

## УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

621.039 5.

## ОБ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ БРИДИНГЕ

Р. Г. Васильков, В. И. Гольданский, В. В. Орлов

1. Быстрое истощение ресурсов органического ископаемого топлива делает неизбежным, — по крайней мере, для индустриальных стран — все более широкое использование ядерной энергии. Рис. 1 позволяет составить представление о том, сколь быстро могут быть выработаны известные в настоящее время запасы нефти, газа и угля, если для их замены не будет разработан и широко внедрен новый долгосрочный источник энергии, каким может быть только ядерная энергия<sup>1</sup>. Дальнейшее

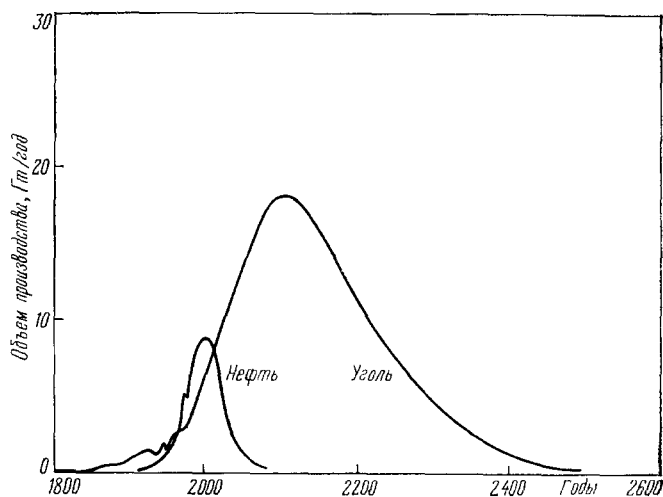


Рис. 1. Ежегодное мировое производство угля и нефти (в Гт угольного эквивалента — УЭ) при отсутствии любого другого крупного долгосрочного источника энергии. Полные запасы угля и нефти (площади под кривыми) оцениваются в 5000 и 550 Гт УЭ, прирост производства в год составляет 3,5 и 7% соответственно. Кривые для газа и урана-235 близки к кривой для нефти<sup>1</sup>.

наращивание ядерной энергетики означает не только увеличение на ее основе производства электроэнергии, занимающей сейчас 20–30% в топливном балансе промышленных стран, — она должна использоваться для теплоснабжения городов, на крупном транспорте (морском), в промышленности для получения в больших масштабах технологического тепла, синтетических энергоносителей и восстановителей, в частности водорода. Многообразие производственных задач, которые в будущем предстоит решать с применением ядерной энергии, неизбежно приведет к сложной структуре реакторного парка, включающего как реакторы на быстрых нейтронах, так и большую долю разного рода реакторов на тепловых нейтронах.

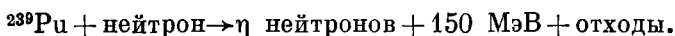
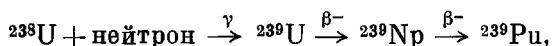
На протяжении ближайших 20–30 лет в развивающемся парке ядерных реакторов будут доминировать, по-видимому, легководные реакторы, несмотря на их низкий тепловой к. п. д., малое выгорание топлива (в настоящее время они сжигают примерно 0,5% природного урана) и, как

следствие, большой расход урана. Поскольку же современное ядерно-энергетическое производство основывается на сжигании урана-235, а запасы его невелики (его доля в природной смеси изотопов урана составляет 0,71%), то широкое использование легководных реакторов может привести уже в начале следующего века к нехватке урана и к дальнейшему росту цен на него — из-за ограниченности сравнительно дешевых запасов урана. (На рис. 1 кривая для урана-235 была бы близка по форме и положению к кривой для нефти.)

Конечно, существуют пути увеличения эффективности топливного цикла тепловых реакторов: переработка облученного топлива с возвратом невыгоревшего урана-235 и наработанного плутония-239 в цикл, применение более плотных видов топлива вместо  $UO_2$ , переход к легкой на тяжелую воду и т. п., однако они, как правило, приводят к усложнению и удорожанию реакторов, а радикального решения проблемы баланса ядерного топлива не дают и могут лишь продлить век ядерной энергетики на уране-235 еще лет на 15—20. Такое решение достигается благодаря расширенному воспроизводству (бридингу) ядерного горючего в реакторах с коэффициентом воспроизводства (КВ)  $> 1$  (бридерах). Известен ряд схем бридинга, о которых речь пойдет ниже.

В настоящее время получают развитие реакторы на быстрых нейтронах («быстрые бридеры») с натриевым охлаждением и окисным топливом.

основе использования таких реакторов лежит плутоний-урановый цикл



Величина  $\eta$  — среднее число нейтронов, испускаемых делящимся ядром, в расчете на акт поглощения нейтрона. Ее можно считать параметром воспроизводства топлива: максимально возможный КВ равен  $\eta$  минус один нейтрон, необходимый для продолжения цепной реакции. В тепловом реакторе с хорошей нейтронной экономией для осуществления реального бридинга необходимо, чтобы  $\eta \approx 2,2$  (рис. 2). Это значение  $\eta$  учитывает условие поддержания критичности, радиационный захват в делящемся веществе без деления, а также поглощение нейтронов в конструкционных материалах и в осколках деления. В случае плутония-239 величина  $\eta$  существенно превышает порог реального бридинга в реакторе на быстрых нейтронах, в котором, кроме того, сам порог понижается благодаря делению урана-238. Воспроизводство же на тепловых нейтронах мог бы обеспечить лишь уран-233, в природе не встречающийся в практически полезных количествах (как, впрочем, и плутоний-239); его можно получить из природного тория-232, распространенность которого близка к распространенности урана. Бридерный цикл на основе изотопа урана-233 (уран-ториевый)



можно реализовать только в реакторах с очень хорошей нейтронной экономией.

Современные быстрые бридеры (ББ) имеют КВ в интервале примерно 1,15—1,35 и смогут обеспечить развитие ядерной электроэнергетики с ежегодным приростом в 2—6%, однако производство в них избыточного плутония недостаточно для обеспечения топливом растущего парка тепловых реакторов. Для этого потребовались бы ББ с КВ вплоть до 1,6—1,8 и, кроме того, сокращение количества плутония, задерживаемого в самих

реакторах и на предприятиях по переработке облученного топлива. Сколь-нибудь обоснованных проектов ББ с таким воспроизводством пока вообще нет. Работа по совершенствованию ББ, их топлива и технологии его переработки для достижения больших КВ и малых времен удвоения ( $\leq 7-9$  лет) еще далека от завершения, и если бы мы владели сейчас какими-то другими достаточно экономичными способами переработки ядерного сырья (уран-238, торий-232) в ядерное горючее (плутоний-239, уран-233), то усилия по усовершенствованию как быстрых, так и тепловых реакторов могли бы сосредоточить на повышении их экономичности, надежности безопасности, а не на достижении предельных характеристик топливного баланса.

Таким образом, решение основной проблемы ядерной энергетики, основанной на делении ядер, — обеспечение топливной базы — требует

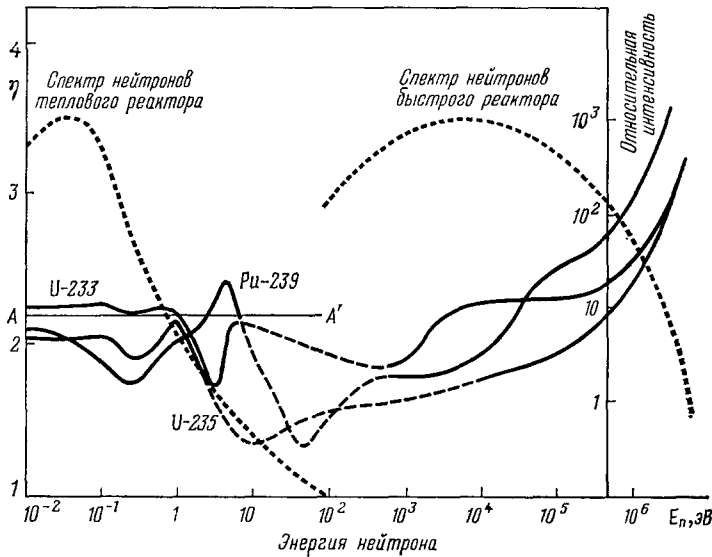


Рис. 2. Зависимость величины  $\eta$  от энергии нейтрона для трех делящихся ядер, которые используются или могут использоваться в ядерных топливных циклах <sup>2</sup>. Линия AA' показывает порог реального бридинга в тепловых реакторах. Пунктиром показаны спектры нейтронов в тепловом и быстром реакторах (правая ордината).

поиска и обстоятельного изучения наиболее целесообразных способов использования ядерного топлива, которые позволили бы при приемлемых затратах обеспечить горючим ядерные установки на обозримое будущее. Прежде всего это означает изучение таких методов крупномасштабного производства нейтронов для переработки огромных запасов отвального урана и природного тория, которые не были бы связаны сисяжающим ураном-235 \*). Бридинг ядерного топлива увеличивает степень использования природного урана — с учетом неизбежных потерь — примерно в 100 раз и обеспечивает тем самым решение топливной проблемы, по меньшей мере, на тысячелетие. Эта возможность сама по себе имеет принципиальное значение, однако нас здесь интересует не только принципиальная сторона дела, но в еще большей мере направления современной технической разработки схем бридинга. Эти разработки должны обеспечить решение топливных проблем ближайших 50, максимум 100, лет.

\*) Бридинг посредством подземных термоядерных взрывов, обсуждаемый, например, в <sup>3</sup>, здесь не рассматривается.

2. Сейчас известны два принципа получения в больших масштабах таких «неурановых» нейтронов: синтез легких ядер и реакции глубокого расщепления тяжелых ядер под действием ускоренных легких ионов (spallation). В первом случае речь идет о получении полезной энергии благодаря процессу термоядерного (ТЯ) горения тяжелых изотопов водорода в установках с магнитным или инерционным удержанием плазмы. (Обзор современного положения дел в разработке проблемы управляемого ТЯ синтеза (УТС) на основе магнитного удержания см. в предыдущей статье \*). Создание чисто ТЯ реакторов — конечная цель интенсивно разрабатываемых программ по УТС в наиболее промышленно развитых

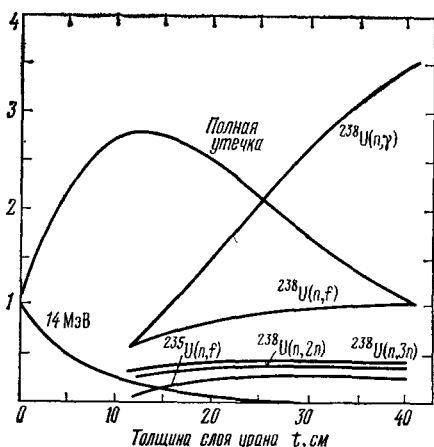


Рис. 3. Полное число реакций и утечка нейтронов в зависимости от толщины бланкета из естественного металлического урана, в котором поглощается нейтрон с энергией 14 МэВ<sup>4</sup>.

ридные, или симбиозные, ТЯ реакторы, в которых предполагается комбинировать процессы синтеза и деления ядер в едином блоке, благодаря чему они приобретают ряд достоинств, недоступных при использовании этих процессов порознь; например, гибридный реактор сможет производить из обедненного урана или тория несколько тонн делящегося вещества в год при полезной электрической мощности 1—2 ГВт. В основе гибридных систем лежит известный экспериментальный факт (см. рис. 3, взятый из работы<sup>4</sup>) размножения нейтронов с энергией 14 МэВ в уране благодаря реакциям деления и  $(n, 2n)$ . Таким образом, энергия ТЯ нейтрона как бы «пускается в оборот» посредством размножения в уране вместо прямой утилизации нагреванием замедлителя. Поскольку энергия реакции деления ( $\approx 200$  МэВ) примерно на порядок величины превышает энергию реакции синтеза (17,3 МэВ), добавление уранового бланкета к ТЯ реактору многократно увеличивает (для выполненных проработок — примерно в 7 раз) мощность реактора. Это обстоятельство, вместе с возможностью производить большие массы ядерного горючего для реакторов деления, значительно упрощает технические проблемы создания экономичного ТЯ реактора: могут использоваться ТЯ устройства относительно небольших размеров и мощности, снижаются радиационные и теп-

странах — оказалось задачей технически более сложной, чем это казалось прежде. Тем не менее проведенный в последние годы анализ различных концепций энергетических ТЯ реакторов показывает, что, во всяком случае, для наиболее продвинутой их схемы — токамака — опытный реактор может быть создан при соответствующих усилиях в течение 10—12 лет. Однако этот же анализ показывает, что на современном техническом уровне ТЯ реактор оказывается существенно более дорогим устройством по сравнению с реактором, работающим на делении ядер, и потребуются еще длительное время для решения инженерных проблем, для развития промышленности и технологии, чтобы ТЯ реактор стал экономичным.

Поэтому в настоящее время наряду с чисто ТЯ рассматриваются гибри-

\* ) Кадо м цев Б. Б., Ша ф р а н о в В. Д.— УФН, 1983, т. 139, с. 399 (в этом номере журнала).

ловые нагрузки на камеру реактора (первую стенку), становится необычайным достижение предельных величин «коэффициента усиления мощности» плазмой и т. п. Все это позволяет рассматривать гибридные ТЯ реакторы в качестве ближайшего применения УТС, которое способно внести вклад в решение топливной проблемы ядерной энергетики, основанной на реакторах деления, и которое одновременно является практическим шагом к чисто ТЯ реакторам будущего. Однако создание гибридных реакторов (точнее, их ТЯ источника нейтронов) также не свободно от серьезных трудностей, и сейчас вряд ли можно с достаточной определенностью указать время, когда они начнут обеспечивать существенную долю вторичного ядерного топлива. Сейчас, по крайней мере, представляется, что скорее всего гибридный ТЯ реактор может быть создан на основе ловушки открытого типа <sup>5</sup> либо, как отмечалось выше, на основе токамака <sup>6</sup>.

Что же касается устройств, основанных на инерционном удержании плазмы, т. е. на изэнтропическом сжатии интенсивными пучками лазерного света, релятивистских электронов (РЭП) или ионов более или менее сложной слоистой сферической мишени, содержащей DT-топливо, то сейчас становится ясно, что для зажигания таких мишеней лазерным излучением потребуются, по-видимому, очень высокие плотности мощности ( $\geq 10^{16}$  Вт·см<sup>-2</sup>), при которых, однако, в рамках пока неизвестной нам физики могут возникнуть какие-то взаимосвязанные нелинейные процессы, способные ограничить поглощение излучения мишенью. К сожалению, именно в области больших плотностей мощности существующие аналитические методы исследования становятся все менее надежными и могут обеспечить лишь качественные оценки, едва ли пригодные для практического использования. Кроме того, для реакторных целей требуется мощный лазер с к. п. д. не менее 0,1—0,15 на основе среды, генерирующий в интервале длин волн 300—3000 нм (вероятнее всего, газовой), причем его пороговая энергия должна быть, по современным оценкам <sup>7</sup>, не ниже 300 кДж; характеристики же имеющихся лазерных систем намного хуже, хотя скоро будут созданы лазеры для абляционного сжатия и зажигания DT-мишеней с целью демонстрации физической осуществимости реакции синтеза с положительным энергетическим выходом. Однако сказанное означает, что перспективы создания даже гибридной версии ТЯ реактора с лазерным зажиганием уходят в следующий век.

В подходе к применению мегаамперных РЭП не удается достигнуть необходимых плотностей мощности на мишени, которые как будто могут быть реализованы посредством пучков ионов, особенно тяжелых ( $A > 150$ ), ускоренных до энергий в несколько десятков МэВ/нуклон <sup>8,9</sup>. Благодаря лучшей передаче энергии ионного пучка в мишень необходимая для достижения коэффициента усиления (КУМ) около сотни энергия сгустка ионов оказывается, по оценкам, сравнительно умеренной (несколько сот кДж), кроме того, технология сильноточных линейных ускорителей с достаточно высоким к. п. д. ( $\geq 0,20—0,25$ ) уже существует, особенно если учесть изобретение пространственно-однородной фокусировки <sup>10</sup> и структуры MEQALAC <sup>11</sup>. Однако и этому направлению предстоит доказать научную осуществимость; первые эксперименты такого рода планируются на конец 80-х годов.

Еще более неясны перспективы реализации старой концепции ударного ТЯ синтеза, которая снова стала обсуждаться в последние несколько лет <sup>12</sup>; суть идеи состоит в столкновении с DT-мишенью макрочастицы (магнитного диполя) массой 0,1—1 г, ускоренной до скоростей  $\sim 10^8$  см/с в магнитном ускорителе длиной от десятков до тысяч метров. При поглощении в мишени ускоренного магнитного диполя (скорее всего сверхпро-

водящего, причем около 10% его массы должна составлять смесь DT) возникает ударная волна с сильным разогреванием мишени в условиях сильного сжатия, и таким путем инициируется реакция DT-синтеза. На концептуальном уровне ускорительные устройства выглядят довольно просто, хотя технология таких систем не разработана, так что сейчас вряд ли можно рассчитывать на демонстрацию физической осуществимости идеи в ближайшие годы.

Мы не собираемся обсуждать различные возможные новые схемы осуществления реакций синтеза — в настоящее время предложен еще целый ряд возможных подходов, обладающих несомненными достоинствами по сравнению с разрабатываемыми ныне, — однако исследование и разработка каждой возможности — дело дорогое, а физика плазмы, несмотря на ее бесспорные достижения, пока не достигла такой мощи, чтобы достаточно быстро отобрать из них наиболее просто реализуемый и экономически приемлемый подход. К тому же, и это очень существенно, разработка и широкое внедрение в экономику любой новой технологии крупномасштабного и долгосрочного производства энергии требует много времени (десятки лет), поэтому те способы, которые, как мы сейчас предполагаем, начнут применяться в промышленности, скажем, в первые десятилетия следующего века, должны быть полностью разработаны к концу этого столетия. Поэтому уже через несколько лет — до конца 80-х годов — должно быть ясно, как пойдет разработка того или иного направления. В связи с этим трудно себе представить, чтобы при столь сложных материаловедческих и инженерных проблемах фазу технологической осуществимости ТЯ реактора на основе инерционного удержания и внедрения его в экономику удалось бы пройти за те 18 лет, что остаются до конца века (если даже демонстрация физической осуществимости синтеза на тяжелых ионах произойдет в 1985—1990 гг.), и чтобы гибридные реакторы на основе систем с инерционным удержанием плазмы существенно повлияли бы на производство ядерного горючего до конца первой четверти следующего века.

3. Быть может, некоторые альтернативные способы генерации нейтронов и ядерного топлива (опирающиеся на использование сильноточных ускорителей ионов) могут быть реализованы раньше и при меньших затратах. Один из них — катализ синтеза DT отрицательными мюонами  $13$ , второй — электроядерный метод генерации свободных нейтронов в тяжелых средах под действием ускоренных легких ионов. Первое явление представляет собой туннельный (под кулоновским барьером) переход в мезомолекулярной системе DT $\mu^-$ , в которой ядра D и T оказываются на очень малом друг от друга расстоянии благодаря экранирующему действию отрицательного электрического заряда мюона; импульс отдачи возникающего в результате реакции ядра He $^4$  оказывается достаточным для «стряхивания» мюона, который вновь захватывается на общую мезомолекулярную орбиту следующей пары атомов D и T, успевая (по расчетам) за время жизни ( $2,2 \cdot 10^{-6}$  с) инициировать около ста актов синтеза. Для генерации отрицательных мюонов предполагается использовать ускоренные до энергии 2 ГэВ дейтроны и бериллиевую мишень, причем толщина бериллия такова, что пучок дейтронов должен потерять в нем примерно 30% энергии (эффективность генерации пионов быстро падает с уменьшением энергии дейтронов), и по выходе из бериллия остаточный пучок частиц (смесь дейтронов, протонов и нейтронов) вводится в электроядерную мишень (см. ниже), в которой поглощается полностью. Рождающиеся на бериллии под действием дейтронов отрицательные пионы захватываются магнитной ловушкой, которая обеспечивает удержание рас-

падных мюонов и их транспорт в реакторную камеру. В реакторной камере находится газообразная смесь дейтерия и трития под давлением в несколько сот атмосфер при плотности жидкого водорода. Возникающие при синтезе DT нейтроны с энергией 14 МэВ размножаются в blankets камеры-реактора, содержащем обедненный уран и/или торий. Таким образом, авторы<sup>13</sup> предлагают гибридный реактор, но на основе «мезоядерных» нейтронов, причем этот реактор скомбинирован с электроядерным реактором (см. ниже).

Чтобы обеспечить экономическую привлекательность такого реактора, мощность источника мезоядерных нейтронов должна быть порядка  $10^{19}$ — $10^{20}$  с<sup>-1</sup>, т. е. ток ускоренных дейтронов должен быть несколько сот мА (в работе<sup>13</sup> эффективность генерации термализованного отрицательного мюона, т. е. среднее число мюонов на один первичный дейтрон, принимается равной примерно 0,3). Количество ядерного горючего, нарабатываемые мезоядерной и электроядерной мишенями, относятся приблизительно как 3 : 2, так что при мощности пучка дейтронов 200 МВт в непрерывном режиме такая система могла бы поработать за год около 1,2 т ядерного топлива.

На первый взгляд мезокаталитический метод мог бы радикально упростить практическую реализацию DT-синтеза (не нужно иметь дела с высокотемпературной плазмой!) и в этом подходе доказательство «принципа» достигается проще, ибо реакция идет — и это наблюдается экспериментально<sup>14</sup>, — как только термализованный отрицательный мюон оказывается в умеренно сжатой смеси DT. Однако у мюоно-катализа возникнут, как кажется, очень тяжелые инженерные проблемы при разработке такого сложного узла, как мишень — магнитная ловушка — DT-реактор — blanket. Но до этого еще нужно вынести суждение о практической ценности мюоно-катализа, для чего потребуются достоверные и обстоятельные экспериментальные данные о числе актов синтеза DT в расчете на один мюон, о среднем числе отрицательных пионов, генерируемых в толстой бериллиевой (литиевой) мишени дейтроном с энергией 1,5—2,5 ГэВ, о прилипании мюонов к гелию и другим возможным примесям и т. п. Однако уже сейчас ясно, что «чистый» мюоно-катализ без ассоциации его с делением ядер недопустим из-за слишком высокого эффективного порога реакции синтеза DT (один дейтрон с энергией 2 ГэВ дает примерно 33 акта синтеза с энергетическим выходом 17,6 МэВ каждый, т. е. в итоге — даже без учета к. п. д. установки — более чем трехкратный проигрыш в энергии) и, кроме того, комбинация мюоно-каталитического метода с электроядерным в 1,5—2 раза улучшает топливно-энергетический баланс, ибо выход делящихся веществ на единицу затраченной энергии оказывается, по оценкам, на 60—80% выше для такой комбинации, чем для каждого метода порознь (выходы делящихся продуктов для электроядерной и мюоно-каталитической мишеней порознь будут примерно одинаковы, если признать, что на один нейтрон с энергией 14 МэВ в blanket образуется два ядра плутония, как это обычно принимается в проектах blanketов гибридных ТЯ реакторов). Таким образом, эти две технологии синергетичны.

Оценим затраты энергии на получение делящегося ядра гибридным, мюоно-каталитическим и электроядерным методами; размножение в реакторе деления нас в данный момент не интересует, поскольку оно одинаково для всех методов. Согласно результатам расчетов<sup>15</sup>, многопучковая лазерная система, сообщаящая таблетке смеси DT энергию в 60 кДж, генерирует  $6,4 \cdot 10^{17}$  нейтронов. Это значит, что на один нейтрон с энергией 14 МэВ тратится примерно 0,6 МэВ, и если к. п. д. лазера достигает, скажем, 10% (газовый лазер), то затраты электрической энергии составят около 6 МэВ на нейтрон. Полагая далее, что поглощение такого

нейтрона в урановом бланкете приведет к образованию двух ядер плутония-239, получим величину затрат примерно в 3 МэВ на ядро, причем мы не учитываем тепловыделение в бланкете. Увеличение к. п. д. лазера и/или коэффициента усиления мощности мишени может понизить эту величину до уровня в несколько МэВ на ядро, увеличение же пороговой энергии лазера в несколько раз (см., например <sup>7</sup>) соответственно поднимет и затраты энергии на получение делящегося ядра. Примерно такие же значения затрат энергии будут, видимо, характерны и для тяжелоионной системы, ускорительная часть которой имеет к. п. д. 15—20%, а КУМ мишени достигает нескольких сотен.

В мю-каталитическом подходе затраты энергии на получение делящегося ядра можно оценить следующим образом: дейтрон с энергией 2 ГэВ дает примерно 0,33  $\mu$ -мезона, т. е. 33 акта синтеза DT, и, следовательно, примерно 80 ядер плутония-239 в урановом бланкете; на это тратится 30% мощности дейтронного пучка, а оставшиеся 70% мощности вводятся в электроядерную мишень (обедненный уран), где генерируют еще около 70 ядер плутония (для простоты положим, что из бериллиевой мишени выходят недиссоциированные дейтроны с энергией на 5% меньше начальной и с интенсивностью 0,75, а затраты кинетической энергии на образование делящегося ядра в обедненном уране будут процентов на 15 меньше, чем для протона той же энергии (рис. 4); коэффициент использования нейтронов примем, как обычно, равным 0,85). В итоге получим, что на наработку одного делящегося ядра нужно затратить  $2000/150 \approx 13$  МэВ кинетической энергии, т. е. при к. п. д. ускорителя 0,6 затраты электрической энергии составят  $2000/150 \cdot 0,6 \approx 22$  МэВ на ядро. Как видно из рис. 5, для протона с энергией 1 ГэВ затраты электроэнергии на производство ядра плутония-239 составят  $17/0,6 \cdot 0,85 \approx 34$  МэВ и процентов на 20 меньше для дейтрона с энергией 2 ГэВ. Если учесть выделяющуюся в бланкетах и мишенях энергию, то в случае гибридных устройств получается чистый выигрыш в энергии (на делящееся ядро дополнительно производится 15—20 МэВ электроэнергии), в случае мю-катализа выигрыш составляет 3—4 МэВ, а для электроядерного метода — затраты в 6—7 МэВ на делящееся ядро (в наиболее благоприятном случае поглощения пучка ускоренных частиц в обедненном уране). Эти оценки не претендуют на большую точность, но достаточно верно передают качественную картину, хотя приведенные выше величины могут заметно меняться в зависимости от значений к. п. д., обогащения мишени и т. п., принятых при оценке баланса энергии. Напомним, что сжигание делящегося ядра в тепловом реакторе дает  $E_f \cdot \eta_T \sigma_f / \sigma_a$  МэВ электроэнергии, где  $E_f$  — энергия деления ядра ( $\approx 200$  МэВ),  $\eta_T$  — к. п. д. теплового цикла силовой установки,  $\sigma_f / \sigma_a$  — делимость ядра в нейтронном спектре теплового реактора ( $\approx 0,9$ ), т. е. примерно 50 МэВ.

4. Электроядерный (ЭЯ) метод представляет еще одну, совершенно независимую возможность использования электроэнергии для крупномасштабного производства нейтронов <sup>16a</sup>, в частности, для получения ядерного топлива (краткое изложение сущности метода и его истории см. в <sup>16b</sup>). В ЭЯ реакторе подразумевается сочетание мощного ускорителя протонов, дейтронов или, что менее вероятно,  $\alpha$ -частиц с мишенью-реактором, содержащей тяжелые вещества: свинец, висмут, торий, уран и их комбинации. Мишень, вероятно, должна состоять из двух частей: первичная мишень, в которой ускоренные до энергий  $E_0 \approx 1,5$ —2 ГэВ частицы конвертируются в нейтроны, и подкритический бланкет, размножающий эти нейтроны и производящий ядерное горючее, а также некоторое количество энергии; в первичную мишень возможно добавление



Рис. 4. Доля кинетической энергии  $\Delta$ , теряемая ускоренным ионом на ионизацию мишени до первого неупругого ядерного столкновения, в зависимости от начальной кинетической энергии  $E_0$ . Вещество мишени — свинец, величина

$$\Delta = - \int_0^{\lambda_{1n}} dx \frac{dE}{dx} / E_0.$$

Для ее вычисления использованы данные 17-19.

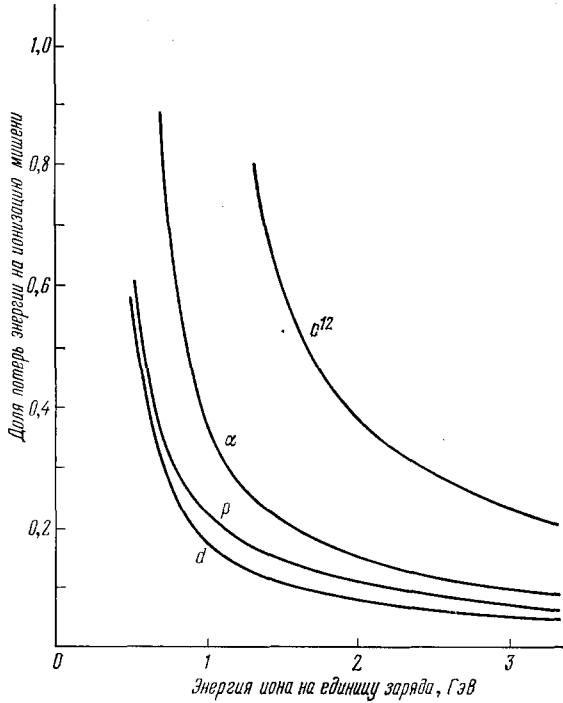
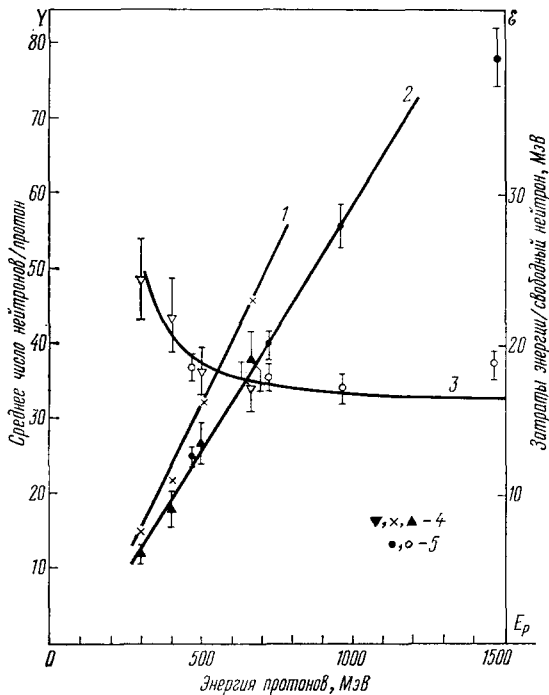


Рис. 5. Выход плутония-239 в квазibesконечной мишени из естественного (1) и обедненного (2) металлического урана (кривая 3 — затраты энергии на получение одного ядра плутония-239 (правая ордината) в обедненном уране). Экспериментальные величины взяты из работ 21 (4), а также 22 (5). Данные 22, полученные для уранового цилиндра  $\varnothing 10 \times 60$  см<sup>3</sup> с обогащением 0,22%, пересчитаны к бесконечным размерам мишени умножением на 1,375 на единицу заряда иона ( $\nabla \equiv \nabla$ )



актинидов — отходов реакторного производства (уран-236, плутоний-240), примесь же элементов с малым  $A$  должна быть минимизирована, чтобы не смягчать спектр нейтронов. При поглощении в мишени из тяжелого вещества пучка ускоренных частиц в ней возбуждаются реакции глубокого расщепления с последующим каскадно-испарительным размножением нейтронов, включая реакции  $(n, \alpha n)$ , а в делящихся веществах и деление ядер нуклонами с энергиями от нескольких МэВ до нескольких сотен-тысяч МэВ. В случае легкой первичной мишени (литий, бериллий) и дейтронного пучка механизм размножения нейтронов включает сначала стриппинг дейтрона, а уже затем поглощение образовавшихся нуклонов в тяжелой среде, окружающей первичную мишень, с возбуждением каскада ядерных реакций.

Нейтронный выход (среднее число испускаемых мишенью нейтронов в расчете на одну бомбардирующую частицу) пропорционален величине кинетической энергии бомбардирующей частицы в момент первого неупругого столкновения с ядром вещества первичной мишени; поэтому максимальный нейтронный выход на единицу затраченной энергии достигается тогда, когда минимальна доля начальной энергии частицы, затрачиваемая на ионизацию среды до первого неупругого столкновения. Если воспользоваться данными для удельных ионизационных потерь энергии  $dE/dx$  (см., например, <sup>17</sup>) и известными из опыта полными неупругими сечениями взаимодействия ускоренных легких ядер с веществом <sup>18,19</sup>, и вычислить кинетическую энергию иона (в расчете на единицу его заряда) в первом неупругом соударении, то оказывается, что максимальный нейтронный выход на единицу затраченной энергии (или, напротив, минимальные затраты энергии на высвобождение нейтрона  $\xi$ ) достигается, вероятно, в области минимума удельных ионизационных потерь энергии. При дальнейшем росте  $E_0$  начнется логарифмический рост  $dE/dx$  и, что гораздо существеннее, будет монотонно увеличиваться доля энергии, уносимая электронно-фотонной компонентой каскада (через нейтральные пионы), и, таким образом, в генерации свободных нейтронов, по существу, не участвующая. Р. Вилсон <sup>20</sup> ссылается на результаты вычислений Ван-Гиннекена, из которых следует, что затраты энергии на высвобождение нейтрона из массивной мишени возрастают по этой причине почти в 1,5 раза при увеличении энергии первичного протона от 1 до 100 ГэВ. Для протона и дейтрона, например, доля потерь энергии на ионизацию (см. рис. 4) составляет несколько процентов в области энергий 2—3 ГэВ, тогда как для ионов с зарядом ядра  $Z \geq 2$  эта доля возрастает  $\sim Z^2$ , так что использование ускоренных ионов тяжелее  $\alpha$ -частицы менее выгодно с точки зрения энергетического баланса. Разумеется, в реальной ЭЯ установке энергия, до которой целесообразно ускорять ион, определится в результате оптимизационных исследований.

При энергиях ускоренных ионов в сотни-тысячи МэВ, когда ионизационный пробег становится гораздо больше ядерного пробега (выше 200—300 МэВ полное неупругое сечение примерно постоянно), практически все они испытывают неупругие взаимодействия с ядрами мишени на длине ионизационного пробега. Плотность этих взаимодействий по оси пучка ионов приближенно описывается  $\exp(-x\Sigma_a)$ , где  $\Sigma_a$  — макроскопическое неупругое (геометрическое) сечение среды. Как показывает опыт, при таких энергиях ускоренных ионов выход нейтронов на первых двух ядерных пробегах составляет примерно 80% полного выхода, вклад пятого ядерного пробега в полный выход не превышает 1,5%. Возникающий при поглощении пучка ионов в мишени аксиально-симметричный источник нейтронов, экспоненциально спадающий вдоль оси, имеет максимум на первом ядерном пробеге; аналогичным распределением обладает и теп-

ловыделение в мишени, поскольку заряженные продукты реакций, в которых высвобождаются нейтроны, имеют малый пробег. Трудности, порождаемые такой неоднородностью нейтронного поля вдоль оси пучка частиц и очень высокими плотностями тепловыделения (при большой мощности пучка), можно в значительной мере ослабить, модифицируя плотность первичной мишени вдоль оси пучка таким образом, чтобы распределение источников быстрых нейтронов и тепла было бы более однородным.

На рис. 5 и 6 приведены результаты опытов <sup>21,22</sup> для квазибесконечной мишени из обедненного металлического урана, бомбардируемой ускоренными протонами. Из них следует, что поглощение протона с энергией

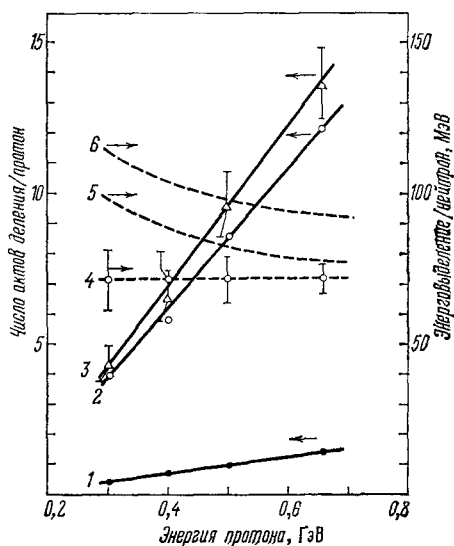


Рис. 6. Число актов деления ядер урана в квазибесконечной мишени из обедненного металлического урана (левая ордината)

1 — число актов деления урана-235, 2 — то же для ядер урана-238, 3 — суммарное число актов деления урана-235 и урана-238 (все величины даны в расчете на один протон); правая ордината: 4 — энерговыделение на одно образовавшееся ядро плутония-239 (без учета ионизационных потерь энергии первичным протоном и без учета деления урана нуклонами высоких энергий на стадии каскадного размножения), 5 — то же, что и 4, но с учетом потерь энергии первичным протоном на ионизацию мишени, 6 — то же, что 5, но с учетом деления урана каскадными нуклонами (число таких актов деления вычислено в <sup>266,37</sup>Г).

1 ГэВ в нескольких тоннах обедненного урана приводит к высвобождению примерно 55 нейтронов и выделению тепловой энергии 4,5—5 ГэВ; нейтроны в конечном итоге захватываются ураном-238, что приводит к образованию плутония-239. Такого рода результаты — основные для ЭЯ метода, ибо позволяют оценить его нейтронную производительность и энергетический баланс, однако следует помнить, что получены они для чистого урана без теплоносителя и конструкционных материалов.

В тории-232 возникает аналогичная картина: захват нейтронов в тории приводит к образованию урана-233 (наилучшего топлива для тепловых реакторов), но из-за меньшей делимости тория по сравнению с ураном-238 (сечение деления примерно впятеро меньше в интервале энергий нейтронов от 1 до 15 МэВ) выход урана-233, по оценкам, будет ниже процентов на 30—40 и при энергии протона 1 ГэВ составит 35—40 ядер на протон. По той же причине энерговыделение в мишени из тория также должно быть меньше, — по оценкам, раза в три. В свинце делением можно пренебречь и энергетический баланс определяется из соображений сохранения энергии, среднее же число нейтронов на протон с энергией от 500 до 1000 МэВ меняется от 8 до 22 для свинцовых цилиндров диаметром 10—20 см, длиной 30—60 см<sup>22-25</sup>. Как показывают экспериментальные данные (рис. 5—7), зависимость нейтронного выхода от энергии первичного протона  $E_0$  линейна, начиная, по меньшей мере, с 300 МэВ и до  $\approx 1,5$  ГэВ.

Затраты кинетической энергии протона на получение свободного нейтрона в квазибесконечном блоке обедненного урана достигают уровня  $\approx 17$  МэВ при энергии протона 1 ГэВ (см. рис. 5), в природном уране —

14 МэВ, а в отработанном топливе (обогащение 2%), по оценкам,  $\approx 11$  МэВ. Как видно из результатов опытов<sup>21</sup>, замена центральной части урановой мишени, в которой тормозится протонный пучок, свинцовым блоком приводит к примерно двукратному уменьшению нейтронного выхода и числа актов деления, т. е. приведенные выше значения затрат энергии на высвобождение нейтрона удвоятся; этот результат интересен при оценке

варианта реальной ЭЯ мишени в виде размножающего бланкета, окражающего первичную мишень из жидкого свинца или свинцово-висмутовой эвтектики. Если теперь учесть выделяющееся в мишени тепло (примерно 80 МэВ на образующееся делящееся ядро, причем эта величина заметно меняется с обогащением урановой мишени (см. рис. 6)), то при к. п. д. ускорителя 0,6 и к. п. д. теплового цикла 0,4 (теплоноситель — жидкий металл) получим, что реальные значения КУМ для ЭЯ метода составляют от  $\approx 1,5$  до 4, а с учетом воспроизводства в тепловом реакторе — примерно от 3 до 8, т. е. раза в 3—4 меньше, чем в случае ТЯ гибрида с  $Q = 4$ .

В ряде крупнейших лабораторий (Аргонн, Брукхейвен, Дубна, Окридж, Лос-Аламос, Чок-Ривер) разработаны машинные коды для расчета процессов каскадного размножения нейтронов в массивных протяженных средах. В таких кодах, в сущности, объединяются анализ нуклон-мезонного транспорта в макроскопической среде (в том

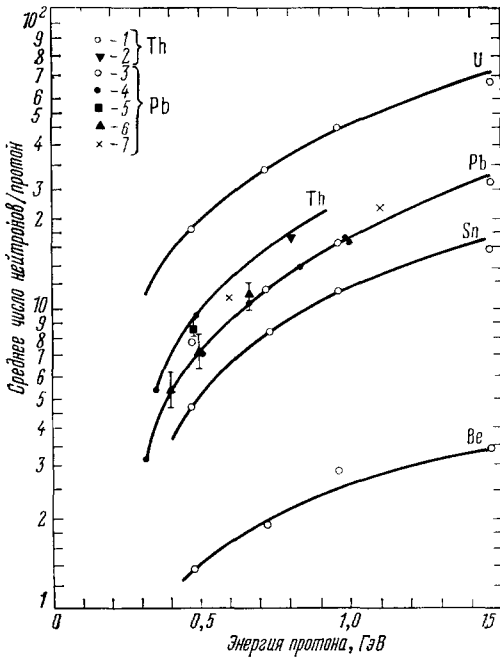


Рис. 7. Нейтронные выходы из цилиндрических мишеней  $\varnothing 10$  см, длиной 60 см (длина ториевой мишени 30 см, длина бериллиевой — 90 см). Для Be, Sn и U приведены результаты опытов<sup>22</sup>, для Th (1) — данные измерений на циклотроне Триумф<sup>23а</sup>, 2 — результат<sup>23г</sup>, для Pb, 3 — данные<sup>22</sup>, 4 — данные<sup>24</sup>, 5 — данные<sup>23а</sup>, 6 — данные<sup>25</sup>, 7 — данные<sup>23в</sup>. Первичные частицы — протоны.

числе и гетерогенной) с последующим анализом транспорта нейтронов. В рамках нуклон-мезонного транспортного кода методом статистических испытаний на основе каскадно-испарительной модели вычисляется число нейтронов и их пространственно-энергетические распределения, и судьба этих нейтронов прослеживается до некоторой энергии обрезания (10—15 МэВ); ниже этой энергии характер реакций под действием нейтронов (деление, упругое и неупругое рассеяние, захват, утчка и т. д.) исследуется посредством нейтронного транспортного кода с использованием многогрупповых систем нейтронных сечений. Согласно с экспериментом как правило удовлетворительное, когда вычисляются интегральные и усредненные величины — совпадение в пределах от 5 до 20%, хотя в некоторых случаях однотипные коды, используемые для расчета размножения в одних и тех же экспериментальных условиях<sup>21</sup>, дают сильно различающиеся результаты даже для нейтронных выходов<sup>26а,27</sup>; согласие хуже, как правило, при вычислении дифференциальных характеристик (см., например, <sup>28</sup>). Для дальнейшего совершенствования вычислительных методов необходимо расши-

рять экспериментальное изучение как интегральных эффектов (в толстых мишенях), так и взаимодействий на элементарном уровне, привлекая для их описания новые теоретические подходы, связанные, например, с решением кинетических уравнений переноса нейтронов<sup>29,30</sup>.

Как видно из рис. 5, выход плутония-239 на протон с энергией 660 МэВ составляет для мишени из металлического обедненного урана  $38 \pm 4$  ядра. Эта цифра не включает утечку нейтронов из мишени (10—12% для мишени массой в 3,5 т), однако для последующих оценок такое упрощение будет не очень существенно, поскольку в реальной мишени нейтронный выход на 10—20% уменьшится из-за влияния теплоносителя и конструктивных материалов. Таким образом, при токе протонов, скажем, 100 мА суточная парботка плутония-239 может составить 0,8 кг (это количество соответствует примерно трем молям нейтронов в сутки), т. е. 240 кг за год (300 дней). При этом в мишени развивается тепловая мощность около 300 МВт, т. е. мощность протонного пучка 66 МВт «размножается» в обедненном уране примерно в 4,5 раза (см. рис. 6), что при к. п. д. тепловой станции ЭЯ реактора 0,4 могло бы дать примерно 100 МВт электрической мощности, достаточной для обеспечения работы ускорителя, если его к. п. д. не менее 0,6. В настоящее время такой к. п. д. считается достижимым в ближайшие 10—15 лет<sup>31,32</sup>. Отметим, что на производство одного грамма плутония-239 расходуется около 1,4 г обедненного урана.

Конечно, приведенные оценки относятся к наиболее благоприятному случаю ввода пучка ускоренных частиц прямо в уран, что вряд ли удастся сделать при мощностях в пучке порядка сотен МВт из-за недостаточной теплопроводности урана и невысокой его радиационной стойкости<sup>33</sup>. Несколько лучшими характеристиками обладает металлический торий, но при таких мощностях пучка плотность энерговыделения в тяжелых твердотельных мишенях столь высока, что адекватный теплоотвод, вероятно, не осуществим. Поэтому конверсия энергии пучка ускоренных частиц в нейтроны должна осуществляться, скорее всего, в жидкометаллической мишени (расплавы урановых солей, эвтектика свинец — висмут, наконец, литий, если используется дейтронный пучок), выполняющей двойную функцию: конвертора первичных частиц в нейтроны и теплоносителя, хотя этот путь приведет к очень сложным механическим проблемам при конструировании мишени. Кроме того, необходимость вводить пучок ускоренных частиц через большую поверхность создает условия (при небольшом и к тому же постоянном ядерном пробеге) для плохой передачи нейтронов из области первичной мишени в бланкет, если только не уменьшить каким-то образом плотность вещества мишени вдоль пучка ионов. Таким образом, способ ввода пучка в мишень-реактор существенно повлияет на выход нейтронов, и поскольку в бланкете ЭЯ реактора уран и торий будут использоваться, вероятнее всего, в виде окисей или карбидов, выход делящихся веществ будет заметно меньше, чем в случае чистого урана (процентов на 20—30; см., например, <sup>34,35</sup>). Однако это уменьшение нейтронного выхода и энерговыделения можно компенсировать благодаря большому размножению бланкета ЭЯ реактора. Как показывают основанные на результатах<sup>21,30</sup> оценки, использование в бланкете урана с обогащением 2% и первичной мишени из свинца — висмута оставляет в силе приведенные выше оценки; аналогичный результат получается для варианта мишени в виде расплава солей урана, непосредственно в который вводится пучок протонов<sup>36</sup>.

5. Посмотрим, как выглядит энергетический баланс ЭЯ реактора. Когда мы интересуемся высвобождением нейтрона для энергетических целей, т. е. для получения делящегося ядра из фертильного, поглощающего

этот нейтрон, естественно требовать, чтобы затраченная на этот процесс энергия ( $E_{вх}$ ) была меньше той полезной энергии ( $E_{вых}$ ), которую можно извлечь при сжигании получившегося ядра в реакторе:

$$\frac{\mathcal{E}}{\eta_y} = E_{вх} < E_{вых}; \quad (1)$$

здесь  $\mathcal{E}$  — затраты кинетической энергии иона на высвобождение нейтрона,  $\mathcal{E} = E_0/Y_0$ , где  $E_0$  — начальная энергия первичной частицы,  $Y_0$  — нейтронный выход из бомбардируемой мишени (см. рис. 5),  $\eta_y$  — к. п. д. ускорителя, так что  $\mathcal{E}/\eta_y$  — электрическая энергия, затраченная на высвобождение нейтрона. Ее можно уменьшить, используя выделяющуюся в мишени тепловую энергию  $W_M$ . Если размножение энергии в мишени характеризуется фактором  $Q$ , т. е.  $W_M = QE_0$ , то в расчете на один свободный нейтрон

$$\frac{W_M}{Y_0} = \frac{QE_0}{Y_0} = Q\mathcal{E}, \quad (2)$$

и неравенство (1) принимает вид

$$\mathcal{E} \left( \frac{1}{\eta_y} - Q\eta_T \right) < E_{вых}, \quad (3)$$

где  $\eta_T$  — к. п. д. теплового цикла мишени.

Величина в правой части неравенства (1) есть

$$E_f \left\langle \frac{\sigma_f}{\sigma_a} \right\rangle \eta_T, \quad (4)$$

где  $E_f$  — энергия, высвобождающаяся в акте деления ядра ( $\approx 200$  МэВ как для делящегося, так и для фергильного ядра),  $\langle \sigma_f/\sigma_a \rangle$  — делимость ядра, усредненная по нейтронному спектру реактора. Этот множитель учитывает то обстоятельство, что поглощение нейтрона делящимся ядром не обязательно приводит к расщеплению последнего. Величина этого множителя зависит от спектра нейтронов, характерного для того или иного типа реактора, и от того, какое делящееся вещество сжигается в этом спектре. В случае реактора на быстрых нейтронах с плутониевым топливом величина  $\langle \sigma_f/\sigma_a \rangle$  составляет 0,83, тогда как для урана-233 в тепловом реакторе она достигает 0,91.

Строго говоря, выражение (4) нужно еще умножить на  $1/(1 - KB)$ , где  $KB$  — коэффициент воспроизводства топлива для данного реактора, и тем самым учесть частичное воспроизводство делящегося вещества, подразумевая, таким образом, переработку облученного топлива или повторную «зарядку» (регенерацию). Однако сначала мы проанализируем неравенство (1) без учета этого множителя, т. е. для одного только ЭЯ реактора, состоящего из ускорителя, первичной мишени, в которой ускоренные частицы конвертируются в быстрые нейтроны, и вторичной мишени — подкритического бланкета, размножающего нейтроны из первичной мишени; воспроизводство же топлива в энергетическом реакторе при сжигании делящегося вещества, наработанного в бланкете ЭЯ реактора, можно учесть при рассмотрении симбиотической системы, состоящей из ЭЯ реактора в комбинации с одним или несколькими тепловыми реакторами.

Таким образом, неравенство (3) принимает вид

$$\mathcal{E} \left( \frac{1}{\eta_y} - Q\eta_T \right) < E_f \left\langle \frac{\sigma_f}{\sigma_a} \right\rangle \eta_T; \quad (5)$$

ради простоты будем предполагать равенство тепловых к. п. д. реактора, первичной мишени и бланкета. Последнее неравенство усиливается, если нейтроны из первичной мишени размножить в бланкете с коэффициентом

размножения  $k_{эфф}$ , благодаря чему увеличатся выход делящегося продукта и энерговыделение. Как известно, размножение нейтронов источника в среде, характеризуемой коэффициентом  $k_{эфф}$ , определяется множителем

$$K = \frac{1}{1 - k_{эфф}}; \quad (6)$$

эта формула справедлива, если пространственно-энергетические распределения нейтронов мишени и бланкета (для его основного канала размножения) не различаются, и при больших  $k_{эфф}$  она с достаточно хорошей точностью описывает размножение нейтронов источника, расположенного в центре бланкета.

Размножение нейтронов в бланкете включает различные реакции (в том числе и такие, в которых нейтроны не образуются), реализующиеся с относительными весами  $\delta_i$ . Пусть  $\delta_1$  — доля нейтронов, испытывающих радиационный захват ( $n, \gamma$ ) в сырьевых веществах;  $\delta_2$  — доля нейтронов, вызывающих деление ( $n, f$ ) ядер этих веществ (деление быстрыми нейтронами);  $\delta_3$  — доля нейтронов, которые поглощаются в делящемся веществе (радиационный захват и деление);  $\delta_4$  — доля нейтронов, вызывающих деление ядер ( $n, f$ ) делящегося вещества;  $\delta_5$  — доля нейтронов, которые теряются бесполезно (поглощение в теплоносителе, замедлителе, конструкционных материалах и утечка из бланкета). Долю нейтронов, покидающих первичную мишень и не попадающих в бланкет, можно сделать сколь угодно малой, надлежащим образом выбрав геометрию мишени и бланкета. Поэтому в силу условия нормировки

$$\delta_1 + \delta_2 + \delta_3 + \delta_5 = 1 \quad (7)$$

и известного из опыта факта (по крайней мере, для тепловых аппаратов)

$$\delta_1 + \delta_2 + \delta_4 \approx 0,95 \quad (8)$$

доля непроизводительно теряемых нейтронов  $\delta_5 \lesssim 0,05$ . В последующих оценках, как и до сих пор, мы будем полагать  $\delta_5 = 0,15$ .

Используя эти определения и вспоминая, что коэффициент размножения среды  $k = \bar{v} \langle \sigma_f / \sigma_a \rangle$ , т. е.  $k = \eta (\delta_2 + \delta_4)$ , напомним выражение для эффективного коэффициента размножения бланкета:

$$k_{эфф} = \frac{\bar{v} (\delta_2 + \delta_4)}{\delta_1 + \delta_2 + \delta_3 + \delta_5} = \bar{v} (\delta_2 + \delta_4); \quad (9)$$

здесь мы предполагаем тождественность среднего числа нейтронов на акт деления  $\bar{v}$  фертильного и делящегося ядра.

Таким образом, использование бланкета увеличивает полный выход делящихся ядер (в расчете на одну первичную ускоренную частицу) до величины

$$Y = Y_0 K (\delta_1 - \delta_3). \quad (10)$$

Если это выражение подставить в знаменатель левой части неравенства (5), то получим

$$\frac{\mathcal{E} (\eta_T^{-1} - Q \eta_T)}{K (\delta_1 - \delta_3)} < \eta_T \left\langle \frac{\sigma_f}{\sigma_a} \right\rangle E_f. \quad (11)$$

Учитывая выделяющуюся в бланкете энергию

$$W_0 = \eta_T E_f K (\delta_2 + \delta_4) = \eta_T E_f \frac{k_{эфф}}{1 - k_{эфф}} \frac{1}{\bar{v}}, \quad (12)$$

можно еще более усилить неравенство (5), и окончательное выражение для затрат энергии на получение одного делящегося ядра принимает вид

$$\left[ \frac{\xi}{\eta_Y} - \eta_T \xi Q - \eta_T E_T K (\delta_2 + \delta_4) \right] [K (\delta_1 - \delta_3)]^{-1}, \quad (\text{МэВ/ядро}), \quad (13)$$

где

$$\eta_T Q \xi = \eta_T \frac{W_M}{Y_0}$$

есть умноженное на  $\eta_T$  равенство (2).

Перепишем исходное неравенство (1), подставив в него выражения (3), (6), (10), (12) и (13):

$$\frac{1 - k_{\text{эфф}}^0}{\delta_1 - \delta_3} \left[ \frac{\xi}{\eta_Y} - \eta_T \left( \xi Q + \frac{E_T k_{\text{эфф}}^0}{\bar{v} (1 - k_{\text{эфф}}^0)} \right) \right] < \eta_T \left\langle \frac{\sigma_f}{\sigma_a} \right\rangle E_T. \quad (14)$$

Приравнявая нулю выражение в квадратных скобках неравенства (14), получаем условие самообеспечения энергией ЭЯ установки (т. е.  $E_{\text{вх}} = 0$ ):

$$\xi \frac{\bar{v}}{E_T} \left( \frac{1}{\eta_Y \eta_T} - Q \right) = \frac{k_{\text{эфф}}^0}{1 - k_{\text{эфф}}^0}, \quad (15)$$

где  $k_{\text{эфф}}^0$  — эффективный коэффициент размножения blankets в случае энергетической автономности комплекса ускоритель — мишень, осталь-

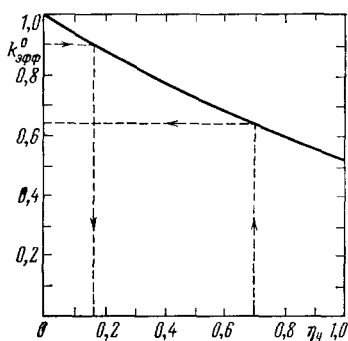


Рис. 8. Связь эффективного коэффициента размножения blankets ЭЯ реактора с к. п. д. ускорителя для случая точного баланса энергии, когда ЭЯ установка не потребляет энергии извне, но и не вырабатывает ее для внешней сети.

Первичная мишень — свинцовый цилиндр  $\varnothing 20$  см; первичные частицы — протоны; штриховые линии указывают возможные предельные значения  $k_{\text{эфф}}^0$  и  $\eta_Y$ : например, если  $\eta_Y$  достигнет значения 0,7, то необходимый эффективный коэффициент размножения blankets будет примерно 0,63; если же  $k_{\text{эфф}}^0$  ограничить уровнем 0,9, то энергетическая автономность ЭЯР достигается при к. п. д. ускорителя  $\approx 0,2$ .

ные величины определены выше. Минимальное значение величины  $\xi$  будет близко к 16—17 МэВ/нейтрон для мишени из обедненного урана, бомбардируемой протонами (см. рис. 5); для свинцовых цилиндров  $\varnothing 10$ —20 см величина  $\xi$  составит 55—45 МэВ/нейтрон<sup>21-25</sup>. Размножение энергии  $Q$  может достигать для тех же мишеней 4,5—5 (несколько тон металлического обедненного урана), примерно вдвое больше для мишени из урана с обогащением 2% (отработавшее топливо энергетических легководных реакторов), для цилиндра из обедненного урана ( $\varnothing 10$ —20 см, длиной 30—60 см)  $Q = 1,2$ —1,7, для такого же свинцового цилиндра — 0,6—0,7. Все приведенные оценки следуют из экспериментальных данных<sup>21-25</sup> и результатов расчетов<sup>26,30,37</sup>.

Если в формулу (15) подставить численные значения ( $\xi = 47$  МэВ,  $Q = 0,65$  при  $E_p \approx 1,5$ —2 ГэВ,  $\eta_T = 0,35$ , коэффициент использования генерируемых нейтронов примем равным 0,85), то для разных значений  $\eta_Y$  можно вычислить соответствующие условию энергетической автономности ЭЯ реактора значения  $k_{\text{эфф}}^0$  (рис. 8); в том случае, когда при фиксированном  $\eta_Y$  значение  $k_{\text{эфф}}^0 > k_{\text{эфф}}^0$ , ЭЯ реактор будет отдавать избыточную мощность в сеть.



Возвращаясь к неравенству (14), перепишем его в более удобной для анализа форме, используя соотношение (9):

$$\xi \frac{\bar{v}}{E_f} \frac{1 - \eta_y \eta_T Q}{\eta_y \eta_T} < \frac{k_{эфф}}{1 - k_{эфф}} \left( KB' \left\langle \frac{\sigma_f}{\sigma_a} \right\rangle + 1 \right), \quad (16)$$

поскольку для бланкета

$$KB' = \frac{\bar{v}(\delta_1 - \delta_3)}{k_{эфф}} = \frac{\delta_1 - \delta_3}{\delta_2 + \delta_4}. \quad (17)$$

Как видно из данных <sup>21</sup>, значение KB' составляет 2,5—2,7. С помощью неравенства (16), в которое подставлены приводившиеся выше численные значения, можно выделить в явном виде связь  $\eta_y$  с  $k_{эфф}$  или KB' для бланкетов разного типа (тепловых или быстрых). Как видно из рис. 8, подстановка в условие (15) довольно реальных значений констант приводит к значениям  $k_{эфф}^0 = 0,65 - 0,85$ ; из соображений безопасности величину  $k_{эфф}$  можно ограничить уровнем  $\lesssim 0,9$ .

К настоящему времени такого рода размножающие бланкеты довольно обстоятельно изучены в связи с разработкой гибридных ТЯ реакторов (см., например, <sup>6,38</sup>). Бланкет ЭЯ реактора можно оптимизировать для производства ядерного горючего с последующей радиохимической переработкой и рефабрикацией облученного материала, для производства реакторного топлива без переработки (регенерация отработанных ТВЭЛов энергетических реакторов), для производства энергии. В первом случае ЭЯ реактор становится наработчиком плутония-239 для энергетических реакторов (типа ВВЭР) и даже для быстрых бридеров в период их быстрого развертывания, а также урана-233 для тепловых реакторов, во втором — регенератором отработанного топлива ВВЭР и более совершенных тепловых реакторов, в третьем — реактором с внешним возбуждением. Такая гибкость в проектировании мишени ЭЯ реактора и ее оптимизации является следствием обязательной подкритичности бланкета.

Выход нейтронов в мишени можно увеличить при той же мощности пучка, если вместо протонов использовать дейтроны (см. рис. 4): при энергии 300 МэВ отношение выходов для свинцовой мишени, бомбардируемой дейтронами и протонами, составляет 1,21; при энергии 650 МэВ оно равно 1,11 (по наиболее точным и надежным из имеющихся сейчас экспериментальных данных <sup>24</sup>). Линейная экстраполяция измеренных в <sup>24</sup> зависимостей нейтронных выходов от энергии бомбардирующей частицы 1,5—2 ГэВ дает отношение 1,07 (нижний предел), вычисления <sup>37</sup> дают примерно столько же при энергии 2 ГэВ и 1,2 при энергии 1 ГэВ. Применение трития для ускорения и конверсии в нейтроны могло бы увеличить нейтронный выход примерно на 40% по сравнению с протонами (по оценкам <sup>34</sup>), но эта возможность порождает много дополнительных трудностей. Конечно, переход к другим ускоренным частицам может повысить выход делящегося продукта на единицу затраченной энергии и упростить решение ряда технических проблем (например, комбинация дейтронного пучка с первичной мишенью из лития — бериллия упрощает как будто проблему охлаждения мишени, а больший нейтронный выход на единицу затраченной энергии означает возможность снизить требования к высокому к. п. д. ускорителя), однако отсутствие точных и систематических экспериментальных данных о поведении нейтронных выходов в зависимости от энергии разных первичных частиц не позволяет пока с должной уверенностью судить о том, каков же будет реальный выигрыш и возместит ли он те дополнительные трудности (например, трудности, связанные с ускорением дейтронов), которые такой переход вызовет. Отсутствие

таких данных не позволяет, в частности, оптимизировать энергию и ток пучка ускоренных частиц. В настоящее время в своих оценках мы исходим из того, что энергетическая стоимость получения свободного нейтрона  $\xi$  в тяжелом веществе под действием ускоренного иона стремится к минимуму, расположенному, вероятно, в области минимума удельных ионизационных потерь энергии иона. Ясно, что при широком минимуме функции  $\xi(E)$  один и тот же нейтронный выход на единицу затраченной энергии можно реализовать различными комбинациями тока, энергии и типа частицы. В сущности, идея ЭЯ метода в том и состоит, чтобы работать в минимуме  $\xi$ , ибо тогда максимален КУМ.

Как уже отмечалось выше, в случае протонов минимальная величина  $\xi$  для обедненного урана составляет 16—17 МэВ, для свинца—40—50 МэВ, причем в урановой мишени выделяется примерно 80—90 МэВ тепловой энергии, а в свинце 25—30 МэВ. Эти сведения позволят составить представление об энергетическом балансе и, как следствие, о к. п. д. ускорителя и мишени-реактора. Требование минимизации (либо полного устранения) потребления энергии ЭЯ реактором извне (из-за колоссального выделения в мишени приводит, как следует из данных <sup>21</sup> и рис. 6, к результирующему к. п. д. ЭЯ реактора  $\geq 0,21$  (произведение к. п. д. ускорителя на к. п. д. теплового цикла мишени). Предполагая, что к. п. д. преобразования тепла мишени в электроэнергию составляет 0,35—0,4, получим для к. п. д. ускорителя (к. п. д. преобразования мощности сети в мощность ВЧ колебаний, умноженный на к. п. д. преобразования энергии ВЧ поля в кинетическую энергию пучка протонов) значение 0,55—0,6. Но это значение — нижний предел для к. п. д., поскольку относится к чистой урановой мишени, в случае же мишеней из свинца, тория, оксидов или карбидов урана и тория условие самообеспечения энергией выполняться не будет, и дефицит энергии понадобится покрывать за счет мощности, генерируемой реакторами, топливо для которых нарабатывает ЭЯ реактор, либо, как говорилось выше, blanket ЭЯ реактора нужно будет спроектировать с большим размножением.

6. Какова же должна быть производительность ЭЯ реактора, чтобы его создание было экономически целесообразным? Из-за высокой стоимости комплекса ускоритель-мишень темп наработки топлива должен быть достаточно высок, чтобы можно было обеспечить горючим парк тепловых реакторов, суммарная электрическая мощность которых существенно превышала бы мощность ускорителя, а стоимость — стоимость ЭЯ брпдера. (Напомним, что число подпитываемых реакторов пропорционально при фиксированном количестве топлива величине  $1/(1 - KB)$ .) Приводившаяся выше оценка производительности для урановой мишени, возбуждаемой 100-миллиамперным пучком протонов с энергией 660 МэВ ( $\approx 240$  кг в год), помогает лишь составить представление о масштабах установки, хотя ни энергия протонов, ни ток не могут считаться оптимальными. Энергия протонов для промышленного ЭЯ реактора окажется, по-видимому, в области 1,5—2,0 ГэВ, где потери мощности первичного пучка на ионизацию составят несколько процентов, а ток при этом должен быть порядка сотен мА (число свободных нейтронов в системе  $\sim 10^{20}$  с<sup>-1</sup>); влияние пространственного заряда может ограничить, вероятно, ток величиной 350—400 мА. Пучок с такими параметрами в мишени из обедненного урана ( $k_{\infty} = 0,38$ , мощность пучка протонов 300—400 МВт) может обеспечить нейтронную производительность около 4,5 молей в сутки на каждые 100 МВт мощности пучка (примерно килограмм делящегося вещества), т. е. всего 14—18 молей нейтронов (3—4 кг плутония-239)

на всю мощность пучка, причем тепловая мощность мишени будет на уровне около 1,5 ГВт. Как говорилось выше, примерно такие же характеристики будут и у мишени из свинца (первичная мишень) в комбинации с ураном, имеющим двухпроцентное обогащение (бланкет). Отметим, что энергетический баланс ЭЯ реактора в целом улучшается при загрузке в бланкет обогащенного вещества (например, можно прибегнуть к предварительному обогащению на традиционных разделительных установках до уровня примерно вдвое меньшей концентрации, чем это требуется для загрузки в ВВЭР, либо, как уже говорилось, можно использовать остаточное обогащение отработанного топлива); поскольку же в ЭЯ мишени облучаемые материалы так или иначе обогащаются делящимся веществом, вряд ли следует отвергать идею предварительного обогащения фертильного вещества, тем более, что экономика ЭЯ производства от этого выиграет <sup>34</sup>.

ЭЯ бридер на базе ускорителя такой мощности и с к. п. д.  $\geq 0,6$  мог бы наработать за год 1—1,2 т плутония-239 из отвалного урана либо регенерировать без последующей радиохимической переработки и рефабрикации сотню тонн отработанного топлива промышленных тепловых реакторов. Производство урана-233 будет примерно в 1,3—1,5 раза ниже при существенно худшем энергетическом балансе мишени-реактора, поэтому торий придется использовать, как сейчас представляется, в сочетании с обедненным или отработанным ураном, обогащение которого почти на порядок больше, чем обедненного.

При такой производительности ЭЯ реактор мог бы обеспечить топливом три реактора ВВЭР высшего поколения ( $K_B = 0,6$ ,  $\eta_T = 0,3$ ) с уран-плутониевым топливом либо 4 таких реактора с уран-ториевым топливом ( $K_B = 0,73$ ), причем мощность каждого реактора составляет 1 ГВт (эл). По сравнению с проектируемым в США быстрым бридером СВР мощностью 1 ГВт (эл), период удвоения которого не менее 15 лет, ЭЯ реактор мощностью в пучке протонов 300 МВт может дать за год примерно в 40 раз больше плутония-239 (или урана-233), хотя, правда, не производит электроэнергии для внешней сети. Таким образом, ЭЯ реактор как нарабочник ядерного горючего в существенных чертах аналогичен заводу по разделению урана: и тот, и другой, потребляя энергию извне (или потребляя ее мало, как в случае ЭЯ установки), производят топливо для энергетических реакторов и не производят (или производят, но мало, как в случае ЭЯ установки) электроэнергию во внешнюю сеть, однако ЭЯ реактор перерабатывает отвалный уран (около 1,4 г на грамм плутония), тогда как разделительная установка требует все нового и нового естественного урана (около 200 г на грамм урана-235, если в хвостах остается 0,2% делящегося вещества).

Интерес к наработке урана-233 ЭЯ методом не исчерпывается электрогенерирующими тяжеловодными реакторами, но связан также с высокотемпературными ториевыми реакторами для получения высокопотенциального тепла <sup>39</sup>. Если в результате исследований подтвердится возможность накопления урана-233 в сырых ториевых стержнях (в достаточно жестком нейтронном спектре ЭЯ мишени до концентрации примерно 3—4%), то это позволило бы серьезно упростить решение проблемы освоения ториевых ресурсов, поскольку, по меньшей мере, в первой загрузке можно было бы обойтись без радиохимической переработки, сильно осложняемой высокой активностью продуктов распада побочного урана-232 <sup>40</sup>. Уран-233 — наилучшее топливо для тепловых реакторов, и ЭЯ реактор, производящий в сутки около 2,5 кг урана-233, мог бы подпитывать несколько тяжеловодных реакторов с  $K_B = 0,9$  (потребляющих примерно 0,1 г урана-233 в сутки на тепловой МВт) общей мощностью более 8 ГВт (эл).

Высокая стоимость переработки облученного топлива, а также связанные с этой технологией технические и политические проблемы не способствуют внедрению ее в производство, ибо есть надежда, что со временем процесс переработки и рефабрикации топлива удастся удешевить и, кроме того, решить упомянутые проблемы (например, проблему нераспространения ядерного оружия). В таких условиях, когда переработка облученного топлива широко не применяется, ЭЯ реактор мог бы сыграть ключевую роль в ядерной энергетике, ибо его можно было бы использовать для обогащения первичного топлива и регенерации отработанного. Это позволило бы обеспечить ядерным горючим существующий и развивающийся парк тепловых реакторов, сократить потребности в природном уране в несколько раз, устранить необходимость в новых мощностях по обогащению урана (традиционными методами), продолжать разработку наиболее приемлемых путей переработки облученного топлива; однако следует помнить, что для полного использования уран-ториевых ресурсов, в частности, в цикле быстрых реакторов радиохимическая переработка абсолютно необходима.

7. За последние несколько лет идея ускорительного метода получения свободных нейтронов в крупных масштабах вновь поднимает голову<sup>41-44</sup>, и это объясняется в немалой степени тем прогрессом, который имел место в теории и практике ускорителей и благодаря которому ускоритель — до сих пор уникальная лабораторная установка — становится надежной промышленной машиной; опыт показывает, что коэффициент использования их превышает 90%, что выше, чем для промышленных энергетических реакторов. Интерес к высокоэнергетическим ускорителям ионов как нейтронным генераторам связан с несколькими проблемами — это и ЭЯ бриддинг, и получение тепловых нейтронных потоков высокой плотности, и «дожигание» некоторых долгоживущих радиоизотопов (криптон-85, стронций-90, и особенно актиниды), в больших количествах образующихся и накапливающихся при работе АЭС. (Здесь мы не обсуждаем применение реакций расщепления для создания мощных импульсных источников нейтронов, сооружаемых сейчас в ряде лабораторий на базе специально разработанных для этой цели протонных синхротронов и линейных ускорителей (ЛУ), поскольку нас интересует масштаб производства нейтронов порядка десятков молей в сутки при минимальных затратах.) Параметры ускорителя должны быть таковы, чтобы в совокупности с мишенью было обеспечено естественное для коммерческой установки требование: максимальное производство плутония-239 и/или урана-233 при минимуме капитальных затрат и минимальных эксплуатационных расходах, причем последние могут быть в большей или меньшей степени компенсированы рекуперацией тепла с высокими параметрами, выделяющегося в мишени-реакторе.

По ряду причин в качестве базового ускорителя (драйвера) ЭЯ реактора предпочтителен ЛУ, работающий в непрерывном режиме: он способен ускорять достаточное количество токи ионов — в нескольких лабораториях (ЦЕРН, Брукхейвен, ФНАЛ) были ускорены импульсные токи протонов  $\geq 300$  мА — и, следовательно, при энергиях протонов 1,5—2 ГэВ может обеспечить пучки мощностью  $\sim 10^8$  Вт, он обладает наибольшим к. п. д. в непрерывном режиме, его протяженность (при градиенте ускоряющего поля 1,5—2 МэВ/м примерно километр) облегчает ввод столь больших мощностей в ускоритель и упрощает его обслуживание, поскольку снижается наведенная радиоактивность на единицу длины машины; он допускает большую гибкость в выборе места для сооружения и изменение длины,

Создание сильноточного ЛУ для крупномасштабной генерации свободных нейтронов становится вполне реальным делом (см., например, <sup>31</sup>) благодаря двум изобретениям последних двух десятилетий: а) идея Владимирского — Капчинского — Теплякова — применение пространственно-однородной ВЧ фокусировки (на Западе ее называют RFQ) — в комбинации с магнитнотвердыми квадрупольными линзами <sup>31</sup>, <sup>45</sup> позволяет обойти присущие обычным ускорителям Альвареса трудности (высокая энергия инжекции при большом ускоряемом токе, низкий коэффициент захвата частиц в режим ускорения) и упростить проблему создания инжектора и секций с трубками дрейфа; б) проблема поиска ускоряющих структур, передающих в пучок не менее 90% ВЧ мощности, решается, по-видимому, с помощью структур Андреева <sup>46</sup> — волноводов с дисками и шайбами, для которых характерна сильная связь между ускоряющими ячейками (ячейки с  $\pi/2$ -связью, коэффициент связи примерно 0,5). Разрабатываемые в настоящее время проекты пионных и нейтронных генераторов (FMIT, SNQ, PIGMI, ZEBRA, усовершенствование ЛУ LAMPF) основываются на этих двух выдающихся достижениях ускорительной технологии. Эти установки <sup>47-50</sup> можно рассматривать как прототипы ускорителя-бридера или отдельных его частей; здесь уместно заметить, что создание и эксплуатация протонных ЛУ для «мезонных фабрик» позволяют не только проводить ядернофизические исследования различных мишеней, изучать их радиационную стойкость, характер тепловыделения и т. п., но также накапливать опыт для перехода в будущем к примерно в сто раз более высоким мощностям в пучке. Сооружение мощных ЭЯ генераторов нейтронов (масштаба ING или SNQ) представляется необходимым промежуточным этапом на пути к полномасштабному ЭЯ бридеру.

Схема построения протонного ЛУ бридера стандартна (см., например <sup>31</sup>): сравнительно низковольтный (50—100 кВ) инжектор, секция пространственно-однородной фокусировки, работающая на частоте примерно 70—100 МГц, где протоны ускоряются до 2—3 МэВ и переходят затем в секцию Альвареса (резонаторы с трубками дрейфа); достигнув энергии 150—200 МэВ, протоны переходят в секцию со структурами Андреева, где ускоряются до конечной энергии. Для накачки ВЧ мощности в такой трехчастотный ЛУ потребуется несколько сот генераторных ламп<sup>51</sup>, клистронов (или гироконов) суммарной мощностью около 0,5 ГВт в непрерывном режиме (единичная средняя мощность 1—2 МВт), генерирующих на частотах  $\approx 70-100$  (секция ПОФ), 200—300 (секция с трубками дрейфа) и 500—1000 МГц (секция резонаторов с дисками и шайбами) при к. п. д. не менее 0,7. При таком большом числе ВЧ генераторов высокой мощности их надежность и ресурс должны быть исключительно высоки, тем более, когда они питают такие мощные пучки.

Что касается клистронов, то уже в начале 70-х годов их мощность достигала 0,2—0,3 МВт в непрерывном режиме при к. п. д.  $\approx 0,4$ . В последние годы их характеристики быстро улучшались, в частности, в связи с сооружением крупных ускорительно-накопительных установок, и сейчас работают клистроны непрерывной мощностью 0,6—1 МВт, генерирующие на частотах 100—500 МГц при к. п. д.  $\approx 0,6$ , так что имеются хорошие перспективы разработки (с привлечением моделирования на ЭВМ) клистронов единичной мощностью 1—2 МВт в непрерывном режиме с к. п. д. вплоть до 0,80—0,85 для интервала частот  $10^2-10^3$  МГц <sup>52</sup>.

Альтернативным источником мощности для секции ЛУ со структурами Андреева может, вероятно, оказаться гироколон <sup>53</sup>. Известные сейчас из компьютерных исследований характеристики гирокона — к. п. д.  $> 0,8$  для блоков единичной мощностью 2—3 МВт в непрерывном режиме, оптимальный интервал частот  $\approx 300-1500$  МГц <sup>54</sup> — стимулируют развитие

этой ВЧ технологии. Однако опыт работы с гироконом ограничен и исчерпывается пока установками в Новосибирске (ВЭПП) и Лос-Аламосе<sup>55</sup>, так что для более определенных суждений о перспективности его применения в ЛУ бридерах потребуется еще несколько лет. Тем не менее, современное состояние ускорительной науки и технологии дает достаточную основу для разработки и сооружения ЛУ бридера мощностью в пучке порядка сотен МВт и к. п. д. не менее 0,5<sup>31,32,41</sup>, хотя предвидеть сейчас спектр возможных трудностей вряд ли можно.

Менее ясная ситуация в том, что касается мишени-реактора, и пока что нет технически осуществимого и экономически приемлемого проекта, в котором оптимальным образом были бы учтены свойства материалов в интенсивных полях излучений и высоких температур, генерация нейтронов и их эффективная передача в бланкет, тепловыделение и его отвод, нейтроника blankets и распределение наработанного делящегося вещества. Вероятно, мишенное устройство будет двухкомпонентной структурой (первичная мишень, в которой останавливается пучок ускоренных ионов и возникает источник быстрых нейтронов, и окружающий ее бланкет с сырьем и делящимися веществами), во многом напоминающей реактор на быстрых нейтронах; следовательно, эта система воспользуется многими разработками, сделанными по программе ББ. Blankетами могут служить крупные узлы проектируемых в настоящее время реакторов-размножителей и усовершенствованных конверторов (например, LMFBFR, GCFBR, HTGR, THTR). Конструкция и материал первичной мишени должны обеспечить наибольший выход нейтронов при радиационной стойкости, достаточной для надежной работы, по меньшей мере, года и чтобы можно было справиться с огромным и неоднородным тепловыделением. По этим причинам, а также ради максимальной жесткости нейтронного спектра вывод тепловой мощности предпочтительнее осуществлять, по-видимому, жидкометаллическими теплоносителями. Возможно, что окажется технически осуществимой первичная мишень из пластин или стержней металлического тория, омываемых потоком жидкого натрия; конечно, нейтронный выход из ториевой мишени процентов на 30 будет меньше, чем из урановой, но зато радиационная стойкость, механические и теплофизические характеристики металлического тория существенно выше<sup>33</sup>. Радиационная стойкость материалов ЭЯ реактора представит проблему не менее острую, пожалуй, чем в случае ТЯ реакторов, ибо в мишени ЭЯ реактора типичные потоки нейтронов жесткого спектра будут на уровне в несколько единиц  $10^{15}$  см<sup>-2</sup> с<sup>-1</sup><sup>36</sup>. Проблемы теплосъема и радиационной стойкости сильно упрощаются, если пучок дейтронов вводить в поток жидкого лития или в бериллий, охлаждаемый жидким натрием<sup>56</sup>, однако при этом существенно снижается нейтронный выход.

Если исходить из современных возможностей техники теплосъема в мощных реакторах (0,5—1 МВт/л), то при тепловой мощности 1300—1800 МВт объем «активной зоны» мишени-реактора должен составить, по меньшей мере, 2—3 м<sup>3</sup>; это означает, что в сплошной среде (жидкий свинец — висмут, расплав солей урана) область генерации большей части быстрых нейтронов (примерно 80% полного числа) представляла бы собой, грубо говоря, диск толщиной примерно в два ядерных пробега (30 см) и диаметром 1—1,5 м, причем и в пределах этого диска распределения нейтронов и тепловыделения описываются экспонентой. Это и создает условия для плохой передачи нейтронов в радиальный бланкет, неоднородности нейтронного и теплового полей. Как отмечалось выше, эти трудности можно было бы обойти, уменьшая среднюю плотность вещества первичной мишени вдоль пучка ускоренных частиц и, таким образом, растягивая нейтронный источник и тепловыделение в пространстве. Спо-

соб ввода пучка в мишень может быть выбран после решения ряда сложных вспомогательных задач, например, устойчивость струй жидкой Pb — Bi-эвтектики, если первичная мишень предлагается в виде множества свободно падающих струй тяжелой жидкости<sup>35</sup>; если же пучок вводится в сборку из ториевых или урановых стержней, продуваемых гелием<sup>34</sup>, то необходимо разработать вакуумные окна, способные пропускать поток ионов мощностью в сотни МВт и выдерживать хотя бы сотню часов работы, а также устройство для автоматической смены таких окон без воздействия на режим работы установки.

Среди рассмотренных выше возможностей применения электроэнергии для крупномасштабного производства нейтронов ЭЯ метод уже сейчас представляется технически осуществимым способом переработки ядерного сырья в ядерное горючее. Проектирование и сооружение мишени-реактора и ЛУ протонов (дейтронов) возможны в рамках современной технологии, несмотря на нетривиальность, — многие важные характеристики этих элементов ЭЯ бридера присущи уже ускорителям нынешнего поколения и фигурируют в проектах реакторов, которые намечается построить в ближайшем будущем. Каких-либо фундаментальных ограничений нет (не требуется доказательства научной осуществимости), однако необходимо выполнить обширную программу экспериментов и детальных разработок, а также тщательно изучить возможную роль ЭЯ бридинга и его экономику в рамках существующей и развивающейся ядерной энергетики. Именно в экономике может заключаться его главная трудность, поскольку при сравнительно бедном энергетическом балансе ЭЯ бридер пока что выглядит довольно дорогим: дорогой ускоритель + дорогая мишень (реактор в рамках новой технологии).

Потребуется провести гораздо более точные измерения нейтронных и энергетических выходов на мишенях различного состава и геометрии; для детальных и надежных расчетов будут необходимы данные по нейтронным сечениям в области энергий выше 15—20 МэВ, по сечениям реакций ( $n, xn$ ) и реакций, не производящих нейтроны, экспериментальные пространственно-энергетические распределения нейтронов, возникающих в представляющих интерес материалах под действием ускоренных и вторичных частиц. Материалами мишени и бланкета могут быть свинец, висмут, изотопы урана, торий, плутоний, возможными конструкционными материалами — нержавеющая сталь, титан, ванадий, ниобий, цирконий, теплоносителями — литий, натрий, свинец — висмут, гелий, вода обычная и тяжелая; ускоренными частицами могут быть протоны и дейтроны.

С использованием полученных экспериментальных данных потребуется спроектировать и испытать компоненты мишени, которая максимально использует существующую реакторную технологию. Вслед за этим нужно провести, но уже на крупных элементах мишени, детальные измерения сечений, калориметрические и спектральные измерения, разработку машинных кодов, описывающих процессы размножения и транспорта нейтронов в бланкетах, вести инженерную разработку и поиск наилучших методов ввода и вывода энергии из мишени, разрабатывать термогидравлическую систему и конструкцию мишени-реактора как сооружения в целом, детально анализировать нейтроннику всех элементов мишени. Разумеется, этой работе должна предшествовать разработка и выбор материалов для топливных оболочек, лайнеров, контактирующих с жидкой частью мишени, для окошек, через которые в мишень вводится пучок ускоренных частиц (возможны системы ввода пучка без окошек), для реакторной структуры.

Что касается ЛУ ионов с энергией 1—2 ГэВ, током в сотни мА, к. п. д. не менее 0,6 и потерями частиц при ускорении  $\sim 1$  нА/м, то потребуется

разработать, соорудить и испытать сильноточный инжектор ( $\sim 0,5$  А в непрерывном режиме с предварительным ускорением в полях  $\leq 100$  кэВ), создать генераторы ВЧ мощности с к. п. д.  $\geq 0,7$  в непрерывном режиме, мощностью в единичном блоке 1—2 МВт для накачки энергии в пучок на частотах  $\approx 100$ —300 МГц (секция ПОФ и секция с трубками дрейфа) и на частотах, втрое — впятеро больших в секции резонаторов со связью (500—1000 МГц), создать ускоряющие структуры, обеспечивающие при загрузках резонаторов 75—80% передачу в пучок не менее 90% энергии ВЧ поля, детально понимать динамику сильноточных пучков ионов и научиться контролировать их потери при ускорении, чтобы минимизировать активацию ускорителя и обеспечить тем самым возможность хотя бы частичного обслуживания машины без сложных систем дистанционного управления. Переход к мощностям в пучке, примерно в тысячу раз большим, чем на мезонных фабриках, радикально изменит требование надежности всех элементов ускорителя.

8. При тепловой мощности мишени-реактора 1,3—1,5 ГВт и к. п. д. теплового цикла 0,35—0,4 электрическая мощность ( $\approx 500$  МВт) будет достаточна для питания ЛУ с к. п. д. 0,6 и мощностью в пучке 300 МВт. Стоимость такой мишени оценивается примерно в 600 млн. долларов, исходя из современного уровня капитальных затрат на сооружение мощных энергетических реакторов 1030 долларов за кВт (эл) установленной мощности<sup>58</sup>. Стоимость ЛУ протонов (1 ГэВ, 300 мА, к. п. д. 0,6) оценивается примерно в 350 млн. долларов<sup>34, 35</sup>; см. также<sup>32, 57</sup>, где указаны значения стоимости от 140 до 600 млн. долларов. Если потребуется дополнить ЭЯ реактор установкой по переработке топлива, то ее стоимость оценивается в 350 млн. долларов<sup>34, 35</sup>. Основанная на этих оценках стоимость делящегося продукта оказывается равной от 40 до 100 долларов за грамм<sup>41</sup> и, что представляется более реальным, 257 долларам за грамм<sup>35</sup>. В настоящее время стоимость обогащенного урана (93%) составляет около 50 долларов за грамм, из которых половина приходится на работу по разделению, а остальные примерно 24 доллара представляют стоимость килограмма  $U_3O_8$ , деленную на число граммов урана-235, извлекаемых из этого килограмма при разделении. За два десятка лет (с конца 50-х до конца 70-х годов) цена на природный уран выросла примерно вшестеро, причем из-за того, главным образом, что имеются опасения его нехватки в недалеком будущем, а не в связи с действительным увеличением стоимости его извлечения из земных недр. (В самом деле, в 1978—1979 гг. уран стал дешеветь, как только на него начал уменьшаться спрос из-за временного сокращения числа заказов на новые АЭС, вызванного неясностью конъюнктуры, но это явление временное.) По мере роста потребления уранового топлива все шире будут использоваться руды низкого качества, и возрастание стоимости извлечения урана начнет сказываться сильнее. Комбинация этих двух причин приведет лет через 20 к ценам 200—250 долларов за килограмм  $U_3O_8$  (см. например,<sup>59</sup>). Стоимость работы по разделению также возрастает, хотя и довольно медленно, так что лет через 20 цена обогащенного урана может возрасти в 2—3 раза, достигнув уровня 70—100 долларов/грамм. И если сейчас предполагаемая стоимость ядерного топлива, наработанного с помощью ускорителя, по-прежнему недопустимо высока, как это было и в проекте МТА<sup>16</sup>, где она составляла 124 доллара/грамм (250 долларов/грамм при пересчете к условиям 1976 г.), лет через 20 ЭЯ метод окажется экономически целесообразным. Простые соображения экономического характера показывают<sup>60</sup>, что конкурентоспособность ЭЯ метода производства ядерного горючего возникает при ценах на обогащенный уран выше 80 долларов за грамм; если же



будет возрастать стоимость электроэнергии, то этот предел будет повышаться.

Грубую оценку экономичности бридера и выявление главных зависимостей можно сделать следующим образом. Пусть  $k_B$  — удельные затраты на бридер (капитальные + прочие, приведенные к начальному моменту, без затрат на топливо),  $k_T$  — та же величина для теплового реактора ( $k_B$  и  $k_T$  в рублях за кВт),  $\eta_B$ ,  $\eta_T$  — к. п. д. нетто этих реакторов,

$$n = \frac{r_B - \omega g_B}{q_T + \omega g_T}$$

— число тепловых реакторов, которые обеспечиваются горючим от одного бридера такой же мощности (с учетом динамики развития); здесь  $r_B$  (т/ГВт·год) — избыточное производство плутония бридером в расчете на 1 ГВт тепловой мощности,  $q_T$  (т/ГВт·год) — потребность теплового реактора в подпитке плутонием,  $\omega$  год<sup>-1</sup> — темп роста ядерной энергетики,  $g_B$  и  $g_T$  (т/ГВт) — количества плутония, который задерживается в бридере, в тепловых реакторах и в их внешних циклах. Если рассмотреть замкнутую по плутонию систему из одного бридера (1 ГВт тепл.) и  $n$  тепловых реакторов, то она производит  $(\eta_B + n\eta_T)$  ГВт полезной энергии и стоит  $(k_B + nk_T)$  млн. рублей. Система такой же полезной мощностью, но только на тепловых реакторах стоила бы  $(n + \eta_B/\eta_T) k_T$  млн. рублей. Разность  $k_B - (\eta_B/\eta_T) k_T$  есть цена, которую мы платим за производство топлива для рассматриваемой системы. Отношение этой цены к затратам только на тепловые реакторы

$$B = \frac{(k_B/k_T) - (\eta_B/\eta_T)}{n + (\eta_B/\eta_T)}$$

— доля затрат на горючее для системы с бридером, которая и является предметом сравнений и оптимизации.

В настоящее время аналогичная величина (затраты на обогащенный уран) составляет примерно 10% общих затрат на ядерную энергетику, но имеет тенденцию к росту. Этот рост лишь ускорится по мере исчерпания запасов урана в богатых месторождениях, и экономическая роль бридинга в том и состоит, чтобы предотвратить в этом случае потерю экономических преимуществ ядерной энергетики, которые заключаются именно в дешевизне топлива, тогда как  $k_T$  для ядерной энергетики относительно велики. (В обозримом будущем ядерная энергетика не является единственным энергетическим решением, ибо лет на 100 и более хватит еще и угля.) Поэтому требование к бридингу состоит в том, чтобы величина  $B$  была существенно меньше 1, скажем, не выше 0,3 (в этом случае бридинг станет выгодным при увеличении стоимости урана примерно втрое от нынешнего уровня цен).

Отсюда можно найти допустимую стоимость бридера в зависимости от  $n$  и  $\eta_B/\eta_T$ :

$$\frac{k_B}{k_T} \leq 0,3n + 1,3 \frac{\eta_B}{\eta_T}.$$

Для ЭЯ бридеров с небогащенной мишенью как и для гибридных ТЯ реакторов  $n \approx 3-4$ , если использовать современные энергетические тепловые реакторы (типа ВВЭР с окисным топливом) с типичным для них балансом топлива. Разумеется, можно было бы выбрать для этой цели какой-нибудь реактор с гораздо лучшим топливным балансом и тогда  $n$  было бы  $\approx 10-15$ , а может быть, и еще больше. Но если мы действительно решимся на переход от реакторов современного типа к другим, с лучшим балансом топлива, то этим и нужно заниматься, а бридинг следует отложить, ибо он потребует не скоро. На самом же деле роль бридинга

сейчас состоит еще и в том, чтобы не затевать разработки новых типов реакторов. При  $n = 4$

$$\frac{k_B}{k_T} \leq 1,2 + 1,3 \frac{\eta_B}{\eta_T}.$$

Эта формула показывает, как сильно влияет энергетический баланс бридера на его экономичность, несмотря на то, что в рассматриваемой системе 80% энергии производится тепловыми реакторами. Причина этого заключается в том, что производимое бридером горючее для ядерной энергетики стоит (и должно стоить!) дешево по сравнению со стоимостью реально произведенной энергии. Из этого выражения видно, что при  $\eta_B \approx 0$  (бридер с «бедным» энергетическим балансом: ЭЯ бридер, гибридный ТЯ бридер с низким  $Q$  — долусоновский, и т. п.) стоимость бридера может превышать стоимость теплового реактора не более чем на 20%, что практически исключено. Если же  $\eta_B/\eta_T = 1$ , то  $k_B/k_T \leq 2,5$ , что, вероятно, сделать можно. Когда же  $k_B/k_T \approx 2$ , формула для  $B$  показывает, что бридер с  $\eta_B/\eta_T \approx 0$  будет производить плутоний по цене в 2,5 раза более высокой, чем бридер такой же стоимости, но с  $\eta_B/\eta_T \approx 1$ . Как видим, различие довольно велико.

Реализация электрического бридера желательна, по-видимому, и раньше, поскольку этот источник топлива, совершенно независимый от запасов природного урана и широко использующий обедненный уран, будет стабилизировать цены на ядерное горючее, позволит задействовать очень выгодный для тепловых реакторов топливный цикл торий — уран-233 и еще более расширить топливную базу; благодаря ему снизятся требования к дополнительным мощностям разделительных и, возможно, радиохимических установок. Кроме того, одно из направлений ускорительного метода генерации свободных нейтронов — создание потоков тепловых нейтронов  $\sim 10^{16}/\text{см}^2\text{с}$  — могло бы дать инструмент для превращения (трансмутаций) некоторых продуктов деления и актинидов в короткопериодные и даже стабильные нуклиды<sup>61</sup>.

9. Обострение экономических и экологических проблем энергетического производства ставит перед ядерной энергетикой все более крупные задачи, которые едва ли могут быть решены путем простого количественного наращивания ядерных мощностей: потребуются новые типы реакторов для разных областей энергетики, новые схемы бридинга ядерного горючего. Обсуждаемые здесь методы электрического бридинга позволяют осуществить новый подход к построению крупномасштабной и многоплановой ядерной энергетики, широкое развитие которой становится особенно необходимым и экономически выгодным для нашей страны, учитывая значительную долю нефтегазового топлива в производстве электричества и тепла, существование развитой системы централизованного теплоснабжения городов, удаленность главных угольных месторождений от основных районов потребления энергии.

ЭЯ и гибридные ТЯ реакторы, питающие горючим реакторы деления, способны поднять степень использования природного сырья (уран или торий) с нынешних 0,5—1% вплоть до 40—70% с учетом неизбежных потерь. Но они создают и еще одну интересную и заслуживающую изучения возможность глубокого выжигания природного сырья без промежуточной радиохимической регенерации и рефабрикации топлива: в урановых или ториевых бланкетах таких реакторов ТВЭЛы (ториевые или урановые) могут обогащаться плутонием-239 или ураном-233 до нужной для тепловых реакторов концентрации 2—4% с последующим выжиганием в реакторах деления. Даже при однократном использовании таких

ТВЭЛов степень использования природного урана может составить 20—40 кг/т, т. е. в 4—8 раз больше, чем сейчас. Если радиационная стойкость ТВЭЛов позволит вернуть их в бланкет ЭЯ или гибридного ТЯ реактора для дообогащения, то степень использования сырья может быть поднята еще вдвое. С учетом вовлечения ресурсов тория (без специальной технологии его переработки и рефабрикации) это означало бы решение проблемы ресурсов ядерного топлива практически до конца следующего века и создало бы значительный резерв времени для наилучшего решения сложных технических, экологических и политических проблем, связанных с переработкой облученного топлива, хранением высокоактивных отходов и обращением с большими массами плутония.

Высокая производительность электрических бридеров по ядерному горючему (примерно 2 т на электрический ГВт в год вместо 0,2—0,4 т для ББ) позволяет использовать разные типы реакторов — как производящих, так и потребляющих горючее, — работающих каждый в том секторе энергетики, где он наиболее выгоден. Отпадает необходимость в достижении предельных показателей производства и потребления горючего быстрыми и тепловыми реакторами, их разработка может быть сосредоточена на повышении надежности и экономичности. Отпадает необходимость в сокращении до предела выдержки топлива после облучения, которая может быть принята равной экономически оптимальной (1—2 года). Возможно, удастся вообще отложить переработку на длительное время, пока не будет выработана наиболее экономичная и надежная технология.

Каждая из обсуждаемых схем электрического бридинга имеет свои достоинства и недостатки. Так, разработка ЭЯ бридера может использовать обширный опыт реакторной и ускорительной техники, его физические принципы достаточно ясны, однако неясной является экономичность такой схемы, обладающей хотя и положительным, но «бедным» энергетическим балансом. Быть может, мю-катализ реакции синтеза DT позволит улучшить энергетический баланс ЭЯ бридинга, но ценой серьезного технического усложнения. ТЯ бридинг, во всяком случае, для реакторов с высоким КУМ (например, токамак) обладает хорошим энергетическим балансом, но требует решения многих принципиальных и технических проблем. Какая схема бридинга имеет наилучшие шансы оказаться наиболее выгодной, должно быть выяснено в результате основательного изучения, ибо развитие всех разумных схем всерьез — дело слишком дорогое.

Однако рассматривая перспективы той или иной энергетической технологии, никоим образом нельзя ограничиваться односторонними оценками (например, с точки зрения топливных ресурсов или экологических качеств и т. п.). Здесь наиболее нагляден пример солнечной энергии, на первый взгляд, безупречный в упомянутом смысле. Тем не менее низкая плотность потока резко ограничивает прямое использование солнечной энергии в близком будущем лишь некоторыми частными энергетическими задачами. Подходя к вопросу практически, т. е. рассматривая интервалы времени в пределах века, мы должны исходить из того факта, что существует не одно единственное, но множество энергетических решений, включающих уголь и ядерные топлива. Выбор наиболее целесообразной энергетической технологии, вернее пропорций между различными технологиями, будет определяться комплексом их качеств, суммируемых в экологических показателях.

Обстоятельные исследования позволят выбрать наиболее экономичные и технологически приемлемые решения для реализации нового промышленного метода получения нейтронов, основанного на использовании электрической энергии. Будучи не связанным с урановыми ресурсами

методом получения ядерного горючего, электрический бридинг мог бы гарантировать ядерноэнергетическую промышленность от возможной нехватки природного урана и разделительных мощностей, он способствовал бы стабилизации цен на урановое топливо; он мог бы обеспечивать топливом энергетические реакторы нынешнего поколения (типа ВВЭР и РБМК), а в дальнейшем — усовершенствованные конвертеры. С помощью электрического бридинга может быть предупрежден возможный в будущем дефицит плутония, обусловленный быстрым и широким внедрением в энергетику реакторов на быстрых нейтронах. И хотя сейчас стоимость производства ядерного топлива методами электрического бридинга оценивается в несколько раз выше стоимости обогащенного урана, получаемого на современных разделительных установках, при возвращении тенденций к быстрому развитию ядерной энергетики ситуация изменится уже лет через 20, а это как раз тот срок, за который можно было бы разработать и начать внедрять оптимальный электрический бридер, способный не только производить топливо, но и служить источником нейтронов для других целей (включая, возможно, частичную переработку радиоактивных отходов) до того времени, пока не начнут широко использоваться чисто ТЯ установки и асимптотические реакторные системы (газоохлаждаемые быстрые и тепловые бридеры).

Институт химической физики  
АН СССР  
Институт атомной энергии  
им. И. В. Курчатова

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. M s K a u H. A. C. World Energy Resources.— AERE-R-8856, 1976.
2. G r a y J. L. Pourquoi CANDU? Réalisation et perspectives d'avenir.— AECL-4709F, 1974.
3. T e l l e r E.— Ann. Nucl. Energy, 1978, v. 5, p. 287.
4. W e a l e J. W. et al.— Reactor Sci. and Techn., 1961, v. 14, p. 91.
5. В а с и л ь е в Н. Н., Г о л о в и н И. Н., Н е д о с п а с о в А. В., Ш а т а л о в Г. Е.— АЭ, 1982, т. 52, с. 113. M o i r R. et al. Tandem Mirror Hybrid Reactor Design Study, UCID-18808, 1980.— First Tandem Mirror is in Place at MFTF — Phys. Today, 1981, v. 34, № 9, p. 22.
6. В е л и х о в Е. П. и др.— АЭ, 1978, т. 45, с. 264.
7. SVA-Bull., 1981, v. 23, № 1, p. 21—27.
8. M a r t i n R. L.— IEEE Trans. Nucl. Sci., 1975, v. NS-22, p. 1763; M a s h k e A. W.— Ibid., p. 1825; BNL-50817, 1978; USA Patent 4, 069,457; ANL Rept., RLM/RCA 1, 1976.
9. ERDA Summer Study of Heavy Ions for Inertial Fusion.— Claremont Hotel Oakland, Berkeley, Ca, USA, 19—30 July 1976; Final Report, December 1976, LBL-5543; Proc. of the Brookhaven Workshop on Heavy Ions for Inertial Fusion.— Upton, New York, 1977; Proc. of Heavy Ion Fusion Workshop. — Argonne, 1978—ANL-79-41, 1979; Proc. of Heavy Ion Fusion Workshop. Berkeley 1979. LBL-10301, SLAC-PUB-2575, 1980. См. также: З е н к е в и ч П. Р., И м ш е н н и к В. С., К а п ч и н с к и й И. М., К о ш к а р ё в Д. Г., Ш е в ч е н к о В. Г. Исследования ИТЭФ по тяжелоионному термоядерному синтезу: Препринт ИТЭФ—64. Москва, 1981.
10. К а п ч и н с к и й И. М., Т е п л я к о в В. А.— ПТЭ, 1970, № 2, с. 19; № 4, с. 17.  
В л а д и м и р с к и й В. В.— ПТЭ, 1956, № 3, с. 35.
11. M a s h k e A. W., G a m m e l G., B r o d o w s k y J., K e a n e J.— IEEE Trans. Nucl. Sci., 1981, v. NS-28, p. 3482.  
K e a n e J., B r o d o w s k y J.— Ibid., p. 3485.
12. H a w k e R. S.— Ibid., p. 1542.
13. Г е р ш т е й н С. С., П е т р о в Ю. В., П о н о м а р ё в Л. И., Ш а б е л ь с к и й Ю. М. Способ получения ядерной энергии и нейтронов. Авт. свидетельство № 713373.— Бюлл. изобретений и открытий, 1981, № 10, с. 297.  
П е т р о в Ю. В. Об использовании нейтронов, рождающихся при катализе реакции DT-синтеза мю-мезонами. Лекция в зимней школе ЛИЯФ, 1978; Nature, 1980, v. 285, p. 466.

14. Быстрицкий В. М., Дзелепов В. П. и др.— ЖЭТФ, 1981, т. 80, с. 1700.
15. Nuckolls J. et al.— Nature, 1972, v. 239, p. 139.
16. а) Alvarez L., Lawrence E., McMillan E.— USA Patent, 1960, 2, 933, 442.  
б) Van Atta C. M.— In: Proc. of ERDA Information Meeting on Accelerator Breeding, held at Brookhaven National Laboratory. Upton, New York, January 18—19, 1977/Ed. by H. J. C. Kouts, M. Steinberg.
- в) Васильков Р. Г., Гольданский В. И., Дзелепов В. П., Дмитриевский В. П. АЭ, 1970, т. 29, с. 151.
17. Measday D. F., Richard-Serre C. CERN Report 69-17. Geneva, 1967.
18. Бобченко Б. М., и др.— ЯФ, 1979, т. 30, с. 1553.
19. Angelov N. et al. Preprint JINR EI-12548.— Dubna, 1979.
20. Wilson R. R. Preprint FNAL FN-298—1976.
21. Васильков Р. Г., Гольданский В. И., Пименов Б. А., Покотилковский Ю. Н., Чистяков Л. В.— АЭ, 1978, т. 44, с. 329.
22. Fraser J. S. et al.— Physics in Canada, 1965, v. 21, No. 1, p. 17.
23. а) Chalk River Nuclear Laboratories, Progress Report, AECL-5966, 1977, p. 117; AECL-6366, 1978, p. 112; б) Russel G. J. et al. Fertile-to-Fissile and Fission Measurements for Depleted Uranium Bombarded by 800 MeV Protons.— Proc. of the 5th Meeting of the ICANS, June 22—26, 1981; в) Cierjacks S., Rainbow M. T., Swinhoe M. T., Buth L. Depth Dependent Neutron Yields and Spectra from 590 MeV (p, n) Reactions in Thick Lead Targets.— В кн. Материалы 5-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике. Киев, 15—19 сентября 1980 г.— Ч. 1, с. 269.  
г) Russel G. J. et al. Measurement of Spallation Target-Moderator-Reflector Neutronics at the Weapon Neutron Research Facility. Proc. ICANS-IV Meeting at KEK, Tsukuba, Japan, rep. KENS-2 (1981).
24. West D., Wood E.— Can. J. Phys., 1971, v. 49, p. 2061.
25. Васильков Р. Г., Гольданский В. И., Гришкевич (Я. С. и др.— АЭ, 1968, т. 25, с. 479.
26. а) Nakahara Y., Takahashi H. Analysis of Neutron Yields Produced by High Energy Proton.— BNL, Upton, New York, 1978.  
б) Takahashi H., Nakahara Y. Fission Reaction in High Energy Proton Cascade. Proc. Symp. on Neutron Cross Sections from 10 to 50 MeV. Brookhaven, USA, 1980, BNL-NCS-5, 1245, v. 1, p. 133.
27. Garvey P. M.— In: Proc. of the Meeting on Target for Neutron Beam Spallation Sources, Jülich, 11—12 June, 1979.
28. Alsmiller R. G. Цит. в <sup>166</sup> сб.— Р. 193.
29. Бунаков В. Е.— Пробл. физ. ЭЧАЯ, 1980, т. 11, с. 1285; Каза[р]новский М. В., Парьев Э. Я.— ЯФ, 1981, т. 33, с. 660.
30. Гельфанд Е. К., и др. Тр. РТИ АН СССР, 1977, № 28, с. 187.
31. Капчинский И. М.— УФН, 1980, т. 132, с. 639.
32. Кларр Е. Цит. в <sup>166</sup> сб.— Р. 294.
33. Ногак Н.— Ibid., Р. 232.
34. Linear Accelerator Breeder.— BNL-50592, 1976.
35. Conceptual Design and Economic Analysis of a Light Water Reactor Fuel Enricher/Regenerator.— BNL-50838, 1978.
36. Munnatt F. R. Цит. в <sup>166</sup> сб.— Р. 85.
37. а) Milton J. C. D., Fraser J. S. AECL-2259, 1965.  
б) Coleman W., Alsmiller R.— Nucl. Sci. Eng., 1968, v. 34, p. 104.  
в) Барашенков В. С., Тонеев В. Д., Чигринов С. Е.— АЭ, 1974, т. 37, с. 480.  
г) Барашенков В. С., Тонеев В. Д.— АЭ, 1973, т. 35, с. 163.
38. а) Leonard V. R.— J. Nucl. Techn., 1973, 20, 161. См. также, например: Марин С. В. Атомн. техн. за рубежом, 1978, № 5, 3;  
б) Woodruff G.— АТКЕ, 1980, v. 36, № 1, p. 13.
39. Trauger D. V.— Ann. Nucl. Energy, 1978, v. 5, p. 375.
40. Harms A. A., Hartmann W. J.— Ibid., 1978, v. 5, p. 213.
41. Tunnicliffe P. R., Chidley B. G., Fraser J. S.— In: Proc. of 1976 Proton Linear Accelerator Conference, Chalk River, AECL-5677.— Р. 36.  
Schriber S. O., Fraser J. S., Tunnicliffe P. R.— In: Proc. of 10th Intern. Conference on High Energy Accelerators, Serpukhov, Protvino, USSR, 11—17 July 1977; AECL-5903. Schriber S. O.— АТКЕ, 1978, v. 32, p. 49.
42. Цит. в <sup>166</sup> сб.
43. Munnatt F. R. et al. Preliminary Report on the Promise of Accelerator Breeding and Converter Reactor Symbiosis (ABACS) as an Alternative Energy System.— ORNL/TM-5750, 1977.

44. Steinberg M. et al. Electronuclear Fissile Fuel Production.— BNL-24356, 1978; In: Proc. of Particle Accelerator Conference. March 12—14, 1979, San Francisco, Ca, USA — Rept. B-5.
45. Капчинский И. М., Лазарев Н. В., Козодаев А. М., Скачков В. С. Магнитотвердые квадрупольные линзы для линейного ускорителя ионов. В кн. V Всесоюзное совещание по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 5—7 октября 1976 г.
46. Андреев В. Г.— ЖТФ, 1971, т. 12, с. 788; In: Proc. of 1976 Proton Linear Accelerator Conference.— AECL-5677, 1976.— P. 269.
47. Jameson R.— Цит. в <sup>44</sup> сб. Rept. B-1. См. также Иоффе Б. Л., Капчинский И. М., Лазарев Н. В. и др. В кн. VI Всесоюзное совещание по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 11—13 октября 1978 г.
48. Vetter J.— IEEE Trans. on Nucl. Sci., 1981, v. NS-28, p. 3455.
49. Hansborough L. D. PIGMI: A Design Report for a Pion Generator for Medical Irradiation.— LANL Report. LA-8880. September 1981.
50. Brown I. C., Hodge C. B., McMichael C. E., Schriber S. O., Ungrin I.— Zero Energy Breeder Accelerator.— AECL-7102, 1980, — P. 91.
51. Fazio M. V. et al.;— Цит. в <sup>48</sup> сб., p. 2904.
52. Musfeldt H., Kumpfert H., Schmidt W.— Ibid., p. 2833.  
Giebelier R. H.— J. Microwave Power, 1961, v. 4, p. 79.  
Konrad G. T.— IEEE Trans., 1975, NS-22, p. 1249.  
Lien E. L.— In: Proc. of 8th Intern. Conference on Microwave and Optical Generation.— 1970, P. 11.
53. Budker G. I. et al.— Part. Accelerators, 1979, v. 10, p. 41.
54. Tallerico P. I.— IEEE Trans. Nucl. Sci., 1980, v. NS-28, p. 3877.
55. Tallerico P. I.— Ibid., 1981, v. NS-28, p. 2727.
56. Heckrotte W.— Цит. в <sup>106</sup> сб.— P. 211.
57. Bartine D. S.— Ibid., P. 107.
58. Nuclear Energy, 1982, v. 21, № 2, p. 95.
59. Energy in Transition 1985—2010; Final Report of the Committee on Nuclear and Alternative Energy Systems, National Research Council.— San Francisco, W. H. Freeman, 1980.— P. 274.
60. Иоффе Б. Л. Сильноточные ускорители — генераторы нейтронов.— В кн. 5-я школа физики ИТЭФ. М.: Атомиздат, 1978.— Вып. 11.
61. Takahashi H., Mizuo N.— In: Proc. of the Intern. Conference on Nuclear Waste Transmutation, Austin, Texas, July 22—24, 1980/Ed. by W. Davidson; J. R. Powell et al., In: Proc. of 2nd Intern. Conference on Emerging Nuclear Reactor Concepts.— Lausanne, Switz., 1980.  
Yasuda K. Report of Deactivation Treatment Working Group, Tokyo, 29 august 1972; Japanese J. Nucl. Energy, 1973.