

Przykład 10.4. Wyznaczanie średniej lepkościowej masy cząsteczkowej.

Wielkość masy cząsteczkowej możemy wyznaczyć z pomiarów lepkości. Jeżeli cząstki mają różną wielkość, to z pomiarów otrzymujemy średnią lepkościową masę cząsteczkową (\bar{M}_v). W doświadczeniu wyznaczamy za pomocą lepkościomierza lepkość graniczną (wzór 10.19) dla stężenia substancji rozproszonej $c \rightarrow 0$, którą otrzymujemy z lepkości właściwej.

Dane: Lepkość graniczna (η_{gr}) dla poliizobutyleny w cykloheksanie wynosi 1,687. Stałe występujące we wzorze (10.20) wynoszą: $K = 8,3 \cdot 10^{-4}$ i $\alpha = 0,61$; wartość \bar{M}_v wyliczamy ze wzoru $[\eta] = K \bar{M}_v^\alpha$. Po zlogarytmowaniu równania (10.20) i przekształceniu otrzymamy

$$\log \bar{M}_v^\alpha = \frac{1}{\alpha} [\log [\eta] - \log K]$$

Podstawiając podane wartości danych, otrzymamy

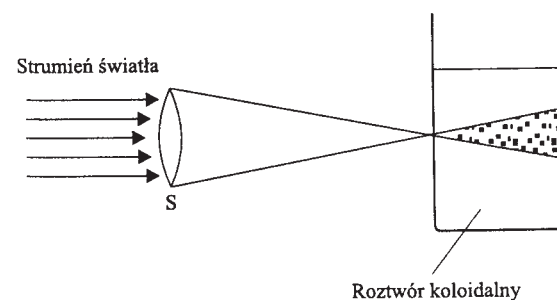
$$\log \bar{M}_v^\alpha = \frac{1}{0,61} [\log 1,687 - \log 8,3 \cdot 10^{-4}] = \frac{1}{0,61} [0,2271 + 3,0809] = 5,4229$$

Stąd $\bar{M}_v^\alpha = 264\,220$.

11. Optyczne właściwości układów koloidalnych

11.1. Efekt Tyndalla. Ultramikroskop

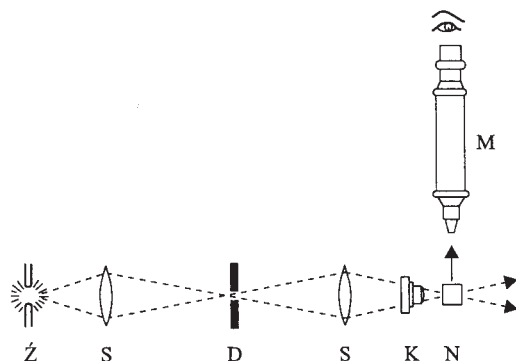
Wiązka światła przechodząc przez roztwór koloidalny napotyka na swej drodze cząstki koloidalne, na których ulega rozproszeniu, jeżeli długość fali padającego światła jest większa od wymiarów cząstki. Światło rozproszone łatwo zaobserwować w świetle bocznym, prostopadłym do promienia padającego. Intensywność światła rozproszonego zależy od stężenia roztworu koloidalnego oraz od różnicy współczynników załamania światła fazy rozproszonej i rozpraszającej. Rozpraszanie światła przez cząstki koloidalne po raz pierwszy zaobserwował Tyndall. Stąd to zjawisko nazywa się *efektem Tyndalla*. Efekt Tyndalla zilustrowano na rys. 11.1.



Rys. 11.1. Efekt Tyndalla

Na kufkę pada intensywne światło wzmocnione odpowiednim doborem soczewek i ulega rozproszeniu na cząstkach koloidalnych. Rozproszenie światła obserwujemy najlepiej na ciemnym tle w postaci jasnego stożka. Stożek możemy obserwować pod mikroskopem, którego oś optycz-

na jest ustawiona prostopadle do kierunku promienia padającego. Na tej zasadzie zbudowany jest ultramikroskop (rys. 11.2). Ultramikroskop został wynaleziony przez Ł. Bodaszewskiego, a następnie udoskonalony przez R. Zsigmondy'ego i H. Siedentopfa. W ultramicroskopie nie obserwujemy cząstek koloidalnych, lecz punkty świetlne sygnalizujące obecność cząstki w danym miejscu. Ponieważ cząstki poruszają się ruchami Browna, w polu obserwacji widzimy ciągły ruch cząstek na ciemnym tle. Schemat ultramikroskopu przedstawiono na rys. 11.2.



Rys. 11.2. Schemat ultramikroskopu: Ż – źródło światła, S – soczewki, D – diafragma, K – kondensator, N – naczynie z roztworem koloidalnym, M – mikroskop

Ultramikroskop ma liczne zastosowania w badaniach właściwości roztworów koloidalnych. Za jego pomocą można wyznaczyć współczynnik dyfuzji, oznaczyć gęstość roztworu koloidalnego, szybkość koagulacji, określić promień cząstki itd.

Bezpośrednia obserwacja budowy cząstek koloidalnych możliwa jest w mikroskopie elektronowym, gdyż posługujemy się falą długości rzędu 0,01 nm. Długość fali elektronowej jest określona przyspieszeniem elektronów emitowanych z katody w silnym polu elektrycznym. Zgodnie z mechaniką kwantową długość fali λ zależy od prędkości v poruszającej się masy m i określona jest wzorem

$$\lambda = \frac{h}{mv} \quad (11.1)$$

gdzie h jest stałą Plancka ($h = 6,6256 \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s} = 6,6256 \cdot 10^{-27} \text{ erg} \cdot \text{s}$). Prędkość elektronu v związana jest z jego energią kinetyczną E_{kin} wzorem

$$E_{\text{kin}} = \frac{1}{2}mv^2 \quad (11.2)$$

a energia elektryczna E_{el} zależy od ładunku q i napięcia elektrycznego V , czyli że $E_{\text{el}} = qV$.

Porównując $E_{\text{kin}} = E_{\text{el}}$ otrzymamy wyrażenie na prędkość v

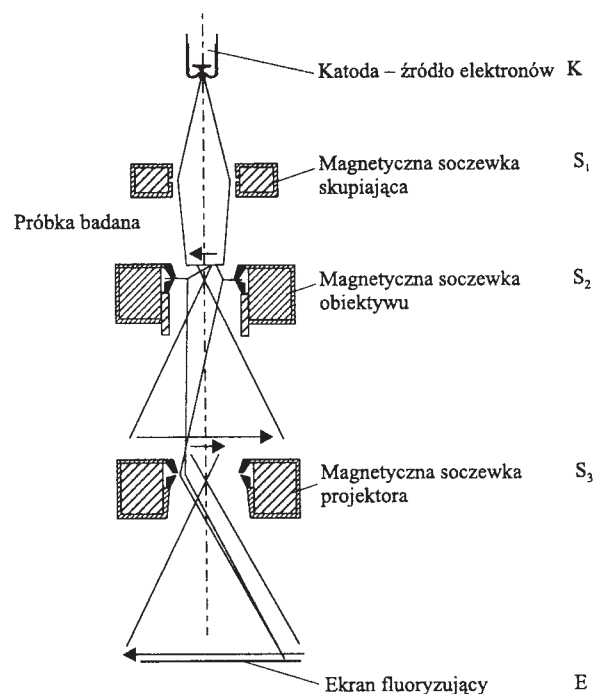
$$v = \sqrt{\frac{2qV}{m}} \quad (11.3)$$

Wstawiając równanie (11.3) do równania (11.1) i przyjmując $q = e_0$ otrzymamy

$$\lambda = \frac{h}{\sqrt{2e_0Vm_e}} \quad (11.4)$$

Wzór (11.4) umożliwia wyliczenie długości fali dla danej wartości napięcia elektrycznego, aby otrzymać długość fali żądanej wartości. Z prostych obliczeń wynika, że aby otrzymać falę elektronową długości $\lambda = 0,01 \text{ nm}$ dla ładunku $q = e_0$ (ładunek elektronu $e_0 = 1,60210 \cdot 10^{-19} \text{ C}$), oraz $m = m_e$ (masa elektronu $m_e = 9,1091 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$), należy wytworzyć różnicę potencjałów między katodą i anodą równą 15048 V.

Schemat mikroskopu elektronowego przedstawiono na rys. 11.3. Wiązkę elektronów można zogniskować za pomocą pola magnetycznego lub elektrycznego i dzięki temu właśnie możliwe było skonstruowanie mikroskopu elektronowego. Zasadę działania mikroskopu elektronowego przedstawiono na rys. 11.3. Elektrony o określonej szybkości emitowane z katody K są skupione w soczewce magnetycznej S_1 . Następnie padają one na przedmiot badany i po przejściu przez soczewkę S_2 tworzą obraz, który z kolei jest ponownie powiększony przez soczewkę S_3 i może być obserwowany na ekranie fluoryzującym E. Obraz na ekranie fluoryzującym może być sfotografowany i obserwowany przez okienko. Obserwowany przedmiot – (cząstki koloidalne) jest umieszczony w próżni, aby elektrony nie ulegały ugięciu na cząsteczkach powietrza. Stąd preparaty obserwowane są w stanie „suchym” bez ośrodka dyspersyjnego. Ten fakt stwarza ograniczenie metody mikroskopii elektronowej. Powiększenia, jakie uzyskuje się w mikroskopie elektronowym są bardzo znaczne i wynoszą 500 000 razy.



Rys. 11.3. Schemat mikroskopu elektronowego

11.2. Rozpraszanie światła. Turbidymetria i nefelometria

Energia świetlna jest przenoszona przez fale elektromagnetyczne, zwane również promieniowaniem elektromagnetycznym. Charakterystyczną cechą promieniowania elektromagnetycznego jest drganie pola elektrycznego, któremu towarzyszy drganie pola magnetycznego. Promieniowanie elektromagnetyczne rozchodzi się w próżni z prędkością $c = 3 \cdot 10^{10} \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$. Składowe promieniowania elektryczna i magnetyczna są do siebie wzajemnie prostopadłe i także prostopadłe do kierunku rozchodzenia się promieniowania oraz są przesunięte w fazie. Drganie składowej elektrycznej lub magnetycznej można opisać periodyczną funkcją sinusową lub cosinusową. Natężenie składowej pola elektrycznego zmienia się w czasie

$$E = E_0 \sin(2\pi \nu t) \quad (11.5)$$

gdzie: E – natężenie pola elektrycznego w czasie t , E_0 – amplituda składowej elektrycznej (maksymalna wartość), ν – częstotliwość periodycznych zmian fali świetlnej.

Cząstka (podobnie jak cząsteczka) składa się z ładunków elektrycznych dodatnich (jądra atomowe lub kationy) i ujemnych (elektrony lub aniony) i dlatego właśnie możliwe jest oddziaływanie składowej elektrycznej (lub magnetycznej) z ładunkami elektrycznymi. Oddziaływanie to polega na indukowaniu w cząstce elektrycznego momentu dipolowego, którego wielkość jest proporcjonalna, zgodnie ze wzorem (3.11), do natężenia pola elektrycznego $\mu_{\text{ind}} = \alpha E$. Jeżeli E ulega periodycznym zmianom, to zgodnie ze wzorem (11.5) możemy napisać

$$\mu_{\text{ind}} = \alpha E_0 \sin(2\pi \nu t) \quad (11.6)$$

pamiętając, że α w tym wzorze wyraża polaryzowalność cząstki. Ze wzoru (11.6) wynika, że indukowany moment dipolowy jest synchronicznie drgającym dipolem elektrycznym w czasie t , z częstością ν . Pochodna $d\mu_{\text{ind}}/dt$ jest równoważna prądowi elektrycznemu, a $d^2\mu_{\text{ind}}/dt^2$ jest miarą zmiany prądu powodującą promieniowanie pola elektrycznego. Zgodnie z prawami elektrodynamiki dipol drgający jest źródłem promieniowania o intensywności I proporcjonalnej do kwadratu amplitudy natężenia pola elektrycznego

$$I = \frac{16\pi^4 \nu^4}{c^4 r^2} \alpha^2 E_0^2 \sin^2(2\pi \nu t) \cos^2 \varphi \quad (11.7)$$

gdzie: r – odległość od dipola drgającego, w której pole indukowane wynosi E , c – prędkość światła, φ – kąt między wektorem elektrycznym promieniowania padającego i rozproszonego.

W pomiarach porównujemy stosunek intensywności światła rozproszonego I_r (przepuszczonego) do intensywności światła padającego I_0 , które równa się

$$I_0 = E_0^2 \sin^2(2\pi \nu t) \quad (11.8)$$

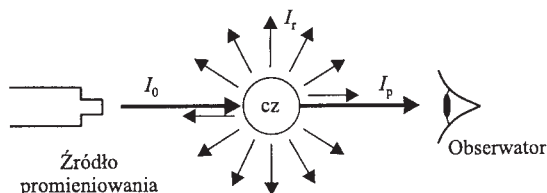
zatem

$$\frac{I_r}{I_0} = \frac{16\pi^4 \nu^4}{c^4 r^2} \alpha^2 \cos^2 \varphi \quad (11.9)$$

Ponieważ v jest równe odwrotności długości fali $v = c/\lambda$ więc równanie przyjmuje postać

$$\frac{I_r}{I_0} = \frac{16\pi^4}{r^2\lambda^4} \alpha^2 \cos^2 \varphi \quad (11.9a)$$

Wzór (11.9a) wyraża *prawo rozpraszania Rayleigha*. Promieniowanie rozproszone ma taką samą częstotliwość, jak promieniowanie padające i rozchodzi się we wszystkich kierunkach przestrzeni (rys. 11.4).



Rys. 11.4. Rozpraszanie światła przez cząstkę: I_0 – intensywność promieniowania padającego, I_p – intensywność promieniowania przechodzącego, I_r – intensywność promieniowania rozproszonego

Zależność intensywności światła rozproszonego od odwrotności czwartej potęgi długości fali jest cechą charakterystyczną zjawiska rozpraszania światła. Wzrost intensywności rozpraszania w miarę zmniejszania długości fali powoduje, że odcień dymu papierosowego jest niebieski, pary eukaliptusów w powietrzu nadają błękit Górom Błękitnym (Australia), a błękit nieba powstaje w wyniku silniejszego rozpraszania krótkofalowego przez górne warstwy atmosfery ziemskiej w kierunku powierzchni Ziemi.

Związek między intensywnością światła rozproszonego I_r a intensywnością światła padającego I_0 określa wzór

$$I_r = I_0 e^{-\tau l} \quad (11.10)$$

gdzie: τ – współczynnik zmgętnienia, l – grubość ośrodka, przez który przechodzi promień światła. Równanie (11.10) jest równaniem analogicznym do *równania Lamberta*, a współczynnik τ odpowiada współczynnikowi absorbancji.

Przyjmując jednostkową grubość $l = 1$ możemy wzór (11.10) przekształcić

$$e^{-\tau} = \frac{I_r}{I_0} + 1 - 1 = \frac{I_r - I_0}{I_0} + 1 = 1 - \frac{I_0 - I_r}{I_0}$$

stąd:

$$-\tau = \ln \left(1 - \frac{I_0 - I_r}{I_0} \right)$$

jeżeli $\frac{I_0 - I_r}{I_0} \ll 1$, to po uproszczeniu otrzymamy

$$\tau = \frac{I_0 - I_r}{I_0} \quad (11.11)$$

Światło rozproszone rozchodzi się we wszystkich kierunkach i dlatego całkowite zmgętnienie jest sumą zmgętnienia dla wszystkich kątów przestrzeni. Wartość tej sumy (którą otrzymuje się przez obliczenie całki $\tau = \int_0^\pi \frac{I_r}{I_0} 2\pi r^2 \sin\Theta d\Theta$) dla jednej cząstki koloidalnej w 1 cm^3 równa się

$$\tau = \frac{8}{3} \pi \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^4 \alpha^2 \quad (11.12)$$

Jeżeli w 1 cm^3 znajduje się $c_i N_A / M$ cząstek koloidalnych, wzór (11.12) należy pomnożyć przez tę wartość i wówczas otrzymamy

$$\tau = \frac{8}{3} \pi \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^4 \alpha^2 \frac{c_i N_A}{M} \quad (11.12a)$$

Za pomocą wzoru (11.12a) można wyznaczyć stężenie cząstek koloidalnych (lub cząsteczek polimeru) lub masę cząsteczkową cząsteczek koloidalnych. Metoda pomiaru stężenia roztworów koloidalnych oparta na zjawisku rozpraszania światła zwana jest *nefelometrią*. Współczynnik α wyrażający polaryzowalność cząstki wyznacza się z refrakcji molowej określonej wzorem (3.23), mierząc współczynnik załamania światła substancji rozproszonej n . Wzór (3.23) przekształcony względem polaryzowalności α ma postać

$$\alpha = \frac{3M}{4\pi\rho N_A} \frac{(n^2 - 1)}{(n^2 + 2)} \quad (11.13)$$

Jeżeli n jest niewiele większe od jedności, to wyrażenie w nawiasie prawej strony wzoru (11.13) można zapisać w postaci przybliżonej

$$\left(\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \right) \cong \frac{2(n - 1)}{3} \quad (11.14)$$

stąd

$$\alpha \cong \frac{M}{2\pi\rho N_A} (n - 1) \quad (11.15)$$

Ze wzorów (11.14) i (11.15) oraz przyjmując, że gęstość fazy gazowej jest równa stężeniu $\rho(\text{g} \cdot \text{cm}^{-3}) = c_i(\text{g} \cdot \text{cm}^{-3})$ otrzymamy

$$\tau = \frac{32\pi^3 c_i M}{3\lambda^4 N_A} \left(\frac{n - 1}{c_i} \right)^2 \quad (11.16)$$

W przypadku roztworu koloidalnego współczynnik załamania światła cieczy dyspersyjnej n_0 jest różny od jedności (dla fazy gazowej można przyjąć $n = 1$). W roztworze koloidalnym występują dwa rodzaje fluktuacji gęstości pochodzące od ruchów cieplnych cząsteczek cieczy dyspersyjnej i od ruchów Browna substancji rozpuszczonej. Fluktuacje gęstości wiążą się z fluktuacjami współczynnika załamania światła wyrażającymi się różnicą $\Delta n = n - n_0$, gdzie n_0 jest współczynnikiem załamania światła cieczy dyspersyjnej. Dla roztworów rozcieńczonych ta różnica zależy liniowo od stężenia c_i , czyli że $\Delta n = \gamma c_i$, gdzie γ jest współczynnikiem proporcjonalności. Zależność $(n_0 \gamma c_i)^2$ uwzględniającą udział współczynnika załamania światła rozpuszczalnika wprowadzamy do wzoru (11.16) zamiast $(n - 1)^2$ i otrzymamy wówczas wzór na współczynnik zmętnienia

$$\tau = \frac{32\pi^3 M}{3\lambda^4 N_A} \frac{(n_0 \gamma c_i)^2}{c_i} \quad (11.17)$$

a stąd

$$\tau = \frac{32\pi^3 n_0^2}{3\lambda^4 N_A} \left(\frac{n - n_0}{c_i} \right)^2 c_i M \quad (11.17a)$$

W rozcieńczonych roztworach koloidalnych wyrażenie w nawiasie prawej strony równania (11.17a) można zastąpić pochodną dn/dc_i i wówczas otrzymamy

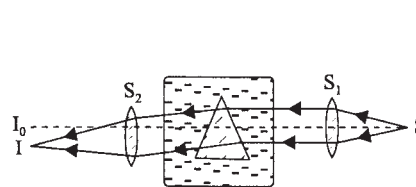
$$\tau = \frac{32\pi^3 n_0^2}{3\lambda^4 N_A} \left(\frac{dn}{dc_i} \right)^2 c_i M \quad (11.18)$$

lub

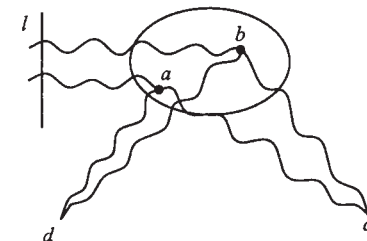
$$\tau = A c_i M \quad (11.18a)$$

$$\text{gdzie } A = \frac{32\pi^3 n_0^2}{3\lambda^4 N_A} \left(\frac{dn}{dc_i} \right)^2$$

Różnice współczynników załamania światła można wyznaczyć bezpośrednio za pomocą odpowiedniego układu optycznego. Zasadę pomiaru zilustrowano na rys. 11.5.



Rys. 11.5. Zasada pomiaru różnicy współczynników załamania światła $n - n_0$: S – źródło światła, S_1, S_2 – soczewki, I_0 – promień przechodzący, I – promień ugięty



Rys. 11.6. Różnica dróg optycznych w cząstce koloidalnej

Roztwór umieszczamy w naczyniu pryzmatycznym, które zanurzamy w naczyniu z rozpuszczalnikiem. Ze źródła światła pada wiązka promieniowania przez soczewkę S_1 . Gdyby w pryzmacie znajdował się czysty rozpuszczalnik, to kierunek promienia nie uległby zmianie, a obraz pojawiłby się w punkcie I_0 . Ponieważ roztwór ma inną gęstość optyczną, więc promień ulega ugięciu (załamaniu) i obraz obserwujemy w punkcie I. Kątowe przesunięcie obrazu równa się: $2(n - n_0) \text{tg} \beta / 2$, gdzie β jest kątem pryzmatu. Układ optyczny składa się z soczewek skupiających S_1 i S_2 oraz pryzmatu.

Asymetryczne rozpraszanie światła wykorzystuje się do charakterystyki struktury cząstki koloidalnej. Można określić wymiar i kształt cząstki. Zjawisko asymetrii rozpraszania jest następstwem tego, że promienie świetlne znajdujące się w zgodnej fazie przechodzą różne drogi wewnątrz cząstki. Różnica dróg optycznych wynosząca $\lambda/2$ odpowiada różnicy faz π , czyli 180° , w następstwie czego zachodzi interferencja (wygaszenie) obniżająca natężenie promieniowania w kierunku przeciwnym (kierunek wsteczny, $\Theta > 90^\circ$) do kierunku promienia padającego w porównaniu do natężenia promieniowania w kierunku zgodnym (kierunek w przód, $\Theta < 90^\circ$) z kierunkiem I_0 .

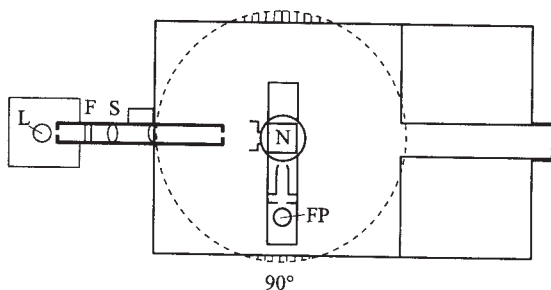
Zależność intensywności promieniowania rozproszonego od kąta obserwacji wyraża wzór

$$\frac{I_r}{I_0} = \frac{8\pi^4 \alpha^2}{\lambda^4 r^2} (1 + \cos^2 \Theta) \quad (11.19)$$

Kąt Θ jest miarą odchylenia wiązki rozproszonej od wiązki pierwotnej. Ze wzoru (11.19) wynika, że natężenie promieniowania rozproszonego zwiększy się dwukrotnie, jeżeli $\Theta = 0^\circ$ lub 180° ; dla $\Theta = 90^\circ$ ten czynnik wynosi 1.

Na rysunku 11.6 przedstawiono drogę przebiegu promieni w cząstce koloidalnej. Zgodnie w fazie promienie ulegają rozproszeniu w punktach a i b wewnątrz cząsteczki. Opuszczając cząstkę spotykają się w punktach d i c . Różnice dróg optycznych wynoszą $lad - lbd$. Promienie spotykające się w punkcie c przebiegają drogi, których różnica wynosi $lbc - lac$. Promień biegnący przez punkt a do punktu c przebiega wewnątrz cząsteczki drogę dwa razy dłuższą. Te różne drogi powodują w rezultacie przesunięcie fazowe wcześniej już wspomniane.

Asymetrię rozpraszania wyraża stosunek intensywności rozpraszania mierzonych pod różnym kątem względem promieniowania padającego. Schemat przyrządu, za pomocą którego można mierzyć I_r pod różnymi kątami w stosunku do kierunku wiązki pierwotnej przedstawiono na rys. 11.7.

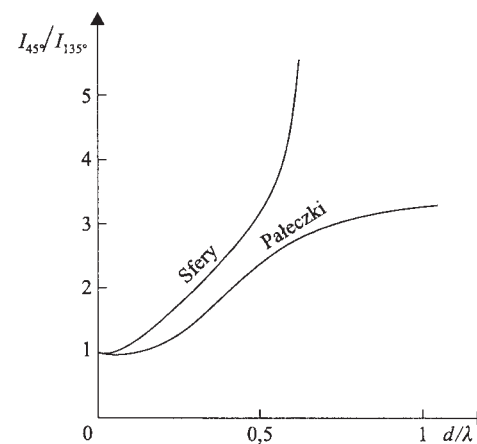


Rys. 11.7. Schemat przyrządu do pomiaru intensywności światła rozproszonego: L – lampa kwarcowa, F – filtr, S – soczewka, N – naczynie z roztworem koloidalnym, FP – fotopowielacz

Światło lampy kwarcowej L przepuszcza się przez filtr F, aby uzyskać promieniowanie monochromatyczne. Układ filtra F i soczewek S wytwarza równoległą wiązkę światła długości λ . Wiązka promieniowania pada na kwadratowe okienko naczynia pomiarowego N z roztworem koloidalnym. Intensywność promieniowania rozproszonego mierzy się za pomocą foto-

powielacza FP przetwarzającego promieniowanie o określonej intensywności na prąd elektryczny, który łatwo zmierzyć odpowiednim miernikiem. Fotopowielacz jest umocowany na obrotowym stoliku, obracającym się wokół osi pionowej przechodzącej przez środek naczynia pomiarowego N, które nie obraca się. Obrotowy stolik, do którego przymocowany jest fotopowielacz umożliwia pomiar I_r pod różnymi kątami w stosunku do wiązki pierwotnej I_0 . Przedstawiony na rysunku 11.7 przyrząd jest przygotowany do pomiaru intensywności światła rozproszonego pod kątem 90° .

Na rysunku 11.8 przedstawiono schematycznie rozpraszanie światła przez cząstkę sferyczną i niesferyczną.



Rys. 11.8. Rozpraszanie światła przez cząstkę sferyczną i cząstkę pałeczkową

Asymetria rozpraszania zależy od czynnika d/λ , gdzie d jest efektywną długością; dla cząstek sferycznych d jest promieniem; dla cząstek pałeczkowatych (dwutorowych) d jest długością; dla chaotycznie zwiniętego łańcucha d jest pierwiastkiem średniego kwadratu odległości końców łańcucha. Czynniki d/λ można wyznaczyć ze współczynnika asymetrii zmierzonego dla roztworów koloidalnych dostatecznie rozcieńczonych. Jak dokładne są pomiary ciężaru cząsteczkowego M i długości d świadczy m.in. bardzo dobra zgodność, jaką uzyskano między wynikami M i d dla wirusa mozaiki tytoniowej z pomiarów rozpraszania światła i wynikami uzyskanymi za pomocą mikroskopu elektronowego ($M = 4 \cdot 10^7$ i $d = 2,7 \cdot 10^{-6}$ nm).

Zamiast pomiarów światła rozproszonego możemy mierzyć intensywność światła przepuszczonego I_p (rys. 11.4), która zależy w analogiczny sposób od I_0 i długości drogi, przez którą światło przechodzi:

$$I_p = I_0 e^{-\varepsilon l} \quad (11.20)$$

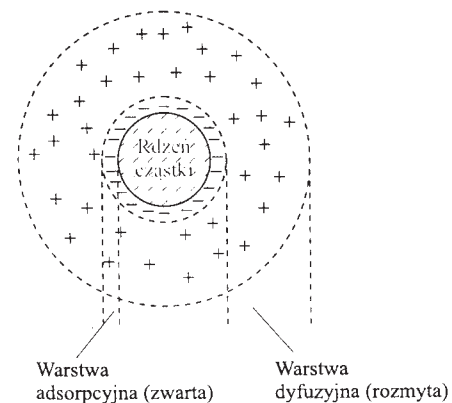
gdzie ε jest współczynnikiem przepuszczalności. Na badaniu zależności I_p od I_0 polega metoda zwana *turbidymetrią*.

Jeżeli rozpraszaniu towarzyszy jednocześnie pochłanianie światła, to wówczas intensywność światła przechodzącego określa wzór $I_p = I_0 e^{-(\varepsilon + \tau)l}$, w którym wykładnik potęgowy zawiera współczynnik absorpcji ε i współczynnik zmętnienia τ .

Wiele reakcji strąceniowych może prowadzić do otrzymania trwałych zawiesin nadających się do pomiarów nefelometrycznych lub turbidymetrycznych. Metodą turbidymetryczną oznaczono fosfor, wytrącając go odczynnikiem strychnino-molibdenianowym, amoniak, wytrącając odczynnikiem Nesslera, siarczany – wytrącając siarczan baru, który tworzy zawiesinę koloidalną. Metodę nefelometryczną i turbidymetryczną można stosować do bardzo małych stężeń, rzędu kilku części na milion.

12. Zjawiska elektrokinetyczne w układach koloidalnych

Omawiając strukturę i stabilność układów koloidalnych zwrócono uwagę, że cechą charakterystyczną cząstki koloidalnej – szczególnie koloidu fazowego – jest zaadsorbowany w postaci jonów ładunek powierzchniowy, równoważony elektrostatycznie przez warstwę przeciwjonów, znajdującą się w ośrodku dyspersyjnym. Cząstka koloidalna i warstwa przeciwjonów tworzą tzw. *micelę*. Ładunki powierzchniowe cząstki znajdujące się w warstwie adsorpcyjnej i ładunki znajdujące się w warstwie przeciwjonów w ośrodku dyspersyjnym tworzą tzw. *podwójną warstwę elektryczną* (rozd. 3.2). Podwójna warstwa elektryczna (rys. 12.1) jest zbudowana z jonowej warstwy wewnętrznej mocno związanej z rdzeniem cząstki oraz z drugiej warstwy zwanej dyfuzyjną, przenikającej do ośrodka dyspersyjnego. Rodzaj ładunku cząstki koloidalnej zależy od właściwości rdzenia cząstki i właściwości fazy rozpraszającej. Hydrozole metali ładują się ujemnie, a wodorotlenki metali dodatnio. Nie jest to jednak regułą. Wpływ środo-



Rys. 12.1. Struktura elektryczna cząstki koloidalnej naładowanej ujemnie