

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

jest równa dokładnie sile oporu, którą doznawałoby to ciało, gdyby poruszało się z tą samą prędkością w nieruchomej cieczy.

Opór całkowity składa się z dwóch składowych:

- 1/ oporu związanego z ciśnieniem cieczy,
- 2/ oporu związanego z tarciem wewnętrznym.







Pierwsza składowa określona jest przez różnicę na przedniej i tylnej części opływającego przez ciecz ciała. Siła oporu R wynikająca z różnicy ciśnień na powierzchni opływającego ciała, czyli tzw. opór ciśnieniowy, zależy od gęstości cieczy ρ , prędkości jej strumienia V oraz pola tzw. powierzchni odniesienia S , tzn. maksymalnego pola przekroju poprzecznego prostopadłego do kierunku strumienia

$$R = c \cdot s \cdot \frac{\rho V^2}{2}$$

/9.6/

gdzie współczynnik C bardzo silnie zależy od kształtu ciała, czyli od tego, w jakim stopniu jest kształt opływowy.

Dla krążka współczynnik $C = 1,1 - 1,2$, dla kuli $C = 0,2 - 0,4$, a dla ciała wrzecionowatego $C \approx 0,04$, a więc jest około 10 razy mniejszy niż dla kuli i około 30 raz mniejszy niż dla krążka.

| | | |
|---|---|----|
| 1 | → | 10 |
|  | | 8 |
|  | | 4 |
|  | | 7 |
|  | | 3 |
|  | | 2 |
|  | | 1 |

Rys. 8.6. Względne wartości oporu powietrza dla ciał o różnych kształtach

Na rys. 8.6 podane są względne wartości oporu powietrza dla kilku ciał o tym samym przekroju, ale o innych kształtach.

Drugi rodzaj oporu wynika z dużych naprężeń ścinających wywołanych przez siły tarcia wewnętrznego. Strumień cieczy, napływając na ciało, odkształca się i opływa tę przeszkodę. Warstwy cieczy przylegające bezpośrednio do ciała przylepiają się doń.

W określonych warunkach tworzy się tzw. warstwa graniczna, to jest obszar, w którym jej prędkość bardzo szybko wzrasta od zera aż do wartości bliskiej prędkości niezaburzonego strumienia, tzn. obszar o bardzo dużym gradiencie prędkości. W przypadku oderwania się warstwy granicznej od opływającego ciała powstaje na nim obszar zawirowań. Opór cieczy lub gazu określony jest głównie przez zjawiska zachodzące w warstwie granicznej ewentualnie przez rodzaj powstałych zawirowań. Zgodnie z założeniem przyjętym przez Newtona, wywołane przez siły tarcia wewnętrznego naprężenie styczne jest proporcjonalne do gradientu prędkości.

$$\tau = \eta \cdot \frac{dv}{dx} \quad /10.6/$$

gdzie η - współczynnik tarcia wewnętrznego cieczy, zwany również współczynnikiem lepkości lub lepkością.

Siła tarcia lepkiego T jak wynika ze wzoru 10.6 zależy od lepkości η , prędkości płynu v oraz od charakterystycznych rozmiarów L

$$T = B \cdot \eta \cdot v \cdot L \quad /11.6/$$

gdzie współczynnik B podobnie jak współczynnik C , najczęściej wyznaczany jest w sposób doświadczalny. Dla kuli $B = 6\pi$, a charakterystycznym rozmiarem jest promień tej kuli. Tak więc w przypadku kuli opór tarcia lepkiego wyrazi się przy pomocy wzoru:

$$T = 6\pi\eta v r$$

/12.6./

który nosi nazwę wzoru Stokesa.

Całkowita siła oporu hydrodynamicznego jest bardzo złożoną kombinacją oporu ciśnieniowego R oraz oporu tarcia T. Jednak dla bardzo małych prędkości opór tarcia, proporcjonalny do pierwszej potęgi prędkości jest znacznie większy od oporu ciśnieniowego, który jest proporcjonalny do drugiej potęgi prędkości. Dla dużych prędkości przepływu zależność między oporami są odwrotne.

Jeśli weźmiemy stosunek oporu ciśnieniowego R do oporu tarcia T, to otrzymamy:

$$\frac{R}{T} = \frac{C}{2B} \cdot \frac{\rho v^2 S}{\eta \cdot v \cdot L}$$

/13.6/

Odrzucając bezwymiarowe współczynniki C i B oraz przyjmując, że pole przekroju poprzecznego jest proporcjonalne do charakterystycznego rozmiaru, tzn. $S \sim L^2$, otrzymamy z /13.6/ po uproszczeniu

$$Re = \frac{\rho v L}{\eta}$$

/14.6/

Bezwymiarowa liczba Re , zwana liczbą Reynoldsa, odgrywa szczególnie ważną rolę w hydrodynamice i aerodynamice, gdyż ona decyduje o rodzaju i wielkości oporu.

Ruchy, którym odpowiadają różne wartości parametrów ρ, v, η, L ale charakteryzują się tą samą wartością liczby Reynoldsa, noszą nazwę ruchów podobnych. Obraz ruchu cieczy w takim przypadku jest jakościowo taki sam, a różnice ilościowe dotyczą tylko skali zjawisk /odległości, prędkości itp./.

Wszystkie prawa odnoszące się do przepływającej cieczy odnoszą się także do gazów. Przestaje jednak zachowywać się jako ośrodek nieściśliwy jedynie w zakresie prędkości porównywalnych z

prędkością dźwięku.

Zakres liczb Reynoldsa jest bardzo duży: od około 0,05 do prawie 4 000 000/.

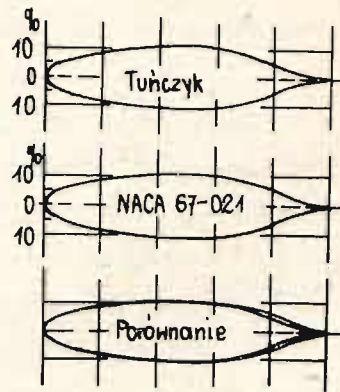
Dla powolnych przepływów /tzw. laminarnych/, kiedy $Re < 1$ możemy uwzględnić tylko siły oporu związane z lepkością, zaniedbując opór ciśnieniowy. Dla dużych wartości liczby Reynoldsa należy uwzględnić tylko opór ciśnieniowy, pomijając siły związane z tarciem. Siła oporu w przypadku dużych wartości liczb Reynoldsa zależy bardzo silnie od kształtu ciała. Kształt ciała warunkuje miejsce oderwania się przepływu, co powoduje ruch turbulentny, a to z kolei pojawienie się dużego oporu.

Szczególnie duże znaczenie dla organizmów biologicznych ma ruch powietrza i wody względem tych organizmów. Wartości liczby Reynoldsa dla różnych organizmów żywych przedstawiono w tabeli nr 2.6 .

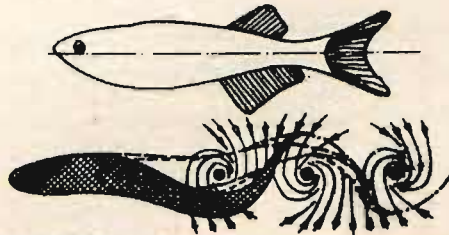
Tabela nr 2.6. Liczby Reynoldsa dla różnych zwierząt pływających i fruwających

| zwierzę | charakterystyczna długość/m/ | charakterystyczna prędkość m/s | Liczba Reynoldsa Re |
|--------------------|------------------------------|--------------------------------|-----------------------|
| rzęskowate | $9,3 \cdot 10^{-5}$ | $9,0 \cdot 10^{-4}$ | $6,4 \cdot 10^{-2}$ |
| Komar | | | $1,5 \cdot 10^2$ |
| Szarańcza | | | $1,5 \cdot 10^2$ |
| Kawka | $9,4 \cdot 10^{-2}$ | 2,4.10 | $1,6 \cdot 10^5$ |
| Czapla | $2,1 \cdot 10^{-1}$ | 1,7.10 | $2,5 \cdot 10^5$ |
| Sandaż | $4,1 \cdot 10^{-1}$ | $1,0 \cdot 10^0$ | $3,4 \cdot 10^5$ |
| Rekin niebieski | $1,5 \cdot 10^0$ | $5,2 \cdot 10^0$ | $6,1 \cdot 10^6$ |
| Delfin | $2,1 \cdot 10^0$ | $9,3 \cdot 10^0$ | $1,5 \cdot 10^7$ |
| Kaszalot | 1,9.10 | $5,3 \cdot 10^0$ | $7,9 \cdot 10^7$ |
| Wieloryb niebieski | 3,3.10 | 1,0.10 | $2,6 \cdot 10^8$ |

Z danych z tabeli wynika, że liczby Reynoldsa dla różnych organizmów pływających różnią się o wiele rzędów wielkości. Okazuje się, że cechy charakterystyczne przepływu wody dla niektórych zwierząt są porównywalne z cechami lotu samolotu. Optymalizacja żywych organizmów istniejących w przyrodzie odbywała się w geologicznych okresach czasu przez ciągłe zmiany i selekcje /rys. 9,6/ Zwierzęta, których szybkość pływania jest duża, mogą w różny sposób optymalizować przepływ. Powierzchnia skóry fok, upierzenia pingwinów oraz łuski ryb są tak ułożone, aby zapewnić stabilność warstwy granicznej, Powstające lokalne turbulencje są kompensowane dzięki szczególnym właściwościom sprężystym powierzchni tych zwierząt. W chwili, gdy warstwa graniczna, staje się niestabilna powstają drgania, które zmieniają lokalne rozkłady ciśnień. Zmiany ciśnienia wywołują z kolei drgania skóry tłumiące drgania powstałe w warstwie granicznej. Można wykazać, że w mechanizmach napędowych zwierząt pływających występują również procesy optymalizacji. Podczas np. ruchu płetwy ogonowej ryb tworzą się stacjonarne wiry, tzn. takie, których centrum zajmuje w przestrzeni stałe położenie /wektor momentu pędu/, a od których ryba może się odbijać /rys. 10,6/. Ważne znaczenie w budownictwie ma przepływ wiatru wokół szczególnie wysokich budowli. Efektem tego jest pojawienie się sił wywołanych parciem wiatru, których wartość oraz kierunek i czas działania zależą od prędkości, kierunku i czasu trwania wiatru o danej prędkości. Porywy wiatru mogą powodować uderowe obciążenia budowli. Tak samo zmienność wiatru zachodząca wraz z wysokością powoduje nierównomierne jego obciążenia.



Rys. 9.6. Porównanie profilu tuńczyka i samolotu



Rys. 10.6. Położenie ciała ryby w czasie powstawania wirów.

Poprzednie położenie ciała

Druga, która zakreśla koniec ogona

• Centra wirów jako punkty odporu (Teoria Rosena)

6.2.5. Ruch ciała w ośrodku płynnym

W przypadku poruszania się ciał ruchem jednostajnym w ośrodku płynnym, to opór tego ośrodka rośnie wraz z prędkością ciała poruszającego się w nim. Jeśli na ciało przyłożymy siłę F większą od oporu R/v to wypadkowa siła $\Delta F = F - R/v$ nada ciału przyspieszenie a , zgodnie z drugą zasadą dynamiki Newtona.

$$ma = F - R \quad \text{lub} \quad m \frac{dv}{dt} = F - R(v)$$

Z powyższego równania widać, że gdy pod wpływem działania siły $F - R/v$ prędkość ciała wzrośnie do pewnej określonej wartości granicznej v_g , tzn. $F = R/v$ wówczas otrzymamy

$$m \frac{dv}{dt} = F - R(v) = 0$$

to ruch tego ciała stanie się ruchem jednostajnym, gdyż

$$\frac{dv}{dt} = 0 \text{ a stąd wynika } v = \text{const.}$$

Przykładem takiego ruchu może być swobodne spadanie ciał w powietrzu.

6.2.6. Swobodne spadanie ciał w powietrzu

Dla swobodnie spadającego ciała np. w cieczy lub w powietrzu możemy napisać równanie /pomijając siłę wyporu jako dużo mniejszą od mg /

$$m \frac{dv}{dt} = mg - R(v) \quad /15.6/$$

gdzie siłą działającą na spadające ciało jest jego ciężar mg . Spadające ciało po przebyciu pewnej drogi uzyskuje prędkość graniczną i dalej spada już ruchem jednostajnym /np. kropla deszczu w powietrzu, spadająca kulka w wodzie itp./ przy założeniu, że gęstość ciała spadającego jest znacznie większa od gęstości ośrodka. Opór ośrodka R/v zależy od prędkości

na ogół w sposób złożony. Z doświadczeń wynika, że przy prędkościach rzędu 1cm/s ciała w powietrzu opór R/v jest proporcjonalny do prędkości. W zakresie prędkości do 240cm/s R/v rośnie z kwadratem prędkości

$$R(v) = C \cdot S \frac{\rho_0 v^2}{2} \quad /16.6/$$

gdzie ρ_0 - gęstość gazu

C - współczynnik proporcjonalności

S - pole największego przekroju ciała

płaszczyzną prostopadłą do kierunku ruchu

Wstawiając /16.6/ do /15.6/ otrzymamy

$$m \frac{dv}{dt} = mg - C S \frac{\rho_0 v^2}{2} \quad /17.6/$$

Prędkość graniczną ciało osiągnie, gdy

$$\frac{dv}{dt} = 0$$

Tak więc kropla deszczu /dla wody gęstość równa się 10^3 kg/m^3 / mające kształt kuli $C = 0,4$ o promieniu $r = 1 - 2 \text{ mm}$ spadają w powietrzu o gęstości $\rho_0 = 1 \text{ kg/m}^3$ z prędkością graniczną /niezależnie od wysokości chmur ponad powierzchnią Ziemi/ równą około 8 m/s. W rzeczywistości prędkość ta jest znacznie mniejsza. Wpływają na to głównie dwa czynniki, a mianowicie: prędkość wstępujących prądów powietrza w chmurach oraz wilgotność warstwy powietrza, zalegającego poniżej podstawy chmur. W chmurach nie dających opadu i złożonych wyłącznie z kropelek wody, średnica ich jest rzędu 10 μm a graniczna prędkość opadania nie przekracza kilku cm/s. Tak samo droga, którą kropla może przebywać do całkowitego wyparowania

jest wprost proporcjonalna do czwartej potęgi początkowego promienia kropli. Np. w powietrzu o wilgotności względnej wynoszącej 90% krople o średnicy 100 μm mogą przebyć odległość około 450 m. A ponieważ taka jest w przybliżeniu wysokość podstawy gęstych chmur, to wielkość kropli może być przyjęta za dolną granicę wielkości elementów opadowych chmury, mogących powodować opad deszczu.

7. Zasada zachowania energii

7.1. Masa i energia

Ważnym bardzo wnioskiem teorii względności jest zależność pomiędzy energią ciała E a jego masą m . Zależność tą wyraża wzór

$$E = m \cdot c^2 \quad /1.7/$$

przy czym jeśli uwzględnimy zmienność masy m , to /1.7/ przedstawi się w postaci

$$E = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad /2.7/$$

Jak widać ze wzoru /2.7/ energia całkowita ciała zależy od jego prędkości v . W przypadku gdy $v = 0$ ciało posiada duży zapas energii określonej wzorem

$$E_s = m_0 c^2 \quad /3.7/$$

jest to tzw. energia spoczynkowa.

Energię kinetyczną ciała, otrzymamy, odejmując od energii całkowitej energię spoczynkową:

$$E_k = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} - m_0 c^2 = m_0 c^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} - 1 \right) \quad /4.7/$$

Ponieważ dla małych wartości $\frac{v}{c}$ można wyrażenie

$$\frac{1}{\sqrt{1-\left(\frac{v}{c}\right)^2}}$$

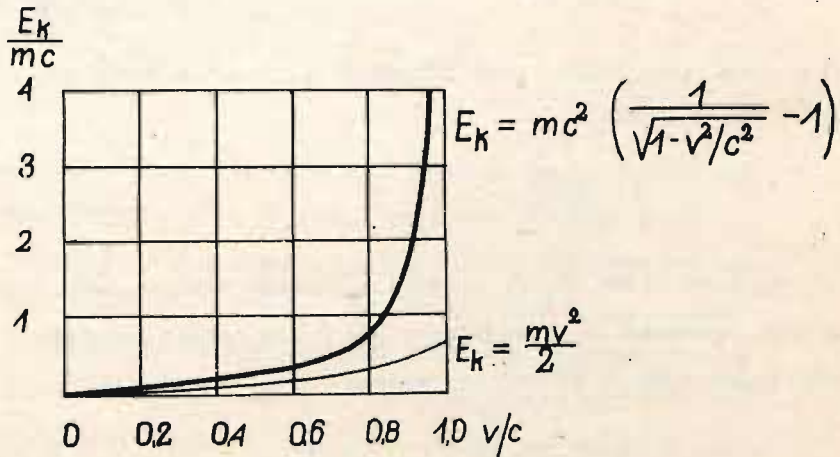
przedstawić w postaci szeregu

$$\frac{1}{\sqrt{1-\left(\frac{v}{c}\right)^2}} = 1 + \frac{1}{2} \frac{v^2}{c^2} + \dots$$

przeto dla tych wartości $\frac{v}{c} \ll 1$ wzór na energię kinetyczną przybierze znaną formę

$$E_k = \frac{m_0 v^2}{2}$$

/5.7/



Rys. 1.7. Relatywistyczna i kinetyczna energia kinetyczna w funkcji prędkości v .

Na rys. 1.7 przedstawiono relatywistyczną i klasyczną energię kinetyczną w funkcji prędkości. Energia kinetyczna jest równa energii spoczynkowej dla $\frac{v}{c} = 0,87$.

Dla $v \rightarrow c$ energia kinetyczna rośnie do nieskończoności.

Z równania /3.7/ widzimy, że każde ciało o masie m_0 nawet w spoczynku posiada w sobie ogromny zapas energii. Jeden gram masy jest według tego wzoru równoważny $9 \cdot 10^{13}$ dżuli. W każdym procesie, w którym występuje zmiana masy na energię /tzw. procesy, dematerializacji/ przeliczenie następuje według wzoru /3.7/. Posiada on ogromne znaczenie w fizyce jądrowej np. przy obliczaniu defektu masy.

Odwrotnie, z każdą energią E wiąże się pewna ilość masy m określona ze wzoru

$$m = \frac{E}{c^2}$$

Równanie /4.7/ mówi nam, że między całkowitą energią relatywistyczną, energią kinetyczną i energią masy spoczynkowej zachodzi następujący związek

$$mc^2 = E_k + m_0c^2 \quad /6/$$

W sytuacji, gdy cząstka ma również energię potencjalną E_p można rozszerzyć rozumowanie i wykazać, że

$$mc^2 = E_k + E_p + m_0c^2 \quad /7/$$

Równanie to podkreśla fakt, że masa relatywistyczna jest bezpośrednią miarą energii zawartej w cząstce. Wszystko co prowadzi do zwiększenia energii zawartej w cząstce, powoduje wzrost jej relatywistycznej masy.

7.2. Prawo zachowania masy i energii

W przyrodzie występują procesy, w których całkowita masa spoczynkowa izolowanego układu nie zachowuje stałej wartości. W przypadku takich procesów eksperymentalny dowód wykazuje, że zmiana energii masy spoczynkowej jest dokładnie kompensowana przez zmianę w energii kinetycznej lub potencjalnej w sposób zachowujący całkowitą relatywistyczną energię układu. Na tej zasadzie opierają się pewne bardzo praktyczne procesy prowadzące do przemiany energii masy spoczynkowej w inne postaci energii jak np. procesy w reaktorze jądrowym. Doświadczenie również wykazuje, że w naszej teorii względności musimy zastąpić oddzielne klasyczne prawa zachowania masy /masa całkowita w układzie odosobnionym pozostaje wielkością stałą/ oraz zasada zachowania energii /energia może zamieniać się z jednego rodzaju w drugi lub przekazana przez jedno ciało drugiemu, lecz zawsze całkowita energia układu odosobnionego jest wielkością stałą/, przez jedno ogólniejsze prawo zachowania całkowitej relatywistycznej energii.

Całkowita relatywistyczna energia, mierzona w jakimś izolowanym układzie odniesienia, pozostaje stała.

7.3. Energie wiązań jąder atomowych

Masy jąder wiążą się bezpośrednio z bardzo ważnym parametrem struktury jądra, a mianowicie z ich energią wiązania. Dla rozłożenia jądra na pojedyncze nukleony należałoby doprowadzić do niego pewną energię dla pokonania sił, z którymi są nukleony związane w jądrze. Zgodnie z wzorem teorii względności łączymy masę z energią $E = mc^2$

masa jądra musi być mniejsza od masy jego składników
o wartość równoważną tej właśnie energii wiązania.

Zatem protony i neutrony tworząc jądro tracą część swojej
masy spoczynkowej i ta część masy tzw. defekt masy fotonów
i masy relatywistycznej cząstek określających tzw. energię
wiązania jądra. Defekt masy δM dla jądra o masie M_j jest
zatem równy

$$\delta M = Z \cdot M_p + N \cdot M_n - M_j$$

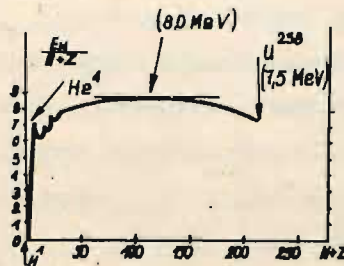
gdzie M_p - masa protonu, M_n - masa neutronu, Z - liczba
protonów i N - liczba neutronów.

W obliczeniach stosuje się masy całych atomów /z elektronami/
i wówczas równanie na defekt masy przybierze postać:

$$\delta M = Z \cdot M_H + N \cdot M_n - M$$

gdzie M_H - masa atomu wodoru, M - masa atomu badanego.

Z pomiaru mas jąder wyznaczono ich energię wiązania. Zależ-
ność średniej energii wiązania na 1 nukleon od liczby ma-
sowej jądra pokazana jest na rys. 2.7.



Rys. 2.7. Zależność średniej energii wiązania na jeden
nukleon od liczby masowej jądra

krzywa ta posiada w pobliżu $A = 60$ płaskie maksimum o wysokości $8,5 \text{ MeV} / 1 \text{ MeV} \approx 1,602 \cdot 10^{-13} \text{ J}$.

Dla lekkich jąder charakterystyczne są maksima przypadające dla jąder podwójnie parzystych $/4, 8, 12, 16/$.

Krzywa na ry. 2.7. jest krzywą wygładzoną. Rzeczywista krzywa wykazuje pewne skoki, przy czym okazuje się, że energia wiązania wzrasta dość gwałtownie dla jąder o liczbach magicznych nukleonów.

7.4. Typy reakcji jądrowych

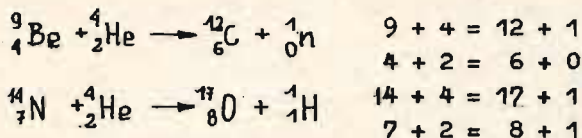
Przy bombardowaniu jądra atomowego wiązką pocisków jądrowych może nastąpić przemiana jądra bombardowanego. Powstać może przy tym nowe jądro oraz bardzo często zostaje wyemitowana z jądra nowa cząstka. Taki proces nosi nazwę reakcji jądrowych.

Jako pocisków jądrowych używa się najczęściej nukleonów, tzn. protonów i neutronów albo i deuteronów i cząstek jąder atomów lżejszych, a poza tym można używać również mezonów, fotonów gamma o wielkiej energii.

W wyniku reakcji jądrowej wylatują z jądra najczęściej neutron, proton, foton gamma, cząstka α . Niekiedy w wyniku reakcji jądrowej jądra atomów ciężkich rozpadają się na dwie duże części. Proces taki nosi nazwę rozszczepiania albo pękania.

Podczas reakcji jądrowych obowiązują dwa podstawowe prawa: prawo zachowania naładowania elektrycznego przed i po reakcji oraz prawo zachowania liczby nukleonów przed i po reakcji. Prawa te wyrażają się liczbowo w tym, że suma liczb porządkowych /suma protonów/ po obydwu stronach równania musi być

taż stała.



Oprócz tych dwóch podstawowych praw muszą być spełnione:

prawo zachowania energii, prawo zachowania pędu, prawo zachowania spinu.

Obecnie przeprowadzone ponad 1000 różnych reakcji jądrowych. Dużą rolę przy reakcjach jądrowych odgrywa neutron /szczególnie dla atomów ciężkich/, gdyż jako cząstka nie posiadająca naboju nie podlega odpychaniu przez jądro atomowe posiadające nabój elektryczny.

Cząstki znajdujące się w jądrze można uważać w pewnym sensie jako gaz /nukleonowy/ znajdujący się pod bardzo dużym ciśnieniem. Opierając się na wzorze z teorii kinetycznej gazów oblicza się np. temperaturę jądra w zależności

$$\frac{mv^2}{2} = \frac{3}{2} kT$$

Określając ją najczęściej w MeV /1 MeV energii cząstki odpowiada temperaturze $1,16 \cdot 10^{10}$ °K/. Średnia energia kinetyczna cząstek w jądrze jest rzędu 10 MeV. Cząstka - pocisk wpadając do jądra wnosi ze sobą swoją energię kinetyczną /rzędu 1-10 MeV/, i swoją energię spoczynkową /rzędu 920 MeV/. Energia kinetyczna cząstki padającej przenosi się w jądrze na inne nukleony, dzięki czemu ich energia wzrasta, co jest równoznaczne ze wzrostem temperatury jądra. Rozgrzane do dużej temperatury jądro może wyparować jakąś cząstkę na zewnątrz, jeśli ta cząstka osiągnie energię dostatecznie dużą dla pokonania sił napięcia powierzchniowego. Po wyparowaniu jądro może być jeszcze

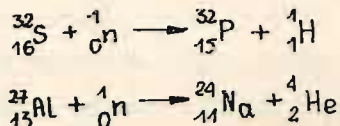
pobudzone i wysłać pozostałą resztę energii w postaci fotonu gamma.

7.4.1. Energia atomowa

Za pomocą neutronów można rozбивać jądra atomowe wszystkich pierwiastków i uzyskiwać w ten sposób olbrzymie ilości energii.

Najważniejsze z punktu widzenia technicznego są relacje, które służą do otrzymywania sztucznie wzbudzonych pierwiastków promieniotwórczych /traserów lub wskaźników/ i te które służą do otrzymywania energii atomowej.

Trasery otrzymuje się przy relacji



Obydwa pierwiastki /PNa/ otrzymane w tych relacjach są promieniotwórcze i odgrywają dużą rolę jako wskaźniki.

Nie wszystkie jądra mogą ulec rozszczepieniu, dotyczy to tylko jąder atomów cięższych od atomów o pewnych wartościach Z i A. O możliwości rozszczepienia decyduje stosunek energii elektrostatycznej jądra do jego energii napięcia powierzchniowego, przy czym z tego stosunku utrzymuje się, że miarą nietrwałości jądra atomowego jest liczba Z^2/A , która dla przypadku granicznego zupełniej nietrwałości jądra wynosi

$$\frac{Z^2}{A} = 50$$

a dla pierwiastków najcięższych waha się w granicach 35,5 do 38. Atomy tych pierwiastków znajdują się na granicy trwałości i przy niewielkich deformacjach ich jądra mogą ulec rozszczepieniu