



**POLSKA AKADEMIA NAUK**  
**Instytut Badań Systemowych**

# **ENERGIA, ŚRODOWISKO | EKONOMIA**

**Wiesław Ciechanowicz**

Warszawa 1995



**ENERGIA, ŚRODOWISKO**  
**I**  
**EKONOMIA**

**Wiesław Ciechanowicz**

Warszawa 1995

Opiniodawcy: Prof. dr hab. inż. Jan Łach  
Prof. dr hab. inż. Jan Madejski  
Członek rzeczywisty PAN

Wydano z wykorzystaniem dotacji  
KOMITETU BADAŃ NAUKOWYCH



~~Bibl. polska~~ 43297

Wykonano z oryginałów tekstowych dostarczonych przez autora

© Instytut Badań Systemowych PAN, Warszawa 1995

ISBN 83-85847-06-5

Mojemu wychowawcy

Janowi Semce – bojownikowi o polskość Ziemi  
Sztumskiej w czasie plebiscytu, Żołnierzowi Armii Krajowej,  
a następnie więźnowi politycznemu PRL.

# Wstęp

Celem niniejszej monografii jest omówienie zbioru źródeł energii i zbioru technologii jej użytkowania z punktu widzenia możliwości rozwoju sektorów konsumentów i producentów energii. Kładzie się przy tym nacisk na problematykę ochrony środowiska, a także warunki ekonomiczne wprowadzenia tych technologii i źródeł energii do gospodarki narodowej.

Energia jest podstawą rozwoju społeczeństwa. Poziom jej konsumpcji w dużym stopniu świadczy o postępie w rozwoju sił wytwórczych społeczeństwa, a także o postępie technologicznym. Okres lat 1950-70 charakteryzował się szybkim wzrostem konsumpcji energii. Jeżeli podczas całego okresu rozwoju cywilizacji, ludzkość zużytkowała energię w ilości równoważnej ponad 250 mld ton węgla, to 2/3 tej ilości przypada na lata po drugiej wojnie światowej. W 1985 roku łączne zużycie paliw kopalnych, a więc: węgla, ropy i gazu, stanowiło - w przeliczeniu na węgiel - około 11 miliardów ton. Przewiduje się, że zapotrzebowanie na energię może osiągnąć w przeliczeniu na węgiel: 13-15 mld ton w 2000 roku i 40-80 mld ton rocznie przy końcu XXI wieku. W sprostaniu przewidywanemu wzrostowi zapotrzebowania na energię w okresie następnych 30-50 lat znaczny udział będą zapewne miały paliwa kopalne. Znaczący udział może mieć także energia jądrowa, ale pod warunkiem, że będzie akceptowana przez społeczeństwo. Można oczekiwać, że będzie również wzrastał udział takich źródeł odnawialnych, jak energia: słoneczna, biomasy i wiatru.

Obok problemu energii powstaje i narasta problem środowiska naturalnego. W szerokim sensie jest on rozumiany jako związane z użytkowaniem energii, bezpośrednio lokalne oddziaływanie na zdrowie ludzkie, a to poprzez wpływ kwaśnych deszczów, oraz wpływ na biosferę i zmianę klimatu planety w wyniku narastania efektu cieplarnianego, powodowanego emisją dwutlenku węgla do atmosfery.

Z każdym rokiem stają się coraz bardziej zauważalne zagrożenia destrukcji bilansów ekologicznych tak w sensie globalnym jak i lokalnym. Przyczyna takiej sytuacji tkwi we wzrastającym zużyciu energii i strukturze zużycia jej nośników. Powstaje więc pytanie: **Co należy zrobić dziś, ażeby zachować naturę w przyszłości?** Rozwiązania problemu należy poszukiwać między innymi poprzez opracowywanie odpowiednich technologii użytkowania energii i wykorzystywania jej odnawialnych źródeł. Wymagać to jednak będzie niemałych nakładów finansowych. Powstaje więc obok problemu energii i środowiska problem ekonomii. Te trzy wzajemnie powiązane problemy mogą być rozwiązywane z punktu widzenia rozwoju gospodarki narodowej za pomocą badań systemowych, na podstawie których będzie możliwe:

1. *oszacowanie konsekwencji rozwoju sektorów konsumentów i producentów energii dla określonych scenariuszy rozwoju tych sektorów,*
2. *zweryfikowanie czy gospodarka narodowa będzie w stanie ponieść wyżej wymienione konsekwencje przy założonym scenariuszu rozwoju gospodarki,*  
a następnie
3. *w wyniku oceny regionalnego rozprzestrzeniania się zanieczyszczeń powietrza atmosferycznego zasugerowanie regionalnej lokalizacji technologii redukcji zanieczyszczeń.*

Wśród szeregu decydentów i pewnej części społeczeństwa panuje konserwatywne przekonanie, iż w warunkach krajowych najkorzystniejsze są dotychczasowe technologie wykorzystywania paliw kopalnych, które są ponadto łatwo akceptowalne. Natomiast kwestia

wykorzystywania energii słonecznej, wiatru czy biomasy jest wciąż traktowana marginesowo, co po części wynika z braku odpowiednich informacji. Jednym z celów niniejszej monografii jest próba przynajmniej częściowego naświetlenia tej tak ważnej problematyki. Rozważane są bowiem zagadnienia: energii, środowiska i ekonomii, które coraz większego znaczenia nabierają w znajdywaniu odpowiedzi na następujące pytanie:

**Jakiego rodzaju decyzje winny być podjęte dziś, ażeby zapewnić w przyszłości odpowiednie warunki rozwoju gospodarki narodowej?**

Chciałbym wyrazić wdzięczność Panom: Profesorowi Janowi Madejskiemu i Profesorowi Janowi Łachowi – recenzentom niniejszej monografii – za szczegółowe i wnikliwe uwagi.

Dziękuję również moim kolegom z Instytutu Badań Systemowych PAN: dr. Piotrowi Holnickiemu, dr. Leonowi Stomińskiemu i mgr. Zygmuntowi Uhrynowskiemu oraz Panu mgr. Wiktorowi Lisowiczowi za pomoc w redagowaniu pracy.

Wiesław Ciechanowicz

## Rozdział 4

# Technologie energii jądrowej

*W rozdziale omówiono technologie wykorzystywania energii jądrowej rozszczepienia, możliwości wykorzystywania energii jądrowej syntezy, koncepcje mionowo-katalitycznej syntezy D - T, a także układy hybrydowe produkcji paliw jądrowych i systemy jądrowe.*

### 4.1 Uwagi wstępne

W rozważaniach objętych rozdziałem 2-gim i 3-cim dowiedzieliśmy się między innymi, że jedna z możliwości zmniejszenia emisji zanieczyszczeń powietrza, a także strat ciepła na rzecz otoczenia kryje się w stosowaniu odpowiednich niekonwencjonalnych technologii. Zarówno niekonwencjonalne jak i te dotychczas stosowane (konwencjonalne) technologie wykorzystywania energii jądrowej rozszczepienia i syntezy są tematem niniejszego rozdziału. Omawiając poszczególne technologie wyjaśnia się w miarę posiadanych informacji zasadę, stan rozwoju, efekty ekonomiczne i wpływ na środowisko. Tematem kolejnych punktów rozdziału będą:

- energia jądrowa rozszczepienia,
- paliwa jądrowe i cykle paliwowe,
- reaktory jądrowe rozszczepienia,
- energia jądrowa syntezy,
- układy hybrydowe produkcji paliw jądrowych,
- możliwe warianty rozwoju systemów jądrowych.

### 4.2 Energia jądrowa rozszczepienia

#### 4.2.1 Uwagi wstępne

Duże względne odchylenie masy (definiowanej w 4.2.3), występujące dla pierwiastków o małej i dużej liczbie masowej, stwarza potencjalne możliwości uzyskania odpowiednio energii jądrowej syntezy i rozszczepienia. Energię jądrową stanowi energia reakcji jądrowych, a ściślej mówiąc energia wiązania równoważna defektowi masy, który jest konsekwencją istnienia sił jądrowych. Reakcje jądrowe prowadzą do procesów jądrowych. Układy pozwalające w sposób kontrolowany podtrzymywać procesy jądrowe rozszczepienia dla uzyskania ciepła i neutronów nazywa się reaktorami jądrowymi rozszczepienia.

#### 4.2.2 Rys historyczny rozwoju fizyki jądrowej

W 1895 roku Roentgen odkrył promienie X. W 1896 roku Becquerel, badając luminescencję soli uranu, odkrył zjawisko promieniotwórczości. W 1888 roku Maria Skłodowska-Curie doprowadziła do odkrycia polonu i radu w rudzie uranowej, z której uzyskiwano sole uranu. Opracowała fundamentalne zasady radiochemii. Rutherford, twórca podstaw współczesnej nauki o promieniotwórczości i budowie atomu, wykonał wiele badań, w wyniku których w 1899 roku wykazał odrębną naturę promieniowania  $\alpha$  i  $\beta$ . W 1903 roku, wspólnie z F. Soddy, podał teorię rozpadu promieniotwórczego, w 1914 wykazał



falową naturę promieniowania  $\gamma$ . Rutherford stwierdził istnienie jądra atomowego, w 1911 stworzył model atomu, a następnie w 1919 wspólnie z Chadwickiem przeprowadził pierwszą reakcję jądrową, która doprowadziła do odkrycia protonu w wyniku bombardowania jąder azotu cząsteczkami  $\alpha$ . W 1934 roku Irena Joliot-Curie i jej mąż Frederic prowadzili badania w zakresie promieniotwórczości i reakcji jądrowych. Odkryli zjawisko sztucznej promieniotwórczości. Otto Hahn wspólnie z Fritzem Strassmannem w 1938 roku przeprowadzili pierwszą reakcję rozszczepienia jądra atomu. Stwierdzono, że w reakcji rozszczepienia jądro prawie zawsze dzieli się na dwa fragmenty i neutrony swobodne, przy czym średnio na jeden akt rozszczepienia przypada ich ponad dwa. Dzięki temu pojawiła się możliwość uzyskania łańcuchowej reakcji rozszczepienia w skali makroskopowej. Już po czterech latach w Chicago zbudowany został pierwszy reaktor jądrowy, a wkrótce potem bomba jądrowa. W 1952 roku uruchomiono pierwszą siłownię jądrową.

### 4.2.3 Względne odchylenie masy

Jakiekolwiek masy izotopowe, wyznaczone za pomocą spektrografu masy lub przy zastosowaniu innych metod, chociaż są bliskie liczbom całkowitym, zawsze różnią się o drobne wartości do liczb całkowitych. Stwierdzając to w 1927 roku, uczony angielski F.W. Aston wyraził to odchylenie w postaci względnego odchylenia masy. Jest ono dla każdego izotopu następująco zdefiniowane

$$\frac{\text{masa izotopowa} - \text{liczba masowa}}{\text{liczba masowa}} \quad 4.1$$

gdzie masa izotopowa jest rzeczywistą masą izotopu wyrażoną w jednostkach fizycznych skali mas atomowych, a liczba masowa jest najbliższą liczbą całkowitą.

Wartości względnych odchyłeń masy niemal wszystkich jąder z wyjątkiem  ${}^4\text{He}$ ,  ${}^{12}\text{C}$ ,  ${}^{16}\text{O}$ , odniesione w stosunku do odpowiednich liczb masowych, układają się następująco. Względne odchylenie masy jest duże dla pierwiastków o małej liczbie masowej. Następnie maleje gwałtownie wraz ze wzrostem liczby masowej. Po przekroczeniu stosunkowo płaskiego minimum względne odchylenie masy zaczyna wzrastać powoli lecz stale dla pierwiastków o dużej liczbie masowej.

Duże względne odchylenie masy dla pierwiastków o małej i dużej liczbie masowej oznacza potencjalne możliwości uzyskiwania odpowiednio energii jądrowej syntezy i rozszczepienia.

Ujemna wartość względnego odchylenia masy oznacza, że masa izotopowa jest mniejsza od najbliższej liczby całkowitej. To nasuwa przypuszczenie, że w trakcie tworzenia się danego jądra następuje ubytek masy i tym samym wydzielanie energii. Ponieważ dla rozbitcia jądra należałoby dostarczyć tę samą ilość energii, okazuje się, że ujemna wartość względnego odchylenia masy pociąga za sobą wyjątkową trwałość jądra. Takie zjawisko występuje w obszarze pośrednich mas atomowych.

Dodatnie względne odchylenie masy nasuwa przypuszczenie, że jądro jest nieco mniej trwałe. Zachodzi to dla pierwiastków o dużych liczbach masowych. Jest to zgodne z zaobserwowaną nietrwałością tych pierwiastków, czego wyrazem jest ich promieniotwórczość.

### 4.2.4 Promieniotwórczość

Znaczna większość pierwiastków występuje w przyrodzie w postaci trwałej, lecz kilka z nich, o dużej masie atomowej, poczynając od polonu (liczba atomowa 84) poprzez rad (88), tor (90) i uran (92), składa się wyłącznie z nietrwałych izotopów promieniotwórczych. Substancje nietrawłe ulegają samorzutnym przemianom, tj. rozpadowi promieniotwórczemu,

z określoną szybkością. Rozpadowi towarzyszy wyrzucenie z jądra naładowanej elektrycznie cząstki  $\alpha$  (jądra helu) albo cząstki  $\beta$  (elektronu). Produkty rozpadu są często również promieniotwórcze i wysyłają cząstki  $\alpha$  lub  $\beta$ . Po szeregu przemian powstaje w końcu izotop trwały. Każde jądro danego izotopu promieniotwórczego ma określone prawdopodobieństwo rozpadnięcia się w ciągu jednostki czasu. To prawdopodobieństwo rozpadu ma wartość stałą, charakterystyczną dla danego izotopu. Jeżeli  $N$  oznacza liczbę poszczególnych promieniotwórczych atomów (jąder) w pewnej chwili  $t$ , to liczba jąder rozpadających się w jednostce czasu wynosi

$$\frac{dN}{dt} = -\lambda N, \quad 4.2$$

przy czym  $\lambda$ , zwana stałą zaniku izotopu promieniotwórczego, stanowi miarę prawdopodobieństwa rozpadu. Po scałkowaniu rów. (4.2) od dowolnej chwili początkowej, w której liczba atomów danego izotopu promieniotwórczego wynosi  $N_0$ , do chwili  $t$ , gdy powstało  $N$  tych atomów, otrzymujemy wyrażenie

$$N = N_0 e^{-\lambda t} \quad 4.3$$

Jak widać, zanik promieniotwórczy ma przebieg wykładniczy, a liczba jąder rozpadających się w danym przedziale czasu jest określona przez stałą zaniku  $\lambda$  i liczbę atomów.

Odwrotność stałej zaniku, oznaczoną przez  $\tau$ , nazywa się średnim czasem życia izotopu promieniotwórczego

$$\tau = \frac{1}{\lambda} \quad 4.4$$

Szybkość rozpadu promieniotwórczego określa się za pomocą wielkości zwanej okresem połowicznego zaniku (rozpadu). Jest to czas, w ciągu którego liczba atomów danego izotopu promieniotwórczego lub ich radioaktywność zmniejsza się do połowy swej początkowej wartości.

Ilość radioizotopu, albo raczej proporcjonalną do niej aktywność promieniotwórczości, mierzy się liczbą rozpadów na jednostkę czasu. Jednostką aktywności jest bekerel -Bq lub kiur - Ci. Jeden Bq jest to aktywność, przy której następuje 1 rozpad w czasie 1 sekundy. Jeden Ci jest to aktywność, przy której zachodzi  $3,7 \cdot 10^{10}$  rozpadów na sekundę.  $1 \text{ Ci} = 3,7 \cdot 10^{10} \text{ Bq}$ .

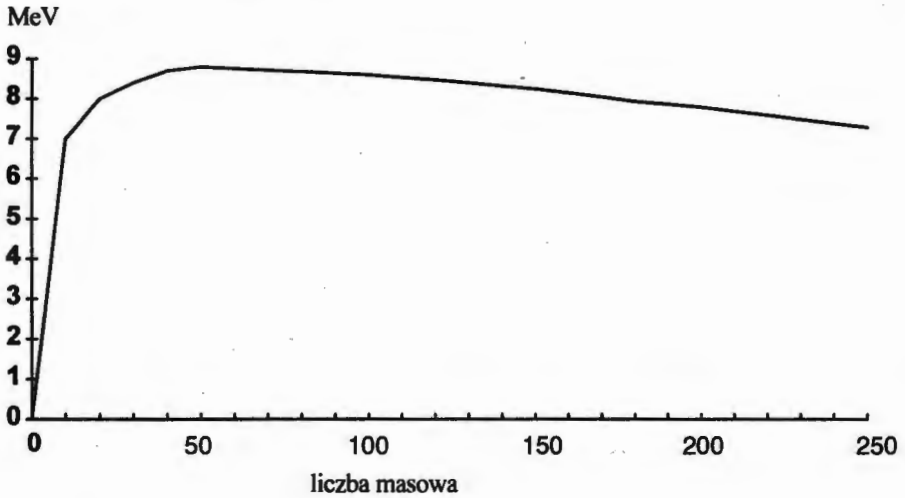
### 4.2.5 Energia wiązania

Rozważmy jądro  ${}^A_Z X_N$  składające się z  $N$  neutronów i  $Z$  protonów stanowiących  $A = N + Z$  nukleonów. Energię konieczną do rozłożenia jądra na  $A$  jego składowych cząstek, podzieloną przez liczbę nukleonów nazywa się *energiją wiązania*, którą oznaczamy symbolem EW. Zależność EW od liczby nukleonów w jądrze przedstawiono na rys. 4.1.

Dla jądra o małej liczbie nukleonów, większość nukleonów znajduje się na powierzchni jądra i z tego względu nukleony są słabiej związane. W miarę, gdy liczba nukleonów w jądrze rośnie większość nukleonów znajduje się wewnątrz jądra. Jest to przyczyną wzrostu energii wiązania w początkowej fazie krzywej EW(A), co obrazuje rys. 4.1. W miarę dalszego wzrostu liczby nukleonów energia wiązania rośnie do około 8 MeV i gdyby działały jedynie siły jądrowe, pozostawałaby niezmienną (siły te, podobne do sił działających w rozłączanej kropli cieczy, działają na każdy nukleon). W wyniku tego nukleon jest silnie przyciągany przez nukleony znajdujące się w jego najbliższym sąsiedztwie. Jednakże zmianę energii wiązania w zakresie dużych wartości  $A$  powoduje energia odpychania. Jest ona spowodowana przez wzajemne odpychanie protonów, które

rosnie z kwadratem liczby protonów, a ściślej mówiąc przez siły kulombowskie odpychania. Jak wspomniano, rosną one z kwadratem liczby protonów w jądrze. To powoduje zmniejszanie energii wiązania w zakresie dużych wartości  $A$ .

energia wiązania na jeden nukleon



Rys. 4.1 Energia wiązania na jeden nukleon w jądrach trwałych w MeV.

Na rys. 4.1 wyrażono energię wiązania w jednostkach zwanych elektronovoltami. Elektronovolt (1 eV) jest to energia nabyta przez dowolną naładowaną cząstkę o ładunku jednostkowym elektronowym przy jej przejściu bez oporów w polu elektrostatycznym, przy różnicy potencjałów równej 1 V ( $1 \text{ eV} = 1,6 \cdot 10^{-12} \text{ erg}$ ).

#### 4.2.6 Defekt masy

Gdyby nie było zmian energii spowodowanych działaniem sił jądrowych, to masa jądra byłaby równa sumie mas jego składników, a mianowicie  $Z$  protonów i  $A-Z$  neutronów. Całkowita masa atomu jako całość równa byłaby wtedy sumie tych wielkości oraz masy  $Z$  elektronów. Ponieważ proton i elektron tworzą atom wodoru, więc można by przypuszczać, że masa atomu o dowolnym jądrze izotopowym o liczbie atomowej  $Z$  i liczbie masowej  $A$  powinna być równa masie  $Z$  atomów wodoru plus masa  $A-Z$  neutronów, co wyraża zależność

$$Z \cdot m_{\text{H}} + (A - Z) \cdot m_{\text{N}} \quad 4.5$$

gdzie  $m_{\text{H}}$  i  $m_{\text{N}}$  są odpowiednio masami wodoru i neutronu.

Rzeczywiście wyznaczone wartości poszczególnych mas atomowych wskazują na to, że są one zawsze mniejsze od wartości obliczonych w powyższy sposób. Różnicę pomiędzy obliczoną masą a masą  $M$  otrzymaną w sposób doświadczalny nazywamy defektem masy i wyrażamy go w postaci

$$\Delta m = Z \cdot m_{\text{H}} + (A - Z) \cdot m_{\text{N}} - M \quad 4.6$$

Energię równoważną rzeczywistemu defektowi masy przyjmuje się jako miarę energii wiązania poszczególnych jąder.

#### 4.2.7 Reakcje jądrowe

Reakcjami jądrowymi nazywamy takie reakcje jąder atomowych z innymi jądrami, w których zachodzą zmiany jąder atomów, składających się z  $N$  neutronów i  $Z$  protonów. Może to zachodzić spontanicznie, co określa się mianem radioaktywności, względnie jako wynik bombardowania przez cząstki, neutrony, elektrony lub promieniowanie  $\gamma$ .

Reakcje jądrowe, które zachodzą w wyniku pochłaniania neutronów nazywa się reakcjami neutronowymi.

Spośród wielu reakcji jądrowych obejmujących około 2000 izotopów i kilka cząstek, które mogą służyć dla spowodowania reakcji jądrowych, istotnymi z punktu widzenia wytwarzania energii są:

- rozszczepienie jąder,
- synteza jąder,
- rozpad radioaktywny, któremu towarzyszy wydzielanie się ciepła.

Reakcje rozszczepienia stanowią reakcje jądrowe, w wyniku których następuje rozszczepienie na dwa fragmenty ciężkie. Reakcje syntezy to proces łączenia dwóch lekkich jąder w jądro cięższe. Spontaniczny rozpad jądra ciężkiego określa się mianem rozpadu radioaktywnego.

Z punktu widzenia użytkowania energii rozszczepienia i syntezy, istotne znaczenie mają reakcje neutronowe rozpraszania i wychwytu radiacyjnego neutronów. Omawia się je w punkcie 4.2.9.

Prawdopodobieństwo oddziaływania neutronu z jądrem określa się mianem mikroskopowego przekroju czynnego  $\sigma$ , lub makroskopowego przekroju  $\Sigma$ .

Pierwszy z nich charakteryzowany jest przez powierzchnię efektywną przekroju poprzecznego jądra. Drugą wielkość określa iloczyn  $N \cdot \sigma = \Sigma$ , gdzie  $N$  oznacza gęstość neutronów, stanowiących całkowitą powierzchnię jąder w centymetrze sześciennym.

#### 4.2.8 Energia reakcji jądrowych

W 1905 roku Albert Einstein sformułował teorię względności, która obaliła wiele poglądów w fizyce. Jednym z najbardziej rewelacyjnych wniosków wypływających z nowej teorii była równoważność masy i energii. Równoważność tę wyraża słynny wzór Einsteina  $E = m c^2$ . Masę należy traktować jako jedną z form energii, która może przechodzić w inne formy energii.

Energię wiązania, równoważną defektowi masy, można wyznaczyć korzystając z wzoru Einsteina

$$\Delta E = \Delta m \cdot c^2 \quad 4.7$$

gdzie:  $\Delta m$  - defekt masy,  $c$  - prędkość światła.

Ponieważ siły wiązania nukleonów w jądrze są znacznie potężniejsze niż siły wiązania elektronów w atomie, energie wydzielające się w reakcjach jądrowych są około milion razy większe od energii wydzielanych w reakcjach chemicznych. Spalenie 1 g węgla najwyższej wartości opałowej daje zaledwie około 36 kJ, a w wyniku "spalenia" 1 g uranu uzyskuje się 86 GJ.

#### 4.2.9 Oddziaływania neutronów z jądrami

Wydzielanie się energii jądrowej w postaci nadającej się do praktycznego wykorzystania zachodzi jedynie w następstwie szczególnego rodzaju oddziaływania neutronów z bardzo nielicznymi izotopami, jednym z których jest uran 235. Neutrony w stanie swobodnym, to jest poza jądrem atomu, mogą być otrzymane w różny sposób. Na przykład: przez bombardowanie cząstkami  $\alpha$  niektórych lekkich pierwiastków jak berylu, boru lub litu, przy oddziaływaniu promieniowania  $\gamma$  o średniej energii (2 MeV) z jądrami niektórych izotopów jak deuteru (ciężki wodór) oraz berylu. Ponieważ neutrony nie są naładowane, więc nie podlegają odpychaniu elektrostatycznemu przez dodatnio naładowane jądro, jak cząstki naładowane dodatnio. Wskutek tego, podczas gdy cząstki naładowane, na przykład protony, muszą mieć dużą energię kinetyczną, aby pokonać siły odpychania przed wejściem w oddziaływanie z jądrem, neutrony mogą wchodzić w reakcje jądrowe nawet wówczas, gdy mają bardzo małą energię kinetyczną.

Prawie wszystkie neutrony swobodne, powstałe w następstwie wyrzucenia z jądra, mają bardzo dużą energię, zazwyczaj rzędu 1-10 mln elektronovoltów (MeV). Ponieważ masa neutronu jest równa około 1 jednostki masy atomu, czyli  $1,7 \cdot 10^{-24}$  g, można obliczyć, że neutrony o dużych energiach poruszają się z prędkością rzędu  $10^9$  cm/sek, a więc równą około 1/10 prędkości światła. Wskutek tego neutrony takie nazywamy *prędkimi*. Neutrony o energiach od 0,1 MeV do 1 eV nazywamy neutronami *pośrednimi*, natomiast neutrony o energiach mniejszych od 1 eV neutronami *powolnymi*.

Neutron odgrywa zasadniczą rolę w reaktorze jądrowym, gdyż służy jako czynnik wywołujący rozszczepienie jądra. Przechodząc przez materię neutrony zderzają się z jądrami atomów. Zderzenia te bywają dwóch rodzajów, *sprężyste* lub *niesprężyste*. W zderzeniu sprężystym zostaje zachowany pęd i energia kinetyczna. Po zderzeniu część energii kinetycznej neutronu, lub cała ta energia, przekazana zostaje jądro rozpraszającemu i tym samym neutron zostaje spowolniony. W zderzeniu niesprężystym zostaje zachowany pęd natomiast energia kinetyczna neutronu ulega zmianie. Część energii kinetycznej neutronu przemienia się w energię wewnętrzną (potencjalną) jądra. Jądro wraca do wyjściowego stanu energetycznego wysyłając kwant gamma.

Poniżej energii 0,1 MeV zderzenia niesprężyste nie zachodzą. Natomiast zderzenia sprężyste powodują dalsze spowalnianie neutronów, aż do chwili, gdy średnia energia kinetyczna neutronów zmniejszy się do wartości średniej energii kinetycznej atomów środowiska rozpraszającego. Energia ta zależy od temperatury środowiska i dlatego nazywa się energią termiczną. Neutrony spowolnione do energii z tego zakresu nazywa się *neutronami termicznymi*. Przy temperaturach normalnych (20 °C) średnia energia neutronów wynosi w przybliżeniu 0,025 eV.

Spowalnianie neutronów odgrywa ważną rolę w działaniu wielu reaktorów jądrowych. Materiały używane do spowalniania neutronów nazywamy moderatorem (spowalnicami). Dobrym moderatorem jest taki materiał, w którym spowalnianie neutronów *prędkich* następuje po małej liczbie zderzeń. Dlatego najlepszymi moderatorami są materiały składające się z atomów o małej liczbie masowej (zwykła woda, ciężka woda, beryl, grafit).

Neutrony mogą wchodzić z jądrami atomów w różnego rodzaju reakcje wychwytu. Jedną z nich jest wychwyty radiacyjny. W reakcji tej jądro pochłania neutron, przy czym tworzy się jądro złożone o zwiększonej energii. Nadmiar energii jest następnie emitowany w postaci promieniowania gamma, a jądro złożone wraca do stanu podstawowego. Produkt Y reakcji wychwyty radiacyjnego jest izotopem pierwiastka X, ponieważ ma tę samą liczbę atomową Z i o jedność większą liczbę masową. Na przykład w wyniku wychwyty radiacyjnego pochłonięty neutron przekształca jądro U-238 w Pu-239, a nadmiar energii wyzwała się w postaci kwantów gamma.

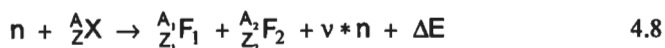
W zakresie małych energii, zawartych w zakresie 1 - 1000 eV, istnieją często charakterystyczne energie, przy których prawdopodobieństwo, że padająca cząstka będzie schwytana i utworzy się jądro złożone, jest wyjątkowo duże. Zjawisko to, które jest bardzo wyraźne w reakcjach jądrowych z neutronami powolnymi, przypisuje się tak zwanemu rezonansowi. Proces pochłaniania rezonansowego określa się mianem *wychwytu rezonansowego*.

#### 4.2.10 Proces rozszczepienia

W procesie rozszczepienia następuje pochłanianie neutronu o wysokich energiach przez ciężki izotop rozszczepialny. Powstaje jądro w stanie wzbudzonym. W ciągu  $10^{-4}$  sek jądro wzbudzone ulega:

- rozpadowi radioaktywnemu, w wyniku czego następuje emisja promieni  $\gamma$ , względnie
- rozszczepieniu na dwa fragmenty, któremu towarzyszy wyzwolenie się  $\nu$  neutronów, promieni  $\gamma$  i  $\Delta E$  energii.

Równanie reakcji neutronowej rozszczepienia można napisać w postaci



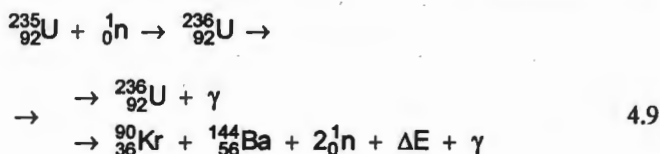
co oznacza: pochłonięcie neutronu  $n$  przez jądro  $X$  o liczbie atomowej  $A$  i liczbie protonów  $Z$  powoduje rozszczepienie jądra  $X$  na dwa fragmenty  ${}^{A_1}_{Z_1} F_1$ ,  ${}^{A_2}_{Z_2} F_2$ , wyzwolenie się  $\nu$  neutronów i  $\Delta E$  energii.

Liczba  $\nu$  przyjmuje wartość średnią od 2 do 3 w zależności od izotopu i energii neutronu, który bombarduje jądro  $X$ . Większość neutronów powstaje natychmiastowo, podczas gdy niewielki procent pojawia się z opóźnieniem, jako czynnik rozpadu radioaktywnego pewnych fragmentów rozszczepienia. Pierwsze nazywa się *neutronami natychmiastowymi*, drugie natomiast *neutronami opóźnionymi*.

Neutrony natychmiastowe, stanowiące 99 % ogólnej liczby neutronów rozszczepieniowych, wyrzucane są w niezwykle krótkim czasie od chwili rozszczepienia, prawdopodobnie w czasie wynoszącym około  $10^{-14}$  sek lub mniej. Energia tych neutronów obejmuje duży zakres, od 10 MeV aż do wartości bardzo małych, większość z nich jednak ma energię około 1 - 2 MeV.

Neutrony opóźnione są emitowane przez kilka godzin, przy czym liczba ich bardzo szybko maleje. Neutrony opóźnione dzielą się na pięć głównych grup. Każda z tych grup zanika według funkcji wykładniczej, jaka obowiązuje dla rozpadu promieniotwórczego. Rozszczepieniu uranu 233, uranu 235 i plutonu 239 towarzyszy pojawianie się tych samych pięciu grup neutronów opóźnionych, lecz stosunek ich liczby do całkowitej liczby neutronów rozszczepieniowych, oraz podział liczby neutronów opóźnionych pomiędzy grupy jest różny dla każdego z tych izotopów. Należy podkreślić, że neutrony opóźnione przyczyniają się do bezpieczeństwa i sterowalności reaktorów jądrowych, o czym będzie mowa.

Przykładem reakcji neutronowej może być rozszczepienie U-235 zgodnie z reakcją



Procesowi rozszczepienia towarzyszy wydzielanie energii w ilości około 200 MeV. Wychwyty neutronów prowadzący do rozpadu radioaktywnego jest zjawiskiem niepożądanym w przypadku wytwarzania energii jądrowej rozszczepienia. Wytwarza tylko 7 do 8 MeV i przemienia izotop rozszczepialny U-235 w izotop nierozszczepialny U-236.

#### 4.2.11 Warunki utrzymywania się reakcji łańcuchowej

Na podstawie podanych już informacji można teraz rozpatrzyć zagadnienie możliwości zastosowania reakcji rozszczepienia do praktycznego wykorzystania energii jądrowej. Zasadniczym warunkiem jest konieczność utrzymywania samopodtrzymującej się reakcji łańcuchowej; inaczej mówiąc, jeżeli proces rozszczepienia rozpoczął się w kilku jądrach, to powinien on przebiegać dalej bez zewnętrznego wpływu w całym pozostałym materiale.

Gdyby każdy neutron wyzwolony w akcie rozszczepienia mógł wywołać rozszczepienie następnego jądra, to reakcja łańcuchowa utrzymywałaby się bez trudności, ponieważ w każdym akcie rozszczepienia wydziela się, średnio biorąc, więcej niż dwa neutrony. Należy jednak wziąć pod uwagę, że z różnych przyczyn jedynie część neutronów rozszczepieniowych może być wykorzystywana do zapoczątkowania następnych aktów rozszczepienia.

Liczba neutronów o energii niezbędnej do wywołania rozszczepienia może nie być dostateczna. Zachodzi to w przypadku uranu 238 lub toru 232, rozszczepialnych przez neutrony o energii nie mniejszej niż 1 MeV. Tak więc samopodtrzymująca się łańcuchowa reakcja rozszczepienia uranu 238 i toru 232 nie jest możliwa. Inaczej przedstawia się sytuacja w przypadku uranu 233, uranu 235 i plutonu 239, które są rozszczepialne przez neutrony o dowolnie małych energiach.

Neutrony wyzwolone w akcie rozszczepienia biorą udział w rozmaitych reakcjach nie prowadzących do rozszczepienia. Nawet w zupełnie czystym materiale rozszczepialnym nie wszystkie neutrony pochłonięte powodują rozszczepienie. Wynika to stąd, że istnieje określone, zależne od energii neutronu, prawdopodobieństwo powstawania innych zjawisk, w szczególności wychwyty radiacyjnego. Ponadto, różne obecne w reaktorze jądra nierozszczepialne pochłaniają również pewną liczbę neutronów, które w ten sposób zostają stracone dla reakcji łańcuchowej. Wreszcie występuje również ucieczka neutronów przez powierzchnię bryły reaktora o skończonych wymiarach.

Możliwość istnienia samopodtrzymującej się łańcuchowej reakcji rozszczepienia zależy od czterech głównych procesów:

1. całkowitej straty neutronów z układu zwanej ucieczką,
2. pochłaniania nierozszczepieniowego przez izotopy uranu 235 i uranu 238, stanowiącego wychwyty rezonansowy,
3. pochłaniania nierozszczepieniowego, zwanego wychwytem pasożytniczym przez spowalniacz, chłodziwo i inne materiały konstrukcyjne,
4. pochłaniania rozszczepieniowego powolnych neutronów przez uran 235 albo prędkich neutronów przez uran 235, jak i uran 238.

## 4.2.12 Współczynnik mnożenia

Warunki rozwoju reakcji łańcuchowej istniejące w danym układzie dogodnie jest wyrażać za pomocą wielkości zwanej *efektywnym współczynnikiem mnożenia*  $k_{\text{eff}}$ . Współczynnik ten określa stosunek średniej liczby neutronów wyzwalających się przy rozszczepianiu w każdym pokoleniu do odpowiedniej całkowitej (średniej) liczby neutronów pochłoniętych przez paliwo, moderator itd. oraz uciekających z układu. Jeżeli  $k_{\text{eff}} = 1$ , co oznacza, że liczba neutronów wytwarzanych jest równa całkowitej liczbie neutronów traconych, wówczas reakcja łańcuchowa jest ustalona. O takim układzie mówimy, że jest *krytyczny*. Jeżeli  $k_{\text{eff}} < 1$ , to reakcja łańcuchowa jest gasnąca i nie podtrzymuje się sama, co odpowiada układowi *podkrytycznemu*. Wreszcie przy  $k_{\text{eff}} > 1$  reakcja łańcuchowa narasta i mówimy wówczas, że układ jest *nadkrytyczny*.

Efektywny współczynnik mnożenia można przedstawić jako złożony z dwóch czynników. Jeden z nich jest określony przez rodzaj i rozmieszczenie materiałów zastosowanych w układzie, drugi zaś przez rozmiary układu. Pierwszy czynnik nazywamy *współczynnikiem mnożenia* i oznaczamy przez  $k_{\infty}$ . Współczynnik ten odpowiada stosunkowi średniej liczby neutronów wytwarzanych w każdym pokoleniu do odpowiedniej średniej liczby neutronów pochłoniętych. Innymi słowy  $k_{\infty}$  jest równy wartości efektywnego współczynnika mnożenia w nieskończenie wielkim układzie, w którym nie istnieje ucieczka neutronów. Z definicji  $k_{\text{eff}}$  i  $k_{\infty}$  wynika, że

$$\frac{k_{\text{eff}}}{k_{\infty}} = \frac{\text{neutrony pochłonięte}}{\text{neutrony pochłonięte} + \text{neutrony uciekające}} = P \quad 4.10$$

a więc liczba oznaczona przez  $P$  jest miarą prawdopodobieństwa, że neutron nie ucieknie z układu o skończonych wymiarach, lecz pozostanie w nim do chwili pochłonięcia. Wobec tego

$$k_{\text{eff}} = k_{\infty} \cdot P \quad 4.11$$

przy czym  $P$  zwane *prawdopodobieństwem pozostania* w układzie jest określone w sposób podany wyżej i zależy od wymiarów układu.

Załóżmy, że układ mnożący ma rozmiary nieskończone. Jeżeliby nie istniało pochłanianie pasożytnicze i każdy neutron pochłonięty w materiale rozszczepialnym powodowałby rozszczepienie, to współczynnik mnożenia byłby równy  $V$ , to jest średniej liczbie neutronów wyzwalanych w jednym akcie rozszczepienia. Jednak nie wszystkie neutrony pochłonięte w paliwie powodują rozszczepienie i dlatego wielkością określającą  $k_{\infty}$  jest stosunek liczby neutronów prędkich rozszczepieniowych do całkowitej liczby neutronów pochłoniętych w paliwie, oznaczony przez  $\eta$ .

Zanim neutrony prędkie ulegną znacznemu spowolnieniu, pewna ich część zostanie pochłonięta przez uran 235 i uran 238, powodując ich rozszczepienie (głównie uranu 238). Ponieważ średnio w każdym akcie rozszczepienia powstaje więcej niż jeden neutron, więc liczba istniejących neutronów prędkich wzrasta. Efekt ten można uwzględnić wprowadzając *współczynnik rozszczepienia neutronami prędkimi*, który oznacza się literą  $\mathcal{E}$ . Stanowi on stosunek całkowitej liczby neutronów prędkich wytworzonych przy rozszczepieniu przez neutrony o wszystkich energiach, do liczby neutronów prędkich wytworzonych przy rozszczepieniu neutronami termicznymi. Zatem w wyniku pochłonięcia przez paliwo jednego neutronu termicznego powstaje  $\eta \mathcal{E}$  neutronów prędkich. Dla paliwa z naturalnego uranu wartość  $\mathcal{E}$  w przybliżeniu jest równa 1,03.



W wyniku zderzeń ze spowalniaczem, głównie zderzeń sprężystych, neutrony prędkie stają się ostatecznie termicznymi. Jednak podczas procesu spowalniania niektóre neutrony chwytane są w procesach nie prowadzących do rozszczepienia, tak że nie wszystkie  $\eta \epsilon$  prędkie neutrony osiągają energię termiczną. Część neutronów prędkich, które uniknęły wychwytu podczas spowalniania, nazywa się *prawdopodobieństwem uniknięcia wychwytu rezonansowego* i oznacza się literą  $p$ . A zatem ilość neutronów spowolnionych do energii termicznych będzie równa  $\eta \epsilon p$ .

Gdy energia neutronów zmaleje do energii obszaru termicznego, to będą one dyfundowały w ciągu pewnego czasu, przy tym ich rozkład energii będzie zasadniczo stały tak długo, dopóki nie zostaną one ostatecznie pochłonięte bądź przez paliwo, bądź przez spowalniacz, bądź też przez ewentualnie obecne szkodliwe absorbenty. Zatem część neutronów termicznych  $f$ , zwana *współczynnikiem wykorzystania termicznego*, będzie pochłaniana w materiale paliwowym. Wartość  $f$  wyraża stosunek liczby neutronów termicznych pochłoniętych w paliwie do całkowitej liczby neutronów pochłoniętych przez paliwo, spowalniacz i przez inne materiały znajdujące się w reaktorze. Oznacza to, że liczba neutronów termicznych schwypanych przez paliwo wynosi

$$k = \eta \epsilon p f \quad 4.12$$

gdy jeden neutron termiczny został pochłonięty przez paliwo w ośrodku nieskończonym.

Jak określono powyżej, warunkiem samopodtrzymującej się reakcji łańcuchowej w układzie o nieskończonych wymiarach jest, aby współczynnik mnożenia był równy jedności. Zatem kryterium dla układu z uranem naturalnym jest

$$\eta \epsilon p f = 1 \quad 4.13$$

#### 4.2.13 Ogólne zasady działania reaktorów jądrowych

Reaktorem jądrowym nazywamy układ, w którym w sposób kontrolowany podtrzymuje się jądrowe reakcje łańcuchowe dla uzyskania neutronów i energii. W najogólniejszym przypadku można przyjąć, że reaktor składa się z paliwa zawierającego materiał rozszczepialny, moderatora służącego do spowalniania neutronów, chłodziwa odprowadzającego ciepło wydzielane w procesie rozszczepienia oraz materiałów konstrukcyjnych. W przeciwieństwie do innych źródeł energii, moc otrzymywana z reaktora w stanie ustalonym nie jest bezpośrednio związana z jego wymiarami. Zasadniczym czynnikiem jest tu zdolność odprowadzania ciepła z reaktora przy danym sposobie chłodzenia. W przypadku reaktorów o neutronach termicznych istnieje jeszcze inny czynnik ograniczający moc osiągalną. Jest nim gromadzenie się produktów rozszczepienia odznaczających się dużymi przekrojami czynnymi na pochłanianie neutronów termicznych. Najważniejszy z nich jest ksenon 135.

Współczynnikiem mnożenia reaktora  $k$  określa się stosunek liczby neutronów wytwarzanych w kolejnych generacjach. Ponieważ proces rozszczepienia początkują neutrony, szybkość rozszczepienia lub moc jest proporcjonalna do poziomu neutronów w reaktorze. Jeżeli  $k$  jest większe od jedności, generacja neutronów zwiększa się w czasie, a więc i moc reaktora ulega wzrostowi. Mówi się, że wówczas reaktor jest w stanie nadkrytycznym. Gdy  $k=1$  generacja neutronów i moc reaktora jest stała, czemu odpowiada stan krytyczny reaktora. Mamy do czynienia ze stanem podkrytycznym reaktora, gdy  $k<1$ , a więc gdy maleje generacja neutronów i moc.

Wielkością, która jest ściśle związana ze współczynnikiem mnożenia jest reaktywność reaktora, oznaczana symbolem  $\rho$ . Definiuje się ją w następujący sposób:

$$\rho = \frac{k - 1}{k} \quad 4.14$$

Dla reaktora nadkrytycznego  $\rho$  jest dodatnie, dla krytycznego  $\rho = 0$  i dla podkrytycznego przyjmuje wartości ujemne.

Generacja neutronów i szybkość zachodzenia reakcji rozszczepienia jest proporcjonalna do mocy termicznej reaktora, którą wyznacza poziom gęstości neutronów. Poziom gęstości neutronów określa strumień neutronów  $\Phi$ . Definiuje się go jako liczbę neutronów przechodzących przez jednostkę powierzchni w jednostce czasu [neutronów/m<sup>2</sup>sek]. Strumień neutronów jako wielkość skalarowa może osiągać w reaktorze mocy wartość w zakresie 10<sup>15</sup> - 10<sup>20</sup> n/cm<sup>2</sup>s. Strumień neutronów wyznacza iloczyn skalarowy gęstości neutronów  $n$  [n/m<sup>3</sup>] i prędkości neutronów  $v$  [m/s]

$$\Phi = v \cdot n \quad 4.15$$

W równaniu tym  $n$  i  $v$  są funkcjami zmiennych przestrzennych rdzenia reaktora i energii kinetycznej neutronów  $E$ . Uśredniony strumień neutronów reprezentuje więc uśrednioną wartość po rozważanej objętości w przedziale rozważanych energii.

Każdy działający reaktor posiada masę krytyczną. Masa krytyczna stanowi minimum masy rozszczepianego materiału, wymaganego dla podtrzymania reakcji łańcuchowej. Ilość paliwa w reaktorze musi przewyższać masę krytyczną, aby kompensować wypalanie paliwa i inne efekty towarzyszące eksploatacji reaktora.

Konstruując reaktor można zawsze nadać mu wymiary nieco większe od wymiarów krytycznych tak, aby ilość zawartego w nim paliwa przekraczała masę krytyczną, dzięki czemu otrzymamy  $k_{\text{eff}} > 1$ . W czasie gdy reaktor nie pracuje,  $k_{\text{eff}}$  jest utrzymywane poniżej jedności, zazwyczaj za pomocą wprowadzonego do reaktora silnego pochłaniacza neutronów, zwanego prętem sterującym lub regulacyjnym. Tak długo jak układ jest podkrytyczny, to jest  $k_{\text{eff}} < 1$ , gęstość neutronów jest w nim bardzo mała. Przez wysuwanie prętów sterujących uzyskujemy  $k_{\text{eff}} > 1$  i dzięki narastającej reakcji łańcuchowej zwiększamy gęstość neutronów, aż do poziomu odpowiadającego pożądanej mocy. Następnie wsuwamy powtórnie pręty sterujące tak, aby otrzymać  $k_{\text{eff}} = 1$ . W wyniku tego reakcja łańcuchowa przybiera charakter ustalony i utrzymuje się stała moc. Zmianę mocy osiągamy z łatwością przez krótkotrwałe uzyskanie  $k_{\text{eff}} > 1$ , jeżeli chcemy moc powiększyć, lub  $k_{\text{eff}} < 1$ , jeżeli chodzi nam o zmniejszenie mocy.

Czas życia pokolenia neutronów ma wielkie znaczenie dla sterowania reaktorem. W reaktorze na uran naturalny średni czas upływający pomiędzy chwilą powstania neutronu rozszczepieniowego, a jego ostatecznym pochłonięciem jako neutronu termicznego wynosi około 10<sup>-3</sup> sek. Ponieważ neutrony natychmiastowe są wyrzucane prawie natychmiast po akcie rozszczepienia, więc gdyby w rachubę wchodziły tylko te neutrony, to czas życia pokolenia neutronów wynosiłby 10<sup>-3</sup> sek. Jednak znaczną część neutronów rozszczepieniowych stanowią neutrony opóźnione i wskutek tego efektywny czas życia pokolenia neutronów znacznie wzrasta.

Średnie czasy życia pięciu grup neutronów opóźnionych zawierają się w granicach od 0,6 do 80 sek. Uwzględniając te wartości w odpowiednim stopniu, zależnie od udziału danej grupy neutronów w całkowitej liczbie neutronów opóźnionych, otrzymujemy średni czas opóźnienia o około 0,1 sek dla uranu 235. Średni efektywny czas życia pokolenia jest więc w przybliżeniu równy 0,001 + 0,1 sek, przy czym pierwszy składnik oznacza średni czas pomiędzy powstaniem neutronu w danym pokoleniu i jego pochłonięciem prowadzącym do rozszczepienia, drugi składnik zaś jest średnim czasem upływającym pomiędzy tym rozszczepieniem a chwilą, w której można uznać, że powstały już wszystkie neutrony następnego pokolenia.

Przypuśćmy, że neutrony opóźnione stanowią część neutronów rozszczepieniowych wyrażającą się ułamkiem  $\beta$ . Wówczas udział neutronów natychmiastowych wyraża się liczbą  $1 - \beta$ . Mając to na uwadze można uznać, że efektywny współczynnik mnożenia składa się z dwóch składników:  $k_{\text{eff}}(1 - \beta)$  będącego współczynnikiem mnożenia na neutronach natychmiastowych i współczynnika mnożenia na neutronach opóźnionych  $k_{\text{eff}}\beta$ . Jeżeli w czasie pracy reaktora wartość  $k_{\text{eff}}(1 - \beta)$  jest mniejsza, lub prawie równa jedności, to można uważać, że szybkość wzrostu liczby neutronów pomiędzy kolejnymi pokoleniami jest określona przez neutrony opóźnione. Ponieważ dla rozszczepienia jądra uranu 235 przez neutron termiczny wartość  $\beta$  wynosi około 0,0075, warunek ten może być spełniony, jeżeli tylko efektywny współczynnik mnożenia zawiera się pomiędzy 1 i 1,0075. Możliwy jest wówczas stosunkowo powolny wzrost gęstości neutronów i mocy reaktora oraz jego sterowanie.

Zagadnienie bezpieczeństwa konstrukcji reaktorowych różni się znacznie od tego rodzaju zagadnień w urządzeniach niereaktorowych, ze względu na obecność niebezpiecznych promieniowań, składających się z promieniowania neutronowego i promieniowań  $\beta$  i  $\gamma$ , wysyłanych przez produkty rozszczepienia. Promieniowanie produktów rozszczepienia trwa, stopniowo zanikając, długi czas po wyłączeniu reaktora lub usunięciu z niego zużytych elementów paliwowych. Personel obsługi musi być chroniony przed promieniowaniem odpowiednimi osłonami betonowymi, których grubość może wynosić ponad 2 m.

Istnieje zawsze pewna możliwość niezamierzonego (awaryjnego) wzrostu mocy reaktora. W tym przypadku ciepło reakcji rozszczepienia wydziela się szybciej, niż może być odprowadzane przez czynnik chłodzący i w rezultacie temperatura wzrasta. Na ogół reaktory są projektowane tak, aby w miarę wzrostu temperatury reakcja łańcuchowa utrzymywała się w nich z coraz większą trudnością. Niemniej jednak lokalny wzrost temperatury może prowadzić do uszkodzenia reaktora i rozprzestrzeniania się substancji promieniotwórczych. Ażeby zapobiec tej ewentualności, w projekcie reaktora przewiduje się liczne samoczynne urządzenia zabezpieczające.

Istnieje dużo cech charakterystycznych reaktorów, na podstawie których można by zestawić wiele rodzajów reaktorów jądrowych. W niniejszej monografii omówi się trzy podstawowe rodzaje, a mianowicie reaktory termiczne, reaktory prędkie i reaktory na uranie U-233. Przed tym podane będą niektóre informacje o paliwach jądrowych i cyklach paliwowych.

### **4.3 Paliwa jądrowe i cykle paliwowe**

Paliwa jądrowe występują w naturze w postaci uranu U-238, toru Th-232 i U-235, który stanowi 0,7 % złóż naturalnego uranu U-238.

Uran występuje stosunkowo obficie w skorupie ziemskiej i wodzie morskiej. Średnia zawartość w wodzie morskiej wynosi 4 g na tonę. Depozyty uranu o zawartości powyżej 0,5 do 1 % należą raczej do rzadkości. Występują w postaci związków.

Złóże uranu klasyfikuje się ze względu na koszt wydobycia rudy uranowej: dla przykładu według cen z 1974 r. [4.7] poniżej 10 \$/funt  $U_3O_8$ , 10-15, 15-30, do 100 \$/funt  $U_3O_8$ . Zasoby pewne złóż uranu o kosztach wydobycia poniżej 10 \$ za funt  $U_3O_8$  (1974) wynoszą  $1,02 \cdot 10^6$  ton, a szacowane  $1,08 \cdot 10^6$  ton [4.8].

Źródłem toru jest toryt, oranzyt i piaski monacytowe. Toryt i oranzyt zawiera 50-70 %  $ThO_2$ . Znane ich złoża są małe. Największe złoża toru to piaski monacytowe, które zawierają od 5 do 10 % toru. Chociaż zasoby toru nie są ostatecznie oszacowane, uważa się, że przekraczają trzy względnie czterokrotnie zasoby uranu.

W obecnie stosowanych reaktorach paliwem jest uran naturalny wzbogacony do kilku procent w sensie zwiększania stężenia U-235 w paliwie. Zakłady wzbogacania są bardzo kapitałochłonne i energochłonne. Znane są trzy metody wzbogacania:

- dyfuzji gazowej,
- centryfug gazowych,
- rozdzielania dyszowego.

Spośród najcięższych pierwiastków rozróżnia się materiały jądrowe:

- rozszczepialne,
- rodne.

Do pierwszych, które są paliwami jądrowymi reaktorów rozszczepieniowych, zalicza się U-233, U-235 i Pu-239. Są one rozszczepialne w zakresie wszystkich energii neutronów, a więc są rozszczepialne zarówno na neutronach termicznych o energii rzędu 0,026 eV jak i prędkich o energii powyżej 0,1 MeV.

Drugą grupę, jako materiały rodne, stanowi Th-232 i U-238, a więc paliwa jądrowe występujące w naturze. W wyniku reakcji neutronowych przemieniają się odpowiednio w U-233 i Pu-239.

W miarę wypalania względnie łatwo dostępnych złóż U-235, podstawowym problemem wykorzystywania paliw jądrowych stanie się powielanie materiałów rozszczepialnych z materiałów rodnych.

Gdyby całość złóż uranu i toru (U-238, U-235, Th-232), zalegających na głębokości 1,6 kilometra pod skorupą ziemską i w oceanach, wypalać całkowicie w reaktorach jądrowych, uzyskałoby się jeden miliard Q energii, gdzie Q jest jednostką energii równą  $20^{21}$  J (obecnie zużycie energii w skali świata wynosi około 0,2 Q rocznie [4.7]). Przy całkowitym wypalaniu złóż o kosztach wydobywania poniżej 10 \$ za funt  $U_3O_8$  (\$ 1974 r) uzyskałoby się energię 10 Q. Ilość energii możliwa do uzyskania z tych złóż w obecnie produkowanych reaktorach, które wypalają jedynie U-235, wynosi 0,1 Q [4.7].

Przytoczone powyżej dane wskazują, że kluczem do lepszego wykorzystania paliw jądrowych mogą być systemy jądrowe zdolne do jednoczesnego wytwarzania energii i paliwa jądrowego, jak Pu-239 i U-233, co omawia się w jednym z następnych punktów.

W obecnie stosowanych reaktorach, w których paliwem jest U-235, cykl paliwowy obejmuje następujące etapy:

- uzyskanie rudy uranowej,
- przemiał rudy i oddzielanie części niemetalicznych,
- przemiana  $U_3O_8$  w  $UF_6$ ,
- rozdzielanie izotopów uranu w celu otrzymania uranu wzbogaconego w U-235,
- produkcja prętów paliwowych,
- wypalanie.

Wypalone paliwo może być składowane lub poddane przeróbce chemicznej. Celem tej przeróbki jest odzyskanie nieużytego paliwa. Proces ponownego włączenia do cyklu paliwowego nie zużytego paliwa lub materiału rozszczepialnego, uzyskiwanego w wyniku przemiany z materiału rodno, nazywa się *recykлизacją*.

Cykle paliwowe rozróżnia się w zależności od :

1. stosowanego paliwa w reaktorze, a więc U-235, Pu-239, U-233,
2. powielanego materiału rodno, U-238, Th-232.

#### **4.4 Reaktory jądrowe rozszczepienia**

Jedną z podstawowych cech charakterystycznych reaktorów jądrowych rozszczepienia jest rodzaj stosowanych neutronów o odpowiednim zakresie ich energii w procesie rozszczepienia, a więc neutronów termicznych lub prędkich.

Jeżeli przeważająca większość procesów rozszczepienia odbywa się w wyniku pochłaniania neutronów termicznych, to reaktory takie nazywa się reaktorami *termicznymi*. Służą do celów energetycznych. W obecnie eksploatowanych reaktorach termicznych stosowano i stosuje się jako paliwo U-235.

W reaktorach termicznych neutrony są spowalniane do energii termicznych (0,026 eV). Spowalnianie następuje w wyniku rozpraszania sprężystego neutronów z jądrem spowalnacza, nazywanego także moderatorem. Zasadniczymi składowymi reaktorów termicznych są:

- elementy paliwowe,
- chłodziwo,
- moderator, a także
- osłona biologiczna,
- układ sterowania i układ zabezpieczeń przed awarią.

Dobrym spowalniczem jest substancja, która zmniejsza prędkość neutronów przez niewielką liczbę zderzeń. Substancja ta składa się oczywiście z atomów o małej liczbie masowej. Zatem jako spowalniczy w różnych reaktorach stosuje się wodę ( $H_2O$ ), ciężką wodę ( $D_2O$ ), węgiel (w postaci grafitu) i w niektórych przypadkach beryl.

Z punktu widzenia rodzaju moderatora rozróżnia się reaktory termiczne:

- lekkowodne,
- ciężkowodne,
- grafitowe.

Ponadto rozróżnia się:

- reaktory wysokotemperaturowe.
  - reaktory prędkie powielające,
  - reaktory na uranie U-233,
  - reaktory nowej generacji o pasywnym układzie samozabezpieczania się.
- Zostaną one omówione poniżej.

#### **4.4.1 Reaktory termiczne lekkowodne**

W reaktorach tych rolę moderatora i chłodziwa spełnia woda. Z punktu widzenia stanu wody dzieli się je na:

- lekkowodne ciśnieniowe, w którym woda znajduje się pod ciśnieniem,
- lekkowodne wrzące, w którym dopuszcza się wrzenie wody.

W obydwóch przypadkach rdzeń reaktora jest umieszczony w zbiorniku stalowym, co ma istotne znaczenie z punktu widzenia zagrożenia środowiska. Są one od szeregu lat opanowane przemysłowo i instalowane.

##### **Reaktor ciśnieniowy**

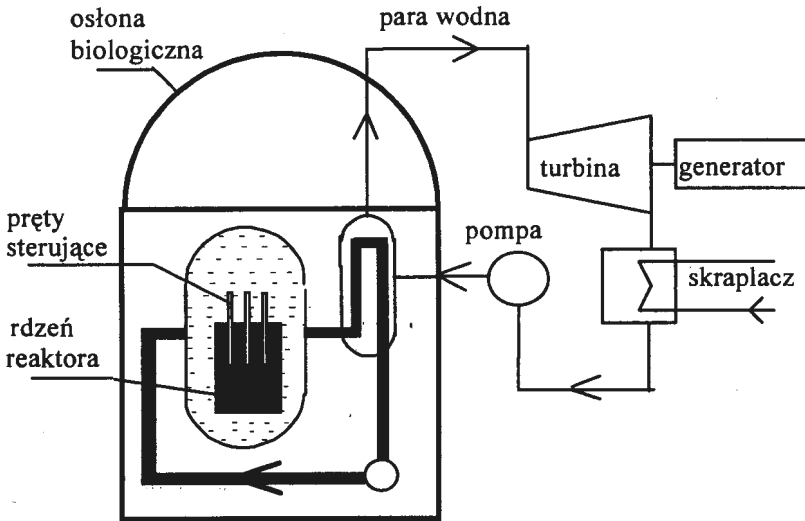
W reaktorze ciśnieniowym, którego schemat ogólny przedstawiono na rys. 4.2, istnieje obieg pierwotny i wtórny. Obieg pierwotny obejmuje zbiornik ciśnieniowy i stabilizator ciśnienia. Obieg wtórny tworzą turbina parowa, kondensator i generator prądu zmiennego. Obydwa obiegi łączy wymiennik ciepła izolując radioaktywne chłodziwo od otoczenia. W obiegu pierwotnym temperatura wynosi około  $317^{\circ}C$ , a ciśnienie jest stosunkowo wysokie, wynoszące 15,8 MPa, ażeby nie dopuścić do wrzenia wody w zbiorniku reaktora. Ogólna sprawność siłowni wynosi około 33 %. W obiegu wtórnym następuje wrzenie, w wyniku czego para jest dostarczana do turbiny. W reaktorze ciśnieniowym reakcje neutronowe mogą być kontrolowane nie tylko poprzez stosowanie prętów sterujących, ale także poprzez wykorzystanie chemicznych absorbentów neutronów w postaci boru, dodawanych do chłodziwa w obiegu pierwotnym. Reaktory ciśnieniowe są wytwarzane w szeregu krajach, między innymi w Belgii, RFN, Rosji i USA [4.9]. W byłym ZSRR wytwarzano następujące wersje reaktora ciśnieniowego: WWER 440 model 213 i 230, WWER 1000. Żaden z tych reaktorów nie spełniał standardów bezpieczeństwa obowiązujących w krajach zachodnich.

### Reaktor wrzący

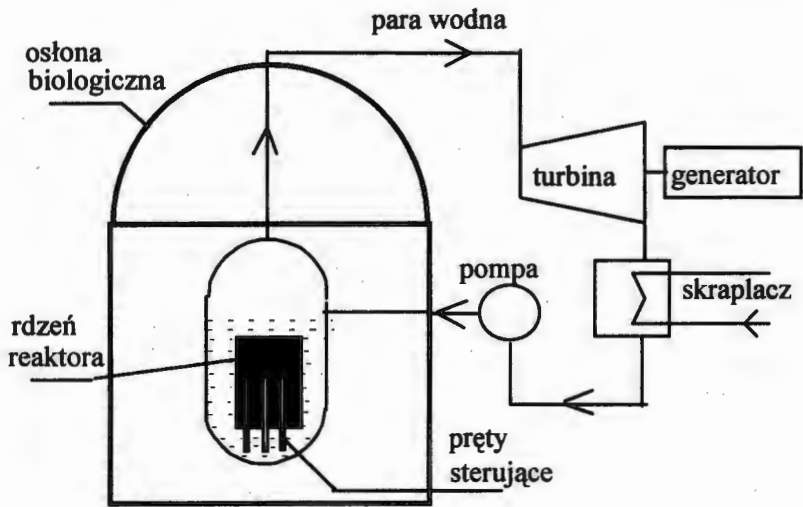
W reaktorze wrzącym, rys. 4.3, zachodzi wrzenie chłodziwa w zbiorniku reaktora. Wytwarzana para jest bezpośrednio kierowana do turbiny. Przez szereg lat istniała opinia, że reaktor wrzący nie może być wykorzystywany w eksploatacji siłowni, ponieważ wahania szybkości produkcji pary mogłyby powodować w rdzeniu reaktora lokalne fluktuacje reaktywności, komplikując sterowanie reaktorem. Jednakże para jest gorszym moderatorem, aniżeli woda ze względu na jej mniejszą gęstość. W konsekwencji tego dowolny wzrost gęstości mocy będzie powodował wzrost udziału pary w chłodziwie moderatorze, a następnie redukcję reaktywności. W wyniku tego powstaje w rdzeniu reaktora ujemne sprzężenie zwrotne, zależne od udziału pary w chłodziwie. Ciśnienie w zbiorniku reaktora wynosi około 7 MPa, temperatura 285°C, a sprawność około 33 %. Reaktor jest sterowany prętami sterującymi, umieszczonymi w dolnej części zbiornika. Reaktory wrzące są wytwarzane w Japonii, USA i Szwajcarii [4.9].

### 4.4.2 Reaktor termiczny ciężkowodny

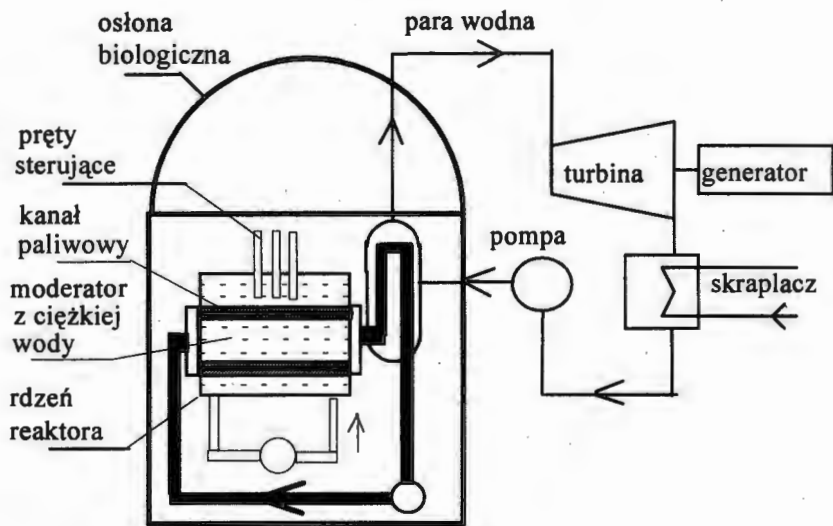
Ciężka woda stosowana jako moderator, a równocześnie jako chłodziwo, pozwala na lepsze wypalanie uranu naturalnego w porównaniu z innymi moderatorami. Następuje to dzięki mniejszej absorpcji neutronów przez  $D_2O$  niż  $H_2O$  lub grafit. Ten typ reaktora rozwijano w Kanadzie pod nazwą reaktor CANDU (Canadian Deutrium Uranium), rys. 4.4, i w Wielkiej Brytanii jako reaktor SGHWR (Steam Generating Heavy Water Reactor). Moderator zawiera się w odpowiednich rurach elementy paliwowe otoczone chłodziwem.



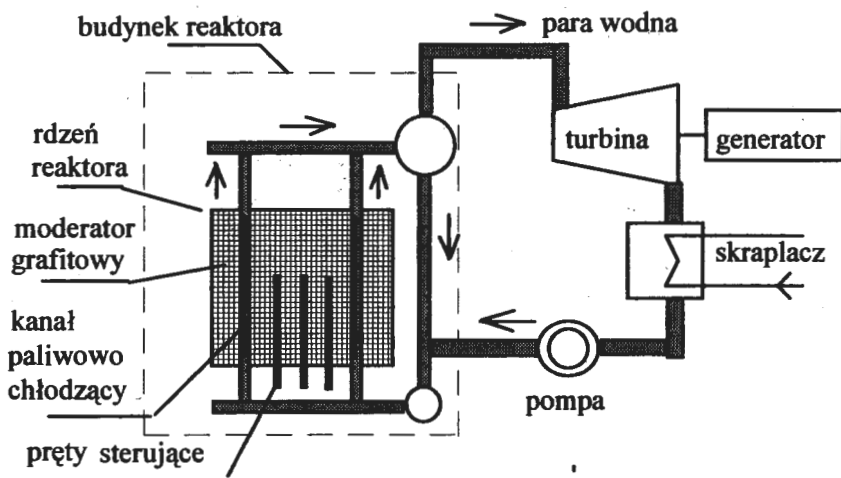
Rys. 4.2 Schemat reaktora lekkowodnego ciśnieniowego.



Rys. 4.3 Schemat reaktora lekkowodnego wrzącego.



Rys. 4.4 Schemat reaktora termicznego ciężkowodnego.



Rys. 4.5 Schemat reaktora termicznego grafitowego typu "Czernobyl".

#### 4.4.3 Reaktor termiczny grafitowy

Reaktory grafitowe były pierwszymi eksploatowanymi reaktorami energetycznymi. Jako chłodziwo stosowano  $\text{CO}_2$ . Gazowe chłodziwo, w postaci  $\text{CO}_2$  lub helu, pozwala stosować wysokie temperatury bez konieczności stosowania wysokich ciśnień, jak w przypadku wody. Tę zaletę gazu jako chłodziwa wykorzystuje się w reaktorach wysokotemperaturowych obecnie rozwijanych.

Na rys. 4.5 przedstawiono typ reaktora grafitowego, budowanego w byłym ZSRR, oznaczonego symbolem RBMK, który uległ wypadkowi w Czernobylu. Nie posiada on zbiornika ciśnieniowego. Piętnaście takich reaktorów było zainstalowanych na terytorium byłego ZSRR.

#### 4.4.4 Reaktory wysokotemperaturowe

Przeznaczeniem reaktora wysokotemperaturowego jest produkcja ciepła wysokotemperaturowego, wykorzystywanego w wielu procesach produkcyjnych.

Obecnie istnieją dwie zasadnicze odmiany reaktorów wysokotemperaturowych z punktu widzenia konstrukcji rdzenia. Są to reaktory wysokotemperaturowe HTGR (High Temperature Gas Reactor) wykorzystujące koncepcje rdzenia firmy General Atomic, USA, rys. 4.6, i reaktor przesypowy AVR, zbudowany w RFN. Zasadniczą różnicą jest kształt elementów paliwowych i sposób przeładowywania zużytych elementów. W reaktorze firmy GA paliwo w postaci ziarenek otoczonych warstwami grafitu jest umieszczone w matrycach grafitowych w postaci prętów. Pręty te są umieszczone w sześciokątnych blokach grafitowych, w których znajdują się kanały przepływowe helu jako chłodziwa i kanały prętów sterujących. Wymiana paliwa następuje przez wymianę prętów paliwowych. W reaktorze przesypowym AVR typu OTTO (once through then out) elementy paliwowe stanowią kule o średnicy 6 cm. Składają się one z matrycy grafitowej zawierającej ziarenka paliwa otoczone warstwami grafitu. Przeładunek paliwa odbywa się w sposób ciągły. W górnej części rdzenia reaktora następuje załadowanie kul. Są one przemieszczane w dół rdzenia. Chłodziwem jest hel, który przepływa szczelinami pomiędzy poszczególnymi kulami paliwowymi. Pręty sterujące są umieszczone w rdzeniu pionowo w grafitowych prętach cylindrycznych.

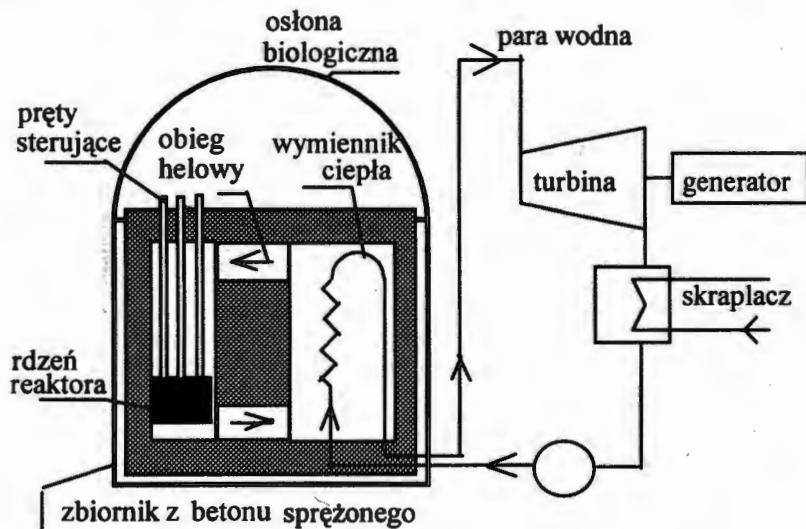


W reaktorze HTGR i AVR rdzeń reaktora jest umieszczony w zbiorniku ze sprężonego betonu. To spowodowało między innymi zahamowanie rozwoju tego typu reaktora ze względu na bezpieczeństwo. Postawiono wymaganie, aby reaktor wysokotemperaturowy spełniał te same kryteria bezpieczeństwa co reaktor lekkowodny. Kryteriami tymi są:

- chłodzenie powypadkowe rdzenia,
- odporność na uderzenia samolotów i trzęsienie ziemi,
- odporność na fale ciśnieniowe chemicznych wybuchów [4.11].

Poprzednio rozwijany reaktor wysokotemperaturowy nie zawierał, tak jak reaktor lekkowodny, zbiornika stalowego ciśnieniowego, umieszczonego w zbiorniku betonowym. Jak wspomniano powyżej, rdzeń jest umieszczony bezpośrednio w zbiorniku betonowym o grubości kilku metrów.

Aby spełnić wyżej wymienione kryterium zmieniono częściowo konstrukcję reaktora. Zaprojektowano reaktor o mocy 100 MW, umieszczony w zbiorniku stalowym. Reaktor taki jest traktowany jako moduł reaktora wysokotemperaturowego [4.12, 4.13]. Poszczególne moduły mogą być zestawiane obok siebie we wspólnym zbiorniku betonowym. W latach



Rys. 4.6 Schemat reaktora wysokotemperaturowego.

1983/84 w RFN odpowiednie czynniki oceniły pozytywnie projekt takiego reaktora o łącznej mocy 500 MW [4.12]. Wstępny projekt ukończono w 1984 roku. Podział na moduły uznano jako zaletę. Poszczególne moduły można wykorzystywać do różnych celów, łącząc je z odpowiednimi procesami, jak dla przykładu:

- wytwarzanie energii elektrycznej,
- wykorzystanie ciepła w reformingu parowym,
- wytwarzanie ciepła przemysłowego.

Rozwój reaktorów wysokotemperaturowych prowadzono w następujących krajach: RFN, USA, Rosja, Japonia, ChRL, Szwajcaria, Austria [4.14].

Rozwija się także reaktor wysokotemperaturowy wykorzystujący jako paliwo U-233, określane mianem THTR (Thorium High Temperature Reactor).

#### 4.4.5 Reaktory prędkie powielające

Jak wspomniano poprzednio, zawartość U-235 w uranie naturalnym U-238 wynosi 0,7%. Wzbogacając paliwo w U-235 traci się w odpadach 0,2% U-235. Oznacza to, że na 200 kg U-238 wykorzystuje się tylko 1 kg U-235. Powstaje problem możliwie całkowitego wypalania paliw jądrowych, a więc nie tylko U-235. Problem ten można rozwiązać, jeżeli w czasie wypalania paliwa w reaktorze będzie się równocześnie powielać materiały rozszczepialne z rodnych. W tym celu należy w reaktorze zapewnić możliwie duży nadmiar neutronów potrzebnych, poza podtrzymywaniem reakcji łańcuchowej, w procesie przemiany izotopów rodnych w izotopy rozszczepialne. Stosunek liczby wytwarzanych atomów rozszczepialnych do liczby wypalanych atomów rozszczepialnych nazywa się *współczynnikiem przemiany* ( $C < 1$ ) lub powielania ( $C \geq 1$ ). Określa go zależność:

$$C = \eta - 1 - L \quad 4.16$$

gdzie:  $\eta$  - liczba neutronów powstających w procesie rozszczepienia w wyniku pochłonięcia jednego neutronu termicznego przez paliwo,  $L$  - liczba neutronów traconych wskutek ucieczki i różnego rodzaju pochłaniania pasożytniczego,  $1$  - oznacza jeden neutron konieczny do podtrzymania reakcji łańcuchowej. Oprócz  $\eta$  i  $L$ , czynnikiem wpływającym na wartość współczynnika przemiany jest stosunek liczby atomów moderatora do liczby atomów paliwa, który między innymi określa udział rozszczepień wywołanych neutronami termicznymi i prędkimi w ogólnej liczbie rozszczepień [4.15].

Największą wartością  $\eta$  charakteryzuje się Pu-239 rozszczepiany na neutronach prędkich. Wynosi ona 2,49. Rozszczepiając Pu-239 na neutronach termicznych uzyskuje się  $\eta = 1,8$ . To powoduje, że pluton stał się paliwem reaktorów prędkich. Służą one do celów powielania materiałów rozszczepialnych z materiałów rodnych i nazywa się je także *reaktorami prędkimi powielającymi*.

W reaktorach powielających materiał rodny jest umieszczany w płaszczu reaktora. Powielanie zachodzi w wyniku wychwytu radiacyjnego neutronów przez materiał rodny U-238 według następujących reakcji



Produkt reakcji U-239 ma okres połowicznego rozpadu 23 min. Emituje on ujemne cząstki (elektrony). Wobec tego



Neptun - 239 ma okres połowicznego rozpadu 23 dni, jest  $\beta$ -aktywny i podlega przemianie według reakcji



Pluton -239 jest ciałem wysyłającym cząstki  $\alpha$ , a okres połowicznego rozpadu wynosi 24000 lat.

Reaktory prędkie powielające, rys. 4.7, w których brak jest moderatora, charakteryzują się małymi wymiarami przy równoczesnej stosunkowo dużej gęstości mocy. Chłodziwem jest ciekły sód. Rozwijano je w USA, Rosji, Japonii, RFN, Wielkiej Brytanii i Francji. Pierwsze badania zapoczątkowano około 40 lat temu. Reaktory prędkie są bardziej skomplikowane, w porównaniu do reaktorów termicznych, z punktu widzenia konstrukcyjnego, a także znacznie trudniejsze w eksploatacji. Instalowanie reaktorów prędkich powielających chłodzonych sodem napotyka na przeszkody wynikające ze

względów: (i) bezpieczeństwa, (ii) ekonomii, (iii) rozprzestrzeniania broni jądrowej mając na uwadze pluton [4.16].

#### 4.4.6 Reaktory na uranie U-233

Wstępne studia we wczesnych latach pięćdziesiątych wykazały, że powielanie w reaktorach lekkowodnych nie jest możliwe. Dalsze badania wykazały możliwość powielania w reaktorach termicznych. Okazało się, że U-233 może być bardzo dobrym materiałem jądrowym charakteryzującym się wysoką wartością  $\eta$ . Przyjmuje ona wartość 2,3 w zakresie termicznych i pośrednich energii neutronów.

Jednakże U-233 w naturze nie występuje. Można go uzyskać w wyniku wychwytu radiacyjnego neutronów przez Th-232 według następujących reakcji:

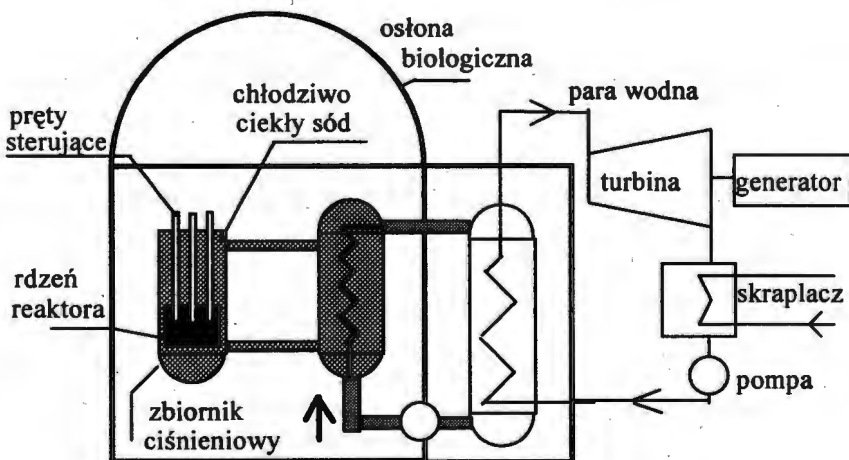


Okresy połowicznego rozpadu są następujące: tor 233 - 23 min; protaktyn 233 - 27,4 doby; uran 233 -  $1,63 \cdot 10^5$  lat.

Opracowano koncepcje reaktorów:

- samopodtrzymujących się, które są w stanie produkować tyle materiałów rozszczepialnych ile ich zużywają,
- prawie powielających, produkujących nieco więcej materiałów rozszczepialnych, aniżeli zużywają [4.15].

Od 1975 roku pracuje na cyklu torowym siłownia w Fort Saint Vrain, USA. W Schmehausen, RFN, począwszy od 1985 roku eksploatuje się elektrownię prototypową z reaktorem THTR (Thorium High Temperature Reactor) [4.12].



Rys. 4.7 Schemat reaktora prędkiego powielającego.

#### 4.4.7 Reaktory nowej generacji o pasywnym układzie samozabezpieczenia się

Ostatnio, szczególnie po awarii w Czernobylu, wznaga się opór społeczeństwa w wielu krajach przeciwko instalowaniu reaktorów jądrowych. Z drugiej strony uważa się, że energia jądrowa przynajmniej w ciągu następnych 40 - 50-ciu lat będzie pożądana dla zaspokojenia popytu na energię i ze względu na konieczność zmniejszania emisji gazów cieplarnianych. Te czynniki, a także kapitał zaangażowany w przemysł jądrowy, przyczyniły się do opracowywania projektów nowej generacji reaktorów jądrowych. Projekty te uwzględniają znaczną liczbę rozwiązań innowacyjnych wprowadzanych do systemu bezpieczeństwa reaktorów jądrowych. Wykorzystują one naturalne zjawiska, takie jak zjawisko grawitacji, naturalnej cyrkulacji, energii gromadzonej i zjawiska odparowywania. Jakkolwiek przepływ czynnika chłodzącego rdzeń reaktora w przypadku awarii będzie powodowany grawitacją, naturalną cyrkulacją lub nagromadzoną energią. Dlatego też proponowane systemy nie będą wymagać awaryjnego zasilania energią elektryczną. Projektowany system określa się jako pasywny układ samozabezpieczania reaktorów jądrowych [4.17]. Projekty reaktorów o pasywnym samozabezpieczeniu się opracowano lub są w trakcie opracowywania przez szereg firm w USA, Kanadzie, Europie i Japonii. W tablicy 4.1 wyszczególniono symbole opracowywanych projektów i firmy uczestniczące w opracowywaniu. W tablicy 4.2 podano moc projektowanych reaktorów nowej generacji i termin zakończenia projektu [4.18].

Tablica 4.1 Wykaz opracowywanych projektów nowej generacji reaktorów jądrowych.

symbol projektu reaktora	firmy uczestniczące w opracowywaniu projektu
System 80+	ABB Combustion Engineering
ABWR (Advanced Boiling Water Reactor)	General Electric
SBWR (Simplified Boiling Water Reactor)	General Electric
AP600 (Advanced Passive)	Westinghouse
APWR 1300 (Advanced Pressurized Water Reactor)	Westinghouse
MHTGR (Modular High Temperature Gas Reactor)	General Atomics
CANDU-3 (Canadian Deuterium Uranium)	AECL
EPR (European Pressurized Reactor)	Nuclear Power International - Siemens RFN, Framatom Francja
PIUS (Process Inherent Ultimate Safety)	ABB Atom
EFR (European Fast Reactor)	Siemens RFN, Framatom Francja, NNC Wielka Brytania
ALMR (Advanced Liquid Metal fast breeder Reactor)	General Electric, Argone National Laboratory

Tablica 4.2. Moc projektowanych reaktorów nowej generacji i termin zakończenia projektu.

Symbol projektu reaktora	projektowana moc MWe	Okres zakończenia projektu
System 80 +	1300	1996
ABWR	1300	zakończono
SBWR	640	1995
APWR100	1050	1993-wstępny projekt
APWR1300	1300	1994
AP600	600	1995
MHTGR	538 (4 moduły)	2001
CANDU-3	450	1996
EPR	1450	1995
PIUS	640	1996
EFR	1450	1998
ALMR	1440	2005

#### 4.4.8 Efekty ekonomiczne

W tablicy 4.3 zestawiono niektóre dane ekonomiczne dla reaktorów lekkowodnych termicznych, podane odpowiednio w 1980 roku (\$ 1975), 1982 (\$1980) i 1992 roku - dla nowej generacji reaktorów lekkowodnych (\$1992) [4.19, 4.9, 4.20].

Tablica 4.3 Niektóre dane ekonomiczne dla reaktorów lekkowodnych podane w latach 1980, 1982, 1992.

Rodzaj danych	\$ 1975	\$ 1980	\$ 1992 600 MWe	\$ 1992 1200 MWe
koszty inwestycyjne \$/kW	734	1400	1650	1359
stałe koszty eksploatacji \$/kW	13	29,1	60	42
zmienne koszty eksploatacji \$/kWh	0,19	0,41	0,60	0,50
koszt energii \$/kWh	0,02		0,045	0,038

#### 4.4.9 Wpływ na środowisko

Niebezpieczeństwo oddziaływania siłowni jądrowej na środowisko wynika z potencjalnych możliwości skażenia radioaktywnego. Podczas normalnej eksploatacji tych siłowni skażenie radioaktywne jest minimalne, a nawet mniejsze aniżeli powodowane przez elektrownie węglowe. Jednakże ze względu na duże ilości materiałów radioaktywnych zawartych w reaktorze, wymagana jest niesłychana czujność, aby nie zezwolić na ucieczkę z reaktora nawet najmniejszej ich ilości. W tym celu reaktor jest objęty szeregiem układów zabezpieczających [4.21].

Z punktu widzenia prawdopodobieństwa występowania zakłóceń lub awarii można rozróżnić cztery podstawowe grupy.

Pierwsza grupa dotyczy tych zakłóceń, które zachodzą często w czasie normalnej eksploatacji. Są to zakłócenia, którym winien przeciwdziałać układ sterowania.

Druga grupa obejmuje wszystkie stany awaryjne, nie oczekiwane w czasie normalnej eksploatacji, ale mogące mieć miejsce w czasie życia siłowni, a mianowicie:

- awarie typu reaktywnościowego jak: wyrzucenie, usunięcie lub spadek pręta sterującego lub awaria w czasie rozruchu,
- utrata obciążenia, przepływu lub zasilania w obiegu wtórnym,
- zanik mocy zasilania poszczególnych elementów siłowni jak pompy lub układu sterowania,
- awaria zaworów,
- awaria układu zraszania i ogrzewania stabilizatora ciśnienia.

Trzecią grupę stanowią te awarie, jakie mogą zachodzić w okresie 30 - 40 lat w serii zbudowanych siłowni. Do czwartej grupy należą te, które są w zasadzie nieprawdopodobne, ale zaistnienie których mogłoby mieć poważne konsekwencje dla otoczenia.

Układ zabezpieczeń jest przewidziany dla opanowania awarii należących do grupy drugiej.

Istnieje szereg problemów związanych z niebezpieczeństwem oddziaływania na środowisko, właściwych tylko reaktorom powielającym chłodzonym sodem. Przyczyną tego są:

- bardzo duże gęstości mocy w rdzeniu,
- obecność ciekłego sodu, który pali się w atmosferze powietrza i eksploduje w obecności wody.

Największe zagrożenie może stanowić pluton uczestniczący w dużych ilościach w cyklu paliwowym reaktorów powielających. Występują także problemy bezpieczeństwa związane z bezpośrednim wykorzystywaniem ciepła w procesach przemysłowych.

#### 4.4.10 Znaczenie

Znaczenie reaktorów termicznych określa fakt, że są od szeregu lat opanowane przemysłowo i eksploatowane. Stanowią jedną z technologii pozwalających w przyszłości osłabić efekt cieplarniany przyczyniający się do zmiany klimatu w skali kuli ziemskiej. W miarę wyczerpywania się łatwo dostępnych złóż uranu 235 dalszy ich rozwój będzie uwarunkowany możliwością opanowania technologii produkcji materiałów rozszczepialnych z rodnymi. Opanowywanie nowej generacji reaktorów termicznych, posiadających zdolność samozabezpieczania się, może przyczynić się do większej akceptacji przez społeczeństwa wykorzystywania energii jądrowej rozszczepienia.

### 4.5 Energia jądrowa syntezy

#### 4.5.1 Uwagi wstępne

Wodór, uczestniczący w syntezie jąder, ma trzy izotopy: lekki wodór  ${}^1_1\text{H}$  lub inaczej proton  ${}^1_1\text{p}$ , ciężki wodór  ${}^2_1\text{H}$  lub deuter  ${}^2_1\text{D}$ , oraz superciężki wodór  ${}^3_1\text{H}$ , zwany trytem  ${}^3_1\text{T}$ . Jak podano poprzednio, przy podziale jądra uranu wydziela się około 200 MeV energii. Wynosi to 0,85 MeV na jeden nukleon. W wyniku syntezy jądra deuteru i trytu powstaje jądro helu, neutron i wydziela się 17,6 MeV energii. Na jeden nukleon przypada 3,5 MeV, to znaczy cztery razy więcej, w porównaniu z rozszczepieniem jąder. Oznacza to, że reakcja syntezy charakteryzuje się większą energią wiązania jąder przypadającą na jeden nukleon, aniżeli reakcja rozszczepienia ciężkiego jądra.

Energia jądrowa syntezy jako docelowe źródło energii jest atrakcyjna ekonomicznie, ale wciąż jeszcze obciążona niepewnościami. Perspektywa uzyskiwania energii, której koszt ma wynosić 1 % kosztów paliwa reaktorów rozszczepieniowych, jest bardzo stymulująca dalsze badania. Ogólnie dostępne paliwo dla reaktorów syntezy może znacznie zredukować współzawodnictwo w zdobywaniu światowych zasobów energetycznych i znacznie zredukować napięcia międzynarodowe. Zanim nastąpi rozwój technologii zapewniających wykorzystanie reaktorów syntezy do wytwarzania energii elektrycznej, mogą one być

zastosowane jako producenci neutronów o bardzo wysokich energiach. Reaktory te będą mogły spełniać rolę powielania paliw jądrowych dla reaktorów rozszczepieniowych, przyczyniać się do rozwiązania problemu odpadów radioaktywnych, jak również będą mogły być wykorzystywane do produkcji paliw syntetycznych.

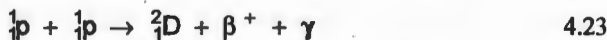
W podrozdziale podaje się podstawowe informacje o:

- syntezie D-T, mionowo-katalitycznej syntezie D-T i syntezie radioaktywnie "czystej", typu proton - bor,
  - układach hybrydowych produkcji paliw jądrowych,
  - możliwych wariantach rozwoju systemów jądrowych,
- które poprzedzi omówienie reakcji przebiegających we wnętrzu gwiazd.

#### 4.5.2 Reakcje przebiegające we wnętrzu gwiazd

Środkowe obszary słońca charakteryzuje temperatura rzędu  $10^7$  K. Analiza widmowa promieniowania słonecznego pozwala na stwierdzenie, że w skład słońca, a także w skład innych gwiazd wchodzi duża ilość wodoru (80 %) i helu (20 %). Węgiel, azot i tlen wynoszą nie więcej niż 1 % masy gwiazd. Zestawienie tych danych z warunkami przebiegu reakcji termojądrowych doprowadziło do wniosku, że na słońcu i innych gwiazdach odbywają się reakcje termojądrowe i że są one tym źródłem energii, które uzupełniają straty wywołane promieniowaniem. Względne wydzielanie energii słońca, to znaczy wydzielanie energii przypadające na jednostkę masy w ciągu jednej sekundy, jest bardzo małe i wynosi  $1,9 \cdot 10^{-4}$  J/s kg. Stanowi to zaledwie 1% tej energii względnej, którą wydziela żywy organizm w procesie przemiany materii. Małe względne wydzielanie energii przez słońce w ciągu 1 sekundy tłumaczy, dlaczego moc promieniowania energii słońca w czasie kilku miliardów lat istnienia układu słonecznego praktycznie nie ulega zmianie.

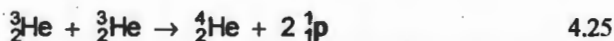
W 1938 roku wysunięto przypuszczenie, że reakcje termojądrowe na słońcu mogą przebiegać w postaci tak zwanego cyklu protonowo - protonowego, w którym następuje przetworzenie czterech jąder wodoru w jądro helu. Cykl ten zaczyna się od połączenia się dwóch neutronów zgodnie z reakcją



Następnie deuter reaguje z protonem tworząc jądro lekkiego izotopu helu, a nadmiar elektronów wydziela się w postaci promieniowania  $\gamma$ :

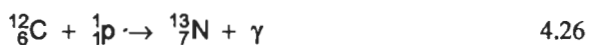


Od 1951 roku uważa się, że dalszy ciąg cyklu najprawdopodobniej przebiega według następującej reakcji



Wynikiem tego cyklu jest synteza jąder wodoru z wytworzeniem jądra helu oraz wydzielaniem energii.

Uważa się, że energia wydzielona w reakcjach cyklu protonowo-protonowego jest głównym źródłem energii w gwiazdach, których temperatura nie przekracza 15 mln K. Oprócz podanego wyżej cyklu we wnętrzu gwiazd możliwy jest także cykl podany przez G. Bethego w 1939 roku. Nosi on nazwę cyklu węglowo-azotowego lub cyklu Bethego i obejmuje następujące reakcje jądrowe:



Nowy cykl zaczyna się znów od pochłonięcia protonu przez węgiel  ${}^{12}_6\text{C}$ , co odbywa się średnio co 13 milionów lat. Poszczególne reakcje cyklu podzielone są czasookresami, które z punktu widzenia ludzkiej skali czasowej wydają się niepomiarowo wielkie. Jednakże należy pamiętać, że są to cykle zamknięte i że odbywają się one w sposób ciągły. Dlatego też różne reakcje cyklu występują na słońcu równocześnie, gdyż zostały one zapoczątkowane w różnych chwilach.

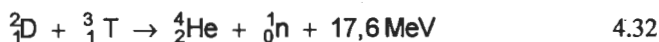
Ilość energii, której wydzielanie się przypada na jedno jądro helu, wynosi 26,8 MeV. W przeliczeniu na gramatom helu wynosi to 700 tysięcy kWh energii. Jest to ilość energii wystarczająca do skompensowania energii wypromieniowanej przez słońce. Mimo, że reakcje termojądrowe na słońcu powodują wyczerpywanie się znajdującego się na nim wodoru, to jednak wystarczy go dla podtrzymania reakcji termojądrowych i promieniowania słońca jeszcze na miliardy lat.

Aby ocenić znaczenie reakcji termojądrowych zachodzących we wnętrzu słońca należy zauważyć, że prawie wszystkie zasoby energetyczne, z których dotychczas korzystamy, są pochodzenia słonecznego. Można więc stwierdzić, że istnienie życia na ziemi zależy w rzeczywistości od reakcji syntezy termojądrowej, które przebiegają nieustannie we wnętrzu słońca.

## 4.6 Synteza D - T

### 4.6.1 Reakcje syntezy D-T

Najbardziej prawdopodobną reakcją syntezy, która może zachodzić w reaktorach pierwszej generacji, określanej jako reakcja D-T, jest reakcja deuteru z trytem



Ilość wyzwalanej energii przypadającej na jeden gram reagujących jąder wynosi 94 tysiące kWh, co stanowi 1800 razy więcej od ilości energii, którą należy dostarczyć, aby zapoczątkować syntezę.

Tryt jako pierwiastek nie występuje w naturze. Materiałem rodzym trytu jest lit. Uzyskuje się go w wyniku reakcji jądrowych:

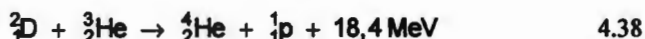
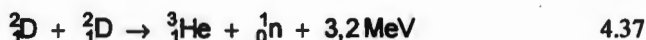




Przyjmując, że deuter i lit są dostarczane jako paliwo, układ reakcji syntezy opisany równaniami (4.32) i (4.33) daje w sumie



Innymi reakcjami syntezy, które mogłyby być realizowane w warunkach ziemskich, typu D-D i D-He, są:



#### 4.6.2 Warunki zajścia reakcji syntezy

Dla urzeczywistnienia reakcji syntezy i łączenia się lekkich jąder, trzeba pokonać barierę potencjału sił odpychania kulombowskiego jednoimiennie naładowanych jąder. Aby doprowadzić do złączenia się jąder deuteru, należy je zbliżyć do siebie na taką odległość, przy której odległość pomiędzy środkami jest równa podwojonemu promieniowi jądra  $r = 3 \cdot 10^{-15} \text{ m}$ . W tym celu należy wykonać pracę, równą potencjalnej energii elektrostatycznej jąder, znajdujących się w tej odległości od siebie. Wysokość tej bariery potencjalnej wynosi około 0,1 MeV. Jądra deuteru mogą pokonać tę barierę, jeżeli przy zderzeniu będą one mieć odpowiednią energię kinetyczną. Średnia energia kinetyczna cieplnego ruchu deuteronów, zgodnie z zależnością

$$\text{średnia energia kinetyczna} = \frac{3}{2} k \cdot T \quad 4.39$$

gdzie  $k$  jest stałą Boltzmana (1,38 1016 erg/K), wynosi 0,1 MeV i jest wystarczająca dla pokonania bariery potencjału w temperaturze  $T = 2 \cdot 10^9 \text{ K}$ . W takich temperaturach materia jest całkowicie zjonizowana i tworzy *plazmę* - mieszaninę swobodnych elektronów i nukleonów. Są to temperatury znacznie wyższe niż ta, która panuje w wewnętrznych obszarach słońca, gdzie wynosi  $10^7 \text{ K}$ .

Jednakże reakcje termojądrowe mogą zachodzić także w temperaturach mniejszych niż  $10^9 \text{ K}$ . Problem polega na tym, że prędkości jąder rozłożone są zgodnie z prawem Maxwella (statystycznym prawem rozkładu prędkości ruchu cząstek przy ustalonej temperaturze) i dlatego w temperaturze mniejszej niż  $10^9 \text{ K}$ , na przykład przy  $T = 10^7 \text{ K}$ , istnieje pewna część jąder, których energia przekracza wysokość bariery i które w związku z tym mogą rozpocząć reakcję syntezy.

Mając powyższe na uwadze, po to, aby mogła zajść reakcja syntezy:

1. temperatura plazmy musi wynosić  $\sim 10^8 \text{ K}$ .

Ponadto, aby mogła zajść odpowiednia liczba reakcji syntezy

2. należy utrzymać odpowiednią gęstość jąder w wystarczająco długim okresie czasu.

Z problemem utrzymania wysokiej temperatury wiąże się problem strat energii w wyniku promieniowania. Główną przyczyną strat energii w wysokotemperaturowej plazmie jest jej olbrzymie przewodnictwo cieplne, które rośnie (proporcjonalnie do  $T^{5/2}$ ) przy rozpatrywanych wysokich temperaturach. Powstaje więc wymaganie grzania jonów względnie plazmy dla:

- zapoczątkowania reakcji jądrowych, a następnie dla
- uzyskania krytycznej temperatury zapłonu.

Za temperaturę zapłonu można uważać wartość temperatury, przy której energia wydzielana i tracona są sobie równe. W wypadku reakcji D-D temperatura ta wynosi około 350 mln K, a w wypadku reakcji D-T około 45 mln K.

W miarę wzrostu temperatury plazmy szybkość wzrostu energii wytwarzanej przez reakcje syntezy jest większa, aniżeli szybkość strat energii wynikających z promieniowania. Temperatura, przy której energia wytwarzana zaczyna przewyższać energię traconą nazywa się *krytyczną temperaturą zapłonu*.

Spełnianie warunku 1-go, wysokich temperatur, jest pierwszym podstawowym problemem syntezy D-T, a także D-D, i wiąże się z koniecznością grzania jonów. Drugi warunek dotyczy odizolowania gorącej plazmy od otoczenia i utrzymania jej przez dostatecznie długi czas. Gorąca plazma musi przy tym posiadać odpowiednią gęstość. Równoczesne spełnianie tych dwóch warunków jest bardzo trudne. O skali trudności świadczą następujące dane: dla plazmy o koncentracji odpowiadającej normalnej gęstości powietrza w temperaturze 100 mln K ciśnienie osiąga wartość około  $2 \cdot 10^8$  at. Nie istnieją takie materiały, które mogłyby wytrzymać działanie tak wysokich temperatur i tak wielkich ciśnień. Konieczne jest zatem obniżenie ciśnienia gorącej plazmy, na przykład przez zmniejszanie koncentracji cząstek. Ponieważ reakcja syntezy zachodzi tylko w trakcie zderzeń cząstek, zmniejszeniu koncentracji plazmy powinno jednak towarzyszyć wydłużanie czasu jej utrzymania w danym obszarze. Jako kryterium może zatem służyć, zgodnie z kryterium Lawsona, wartość iloczynu koncentracji  $n$  oraz czasu utrzymania  $\tau$ . Według tego kryterium, przy określonych wyżej temperaturach zapłonu muszą być spełnione następujące warunki:

dla reakcji D-T	$n \cdot \tau = 3 \cdot 10^{14}$ cząstek $\cdot$ sek/cm <sup>3</sup>	4.40
dla reakcji D-D	$n \cdot \tau = 10^{16}$ cząstek $\cdot$ sek/cm <sup>3</sup>	4.41

Warunki te stanowią równocześnie wymaganie, aby energia wytwarzana przewyższała energię pobieraną do grzania plazmy. Spełnianie warunku 2-go jest następnym podstawowym problemem syntezy termojądrowej. Utrzymanie plazmy o odpowiedniej gęstości właściwej i temperaturze przez określony okres czasu dokonuje się wykorzystując zasadę skupiania magnetycznego lub skupiania inercyjnego w układach impulsowych. Oprócz omówionych wyżej warunków, należy wymienić jeszcze następujące wymagania:

- wyeliminowanie lub odpowiednie ograniczenie niestabilności plazmy,
- brak domieszek ciężkich jonów w gorącej plazmie.

#### 4.6.3 Koncepcje reaktorów syntezy termojądrowej

Metody wytwarzania plazmy o bardzo wysokich temperaturach można podzielić na dwie zasadnicze kategorie. W pierwszym przypadku wytwarza się plazmę o wysokiej energii w specjalnych urządzeniach akceleracyjnych, a następnie wstrzykuje się ją do wnętrza pułapki magnetycznej. W drugim przypadku wytwarza się chłodną plazmę wewnątrz pułapki magnetycznej, a następnie ogrzewa się ją do bardzo wysokich temperatur. Plazmę można grzać:

- polem elektrycznym,
- ciepłem Joule'a,
- adiabatycznym sprężaniem realizowanym mechanicznie, poprzez powolne zwiększanie pola magnetycznego lub poprzez falę uderzeniową,
- wstrzeliwaniem wysokoenergetycznych jonów lub elektronów,
- laserami.

Plazmę jako zbiór cząsteczek naładowanych najłatwiej jest utrzymać w określonym obszarze przez otoczenie jej polem magnetycznym o odpowiedniej konfiguracji. Silne pole

magnetyczne potrzebne do tego celu wytwarza się za pomocą prądów przepuszczanych przez specjalne uzwojenie zewnętrzne lub za pomocą prądów płynących przez badaną plazmę. Możliwe jest również połączenie obydwóch tych sposobów.

Prace nad opanowaniem energii syntezy skupiają się na czterech podstawowych koncepcjach reaktorów syntezy. Są to reaktory ze skupianiem magnetycznym typu tokamak, mirror i theta pinch oraz reaktor syntezy laserowej.

Wielkością, która między innymi charakteryzuje reaktory ze skupieniem magnetycznym jest *współczynnik wzmocnienia plazmy*, określony przez zależność

$$Q = \frac{\text{wyzwalanie energii syntezy}}{\text{wstrzykiwana energia}} \quad 4.42$$

Poniżej omawia się wymienione koncepcje reaktorów syntezy.

### **Reaktor tokamak**

Pałupka magnetyczna, w której utrzymuje się gorącą plazmę, jest typu zamkniętego w kształcie toroidu (powierzchnia utworzona przez obrót okręgu, o promieniu  $r$ , dookoła osi leżącej w płaszczyźnie tego okręgu i nie przecinającej go, gdzie obrót ma promień  $R$  jaki zatacza środek obracającego się okręgu - wyglądem swym toroid przypomina dętkę). Grzanie plazmy dokonuje się poprzez wstrzeliwanie wysokoenergetycznych jonów. Jako chłodziwo osłony toroidu wybrano lit, ponieważ jest on równocześnie materiałem rodnym dla trytu (reakcje 4.33, 4.34). Obudowę litu stanowi blacha wykonana z niobu. Niob przy temperaturze powyżej 1000 °C nie stwarza problemu korozji, posiada dobre własności przewodzenia ciepła i jest bardzo odporny na bombardowanie neutronami prędkimi. W opracowaniach radzieckich zamierzano stosować stop Nb - Zr. Związki cyrkonu posiadają bardzo wysoką temperaturę topnienia, jak dla przykładu  $ZrO_2$  (temperatura topnienia 2800 °C),  $ZrN$  (3100 °C),  $ZrC$  (3400 °C). Czynnikiem przejmującym akumulowane ciepło reakcji syntezy w licie ma być hel (USA), względnie neon (były ZSRR). W pierwszym przypadku zamierza się wykorzystywać opanowaną technologię układu helowego i części konwencjonalnej reaktora wysokotemperaturowego. Koncepcja radziecka przewidywała włączenie do układu siłowni generatora MHD (magneto hydrodynamicznego) i turbiny konwencjonalnej. Sprawność takiego układu ma wynosić 51 %.

Dla utrzymania i kompresji plazmy w reaktorach z pałupką magnetyczną wymagane jest silne pole magnetyczne. Może zapewnić je wielki nadprzewodzący elektromagnes. Energia zgromadzona w polu magnetycznym powinna wynosić około 100 GJ, a ciśnienie 1000 atm. Nadprzewodnik NbTi lub  $Nb_3Sn$  jest otoczony strukturą złożoną z materiału stabilizującego (Cu lub Al) oraz konstrukcyjnego. Stabilizacja temperatury zapewniana jest poprzez kontakt z ciekłym helem.

### **Reaktor mirror**

Reaktor mirror posiada otwartą pałupkę magnetyczną. Aby zmniejszyć ucieczkę jonów i elektronów, na końcach pałupki magnetycznej zastosowano zwierciadło w postaci dodatkowych zwojów magnesu lub specjalnych układów magnetycznych. Grzanie plazmy odbywa się poprzez wstrzeliwanie wysokoenergetycznych jonów. Przekrój poprzeczny reaktora mirror jest analogiczny do przekroju poprzecznego reaktora tokamak. Otwarcie pałupki pozwala zwiększyć promień reaktora, nie zmieniając innych parametrów geometrycznych. Inaczej jest w przypadku reaktora tokamak. Zwiększenie promienia pociąga za sobą konieczność zwiększenia wewnętrznego promienia toroidu. Oznacza to, że nie ma w zasadzie ograniczeń na umieszczanie w płaszczy reaktora odpowiednich materiałów podlegających reakcjom neutronowym. Jest to przyczyna, dla której reaktory mirror są projektowane jako reaktory hybrydowe. Zadaniem ich ma być produkcja materiałów rozszczepialnych. W tym przypadku istnieje możliwość wykorzystania

reaktorów syntezy przy obecnie uzyskiwanych parametrach plazmy, nie wymagając spełnienia przez plazmę kryterium Lawsona.

### **Reaktor theta pinch**

Jest to reaktor z pułapką magnetyczną typu zamkniętego, w którym plazmę wytwarza się poprzez wyładowania elektryczne w silnie zjonizowanym gazie. Pulsujące pole magnetyczne spełnia rolę skupiania magnetycznego i grzania plazmy.

### **Reaktor syntezy laserowej**

W odróżnieniu od reaktorów skupiania magnetycznego, w których paliwo D+T wstrzykuje się w stanie gazowym, synteza laserowa wymaga wstrzeliwania paliwa D+T w postaci stałej objętej kapsułką. Podstawowa idea syntezy laserowej jest następująca. Bardzo duża ilość energii z lasera (rzędu  $10^5$  J) jest przekazywana w bardzo krótkim czasie do kapsułki D+T. Energia ta przejmowana przez powierzchnię kapsułki przyczynia się do odparowania i jonizacji materiału zawartego w zewnętrznej warstwie kapsułki. W wyniku tego następuje nagłe rozprężanie warstwy zewnętrznej. Siły inercyjne rozprężania powodują sprężanie wewnętrznej części do wysokich gęstości i grzanie do wysokich temperatur. Dla odpowiednio dużych gęstości kryterium Lawsona dopuszcza bardzo krótkie czasy ( $\tau = 10^{-10}$  s) utrzymania plazmy w fazie reakcji syntezy. Gdyby udało się zagęścić plazmę do rzędu  $n = 10^{24} \text{ m}^{-3}$  i doprowadzić do temperatury  $T > 10^8$  K, wówczas reakcja mogłaby zajść w czasie około  $10^{-10}$  s. W tak krótkim czasie realnym staje się utrzymanie plazmy w fazie reakcji syntezy wyżej przedstawionymi siłami bezwładności.

## **4.6.4 Stan rozwoju reaktorów syntezy termojądrowej**

W wielu krajach świata, począwszy od USA, Rosji, Japonii, Krajów Wspólnoty Europejskiej poprzez Polskę, Kanadę do Finlandii i Sudanu prowadzono prace naukowe nad programami badawczymi syntezy jądrowej [4.22]. Badania dotyczyły prac nad urządzeniami będącymi źródłami neutronów, a także nad opanowaniem naukowym i technologicznym czterech podstawowych, wyżej przedstawionych, koncepcji reaktorów syntezy jądrowej.

W USA planowano osiągnąć próg gotowości naukowej w 1986 roku na urządzeniu TFTR (Tokamak Test Fusion Reactor). Planowano osiągnięcie progu gotowości technologicznej w latach 1991 - 1998, wykorzystując urządzenie ETR (Engineering Test Reactor). Próg gotowości ekonomicznej miałby być potwierdzony na FPD (Fusion Power Demonstration). Planowany początek badań styczeń 1996 roku, a zakończenie badań w 2003 roku. [4.23].

Uważa się, że najszybciej znajdą zastosowanie reaktory hybrydowe typu mirror, przeznaczone do praktycznego wykorzystania energii syntezy w sensie bezpośredniego wykorzystywania energii neutronów. Oczekuje się, że nastąpi to w latach 2000 - 2020 [4.24].

Wydaje się, że ludzkość jest blisko zdobycia nowego niewyczerpywalnego źródła energii. Jednakże na drodze do tego celu powstaje wiele trudności. W związku z tym data opanowania przemysłowego reaktora termojądrowego jest trudna do przewidzenia.

## **4.6.5 Znaczenie syntezy jądrowej**

Energia syntezy D+T manifestuje się bezpośrednio w postaci:

- plazmy jako naładowanych cząstek,
- neutronów o bardzo wysokich energiach i promieniowaniu gamma,
- cząstek alfa.

Gdy nie występuje powielanie trytu (rów. 4.33, 4.34), wówczas 80 % energii manifestuje się w postaci energii neutronów, a 20 % stanowi energia plazmy. Gdy

równocześnie obok reakcji syntezy zachodzi powielanie trytu, rozkład energii jest następujący: plazma - 16 %, neutrony - 63 %, cząstki alfa - 21 %.

Wyżej wymienione postacie manifestowania się energii mogą być wykorzystywane:

- bezpośrednio jako energia neutronów, plazmy - cząsteczek zjonizowanych, promieniowania gamma,
- lub pośrednio jako ciepło (plazma i neutrony), promieniowanie ultrafioletowe (plazma), promieniowanie gamma (neutrony), promieniowanie alfa i protony (neutrony).

Mając powyższe na uwadze, reaktory syntezy mogą znaleźć zastosowanie w:

- reakcjach neutronowych prowadzących do powielania materiałów rozszczepialnych i transmutacji radioaktywnych odpadów do mniej szkodliwych substancji,
- reakcjach endotermicznych,
- procesach rozkładu substancji, stosując proces rozkładu radiolitycznego.

Produktem końcowym mogą być:

- energia elektryczna,
- materiały rozszczepialne jak Pu-239 i U-233 stosowane w reaktorach rozszczepieniowych,
- surowce, jak aluminium, miedź, magnez, ozon,
- takie artykuły jak acetylen, amoniak, chlor, etylen, kwas fosforowy, cement, gips, hydrazyna, formaldehyd, witamina D [4.25].

Znaczenie reaktorów syntezy określają między innymi następujące fakty:

1. możliwość bezpośredniego wykorzystywania wysokoenergetycznych neutronów,
2. przewaga reaktorów syntezy nad rozszczepieniowymi ze względu na ochronę środowiska mając na uwadze:
  - o wiele mniejsze zagrożenie skażeniem radioaktywnym,
  - o wiele mniejszych rozmiarów problem cyklu paliwowego i odpadów radioaktywnych,
  - o wiele mniejszy okres połowicznego rozpadu odpadów radioaktywnych.

#### **4.6.6 Wpływ na środowisko**

Reaktor syntezy zawiera radioaktywny tryt. Ucieczka trytu w czasie ewentualnej awarii może stanowić zagrożenie życia ludzkiego. Neutrony powstałe w wyniku reakcji syntezy będą powodować skażenie radioaktywne elementów reaktora. Elementy te wymienione w okresach remontowych będą stanowić problem odpadów radioaktywnych.

### **4.7 Mionowo-katalityczna synteza D-T**

Istnieje koncepcja, będąca w stanie badań naukowych, stwarzająca perspektywy osiągnięcia technologii stosunkowo prostej w porównaniu z obecnie opanowanymi reaktorami syntezy typu D-T. Wykorzystuje ona cząstki elementarne miony jako katalizatory w reakcji syntezy D-T [4.22, 4.23].

#### **4.7.1 Cząstki elementarne**

Cząstki elementarne są to obiekty fizyczne, których nie można traktować jako połączenia innych bardziej "prostych" cząstek, z których według obecnego stanu wiedzy, składają się wszystkie ciała materialne oraz rozmaite rodzaje promieniowania.

W 1937 roku Anderson i Neddermeyer badając pochłanianie promieni kosmicznych w ołowiowych filtrach odkryli nowe cząstki mezony. Uczni ci otrzymali ślad naładowanej cząstki i na podstawie charakteru zagięcia się śladu w polu magnetycznym stwierdzili, że cząstka ma znak dodatni. Na podstawie jej działania jonizacyjnego oraz strat energii oszacowano masę spoczynkową cząstki. Wynosi ona w przybliżeniu 200 me, gdzie me masa spoczynkowa elektronu. Później, dla odróżnienia tych cząstek od innych, które mają masę spoczynkową pośrednią pomiędzy masami spoczynkowymi elektronu i protonu, mezony o masie 200 me otrzymały nazwę *mionów*.

Podstawą klasyfikacji cząstek elementarnych są dwa niezależne kryteria:

- wartości liczby spinowej,
- zdolności oddziaływań silnych.

Spinem określa się własny moment pędu. Oddziaływanie silne jest jednym z czterech typów oddziaływań cząstek, a więc oddziaływania grawitacyjnego, słabego, elektromagnetycznego, silnego.

Tablica 4.1 przedstawia schemat klasyfikacji cząstek elementarnych. Pierwszego podziału dokonuje się ze względu na wartość liczby spinowej na fermiony i bozony. Drugi podział wyróżnia cząstki elementarne o oddziaływaniu silnym - hadrony i pozostałe. Fermiony w grupie "pozostałych" nazywa się leptonami. Do grupy leptonów należą miony oznaczane symbolem  $\mu$ .

Tablica 4.1 Schemat klasyfikacji cząstek elementarnych

FERMIONY	BOZONY	
<b>Bariony</b>	<b>Mezony</b>	<b>Hadrony</b>
proton	pion	
neutron		
<b>Leptony</b>	<b>Foton</b>	<b>Pozostałe</b>
mion		
elektron		
i inne		

#### 4.7.2 Zasada działania mionowo-katalitycznej syntezy D-T

Miony stanowią produkt rozpadu reakcji zachodzących w akceleratorze wysokich energii. Cząstka ta jest 207 razy cięższa od elektronu i posiada dodatni ładunek. Średni czas życia mionu wynosi  $2,2 \cdot 10^{-6}$ s.

Miony są szybko zatrzymywane w mieszaninie deuteru i trytu, tworząc podwójne molekuly typu:

- mion - deuter ( $d\mu$ ) (atom)
- mion - tryt ( $t\mu$ ) (atom)
- mion - hel 3 ( $h\mu$ ) (jon)
- mion - hel 4 ( $\alpha\mu$ ) (jon)

a następnie potrójne molekuly:

- $dd\mu$  - mionowy deuter deuter (jon)
- $d t\mu$  - mionowy deuter tryt (jon)
- $t t\mu$  - mionowy tryt tryt (jon)

Mion uczestniczący w cyklu katalitycznej syntezy może:

1. ulec zanikowi w dowolnym momencie z szybkością zaniku,  $\lambda_a$ , chociaż zanik prowadzący do formowania atomów mionowych jest najbardziej prawdopodobny,
2. być wykorzystywany w kolejnych cyklach katalitycznej syntezy,
3. ulec wychytowi pasożytniczemu przez:
  - jony helu  $^4\text{He}$  będące produktem syntezy, lub
  - jony helu  $^3\text{He}$  stanowiące zanieczyszczenia gazu.
 Wychwyt przez jony  $^4\text{He}$  może zachodzić według reakcji



z prawdopodobieństwem  $\omega_d \cong 0,16$ ,



z prawdopodobieństwem  $\omega_s \cong 0,86 \cdot 10^{-2}$ ,



z prawdopodobieństwem  $\omega_t \cong 0,1$ .

Ogólny schemat procesu mionowo-katalicznego syntezy mieszaniny D-T jest przedstawiony na rys. 4.8.  $\lambda_\alpha$  określa szybkość tworzenia atomów  $d\mu$ ,  $t\mu$ , a  $\lambda_{dt}$  oznacza szybkość transformacji mionowych izotopów zachodzących zgodnie z reakcją



wynoszącą  $2,9 + 0,4 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$ .

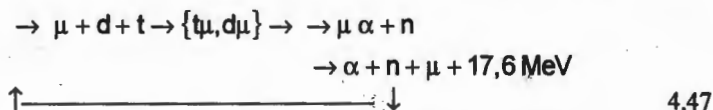
Reakcja ta jest odwracalna, gdy poziomy energetyczne mionowych atomów  $d\mu$ ,  $t\mu$  znacznie przewyższają średnią kinetyczną energię mionowych atomów przy temperaturze T mieszaniny.

Dodatkowymi oznaczeniami, przyjętymi na rys. 4.8 są:

$\lambda_{dd\mu}$ ,  $\lambda_{dt\mu}$ ,  $\lambda_{tt\mu}$  - szybkości tworzenia molekuł odpowiednio  $dd\mu$ ,  $dt\mu$ ,  $tt\mu$ ,

$\lambda_{dd}^f$ ,  $\lambda_{dt}^f$ ,  $\lambda_{tt}^f$  - szybkości zachodzenia odpowiednich reakcji.

Ponieważ wśród trzech reakcji jądrowych  $dd\mu$ ,  $dt\mu$ ,  $tt\mu$  dominuje reakcja  $dt\mu$  [4.26] schemat procesu podany na rys. 4.8 można uprościć, co można zapisać w postaci



gdzie  $\alpha$  oznacza  ${}^4\text{He}$ .

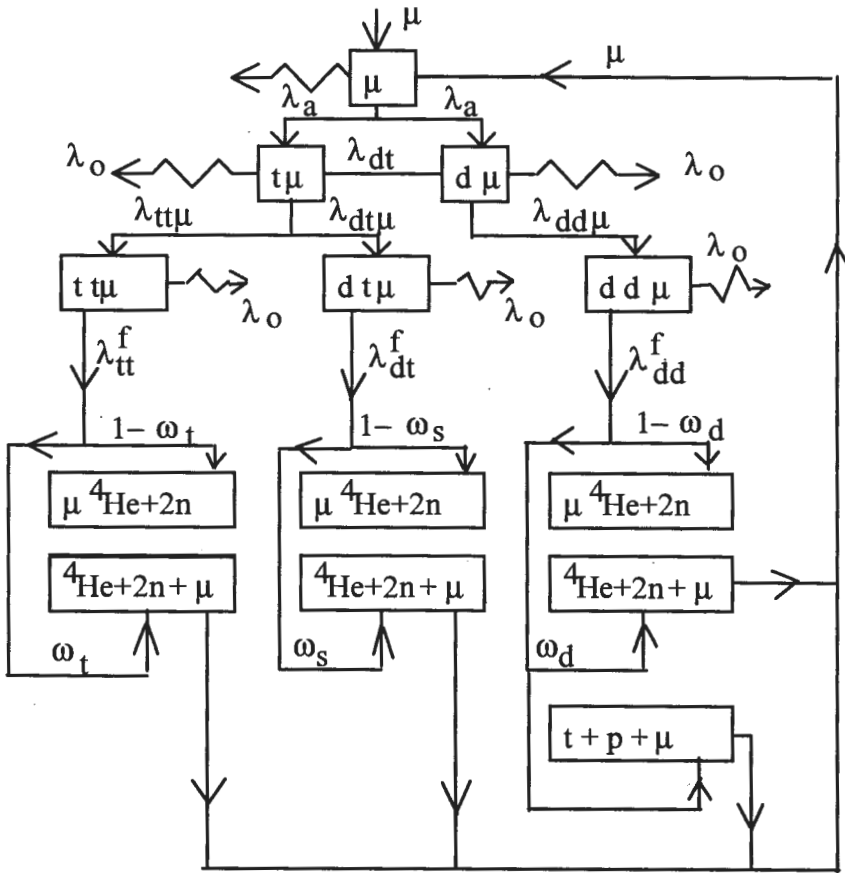
Jak widać z powyższych reakcji mion w pierwszej kolejności przyczynia się do formowania mionowych atomów  $d\mu$ ,  $t\mu$ . Najbardziej prawdopodobnym następnym zdarzeniem jest transformacja atomu  $d\mu$  do cięższego atomu  $t\mu$ . Wówczas może formować się molekuła  $dt\mu$ . Dzięki dużej masie mionu deuter i tryt w molekułach  $dt\mu$  jest około 200 razy słabiej związany, aniżeli nukleony w zwykłej molekułce wodoru. Zjawisko to, a także ruch wibracyjnych nukleonów prowadzi do szybkiego pokonywania bariery kulombowskiego odpychania pomiędzy nukleonami. W ten sposób mion spełnia rolę katalizatora, dzięki któremu reakcja syntezy zachodzi szybko, nie wymagając wysokich temperatur plazmy. Stąd pochodzi określenie mionowo-katalicznej syntezy i "zimnej" plazmy. W konsekwencji mionowo-kataliczna synteza nie wymaga grzania jonów, co jest jednym z podstawowych uwarunkowań zwykłej reakcji syntezy typu D-T.

Wymagana energia dla wytwarzania mionu jest znacznie większa aniżeli energia towarzysząca reakcji syntezy. Z faktu tego wynika warunek:

- aby koncepcja mionowo-kataliczna synteza mogła być praktycznie realizowana, pojedynczy mion musi być wykorzystywany wielokrotnie przed jego zanikiem.

Powstaje więc kwestia: jaka jest możliwa krotność wykorzystywania mionów.

Średnią liczbę cykli mionowo-katalicznej syntezy na jeden wstrzykiwany mion określa stosunek



Rys. 4.8 Ogólny schemat procesu mionowo-katalitycznej syntezy D-T.

$$X = \text{szybkość produkcji mionów} / \text{szybkość wstrzykiwania mionów} \quad 4.48$$

Aby  $X$  było duże, musi być duża szybkość formowania molekuł  $dt\mu$ , a więc  $\lambda_{dt\mu}$ . Teoretyczna wartość  $\lambda_{dt\mu}$  według Jacksona [4.28] miała wynosić  $\lambda_{dt\mu} = 1 \cdot 10^8 \text{s}^{-1}$ . Przewidywania Jacksona okazały się słuszne. Tak dużą wartość  $\lambda_{dt\mu}$  potwierdzono doświadczalnie [4.29].

Krotność wykorzystywania mionów określa liczba cykli mionowo-katalitycznej syntezy powodowanej przez jeden mion, a więc  $X$ . Odwrotność  $X$ , to znaczy  $X^{-1}$ , charakteryzuje proces, który usuwa mion z cyklu.

Mając na uwadze fakt, że formowanie nukleonów  $dt\mu$  zachodzi bardzo szybko, można założyć, że głównie  $\omega_s$  (prawdopodobieństwo wychwytu  $\mu$  w reakcji  $dt\mu \rightarrow \mu^4\text{He} + n$ ) ogranicza liczbę cykli. Wówczas

$$X_{\text{max teor.}} \cong \frac{1}{\omega_s} X_{\text{max teor.}} \cong \frac{1}{\omega_s} \quad 4.49$$



Dla  $\omega_s \cong 0,9$  [4.27]

$$X_{\max} \cong 110 \quad 4.50$$

Według danych eksperymentalnych uzyskanych w 1983 roku  $\omega_s \cong 0,777$  dając

$$X \cong 130 \quad 4.51$$

Odpowiedź na stawianą kwestię jest następująca: przybliżone oceny wskazują, że krotność wykorzystywania mionu w mionowo-katalitycznej syntezie przewyższa znacznie liczbę 100.

### 4.7.3 Stan rozwoju

Koncepcja mionowo-katalitycznej syntezy D-T została zasugerowana w 1947 roku przez naukowca radzieckiego Franka [4.30, 4.31]. W 1957 roku Jackson obliczył, że teoretyczna szybkość tworzenia się molekuł  $dt\mu$  ma wynosić  $\lambda_{dt\mu} = 1 \cdot 10^8 s^{-1}$  [4.28]. Wniósł, że reakcja



nie może być realizowana praktycznie, ponieważ w rzeczywistości  $\lambda_{dt\mu}$  będzie o kilka rzędów mniejsza. Oznacza to, że jedna reakcja syntezy mogłaby zachodzić na jeden mion. Ta ocena znacznie osłabiła zainteresowanie mionowo katalityczną syntezą D-T, aż do 1979 roku.

Owcześni teoretycy radzieccy dokonali weryfikacji w latach 1977-79 szybkości formowania się molekuł  $dt\mu$ ,  $\lambda_{dt\mu}$ . Przeprowadzono w 1979 roku w Zjednoczonym Instytucie Badań Jądrowych, Dubna, były ZSRR, badania doświadczalne mieszaniny D-T o małej gęstości i małej zawartości trytu. Wykazano, że mionowa kataliza może być praktycznie realizowana [4.32, 4.33].

Dalsze badania zapoczątkowano w 1982 roku w Idaho National Engineering Laboratory, w Los Alamos National Laboratory, USA i w 1983 roku w Schweizerische Institut für Nuclearforschung, Szwajcaria. Stwierdzono, że w mieszaninie 30 % T i 60 % D przy temperaturze 300 K zachodzi 80 reakcji syntezy na jeden mion [4.34].

Po tych wynikach nastąpiła niejako eksplozja badań nad omawianą koncepcją, czego dowodem była rosnąca liczba publikacji. Należy nadmienić, że w pracach tych uczestniczyli także polscy naukowcy z AGH w Krakowie i z Instytutu Fizyki Jądrowej w Krakowie [4.35, 4.36, 4.37].

### 4.7.4 Znaczenie

Reaktor mionowo-katalitycznej syntezy D-T może stanowić zamkniętą przestrzeń zawierającą mieszaninę D i T, do której wstrzykuje się strumień mionów, uzyskiwanych z akceleratora. Taki reaktor nie wymaga grzania plazmy i skupiania plazmy. Te ostatnie procesy są realizowane w bardzo złożonych elementach obecnie rozwijanych reaktorów syntezy typu Tokamak czy Mirror.

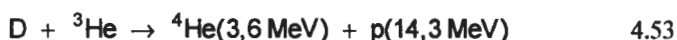
Mając na uwadze powyższe, jak również to, że mionowo-katalityczna synteza zachodzi przy temperaturach rzędu 1000 K, należy sądzić, iż technologie omawianych reaktorów mogłyby być w przyszłości opanowywane przez szereg krajów o średnim potencjale przemysłowym.

Energia syntezy D-T manifestuje się między innymi w postaci neutronów o wysokich energiach. To stwarza możliwość wykorzystania mionowo-katalitycznej syntezy w powielaniu materiałów rozszczepialnych i w procesach rozkładu radiolitycznego.

#### 4.8 Synteza "radioaktywnie czysta" typu proton - bor

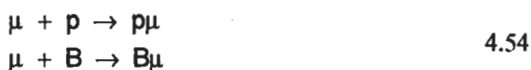
Neutrony powstałe w wyniku reakcji rozszczepienia, a także w reakcjach typu D-T są źródłem wielu problemów związanych z pokojowym wykorzystaniem energii jądrowej. Są to między innymi radioaktywność, problemy materiałowe, czas życia elementów reaktora. Fakty te są motywacją do poszukiwań koncepcji pozwalających minimalizować obecność neutronów w procesach wytwarzania energii. Sugeruje to stosowanie takiego paliwa jądrowego, które będzie prowadzić do reakcji wolnych od neutronów i zanieczyszczeń radioaktywnych.

Jednym z rozwiązań problemu jest paliwo (D,  $^3\text{He}$ ), które uczestniczy w następującej reakcji syntezy [4.38]



Synteza typu D -  $^3\text{He}$ , która jest przedmiotem badań naukowych, nie wytwarza ani neutronów ani trytu. Jest więc "czystym" źródłem energii właściwym do wykorzystania w reaktorach lokalizowanych u konsumentów energii, o czym mowa w paragrafie 4.6.4.

Potencjalne możliwości zrealizowania "czystego" źródła energii jądrowej kryją się w wykorzystaniu cząstek elementarnych mionów jako katalizatorów w syntezie protonu i boru. Podobnie jak w przypadku mionowo-katalitycznej syntezy D-T miony w mieszaninie wodoru  $^1\text{H}$  i boru  $^{11}\text{B}$  są spowalniane tworząc podwójne molekuly [4.39]



i potrójne molekuly



Następnie zachodzi reakcja syntezy



Mion uczestniczący w cyklu katalitycznej syntezy p- $^{11}\text{B}$  może:

1. ulec zanikowi w dowolnym czasie ze stałą zaniku  $\lambda^0 = 0,455 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$ ,
2. w trakcie procesu katalizy uczestniczyć w formowaniu molekuł zgodnie z reakcjami



ze stałą zaniku  $\lambda_0$ ,

3. ulec wychytowi pasożytniczemu przez jony  $^4\text{He}$

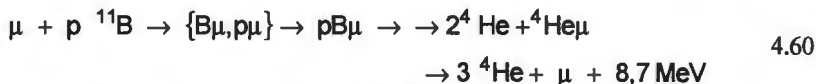


z prawdopodobieństwem  $\omega_s$ ,

4. być wykorzystanym w kolejnych cyklach katalitycznej syntezy w wyniku reakcji



Schemat procesu mionowo-katalitycznej syntezy  $p^{-11}\text{B}$  przedstawiono na rys. 4.9. Sumaryczną reakcję opisuje zależność



Na rys. 4.9 przyjęto dodatkowe następujące oznaczenia:

$\lambda_{p\mu}$ ,  $\lambda_{B\mu}$ ,  $\lambda_{pB\mu}$ ,  $\lambda_{pp\mu}$  - szybkości formowania odpowiednich molekuł,

$\lambda_{pB}$  - szybkość transformacji mionowych izotopów zgodnie z reakcją

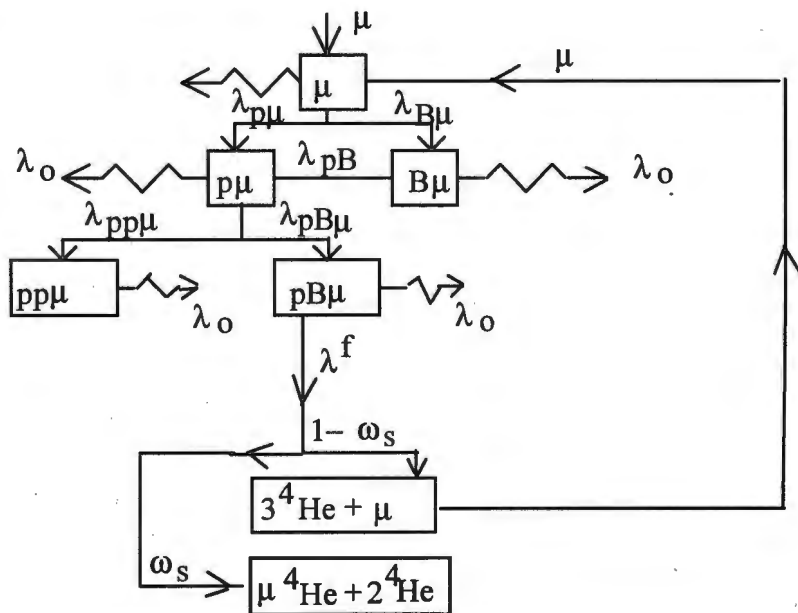


$\lambda^f$  - szybkość zachodzenia reakcji syntezy  $p^{-11}\text{B}$

Istotnym parametrem mionowo-katalitycznej syntezy  $p^{-11}\text{B}$  jest współczynnik wzmacnienia energii w czasie jednego cyklu. Określa go zależność

$$Q_\mu = \frac{E_{out}}{E_{in}} \quad 4.62$$

gdzie  $E_{in}$  - energia wejściowa,  $E_{out}$  - energia wyjściowa.



Rys. 4.9 Schemat mionowo-katalitycznej syntezy  $p^{-11}\text{B}$ .

Wstępne oszacowania wskazują, że współczynnik wzmocnienia energii może przyjmować dodatnie wartości począwszy od stosunkowo małej szybkości zachodzenia reakcji syntezy  $\lambda^f$  pod warunkiem, że szybkość formowania molekuł pB $\mu$  będzie wynosić  $\lambda_{pB\mu} \cong 5 \cdot 10^{13} \text{ s}^{-1}$ .

Mionowo-katalityczna synteza p- $^{11}\text{B}$  była dawno rozpoznana [4.30]. Stanowi ona najbardziej idealne źródło energii, ponieważ reakcja ta:

1. jest wolna od neutronów,
2. wykorzystuje paliwo, którego zasoby są obfite, a także
3. realizacja procesu nie wymagałaby wysokich temperatur, jak w przypadku syntezy D-T.

Fakty te wyznaczają znaczenie syntezy p- $^{11}\text{B}$ .

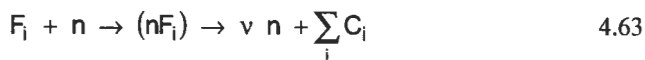
W ostatnich kilku latach badano bardziej szczegółowo syntezę p- $^{11}\text{B}$ . Odpowiedź na pytanie, czy synteza ta jest praktycznie realizowalna, będzie wynikać z kolejnych prac teoretycznych i badawczych. Jednakże uważa się, że będą one miały ograniczony wpływ na najbliższy rozwój syntezy typu D-T.

## 4.9 Układy hybrydowe produkcji paliw jądrowych

W podrozdziale omawia się możliwe systemy hybrydowe produkcji paliw jądrowych z materiałów rodnych.

Podaż uranu 235 przy odpowiednich cenach będzie czynnikiem ograniczającym w przyszłości wzrost mocy instalowanej energii jądrowej rozszczepieniowej, jeżeli nie opanuje się technologii systemów jądrowych. Systemy te miałyby za zadanie jednocześnie wytwarzanie energii i paliwa jądrowego rozszczepiania P-239, U-233, a także paliwa syntezy D-T jakim jest tryt.

Reakcję jądrową rozszczepienia i reakcję powielania materiału rozszczepieniowego  $F_i$  z materiału rodnego  $F_e$  ujmują zależności



gdzie:  $F_i$  - jądro rozszczepialne,  $n$  - neutron,  $\nu$  - liczba neutronów na jeden akt rozszczepienia,  $C_i$  -  $i$ -ty produkt rozpadu. radioaktywnego,  $F_e$  - jądro materiału rodnego.

Stosunek szybkości zachodzenia tych dwóch reakcji określa dla reaktora jądrowego relacja

### *powielanie / wypalanie*

Są to równania opisujące system jądrowy obejmujący:

- reaktory jądrowe wypalające,
- reaktory jądrowe powielające.

Reakcję syntezy jąder wodoru  $D + T$  wraz z reakcją jądrową powielania trytu z materiału rodnego litu można zapisać w postaci



Reakcja (4.65) zachodzi w plazmie, a reakcja (4.66) w płaszczu reaktora syntezy.

Reaktor powielający, który był przedmiotem rozwoju ostatnich 40 lat, jest reaktorem prędkim chłodzonym ciekłym sodem. Dalszy rozwój tych reaktorów napotyka na przeszkody wynikające ze względów bezpieczeństwa, ekonomii, rozprzestrzeniania broni jądrowej, mając na uwadze pluton. Wobec tego wylania się kwestia:

• *jakie są możliwe inne systemy jądrowe produkcji paliw jądrowych rozszczepialnych?*

Wyjaśnienie: możliwymi systemami jądrowymi mogą być następujące układy hybrydowe:

1. akceleratory powielające,
2. reaktory hybrydowe syntezy D-T,
3. reaktory hybrydowe mionowe-katalitycznej syntezy D-T,

które omawia się poniżej. Podana zostanie także koncepcja układu hybrydowego energia syntezy - energia rozszczepienia.

#### 4.10 Akceleratory powielające

Reakcje jądrowe rozszczepienia względnie syntezy i reakcja jądrowa powielania materiałów rozszczepialnych (rów. 4.64) mogą być realizowane we wspólnym urządzeniu. Sugestię taką podał Lewis w 1952 roku [4.40]. Rozważał on akcelerator protonów i powielania materiałów rozszczepialnych w płaszczu obejmującym tarczę akceleratora zgodnie z zależnościami



gdzie: p - proton, Z - tarcza jądra.

Koncepcja ta może być traktowana jako układ hybrydowy jądrowy wynikający z odpowiedniej integracji dwóch technologii:

- reaktora rozszczepienia;
- akceleratora.

Są to technologie, które zostały opanowane.

Akcelerator powielający składa się z trzech podstawowych części:

1. akceleratora protonów,
2. tarczy powielającej,
3. siłowni obejmującej generator pary, turbinę i generator prądu elektrycznego.

Akcelerator przyspiesza protony do energii 1000 MeV (największy akcelerator pracujący w Los Alamos osiąga energię 800 MeV). Następnie strumień cząstek jest hamowany przez tarczę w wyniku czego są wytwarzane neutrony.

Tarcza stanowi niejako zestaw podkrytyczny reaktora. W płaszczu tarczy, w której jest umieszczony materiał rodny U-238 lub Th-232, następuje powielanie materiałów rozszczepialnych Pu-239 lub U-233. Aby zwiększyć szybkość produkcji materiałów rozszczepialnych, można stosować tarczę chłodzoną sodem, który charakteryzuje się twardej widmem neutronów.

Tarcza działa w stanie podkrytycznym, wobec tego problemy bezpieczeństwa związane z krytycznością nie istnieją w tym reaktorze. W konsekwencji nie wymaga się elementów paliwowych o paliwie wysoko wzbogaconym, jak to ma miejsce w reaktorach powielających. Ponieważ wzbogacanie paliwa jest mniejsze niż w reaktorach powielających, objętość rdzenia może być większa, a tym samym mniejsza gęstość mocy. W tej sytuacji promień elementów paliwowych może być większy. To czyni mniejszy udział objętości stali

nierdzewnej koszulek elementów i chłodziwa sodowego w porównaniu z reaktorami prędkimi chłodzonymi sodem.

Moc cieplna generowana w tarczy jest wystarczająca dla wytwarzania energii elektrycznej wymaganej dla zasilania akceleratora i wszystkich urządzeń pomocniczych.

#### **4.10.1 Stan rozwoju**

Prace nad akceleratorami powielającymi rozpoczęto we wczesnych latach 50-tych. Były one objęte tajemnicą. Następnie zaniechano dalszych prac. W ciągu ostatnich 35 lat dokonano wielu ulepszeń w technologii akceleratorów.

Informacje o prowadzonych pracach nad akceleratorami są zamieszczane w raportach Instytutów Brookhaven National Laboratory (USA) i Chalk River Nuclear Laboratory (Kanada) [4.41 4.42]. Prace były także prowadzone w Japonii, RFN i Szwajcarii.

Program badawczy prowadzony w Kanadzie miał obejmować cztery etapy. Etap pierwszy rozpoczęty w połowie lat 80-tych miał dotyczyć budowy akceleratora protonów ZEBRA ( Zero Energy Breeder Accelerator). Energia neutronów miała wynosić 10 MeV. Etap drugi miał rozpocząć się w połowie lat 90-tych. Miał obejmować budowę akceleratora pośrednich energii, dając wiązkę protonów o energii 200 MeV, a także budowę urządzenia zwanego EMTF ( Electronuclear Materials Test Facility). Trzeci etap miał być realizowany w pierwszej dekadzie XX stulecia. Zadaniem ma być budowa pilotowej wersji akceleratora powielającego działającego przy zredukowanym prądzie 70 mA (w wersji ostatecznej ma wynosić 300 mA) i strumieniu protonów o energii 1000 MeV. Moc reaktora tarczy ma wynosić 150 MW. Czwarty etap miał obejmować budowę przemysłowego prototypu akceleratora powielającego. Całkowity koszt projektu oceniono w przybliżeniu na 1600 mln \$(1982). Oczekiwano zakończenia prac w połowie lat 20-tych XXI wieku.

W BNL (USA) opracowywano akcelerator, pod nazwą Spallator, który miał za zadanie wzbogacać wypalone paliwo w reaktorach lekkowodnych LWR. Przewidywano, że jeden Spallator o mocy 600 MW ma zabezpieczyć dostawę paliwa do przynajmniej 9-ciu reaktorów LWR o mocy 1000 MW [4.43].

#### **4.10.2 Efekty ekonomiczne**

Przewidywano, że koszt plutonu Pu-239 ma wynosić 200 \$/g (\$ 1982) przy założeniu, że opanowanie przemysłowe akceleratora powielającego będzie wymagało 1600 mln (\$ 1982). Stanowi to 4-ry razy więcej w porównaniu do kosztu uranu U-235, obowiązującego w 1982 roku.

#### **4.10.3 Znaczenie**

Akceleratorzy powielające oferują technologię powielania materiałów rozszczepialnych z rodnych, która ma być szybciej osiągalna przemysłowo, aniżeli reaktory prędkie chłodzone sodem LMFBR (Liquid Metal Fast Breeder Reactor), jeżeli zostaną opanowane. Technologia akceleratorów powielających pozwala ominąć przeszkody stojące na drodze realizacji LMFBR, ponieważ:

- są bezpieczniejsze jako zestawy podkrytyczne,
- wymagają o wiele mniejszych nakładów finansowych na rozwój,
- nie są objęte zakazem nierozprzestrzeniania broni jądrowej.

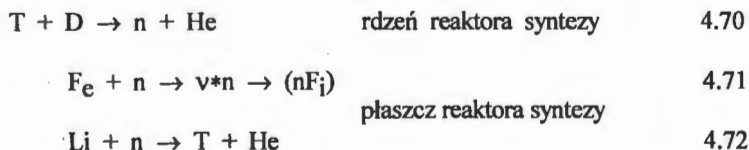
Znaczenie akceleratorów powielających determinują następujące fakty:

1. niższe koszty opanowania przemysłowego w porównaniu z LMFBR,
2. stosowanie opanowanych technologii,
3. możliwość stosowania paliwa niskowzbożonego w zestawie reaktora tarczy,
4. bezpieczna eksploatacja,
5. brak zakazu budowy akceleratorów powielających ze względu na nierozprzestrzenianie się broni jądrowej,

6. w konsekwencji możliwość posiadania cyklu paliwowego jądrowego nie tylko przez supermocarstwa, ale również przez kraje wysokoprzemysłowe o niższym potencjale gospodarczym,
7. akceleratory powielające mogą nabierać szczególnego znaczenia dla krajów bogatych w tor.

### 4.11 Reaktory hybrydowe syntezy D-T

Lawson w 1955 roku zaproponował synergizm reakcji rozszczepienia i syntezy. Zasugerował, aby płaszcz reaktora syntezy posiadał właściwości reaktora rozszczepieniowego [4.44]. Koncepcja ta znana jest dziś jako reaktor hybrydowy. Charakteryzują go następujące równania reakcji jądrowych



Przedstawioną koncepcję reaktora hybrydowego zamierza się realizować w reaktorze syntezy typu mirror, omawianym w punkcie 4.5.3.3.

#### 4.11.1 Stan rozwoju

Dotychczas były eksploatowane następujące urządzenia badawcze reaktorów hybrydowych: TMX, TARA - USA, GAMMA 10 - Uniwersytet w Tsakuba, Japonia. Podobnej skali urządzenie jak GAMMA 10 zbudowano w Nowosybirsku [4.45].

W USA program rozwoju reaktorów hybrydowych obejmował budowę następujących urządzeń [4.46]:

1. MFTF (Mirror Fusion Test Reaktor) - przewidywano uruchomić w 1987 r.,
2. HETR (Hybrid Engineering Test Reactor) o mocy elektrycznej 275 MWe, produkcji 20 kg/rok materiałów rozszczepialnych - przewidywano uruchomić w 1995 r.,
3. DTNR (Demonstration Test Hybrid Reactor) o mocy elektrycznej około 1000 MWe, produkcja 2000 kg/rok materiałów rozszczepialnych - przewidywano uruchomić w 2008 r.,
4. PCHR (Prototype Commercial Hybrid Reactor) o mocy elektrycznej 1000 MWe, produkcja 2000 kg/rok materiałów rozszczepialnych - przewidywano uruchomić w 2022 roku.

#### 4.11.2 Znaczenie

Szczególne znaczenia z punktu widzenia rozwoju energii jądrowej rozszczepienia, pod warunkiem, że będzie akceptowalna przez społeczeństwa, nabierają reaktory hybrydowe. Motywacją takiego postępowania są następujące przewidywania.

Prognozowany wzrost energii jądrowej rozszczepieniowej na światowym rynku energii, konfrontowany ze światowymi zasobami U-235, wskazuje, że na przełomie XX i XXI wieku jest bardzo prawdopodobny deficyt paliwa rozszczepialnego, jeżeli rozwój energetyki jądrowej nie będzie hamowany lub opóźniany i gdyby nie wprowadziło się w tym czasie reaktorów prędkich chłodzonych sodem. Jednakże dalszy rozwój tych reaktorów został zahamowany z przyczyn poprzednio przedstawionych. W tej sytuacji program rozwoju reaktorów hybrydowych staje się niejako pomniejszeniem ryzyka finansowania dalszego rozwoju energii jądrowej rozszczepienia.

Z punktu widzenia droższej energii znaczenie reaktorów syntezy wzmacniać będzie fakt, że charakteryzują się mniejszym zużyciem energii, w porównaniu do reaktorów prędkich powielających, wymaganej dla wyprodukowania jednego kg materiału rozszczepialnego dla reaktorów termicznych.

#### 4.11.3 Wpływ na środowisko

Reaktor hybrydowy produkujący paliwa jądrowe będzie powiązany z zakładem przeróbki paliw jądrowych. Będzie to osłabiać znacznie zalety reaktora syntezy, jakim jest reaktor hybrydowy, wobec reaktorów rozszczepienia z punktu widzenia bezpieczeństwa i wpływu na środowisko.

#### 4.12 Reaktory hybrydowe mionowo-katalitycznej syntezy D-T

Istnieje koncepcja reaktorów hybrydowych, będących w stanie badań naukowych, stwarzająca perspektywy osiągnięcia technologii stosunkowo prostej w porównaniu z obecnie rozwijanymi reaktorami syntezy. Wykorzystuje ona cząstki elementarne miony jako katalizatory w reakcji syntezy D-T, co omawiano poprzednio. Dzięki temu reakcja syntezy ma zachodzić przy "zimnych" temperaturach rzędu 1000 K. Taką koncepcję zaproponował Petrow [4.47] jako integrację akceleratora protonów, zimnej plazmy typu D-T i reakcji jądrowej powielania opisywanych równaniami



gdzie  $\mu$  - mion.

Wyżej przedstawione reakcje jądrowe były przedmiotem badań teoretycznych i badań doświadczalnych w następujących ośrodkach naukowych: Dubna, Gaszina (Rosja), Los Alamos (USA), Vancouver (Kanada), i Zurich (Szwajcaria).

#### 4.13 Układ hybrydowy energia syntezy - energia rozszczepienia

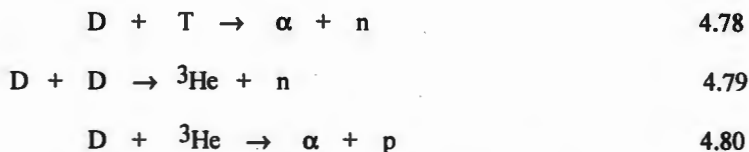
Istnieje koncepcja wykorzystania reakcji [4.48]



jako jednego z reaktorów satelitów o małej mocy (1 do 10 MW) związanych z jądrem systemu energii jądrowej, będącym reaktorem tokamak lub mirror o mocy 5000 - 10000 MW. Drugą grupę satelitów stanowiłyby małej mocy reaktory rozszczepieniowe typu reaktor basenowy. Rdzeń tego reaktora stanowią płytki Al-U pokryte aluminium. Jest umieszczony w zbiorniku wody - basenie. Chłodzenie odbywa się przez swobodną konwekcję ciepła w wodzie zbiornika. Podstawową zaletą tego reaktora to prostota konstrukcji. Tokamak działający na cyklu D-D i mający zdolność powielania w płaszczu materiałów rozszczepialnych, byłby dostawcą paliwa dla wielu małych i zdecentralizowanych reaktorów jądrowych. Powielanym paliwem byłby  ${}^3\text{He}$ , T, U-233. System ten charakteryzują następujące reakcje jądrowe







Synteza typu D -  ${}^3\text{He}$  nie wytwarza neutronów ani trytu. Jest więc "czystym" źródłem energii właściwym do wykorzystania w reaktorach lokalizowanych u konsumentów energii.

Nie ma przeszkód budowania reaktorów rozszczepieniowych o stosunkowo małej mocy jako satelitów hybrydowych jądra systemu. 5 MW reaktor rozszczepieniowy wykorzystywany jako źródło ciepła został zainstalowany w Dimitogradzie (były ZSRR). Mogą to być reaktory typu reaktor basenowy całkowicie samoregulujące się o dużym ujemnym współczynniku temperaturowym reaktywności.

## 4.14 *Możliwe warianty rozwoju systemów jądrowych*

### 4.14.1 *Uwagi wstępne*

Jedną z poważnych barier rozwoju energii jądrowej jest akceptacja jej użytkowania przez społeczeństwo. Dla częściowego wyjaśnienia tego problemu posłużymy się dostępnymi dla autora informacjami na ten temat, publikowanymi w USA. Przed scharakteryzowaniem możliwych wariantów rozwoju systemów jądrowych przytoczymy niektóre dane określające obecną i przyszłą rolę energii jądrowej w USA, a także opinie społeczeństwa amerykańskiego o energii jądrowej.

USA są krajem, w którym:

- energia jądrowa stanowi znaczny udział w konsumpcji energii ( 22 % dostarczanej energii elektrycznej z siłowni jądrowych),
- przeznaczają się znaczne fundusze na badania i rozwój technologii w sektorze energii, 90 mld \$ (\$1992) wydatkowano w okresie 1950 - 1992 [4.49],
- z powyższej sumy 88 % przeznaczono na technologie jądrowe, technologie przetwarzania węgla i z tego 19 % na technologie źródeł odnawialnych,
- opinia społeczna odgrywa dużą rolę w wyborze strategii rozwoju sektora energii.

W 1990 roku 70 % wzrostu zapotrzebowania na energię elektryczną w USA pochodziło z elektrowni jądrowych [4.50].

W okresie 1973-90 w USA dzięki wykorzystywaniu energii jądrowej zmniejszono emisję do atmosfery dwutlenku siarki o 42 mln ton, tlenków azotu o 18 mln ton i dwutlenku węgla o 4600 mln ton [4.50].

W okresie 1973-90 w skali świata dzięki wykorzystywaniu energii jądrowej zmniejszono emisję do atmosfery dwutlenku siarki przynajmniej o 109 mln ton, tlenków azotu o 48 mln ton i dwutlenku węgla o 13400 mln ton [4.50]

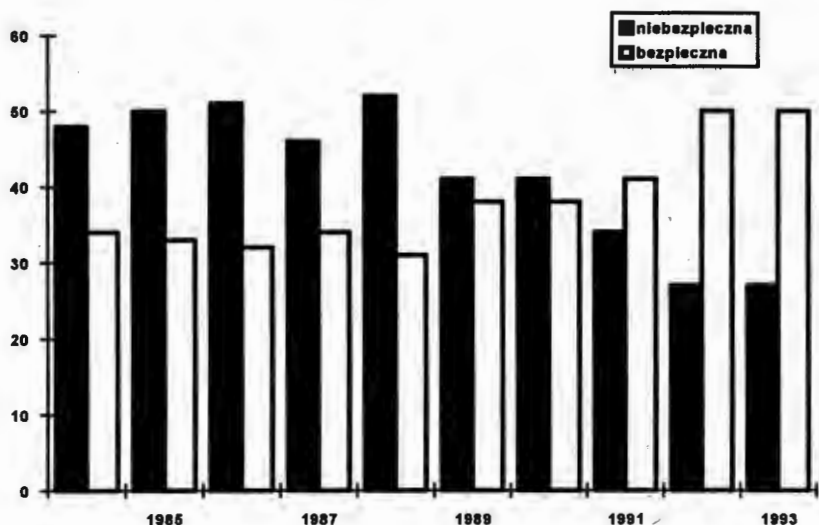
W ramach programu Departamentu Energii (DOE, USA) zespół odpowiedzialny za strategię rozwoju nowej generacji reaktorów z punktu widzenia bezpieczeństwa (Advanced Reactor Corporation) wybrał dwa następujące projekty reaktorów samozabezpieczających się, które uzyskały certyfikat odpowiednich czynników rządowych, a mianowicie: reaktor wrzący 1300 MW firmy General Electric i reaktor ciśnieniowy AP600 600 MW firmy Westinghouse. Wyżej wymienione projekty uzyskują subsydia rządu USA w wysokości 100 mln w okresie pięciu lat [4.51]. Przewiduje się, że energia elektryczna produkowana przy wykorzystaniu wyżej wymienionych reaktorów będzie tańsza w porównaniu z kosztami produkcji w siłowniach opalanych paliwami kopalnymi.

Badania opinii publicznej przeprowadzonej w maju 1993 roku w USA dotyczyły wyjaśnienia następujących kwestii [4.52, 4.53]:

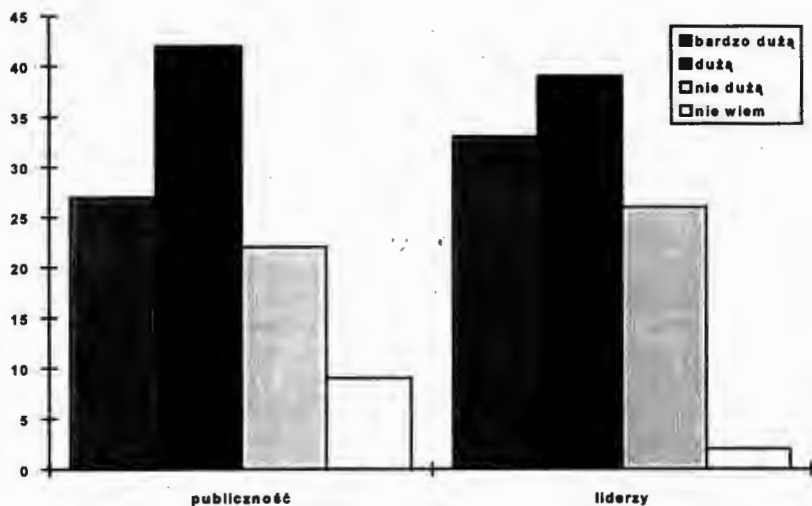
- czy energia jądrowa jest bezpieczna?

- jak ważną rolę w rozwoju kraju winna spełniać energia jądrowa?
- czy budować nowe siłownie jądrowe?

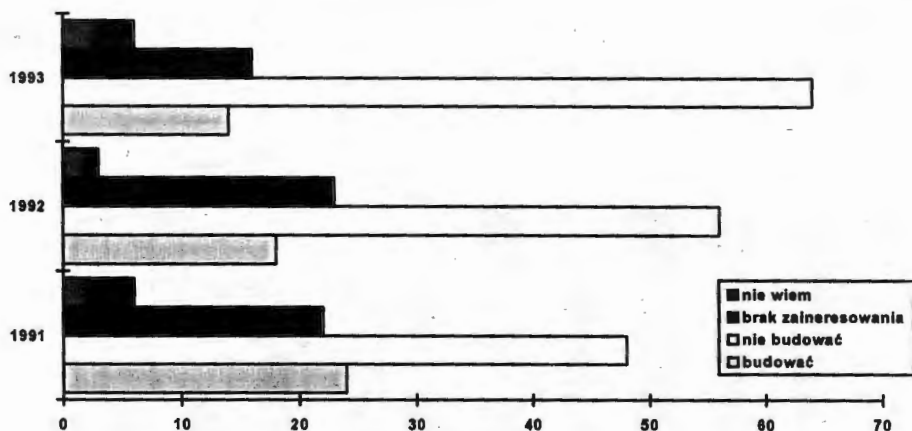
Wyjaśnienie tych kwestii zilustrowano kolejno na rys. 4.10, 4.11, 4.12.



Rys. 4.10 Procent opinii publicznej Stanów Zjednoczonych stwierdzającej w kolejnych latach czy energia jądrowa jest lub nie jest bezpieczna.



Rys. 4.11 Procent opinii publicznej Stanów Zjednoczonych stwierdzającej w latach 1991, 1992, 1993 jaką rolę ma stanowić energia jądrowa.



Rys. 4.12 Procent opinii publicznej Stanów Zjednoczonych aprobującej w latach 1991, 1992, 1993 budowę nowych siłowni jądrowych.

Z przedstawionych danych można wysunąć następujące wnioski:

- opinia publiczna może nie stanowić głównej bariery w wykorzystywaniu energii jądrowej w miarę jak będą stosowane technologie minimalizujące prawdopodobieństwo zagrożenia środowiska,
- energia jądrowa może odgrywać znaczną rolę w ochronie środowiska, pod warunkiem, że będzie bezpieczna dla otoczenia,
- istnieją przesłanki, pozwalające oczekiwać, że eksploatacja reaktorów termicznych nie będzie zagrazać otoczeniu.

Nadal istnieje kwestia w jakim stopniu nie tylko poszczególne reaktory ale także systemy jądrowe mogą zagrazać środowisku.

#### 4.14.2 *Możliwe zagrożenia wybranych scenariuszy rozwoju systemów jądrowych*

Poniżej rozważa się kolejno systemy jądrowe stwarzające mniejsze prawdopodobieństwa zagrożenia środowiska. Jako główne wskaźniki zagrożenia przyjmuje się:

- redukcję punktów kontaktowych radiologicznego zagrożenia środowiska,
- potencjalne możliwości wzrostu mocy.

#### *Systemy jądrowe rozszczepienia*

Elementami tego systemu mogą być: reaktory termiczne, reaktory prawie powielające i reaktory powielające chłodzone sodem. Paliwem obecnie eksploatowanych reaktorów termicznych jest U-235 i U-233. W reaktorze prędkim stosuje się jako paliwo pluton Pu-239.

W przypadku systemu jądrowego rozszczepienia istnieje pięć punktów kontaktowych radiologicznego zagrożenia. Są to:

- kopalnie materiałów rodnych jak U-238 i Th-232,
- produkcja elementów paliwowych,
- wypalanie paliwa jądrowego i produkcja radioizotopów,
- przeróbka paliwa wypalonego i oddzielanie izotopów,
- składowanie odpadów paliwa jądrowego.

W najgorszym przypadku awaryjnym może następować wzrost wykładniczy mocy [4.54]. W tej sytuacji największe zagrożenie dla środowiska stanowiłby reaktor prędko,

którego paliwem jest pluton. Ulega rozpadowi emitując cząstki o energii 5 MeV, a czas połowicznego rozpadu wynosi 24000 lat. Jego promieniowanie jest absorbowane przez szpik kostny. Innymi produktami rozszczepienia, stanowiącymi zagrożenie dla zdrowia ludzkiego to argon 41, kobalt 60, cez 137, jod 131, krypton 85 i stront 90.

Osobnym problemem to konieczność magazynowania przez wiele setek lat odpadów radioaktywnych.

### **Systemy jądrowe syntezy typu D-T i D-D**

W przypadku systemu jądrowego syntezy typu D-T liczba punktów kontaktowych radiologicznego zagrożenia zmniejsza się do czterech punktów, a mianowicie:

- oddzielanie trytu,
- wypalanie trytu, powielanie i produkcja radioizotopów,
- oddzielanie izotopów,
- składowanie odpadów.

W najgorszym przypadku awaryjnym może nastąpić liniowy wzrost mocy [4.54]. Jedynym zagrożeniem reaktorów syntezy typu D-T to tryt. Połowiczny czas rozpadu wynosi 12,3 lat. Jednakże wielkość potencjalnego zagrożenia jest o wiele mniejsza w porównaniu do katastroficznej awarii reaktora rozszczepienia.

System jądrowy typu D-D zawiera jedynie trzy punkty kontaktowe radiologicznego zagrożenia. Są to:

- produkcja deuteru,
- oddzielanie izotopów,
- składowanie izotopów.

### **Systemy jądrowe syntezy typu p - $^{11}\text{B}$**

System jądrowy syntezy typu p -  $^{11}\text{B}$ , jeżeli zostanie opanowany technologicznie, może stać się w przyszłości najbardziej "radiologicznie czystym" systemem jądrowym, charakteryzującym się nieobecnością neutronów.

## **4.15 Uwagi końcowe**

Ilość światowych zasobów paliw jądrowych zależy od rozwoju technologii powielania materiałów rozszczepialnych z materiałów rodnych. Jedną z technologii powielania jest reaktor prędko chłodzony sodem. Jednakże eksploatacja tego reaktora, gdyby został opanowany przemysłowo, jest mało prawdopodobna. Nikt nie byłby w stanie zapewnić, że nie będzie istnieć możliwość awarii tego reaktora. Także nikt nie byłby w stanie ocenić prawdopodobnych konsekwencji takiej awarii i wpływu jej na obecną generację i przyszłe generacje ludzkości. Stąd wydaje się, że główną przeszkodą dla ewentualnego wykorzystywania reaktorów prędkich byłby nie tylko brak akceptacji społeczeństwa, ale także silny opór. Rozwiązaniem wyżej wymienionego problemu mogą okazać się reaktory prawie powielające na uranie 233, a w dalszej przyszłości reaktory syntezy typu mirror, wykorzystujące neutrony wysokich energii do produkcji uranu 233 z toru. Obecnie jest opanowany cykl uranu 235 i pojawiła się koncepcja reaktora lekkowodnego z wbudowanym mechanizmem samozabezpieczającym się. Jednakże, tak długo jak ludzkość będzie korzystała z najbardziej bezpiecznych reaktorów termicznych, ciągle będzie istniało zagrożenie środowiska koniecznością gromadzenia w nieokreślonym czasie odpadów radioaktywnych. Jest to konsekwencja tego, że natura nie stworzyła cykli biogeojądrowych na wzór cykli biogeochemicznych, takich jak dla przykładu cykl węglowy.

Technologia syntezy jądrowej typu D-T zamiast plutonu, radioaktywnej trucizny o połowicznym okresie rozpadu 24000 lat, proponuje inną truciznę, tryt o połowicznym okresie radioaktywnego rozpadu 12,3 lat. Jednakże technologię tę bardzo komplikuje

konieczność skupiania magnetycznego i grzania plazmy. Rozwiązaniem technologicznym może okazać się w wyniku badań naukowych pewnego rodzaju katalizator, osłabiający barierę odpychania kulombowskiego. Nadal pozostanie problem trytu.

W końcu naszych rozważań pozostaje "czysta" synteza typu p -  $^{11}\text{B}$ . Chyba nikt nie jest w stanie określić czy i kiedy mogłaby być opanowana technologicznie. Patrząc w daleką perspektywę rozwoju można w konkluzji przypuszczać, że przyszłym generacjom pozostanie jako źródło energii energia jądrowa z odpadami radioaktywnymi lub energia słońca - najbardziej naturalne źródło energii.

## *Literatura*

- 4.1 Glasstone S., Edlund M. C., Podstawy teorii reaktorów jądrowych, PWN, Warszawa, 1957.
- 4.2 Glasstone S., Podstawy techniki reaktorów jądrowych, PWN, Warszawa, 1958.
- 4.3 Mika J., Energia jądrowa - Encyklopedia Fizyki Współczesnej, PWN, Warszawa, 1983.
- 4.4 Jakubowski L., Sadowski M., Energia termojądrowa - Encyklopedia Fizyki Współczesnej, PWN, Warszawa, 1983.
- 4.5 Jaworski B.M., Piński A.A., Elementy fizyki, tom 2-gi, PWN, Warszawa, 1976.
- 4.6 McMullan J.T., Morgan R., Murray R.B., Energy resources and supply, J. Wiley, 1977.
- 4.7 Mooradin A.J., Report AECH-4845, 1974.
- 4.8 Dietrick G., Eickhoff H.G. i inni, Nuclear Engineering and Design, 34, 1975.
- 4.9 Summary report on technology characterizations IEA, Energy Technology Systems Analysis Project, Kernforschungsanlage, Julich, RFN, 1982.
- 4.10 Sadowska B., Westinghouse, USA, 1993.
- 4.11 Jeffs E., Germany needs HTGR but anti-nuclear actions retard development, Energy International, Vol.17, No 9, 1980.
- 4.12 Knizis K., Schwarz D., The high temperature reactor on its way to commercial application, Atomkernenergie, Vol.47, No 3, 1985.
- 4.13 Reutler H., Andler M., The modular high-temperature reactor as a standardized heat source, Atomkernenergie, Vol.47, No3, 1985.
- 4.14 Balthesen, Kupitz I., International aspects of hightemperature reactor development, Atomkernenergie, Vol.47, No3, 1985.
- 4.15 Ciechanowicz W., Systemy jądrowe, Badania systemowe w gospodarce paliwowo energetycznej, Ossolineum 1977.
- 4.16 Mantyh J.D., Abdel-Khalik S.I., Uranium demand projections for the United States and the western world, Atomkernenergie, Vol.43, No3, 1983.

- 4.17 Proceedings of ARS'94 International Topical Meeting on Advanced Reactors Safety, Vol. 1, Pittsburg, USA, kwiecień 17-21, 1994.
- 4.18 The New Reactors, Nuclear News, 09.1992.
- 4.19 Energy Technology Data Handbook, Vol. 1, IEA Energy Systems Analysis Project, Julich, RFN, 1980.
- 4.20 Energy Analysis, U.S. Council for Energy Awareness, czerwiec, 1992.
- 4.21 Ciechanowicz W., Modelowanie matematyczne procesów siłowni z reaktorami wodnymi w warunkach prowadzących do zadziałania układu zabezpieczeń, P.T.J. No 20, 1976.
- 4.22 Kluciński G.L., Fusion reactor design: on the road to commercialization, Atomkern-energie, Vol.44, N01, 1984.
- 4.23 Furth H.P., i inni, Progress and directions in magnetic fusion, Journal of Fusion Energy, Vol.4, No 2/3, 1985.
- 4.24 Abdel Khalik S.I., i inni, Impact of fusion-fission hybrids on world nuclear future, Atomkernenergie, Vol.38, No1, 1981.
- 4.25 Steinberg M., i inni, A survey of applications of fusion power technology to the chemical and material processing industry, BNL 18866, 1974.
- 4.26 Ponomarev L.I., Muon catalyzed fusion, Atomkernenergie, Vol.43, No3, 1983.
- 4.27 Jones S.E., Some surprises in muon-catalyzed fusion, Ninth Internal Conf. on Atomic Physics, Seattle, Washington, 23-27,07,1984.
- 4.28 Jackson J, Physics Review, 106, 1957.
- 4.29 Bystritsky, i inni, Physics Letters, 94 B, 1980.
- 4.30 Frank F.C., Nature 160, 525, 1947.
- 4.31 Zeldovich Wa.B., Dokl.Akad.Nauk SSSR 95, 494, 1954.
- 4.32 Ponomarev L.I., Proc. VII International Conf. High Energy Physics and Nuclear Structure, Zurich, 1977.
- 4.33 Bystritsky V. i inni, Physics Letters, 1980.
- 4.34 Jones S. i inni, Physics Review Letters, 1983.
- 4.35 Guła A., Adamczyk A., Bubak M., Physics Letters Vol. 109A, No 5, 1985.
- 4.36 Guła A., Bubak M., Niwicki J., Atomkernenergie, Vol.46. N0 3, 1985.
- 4.37 Bubak M., Bystritsky V., Guła a., Acta Physica Polonica, Vol. B16, 1985.

- 4.38 Sestero A., Vlad G., Atomkernenergie, Vol 44, No 1, 1984.
- 4.39 Sguigna A.P., Harms A.A., Atomkernenergie, Vol.43, No3, 1983.
- 4.40 Lewis W.B., The significance of the yield of neutrons from heavy element excited to high energies, DR-24 Chalk River, Kanada, 1952.
- 4.41 Schriber S.O., An assessment of accelerator breeding, Atomkernenergie, Vol.44, No 3, 1984.
- 4.42 Takahashi H., Powell J., Kouts H., Accelerator breeder with uranium, thorium target, Atomkernenergie, Vol.44, No 3, 1984.
- 4.43 Steinberg M. i inni, The spallator: A new option for nuclear power, Atomkernenergie, Vol.44, No 3, 1984.
- 4.44 Lawson J.D., A survey of some suggested methods of realizing fusion reactors, AERE-60/M-185, U.K., 1955.
- 4.45 Furth H.P. i inni, Progress and directions in magnetic fusion, Journal of Fusion Energy, Vol.44, No 2/3, 1985.
- 4.46 Amherd N.A., Viewpoints on fusion-fission hybrid systems, Atomkernenergie, Vol.44, No 1, 1984.
- 4.47 Petrov J.V., Muon catalysis for energy production by nuclear fusion, Nature 285, 12.06.1980.
- 4.48 Schopf K.F., Harms A.A., The integration of D-cycle tokamaks with decentralized small fusion and fission reactors, Atomkernenergie, Vol.44, No 1, 1984.
- 4.49 Federal researches and development expenditures for nuclear energy, coal, and solar and renewable energy, 1950-1992, The U.S. Council for Energy Awareness, 09.1992.
- 4.50 The impact of nuclear energy on utility fuel use and utility atmospheric emissions 1973-1990, The U.S. Council for Energy Awareness, 02.1992.
- 4.51 Nuclear industry selects first advanced plant designs for detailed engineering development, The U.S. Council for Energy Awareness, Nuclear Release, 11.01.1993.
- 4.52 Public opinion, On Nuclear Safety, The U.S. Council for Energy Awareness, 07.1993.
- 4.53 Public opinion, On Building New Nuclear Energy Plants, The U.S. Council for Energy Awareness, 07.1993.
- 4.54 Harms A.A., Preference characterization of an evolutionary nuclear energy systematic, McMaster University, Hamilton, Ontario, Kanada. artykuł prezentowany na "IIASA/CVTU Workshop" - Socioeconomic Impacts of Regional Integrated Energy Systems, Praga, 10-12.10.1988.

**IBS**

43297

**ISBN 83-85847-06-5**

---

---

W celu uzyskania bliższych informacji i zakupu dodatkowych egzemplarzy  
prosimy o kontakt z Instytutem Badań Systemowych PAN  
ul. Newelska 6, 01-447 Warszawa  
tel. 36-19-01 w. 241 e-mail: [kotuszew@ibspan.waw.pl](mailto:kotuszew@ibspan.waw.pl)