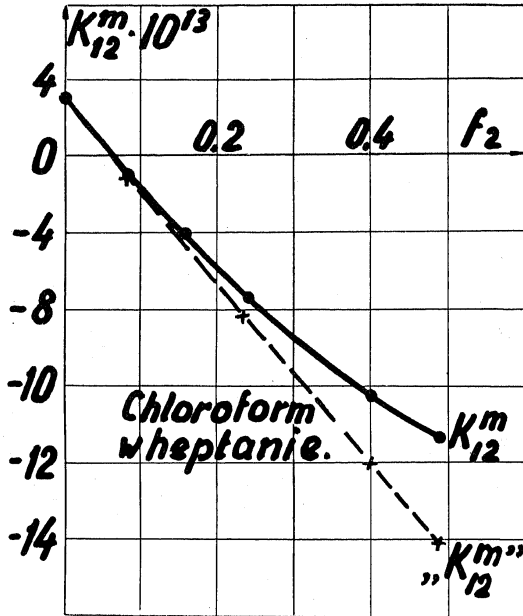


Fig. 16.

różnica refrakcji $R_p - R_s$ (20). Różnica ta, przy przejściu wiązki światła w polu elektrycznym zewnętrznym jednostkowym, jest równa:

$$\frac{R_p - R_s}{E^2} = 6 \cdot \frac{B_{12} \cdot \lambda}{n_{12}} \cdot \left(\frac{n_{12}}{n_{12}^2 + 2} \right)^2 \cdot \frac{M_{12}}{\rho_{12}}, \quad (28)$$

W przypadku bardzo małego stężenia ciała rozpuszczonego, wyrażenie (28) różni się od molarnej stałej *K e r r a* (27) stałym czynnikiem $\left(\frac{1}{\epsilon_1 + 2} \right)^2$,

gdzie ϵ_1 jest stałą dielektryczną rozpuszczalnika. Krzywa zatem zależności (28) jest dla tych stężeń równoległa do krzywej (27). Aby uniezależnić wyrażenie (28) od pola wewnętrznego, dzieli je *O t t e r b e i n* przez $(\epsilon_1 + 2)^2$ i w ten sposób dochodzi do następującego określenia molarnej stałej *K e r r a*:

$${}_{\text{„}}K_{12}{}^m{}_{\text{”}} = \frac{B_{12} \cdot \lambda}{n_{12}} \cdot \left(\frac{n_{12}}{n_{12}^2 + 2} \right)^2 \cdot \left(\frac{1}{\epsilon_1 + 2} \right)^2 \cdot \frac{M_{12}}{\rho_{12}}. \quad (29)$$

Obydwie krzywe, które wyobrażają odpowiednio przebieg zależności $K_{12}{}^m$, „ $K_{12}{}^m$ ” od stężenia, mają wspólną styczną w punkcie początkowym. Kierunek tej stycznej jest niezmiernie ważny przy wyznaczaniu molarnej sta-

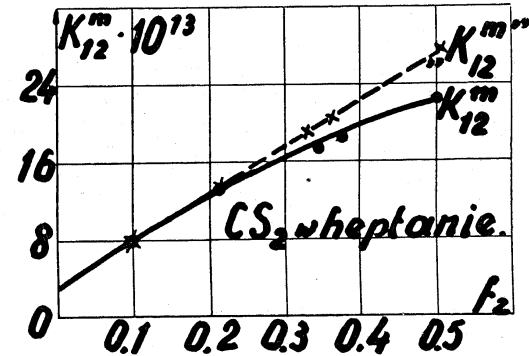


Fig. 17.

łej *K e r r a* ciała rozpuszczonego, w przypadku gdy posługujemy się metodą ekstrapolacji do roztworów nieskończenie rozcieńczonych. Albowiem punkt przecięcia prostej, która jest przedłużeniem tej stycznej, z rzędną, odpowiadającą $f_2 = 1$ daje bezpośrednio ekstrapolowaną molarną stałą *K e r r a* ciała rozpuszczonego.

Wyniki otrzymane przez *O t t e r b e i n a* dla mieszanin acetonu w benzenie, heksanie i czterochlorku węgla dają rzeczywiście prostoliniową zależność wielkości „ $K_{12}{}^m$ ” w zakresie przez niego badanych stężeń (figura 15, linia przerywana). Chcąc zbadać, czy wyniki podane przez *B r i e g l e b a*, również dają zależność prostoliniową, przeliczyłem kilka serji jego pomiarów według formuły podanej przez *O t t e r b e i n a*. Wyniki w szerszych zakresach stężeń dają zależność linjową (fig. 13, 16,

17, linie przerywane), za wyjątkiem mieszaniny acetonu w heptanie (fig. 14, linia przerywana).

Wydaje się zatem, że znajomość przebiegu zależności „ K_{12}^m ” od stężenia pozwala dokładniej wyznaczyć ekstrapolowaną molarną stałą K_{err} a ciała rozpuszczonego. Mając więcej punktów leżących na prostej (większy zakres stężeń), można metodą najmniejszych kwadratów dokładniej wyznaczyć równanie prostej ekstrapolacji.

Zastosowałem również założenia *O t t e r b e i n a* do wyników, otrzymanych przeze mnie. Przebieg zależności „ K_{12}^m ” od f_2 również nie jest prostoliniowy i przedstawia się krzywą wygiętą w kierunku przeciwnym do wygięcia krzywej K_{12}^m .

W końcu należy podkreślić jeszcze pewne wnioski, do których dochodzą wspomniani autorzy. Stwierdzają oni, że molarna stała K_{err} a ciała rozpuszczonego, wyznaczona z mieszanin rozcieńczonych, jest silnie zależna od rozpuszczalnika. Ponadto stała ta jest zawsze mniejsza od stałej molarnej danej substancji w stanie pary czy gazu. Nie można zatem trudnych pomiarów molarnej stałej K_{err} par zastąpić pomiarami chociażby najbardziej rozcieńczonych mieszanin. Przez rozcieńczenie zmniejsza się wzajemne sprzężenie cząsteczek ciała rozpuszczonego, lecz nie znika działanie cząsteczek rozpuszczalnika. Oddziaływanie to powoduje dodatkową anizotropję cząsteczek rozpuszczonych, która ujawnia się w pomiarach stałej K_{err} , natomiast nie wywołuje widocznego wpływu na wielkość refrakcji i polaryzacji molarnej.

Po wykonaniu i zredagowaniu tej pracy, ukazała się w *Physikalische Zeitschrift* pełna praca *F r i e d r i c h a*²⁷⁾ na temat efektu K_{err} a w mieszaninach nitrobenzenu i benzenu. Pomiary jego, przeprowadzone dla całego zakresu stężeń (od $f_2 = 0$ do $f_2 = 1$), dotyczyły gęstości współczynnika załamania światła, stałej dielektrycznej i stałej K_{err} . Molarna stała K_{err} różni się czynnikiem 6 od stałej, określonej równaniem (27).

Na jednej z figur zestawia *F r i e d r i c h* zależność molarnej stałej K_{err} a nitrobenzenu od ułamka mola nitrobenzenu w mieszaninie. Ekstrapolując tę krzywą na mieszaniny o nieskończenie małym stężeniu nitrobenzenu, uzyskujemy wartość molarnej stałej K_{err} a nitrobenzenu bliską wartości otrzymanej dla pary nitrobenzenu (ponad 200×10^{-12}). Wynik ten potwierdza pogląd o wpływie rozpuszczalnika na molarną stałą K_{err} a ciała rozpuszczonego, wyznaczoną z mieszanin chociażby najbardziej rozcieńczonych. Różnica jednak między K_2^m a K_0^m jest u *F r i e*

d r i c h a mniejsza od znalezionej przezemnie czy też przez innych autorów. Powód leży prawdopodobnie w okoliczności, że w badaniach swych używał *F r i e d r i c h* nitrobenzenu o wyjątkowo dużym stopniu czystości.

Profesorowi *K. Z a k r z e w s k i e m u* za udzielenie mi tematu tej pracy i za rady w jej wykonaniu, panu Docentowi *A. P i e k a r z e* za pomoc przy pracy, tudzież Panu Dyrektorowi *T. Ł o p u s z a ń s k i e m u* za umożliwienie jej wykonania składam podziękowanie.

Pracownia Fizyki
Gimnazjum im. Sułkowskich
w Rydzynie.

²⁷⁾ H. Friedrich: Phys. Zeit. t. 38, nr. 9, p. 318, 1937