

Tokamak czy implozja laserowa?

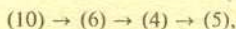
Jądra o największej energii wiązania na jeden nukleon zajmują środkową część układu okresowego. Reakcje, w których jądra lekkie łączą się w cięższe, są więc z reguły procesami tworzenia jąder gęściej upakowanych z jąder o strukturze luźniejszej. Zgodnie z zasadą zachowania energii wzrost energii wiązania kompensowany jest w tych reakcjach przez dodatkową energię kinetyczną wyprodukowanych jąder. Energia ta może być następnie łatwo zamieniona na ciepło w zderzeniach z chłodniejszą materią.

Ważniejsze reakcje termojądrowe o praktycznym znaczeniu przedstawia tabela. Zawiera ona trzy istotne parametry: wartość wydzielonej w reakcji energii kinetycznej, maksymalne prawdopodobieństwo zajścia reakcji odniesione do prawdopodobieństwa najbardziej wydajnej reakcji (6) oraz energię cząstki padającej, przy której reakcja jest najbardziej wydajna.

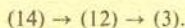
	Reakcja	Uwolniona energia wiązania [MeV]	Maksymalne prawdopodobieństwo	Energia odpowiadająca maks. prawdop. [MeV]
1	$p + p \rightarrow D + e^+ + \nu$	2,2	10^{-23}	—
2	$p + D \rightarrow {}^3\text{He} + \gamma$	5,5	10^{-6}	—
3	$p + T \rightarrow {}^4\text{He} + \gamma$	19,7	10^{-6}	—
4	$D + D \rightarrow T + p$	4,0	0,032	2,0
5	$D + D \rightarrow {}^3\text{He} + n$	3,3	0,018	1,0
6	$D + T \rightarrow {}^4\text{He} + n$	17,6	1	0,13
7	$T + D \rightarrow {}^4\text{He} + n$	17,6	1	0,195
8	$T + T \rightarrow {}^4\text{He} + 2n$	11,3	0,02	1,0
9	$D + {}^3\text{He} \rightarrow {}^4\text{He} + p$	18,4	0,142	0,47
10	$n + {}^6\text{Li} \rightarrow {}^4\text{He} + T$	4,8	0,52	0,26
11	$p + {}^6\text{Li} \rightarrow {}^4\text{He} + {}^3\text{He}$	4,0	$2 \cdot 10^{-5}$	0,3
12	$p + {}^7\text{Li} \rightarrow 2 {}^4\text{He} + \gamma$	17,3	10^{-3}	0,44
13	$D + {}^6\text{Li} \rightarrow {}^7\text{Li} + p$	5,0	$2 \cdot 10^{-3}$	1,0
14	$D + {}^9\text{Li} \rightarrow 2 {}^4\text{He}$	22,4	$5 \cdot 10^{-3}$	0,60
15	$D + {}^7\text{Li} \rightarrow 2 {}^4\text{He} + n$	15,0	$2 \cdot 10^{-4}$	0,2
16	$p + {}^9\text{Be} \rightarrow 2 {}^4\text{He} + p$	0,56	0,092	0,33
17	$p + {}^9\text{Be} \rightarrow {}^6\text{Li} + {}^4\text{He}$	2,1	0,07	0,33
18	$p + {}^{11}\text{Be} \rightarrow 3 {}^4\text{He}$	8,7	0,12	0,675
19	$p + {}^{15}\text{N} \rightarrow {}^{12}\text{C} + {}^4\text{He}$	5,0	0,14	1,2

p — proton, D — deuter, T — tryt, e^+ — pozyton, ν — neutrino.

Jak widać, możliwe są również egzoenergetyczne reakcje dzielenia lekkich jąder — np. „czyste” reakcje (16) i (18). Wynika to ze szczególnie dużej energii wiązania cząstek α (${}^4\text{He}$), większej niż dla cięższych jąder litu czy berylu. W bombie termojądrowej synteza przebiega najprawdopodobniej według schematu



ale możliwy jest także schemat



W kontrolowany sposób będzie można prawdopodobnie przeprowadzić reakcje (6), (5) i (4). Istotna jest także reakcja (10), w której z obfite produkowanych w reakcjach termojądrowych neutronów i stosunkowo łatwo dostępnego litu można produkować drogi tryt.

Średnice jąder, mierzone zasięgiem sił jądrowych, są około 1000 razy mniejsze od średnic atomów i na tak małe odległości trzeba jądra zbliżyć, aby mogła zajść reakcja. Wszystkie jądra są jednak dodatnio naładowane i każdej próbie zbliżenia przeciwstawia się siła odpychania elektrostatycznego. Przewyciężenie tej siły to jedyna trudność na drodze do kontrolowanej syntezy termojądrowej.

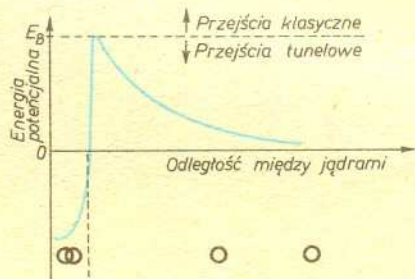
Barierę energetyczną, np. dla reakcji (5), przedstawia schematycznie rysunek 1. Wysokość bariery jest równa energii kinetycznej jąder deuteru, koniecznej do ich zbliżenia na odległość $R \approx 10^{-15}$ m, czyli

$$E_B = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{R},$$

gdzie ϵ_0 — przenikalność dielektryczna próżni, e — ładunek protonu. Wartość E_B równa około 200 keV odpowiada

temperaturze 2 miliardów kelwinów, tj. w takiej temperaturze energia ruchu cieplnego byłaby wystarczająca do pokonania bariery. W rzeczywistości, dzięki efektowi tunelowemu, synteza jest możliwa nawet w temperaturach sto razy niższych.

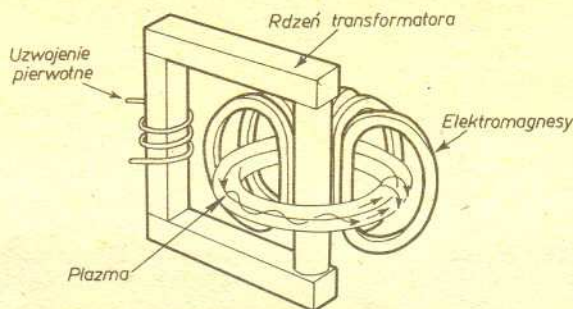
Nie każda reakcja dopuszczalna energetycznie może zajść w rzeczywistości. Na przykład w reakcji zderzenia dwóch jąder deuteru energia potrzebna do pokonania bariery kulombowskiej jest tak duża, że powstała po zderzeniu układ nie może utworzyć jądra helu, a potęgi wysiłkowej awantu „gdzie” znacznie szybciej (wiele rzędów wielkości) następuje emisja neutronu lub protonu. Dlatego reakcja ${}^2\text{H} + {}^2\text{H} \rightarrow {}^4\text{He} + \dots$ chociaż zgodna z zasadami zachowania energii i ładunku, nie jest obserwowana.



Rys. 1

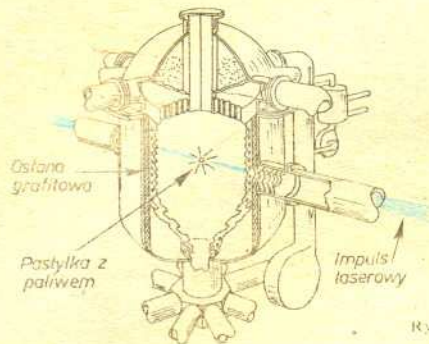
Dla przeprowadzenia reakcji termojądrowej trzeba więc ogrzać deuter do temperatury co najmniej 10^7 – 10^8 K. Temperatura ta przekracza tysiąc razy temperaturę, przy której następuje jonizacja atomów i gaz przechodzi w plazmę.

Obecnie stosuje się dwie metody ogrzewania plazmy. Pierwsza (w tokamakach — rys. 2) polega na przepuszczaniu przez gaz prądu elektrycznego o dużym natężeniu; plazma tworzy tutaj obwód wtórny wielokrotnego transformatora. Niestety, nie da się w ten sposób osiągnąć temperatury zapłonu. Konieczne jest dodatkowe podgrzewanie, np. przez wstrzeliwanie wysokoenergetycznych atomów.



Rys. 2

Druga metoda polega na oświetlaniu niewielkich pastylek z paliwem silnymi impulsami światła laserowego. Światło gwałtownie ogrzewa powierzchnię pastylki, przy czym tworzy się otoczka plazmowa, która rozszerzając się ścisła (na zasadzie odrzutu) i ogrzewa paliwo aż do osiągnięcia w centrum pastylki warunków zapłonu. Wtedy następuje mały wybuch termojądrowy o energii wielokrotnie wyższej niż energia początkowego impulsu lasera (rys. 3).



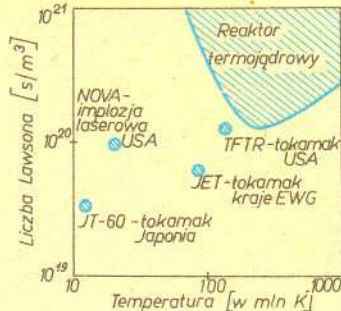
Rys. 3

Z punktu widzenia wykorzystania reakcji syntezy jako źródła energii ważna jest nie tylko temperatura plazmy. Aby ilość produkowanej energii przewyższała energię potrzebną do ogrzewania plazmy, konieczne jest zapewnienie odpowiedniej gęstości jąder i czasu utrzymania w warunkach, gdy zachodzi reakcja syntezy.

Dokładniej — iloczyn gęstości i czasu utrzymania (liczba Lawsona) musi być większy od pewnej wartości zależnej jedynie od rodzaju reakcji. Dla plazmy deuterowo-trytovej minimalna wartość tego iloczynu wynosi kilka razy 10^{20} s/m^3 .

Mimo że krytyczna wartość liczby Lawsona jest identyczna dla tokamaka i implozji laserowej, sposób jej osiągnięcia będzie w obu przypadkach całkiem różny. W tokamaku wysoka temperatura jest utrzymywana przez stosunkowo długi czas w rzadszej plazmie, natomiast w przypadku implozji laserowej paliwo ściśnięte jest do ogromnej gęstości, ale tylko w ciągu kilkadziesiątu nanosekund.

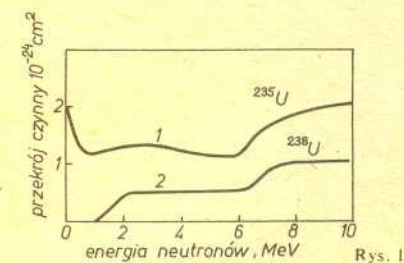
Obecnie tokamaki są znacznie bliższe spełnienia kryterium Lawsona (rys. 4), jednak dopiero przyszłość pokaże, która z metod przyniesie oczekiwany dodatni bilans energii.



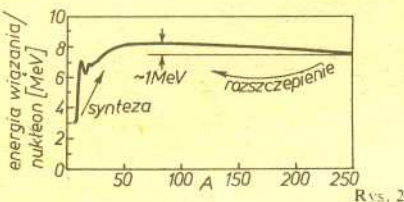
Rys. 4. Rekordy z 1986 roku.

	tokamak	implozja laserowa
temperatura	10^8 K	10^8 K
czas utrzymania	$\sim 1 \text{ s}$	10^{-11} s
gęstość	$\sim 10^{20} \text{ m}^{-3}$	10^{31} m^{-3}
liczba Lawsona	10^{20} sm^{-3}	10^{20} sm^{-3}

Opracował M. J.



Rys. 1

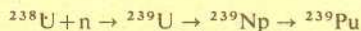


Rys. 2

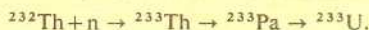
Energia wiązania nukleonów w jądrze jest setki tysięcy razy większa od energii wiązania elektronów w atomie i bardzo silnie zależy od całkowitej liczby neutronów i protonów (A). Najsilniej związane są jądra żelaza i niklu ($A \approx 60$) — przypada w nich około $8,8 \text{ MeV} = 8,8 \times 10^6 \text{ eV}$ energii wiązania na jeden nukleon (dla porównania — do zjonizowania atomu wodoru wystarcza $13,6 \text{ eV}$, a energia wiązania cząsteczki H_2 wynosi $4,75 \text{ eV}$). Dla jąder cięższych — im większa liczba masowa, tym mniejsza energia wiązania na nukleon (rys. 1). Oznacza to, że reakcja rozbitcia najcięższych jąder na mniejsze fragmenty powinna wyzwalać wielkie ilości energii, podobnie jak ma to miejsce w reakcjach spalania uwalniających część energii wiązania powłok elektronowych. Najodpowiedniejszym paliwem w reakcjach rozszczepienia są najcięższe występujące w przyrodzie izotopy — izotopy uranu ^{238}U i ^{235}U . I tu jednak „podpalenie” paliwa wymaga dostarczenia energii koniecznej do pokonania bariery energetycznej oddzielającej stan podstawowy jądra od stanu, w którym następuje rozszczepienie z wydzielaniem energii. Dzięki zjawisku tunelowemu występuje co prawda również rozszczepienie spontaniczne, ale jest to reakcja bardzo rzadka — znacznie częściej jądra ^{238}U i ^{235}U ulegają rozpadowi α . W bombie atomowej i w reaktorze energia potrzebna do wywołania reakcji rozszczepienia dostarczana jest w zderzeniach z neutronami. Rysunek 2 przedstawia zależność przekroju czynnego (przekrój czynny jest miarą prawdopodobieństwa zajścia reakcji) na wywołanie rozszczepienia w zależności od energii neutronów. Reakcjom, w których z dwóch lub więcej lekkich jąder powstaje jedno jądro cięższe ($A \leq 60$), również powinno towarzyszyć wydzielanie energii kosztem energii wiązania.

Reaktor hybrydowy

Hybryda (z greckiego — mieszaniec) oznacza w tym przypadku urządzenie mające niektóre cechy reaktora jądrowego, a niektóre — reaktora termojądrowego. Koncepcja budowy takiego układu powstała z jednej strony na skutek wzrostu zapotrzebowania na paliwo jądrowe, a z drugiej jako zdyktowanie wyników wieloletnich badań termojądrowych. Podstawą działania reaktora hybrydowego jest bowiem wykorzystanie neutronów powstałych w reakcji syntezy deuter-tryt do zwiększenia zawartości ^{233}U lub ^{239}Pu w paliwie jądrowym. Można to uzyskać przez otoczenie komory paliwowej urządzenia termojądrowego płaszczem zawierającym uran naturalny lub tor i wykorzystanie reakcji



lub



Paliwo jądrowe wzbogacone w ten sposób w izotopy ^{233}U lub ^{239}Pu można by przesyłać bezpośrednio do reaktorów jądrowych. Produkcja tych izotopów byłaby około dziesięciokrotnie wyższa niż w reaktorach powielających i wynosiłaby około 2—3 atomy plutonu na jedno rozszczepienie. Umieszczenie wewnątrz płaszczki powielającego warstwy berylowo-litowej pozwoliłoby na dodatkowe zwiększenie strumienia neutronów ($^9\text{Be} + n \rightarrow ^4\text{He} + 2n$) i produkcję trytu ($^6\text{Li} + n \rightarrow ^4\text{He} + \text{T}$). Obliczono, że jeden reaktor hybrydowy zapewniłby paliwo dla dziesięciu reaktorów jądrowych o takiej samej mocy.

Parametry plazmy (gęstość, temperatura, czas utrzymania) i strumień neutronów mogą mieć przy takim rozwiązaniu kilkakrotnie niższe wartości niż wymagane w przypadku reaktorów termojądrowych. Wydaje się więc, że układy takie mogłyby o wiele łatwiej wyprzedzić budowę reaktorów opartych na syntezie jądrowej i być pomostem między istniejącą już energetyką jądrową a przyszłą energetyką termojądrową. Prace nad skonstruowaniem reaktora hybrydowego szczególnie dynamicznie prowadzone są w ZSRR. Przewiduje się budowę reaktora doświadczalnego OTR o mocy cieplnej 1600 MW, a następnie reaktora komercyjnego GROT o mocy cieplnej 6400 MW i elektrycznej 480 MW. W USA reaktory takie są stawiane na drugim miejscu po reaktorach termojądrowych.

Niestety, reaktory hybrydowe łączą w sobie także wady obu typów reaktorów — wytwarzałyby bowiem pluton i gazy radioaktywne (jak w reaktorach jądrowych), a także silnie aktywny tryt (jak w reaktorach termojądrowych).

Jacek KUCIŃSKI



Rozwiązanie zadania M 492. Niech X_n będzie liczbą cząstek w n -tym pokoleniu, przy czym $X_0 = 1$. W takim razie X_{n+1} jest sumą X niezależnych zmiennych losowych o takim rozkładzie, jak X_n . Dla odpowiednich funkcji tworzących mamy więc (na mocy poprzedniego zadania)

$$f_{n+1}(s) = f(f_n(s)), \quad f_1(s) = f(s),$$

zatem

$$f_n(s) = \underbrace{f(f(\dots f(s) \dots))}_{n \text{ razy}}$$

Niech teraz q_n oznacza prawdopodobieństwo zakończenia procesu w n -tym pokoleniu lub wcześniej. Mamy

$$q_n = \sum_{k=0}^n P(X_1 = k) \cdot q_{n-1}^k$$

istotnie, jeśli w pierwszym pokoleniu pojawiło się k cząstek, wszystkie k gałęzi procesu musi „wymrzeć” i na mocy niezależności mamy czynnik q_{n-1}^k po prawej stronie ostatniego wzoru. Wzór ten daje się zapisać w postaci $q_n = f(q_{n-1})$. Jest oczywiste, że ciąg (q_n) jest niemalejący; wobec tego $q_n \rightarrow q$ i $q = f(q)$. Rozpatrzmy teraz dowolny nieujemny pierwiastek x równania $s = f(s)$. Mamy $q_1 = f(0) \leq f(x) = x$. W takim razie dla każdego n mamy $q_{n+1} = f(q_n) \leq f(x) = x$, czyli $q \leq x$.