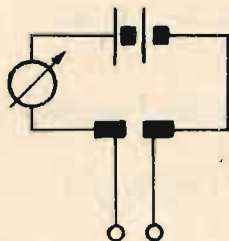


Im krótszy czas zderzenia, z tym lepszym przybliżeniem możemy przyjąć, że siły zewnętrzne są małe w porównaniu z siłą impulsową, a więc, że układ zderzających się ciał jest układem odesobnionym.

Zderzenie nie jest zjawiskiem momentalnym lecz wymaga pewnego czasu, który możemy wyznaczyć doświadczalnie wg schematu pokazanym na rys. 5.5.



Rys. 5.5. Pomiar czasu zderzenia

Wielkość wychylenia wiązki świetlnej odbitej od zwierciadła np. galwanometru wykaże nam czas zetknięcia.

Np. dwie kule o średnicach $\varnothing 13$ mm każda, zderzające się z prędkością $v = 74$ mm/s pozostają w zetknięciu przez $1,8 \cdot 10^{-4}$ s, przy prędkości 295 mm/s czas zetknięcia jest krótszy i wynosi $1,38 \cdot 10^{-4}$ s.

5.4. Równanie ruchu

Podstawowe znaczenie drugiej zasady dynamiki Newtona polega na możliwości wyznaczenia równania ruchu. Jeśli znamy siłę, najczęściej jako funkcję czasu, prędkości przyspieszenia i położenia tzn. $F = F(r, v, t)$, to na podstawie drugiej zasady napisanej w formie

$$a = \frac{d^2 r}{dt^2} = \frac{1}{m} F(r, v, t)$$

lub w układzie współrzędnych kartezjańskich

$$\frac{d^2x}{dt^2} = \frac{1}{m} F_x(x, y, z, v_x, v_y, v_z, t)$$

$$\frac{d^2y}{dt^2} = \frac{1}{m} F_y(x, y, z, v_x, v_y, v_z, t)$$

$$\frac{d^2z}{dt^2} = \frac{1}{m} F_z(x, y, z, v_x, v_y, v_z, t)$$

możemy z powyższych równań /1/ i /2/ otrzymać prędkość

$$v = \frac{dr}{dt} = v_0 + \frac{1}{m} \int_{t_0}^t F(r, v, t) dt$$

oraz położenie

$$r - r_0 = \int_{t_0}^t v dt = \int_{t_0}^t \left[v_0 + \frac{1}{m} \int_{t_0}^t F(r, v, t) dt \right] dt$$

jako funkcję położenia prędkości i czasu. Jeśli siły są wyrażone przez bardziej skomplikowane funkcje, to rozwiązanie podanych wyżej równań może okazać się trudne. Ponadto do wyznaczenia toru potrzebne są dodatkowe informacje, które mogą być podane jako warunki brzegowe lub warunki początkowe, tzn. warunki typu: jeśli $t = t_0$ to $\bar{r} = \bar{r}_0$ i $\bar{v} = \bar{v}_0$.

Wówczas w zasadzie istnieje zawsze rozwiązanie, chociaż poszukiwanie go może sprawić duże kłopoty. Gorzej jest, jeśli informacje podane są w postaci warunków brzegowych tzn.

warunków w postaci: jeśli $t = t_1$ - tor jest określony równaniem $\bar{r} = \bar{r}_1/t$, a jeśli $t = t_2$, to tor $\bar{r} = \bar{r}_2/t$;

wówczas rozwiązanie może być niejednoznaczne, względna wcale nie istnieć.

Rozwiązaniem układu równań różniczkowych będzie równanie toru

$$x = x(x_0, y_0, z_0, v_{x0}, v_{y0}, v_{z0}, t)$$

$$y = y(x_0, y_0, z_0, v_{x0}, v_{y0}, v_{z0}, t)$$

$$z = z(x_0, y_0, z_0, v_{x0}, v_{y0}, v_{z0}, t)$$

Położenie i prędkość w chwili t_0 mogą mieć dowolne wartości $x_0, y_0, z_0, v_{x0}, v_{y0}, v_{z0}$; należy je zastąpić przez dowolne stałe $c_1, c_2, c_3, c_4, c_5, c_6$, a wówczas równanie toru będzie

$$x = x(c_1, c_2, c_3, c_4, c_5, c_6, t)$$

$$y = y(c_1, c_2, c_3, c_4, c_5, c_6, t)$$

$$z = z(c_1, c_2, c_3, c_4, c_5, c_6, t)$$

Z równań ruchu można też wyznaczyć składowe prędkości w funkcji tych sześciu stałych

$$\frac{dx}{dt} = v_x(c_1, c_2, \dots, c_6, t)$$

$$\frac{dy}{dt} = v_y(c_1, c_2, \dots, c_6, t)$$

$$\frac{dz}{dt} = v_z(c_1, c_2, \dots, c_6, t)$$

Plan rozwiązania zadań może być przedstawiony następująco:

1. Bierzemy pod uwagę punkt materialny w dowolnej chwili /nie zajmujący jakiegos szczególnego położenia/, określamy wszystkie siły działające na ten punkt.
2. Wybieramy układ odniesienia. Początek układu najwygodniej jest umieścić w ten sposób, aby w początku ruchu dla czasu $t = 0$, współrzędne punktu były zerami, tzn. aby punkt znajdował się w początku układu współrzędnych.

3. Zestawiamy równanie ruchu w postaci równań różniczkowych, gdzie składowe sił wyrażamy jako funkcje tych wszystkich zmiennych, od których te siły zależą.
4. Rozwiązujemy równanie różniczkowe.
5. Podstawiamy warunki początkowe lub brzegowe do otrzymanych całek i znajdujemy stałe całkowania.
6. Podstawiamy znalezione stałe do otrzymanych rozwiązań, otrzymując w ten sposób równanie ruchu.

5.4.1. Przykłady całkowania równań ruchu

1. Działająca siła $F = 0$.

Jeśli na warstwę nie działa żadna siła, albo też działają siły równoważące się tzn. siła wypadkowa $F = 0$, to równanie ruchu przybiera postać

$$\overline{a} = \frac{d^2\overline{r}}{dt^2} = \frac{d\overline{v}}{dt} = 0$$

Dla $t_0 = 0$, $\overline{v} = \overline{v}_0$ i $\overline{r} = \overline{r}_0$ otrzymamy

$$\overline{v} = \frac{d\overline{r}}{dt} = \overline{v}_0 = \text{const.}$$

Rozdzielając zmienne $d\overline{r} = \overline{v}_0 dt$ otrzymamy

$$\overline{r} = \overline{r}_0 + \overline{v}_0 t$$

Ruch jest ruchem jednostajnym i prostoliniowym.

2. Działająca siła $F = \text{const.}$

Jeśli działająca siła jest stała jako wektor tzn. $\overline{F} = \overline{F}_0 = \text{const.}$ to równanie ruchu przybierze postać

$$\frac{d^2\overline{r}}{dt^2} = \frac{d\overline{v}}{dt} = \frac{1}{m} \overline{F}_0$$

skąd po rozdzieleniu zmiennych i uwzględnieniu warunków brzegowych dla $t = 0$ $\overline{v} = \overline{v}_0$ i $\overline{r} = \overline{r}_0$ otrzymamy

$$\overline{v} = \frac{d\overline{r}}{dt} = \frac{1}{m} \overline{F}_0 t + \overline{v}_0$$

Całkując powyższe równanie otrzymamy wektorowe równanie

toru

$$r = \bar{r}_0 + \bar{v}_0 t + \frac{1}{2m} F_0 t^2$$

Ruch pod wpływem tej siły jest ruchem jednostajnie przyspieszonym $/a = \text{const.}/$ tylko wtedy, gdy siła jest równoległa do prędkości początkowej $/F_0$ równoległa do $v_0/$. Równanie toru jest parabolą drugiego stopnia, a ruch odbywa się po linii prostej.

6. Rodzaje sił

Ogólnie siły możemy podzielić na siły: zachowawcze /potencjalne/ i niezachowawcze.

W przypadku użycia sił zachowawczych czyli potencjalnych, praca wykonana przez taką siłę nie zależy od drogi ale od wyboru punktu końcowego. Siłę nazywamy zachowawczą lub potencjalną wówczas, gdy praca wykonana przez nią po dowolnej krzywej zamkniętej jest równa zero.

Siłami zachowawczymi są w szczególności siły centralne, to znaczy takie, że wektor siły w dowolnym punkcie pola dla którego określona jest siła leży na prostej przechodzącej przez wspólny punkt zwany środkiem albo źródłem siły centralnej, przy czym wartość tej siły zależy tylko od odległości od środka.

Siły zachowawcze są szczególnie ważne w fizyce. Przykładem siły zachowawczej jest siła ciężkości jako siła centralna, siła z jaką działa na ładunek pole magnetyczne i elektryczne wytwarzane przez ładunek punktowy, siła z jaką działa na ładunek elektryczny pole magnetyczne tzw. siła Lorentza.

W przypadku użycia sił niezachowawczych, praca wykonana przez te siły na drodze zamkniętej nie równa się zero. Typowymi przykładami sił niezachowawczych są siły tarcia i siły oporu ośrodka.

6.1. Sily zachowawcze

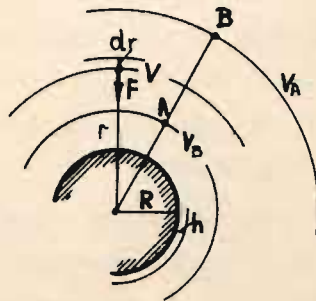
6.1.1. Potencjalne pole sił

Pola centralne to takie pole zachowawcze, w którym energia potencjalna jest wyłączną funkcją odległości r od pewnego punktu nazwanego centrum lub środkiem pola. $E_p = E_p(r)$

W oparciu o wymienione właściwości pola centralnego można wykazać, że siła w tym polu, nazywana siłą środkową, skierowana jest do centrum pola i że jej wartość zależy wyłącznie od odległości r od środka pola. $F = F(r)$.

Postać funkcji $F(r)$ może być w zasadzie dowolna np. $F(r) = \frac{A}{r} e^{-\alpha r}$
 $F(r) = A \cdot r^n$; $F(r) = A \frac{1}{r^n}$. Ostatni przypadek jest szczególnie ważny gdy $n = 2$ tzn. $F(r) = A \frac{1}{r^2}$.

Ponieważ pole centralne jest polem zachowawczym wobec tego praca przesunięcia cząstki z punktu A do punktu B wyniesie /rys.1.6/.



Rys. 1.6. Potencjalne pole sił

$$L_{AB} = V_B - V_A = -\Delta E_p$$

lub, gdy $\vec{AB} \rightarrow \vec{dr}$
 $\vec{F} \cdot \vec{dr} = -dE_p$

Wartość siły $F(r)$ wyniesie

$$F(r) = - \frac{dE_p}{dr}$$

/1.6/

Jeśli siła $F(r)$ zależy jedynie od miejsca, to można ją wyrazić wzorem

$$F(r) = - \left(\frac{\partial E_p}{\partial x} + \frac{\partial E_p}{\partial y} + \frac{\partial E_p}{\partial z} \right) = - \text{grad } E_p = - \nabla E_p$$

/2.6/

Dla przypadku siły ciężkości w pobliżu powierzchni ziemi energia potencjalna pola sił ciężkości działających na punkt materialny o masie m opisana jest wzorem

$$E_p(x, y, z) = mgz$$

Pochodne tej funkcji

$$G_x = - \frac{\partial E_p}{\partial x} = 0 ; G_y = - \frac{\partial E_p}{\partial y} = 0 ; G_z = - \frac{\partial E_p}{\partial z} = -mg$$

Dzięki zależności /1.6/ możemy wyznaczać $F(r)$ znając postać funkcji $E_p(r)$ lub wyznaczać $E_p(r)$ mając zadaną funkcję $F(r)$, tak jak to miało chronologicznie miejsce dla pola grawitacyjnego i pola elektrostatycznego.

Dla pola grawitacyjnego mamy:

$$E_p(r) = - \int F(r) dr = + \int G \frac{M \cdot m}{r^2} dr = + G \cdot M \cdot m \int \frac{dr}{r^2} = - \frac{G \cdot M \cdot m}{r} + C$$

G - stała całkowania

W przypadku pola elektrostatycznego

$$\begin{aligned} E_p(r) &= - \int F(r) dr = - \int \frac{Q \cdot q}{4\pi \epsilon \cdot \epsilon_0 \cdot r^2} dr = - \frac{Q \cdot q}{4\pi \epsilon \epsilon_0} \int \frac{dr}{r^2} = \\ &= \frac{Q \cdot q}{4\pi \epsilon_0 \cdot \epsilon \cdot r} + C \end{aligned}$$

Prawo Hooke'a głosi, że siła F z jaką napięta sprężyna działa na pewien punkt, jest proporcjonalna do wydłużenia x tej sprężyny

$$F = -kx$$

przy czym k - współczynnik sprężystości

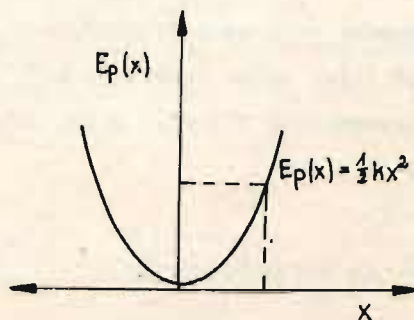
Korzystając ze wzoru $F = -kx$ otrzymamy wzór na energię potencjalną sił sprężystych

$$-kx = -\frac{\partial E_p}{\partial x}$$

skąd

$$E_p(x) = \frac{1}{2} kx^2$$

Zależność energii potencjalnej od wydłużenia sprężyny przedstawiono na rys. 2.6.



Rys. 2.6. Energia sprężystości

6.1.2. Siły jądrowe

Badania doświadczalne i teoretyczne wykazały, że pomiędzy nukleonami działają trzy różne rodzaje sił 1/ odpychanie kulombowskie protonów 2/tzw. siły wymiany wiążące wszystkie cząstki 3/ siły napięcia powierzchniowego analogiczne do sił występujących w cieczech.

Jedną z zasadniczych właściwości sił jądrowych jest to, że są to siły bardzo krótkiego zasięgu tzn. nie odgrywają one prawie żadnej roli w dużych odległościach od jądra atomu, a pojawiają się wtedy, gdy nukleony zbliżają się do siebie na odległość rzędu 10^{-15} m i rosną gwałtownie przy dalszym zmniejszaniu się tej odległości.

Potencjał sił jądrowych można przedstawić w postaci:

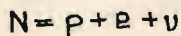
$$\varphi = g_1 \cdot \frac{e^{-\alpha r}}{r}$$

gdzie r - odległość od jądra, g_1 - tzw. - naboje mezonowy, α - stała charakteryzująca zasięg sił.

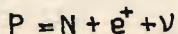
Obliczenia wykazują, że masa cząstki wiążąca nukleony posiada wielkość

$$m = 252 m_e$$

tak więc, cząstka wiążąca nukleony i stanowiąca podstawę sił jądrowych posiada masę pośrednią pomiędzy masą elektronu i masą protonu. Pole sił jądrowych nosi nazwę pola mezonowego. Działanie sił wymiany polega na tym, że protony i neutrony mogą nawzajem przemieniać się jedno w drugie wymieniając przy tym różniące je naboje elektryczne i masy. Wymiana ta zachodzi przez wysłanie lub pochłanianie mezonów ujemnych i dodatnich, które mogą przy tym rozpadać się na elektrony i neutrino, Przemiana neutronu na proton zachodzi według wzoru

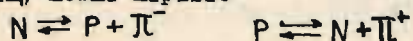


oraz przemiana protonu na neutron



gdzie N - neutron, p - proton, e^- - elektron ujemny, e^+ - elektron dodatni, ν - neutrino.

Bezpośrednio jednak wymianie podlega tylko mezon π i powyższe przemiany można napisać



6.1.3. Warunek istnienia potencjału. Pole wirowe

Jeśli dany jest potencjał $V(x, y, z)$ to określa on pole sił, przy czym składowe tych sił oblicza się za pomocą wzorów

$$F_x = -\frac{\partial V}{\partial x} \quad ; \quad F_y = -\frac{\partial V}{\partial y} \quad ; \quad F_z = -\frac{\partial V}{\partial z} \quad (3.6)$$

W przypadku gdy dane są składowe tych sił w funkcji współrzędnych

$$F_x = F_x(x, y, z) \quad ; \quad F_y = F_y(x, y, z) \quad ; \quad F_z = F_z(x, y, z) \quad (4.6)$$

to z góry nie możemy powiedzieć, czy pole jest potencjalne, tzn. czy istnieje funkcja $V(x, y, z)$, której pochodnymi cząstkowymi ze znakiem minus będą składowe /4.6/. Można jednak ustalić warunki, jakie muszą spełnić składowe /4.6/ siły F , aby pole było potencjalne, tzn. aby składowe /4.6/ wyrażały się wzorami /3.6/. Jeżeli dla pierwszych pochodnych cząstkowych $\frac{\partial V}{\partial x}$ i $\frac{\partial V}{\partial y}$ obliczyć drugie pochodne mieszane tj: $\frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\partial V}{\partial x} \right)$ i $\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial V}{\partial y} \right)$ to w obu przypadkach otrzymać powinniśmy ten sam rezultat $\frac{\partial^2 V}{\partial x \partial y}$ niezależnie od kolejności różniczkowania.

Zatem

$$\frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\partial V}{\partial x} \right) = \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial V}{\partial y} \right) \quad /5.6/$$

Czyli biorąc pod uwagę /3.6./ otrzymamy

$$\frac{\partial F_x}{\partial y} = \frac{\partial F_y}{\partial x}$$

Postępując podobnie dla dwóch innych par składowych siły określonej przez składowe /3.6/ otrzymamy:

$$\frac{\partial F_y}{\partial z} = \frac{\partial F_z}{\partial y} \quad i \quad \frac{\partial F_z}{\partial x} = \frac{\partial F_x}{\partial z}$$

Wszystkie powyższe trzy warunki można zapisać w postaci

$$\frac{\partial F_z}{\partial y} - \frac{\partial F_y}{\partial z} = 0 \quad ; \quad \frac{\partial F_x}{\partial z} - \frac{\partial F_z}{\partial x} = 0 \quad ; \quad \frac{\partial F_y}{\partial x} - \frac{\partial F_x}{\partial y} = 0$$

/6.6/

Jeśli spełnione są warunki /6.6/ to pole $F(F_x, F_y, F_z)$ ma potencjał $V(x, y, z)$, jest więc potencjalne, a zarazem /przy potencjale niezależnym od czasu/ - zachowawcze. Jeśli warunki /6.6/ nie są spełnione, to oznacza, że praca na drodze zamkniętej nie jest równa zero: $\oint F ds \neq 0$, a więc pole nie jest zachowawcze. Taką właściwość posiada pole siły wytworzone np. przez wirującą lepka ciecz, albo przez pole magnetyczne wytworzone przez przewodnik z prądem elektrycznym. Linie sił takiego pola są kołami, otaczającymi przewodnik. Praca sił pola wzdłuż linii zamkniętej otaczającej przewodnik nie jest równa zero. Pole tego typu nazywa się polem wirowym /rys.3.6/. W przypadku nie spełnienia warunku /6.6/ mamy pole wirowe. Wówczas trzy wyrażenia /6.6/ możemy traktować jako trzy składowe pewnego wektora. Jeśli wektor ten nie równa się zero, pole jest wirowe, jeśli zaś równa się zero, pole jest bezwirowe, czyli potencjalne. Wektor ten nazywa się rotacją wektora \vec{F} i oznacza się

$$\text{rot } \vec{F} = \vec{i} \left(\frac{\partial z}{\partial y} - \frac{\partial y}{\partial z} \right) + \vec{j} \left(\frac{\partial x}{\partial z} - \frac{\partial z}{\partial x} \right) + \vec{k} \left(\frac{\partial y}{\partial x} - \frac{\partial x}{\partial y} \right) \quad (7.6)$$

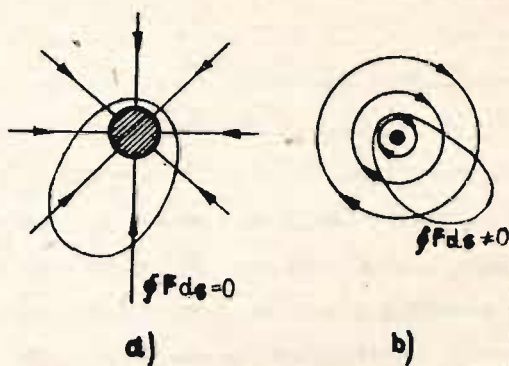
Trzy równania /6.6/ wyrażające warunek bezwirowości pola można więc napisać wektorowo w postaci jednego równania.

$$\text{rot } \vec{F} = 0$$

Natomiast

$$\text{rot } \vec{F} \neq 0$$

oznacza, że pole jest wirowe. W płaszczyźnie rysunku /rys.3.6b/ wektor $\text{rot } \vec{F}$ jest prostopadły do sił pola \vec{F} .



Rys. 36 a/ Przebieg linii sił w polu potencjalnym
/zachowawczym

b/ Przebieg linii sił w polu wirowym /niezachowawczym/

6.2. Siły niezachowawcze

6.2.1. Tarcie ciał stałych

Z przesuwaniem się danego ciała stałego po powierzchni innego ciała wiąże się zawsze przemiana jego energii kinetycznej w energię cieplną, w wyniku czego ruch ciała staje się coraz powolniejszy. Z czysto mechanicznego punktu widzenia zjawisko to można opisać jako pojawienie się pewnej siły przeciwdziałającej ruchowi ciała. Siła ta nosi nazwę siły tarcia. Z fizycznego punktu widzenia tarcie jest wynikiem złożonych procesów zachodzących na powierzchniach przesuwających się po sobie ciał.

Rozróżniamy tarcie zewnętrzne/suche/ oraz wewnętrzne/lepkie lub płynne/.

Tarciem zewnętrznym nazywamy styczne oddziaływanie między powierzchniami dwóch ciał stykających się ze sobą. Jeśli ciała te są względem siebie nieruchome, to mamy do czynienia z tarciem spoczynkowym /lub statycznym/. W przypadku względnego przesuwania się ciał mamy do czynienia z tarciem suchym lub kinetycznym.

Tarciem wewnętrznym /lub siłą oporu lepkości/ masywamy oddziaływanie powstające między warstwami cieczy lub gazu, poruszającymi się względem siebie. W odróżnieniu od tarcia zewnętrznego nie istnieje w tym wypadku tarcie statyczne.

Teoria zjawiska tarcia zewnętrznego nie jest dostatecznie opracowana, ale w ogólnych zarysach mechanizmu tarcia przedstawia się następująco: Powierzchnie ciała stałego, nawet dobrze oszlifowanego, nie jest w istocie rzeczy powierzchnią idealnie gładką. Istnieją na niej różnego rodzaju niejednorodności, zagłębienia i szczeliny, których rozmiary są duże w porównaniu z odległościami międzycząsteczkowymi. Bardzo często powierzchnia ta pokryta jest tlenkami absorbowanymi warstewkami gazu lub cieczy. Podczas zetknięcia makroskopowo płaskich powierzchni dwóch ciał mikrowystępy jednej z nich częściowo wchodzi w zagłębienie drugiej powierzchni. Tego rodzaju wzajemne zaczepianie się różnych mikronierówności przeciwdziałać będzie stycznemu przesuwaniu się obu powierzchni względem siebie. W wielu miejscach odległość między stykającymi się ciałami mogą być rzędu zakresu działania sił cząsteczkowych. W miejscach tych nastąpi spojenie tych ciał co również przeciwdziała ich względnemu przemieszczaniu się. Pola powierzchni rzeczywistego kontaktu są rzędu $10^4 \div 10^5$ razy mniejsze od nominalnej powierzchni styku.

Doświadczenie pokazuje, że tarcie między ciałami stałymi podporządkowane jest prawidłowości

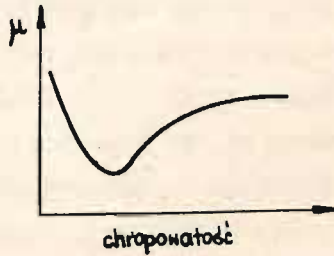
$$F_T = \mu \cdot N$$

/8.6/

gdzie: F_T - wypadkowa siła tarcia działająca między poruszającymi się ciałami., N - siła przyciskająca normalna do powierzchni, μ - współczynnik tarcia.

Współczynnik tarcia zależy od jakości obróbki powierzchni

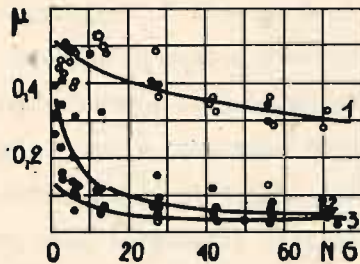
/rys. 4.6/. Powierzchnie lepiej oszlifowane mają mniejszy współczynnik tarcia niż powierzchnie chropowate.



Rys. 4.6. Zależność współczynnika tarcia od chropowatości powierzchni

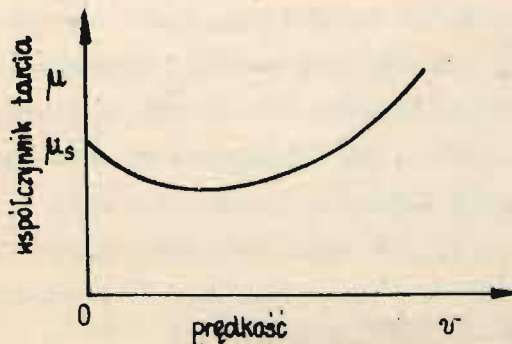
Prawidłowość tę obserwuje się tylko w pewnych granicach. Doświadczenie pokazuje, że w przypadku bardzo dokładnie oszlifowanych powierzchni ciała zlepiają się ze sobą, co powoduje szybki wzrost współczynnika tarcia. Prawdopodobnie w przypadku powierzchni źle wygładzonych podstawowym przyczynkiem do sił tarcia jest wzajemne zaczepianie się nierówności powierzchni, natomiast w przypadku dokładnie wygładzonych powierzchni podstawową rolę odgrywają międzycząsteczkowe siły spójności. Warto zaznaczyć, że najdokładniej obrobione powierzchnie mają występy o wysokości $0,01 + 0,1 \mu\text{m}$, zgrubnie obrobione około $200 \mu\text{m}$.

Siła tarcia statycznego zależy również od tego, ile czasu stykające się ciała pozostają ze sobą w ścisłym kontakcie. W przypadku dużych czasów zetknięcia i dużych sił nacisku stykające się powierzchnie doznają odkształceń plastycznych, które sprzyjają spajaniu się ciał i powodują wzrost tarcia statycznego. Na rys. 5.6. przedstawiono współczynnik tarcia diamentu od obciążenia.



Rys. 5.6. Wartość współczynnika tarcia diamentu od obciążenia 1/ po odgazowaniu, 2/ przy dostępie powietrza, 3/ przy swobodnym dostępie powietrza

Współczynnik tarcia zależy również od prędkości poruszających się powierzchni trących. Wartość μ_0 odpowiadająca $v = 0$ nazywa się współczynnikiem tarcia statycznego lub spoczynkowego. Przy małych prędkościach /rys. 6.6/ $\mu < \mu_s$. Przy wzroście prędkości współczynnik μ osiąga minimum, a następnie jego wartość rośnie ze wzrostem prędkości. Początkowo wzrost współczynnika μ jest proporcjonalny do prędkości, tzn. $\mu = k \cdot v$ / k -współczynnik stały/ natomiast przy dużych prędkościach zależność ta przechodzi w $\mu = k \cdot v^2$.



Rys. 6.6. Zależność współczynnika tarcia od prędkości trącającej się powierzchni. μ_s - współczynnik tarcia statycznego

Postać energii, na które zmienia się stracona wskutek tarcia energia mechaniczna zależy od rodzaju trących się ciał i warunków tarcia. W zakresie tarcia części maszyn największy udział w tym bilansie ma energia cieplna powodująca między innymi nagrzewanie trących się ciał. Powoduje to powstanie wysokich lokalnych temperatur, ograniczonych punktem topnienia ciała stałego. Jeżeli metal łatwo się utlenia i jeżeli utlenianie jest procesem egzotermicznym /np. aluminium, magnez/ to temperatura może być znacznie podwyższona dzięki ciepłu utleniania wywiązanemu na utlenionej powierzchni. Oczywiście nie jest ona punktem topnienia metalu i może osiągnąć duże wartości do 2000°C a nawet i więcej. Lokalne podwyższone temperatury wiążące się z tarciem ciał stałych odgrywają doniosłą rolę np. w polerowaniu, tarciu śniegu i ślizganiu się powierzchni przy nadzwyczaj dużych prędkościach.

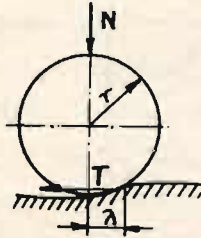
Małe tarcie powierzchni metalicznych uzyskuje się przez pokrycie twardej powierzchni cienką warstwą o wiele miększego metalu, np. pokrycie wałów stopem łożyskowym. Np. miedź pokryta warstwą teflonu w zakresie temperatur do 250°C zmniejsza współczynnik tarcia $\mu = 0,76$ /miedź po miedzi/ do $\mu = 0,05$ dla miedzi i miedzi pokrytej teflonem.

Ponieważ przy toczeniu się ciał siła tarcia ma znacznie mniejszą wartość niż przy posuwie, wprowadza się do różnych urządzeń obsługujących łożyska kulkowe lub rolkowe, zamiast panewek. W ten sposób tarcie zostaje zmniejszone do 2% tej wartości jaką posiada zwykle łożysko w tarcu posuwistym.

Siła tarcia toczenia jest wprostproporcjonalna do obciążenia normalnego i odwrotnie proporcjonalna do promienia rolki
/rys. 7.6./

$$T = \lambda \cdot \frac{N}{r}$$

gdzie r - promień kulki, λ - współczynnik tarcia, N - siła naciskająca.



Rys. 7.6. Siły tarcia przy toczeniu

Właściwości powierzchni zmieniają się zasadniczo, jeżeli powlekamy je smarem. Opór przeciwko ruchowi jest wywołany jedynie lepkością smaru. Największymi zaletami smarowania jest to, że w przypadku idealnym nie ma wogóle zużycia części ruchomych i tarcie jest nadzwyczaj małe $\mu = 0,001$. W tym wypadku siła tarcia wiąże się z lepkością cieczy.

W tabeli nr 1.6 podano wartość współczynników tarcia statycznego μ_s i tarcia kinematycznego μ_k dla niektórych ciał.

W przypadku użycia ciągłych /układ zbliżony do łańcucha o bardzo małych ogniwach, nierozciągliwy i zdolny do przenoszenia ciał rozciągających czyli doskonałe giętkich/ nawiniętych na walec, zależność między siłą czynną S przyłożoną do końca liny przy jej nawinięciu do S_0 przyłożony do jej początku wynosi $/s_0$ - siła działająca/:

$$S = S_0 e^{-\mu\alpha}$$

gdzie μ - współczynnik tarcia liny o powierzchnię walca, α - kąt opasania liny.

Tabela 1.6. Wartości współczynnika tarcia statycznego μ_s i kinematycznego μ_k dla niektórych ciał

materiał	μ_s	μ_k
stal o stal	0,15	0,09 - 0,03
metal o drzewo	0,6 - 0,5	0,5 - 0,2
drzewo o drzewo	0,65	0,4 - 0,2
stal o lód	0,027	0,014
opona o suchy beton	1,0	0,7
opona o mokry beton	0,7	0,5
teflon o teflon	0,04	0,04

Widać stąd, że nawet przy małym współczynniku tarcia można stosunek obu sił uczynić bardzo dużym obierając dostatecznie dużą wartość kąta opasania α . Tak np. statek przybijający do brzegu wyrzuca linę, którą okręca się kilkakrotnie na palu wbitym w brzeg, aby zabezpieczyć statek przed odepchnięciem go od brzegu przez ruchy wody. Wystarcza wtedy siła jednego człowieka do zrównoważenia siły wielu ton napinającej koniec liny przytwierdzonej do statku.

6.2.3. Ruch ciała w płynie

Ciało poruszające się w płynie lub gazie rzeczywistym /lepkim/ doznaje oporu ze strony tego płynnego ośrodka. Opór ten zależy od rozmiarów i kształtu ciała, od jego prędkości oraz od własności cieczy lub gazu. Z zasady względności wynika, że siła z jaką strumień działa na ciało