

PHYSICS
OF SUBCRITICAL
NUCLEAR REACTOR

B. A. ARBUZOV

The physical principles of the design of a subcritical nuclear reactor serving as an amplifier of energy of accelerated protons or more heavy nuclei are discussed in this article. This design is nowadays considered as a future basis for a safe nuclear power industry. Fundamental study of elementary processes involving relativistic nuclei is highly important for an optimal choice of an accelerated beam.

Статья посвящена физике подкритического реактора, работающего как усилитель энергии ускоренных протонов или более тяжелых ядер. Этот вариант в настоящее время рассматривается как основа безопасной ядерной энергетики. Фундаментальные исследования элементарных процессов с участием релятивистских ядер очень важны для оптимального выбора ускоренного пучка.

© Арбузов Б.А., 1997

**ФИЗИКА ПОДКРИТИЧЕСКОГО
ЯДЕРНОГО РЕАКТОРА**

Б. А. АРБУЗОВ

Московский государственный университет
им. М.В. Ломоносова

ВВЕДЕНИЕ

Основным прикладным результатом фундаментальных исследований в ядерной физике явилось становление атомной энергетики. Производимая в ядерных реакторах энергия составляет около 6% всего мирового производства энергии. В некоторых странах (Франция, Швеция) атомные электростанции дают более половины всей электроэнергии. Однако развитие атомной энергетики породило и общественные проблемы, которые наиболее ярко проявились в трагической Чернобыльской катастрофе. После Чернобыля опасность для здоровья людей и окружающей среды, связанная с ядерной энергетикой, вызвала обоснованную негативную реакцию общественного мнения. Возникшие при этом вопросы относились не только к промышленникам и политикам, но и к научному сообществу физиков, работающих в области ядерной физики и физики элементарных частиц. В конце концов выяснилось, что физики разработали ядерный реактор, который, как оказалось, может выйти из-под контроля. Поэтому задача развития безопасной ядерной энергетики, проведение фундаментальных исследований по этой тематике в последние годы привлекают повышенное внимание.

Уже давно известен возможный вариант безопасной ядерной энергетики — освоение управляемого термоядерного синтеза. Однако, несмотря на принципиальную осуществимость этой программы, до сих пор перед исследователями стоят еще не преодоленные технологические трудности. Для завершения программы исследований по управляемому термоядерному синтезу необходимы большие материальные вложения и значительное время. В то же время также достаточно давно известен и другой вариант безопасной энергетики, основанный на работе ядерного реактора в подкритическом режиме, для чего требуется облучение реактора потоком нейтронов. Эти нейтроны могут быть получены с помощью интенсивных пучков протонов или более тяжелых ядер. В последние годы работа в этом направлении значительно активизировалась как в области фундаментальных исследований, так и в разработке конкретных проектов установок, производящих энергию.

В настоящей статье описываются физические основы работы подкритических реакторов и представлены некоторые направления фундаментальных исследований, связанных с этой проблемой.

АТОМНЫЙ РЕАКТОР

Источником энергии реактора служит процесс деления тяжелых ядер (см., например, [1]). Напомним, что ядра состоят из нуклонов, то есть протонов и нейтронов. При этом количество протонов Z определяет заряд ядра Ze : оно равно номеру элемента в Периодической системе Менделеева, а атомный вес ядра A – суммарному количеству протонов и нейтронов. Ядра, имеющие одинаковое число протонов, но различное число нейтронов, являются различными изотопами одного и того же элемента и обозначаются символом элемента с атомным весом слева вверху. Например, существуют следующие изотопы урана: ^{238}U , ^{235}U , ^{233}U , ...

Масса ядра M не просто равна сумме масс составляющих его протонов и нейтронов, а меньше ее на величину ΔM , определяющую энергию связи $\Delta E = \Delta(A)Ac^2$ (в соответствии с соотношением $\Delta E = \Delta Mc^2$)

$$M = Zm_p + (A - Z)m_n - \Delta(A)A, \quad (1)$$

где $\Delta(A)c^2$ – энергия связи, приходящаяся на один нуклон. Величина $\Delta(A)$ зависит от деталей строения соответствующего ядра. Однако наблюдается общая тенденция зависимости ее от атомного веса. А именно, пренебрегая мелкими деталями, можно описать эту зависимость плавной кривой, возрастающей при малых A , достигающей максимума в середине таблицы Менделеева и убывающей после максимума к большим значениям A . Представим себе, что тяжелое ядро с атомным весом A и массой M разделилось на два ядра A_1 и A_2 с массами соответственно M_1 и M_2 , причем $A_1 + A_2$ равно A либо несколько меньше его, так как в процессе деления могут вылететь несколько нейтронов. Возьмем для наглядности случай $A_1 + A_2 = A$. Рассмотрим величину разности масс начального ядра и двух конечных ядер, причем будем считать, что $A_1 \approx A_2$, так что $\Delta(A_1) = \Delta(A_2)$,

$$\Delta M = M - M_1 - M_2 = -\Delta(A)A + \Delta(A_1)(A_1 + A_2) = A(\Delta(A_1) - \Delta(A)). \quad (2)$$

Если A соответствует тяжелому ядру в конце Периодической системы, то A_1 находится в середине и имеет максимальное значение $\Delta(A_1)$. Значит, $\Delta M > 0$ и, следовательно, в процессе деления выделяется энергия

$$E_d = \Delta Mc^2. \quad (3)$$

Для тяжелых ядер, например для ядер урана, $(\Delta(A_1) - \Delta(A))c^2 \approx 1$ МэВ. Так что при $A \approx 200$ имеем оценку $E_d \approx 200$ МэВ. Напомним, что электрон-вольт (эВ) – внесистемная единица энергии, равная энергии,

приобретаемой элементарным зарядом под действием разности потенциалов 1 В ($1 \text{ эВ} = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Дж). Например, средняя энергия, выделяемая при делении ядра ^{235}U :

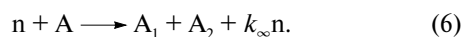
$$E_d = 180 \text{ МэВ} = 180 \cdot 10^6 \text{ эВ}. \quad (4)$$

Таким образом, тяжелые ядра являются потенциальными источниками энергии. Однако самопроизвольное деление ядер происходит исключительно редко и практического значения не имеет. Если же в тяжелое ядро попадает нейтрон, то процесс деления может резко ускориться. Это явление происходит с различной интенсивностью для различных ядер, и мерой его служит эффективное поперечное сечение процесса. Напомним, как определяются эффективные сечения и как они связаны с вероятностями тех или иных процессов. Представим себе пучок частиц (например, нейтронов), падающих на мишень, состоящую из определенных объектов, скажем ядер. Пусть N_0 – число нейтронов в пучке, n – плотность ядер, приходящаяся на единицу объема (1 см^3). Пусть нас интересуют события определенного сорта, например деление ядер мишени. Тогда число таких событий N будет определяться формулой

$$N = N_0 n l \sigma_{\text{эф}}, \quad (5)$$

где l – длина мишени и $\sigma_{\text{эф}}$ называется эффективным поперечным сечением процесса деления (или любого другого процесса) при заданной энергии E , соответствующей энергии налетающих нейтронов. Как видно из формулы (5), эффективное сечение имеет размерность площади (см^2). Оно имеет вполне понятный геометрический смысл: это площадку, при попадании в которую происходит интересующий нас процесс. Очевидно, если сечение большое, процесс идет интенсивно, а маленькое сечение соответствует малой вероятности попадания в эту площадку, следовательно, в этом случае процесс происходит редко.

Итак, пусть для некоторого ядра мы имеем достаточно большое эффективное сечение процесса деления. При этом, как мы уже отмечали, при делении наряду с двумя большими осколками A_1 и A_2 могут вылететь несколько нейтронов. Среднее число этих дополнительных нейтронов называется коэффициентом размножения и обозначается символом k_{∞} . Тогда реакция идет по схеме



Родившиеся в процессе (6) нейтроны, в свою очередь, реагируют с ядрами A , что дает новые реакции деления и новое, еще большее число нейтронов. Если $k_{\infty} > 1$, такой цепной процесс происходит с нарастающей интенсивностью и, вообще говоря, приводит к взрыву с выделением огромного количества энергии. Однако процесс этот можно контролировать. Во-первых, не все нейтроны обязательно попадают в ядро A : они могут выйти наружу через внешнюю

границу реактора, могут поглотиться в веществах, которые специально вводятся в реактор. Таким образом, величину k_∞ , характеризующую процесс (6), можно уменьшить до некоторой $k_{эф}$, которая равна единице или лишь незначительно ее превышает. Тогда можно успевать отводить производимую энергию и работа реактора становится устойчивой. Тем не менее в этом случае реактор работает в критическом режиме. неполадки с отводом энергии привели бы к нарастающей цепной реакции и катастрофе. Разумеется, во всех действующих системах предусмотрены меры безопасности, направленные на предотвращение этой возможности, однако аварии, пусть с очень малой вероятностью, могут происходить и, к сожалению, происходят.

Как выбирается рабочее вещество для атомного реактора? Необходимо, чтобы в топливных элементах присутствовали ядра изотопа с большим эффективным сечением деления. В табл. 1 приведены значения этого сечения для некоторых изотопов при реакциях с достаточно быстрыми нейтронами (с энергиями порядка мегаэлектрон-вольт, которые характерны для условий, обсуждаемых ниже). Единица измерения сечения 1 барн = 10^{-24} см². Мы видим две группы значений сечений: большие (^{233}U , ^{235}U , ^{239}Pu) и малые (^{232}Th , ^{238}U). Для того чтобы представить себе разницу, вычислим, какое расстояние должен пролететь нейтрон, чтобы произошло событие деления. Воспользуемся для этого формулой (5). Для $N = N_0 = 1$ имеем

$$l = \frac{1}{n\sigma_{эф}}. \quad (7)$$

Здесь n – плотность ядер,

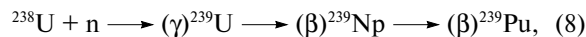
$$n = \frac{\rho}{Am},$$

где ρ – обычная плотность и $m = 1,66 \cdot 10^{-24}$ г – атомная единица массы. Для урана и тория $n = 4,8 \cdot 10^{22}$ см⁻³. Тогда для ^{235}U имеем $l = 10$ см, а для ^{232}Th $l = 35$ м. Таким образом, для реального осуществления процесса деления следует использовать такие изотопы, как ^{233}U , ^{235}U , ^{239}Pu . Изотоп ^{235}U в небольшом количестве содержится в природном уране, состоящем в основном из ^{238}U , поэтому в качестве ядерного топлива обычно используют уран, обогащенный изотопом ^{235}U . При этом в процессе

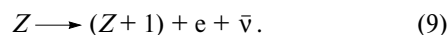
Таблица 1

| Изотоп | $\sigma_{эф}$, барн |
|-------------------|----------------------|
| ^{232}Th | 0,006 |
| ^{233}U | 2,784 |
| ^{235}U | 1,972 |
| ^{238}U | 0,025 |
| ^{239}Pu | 1,781 |

работы реактора вырабатывается значительное количество еще одного расщепляющегося изотопа – ^{239}Pu . Плутоний получается в результате цепочки реакций



где γ означает излучение фотона, а β – β -распад по схеме



Здесь Z определяет заряд ядра, так что при распаде (9) происходит переход к следующему элементу таблицы Менделеева с тем же A , e – электрон и $\bar{\nu}$ – электронное антинейтрино.

Необходимо отметить также, что изотопы A_1 и A_2 , получающиеся в процессе деления, как правило, являются радиоактивными с временами полураспада от года до сотен тысяч лет, так что отходы атомных электростанций, представляющие собой выгоревшее топливо, очень опасны и требуют специальных мер для хранения. Здесь возникает проблема геологического хранения, которое должно обеспечивать надежность на миллионы лет вперед.

Таким образом, несмотря на очевидную пользу современной атомной энергетики, основанной на работе ядерных реакторов в критическом режиме, она имеет и серьезные недостатки. Это, во-первых, риск аварий, аналогичных Чернобыльской, и, во-вторых, проблема радиоактивных отходов.

Предложение использовать для атомной энергетики реакторы, работающие в подкритическом режиме, полностью разрешает первую проблему и в значительной степени облегчает решение второй.

ЯДЕРНЫЙ РЕАКТОР В ПОДКРИТИЧЕСКОМ РЕЖИМЕ КАК УСИЛИТЕЛЬ ЭНЕРГИИ

Представим себе, что мы собрали атомный реактор, имеющий эффективный коэффициент размножения нейтронов $k_{эф}$ немного меньше единицы. Облучим это устройство постоянным внешним потоком нейтронов N_0 . Тогда каждый нейтрон (за вычетом вылетевших наружу и поглощенных, что учтено в $k_{эф}$) вызовет деление, которое даст дополнительный поток $N_0 k_{эф}$. Каждый нейтрон из этого числа снова произведет в среднем $k_{эф}$ нейтронов, что даст дополнительный поток $N_0 k_{эф}^2$ и т.д. Таким образом, суммарный поток нейтронов, дающих процессы деления, оказывается равным

$$N = N_0(1 + k_{эф} + k_{эф}^2 + k_{эф}^3 + \dots) = N_0 \sum_{n=0}^{\infty} k_{эф}^n. \quad (10)$$

Если $k_{эф} \geq 1$, ряд в (10) расходится, что и является отражением критического поведения процесса в этом случае. Если же $k_{эф} < 1$, ряд благополучно сходится и по формуле суммы геометрической прогрессии мы имеем

$$N = \frac{N_0}{1 - k_{эф}}. \quad (11)$$

Выделение энергии в единицу времени (мощность) тогда определяется выделением энергии (4) в процессе деления

$$P = NE_{дк} = \frac{N_0 E_{дк}}{1 - k_{эф}}, \quad (12)$$

где $k < 1$ – коэффициент, равный отношению числа нейтронов, вызвавших деление, к полному их числу. Этот коэффициент зависит от конструкции установки, используемых материалов и т.д. Он надежно вычисляется. В примерах, которые мы будем рассматривать,

$$k = 0,6. \quad (13)$$

Осталось выяснить, как можно получить первоначальный поток нейтронов N_0 . Для этого можно использовать ускоритель, дающий достаточно интенсивный поток протонов или других частиц, которые, реагируя с некоторой мишенью, порождают большое количество нейтронов. Действительно, например, при столкновении с массивной свинцовой мишенью каждый протон, ускоренный до энергии 1 ГэВ (10^9 эВ), производит в результате развития ядерного каскада в среднем $\bar{n} = 22$ нейтрона. Энергии их составляют несколько мегаэлектрон-вольт, что как раз соответствует работе реактора на быстрых нейтронах. Удобно представить поток нейтронов через ток ускорителя

$$N_0 = \frac{I\bar{n}}{e}, \quad (14)$$

где e – заряд протона, равный элементарному электрическому заряду.

Когда мы выражаем энергию в электрон-вольтах, как в (4), это значит, что мы берем представление $E = eV$, где V – соответствующий этой энергии потенциал, содержащий столько вольт, сколько электрон-вольт содержит энергия. Это значит, что с учетом (14) можно переписать (12) в виде

$$P = \frac{V_d I \bar{n} k}{1 - k_{эф}}.$$

Наконец удобно представить мощность установки в виде

$$P = \frac{V_d \bar{n} k}{V(1 - k_{эф})} VI = R_0 P_0, \quad (15)$$

где V – потенциал, соответствующий энергии ускорителя, так что VI по известной формуле есть мощность пучка ускорителя: $P_0 = VI$, а R_0 в (15) есть коэффициент усиления этой мощности. Оценим этот коэффициент для $k_{эф} = 0,98$, что обеспечивает надежный запас подкритичности. Все остальные величины известны, и для энергии протонного ускорителя 1 ГэВ имеем

$$R_0 = \frac{180 \cdot 10^6 \cdot 22 \cdot 0,6}{10^9 \cdot 0,02} = 120. \quad (16)$$

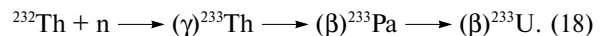
Мы получили коэффициент усиления 120, что, разумеется, очень хорошо. Однако коэффициент (16) соответствует идеальному случаю, когда полностью отсутствуют потери энергии и в ускорителе, и при производстве электроэнергии. Для получения реального коэффициента нужно умножить (16) на эффективность ускорителя r_y и КПД тепловой электростанции r_s . Тогда $R = r_y r_s R_0$. Эффективность ускорения может быть достаточно высокой, например в реальном проекте сильноточного циклотрона на энергию 1 ГэВ $r_y = 0,43$. Эффективность производства электроэнергии может составлять 0,42. Окончательно реальный коэффициент усиления

$$R = r_y r_s R_0 = 21,8, \quad (17)$$

что по-прежнему вполне хорошо, потому что всего 4,6% производимой установкой энергии нужно возвращать для поддержания работы ускорителя. При этом отметим еще раз, что реактор работает только при включенном ускорителе и никакой опасности неконтролируемой цепной реакции не существует.

ВОСПРОИЗВОДСТВО ТОПЛИВА

Для производства энергии в подкритическом режиме требуется хорошо делящийся изотоп. Обычно рассматриваются три возможности: ^{239}Pu , ^{235}U , ^{233}U . Очень интересным оказывается последний вариант, связанный с ^{233}U . Этот изотоп может воспроизводиться в реакторе при облучении интенсивным потоком нейтронов, а это и есть неперенное условие работы реактора в подкритическом режиме. Действительно, представим себе, что реактор заполнен смесью природного тория ^{232}Th и ^{233}U . Тогда при облучении реактора нейтронами, полученными с помощью ускорителя, как описано в предыдущем разделе, идут два основных процесса: во-первых, при попадании нейтрона в ^{233}U происходит деление, которое и является источником энергии, и, во-вторых, при захвате нейтрона ядром ^{232}Th идет цепочка реакций



Каждая реакция деления приводит к убыли одного ядра ^{233}U , а каждая реакция (18) приводит к появлению такого ядра. Если сравниваются вероятности процесса деления и процесса (18), то количество ^{233}U при работе реактора остается постоянным, то есть топливо воспроизводится автоматически. Вероятности процессов определяются их эффективными сечениями согласно формуле (5). Из этой формулы мы получаем условие стабильной работы реактора с постоянным содержанием ^{233}U :

$$n(^{232}\text{Th})\sigma(^{232}\text{Th}) = n(^{233}\text{U})\sigma(^{233}\text{U}), \quad (19)$$

где $n(\cdot)$ – плотность ядер соответствующего изотопа. Сечение деления $\sigma(^{233}\text{U}) = 2,784$ барн приведено

выше, а сечение захвата нейтрона торием при тех же энергиях $\sigma(^{232}\text{Th}) = 0,387$ барн. Отсюда получаем отношение концентраций ^{233}U и ^{232}Th

$$\frac{n(^{233}\text{U})}{n(^{232}\text{Th})} = \frac{\sigma(^{232}\text{Th})}{\sigma(^{233}\text{U})} = \frac{0,387}{2,784} = 0,14. \quad (20)$$

Таким образом, если мы в качестве рабочего вещества выберем смесь из 88% природного тория и 12% изотопа ^{233}U , то такой состав будет длительное время сохраняться при работе реактора. Положение изменится после того, как будет выработано достаточно большое количество тория. После этого нужно производить смену рабочего вещества, но ^{233}U следует выделить из отработанного вещества и использовать в следующей загрузке. Оценим время, которое может проработать реактор при одной загрузке. Возьмем в качестве примера параметры установки, предлагаемые группой проф. К. Руббиа (сотрудничество нескольких европейских центров). Здесь ток ускорителя 12,5 мА при энергии 1 ГэВ и исходная масса топлива 28,41 т. Топливо состоит из окислов ThO_2 и $^{233}\text{UO}_2$. Исходное количество ядер ^{232}Th $5,58 \cdot 10^{28}$. При приведенном значении тока производится $1,72 \cdot 10^{18}$ нейтронов в секунду. В силу соотношений (19) и (5) половина нейтронов захватывается торием, это соответствует $2,7 \cdot 10^{25}$ захватов в год. Отсюда делается заключение, что при времени работы на одной загрузке порядка нескольких лет будет выработано менее 1% всего количества тория. В проекте принята периодичность замены топлива 5 лет.

Необходимо отметить, что продукты деления ^{233}U , представляющие большую радиационную опасность, с большой вероятностью участвуют в реакциях с нейтронами, в результате которых наиболее опасные продукты деления со средним временем жизни пережигаются, то есть либо переходят в устойчивые изотопы, либо, наоборот, в очень нестабильные, которые быстро распадаются. Таким образом, отпадает необходимость геологического хранения отходов работы атомной электростанции. Это еще одно несомненное преимущество подкритического режима работы ядерного реактора. При этом, разумеется, часть потока нейтронов расходуется на пережигание отходов, что несколько понижает коэффициент усиления (17). Однако эти затраты, вне всякого сомнения, оправданны.

О ВЫБОРЕ СОРТА ЧАСТИЦ В УСКОРИТЕЛЕ

В проекте, разрабатываемом группой К. Руббиа, а также в ряде других проектов для получения пучка нейтронов предлагается использовать ускоритель протонов. Действительно, технология сооружения сверхточных ускорителей протонов хорошо разработана, изучены процессы рождения нейтронов при взаимодействии пучка протонов с массивными мишенями.

Однако отметим, что в последние годы развиваются исследования с использованием пучков более тяжелых ядер высоких энергий, в том числе и в применении к проблеме создания интенсивных пучков нейтронов. В этом случае при столкновении ускоренного ядра с ядром мишени рождается некоторое количество нейтронов и ядерные фрагменты, которые, будучи достаточно энергичными, сами вступают в реакции, порождающие нейтроны и новые ядерные фрагменты, вновь вступающие в реакции, и т.д. Такой процесс называется ядерным каскадом. В результате развития ядерного каскада рождается значительное число нейтронов. Проблема заключается в выборе исходной частицы, дающей максимальное число нейтронов на единицу затраченной на ее ускорение энергии.

Для анализа процессов, вызываемых ускоренными ядрами, удобно ввести удельную энергию, то есть энергию, приходящуюся на один нуклон. Это величина $E^* = E/A$. В первом приближении ядро, летящее в пучке с энергией E , можно рассматривать как совокупность A нуклонов с энергией E^* каждый. Тогда действие пучка ядер представляется эквивалентным действию пучка протонов, в A раз более интенсивного и в A раз менее энергичного, что даст то же число нейтронов на единицу затраченной на ускорение энергии (при этом ускорение ядер — процесс технологически несколько более сложный, чем ускорение протонов).

Однако этот вывод справедлив лишь в первом приближении. Величина \bar{n} в выражении (14), вообще говоря, является функцией двух переменных: E и A , а не только их отношения A^* . С одной стороны, эту зависимость можно рассчитать из теоретической модели, а с другой — изучить на опыте. Теоретический расчет дает максимальное число нейтронов на единицу затраченной энергии для пучка дейтронов ^2H , а далее с ростом A эффективность ядерного пучка медленно убывает. В эксперименте проявился неожиданный эффект. Эти экспериментальные результаты были получены двумя группами физиков в опытах на синхрофазотроне Объединенного института ядерных исследований в Дубне (Россия), который в последние годы работает в режиме ускорения пучков ядер. Одна группа представляла физиков ОИЯИ, другая объединяла в рамках сотрудничества физиков из ОИЯИ, Германии (Марбург), Франции (Страсбург), Греции (Салоники). Обе группы получили согласующиеся между собой результаты: измеренный поток нейтронов, порожденный пучком ядер ^{12}C с полной энергией 44 ГэВ ($E^* = 3,65$ ГэВ), в полтора раза превышает расчетный, теоретический (см., например, работы [2]). При этом отклонение результатов наблюдений от расчетных предсказаний начинается при достаточно большом значении энергии E , превышающей, согласно данным второй группы, энергию 22 ГэВ.

С большой степенью вероятности причиной такого рассогласования можно считать коллективные эффекты в ядрах. Дело в том, что при столкновении двух ядер наряду с взаимодействием отдельных составляющих их нуклонов между собой может происходить обмен энергией между взаимодействующими ядрами как целыми, то есть в игру вступают сразу все 44 ГэВ, запасенные ядром ^{12}C . В результате образуется сильно возбужденное ядерное состояние, дающее при развале большое количество также возбужденных ядерных фрагментов. По-видимому, эти процессы с заметной интенсивностью происходят при энергиях E порядка 40 ГэВ и более. Например, для ядер аргона ^{40}Ar это происходит уже при удельной энергии $E^* = 1$ ГэВ.

Элементарные процессы, приводящие к увеличению интенсивности ядерных каскадов, составляют предмет исследования автора статьи. Для коллективных эффектов в ядре важным является действие вязкости ядерной материи, что приводит к эффективному трению при движении частиц в ядре. Трение приводит к тому, что область взаимодействия налетающего ядра с ядром мишени как бы расширяется. Вследствие этого увеличивается вероятность вылета возбужденных ядерных фрагментов, что ведет к увеличению выхода нейтронов. Справедливость такой интерпретации составляет предмет теоретических и экспериментальных исследований.

Изучение этой проблемы даст возможность выбрать оптимальный пучок для поддержания работы подкритического реактора. В самом деле, усиление ядерных каскадов при реакциях тяжелых ядер с достаточно высокой энергией может привести к выводу о преимуществе использования тяжелых ядер

вместо протонов для работы установок, которые мы описали выше. Таким образом, технический, казалось бы, вопрос о выборе пучка для генерации потока нейтронов оказывается связанным с фундаментальными проблемами физики ядра и элементарных частиц. В этой статье мы постарались подчеркнуть важность фундаментальных исследований, в том числе и для таких жизненно важных проблем, как энергетика.

ЛИТЕРАТУРА

1. Вальтер А.К., Залюбовский И.И. Ядерная физика. Харьков: Основа, 1991.
2. Воронько В.А. и др. // Атом. энергия. 1990. Т. 68. С. 449; 1991. Т. 71. С. 563.

* * *

Борис Андреевич Арбузов, доктор физико-математических наук, профессор физического факультета Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова, главный научный сотрудник Института физики высоких энергий (Протвино Московской обл.). Специалист по теоретической физике элементарных частиц. Область научных исследований: квантовая теория поля, взаимодействия частиц и ядер при высоких энергиях. Автор курса лекций по элементарным частицам и более чем 120 статей по квантовой теории поля, физике частиц и ядер.