

## Хибридни ядрени реактори. Част I

**Александър БЛАГОЕВ**

Софийски университет Св. Климент Охридски, Физически факултет,  
София 1164, бул. Джеймс Баучер 5

**Абстракт.** Настоящият обзор е посветен на принципите на действие, проектите и експерименталните устройства, комбиниращи ядрения синтез и деленето на тежките ядра. Тези системи се създават с цел производство на електроенергия, изгаряне на високоактивни ядрени отпадъци и производство на гориво за конвенционалните ядрени реактори.

По мнение на автора, развитието на технологията на хибридните реактори ще позволи към края на века да се решат проблемите, които се натрупват в енергетиката.

### 1 УВОД

Когато през 2008 г. в списание Физика бе публикувана обзорната статия “Високотемпературна плазма”, посветена на решаването на проблемите на термоядрената енергетика, смятах, че ще има смисъл да се пише нов текст най-рано след 15–20 години поради сравнително бавната скорост, с която се появяват съществено нови резултати в тази област. Действително изследователският токамак от 5-о поколение – ИТЕР, който трябва да демонстрира чист нетен добив на термоядрена енергия, ще заработи от 2025 г. Реакторът ще работи вероятно около 30 години, докато се изчерпи списъкът на въпроси, на които той може да даде отговори (планиран 14-годишен период на работа с DT). След това трябва да стартира проекта ДЕМО. Това е прототипът на промишлен термоядрен реактор, който ще започне да работи след около 35–40 години по първоначалните сценарии на ЕВРОАТОМ и международната научна общност. ДЕМО трябва да даде ток в промишлената електрическа мрежа.

Основен проблем при създаването на тези устройства е, че разходите за тяхното изграждане се оказаха твърде големи. На практика фактическата стойност на проекта ИТЕР ще стигне, вероятно, повече от 20 милиарда евро. Едва ли може да се очаква проектът ДЕМО да бъде по-евтин, ако той се основава на досегашната концепция. При такъв порядък на нужните инвестиции термоядрената енергетика няма бъдеще.

В предишния обзор бяха дискутирани тежките научни и технологически проблеми, които следва да се решат и с ИТЕР и с ДЕМО. При успешното преодоляване на тези препятствия комерсиализацията на термоядрената енергетика може да се очаква към края на 21-ви век. Ето какви са стъпките, които трябва да се направят по пътя към термоядрената електроцентраля [1]:

1. Осъществяване на режима на работа на “горяща плазма”, тоест преминаване от нагряване на средата с външни източници на енергия към нагряване предимно от  $\alpha$  частиците, появяващи се в актовете на синтез. За тази цел трябва значително да се повиши температурата в централната част на плазмения обем, за да се увеличи съществено скоростта на DT реакции<sup>1</sup>.
2. Решаване на проблема с “първата стена”. Това означава създаване на такива материали за първата стена на реактора, които са способни да издържат неутронни потоци до  $3 \div 5 \text{ MW/m}^2$  и радиационни дефекти до 200 премествания на атом (дра). Стената трябва да е устойчива към блистеринг (газообразуване от въздействието на неутрони) и към корозията от химически активни топлоносители.
3. Да се направи възможна продължителна експлоатация на устройството за време от порядъка на  $\sim 30$  години, с кратки периоди за дистанционно обслужване и ремонт.

Казаното до тук се отнася за системите с магнитна термоизолация, но всъщност проблемите пред устройствата с инерциално удържане на плазмата практически са също толкова сериозни, а може би и по-тежки. Там тепърва трябва да се достигнат интегралните параметри на плазмата, които сега демонстрират устройствата с магнитно удържане.

Необходима е реалистична оценка на ситуацията. Не малко специалисти по физика на плазмата изразяват мнението, че с устройството токамак може да се покаже положителен добив на енергия, но на негова основа не е възможно създаването на икономически ефективна електростанция. Заглавието на последния обзор на д-р Уолъс Менхаймер от NRL (САЩ), посветен на тези проблеми, е “Хибриден термоядрен синтез: единствената жизнеспособна алтернатива на токамака?” [2]. И той поддържа и аргументира тази теза повече от 10 години. А нали токамакът е най-успешната система с магнитно удържане на плазмата и по тази причина първият реактор от 5-о поколение (ИТЕР) е именно токамак?

---

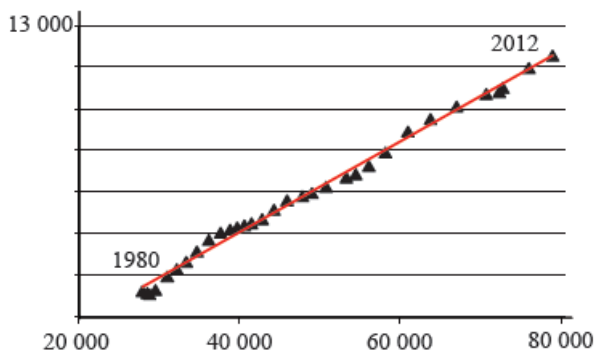
<sup>1</sup>Максимумът на скоростния коефициент на DT реакцията се намира около 60 KeV, което е една твърде висока температура на плазмата в сравнение със сегашните постижения в управляемия термоядрен синтез.

Така е, но изброените по-горе проблеми никак не са леки. При усилията, които се влагат в решението на проблема за овладяване на “чистия” управляем синтез, задачата ще бъде решена, макар и не скоро.

В същото време нуждите от източник на първична енергия с поносими икономически параметри, с огромни запаси от суровина, с голяма плътност на мощността и с безопасна експлоатация, стават все по-належащи. Фигура 1, взета от статията на акад. Е. Велихов и сътр. [3], показва тясната връзка между потреблението на първична енергия и произведения брутен продукт в световен мащаб. Сега на един жител на Земята годишно се пада 1.8 тона нефтен еквивалент първична енергия. Към края на века, при едно прогнозно население от 10 млрд. души и изравняване на потреблението с това на развитите държави (подобна тенденция се наблюдава – средната класа в Китай е от порядъка на 300 млн.), може да се очаква потребление от порядъка на  $(40 \div 50) \times 10^9$  тона нефтен еквивалент вместо сегашните  $13 \cdot 10^9$  т. Няма как подобно потребление да бъде осигурено от газ, нефт или въглища, а още по-малко от възобновяеми източници на енергия. В България вече имаме печалния опит от ВЕИ.

От друга страна съществуващата ядрена енергетика ще се изправи пред недостиг на суровина. Тя, както е известно, се основава на верижна реакция на радиоактивно делене на изотопа  $^{235}\text{U}$ , инициирано от топлинни неутрони. Природният уран съдържа средно 0.71%  $^{235}\text{U}$ , което налага скъпото обогатяване на изходния продукт от естествен уран, като освен това запасите от тези находищата ще са за  $80 \div 100$  години.

Очевидно е, че обществото не може да чака 70 и повече години до началото на комерсиализацията на “чистата” термоядрена енергетика.



Фиг. 1. Корелация между употребената първична енергия (вертикална ос) в млн. т. нефтен еквивалент и световния брутен продукт (хоризонтална ос) в млрд. US\$.

Още повече, че разходите за осъществяването ѝ ще са колосални, както стана ясно по-горе. В същото време Менхаймер твърди [2], че неутронният поток на токамак с параметрите на машините от 4-то поколение (JET например), но с по-плътен работен цикъл, би бил достатъчен да задействува икономически изгодна хибридна система. Вероятно стойността на подобно съоръжение би била от порядъка на няколко милиарда евро.

Какво дава основание да се преориентират подобни средства в бюджета на организациите, занимаващи се с бъдещата енергетика? Това са натрупаните от изследователите в развитите държави експериментални и теоретични знания, които показват, че хибридните системи (комбинация от ядрено и термоядрено устройство) имат редица преимущества пред “чисто” термоядрените устройства. Основното е, че технологичните проблеми пред тях не са толкова трудни, колкото са тези на управляемия термоядрен синтез (УТС). Приноси в това имат не само специалистите по високотемпературна плазма, но и групите, които се занимават с ядрени реактори на бързи неутрони, както и с ускорители на снопове елементарни частици и взаимодействието им с радиоактивни материали<sup>2</sup>. Следователно вероятността в обозримо бъдеще да се пусне прототип на електростанция, работеща на този принцип, изглежда съвсем реална. Освен другите си достойнства хибридните реактори са естествен мост между съществуващата енергетика, основана на ядрените реактори на делене, и новата термоядрена енергетика. Това налага да се направи един неголям преглед на научната литература по хибридни системи. Естествено той трябва да е по-информативен от съответния параграф (книжка 5 на списание Физика 2008 г., стр. 239-240) на предишния обзор по високотемпературна плазма).

В текста не се разглеждат подробно алтернативите – реакторите на бързи неутрони и ускорителните системи, на които са посветени доста материали в научната литература.

## 2 ХИБРИДЕН ТЕРМОЯДРЕН РЕАКТОР – ПРИНЦИП НА ДЕЙСТВИЕ

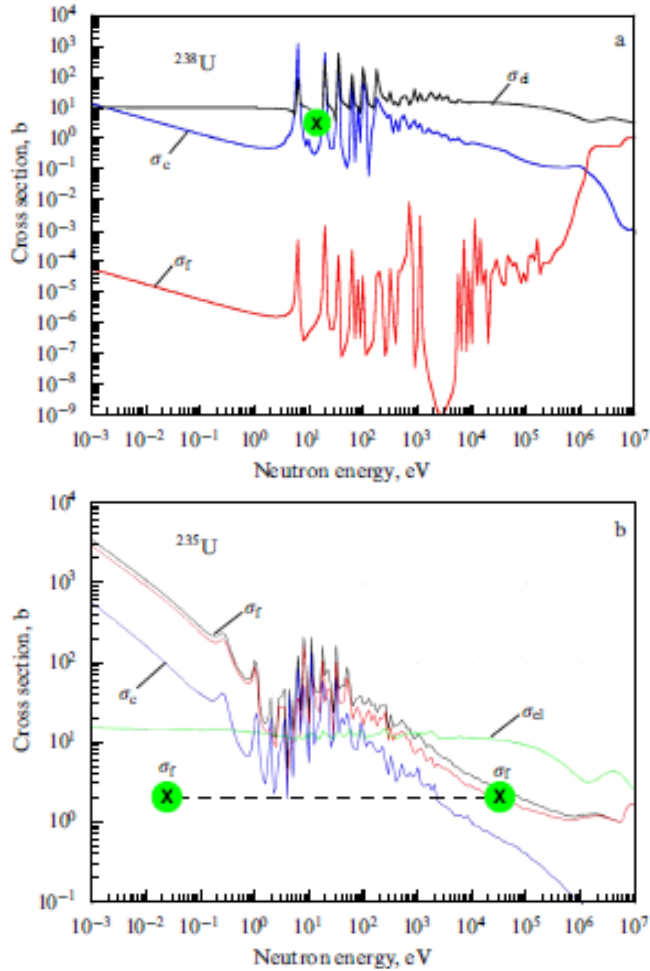
Преди да опишем схемата на хибридният реактор (ХР) нека кажем няколко думи за действащите ядрени реактори, основани на делене на ядрата на тежките елементи. Нали бланкетът на хибридният реактор ще бъде контролиран “отвън” реактор на делене.

Понастоящем в енергосистемите на света действат около 440 стационарни енергийни реактори със сумарна мощност от порядъка на 370 GW [3]. Тези реактори обезпечават  $\sim 14\%$  от нуждите на електроенергия на

<sup>2</sup>Това е така нареченият електрически бридинг.

земното население. Освен това около 500 по-малки реактора служат като силови агрегати на кораби и подводници. Очевидно е, че всички тези устройства трудно могат да бъдат заменени. Няма да се спираме на добре известните принцип на действие и типове конструкции, използвани в конвенционалната атомна енергетика. За целите на този обзор е достатъчно да се покажат енергетичните зависимости на сеченията за взаимодействия на ядрата на нуклидите  $^{235}\text{U}$  и  $^{238}\text{U}$  с неутрони като функция на енергията на неутрона. От тези функционални зависимости става ясно, как действа сегашната ядрена енергетика, защо се налага скъпото обогатяване на природния уран с изотопа  $^{235}\text{U}$  и забавянето на неутроните до топлинни енергии.

Фигура 2б показва сечението за радиоактивно разпадане на ядрото на  $^{235}\text{U}$ , ( $\sigma_f$ ) при взаимодействието му с неутрон. В енергетичния интервал  $10^{-3} \div 10^{-2}$  eV сечението  $\sigma_f$  за разпадане (делене) на  $^{235}\text{U}$  е колосално  $\sim 10^3$  барна (1 барн =  $10^{-24}$  cm<sup>2</sup>). При същите енергии аналогичното сечение на изотопа  $^{238}\text{U}$  е много малко. Следователно верижната реакция в стандартния енергиен реактор изисква забавяне на неутроните и една минимална концентрация от няколко процента ( $\sim 4\%$ ) на  $^{235}\text{U}$  в горивните елементи. При неутронни енергии  $10^6 \div 10^7$  eV сечението за делене  $\sigma_f(^{238}\text{U})$  на “баластния” изотоп  $^{238}\text{U}$  силно нараства (вж. дясната част на Фиг. 2а). Това повишение (детайлният ход на кривата при тези енергии е показан на Фиг. 3) е в основата на т.нар. бридери или още реактори на бързи неутрони, в които горивото е смес от плутоний и естествен уран (уран 238). При деленето на плутония се отделят между два и три неутрона със средна енергия около 2 MeV, които предизвикват няколко реакции в изотопа  $^{238}\text{U}$  (вж. списъка реакции и стойностите на скоростните коефициенти на Фиг. 3). Най-важната реакция е превръщането (трансмутация) на  $^{238}\text{U}$  в  $^{239}\text{Pu}$ . Чрез този процес реакторите на бързи неутрони (РБН) възпроизвеждат горивото си. Тези реактори (съкратено “бързи реактори” за разлика от масовите енергийни “бавни реактори”) все още са в стадия на разработка и проучване независимо от продължителния период, изминал от 1946 г., когато в САЩ е бил пуснат първият опитен РБН “Клементина”. По тази причина броят им е все още крайно ограничен. Освен това РБН създават опасност от разпространение на плутоний и по тази причина не бива да бъдат изградени в страни, непритежаващи ядрено оръжие. Това създава проблеми при комерсиализацията им. Понастоящем изследователска работа по РБН се провежда само в Китай и Руската Федерация. Останалите развити ядрени държави (САЩ, Франция, Индия, Япония и т.н.) са прекратили изследванията. Повече за тези устройства може да се види в [4].



Фиг. 2. Сечения за взаимодействие на неутрони с: (а)  $^{238}\text{U}$  и (б)  $^{235}\text{U}$ , където  $\sigma_c$  – залавяне;  $\sigma_{el}$  – еластично разсейване;  $\sigma_f$  – радиоактивно разпадане на ядрото.

*Какво представлява проектът хибриден реактор:* в центъра на системата има един термоядрен блок, който осигурява достатъчно интензивен поток от бързи неутрони (за краткост – термоядрен източник на неутрони – ТИН), а в стената на реакторната камера (бланкета) неутрони с енергия 14.1 MeV (по-нататък ще ги наричаме “термоядрени неутрони”) предизвикват реакции на делене или трансформация на изотопа  $^{238}\text{U}$  в реакторен  $^{239}\text{Pu}$  (или съответно  $^{232}\text{Th}$  в  $^{233}\text{U}$ ) за нуждите на енергетиката. Тази идея е била обсъждана още в началния период на работата по термоядрен синтез (писмото с подобно предложение на И.В. Курчатов до ръководителите на СССР, цитирано от Андрей Сахаров в [5], е от 1953 г.).

По същото време една изследователска компания в Калифорния прави подобно предложение до Комисията по атомна енергия на САЩ [6]. След това Головин и др. [7], Орлов и др. [8], Велихов и сътр. [9] и Ханс Бете [10] през 70-те години активно работят по тези проблеми. Ранните публикации в областта са обобщени от Лидски [11]. Съвременният възглед върху ХР е развит в обзорната работа на Б. Кутеев и В. Хрипунов [1].

През 1988 г. се появява съвместен проект на няколко руски института на опитен термоядрен реактор. Параметрите на устройството (големият радиус на тора,  $R = 6.3$  m, малкият радиус,  $a = 1.5$  m) са такива, че неговата реализация би изисквала твърде големи средства. Аналогичният американски проект TIBER е с по-реалистични параметри (съответно  $R = 3$  m,  $a = 0.83$  m), но и той не е реализиран. По-нататък, за около две десетилетия интересът към хибридните устройства намалява по различни причини. Като такива се посочват тежките аварии с ядрени централи, страхът от разпространение на материали за ядрено оръжие, както и икономическите ограничения. Това не се отнася за Китай, където изследователската работа по хибридни устройства не е прекъсвала и понастоящем там работят поне две опитни устройства [12]. Друга възможна причина е, може би, и това, че през 90-е години на ХХ век след успехите в TFTR и JET част от изследователите са смятали, че ни делят не повече от 20 години до осъществяването на “чистия” управляем термоядрен синтез. Разбира се, не са липсвали и трезви гласове, като например на споменатия по-горе Уолъс Менхаймер, който през 1998 г. е предложил да се построи токамак от четвърто поколение, например като JET, но със свръхпроводящи намотки на магнитните полета и продължителен импулс, осигуряващ термоядрена енергия със средна мощност от порядъка на  $20 \div 40$  MW и усреднен неутронен поток на стената  $0.1 \div 0.25$  MW/m<sup>2</sup> [13]. Експерименти с такъв поток, облъчващ образци от делящи се материали биха позволили да се получи безценен опит за термоядрената енергетика. Както ще стане ясно по-долу, при такова ниво на неутронния поток в бланкета е възможно да се генерира топлинна мощност  $\sim$  GW. В този случай не е необходимо да се решават тежките технологични проблеми, необходими за комерсиализацията на “чистия” термоядрен синтез. Именно за това в международната научната общност отново се наблюдава завръщане на интереса към хибридните термоядрени реактори (ХР) [14, 15].

Нека да напишем основното съотношение, което трябва да удовлетворява един термоядрен реактор, за да работи като генератор, а не като потребител на енергия. Щепомним, че при DT реакцията се отделят неутрони с енергия от 14,1 MeV. В чисто термоядрен реактор те тряб-

ва да се забавят в стената и да се неутрализира вредното им въздействие върху метала. Но в хибридният реактор точно същите неутрони ще предизвикват реакции на делене на повечето актиниди или трансформации на изотопа  $^{238}\text{U}$  в реакторен плутоний  $^{239}\text{Pu}$  (съответно  $^{232}\text{Th} \rightarrow ^{233}\text{U}$ ). Тогава коефициентът на умножение на енергия в бланкета (специално конструирана стена на термоядрената система, която забавя и умножава неутроните, след което те ефективно се използват в реакции на делене) може да бъде примерно 10. Ако коефициентът  $G$ , показващ отношението на вложената в термоядреното устройство мощност към получената от актове на синтез такава, е 5, то сумарният коефициент на умножение ще е 50. На практика по-голямата част от енергията се произвежда в бланкета, но се контролира от термоядреното ядро. А бланкетът, с цел безопасност, е проектиран да работи в подкритичен режим, за да бъде контролиран по-лесно.

По този начин може да се получи много висок коефициент на умножение на енергията. Тук определяща е съвкупната характеристика, наречена коефициент на усилване на енергийния цикъл,  $Q_e$ , който е отношение на електрическата мощност на електростанцията към мощността на устройството за захранване на термоядрения блок (драйвера)  $P_d$ :

$$Q_e = (P_e/P_d) = G\eta_t\eta_d K_b > 1. \quad (1)$$

В горното съотношение  $G$  е коефициент на усилване на мощността в термоядрената система,  $\eta_t$  е КПД на топлинния цикъл на устройството, превръщащо енергията на термоядреното ядро в електричество,  $\eta_d$  е КПД на драйвера, а  $K_b$  е коефициентът на умножение на мощността в бланкета. При  $K_b \sim 1.2$ ,  $\eta_t \sim 0.3 \div 0.4$ ,  $\eta_d \sim 0.1$ , коефициентът  $G$  трябва да е от порядъка на 100. Обозначенията тук са аналогични на използваните в предишния обзор.

Ако в това съотношение коефициентът на умножение на мощността в бланкета  $K_b$  не е 1.2, а примерно 10, то коефициентът на умножение на целия енергетичен цикъл  $Q_e$  може да има значителна стойност и при по-малък коефициент  $G$ . Следователно при въвеждането на хибридна схема вече не е необходимо да се проектира термоядрена система с толкова висок коефициент  $G$ . Това поставя по-леки условия за реализацията на УТС. Казаното тук се отнася както за инерциалните, така и за магнитните системи а удържане на плазмата. Друго важно преимущество на подобен реактор би била неговата висока производителност. В съществуващите сега ядрени реактори на бързи неутрони на един акт на делене на ядро на  $^{235}\text{U}$  се отделят 170 MeV енергия и 2–3 неутрона, с други думи, на 1 неутрон се падат  $60 \div 70$  MeV енергия. В термояд-



рения реактор на един акт на DT синтез с отделяне на 1 неутрон се падат 17.6 MeV. Следователно при една и съща мощност термоядреният реактор произвежда 7 пъти по-висок неутронен поток и за разлика от ядрения реактор-размножител не използва скъпите изотопи  $^{239}\text{Pu}$  или  $^{235}\text{U}$ <sup>5</sup>. Конвенционалните енергийни ядрени реактори на бавни неутрони изискват обогатяване на природния уран (в който изотопът  $^{235}\text{U}$  е с процентно отношение 0.71%) така, че в горивото на реактора  $^{235}\text{U}$  вече е над 4.5%. Но след обогатяването остава голямо количество “обеднен уран”<sup>6</sup>, който съществуващият стандартен цикъл на делене с бавни неутрони не може да използва. Този уран (съдържащ над 99%  $^{238}\text{U}$ ) се счита за опасен отпадъчен продукт. А точно той може да бъде поставен в горивните касети на бланкета на хибридният реактор. Поради всички тези фактори такъв термоядрен реактор-размножител би бил многократно по-ефективен от съществуващите реактори-размножители, основани на делене на тежките елементи от групата на актинидите. Тези реактори използват скъпото гориво плутоний (или  $^{235}\text{U}$ ) смесено с уран  $^{238}\text{U}$  така, че при деленето на плутония се отделят бързи неутрони, които се захващат от  $^{238}\text{U}$  с излъчване на гама кванти, образува се  $^{239}\text{U}$ , който след два последователни  $\beta$ -разпада се превръща в  $^{239}\text{Pu}$ . Сега един реактор-размножител (бридер) с мощност 1 GW ще произвежда около 70 ÷ 150 kg плутоний годишно<sup>7</sup>. Той удвоява количеството на горивото си за около 10 ÷ 20 години. Хибриден термоядрен реактор с подобна мощност би произвеждал 500 ÷ 900 kg плутоний годишно и би снабдявал с ядрено гориво 3–4 ядрени реактора на делене с подобна мощност.

За целите на по-нататъшното изложение ще въведем по-удобен вариант на запис на ядрените реакции, който е по-кратък от записа им като химична реакция. Ако лека частица (примерно частица тип  $a$ ) взаимодейства с тежко ядро  $A$  (мишена) и в резултат на това се избива друга лека частица  $b$ , и, съединявайки се с остатъка, образува ново ядро  $B$ , то реакцията се записва така:  $A(a, b)B$ . Класът от тези взаимодействия се наричат реакции тип  $(a, b)$ . Например конверсията на ядро на деутерия  $D$  в ядро на тритий  $T$  след удар с протон  $p$



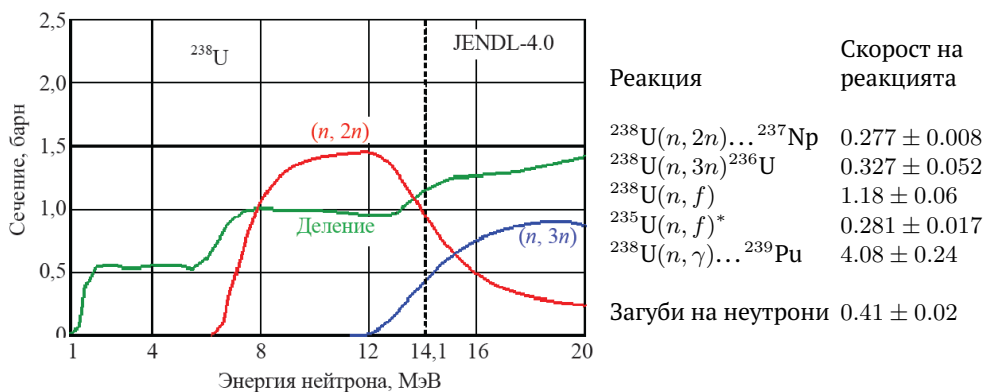
В горния израз  $\gamma$  е гама квант. Леките частици са примерно: неутрон ( $n$ ), протон ( $p$ ), алфа частица –  $\alpha$ , електрон  $\beta^-$ , позитрон  $\beta^+$ .

<sup>5</sup> Ядрените реакции на синтез дават много неутрони и по-малко енергия, а тези на делене – обратно. Логично е комбинирането им в една система.

<sup>6</sup> В публикация [16] се твърди, че неговото количество е от порядъка на 1.5 млн. тона

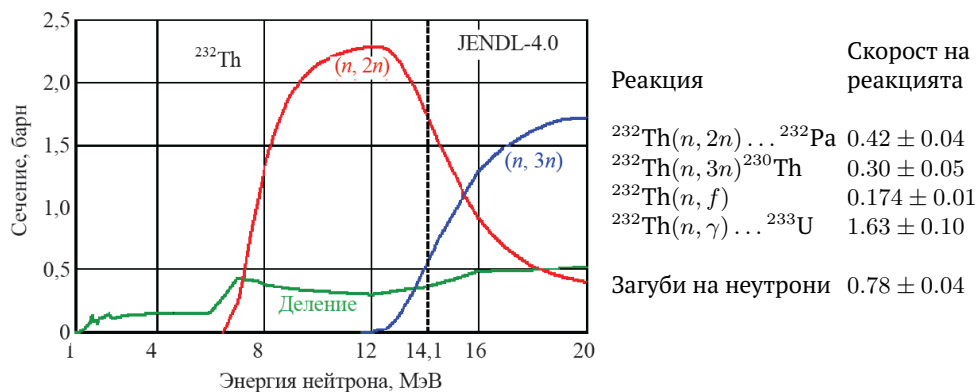
<sup>7</sup> Най-мощният съществуващ бридер е БН-800 в Белоярск, границата от 1 GW ще бъде премината след 2023 г.

Фигури 3 и 4 показват енергетичните сечения за ядрените превръщания на най-перспективните от гледна точка на хибридните системи изотопи  $^{238}\text{U}$  и  $^{232}\text{Th}$  при взаимодействието им с бързи неутрони. Отляво са показани енергетическите зависимости, взети от база данни [17], а отдясно са специфицирани съответните реакции и експерименталните скоростни коефициенти. Тези скоростни коефициенти са определени при енергията на един термоядрен неутрон [17]. Реакцията, отбелязана като  $^{nnn}\text{U}(n, f)$ , е радиоактивно разпадане (fission) на съответния изотоп. Реакцията  $^{238}\text{U}(n, 3n)^{236}\text{U}$  е прагово превръщане на  $^{238}\text{U}$  в  $^{236}\text{U}$  с отделяне на 3 неутрона, реакцията  $^{238}\text{U}(n, \gamma) \dots ^{239}\text{Pu}$  съкратено обозначава последователност от процеси, водещи до образуване на  $^{239}\text{Pu}$ . Обозначенията



\*Използван е образец от природен метален уран с 0.71% съдържание на  $^{235}\text{U}$ .

Фиг. 3. Енергетична зависимост на сеченията за взаимодействия на бързи неутрони с изотопа U-238

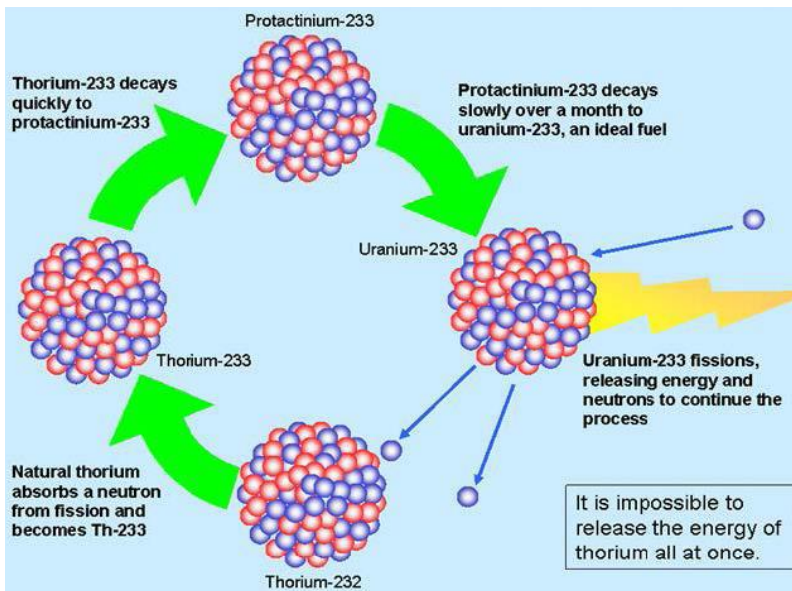


Фиг. 4. Енергетична зависимост на сеченията за взаимодействия на бързи неутрони с изотопа Th-232.

на Фиг. 4 за изотопа на торий  $^{232}\text{Th}$  са аналогични с тези от Фиг. 3. От сравнението на двете фигури се вижда, че двата нуклида ефективно размножават термоядрените неутрони, като при  $^{232}\text{Th}$  основният принос е на праговите канали  $(n, 2n)$ ,  $(n, 3n)$ , докато при урана работи главно каналът на делене. При същите експерименти е установено, че отделянето на енергия на един акт синтез на DT в бланкета с природен уран е 8.3 пъти по-интензивно от това в бланкета с торий.

От друга страна натрупаната в същия бланкет маса от  $^{233}\text{U}$  е качествено ново гориво за реакторите на делене, по-добро от плутониевото гориво, което се образува в бланкета с уран. Освен това работата с изотопа  $^{233}\text{U}$  не предизвиква опасения за разпространение на опасни материали. При коефициент на изгаряне 90% от изотопа  $^{233}\text{U}$  в стандартен ядрен реактор (сега се изгаря до 80% от  $^{235}\text{U}$ , съдържащ се в касетите с горивото) се намаляват дългоживущите ядрени отпадъци и е минимална възможността за нерегламентирано разпространение на ядрени материали, свързани с военно приложение.

Освен изотопа  $^{233}\text{U}$  няколко процента от състава на образуващото се гориво ще бъдат от изотопа  $^{232}\text{U}$ . Последният изотоп емитира значително количество  $\alpha$  частици, които повишават температурата както на радиоактивния материал, така и на стените на контейнера и практически



Фиг. 5. Торий – ядреният материал на бъдещето.

е невъзможно това гориво да се ползва извън реактора. По такъв начин самото гориво пречатства нерегламентираното му използване.

Фигура 5 показва цикълът на основните превръщания (трансмутации) на изотопа торий  $^{232}\text{Th}$ , след облъчването му с неутрони.

### 3 ХИБРИДНИЯТ РЕАКТОР – СЪВРЕМЕНЕН ФИЗИЧЕСКИ МОДЕЛ

Тук ще следваме изложението, дадено в обзора [1].

Както се вижда от кривата на сеченията на урана (Фиг. 3) и скоростните коефициенти на реакциите при енергия от порядъка на 14 MeV, неутроните предизвикват чрез поредица от реакции трансмутация на уран в плутоний така, че се получават 4 ядра на плутоний, едно ядро на тритий и се отделя сумарна енергия от порядъка на 200 MeV. Този вариант е бил обсъждан през 70-те години.

Идеята е термоядреният блок да осигури максимален поток бързи неутрони, а бланкетът да работи в т.нар. силно подкритичен режим. Критичността на реактора на делене се дефинира с ефективния коефициент на размножение на неутрони  $k_{\text{eff}}$  – това е отношението на средния брой вторичните, родени в дадена област за единица време, към броя на първичните неутрони. На научен жаргон се казва, че дадена среда е: **силно подкритична**, ако  $k_{\text{eff}} \ll 1$ ; **подкритична**, ако  $k_{\text{eff}} < 1$ ; **критична**, ако  $k_{\text{eff}} = 1$ ; и **надкритична**, ако  $k_{\text{eff}} > 1$ . Коефициентът  $k_{\text{eff}}$  отчита дифузионните загуби на първичните неутрони, а така също и загубите във взаимодействията им с ядрата, при които не се ражда следващо поколение неутрони. Така, както е определен,  $k_{\text{eff}}$  отчита само раждането на мигновени неутрони. Например ядрото на  $^{238}\text{U}$  след поглъщане на бърз неутрон излъчва  $\sim 4.5$  неутрона. Тези неутрони се наричат *мигновенни*. Те се появяват едновременно с ядрата на продуктите. След като се образуват двете нови ядра, се оказва, че в някои случаи те не са стабилни и претърпяват преход, при който отделят още неутрони. Последните са известни като закъсняващи неутрони. Времето на появяване на закъсняващите неутрони зависи от типа на ядрото, което ги излъчва. Освен по момента на появяване, мигновените и закъсняващите неутрони се различават по енергетичния си спектър. Мигновенните неутрони имат средна енергия  $\sim 2$  MeV, докато енергията на закъсняващите е от порядъка на 0.5 MeV. По тази причина закъсняващите неутрони не могат да предизвикат делене на нуклидите в ядреното гориво (основно  $^{238}\text{U}$ , чийто праг на делене е 1.2 MeV) и тяхната ценност за верижната реакция е по-малка.

Броят на закъсняващите неутрони е от порядъка на 1% от количеството на мигновените, но те играят изключително важна роля при управлението на работата на ядрените реактори на делене.

Ясно е, че бланкетът трябва да работи в подкритичен режим, за да няма неконтролируемо нарастване на мощността и ядрена авария. Тъй като неговата работа зависи от първичния поток от неутрони, постъпващ от термоядрената част, управлението му не трябва да създава проблеми. При спиране на термоядрения източник на неутрони (ТИН), спира да работи и бланкетът.

В друга разновидност на конструкцията, след зоната на размножение на неутрони, те се залавят, предизвикват трансмутация  $^{238}\text{U} \rightarrow ^{239}\text{Pu}$ , като в същия обем се изгаря плутоният. Така се получава енергия от 1000 MeV и едно ядро на тритий. Тази концепция е най-перспективна, но изисква сериозно развитие на технологията.

Съвременният подход към проекта за ХР е повлиян от развитието на трите направления: електрически бридинг; реакторите с бързи неутрони; и собствено развитие на реакторите на УТС. Характерен за този подход е новата идея за това, каква е ролята на термоядрената част. Тази част (ТИН) трябва да осигури стабилен поток от бързи неутрони (със стационарен или импулсен характер) с определено ниво, които да управлява отвън процесите в нов тип реактор на бързи неутрони, какъвто ще бъде бланкетът. **Не е необходимо термоядрената част сама по себе си да има положителен добив на енергия.** Това е ключовият момент в тази концепция, който прави задачата за получаване на енергия с помощта на термоядрен синтез достижима след не повече от две десетилетия.

Този подход към ХР дава основание да се смята, че поток от неутрони с мощност  $\sim 10$  MW, получен от тороидалните системи TFTR и JET още в 90-те години на миналия век, е достатъчен, за да се създаде ХР с гигаватна мощност [1]. Това е възможно, ако се използва коефициент на умножение на мощността в бланкета  $K_b$ , много по-голям от 1.2 (вж. 1).

По-горе бе споменато, че през 70-те години са правени подобни оценки, но тогава за простота са отчитани само първото поколение неутрони. Ако вземем под внимание раждането на второ, трето и т.н. поколения мигновенни неутрони, то за общия брой неутрони в една слабо подкритична среда можем да напишем приближеното съотношение [18]:

$$N' = S (1 + k_{\text{eff}} + k_{\text{eff}}^2 + k_{\text{eff}}^3 + k_{\text{eff}}^4 + \dots) \approx S \frac{1}{1 - k_{\text{eff}}} . \quad (2)$$

Тук  $N'$  е скоростта на генерацията на неутрони,  $n/s$ ,  $S$  е интензивност на външния източник на неутрони,  $n/s$ . Изразът (2) е добре познатата гео-

метрична прогресия. От него следва, че при  $k_{\text{eff}} \sim 0.95$ , общият брой неутрони се увеличава 20 пъти. Съответно с такъв множител може да се намали коефициентът  $G$  в израза (1) и да се облекчат условията, при които работи стената и главно диверторната част на токамака. С коефициента  $k_{\text{eff}}$  е свързана и “реактивността”  $\rho$  на системата. Това е относителната разлика между скоростта на възникване на неутроните и скоростта на тяхното изчезване:

$$\rho = (k_{\text{eff}} - 1)k_{\text{eff}}^{-1}. \quad (3)$$

При  $\rho = 0$  ядреният реактор е критичен, при  $\rho < 0$  той е подкритичен, а при  $\rho > 0$  е налице надкритична система. Реактивността  $\rho$  е много важна характеристика за реактор на делене. Тя показва възможността за управление на системата.

Ако искаме да работим с относително висок ефективен коефициент  $k_{\text{eff}}$ , трябва да се намалят загубите на неутрони извън средата. За целта се използват отражатели на неутрони, изработени от Na и Pb. В публикацията [20], на която ще се спрем надолу по-подробно, са визирани стойности на  $k_{\text{eff}} \sim 0.95$ . Можем да си представим колко прецизни трябва да бъдат пресмятанията, конструирането и изработването на една такава система, способна да осъществи толкова висок сумарен коефициент на усилване на енергията в ядрената част. Естествено трябва да се отчита и частта  $\beta_{\text{del}}$  на закъсняващите неутрони.

Когато в подкритичната активна зона се поддържа състояние с отрицателна реактивност  $\rho$ , по порядък равна на частта на закъсняващите неутрони ( $\rho \sim -\beta_{\text{del}}$ ), коефициентът на размножение може да стигне до 150–300 (за уран  $\beta_{\text{del}} \sim 0.0064$ , а за смес на изотопи на уран и плутоний  $\beta_{\text{del}} \sim 0.0035$ ). (Просто заместваме в равенството по-горе). Именно такъв подход обещава реална, а не хипотетична термоядрена енергетика след две, три десетилетия.

Мощността на реактор  $P$  в стационарно състояние може да се представи като:

$$P = \frac{E_{\text{fis}}}{\nu}(SN + DN)M \quad (4)$$

Тук  $SN$  е интензитетът на външния източник на неутрони,  $DN$  е интензитетът на вътрешния източник (закъсняващите неутрони),  $M$  е коефициентът на умножение на неутроните в активната зона на бридерната част,  $P$  е мощността в MW,  $E_{\text{fis}}$  е енергията на делене в MW за един акт делене,  $\nu$  е средният брой на мигновени неутрони за един акт.

Ако мощността на външния източник е  $SN = 0$ , при стационарно работещ реактор на делене коефициентът на усилване  $M = 1/\beta_{\text{del}}$ . А това, когато няма закъсняващи неутрони, подобно ниво на мощност на

ядрения реактор може да бъде обезпечено за сметка на равен по интензитет външен източник при подкритичност  $\rho \sim -\beta_{\text{del}}$ . В общия случай мощността на реактора е:

$$P = \frac{E_{\text{fis}}}{\nu\rho} SN \cdot M. \quad (5)$$

По-точен израз за коефициента на усилване се дава от Nukefacts [19]:

$$M = \frac{1}{k_{\text{eff}}\beta_{\text{del}} - \Delta k_{\text{eff}} + l_p/T}. \quad (6)$$

Тук  $\Delta k_{\text{eff}} = k_{\text{eff}} - 1$ ,  $l_p$  е времето на живот на мигновенните неутрони,  $T$  е характерното време за тяхното изменение или още период на реактора. Този израз е справедлив при всички стойности на коефициента  $k_{\text{eff}}$  (както при  $k_{\text{eff}} < 1$ , така и при  $k_{\text{eff}} = 1$ ).

Най-съществени за баланса на неутроните в ядрената система са процесите с големи загуби на енергия при първия удар на термоядрения неутрон с ядрата на средата. Поради това от баланса на неутроните може да се изключат еластичните и нееластичните разсейвания от типа  $(n, n')$ , тъй като те водят само до дифузия в пространството на скоростите, но не и до генерация на неутрони. Сеченията на радиационно захващане не са големи, но при нарастване на тези сечения при ниските енергии ще ги включим в баланса, като внасящи загуби в общото количество на частиците. От трите процеса, увеличаващи броя на неутроните в средата, най-важни са деленето на ядрата на изотопите на урана и плутония, а също така и реакциите на размножение  $(n, 2n)$  и  $(n, 3n)$ . По такъв начин общият брой на неутрони от първото и второто поколение, които се раждат при удар с термоядрен неутрон в средата, са съответно:

$$M_1 = \frac{2\sigma_{n2} + 3\sigma_{n3} + \sigma_{f\nu} - \sigma_c}{\sigma_t - \sigma_{\text{el}} - \sigma_{\text{in}}}, \quad M_2 = \frac{2\sigma_{n2} + \sigma_{f\nu} - \sigma_c}{\sigma_t - \sigma_{\text{el}} - \sigma_{\text{in}}}, \quad (7)$$

Стойността на  $M_1$  за безкрайна среда от уран и плутоний може да се пресметне с използване на сеченията и скоростите на реакциите, дадени на Фиг. 3. От бланкет с природен уран, съдържащ 0.73%  $^{235}\text{U}$  или от обеднен уран, където  $^{235}\text{U}$  е  $\sim 0.35\%$ , основният принос в размножаването на неутроните от първото поколение внася  $^{238}\text{U}$ , за който  $M_1$  е 3.35.

Очевидно най-благоприятно би било да поставим активната зона на реактора на делене вътре в камерата на токамака. Това обаче едва ли е възможно технически. По-скоро е възможно да се изведе един поток на неутрони извън вакуумната камера, използвайки обстоятелството, че в бланкета се формира спектър на “бързи неутрони” с долна граница

$\varepsilon < 20$  keV. Тази граница се явява начална на областта на резонансния захват на неутроните (за  $^{238}\text{U}$  вж. Фиг. 2а), където вероятността за делене е минимална. В същото време в интервала ( $20 \text{ keV} \div 3 \text{ MeV}$ ) сечението за делене на уран  $\sigma_f$  не се изменя значително. В този случай ефективният дифузионен коефициент на неутроните се увеличава с квадратен корен при нарастване на енергията, тоест почти 10 пъти ( $D = \lambda v/3$ . Тук  $\lambda$  е дължината на свободния пробег на неутрона,  $\lambda = 1/(N\sigma)$ ). Тъй като еластичните удари са най-вероятният процес при взаимодействията на неутрона (вж. Фиг 2), то загубите са главно дифузионни. Отчитайки това, може да се смята, че е налице десетократно увеличение на времето на живот на тези неутрони и съответно тяхната плътност в камерата и бланкета в сравнение с неутроните от спектъра на делене. Този ефект позволява да се изведе значителен поток на неутрони извън камерата на токамака. Ако коефициентът на дифузия в областта, свързваща термоядрения източник на неутрони с активната зона, е десет пъти по-голям, отколкото в бланкета, а отношението на площта на първата стена на токамака към площта на неутроновода е  $\sim 0.01$ , то коефициентът на връзката на източника на неутрони и активната зона,  $C$  е по порядък равен  $\sim 0.1$ .

#### 4 УСИЛВАНЕ НА НЕУТРОННИЯ ТОК В АКТИВНАТА ЗОНА

Балансът на неутроните в подкритична система с външен източник на неутрони е бил детайлно изследван още през 60-е години на миналия век. Тогава този въпрос е бил изключително актуален във връзка с анализа на процесите при пускане и спиране на ядрените реактори. Същият анализ може да се използва без изменение в описанието на подкритическата зона на хибридният реактор и на цялата система. Строгий баланс на неутронния поток трябва да се основава на кинетичното уравнение на Болцман за потока на неутроните в координатното и скоростното пространство [18]. Задачата е изключително сложна, но е възможно да бъде опростена и сведена до система от обикновени диференциални уравнения (отпада зависимостта от координатите). Системата уравнения, описваща основната хармоника на неутронния поток има следния вид [18]:

$$\begin{aligned}
 \frac{dn}{dt} &= \frac{\rho - \gamma^* \beta}{\Lambda} n + \sum_i \lambda_i C_i^* + \gamma_s S(t), \\
 \frac{dC_i}{dt} &= \frac{\gamma_i \beta_i}{\Lambda} n - \lambda_i C_i^*.
 \end{aligned}
 \tag{8}$$

Тук  $n$  е плътността на неутроните,  $\rho$  е реактивността,  $\gamma^* \beta_{\text{del}}$  е ефективната част на закъсняващите неутрони, отчитайки спектралните ефекти



и преходните процеси, изменящи приноса на различните нуклиди в сумарния добив на закъсняващите неутрони,  $\Lambda$  е времето на генерация на неутроните в активната зона,  $\lambda_i$  е константата на разпадане, а  $C_i^*$  е съответно концентрацията на  $i$ -тия предшественик. Предшествениците – това са ядрата-продукти на делене, източници на закъсняващи неутрони на съответната група закъсняващи неутрони,  $\gamma_s S(t)$  е ефективният принос на външния източник в пълния брой на неутроните в момента време  $t$ ,  $\gamma_i \beta_{i\text{del}}$  е приносът на  $i$ -тата група в ефективната част на закъсняващите неутрони.

В стационарния случай от системата уравнения (8) следва израз за коефициента на размножение на неутроните в подкритичната активна зона  $M^*$  и за скоростта на генерация на неутроните  $S_{\text{hr}}$  в хибридният термоядрен реактор:

$$M^* = (1 - k_{\text{eff}}^*)^{-1} = (-\delta k_{\text{eff}})^{-1}, \quad (9)$$

където  $\delta k_{\text{eff}}$  е степента на подкритичност на системата, а мощността на външния неутронен поток, отчитайки размножението в бланкета,  $S(1 - k_{\text{eff}})^{-1}$ , е равна на скоростта на загубите  $n/l_p$ :

$$S_{\text{hr}} = \frac{P_f}{E_f} M_1 M^* C M_{\text{ac}} = \frac{P_f}{E_f} \frac{M_1}{1 - k_{\text{eff}}^*} \frac{C}{-\rho}. \quad (10)$$

Тук  $M_{\text{ac}}$  е коефициент на умножение на закъсняващите неутрони в активната зона.

От (10) следва формула за мощността на хибридният термоядрен реактор

$$P_{\text{hr}} = \frac{P_f}{E_f} M_1 M^* C M_{\text{ac}} \frac{E_{\text{fis}}}{\nu} = \frac{P_f}{E_f} \frac{M_1}{1 - k_{\text{eff}}^*} \frac{C}{-\rho} \frac{E_{\text{fis}}}{\nu}. \quad (11)$$

При мощност на реакциите на синтез  $P_f \sim 1 \text{ MW}$ ,  $M_1 = 3.3$ ,  $k_{\text{eff}}^* = 0.6$ , коефициент на връзката  $C = 0.1$ ,  $\rho = -\beta_{\text{del}} = 0.0035$ ,  $E_{\text{fis}} = 210 \text{ MeV}$  и  $\nu = 2.8$ , топлинната мощност на хибридната система може да е  $\sim 1 \text{ GW}$ .

## 5 ВЪЗМОЖНОСТИ, ДОСТОЙНСТВА И НЕДОСТАТЪЦИ НА ХИБРИДНИЯ РЕАКТОР

Освен като производител на енергия и ядрено гориво, ХР е перспективен като подкритична система за преработване на високоактивни ядрени отпадъци от реакторите на делене и като енергетическа система с повишена сигурност. Качествата на хибридните системи с външен източник на неутрони е необходимо да се сравнят с качествата на техните

конкуренти – реакторите на бързи неутрони. Тогава може да се открият както преимуществата, така и недостатъците на ХР.

Едно принципно преимущество (освен тяхната безопасност) е снемането на ограниченията за достигане на критическо състояние на активната зона: разширяване на възможностите по избор на вариант на конструкцията, типа ядрено гориво, състав на горивните елементи и технологията по тяхната преработка. Разбира се, това е свързано със съответните недостатъци от технически или операционен характер. Например икономически благоприятното увеличение на времето на горивния цикъл е съпроводено с допълнителни разходи за създаване на по-мощен източник на неутрони, който може да поддържа мощността в зоната на делене с по-малък коефициент на усилване. Системите с ускорители – трябва да са с прозорци (трябва да се удържи радиоактивно изхвърляне) – създава проблем – честа замяна на прозорците, през които снопът със заредени частици се вкарва в мишената за производство на неутрони с висока енергия. Самите ускорители трябва да се доработват. Ефектите по срыв на тока на ускорителя или токамака по термомеханично въздействие са аналогични на ефектите в критическите ядрени реактори при бързо изменение на реактивността. Вероятността за такива сривове на действащите установки надвишава на порядъци изискванията към ядрената част на ХТР.

**Преимущество:** Използването на външен източник на неутрони намалява опасността от ядрени аварии, обусловени от неконтролируемо изменение на реактивността. Това е особено важно за системи, предназначени за преработка на актиниди, които в процеса на работата са подложени на деградация на параметрите на безопасност на активната зона.

Системите с източник за трансмутация също имат достойнства, които, обаче, трябва да се разглеждат съвместно с техническите и операционните проблеми, които могат да имат икономически последствия.

**Ограничения при конструирането на активните зони:** Конструкциите на зоните за изгаряне на трансуранови елементи (TRU) и т.н. минорни актиниди (МА)<sup>8</sup> трябва да отговарят на изискванията за сигурност и запазване на критичността по време на работа. Ограниченията при конструирането на тези системи се отнасят към възможния диапазон на изменение на реактивността при изгарянето, коефициента на ре-

<sup>8</sup> Минорни актиниди (МА) са актинидните елементи, присъстващи в използваното ядрено гориво, освен урана и плутония, които се наричат “главни актиниди”. Такива са: нептуний (Np), америций (Am), Кюрий (Cm), Бърклий (Bk), Калифорний (Cf), Айнщайний (Es), Фермий (Fm). Известно е, че един реактор от типа ВВЕР 1000 произвежда годишно ~ 42 kg МА.

активност при празен обем, коефициент на Доплер за горивото и частта на закъсняващите неутрони.

В натриево-охлаждаем реактор на бързи неутрони при използване на гориво от типа MOX (Mix of OXides) на базата на трансуранови елементи или МА възникват неблагоприятни тенденции, свързани с изменение на гореизброените параметри. За да се преодолеят тези тенденции, се използва смесване на MOX със суровина уран или торий. Но тогава намалява ефективността на трансмутацията. Системите с външен неутронен източник не изискват смесване и увеличават дистанцията между работната стойност на реактивността и критичността на мигновените неутрони. Последното обстоятелство е важно за инсинераторите на МА, които са трудно управляеми в критически режим, тъй като имат само половината стойност от частта на закъсняващите неутрони, характерни за обикновените реактори на бързи неутрони.

**Важни характеристики на сигурността на подкритичните реактори:** Условието за критичност по закъсняващи неутрони, което осигурява постоянство на мощността на ядрения реактор е при реактивност  $\rho = 0$ . При изменение на мощността на реактора от изключено състояние до състояние с голяма мощност, управлението на критическия реактор се осъществява за сметка на изменение на реактивността. При това изменението на реактивността по посока на по-големи стойности от работната точка не може да превишава  $+\beta_{del}$ , тъй като се достига до състояние на критичност по бързи неутрони. По принцип са допустими съществени изменения на критичността в отрицателна посока, но те трябва да се избягват, тъй като водят до топлинни удари.

Трябва да се отбележи, че скоростта на изменение на реактивността също има принос в изменението на мощността и даже на знака на изменението на мощността на реактора. Това следва от диференцирането на израза за мощността [19]:

$$P = \frac{E_{fis}(S - \lambda C)}{\nu(\beta_{del} - \rho)} \rightarrow \frac{dP}{Pdt} = \frac{d\rho}{\beta_{del} - \rho} + \lambda\rho. \quad (12)$$

Както се вижда, в скоростта на изменение на мощността на реактора принос имат както мигновените, така и закъсняващите неутрони. Размножението на мигновените неутрони става пропорционално на производната на реактивността, а приносът на закъсняващите неутрони е пропорционален на реактивността. Приносът на втория член зависи от знака на реактивността – положителен или отрицателен в подкритическата област, а резултиращото изменение на мощността се определят от конкуренцията на двата члена. Тоест ръст на мощността е възможен да-

же в областта на отрицателните реактивности при достатъчно голяма производна на нарастване на реактивността, и обратно.

**Проблеми на внедряването на ХР:** За да се внедри една нова система, тя трябва да отговаря на следните условия – ядрена безопасност при експлоатация, себестойност на реактора, количество на радиоактивните отпадъци и сигурност по отношение на възможността за разпространение на ядрени оръжия.

Ядрената безопасност на подкритичните системи без съмнение ще бъде по-висока от тази на критичните системи, силно нараствайки при увеличение на отрицателната реактивност от *нивото, характерно за съществуващите ядрени централи*,  $\rho = 0$ , и почти не се изменя в областта  $\rho < -\beta_{\text{del}}$ . Може да се окаже, че именно приносът в увеличаване на сигурността ще е ключов за напредъка и на усъвършенстваните реактори на бързи неутрони, оставайки възможността за тяхното бъдещо развитие като реактори-усилватели.

След като става въпрос за съоръжение с параметрите на токамаците от IV поколение (TFTR, JET, JT-60), макар и с по-продължителен токов импулс и със свръхпроводящи намотки на полетата, вече има ясна представа за финансовите средства, необходими за изграждането на термоядрения източник на неутрони. Това е сума ненадвишаваща 500 млн. долара. С добавянето на хибридна зона, за реактор с изходяща мощност  $\sim 1$  GW стойността ще бъде не по-малка от 1 млрд. щатски долара. Разходите за безопасност са задължителни, след като става дума за реактор на делене, какъвто е бланкета. Според [1] сумарната себестойност на термоядрен източник на неутрони с пълен комплект от активен бланкет, топлообменник и електростанция с електрическа мощност 1 GW (ел) трябва да се включи в един сумарен бюджет от  $\sim 2.5$  млрд. US\$ (оценка, правена през 2008 г.).

**Стойност на горивото:** В [4] е дадена графика на спотовите цени на урана за един продължителен период. Там са дадени и други икономически характеристики на бързите и бавните реактори на делене, които трябва да се отчитат, когато се предлагат нови енергийни системи. При мощност 5 MW ТИН произвежда гориво за 3.34 млн. US\$/г. При термоядрена мощност, повече от 50 MW ТИН ще се изплати за сметка на горивото, което произвежда – посочена е сума до 1 млрд. US\$ за времето на живот на устройството. ТИН с термоядрена мощност 1 GW, произвежда 17.58 тона плутоний годишно, тоест 12.5 GW топлинна мощност и 4 GW електрическа мощност – 668 млн. US\$/г. Стойност на произведената енергия е 1200 млн. US\$/г. Приведените оценки показват, че има икономически условия за комерсиализацията на хибридните системи,

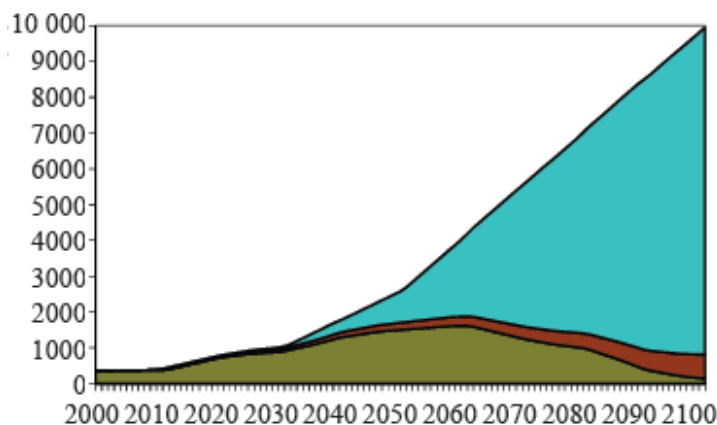
но трябва детайлно да бъдат доказани потенциалните преимущества на подкритичните системи.

**По отношение на проблемите с радиоактивните отпадъци и опасните технологии**, използвани в ХР, то те съвпадат с тези, които съществуват за реакторите на бързи неутрони.

Проблемите за преработване на горивото на хибридните реактори могат да имат особености във връзка с използването на нови, високоактивни горивни елементи. Не по-малко сложни химико-технологични проблеми могат да възникнат за системите, основани на ускорителна техника, поради разширението на интервала от енергии на неутроните по посока на големите енергии. По принцип задачата за управление на цикъла на горивото ще е подобна на тази в реакторите на бързи неутрони.

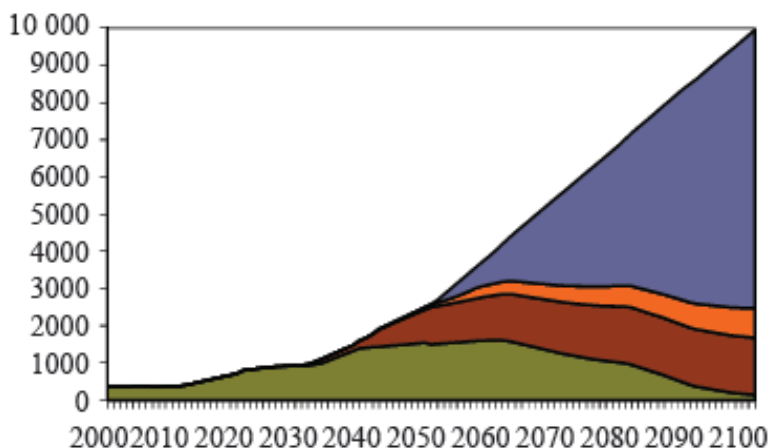
**По отношение на проблема с неразпространение на ядреното оръжие**, то по своите характеристики отработеното гориво на ХР напълно съответства на технологичните възможности както по преработка на неразделени смеси на трансуранови елементи, така и по преработка на разделени смеси на плутоний и минорни актиниди. Смята се, че съвместната преработка на трансуранови елементи повече отговаря на изискванията за неразпространение на ядрено оръжие. Тези технологии могат да се развиват както на бързи, така и топлинни реакторни системи. Фигури 6 и 7, показани по-долу, са взети от цитираната в увода работа на Е. Велихов и др. [3]. Те дават два възможни варианта на развитие на ядрената енергетика: а) с развитие на бавните и на бързите реактори на делене и б) с развитие на бавните и на хибридните реактори като източници на термоядрени неутрони.

По ординатите на фигурите е отбелязана прогнозната инсталирана мощност в GW. По абцисата са годините. Първият вариант (Фиг. 6) показва една възможност за бурно развитие на бързите реактори на делене с много висок коефициент на възпроизводство (КВ) на ядреното гориво. На фигурите МОХ означава смес от окиси на актинидите. Според Е. Велихов и съавтори този сценарий предполага сериозно развитие на технологията на бързите реактори, големи транспортни потоци на отработено и ново ядрено гориво между АЕЦ и радиохимическите заводи и съществено повишаване на добива на природен уран. Авторите твърдят, че това е “твърде революционен вариант”. Алтернатива на подобно развитие е синергията с термоядрения синтез, насочена в частност и към производство на ново гориво за ядрените централи с помощта на трансмутация на природен уран или торий чрез термоядрени неутрони, така както е предложено още през 1953 г. [4].



Фиг. 6. Структура на мощностите на атомната енергетика при ограничени ресурси на уран: ■ – бързи реактори с  $K_{eff} = 1.6$ ; ■ – реактори на лека вода (РЛВ) с MOX гориво; ■ – РЛВ.

Както се вижда от фигурата и в двата варианта авторите предсказват силно намаляване на частта на класическите реактори на делене (тъмнозеленият цвят). Този факт е бил предсказан още от Енрико Ферми в началото на ядрената “ера”: “Производството на енергия в бавните реактори, използващи редкия изотоп  $^{235}\text{U}$ , не ще има сигурно бъдеще освен, ако не се решат 4 ключови проблема: осигурени доставки на дяля-



Фиг. 7. Структура на мощностите с ТИН: ■ – бързи и бавни реактори с гориво от ТИН; ■ – ТИН; ■ – бързи и бавни реактори на делене с гориво MOX; ■ – стандартни РЛВ.

щия се изотоп в продължителен период, затваряне на ядреният цикъл в реактора, ядрена сигурност на същия, неразпространение на ядрени материали”.

Ситуацията днес изисква да добавим към тези 4 проблема още един, който е много сериозен: *намаляване на радиоактивното замърсяване, предизвикано от ядрената енергетика*. Последният проблем е разгледан частично във втората част на настоящия обзор, но веднага може да се отбележи, че наред с икономическите фактори именно тези 5 проблема не са позволили да се увеличи относителния дял на ядрената енергетика в общото производство на първична енергия.

## Литература

- [1] Б.В. Кутеев, В.И. Хрипунов (2009) Современный взгляд на гибридный термоядерный реактор. *ВАНТ, Сер. Термоядерный синтез* **32** 3-29.
- [2] W. Manheimer (2009) Hybrid Fusion: The only Viable Development Path for Tokamaks?. *J. Fusion Energy* **28** 60-82.
- [3] Е.П. Велихов, М.В. Ковальчук, Э.А. Азизов, В.В. Игнатъев, С.А. Субботин, В.Ф. Цибульский (2014) Гибридный термоядерный реактор для производства ядерного горючего с минимальным радиоактивным загрязнением топливного цикла. *ВАНТ, Сер. Термоядерный синтез* **37** 5-10
- [4] Б.И. Нигматулин (2018) О “БРЕСТе” как о покойнике -- либо хорошо, либо ничего... кроме правды. *Атомная стратегия* Январь, стр. 3-5.
- [5] A. Sakharov (1990) “*Memiors*”. Vintage Books, New York.
- [6] California Research and Development Company (1953) Proposal for a Driven Thermonuclear Reactor, USAEC, Report LWC-24920 (Rev).
- [7] И.Н. Головин, Г.Е. Шаталов, Б.Н. Колбасов (1975) Некоторые вопросы гибридных термоядерных реакторов. *Известия АН СССР* №6, 26-34.
- [8] В.В. Орлов и др. (1978) Препринт ИАЕА.
- [9] Е. Велихов и др. (1978) *Атомная Энергия* **45** вып. 1, стр. 3-6.
- [10] Hans Bethe (1979) The Fusion Hybrid. *Phys. Today* **32(5)** 44-51.
- [11] L.M. Lidsky (1975) Fission-Fusion Systems: Hybrid, Symbiotic and Auegan. *Nuclear Fusion* **15** 151-173.
- [12] Y. Wu [FDS team] (2008) The Fusion-Fission Hybrid Reactor for Energy Production: A Practical Path to Fusion Application. [Presented at 22nd IAEA Fusion Energy Conference, Geneve, Switzerland, 13-18 Oct. 2008.](#)
- [13] W. Manheimer (1999) Back to the Future: The Historical, Scientific, Naval and Environmental Case for Fission-Fusion. *Fusion Technology* **36** 1-15.
- [14] P.H. Rebut (2006) From JET to the Reactor (Alfvén Prize Lecture). Presented at *The 33rd EPS Conference, Rome (Italy)*.
- [15] E.P. Velikov (2006) In: IAEA Fusion Energy Conference, Chengdu, Chine.

- [16] С.В. Мирнов, Г.Г. Гладуш, А.А. Гостев, А.В. Лопаткин, И.Б. Лукасевич, И.Е. Люблинский (2019) Концепция гибридного энергетического реактора синтезделение на основе токамака с бланкетом на отвальном уране. *ВАНТ Сер. Термоядерный синтез* **42** вып. 2, 22-30.
- [17] JANIS 4. Java base Nuclear Data Information System <http://www.oecd-neo.org/janis/>.
- [18] Дж.Р. Кипин (1967) “Физические основы кинетики ядерных реакторов”. Атомиздат, Москва.
- [19] Robert G. Stater (2004) The Nuclear Reactor Operator Training.
- [20] Alejandro Clausse, Leopoldo Soto, Carlos Friedli, Luis Altamirano (2016) Feasibility Study of a Hybrid Subcritical Fission System Driven by Plasma Focus Fusion Neutrons. *Annals of Nuclear Energy* **78** 10-14.