

НОВОЕ В ЖИЗНИ, НАУКЕ, ТЕХНИКЕ

СЕРИЯ

ФИЗИКА

6/1982

Издается ежемесячно с 1967 г.

В. Л. Ломидзе  
ИМПУЛЬСНЫЕ  
ЯДЕРНЫЕ  
РЕАКТОРЫ

Издательство «Знание» Москва 1982

Рецензент — Е. П. Шабалин, кандидат технических наук, лауреат Государственной премии СССР.

Валерий Лаврентьевич ЛОМИДЗЕ — кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник ОИЯИ, специалист в области физики реакторов.

Ломидзе В. Л.

Л 74 Импульсные ядерные реакторы. — М.: Знание, 1982. — 64 с. — (Новое в жизни, науке, технике. Сер. «Физика», № 6).

11 к.

В брошюре рассказывается об ядерных реакторах, создающих очень короткие и интенсивные вспышки мощности. Такие реакторы предназначены для решения широкого круга научных и прикладных задач с помощью нейтронов.

2304000000

ББК 31.4  
530.4

© Издательство «Знание», 1982 г.

## ПРЕДИСЛОВИЕ

Ядерный реактор всегда естественным образом ассоциируется с атомной энергией — понятием, которое, вероятно, еще надолго оставит в сознании людей ощущение чего-то из ряда вон выходящего.

«Открытие деления урана означало появление нового вида топлива — самой массы материи», — пишет Д. Юз в своей знаменитой «Истории нейтрона». Уже сам пафос этих слов, не лишенных, впрочем, и некоторой таинственности из-за «массы», которая в то же время и «топливо», говорит об особом отношении к атомной энергии и побуждает немедленно использовать их в качестве эпиграфа. Так бы, наверное, и случилось, если бы настоящая брошюра была посвящена не импульсным, а обычным энергетическим реакторам, основное предназначение которых — производить атомную энергию.

У импульсных реакторов предназначение совсем другое — служить источником нейтронных импульсов, а само выделение энергии в уране и необходимость отводить вырабатываемое тепло воспринимаются здесь, в лучшем случае, как неизбежное зло, причиняющее лишние хлопоты. Такова специфика назначения исследовательского реактора: главное — нейтроны, а все остальное второстепенно, даже атомная энергия.

Откуда же такая честь нейтрону? Дело в том, что эта элементарная частица, входящая в состав атомного ядра наряду с протоном, не имеет электрического заряда, но в то же время обладает довольно большим магнитным моментом. Благодаря этим качествам нейтрон является уникальным инструментом для исследования вещества. Объектом исследования может быть и само ядро атома, и атомная решетка кристалла, и сложная биологическая молекула, состоящая из тысяч и более атомов, и живая клетка, и магнитная структура вещества, и многое, многое другое. Очень часто для подоб-

ного рода исследований физикам нужны мощные импульсные источники нейтронов, каковыми и являются импульсные реакторы.

Есть два типа импульсных реакторов, существенно отличающихся друг от друга и по конструкции, и по принципу действия, и по области их применения. Это импульсные периодические реакторы, часто их называют еще мигающими или пульсирующими, и самогасящиеся импульсные реакторы, они же аperiodические, взрывающиеся (термин, использующийся в зарубежной литературе) и всякие другие — устоявшейся терминологии еще нет. Общее у них в том, что те и другие реакторы испускают нейтроны коротким импульсом, т. е. в виде вспышки, и в том, что цепная реакция в обоих случаях развивается на так называемых мгновенных нейтронах — режим, совершенно недопустимый для обычного реактора.

По своему принципу действия самогасящийся реактор близок к атомной бомбе, цепная реакция в которой тоже гасится «сама». Разница, если опустить технические детали, по существу, лишь в масштабах произведенного эффекта и в том, что бомбу нельзя подготовить к повторной вспышке. Реактор этого типа дает редкие, но очень мощные вспышки, каждая из которых — событие, требующее специальных приготовлений.

Импульсный периодический реактор не нужно готовить к каждой вспышке, он их генерирует непрерывно, одну за другой, через строго определенные интервалы времени. По своему принципу действия эти реакторы занимают промежуточное положение между самогасящимися и обычными реакторами, т. е. реакторами стационарного действия, мощность которых во время работы поддерживается на неизменном уровне.

Можно выделить и третий тип установок — импульсные бустеры. Так называют импульсный периодический реактор, который работает в паре с ускорителем заряженных частиц; нейтронные импульсы получаются при этом гораздо более узкими, чем при работе без ускорителя.

Таким образом, импульсным ядерным реактором будем считать любую установку, в которой используется делящееся вещество (уран, плутоний) и которая в процессе своей работы генерирует нейтронные импульсы в количестве более одного.

У самогасящихся реакторов область применения весьма разнообразна, причем с большой долей прикладных задач. С одной стороны, здесь ядерная физика, радиационная химия, радиационная биология с медицинской, а с другой — изучение эффектов радиационного воздействия при импульсном облучении приборов, материалов и технологических веществ, дозиметрия и защита от излучения, задачи реакторной физики, проблема новых источников энергии и многое другое, даже космонавтика.

В использовании импульсных бустеров и периодических реакторов — установок типа ИБР, которые существуют пока только в Дубне, — характерен уклон в сторону научных исследований: ядерная физика, физика конденсированных сред, молекулярная биология, физика элементарных частиц, но и здесь тоже решаются задачи прикладного значения.

К сожалению, объем книжки не позволил должным образом рассказать, что же делают физики с вылетающими из импульсного реактора нейтронами. Речь пойдет в первую очередь о самом импульсном реакторе, о физических принципах его работы, его особенностях и о том, какой путь прошли импульсные реакторы в своем развитии от стадий «игрушек», как однажды академик И. М. Франк назвал первый в мире периодический реактор ИБР, до современных мощных установок. Без атомной энергии в этом рассказе, конечно, не обойтись. С нее и следует начать.

## I. ПРЕДВАРИТЕЛЬНЫЕ СВЕДЕНИЯ

Ядерный реактор — это установка, в которой в крупных масштабах осуществляется процесс деления атомных ядер под воздействием нейтронов; при этом в результате деления освобождается энергия. Это определение принадлежит крупнейшему американскому физико-теоретику Е. Вигнеру и известному специалисту в области теории реакторов А. Вейнбергу.

Реактор, таким образом, представляется прежде всего как некая область пространства, заполненная ядрами, а между ядрами блуждают нейтроны, вступая с последними в различные реакции, главная из которых — деление. Иногда нейтроны вылетают за пределы выделенной области — покидают реактор.

Всего нейтрон-ядерных взаимодействий в основном три: рассеяние нейтрона на ядре, (радиационный) захват нейтрона ядром и деление ядра. Последняя реакция является «главной» потому, что при делении рождаются новые (вторичные) нейтроны; ну и, конечно, потому, что «при этом», как сказано в определении, «освобождается энергия». В реакторе, разумеется, протекают и другие ядерные реакции с участием нейтронов. Например,  $(n, 2n)$  — реакция, когда ядро, захватившее нейтрон, испускает два нейтрона, или  $(\gamma, n)$  — реакция, при которой захват  $\gamma$ -кванта сопровождается испусканием нейтрона. Однако роль реакции подобного рода второстепенна, хотя в отдельных случаях они и могут вносить заметный вклад в общий баланс нейтронов.

Подсчет упомянутого баланса нейтронов в реакторе, в строгом смысле, требует описания отдельного акта взаимодействия нейтрона с ядром, с одной стороны, а с другой — описания диффузии нейтронного газа в среде реактора на основании данных об этом взаимодействии.

Взаимодействие нейтрона с ядром характеризуется сечением взаимодействия  $\sigma$ . Простое геометрическое толкование величины  $\sigma$  как площади поперечного сечения ядра возможно, если согласиться с тем, что эта площадь зависит от скорости (энергии) нейтрона: быстрый нейтрон «видит» маленькое ядро, для нейтрона, замедленного до тепловых скоростей, сечение увеличивается иногда в сотни и даже тысячи раз, а при некоторых промежуточных, но строго определенных значениях скорости нейтрона ядро может увеличиться совсем до невероятных размеров (резонансы сечений).

Сечение  $\sigma$ , полная площадь ядерного «диска», характеризует полную вероятность взаимодействия нейтрона с ядром и условно может быть разделено на три «сектора»: сектор рассеяния (scattering) площадью  $\sigma_s$ , захвата  $\sigma_c$  (capture) и деления  $\sigma_f$  (fission). Последний в виду его особой важности можно даже окрасить в красный цвет; так что нейтрон, попавший в «красный сектор», обязательно должен вызвать деление. Сектор  $\sigma_c$  в соответствии с его ролью захватчика нейтронов окрасим в черный цвет.

Смысл деления поперечного сечения ядра на «секторы», т. е. на парциальные сечения, особенно очевиден, если предположить, что все три вида реакций проходят через стадию так называемого составного

ядра: нейтрон подлетает к ядру-мишени, поглощается им, в результате образуется возбужденное составное ядро; составное ядро может или выбросить нейтрон обратно (рассеяние), или сохранить его внутри себя, сбросив энергию возбуждения в виде  $\gamma$ -кванта (радиационный захват), или разделиться. Измерив вероятности каждой из этих трех возможностей и умножив их на  $\sigma$ , получим парциальные сечения (после чего их можно и раскрашивать).

Рассмотренные выше сечения измеряются в единицах площади барн ( $1 \text{ б} = 10^{-24} \text{ см}^2$ ). Эти сечения называются микроскопическими и характеризуют частоту взаимодействий нейтронов с одним ядром. Частота тех же взаимодействий нейтронов с единичным объемом вещества будет, очевидно, больше во столько раз, сколько ядер (того же типа) содержит этот объем.

Произведение микроскопического сечения ядра на число таких же ядер в единичном объеме называется макроскопическим сечением и обозначается  $\Sigma$ . Полученные таким образом полное сечение  $\Sigma$  и его составляющие — сечение рассеяния  $\Sigma_s$ , захвата  $\Sigma_c$  и деления  $\Sigma_f$  — имеют размерность обратной длины и называются макроскопическими. При описании диффузии нейтронов важны именно макроскопические сечения, поскольку в этом случае непосредственный интерес представляет скорость взаимодействия нейтронов с элементом объема вещества, а не с отдельным ядром. Макроскопическое сечение среды сложного состава определяется простым суммированием макросечений, вычисленных отдельно для каждого типа ядер.

Величина  $1/\Sigma$  имеет смысл средней длины свободного пробега нейтрона — пути, пройденного им по прямой до первой встречи с ядром. Похожим образом определяются и длины пробега с «индексом». Например, длина рассеяния  $1/\Sigma_s$  — это путь, пройденный нейтроном до первого рассеяния.

Чем больше длина рассеяния, тем меньше «запутывается» нейтрон среди ядер, пробираясь через слой вещества. При слабом поглощении ( $\Sigma \approx \Sigma_s$ ) диффузионную прозрачность среды характеризует коэффициент диффузии  $D = 1/3\Sigma$  — одна треть длины свободного пробега.

Термин «поглощение» относится ко всем реакциям, сопровождающимся гибелью первичного нейтрона. По-

сколькx нейтрон погибает не только при радиационном захвате, но и при делении ядра, то макроскопическое сечение поглощения (absorbtion) определяется суммой  $\Sigma_a = \Sigma_c + \Sigma_f$ .

Длина поглощения  $1/\Sigma_a$  равна среднему пробегу нейтрона от точки его рождения до места гибели. Значит, поделив  $1/\Sigma_a$  на скорость нейтрона  $v$ , получим оценку среднего времени жизни нейтрона в бесконечном реакторе. В реакторе конечных размеров эта величина должна быть меньше, поскольку для нейтрона существует и другая возможность погибнуть — вылететь за пределы реактора. Учесть «поглощение» нейтронов окружающим пространством можно, приписав последнему фиктивное макроскопическое сечение поглощения (сечение утечки, как его называют). Нетрудно догадаться, что сечение утечки должно быть пропорционально диффузионной «прозрачности» реакторной среды  $D$  и должно исчезать при неограниченном увеличении размеров реактора. Иными словами, сечение утечки можно представить в виде произведения  $D\chi^2$ , где  $\chi^2$  — некий геометрический параметр реактора, имеющий обратную зависимость от квадрата его линейных размеров. Например, для сферического реактора  $\chi = \pi/R$ .

#### 1. Делящиеся ядра — горючее ядерных реакторов

Делящимися ядрами принято называть три изотопа урана и плутония с нечетными массовыми числами: U-233, U-235 и Pu-239, хотя в принципе можно разделить любое ядро, если по нему крепко ударить (энергетически выгодным деление становится для всех элементов тяжелее серебра).

Ядро золота, например, делится при энергии нейтронов 100 МэВ и выше ( $1 \text{ МэВ} = 10^6 \text{ эВ} = 1,6 \cdot 10^{-13} \text{ Дж}$ ), а ядра U-238 и Th-232, которые используются в реакторах в качестве сырья для получения искусственного ядерного горючего (Pu-239 и U-233), имеют порог деления около 1 МэВ.

Особенность изотопов U-233, U-235 и Pu-239 состоит в том, что они вообще не имеют порога деления и делятся нейтронами любых, даже самых малых (тепловых) энергий. Больше того, при замедлении нейтронов до энергии теплового движения (0,025 эВ при комнатной температуре среды) сечение деления  $\sigma_f$  резко уве-

личивается — в сотни раз, судя по данным табл. I. В способности ядер делиться тепловыми нейтронами и заключается смысл термина «делящийся».

Таблица I

Параметры делящихся изотопов

Параметр	Тепловые нейтроны (скорость 2200 м/с)			Быстрые нейтроны (скорость $\sim 10^7$ м/с)		
	U-235	Pu-239	U-233	U-235	Pu-239	U-233
$v$	2,43	2,87	2,49	2,57	3,09	2,62
$\beta$	0,0065	0,0021	0,0027	0,0064	0,0020	0,0027
$\beta/\lambda, \text{ с}$	0,083	0,031	0,048	0,082	0,030	0,048
$\sigma_c/\sigma_f$	0,17	0,38	0,09	0,088	0,043	0,041
$\sigma_f, \text{ б}$	582	748	528	1,25	1,85	1,90

Средняя энергия нейтронов, рождающихся в реакторе, около 2 МэВ. Поэтому всегда найдутся нейтроны с энергией, достаточной для деления ядер U-238 или Th-232. Почему же эти изотопы, которые в основном и представляют природные запасы урана и тория, не используются в качестве ядерного горючего для реакторов? Дело в том, что, несмотря на значительное число надпороговых нейтронов в спектре испускания, реакция деления протекает с очень большим трудом. Из-за интенсивного неупругого рассеяния на ядрах U-238 или Th-232 нейтроны сбрасывают свою энергию ниже порога деления, по существу, при первой же встрече с ядром. Если среда целиком состоит, например, из ядер U-238, то судьба таких нейтронов, а их большинство, предрешена — это гибель без всякой надежды вызвать деление. Правда, природный уран, помимо 99,3% основного изотопа U-238, содержит 0,7% ядер делящегося изотопа U-235 и надежда, вроде бы, появляется. Но она слишком призрачна, чтобы ее принимать всерьез — очень уж мало ядер U-235. Последующие столкновения нейтронов будут происходить опять, по существу, с ядрами U-238, причем в так называемой резонансной области энергий, где захват нейтронов U-238 особенно велик и где уже нет (неупругих) рассеяний с большими потерями.

ми энергии, которые позволили бы скачком миновать эту область. Нейтрон, попавший после неупругого рассеяния в область резонансного поглощения, «видит» массу «черных» сечений захвата U-238, и лишь кое-где встречается ядро U-235 с красной меткой деления. В подавляющем большинстве случаев нейтрон, конечно, пройдет мимо этих сравнительно небольших «красных» сечений и будет захвачен «черными» сечениями ядер U-238 или вылетит за пределы реактора. Уран-238, таким образом, и сам не делится, и урану-235 не дает.

Казалось бы, барьер из неупругого рассеяния, не позволяющий делиться ядрам U-238, и барьер из резонансов поглощения, не пропускающий нейтроны к U-235, навсегда наложили запрет на возможность самоподдерживающейся цепной реакции деления в естественном уране. Но допустим, что нейтрону каким-то образом удалось миновать резонансную область и замедлиться до энергии теплового движения. Тогда наш нейтрон «увидел» бы множество лишь незначительных по размерам «черных» сечений захвата U-238, а среди них — огромные «красные» диски сечений деления U-235. Изменения в сечениях столь велики, что U-235 мог бы начать делиться в «крупных масштабах» даже при концентрации 0,7%. Если бы, повторим, нейтроны действительно достигали тепловых скоростей, а не поглощались в резонансной области энергий.

Миновать область резонансного поглощения можно, если быстрые нейтроны вывести из урана, замедлить их до тепловых скоростей в другом месте (в замедлителе нейтронов) и вернуть обратно в уран. Именно эта остроумная идея позволила Э. Ферми с сотрудниками соорудить первый ядерный реактор, обходясь только природным ураном (в качестве замедлителя использовался графит). И она же лежит в основе принципа работы большинства современных реакторов на тепловых нейтронах. В реакторах этого типа основная доля делений вызывается тепловыми нейтронами. Отсюда и название.

Осуществить цепную реакцию в уране на быстрых нейтронах, т. е. не используя замедлителя, тоже можно. Но для этого придется существенно повысить содержание делящегося изотопа U-235, чтобы деление могло конкурировать с резонансным захватом в U-238. Реакторы, в которых основная доля делений производится

за счет быстрых нейтронов, так и называются реакторами на быстрых нейтронах.

Конечно, вряд ли можно дать строгое и удовлетворяющее всех определение границ, где кончается «медленно» и где начинается «быстро». Принято считать (но могут быть и другие мнения), что если энергия нейтрона меньше 0,1 эВ, то он тепловой (медленный), а если энергия больше 0,1 МэВ, то нейтрон быстрый. Промежуточная область энергий, включающая в себя и область резонансов, отведена, как нетрудно догадаться, промежуточным (или резонансным) нейтронам. Значит, существуют и реакторы на промежуточных нейтронах, но для нас этот факт не представляет собой важности.

Вообще говоря, делящимся принято называть любое ядро, которое делится тепловыми нейтронами. Но только U-233, U-235 и Pu-239 действительно могут быть использованы в реакторах в качестве ядерного горючего. Все остальное или практически не доступно (например, Pu-241 или нечетные изотопы таких экзотических элементов, как Cf и Cm, которые возможно получить только в очень ограниченных количествах), или малоэффективно (U-238, Th-232).

Надо сказать, что в отдельных случаях на самом деле сгорать (делиться) может не только изотоп, делящийся по определению. Например, в некоторых видах мощных ядерных бомб основная доля выделяемой при взрыве энергии приходится как раз на деление «неделящихся» ядер урана-238. О том, каких размеров достигает при этом процесс массового деления ядер, можно судить хотя бы по тому, что в одно и то же ядро урана может попасть до двух десятков нейтронов (так и были получены эйнштейний-255 и фермий-255). Однако это вовсе не означает, что нашелся частный случай ядерного реактора, в котором U-238 оказался горючим, способным развить цепную реакцию. В приведенном примере крупномасштабности деления U-238 достигается не за счет цепной реакции, а за счет облучения урана мощным потоком термоядерных нейтронов от постороннего источника.

Под делением «в крупных масштабах» в определении Вейнберга и Вигнера, которое мы привели в самом начале, следует понимать незатухающую цепную реакцию. В противном случае ядерным реактором может

показаться любая мишень, обстреливаемая нейтронами извне. В том числе и урановая оболочка водородной бомбы.

## 2. Деление ядер и «α-томная» энергия

Не обладая электрическим зарядом, нейтрон может приблизиться к ядру-мишени, двигаясь со сколь угодно малой скоростью. Попав в сферу действия ядерных сил, нейтрон втягивается в ядро, разгоняясь до энергии, равной энергии связи нейтрона с этим ядром. Если мишенью служит ядро U-238, в котором все нуклоны «живут» парами, то захваченный нейтрон окажется как бы лишним. Из-за непарности нейтрона его энергия связи относительно невелика, около 0,5 МэВ, поэтому удар по ядру будет довольно слабым и деления не произойдет. Чтобы деление произошло, энергию нейтрона необходимо увеличить по крайней мере до 1 МэВ, что и определяет порог деления урана-238.

В ядре U-235 «последний» нейтрон не имеет себе пары, и отношение к нейтрону-гостю уже не такое равнодушное. Он будет втягиваться гораздо сильнее (энергия связи около 6,5 МэВ) и произведет такой удар по ядру, что в подавляющем большинстве случаев оно разделится на две части (непосредственно делится, конечно, не ядро-мишень U-235, а составное ядро U-236).

Два осколка деления, уже не связанные мощными, но короткодействующими ядерными силами, с высокой скоростью разлетаются за счет электростатического отталкивания. Суммарная кинетическая энергия осколков (~170 МэВ) составляет основную долю всей энергии, освобождаемой при делении ядра (~200 МэВ).

Появление осколков — не единственный результат деления ядра. Первоначальное отношение числа нейтронов к числу протонов в ядре-осколке заметно больше значения этой величины для стабильных ядер сравнимой массы. Как же привести в соответствие соотношение между числом протонов и нейтронов? Это можно сделать, или выбросив излишек нейтронов, или превратив этот излишек в протоны путем серии β-распадов.

Первая возможность, испускание нейтронов, реализуется практически мгновенно — через  $10^{-17}$  с после деления (к этому моменту осколки разошлись всего лишь на атомное расстояние). Спустя еще  $2 \cdot 10^{-14}$  с обле-

ченные, но возбужденные осколки испускают ~5 γ-квантов и только потом останавливаются, растратив энергию на ионизацию около 5 миллионов атомов и на образование приблизительно такого же количества возбужденных состояний.

Нейтроны и γ-кванты, испущенные практически сразу же после деления, называются мгновенными. На каждый акт деления ядра образуется 2—3 мгновенных нейтрона, каждый с энергией в среднем 2 МэВ (скорость ~ $2 \cdot 10^7$  м/с). После остановки осколков начинается их β-распад. Чаще всего дочернее ядро, образовавшееся после β-распада, оказывается возбужденным и переходит в основное энергетическое состояние с испусканием γ-кванта. Но иногда испускается нейтрон. Эти γ-кванты и нейтроны в отличие от предыдущих (мгновенных) называют запаздывающими (относительно момента деления). Энергия запаздывающего нейтрона около 0,5 МэВ.

Испускание продуктами деления запаздывающих нейтронов — событие, гораздо более редкое в сравнении с β- и γ-излучением. С заметной вероятностью испустить нейтрон может то возбужденное ядро, которое слабо держит этот условно последний нейтрон. Например, 51-й нейтрон изотопа Кг-87 и 83-й нейтрон изотопа Хе-137 имеют особенно низкие энергии связи и будут испущены сразу же после появления этих продуктов деления в реакторе, т. е. после β-распада осколков Вг-87 и I-137, являющихся материнскими ядрами. Поэтому доля этих нейтронов в реакторе и время их испускания определяются количеством осколков брома и йода и периодами их полураспада (56 с и 22 с соответственно).

Число элементов, благодаря которым в реакторе появляются запаздывающие нейтроны, весьма ограничено. В основном, в 80% случаев, это изотопы брома и йода. Доля запаздывающих нейтронов, β, в общем числе нейтронов, рождающихся при делении ядра, ν, невелика — менее 1% для всех трех делящихся изотопов (см. табл. 1). Тем не менее эти нейтроны играют огромную роль в управлении ядерным реактором — они затягивают процесс размножения нейтронов, делая его доступным для контроля.

Энергия, освобождаемая при делении ядра, уносится осколками деления, нейтронами, γ-квантами и электронами с сопровождающими их антинейтрино. В табл. 2 на примере двух наиболее распространенных делящихся

ся изотопов показано, какую энергию уносит каждый вид излучения.

Таблица 2

Баланс энергии, освобождаемой в одном акте деления

Вид излучения	U-235 (МэВ)	Pu-239 (МэВ)
Осколки деления	166,2	172,8
Нейтроны	4,8	5,9
Мгновенные $\gamma$ -кванты	8,0	7,7
Запаздывающие $\gamma$ -кванты	7,2	6,1
$\beta$ -частицы	6,8	6,0
Антинейтрино	9,6	8,6
Полная энергия деления	~203	~207
Радиационный захват нейтронов	8,8	11,5

В конечном итоге вся энергия деления ядра, около 200 МэВ, переходит в тепло, которое выделяется как в самом реакторе, так и в окружающих его материалах (в бетонной защите и пр.). Исключение составляют те 10 МэВ, которые безвозвратно уносятся в пространство антинейтрино, не взаимодействующими с веществом. Но эта потеря компенсируется дополнительным выделением энергии от  $\gamma$ -излучения ядер, захвативших нейтроны (нижняя строка в табл. 2). Основная доля «ядерного» тепла, более 80%, выделяется в активной зоне реактора — области, где непосредственно размещено горючее.

Если все 200 МэВ энергии деления, которую мы неправильно называем атомной, поделить на квадрат скорости света, то получим массу, «исчезающую» при делении ядра. Именно эту массу имел в виду Д. Юз, называя массу материи «топливом». Правда, если читателю придет в голову поделить на  $c^2$  энергию, выделяющуюся при сжигании дров, то он имеет те же основания назвать топливом не дрова, а массу материи; закон  $E=mc^2$  универсален. С неменьшим правом читатель может назвать энергию дров «атомной», поскольку так оно и есть на самом деле.

Называя энергию деления ядра атомной, мы делаем двойную ошибку. Во-первых, делится не атом, а ядро атома, а во-вторых, выражение «атомная энергия» в

буквальном смысле означает «энергия неделимого», Фредерик Содди в свое время предлагал взамен термин «томная энергия» («энергия делимого») на том основании, что слово с положительной морфологией *tomie* (делимый) устранит по крайней мере противоречие «деление неделимого». Однако «томная» энергия не прижилась, а так и осталась «а-томной». Реже, но правильно, ее называют ядерной.

### 3. Коэффициент размножения и время жизни нейтронов в реакторе

Поскольку деление ядер вызывают нейтроны, а в результате деления рождаются опять же нейтроны, то при определенных условиях процесс, начавшись однажды с одного нейтрона, может принять характер цепной реакции: за одним делением последуют другие и т. д. Весь кусок вещества, используемого в качестве ядерного топлива, будет охвачен реакцией деления и в соответствии с определением получит право называться ядерным реактором. Необходимые (но не достаточные) условия для этого очевидны: 1) число вторичных нейтронов  $\nu$  должно быть больше 1; 2) вторичные нейтроны должны быть способны делить ядра горючего; 3) ядра горючего должны иметься в достаточном количестве.

Всем трем условиям удовлетворяют только делящиеся изотопы U-233, U-235 и Pu-239. Труднодоступные в «достаточных» количествах элементы типа Cf или Cm не «проходят» по пункту 3. Изотопы U-238 и Th-232 не удовлетворяют условию 2 из-за неупругого рассеяния нейтронов.

Поучительным примером того, что не всякий материал, на первый взгляд размножающий нейтроны, позволяет осуществить цепную реакцию, служит бериллий. При облучении ядер Be-9 нейтронами с энергией выше 1,7 МэВ идет реакция с образованием двух  $\alpha$ -частиц и двух нейтронов. Вскоре после открытия этой реакции, в 1934 г., когда она была еще мало изучена и существовало мнение, что  $(n, 2n)$ -реакции могут быть экзотермичными (энергетически выгодными), Л. Сциллард предложил идею нейтронного реактора на бериллии и даже взял соответствующий патент в Британском адмиралтействе.

Но, как выяснилось позже, эта заманчивая идея ока-



балась принципиально неверной, и опять же из-за пункта 2. Поскольку реакция эндотермична (кинетическая энергия продуктов реакции меньше кинетической энергии частиц, вступающих в реакцию), то вторичные нейтроны будут иметь энергию заведомо ниже энергии первичного нейтрона и «цепная» реакция затухнет, как только энергия нейтронов очередного поколения окажется ниже порога 1,7 МэВ.

Интересно, что 30 лет спустя точно с таким же предложением, только не в Британское адмиралтейство, а в Лабораторию нейтронной физики ОИЯИ, обратился советский школьник Вудка (запомнилась, к сожалению, только фамилия юного, но проницательного изобретателя). Ему, конечно, был дан обстоятельный ответ с объяснением, почему предложенный им проект бериллиевого реактора не осуществим.

Каковы же достаточные условия осуществления незатухающей цепной реакции деления? Условие — одно, и тоже, по-видимому, очевидное: 4) в среднем при каждом делении среди  $\nu$  испущенных вторичных нейтронов должно быть  $k > 1$  нейтронов, которые обязательно вызовут деление следующих ( $k$ ) ядер.

Итак, при делении ядра в среднем рождается  $\nu$  нейтронов, но только  $k$  из них вызовут деление других ядер и рождение  $k\nu$  нейтронов следующего поколения. Остальные  $\nu - k$  нейтронов гибнут бесполезно, поглощаясь внутри реактора или вылетая за его пределы. Величина  $k$ , являющаяся отношением числа нейтронов в данном поколении ( $k\nu$ ) к числу нейтронов предыдущего поколения ( $\nu$ ), называется коэффициентом размножения (нейтронов). Поколение  $\nu$  погибло, на смену ему пришло поколение  $k\nu$ .

При  $k = 1$  имеем критический реактор: число нейтронов в нем все время остается неизменным, так как гибнет их ровно столько же, сколько рождается вновь.

Если  $k > 1$ , вместо каждого погибшего нейтрона рождается более одного и общее число нейтронов в реакторе будет увеличиваться со временем. В этом случае реактор — надкритический.

Наконец, при  $k < 1$  число нейтронов может только уменьшаться и реактор будет называться подкритическим.

Поскольку  $\nu$  включает в себя  $\nu_p = \nu(1 - \beta)$  мгновенных и  $\beta\nu$  запаздывающих нейтронов, то можно предпо-

ложить, что и среди  $k$  нейтронов, участвующих в делении, должно быть  $k_p = k(1 - \beta)$  мгновенных и  $k\beta$  запаздывающих. Величина  $k_p$  называется коэффициентом размножения на мгновенных нейтронах. Таким был бы коэффициент размножения в отсутствие запаздывающих нейтронов. Отметим, что состояние критичности на мгновенных нейтронах  $k_p = 1$  достигается, когда величина  $(k - 1)/k$ , называемая реактивностью, точно равна доле запаздывающих нейтронов  $\beta$ .

Величина  $k_p$  — это те из  $\nu$  нейтронов, которые испускаются непосредственно в момент деления, причем с определенной целью — вызвать деление других  $k_p$  ядер. Деление последних произойдет не сразу, а спустя среднее время жизни мгновенных нейтронов в реакторе  $\tau$ , в течение которого нейтроны отыскивают свои ядра, блуждая в среде. Следовательно, поколения мгновенных нейтронов сменяют друг друга с интервалом времени  $\tau$ , в течение которого мгновенный нейтрон живет от деления, при котором он родился, до деления, при котором он погиб.

У остальных  $k\beta$  нейтронов цель та же — разделить  $k\beta$  ядер, но эти нейтроны появляются в реакторе не в момент деления, а с запаздыванием на  $1/\lambda$  секунд ( $\lambda$  — средняя величина постоянной распада осколков) и только потом отыскивают свои ядра. Следовательно, для запаздывающего нейтрона время жизни «от деления до деления» складывается из времени  $1/\lambda$ , которое он проводит в осколке, и времени его жизни в реакторе. Последнее можно принять равным  $\tau$ , но эта величина ничтожна по сравнению с  $1/\lambda$  ( $\sim 15$  с).

Иногда имеет смысл все нейтроны, и мгновенные, и запаздывающие, характеризовать единым временем жизни, которое равно средневзвешенному значению от уже полученных величин, т. е.  $\beta/\lambda$ , если пренебречь величиной  $\tau$  (она и здесь очень мала). Следовательно, чередование поколений, в которых не делается различия между мгновенными и запаздывающими нейтронами, будет происходить с интервалом времени  $\beta/\lambda$ , зависящим только от параметров запаздывающих нейтронов. В табл. 1 приведены численные значения  $\beta/\lambda$ , назовем эту величину средним временем жизни запаздывающих нейтронов.

Правильность определения времени жизни поколения, а значит, и самого понятия «поколение нейтронов»

проверяется простым принципом, не позволяющим уйти от действительности: отношение числа нейтронов в поколении к времени жизни поколения должно быть равно действительной скорости гибели нейтронов в реакторе в данный момент времени. Этот принцип прямо следует из эквивалентности прежнего определения коэффициента размножения как отношения численностей поколений второму определению, которое гласит: коэффициент размножения  $k$  (или  $k_p$ ) равен отношению скорости рождения нейтронов (или мгновенных нейтронов) в реакторе к скорости гибели нейтронов.

Таким образом, время  $\tau$ , в течение которого  $(k/v)$ -я часть поколения мгновенных нейтронов действительно живет «от деления до деления», является одновременно средним временем жизни любого мгновенного нейтрона в этом поколении, даже нейтрона утечки. Поэтому в качестве величины  $\tau$  следует взять не отношение длины деления  $l/\Sigma_f$  к скорости  $v$  нейтрона, а только  $(k/v)$ -ю его часть:

$$\tau = \frac{k}{v\Sigma_f} = \frac{1}{v(\Sigma_a + D\chi^2)}. \quad (1.1)$$

Последнее соотношение в этой формуле лишней раз подчеркивает тот факт, что  $\tau$  — это время жизни любого мгновенного нейтрона в реакторе и поэтому должно оцениваться отношением длины поглощения к скорости нейтрона. Отношение скорости рождения нейтронов к скорости их гибели равно, очевидно,

$$k = \frac{v\Sigma_f}{\Sigma_a + D\chi^2}. \quad (1.2)$$

Коэффициент диффузии  $D$  и макроскопические сечения взяты здесь при некоторой средней скорости  $v$  нейтронов, характерной для данного реактора.

#### 4. Цепная реакция

Проследим за развитием цепной реакции в случае, когда коэффициент размножения  $k$  больше единицы. Начальное поколение нейтронов примем за единицу, забросим этот «усредненный» нейтрон в реактор и посмотрим, что из этого получится.

Если в реакторе появился нейтрон, то он проживет в нем время  $\tau$  и погибнет. В момент гибели начального

нейтрона родятся  $k_p$  мгновенных нейтронов следующего поколения, а спустя время  $\beta/\lambda$  появятся и остальные —  $k\beta$  запаздывающих нейтронов. Всего вновь народившихся нейтронов  $k$ , и если  $k > 1$  то, как мы уже знаем, число нейтронов в реакторе будет нарастать со временем. Реактор, как говорят, будет разгоняться. Как быстро будет происходить этот разгон?

Ответ на этот вопрос самым существенным образом зависит от того, меньше или больше единицы коэффициент размножения на мгновенных нейтронах  $k_p = k(1-\beta)$ , т. е. меньше или больше реактивность  $(k-1)/k$  доли запаздывающих нейтронов  $\beta$ .

Действительно, если  $k_p < 1$  (реактивность меньше  $\beta$ ), то число новых нейтронов превысит численность предыдущего поколения (т. е. 1) только в тот момент, когда появятся  $k\beta$  запаздывающих нейтронов. Иначе говоря, должно пройти время, равное среднему времени жизни запаздывающих нейтронов  $\beta/\lambda$ , чтобы реактор «обнаружил» в себе более многочисленное поколение и таким образом «узнал», что он, оказывается, разгоняется. В данном случае и мгновенные, и запаздывающие нейтроны можно объединить в одно поколение. Каждое такое поколение будет многочисленнее предыдущего в  $k$  раз, но разгон будет медленным, поскольку время жизни поколения  $\beta/\lambda$  велико. По мере уменьшения коэффициента размножения  $k$  разгон будет происходить все медленнее, и в пределе при  $k=1$  совсем прекратится.

Если же  $k_p > 1$  (реактивность больше  $\beta$ ), то число нейтронов нового поколения превысит численность предыдущего поколения (единицу) уже в момент  $\tau$  появления  $k_p$  мгновенных нейтронов. Реактор начнет разгоняться на одних только мгновенных нейтронах, не дожидаясь появления «запланированных»  $k\beta$  запаздывающих нейтронов. Поколения мгновенных нейтронов будут быстро сменять друг друга с интервалом времени  $\tau$ , умножаясь в  $k_p$  раз. Если в начальном (нулевом) поколении было  $N_0=1$  нейтронов, то в первом их будет  $k_p$ , во втором —  $k_p^2$  и т. д. Через  $t$  секунд в реакторе будет жить поколение мгновенных нейтронов с номером  $t/\tau$  и численностью

$$N(t) = N_0 k_p^{t/\tau} \approx N_0 \exp\left(\frac{k_p - 1}{\tau} t\right) \quad [(1.3)]$$

нейтронов. Число нейтронов в реакторе  $N$  может достичь огромных величин, а запаздывающие нейтроны так и останутся в своих ядрах-осколках.

Таким образом, при увеличении реактивности  $(k-1)/k$  выше  $\beta$  цепная реакция развивается на мгновенных нейтронах, а запаздывающие не участвуют в смене поколений. Из-за малого времени жизни поколения ( $\tau$ ) реакция принимает характер взрывного процесса и становится практически неуправляемой. Например, для реактора на быстрых нейтронах с  $\tau=10^{-7}$  с увеличение реактивности всего на  $(k_p-1)=10^{-5}$  выше доли запаздывающих нейтронов привело бы к возрастанию мощности в  $e$  раз за 0,01 с. Реактивность порядка  $10^{-5}$  невелика, ее можно ввести, если, к примеру, положить на поверхность реактора небольшой гвоздь или охладить реактор на один градус. Случайные отклонения реактивности на такую и гораздо большую величину — обычное явление, и, не будь запаздывающих нейтронов, надежно удерживать цепную реакцию в допустимых пределах, воздействуя на коэффициент размножения извне, было бы, наверное, не намного легче, чем удержать плазму в термоядерном реакторе.

Но запаздывающие нейтроны, к счастью, существуют, поэтому даже скачкообразные отклонения реактивности (меньше  $\beta$ ) легко компенсируются перемещением стержней регулирования с вполне доступной скоростью. Действительно, если бы критический реактор получил скачок реактивности  $(k-1)=10^{-5}$ , то когда горячим служит плутоний, его мощность возросла бы в  $e$  раз только через час, а когда U-235 — через 2,5 ч. Это легко проверить по формуле (1.3), заменив в последней  $k_p$  и  $\tau$  соответственно на  $k$  и  $\beta/\lambda$  — параметры разгона на запаздывающих нейтронах. Плутониевый реактор, заметим, гораздо более чувствителен к внешнему воздействию (к появлению гвоздя на его поверхности). Это потому, что для плутония доля запаздывающих нейтронов в 3 раза меньше доли  $\beta$  для U-235 (см. табл. 1). Периоды разгона (время, за которое мощность увеличивается в  $e$  раз) были бы одинаковы, вернее, почти одинаковы, если бы были одинаковы реактивности в долях  $\beta$ , т. е. величины  $(k-1)/k\beta$ , но для этого на урановый реактор пришлось бы положить на два гвоздя больше.

Доля запаздывающих нейтронов  $\beta$  является, очевидно, более объективной единицей измерения реактивно-

сти. Кроме того, доля  $\beta$  устанавливает для реакторов в определенном смысле границу дозволенного: для стационарного реактора, например для реактора атомной электростанции, область изменения реактивности  $(k-1)/k > \beta$  запрещена из-за угрозы разгона на мгновенных нейтронах.

Особенность импульсных реакторов в том и состоит, что они работают именно в этой «запрещенной» области. Цепная реакция в импульсном реакторе, как и в атомной бомбе, развивается на мгновенных нейтронах. В этом его качественное отличие от реактора стационарного действия.

Для описания цепной реакции нам недостаточно формулы (1.3), которая получена для постоянных значений  $k_p$  и описывает только размножение мгновенных нейтронов. В дальнейшем будем пользоваться простейшим и достаточно общим уравнением баланса нейтронов, так называемым точечным уравнением кинетики реактора:

$$\frac{dN}{dt} = \frac{k_p - 1}{\tau} N + S. \quad (1.4)$$

В этом, в общем-то, очевидном уравнении  $N$  — общее число нейтронов, которые в данный момент  $t$  находятся в реакторе,  $\tau$  — их среднее время жизни. ( $N/\tau$  — скорость гибели и  $k_p N/\tau$  — скорость рождения нейтронов в тот же момент.)

Интенсивность источника  $S$  складывается из скорости испускания нейтронов посторонними источниками  $S_0$  в реакторе (спонтанное деление, Po—Be — источник и т. п.) и скорости испускания запаздывающих нейтронов осколками деления  $\lambda C$  ( $C$  — число нейтронно-активных осколков, накопленных в реакторе к моменту времени  $t$ ,  $\lambda$  — их средняя постоянная распада; на каждый акт  $\beta$ -распада испускается 1 нейтрон).

Если цепная реакция развивается на мгновенных нейтронах, то интенсивность источника  $S$  всегда можно считать постоянной, а иногда вообще равной нулю. Решение (1.3) соответствует, очевидно, последнему случаю. Мощность прямо связана с числом нейтронов в реакторе  $N$  и равна  $kN/v\tau$ , если ее измерять в делениях за секунду; к ваттам перейти нетрудно, зная, что  $1 \text{ Вт} = 3,2 \cdot 10^{10}$  дел/с.

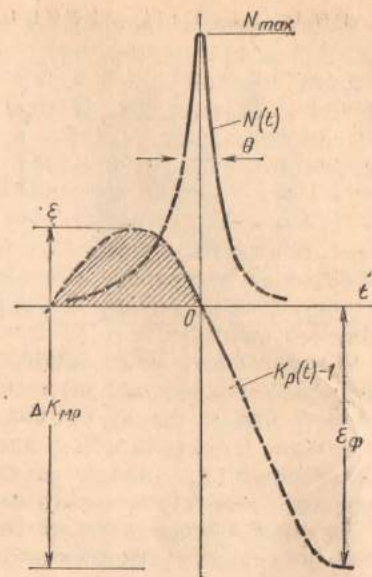
## II. ИМПУЛЬСНЫЕ ПЕРИОДИЧЕСКИЕ РЕАКТОРЫ

История импульсных реакторов берет свое начало с января 1945 г., когда Отто Фриш с сотрудниками впервые получил контролируемую вспышку мгновенных нейтронов, сблизив на короткое время два куска урана. Опыт был проведен в одной из лос-аламосских лабораторий США и в общих чертах состоял в следующем. Один урановый блок, активная зона, жестко закреплялся, а другой падал с шестиметровой высоты по специальным направляющим и с большой скоростью пролетал сквозь активную зону через специальное отверстие. В момент совмещения урановых блоков вся система оказывалась надкритичной на мгновенных нейтронах, вступал в силу закон разгона (1.3), но ненадолго — пролетающий блок успевал вовремя вывести (уменьшить) реактивность и гасил цепную реакцию, не дав ей развиться до угрожающих масштабов. В известном смысле О. Фриш дразнил атомную бомбу («щекотал дракона», по выражению Р. Фейнмана), но это «озорство» было тщательно продуманным и подготовленным. Нейтронная вспышка была контролируемой, так как максимальная величина надкритичности на мгновенных нейтронах ( $\epsilon$  на рис. 1) определялась заранее с высокой точностью и экспериментаторы знали, на что идут. По известной зависимости реактивности от времени и измеренной форме нейтронного импульса (см. рис. 1) им удалось оценить среднее время жизни мгновенных нейтронов  $\tau$ .

Гашение цепной реакции в этих «драконовских» экспериментах (программа исследований получила название «Дракон»)<sup>1</sup> осуществлялось по тому же принципу, что и в импульсных периодических реакторах: реактивность выводилась с помощью внешнего устройства; в данном случае — с помощью падающего куска урана. Установке О. Фриша не хватало только периодичности, чтобы называться импульсным периодическим реактором на быстрых нейтронах. Идея лежала на поверхности и, казалось бы, не могла не прийти кому-нибудь в голову. Тем не менее первый импульсный реактор периодического действия был построен только спустя 15 лет.

<sup>1</sup> Установка «Дракон» проработала всего 3,5 недели, в течение которых было произведено 537 успешных вспышек.

Рис. 1. Формирование импульса мощности реактора  $N(t)$  при введении реактивности по заданному закону  $K_p(t)-1$ . Сплошными линиями выделены линейный участок изменения реактивности и соответствующая ему часть импульса, которая описывается кривой Гаусса



В дальнейшем в этом разделе, если специально не оговорено, под импульсными реакторами подразумеваются импульсные реакторы на быстрых нейтронах. В основном о них и пойдет речь. В этой связи стоит предупредить читателя, что импульсные реакторы на быстрых нейтронах часто используются в качестве источников тепловых нейтронов, но это вовсе не означает, что последние рождаются внутри реактора и, значит, налицо противоречие в определениях. Тепловые нейтроны рождаются во внешних замедлителях, и путь в реактор им закрыт слоем поглотителя медленных нейтронов.

### 1. О механических селекторах, экономии нейтронов и реакторе ИБР

Уже в первых опытах с нейтронами («бериллиевыми лучами») возникло подозрение, что взаимодействие нейтронов с мишенью существенным образом зависит от их скорости. Для экспериментального изучения этой зависимости, которая отражает особенности структуры вещества, включая устройство самого ядра, прежде всего нужны источники моноэнергетических, т. е. имеющих определенную энергию, нейтронов.

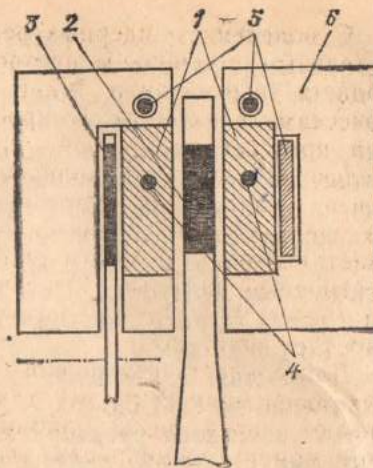
С появлением ядерных реакторов наиболее привлекательным источником нейтронов для исследований в области энергий ниже 1 кэВ оказался реактор с механическим селектором. В простейшем варианте последний представляет собой вращающийся цилиндр со щелью, который устанавливается поперек пучка нейтронов из реактора. В короткие промежутки времени, когда щель «просматривается» пучком, селектор пропускает нейтроны и таким образом формирует короткий нейтронный импульс. Остальную часть рабочего времени (более 99%) пучок перекрыт цилиндром и реактор работает впустую.

Длительность нейтронного импульса мала (до десятых долей микросекунды), так что все нейтроны проскакивают через щель приблизительно одновременно; в этот момент специальная электронная схема начинает отсчет времени. Дальше ступок нейтронов движется к мишени (детектору) вдоль вакуумированного канала и постепенно «расплывается»: быстрые нейтроны достигают цели раньше, медленные — позже. Скорость нейтронов определяется как отношение длины канала, которая известна с высокой точностью, к времени пролета, которое устанавливается моментом регистрации нейтрона детектором и измеряется с точностью до длительности импульса.

По числу отсчетов детектора в разные моменты времени можно судить об энергетическом распределении нейтронов в пучке. Отметим, что только благодаря малой длительности импульса нейтронов их энергетический спектр анализируется в виде распределения по времени пролета, и чем больше длительность импульса, тем больше ошибка в определении энергии.

Развитие метода нейтронной спектроскопии по времени пролета шло по естественному пути усовершенствования селекторов, техники детектирования и увеличения мощности исследовательских реакторов, пока не наступил день, когда стало ясно, что строить для этой цели мощные реакторы — слишком дорогое удовольствие, поскольку более 99% драгоценного горючего сжигается бесполезно, а кроме того, мощный реактор требует и соответствующего оснащения: более мощной и сложной биологической защиты, более дорогостоящей системы охлаждения и пр., не говоря уже о затратах на обслуживание. В 1955 г. на одном из научных семина-

Рис. 2. Принципиальная схема реактора ИБР (вид сверху): 1 — активная зона (плутониевые стержни); 2 — основной и 3 — дополнительный урановые вкладыши; 4 — плутониевые стержни аварийной защиты; 5 — регулирующие стержни; 6 — отражатель нейтронов



ров в ФЭИ (г. Обнинск), который проходил под председательством Д. И. Блохинцева, этот вопрос только обсуждался. Все участники пришли к единодушному мнению, что пора экономить нейтроны и что хорошо бы иметь реактор, который работает только в те промежутки времени, когда селектор пропускает нейтроны. Так, вернее, почти так родилась идея импульсного периодического реактора; при этом Д. И. Блохинцев особенно подчеркивал ту мысль, что при достаточно малой длительности собственной нейтронной вспышки такой реактор вообще не нуждается в селекторах. Он же предложил начать работы по проектированию установки. Через четыре года силами ФЭИ и Объединенного института ядерных исследований в Дубне (ОИЯИ) проект был выполнен. Реактор решили строить в Дубне, в лаборатории академика И. М. Франка (Лаборатория нейтронной физики ОИЯИ). В июле 1960 г. новый импульсный источник нейтронов, получивший не совсем благозвучное название ИБР (импульсный быстрый реактор), уже действовал на проектной мощности 1 кВт (имеется в виду средняя за период мощность).

Это был первый в мире импульсный периодический реактор. Принципиально реактор ИБР (рис. 2) отличался от установки О. Фриша в основном тем, что подвижный урановый блок оказался посаженным на колесо и «падал» в активную зону 5000 раз в минуту — такова скорость вращения диска с урановым вкладышем

(масса урана 4 кг, содержание урана-235 90%). Более легкий, дополнительный урановый блок мог вращаться с меньшей скоростью, тем самым давая возможность уменьшать частоту следования импульсов без изменения скорости вращения основного диска (от величины последней зависит длительность вспышки). Импульс разивался только при одновременном прохождении урановых вкладышей через активную зону, поскольку только в этом случае реактор оказывался надкритичным на мгновенных нейтронах. При неподвижном дополнительном диске частота следования импульсов максимальна 83,3 Гц (5000 об/мин), а если он вращается с минимальной скоростью 500 об/мин, то частота уменьшается соответственно до 8,33 Гц.

Активная зона реактора ИБР была набрана из плутониевых стержней, причем два из них играли роль стержней аварийной защиты — при случае они могли выталкиваться из активной зоны и гасить цепную реакцию. И уран и плутоний охлаждались потоком воздуха.

Со временем средняя мощность реактора ИБР была доведена до 6 кВт. Скорость вращения основного уранового блока понизили до 3000 об/мин; соответственно изменился интервал рабочих частот (5—50 Гц) и увеличилась длительность нейтронной вспышки, став равной приблизительно 50 мкс вместо прежних 36 мкс.

Мощность ИБРа немногим более мощности обычного пылесоса, тем не менее этот реактор благодаря почти стопроцентному использованию нейтронов в пучке оказался в ряду с лучшими спектрометрами того времени. Например, при частоте 5 Гц мощность в максимуме импульса ИБР около 25 МВт. Стационарный реактор с селектором должен иметь такую же мощность, чтобы сравняться с ИБРом по эффективности, разумеется, при исследованиях, которые требуют те же 5 Гц.

В 1961 г. Дубну посетил Нильс Бор, и ему был показан ИБР. «Простая и изящная машина» — так отзывался великий физик об этом реакторе.

## 2. Формирование нейтронной вспышки

В процессе работы импульсного периодического реактора реактивность периодически то поднимается выше уровня критичности  $k_p - 1 = 0$ , вызывая вспышку мгновенных нейтронов, то снижается до уровня, при ко-

тором реактор глубоко подкритичен ( $1 - k_p \gg \beta$ ). Периодический характер модуляции реактивности обеспечивается специальным устройством — модулятором реактивности (в реакторе ИБР это вращающийся урановый вкладыш).

В подкритическом состоянии реактор находится большую часть времени; его мощность при этом очень мала, меняется слабо ( $dN/dt \sim 0$ ) и определяется интенсивностью источников нейтронов  $S$ , которые действуют в это время в реакторе, — это прежде всего осколки деления ( $\lambda C$ ); посторонним источником  $S_0$  чаще всего можно пренебречь. Мощность между импульсами определяется формулой умножения источника  $S$ , которая прямо следует из (1.4):

$$N = \frac{S\tau}{1 - k_p} \quad (2.1)$$

(Напомним, что мощность в «делениях за секунду» получается умножением числа нейтронов в реакторе  $N$  на постоянную  $k_p / v_p \tau \equiv k/v\tau$ .) Для снижения уровня фоновой мощности подкритичность на мгновенных нейтронах ( $1 - k_p$ ) между импульсами стараются сделать как можно больше; обычно величина  $(1 - k_p)$  порядка  $10^6$ .

Мы еще не раз будем пользоваться этой важной формулой, а сейчас отметим, что если бы не было источника  $S$ , то нечем было бы «поджечь» очередной импульс. К моменту появления следующего импульса в реакторе уже не остается мгновенных нейтронов от предыдущего импульса, поэтому они не годятся для этой роли. Задав начальный уровень мощности (2.1), источник  $S$  определяет и последующие ее значения. В частности, максимальное значение мощности в импульсе и его энергия (полное число делений) прямо пропорциональны  $S$ .

При движении модулятора через активную зону реактивность изменяется во времени приблизительно по параболическому закону (см. рис. 1), достигая максимума  $k_p - 1 = \varepsilon$  (в этот момент подвижный урановый блок реактора ИБР находится в положении, показанном на рис. 2). Разгон на мгновенных нейтронах продолжается до тех пор, пока  $k_p - 1 > 0$ , а затем следует спад мощности до фонового значения (2.1).

Из рис. 1 ясно видно, что, какой бы ни была детальная зависимость реактивности от времени, наиболее

важная, верхняя часть нейтронного импульса формируется в некоторой окрестности точки  $t=0$ , где упомянутую зависимость всегда можно считать линейной:  $k_p - 1 = -\gamma t$ . В этой окрестности вклад источника в нейтронный баланс пренебрежимо мал, и уравнение (1.4) имеет очевидное решение  $N_{\max} \exp(-\gamma t^2/2\tau)$ . Следовательно, длительность нейтронного импульса, если ее определить как отношение энергии импульса (площади под кривой Гаусса) к максимальной мощности  $N_{\max}$ , равна

$$\theta = \sqrt{2\pi\tau/\gamma}. \quad (2.2)$$

Мы получили важный и достаточно общий результат: длительность вспышки мгновенных нейтронов зависит только от отношения их среднего времени жизни  $\tau$  к скорости вывода реактивности  $\gamma$  в момент, когда реактор критичен на мгновенных нейтронах ( $k_p = 1$ ).

Величина  $\gamma$  имеет, очевидно, прямую зависимость от скорости вращения модулятора реактивности. Для реактора ИБР ( $\tau = 1,2 \cdot 10^{-3}$  с)  $\gamma = 60$  1/с при 5000 об/мин.

Максимальное значение мощности в импульсе будет, очевидно, тем больше, чем дальше реактор находится в надкритическом на мгновенных нейтронах состоянии и чем больше величина надкритичности  $\epsilon$ . Иными словами,  $N_{\max}$  зависит от величины заштрихованной на рис. 1 площади. Для параболического закона изменения реактивности  $N_{\max} = S\theta \exp\left(\frac{8}{3}\epsilon^2/\gamma\tau\right)$ . Таково число нейтронов в максимуме импульса. Энергия импульса, как мы уже договорились, определяется произведением  $N_{\max}\theta$ .

Зависимость этой функции от  $\epsilon$  очень сильная, и это должно свидетельствовать о высокой чувствительности реактора к отклонениям реактивности от равновесного значения  $\epsilon_0$ .

### 3. Роль запаздывающих нейтронов

Запаздывающие нейтроны обеспечивают гибкую нейтронную связь между отдельными нейтронными вспышками, благодаря которой импульсы получают возможность усиливать или, наоборот, ослаблять друг друга. В состоянии импульсной критичности все импульсы одинаковы, поскольку каждый импульс «поджигается»

источником запаздывающих нейтронов одной и той же интенсивности  $S = \lambda C$  (посторонний источник пренебрежимо мал). Нейтронно-активные осколки деления — источники запаздывающих нейтронов — накапливаются в основном в импульсах и распадаются между импульсами. Перед каждым импульсом интенсивность внешнего источника  $S$  принимает неизменное значение только при условии, если осколков накапливается ровно столько же, сколько распадается; интенсивность источника определяется при этом уровнем средней мощности реактора  $W$  ( $S = \beta\nu W$ , если  $W$  измеряется в дел/с) и в принципе может быть любой.

В состоянии импульсной критичности ( $\epsilon = \epsilon_0$ ) усредненные за период следования импульсов характеристики — мощность  $W$ , число нейтронно-активных осколков и пр. — со временем не меняются. Это состояние сходно с критичностью  $k=1$  обычного реактора, только в данном случае коэффициент размножения, являющийся периодической функцией времени  $k(t)$ , должен равняться единице в среднем (в том смысле, что средняя за период величина  $N(k-1)/k$  должна равняться нулю). Следовательно, равновесная импульсная надкритичность  $\epsilon_0$  должна иметь строго определенное значение, зависящее от закона изменения реактивности во времени и формы импульса мощности.

При увеличении реактивности на некоторую постоянную величину  $\Delta\epsilon$  относительно равновесного значения  $\epsilon_0$  парабола на рис. 1 «приподнимается», заштрихованная область увеличивается, соответственно увеличивается и энергия всех последующих импульсов, причем, казалось бы, тоже на постоянную величину. Но это не так: интенсивность источника уже не может оставаться постоянной, поскольку равновесие нарушено, и постепенно растет за счет накопления нейтронно-активных осколков деления (теперь их рождается больше, чем распадается). Каждый последующий импульс становится интенсивнее предыдущего, средняя мощность нарастает, реактор, можно сказать, «разгоняется»; причем исключительно за счет запаздывающих нейтронов.

Период разгона на запаздывающих нейтронах обычного реактора равен отношению их среднего времени жизни  $\beta/\lambda$  к величине введенной реактивности  $\Delta k = (k-1)/k$ . Период разгона импульсного периодического реактора, т. е. время, за которое средняя мощность

увеличивается в  $e$  раз, определяется аналогичным образом, но вместо действительной доли запаздывающих нейтронов следует взять так называемую импульсную долю запаздывающих нейтронов  $\beta_{\text{и}} \sim \gamma\tau/4\epsilon_0$  — формальную величину, в десятки раз меньшую  $\beta$  (как правило,  $\beta_{\text{и}} \sim 10^{-4}$ ). Из-за того что в импульсном режиме работы реактора среднее время жизни запаздывающих нейтронов  $\beta_{\text{и}}/\lambda$  существенно меньше, импульсной реактор будет разгоняться в  $\beta/\beta_{\text{и}}$  раз быстрее обычного, если, конечно, отклонения реактивности от равновесных уровней в том и другом случае одинаковы:  $\Delta\epsilon = \Delta k$ .

Импульсная доля запаздывающих нейтронов устанавливает новый масштаб измерения реактивности и играет такую же роль, как и доля  $\beta$  при разгонах обычного реактора.

#### 4. Флуктуации вспышек мощности

Нейтронная вспышка в импульсном периодическом реакторе начинается с относительно малого уровня мощности. В конце концов число нейтронов в импульсе  $N$  определяется нейтронами собственно источника, число которых в реакторе  $S\tau$  в любой момент времени. В частности, число нейтронов в максимуме импульса  $N_{\text{max}}$  получается умножением первичных  $S\tau$  нейтронов в огромное и заранее известное число раз.

При слабом источнике количество нейтронов, которые он успевает забрасывать в реактор за время их жизни, равно  $S\tau$  только в среднем, а на самом деле это число флуктуирует с большой относительной дисперсией ( $1/\sqrt{S\tau}$ ), принимая случайные значения. Реактор будет умножать не среднее  $S\tau$ , а случайное число нейтронов, и может случиться так, что в нужный момент времени — в момент прихода очередного импульса — в реакторе вообще не окажется нейтронов. «Умножать» придется нуль, и модулятор реактивности прокрутится впустую, вообще не вызвав нейтронной вспышки.

Можно ожидать, что амплитуда (или энергия) импульсов будет флуктуировать приблизительно с тем же относительным разбросом  $1/\sqrt{S\tau}$  (среднеквадратическое относительное отклонение от среднего), что и первичные нейтроны, повторяя уже в макроскопических масштабах флуктуации, происходящие в реакторе на микроскопическом уровне. Невольно возникает желание

сравнить импульсный реактор с «микроскопом», в который можно непосредственно наблюдать случайное в жизни нейтронов.

Поскольку  $S$  определяется в основном интенсивностью источника запаздывающих нейтронов, которая пропорциональна средней мощности реактора, то с увеличением последней разброс амплитуд импульсов  $1/\sqrt{S\tau}$  уменьшается. Но при низких значениях мощности ( $S\tau \sim 1$ ), особенно при небольших надкритичностях  $\epsilon$ , когда реактор уже хороший «усилитель» нейтронов, но еще не в состоянии накопить заметного числа нейтроно-активных осколков деления, флуктуации очень сильны. Пытаться в этот момент контролировать мощность реактора по приборам на пульте управления совершенно бессмысленно; хаос в показаниях приборов не многим меньше хаоса, который творится внутри реактора. При  $S\tau = 100$  разброс амплитуд импульсов уменьшается до 10%; для плутониевого реактора с  $\tau = 5 \cdot 10^{-8}$  с интенсивности источника запаздывающих нейтронов  $S = \nu\beta W = 2 \cdot 10^9$  нейтр/с соответствует уровень средней мощности  $W = 10$  Вт.

Помимо чисто статистических флуктуаций, в импульсном реакторе присутствуют флуктуации вспышек, которые не исчезают при любом уровне средней мощности. Эти флуктуации вызваны случайными колебаниями реактивности, например из-за вибраций модулятора, к которым, как мы знаем, импульсный реактор в  $\beta/\beta_{\text{и}}$  раз чувствительнее обычного.

Система аварийной защиты должна справляться с подобными пульсациями реактивности по крайней мере за время между импульсами. Особенно это касается мощных импульсных реакторов. Например, быстрая аварийная защита реактора ИБР-2 позволяет за 0,02 с (период следования импульсов на частоте 50 Гц) вывести реактивность около  $10 \beta_{\text{и}}$  путем отстреливания специальных вольфрамовых отражателей от активной зоны. Такие требования к быстрдействию аварийной защиты совсем непривычны для обычных реакторов.

#### 5. Импульсный реактор как источник нейтронов и его качество

Число нейтронов, вылетающих из реактора в единицу времени, пропорционально его мощности. При заданном уровне средней мощности импульсный периоди-



ческий реактор должен испускать волны как можно больше нейтронов, т. е. иметь минимально возможные размеры  $R$  (напомним, что сечение утечки нейтронов  $D\chi^2 \sim R^{-2}$ ). А малые размеры — это высокая концентрация ядерного горючего и соответственно малое время жизни мгновенных нейтронов (см. формулы (1.1) и (1.2)). Последнее обстоятельство весьма кстати, поскольку при уменьшении  $\tau$  вспышка становится короче, а это очень важно.

В то же время у нас есть противоречивое желание повысить мощность реактора, чтобы интенсивность нейтронов в пучке была высокой. Добиваясь все большей и большей мощности, мы в конечном итоге увеличиваем объем реактора и повышаем содержание посторонних элементов (теплоноситель, инертные разбавители горючего типа С и О, которые вводятся для повышения стойкости твэлов в условиях интенсивного накопления продуктов деления в топливе, и пр.). Среднее время жизни мгновенных нейтронов увеличивается при этом как за счет уменьшения макроскопического сечения деления  $\Sigma_f$ , поскольку концентрация горючего падает с увеличением объема, так и за счет уменьшения средней скорости нейтронов  $v$ , поскольку посторонние элементы действуют как замедлитель и несколько смягчают нейтронный спектр. Соответственно удлиняется и вспышка.

Из сказанного ясно, что самый мощный реактор заведомо самый дорогой, но не обязательно самый лучший импульсный источник нейтронов. Критерий качества, по которому можно было бы выбрать «самый лучший» реактор для нейтронных исследований, возможно установить только для определенного круга задач. В исследованиях энергетической зависимости взаимодействия нейтронов с веществом главным является точность измерения энергии нейтрона  $\Delta E/E$ . Импульсный нейтронный источник обязан обеспечить эту точность.

Имея, таким образом, необходимую для его опытов точность измерения энергии  $\Delta E/E = \text{const}$ , физик-экспериментатор подходит со своей мишенью к двум импульсным реакторам с разными значениями средней мощности  $W$  и длительности нейтронной вспышки. Какой реактор он выберет? Если мишень установить на расстоянии  $L$  от реактора, то число нейтронов, падающих на нее в единицу времени, будет пропорционально  $W/L^2$ ,

Поэтому физик выберет тот реактор, у которого больше отношение  $W/L^2$ . В частности, если мощности одинаковы, выбор падет на реактор, к которому можно ближе «подойти».

Минимальная длина пролетной базы  $L$  ограничена допустимой погрешностью измерения энергии нейтронов. Действительно, если время пролета  $t = L/v$  измеряется с погрешностью  $\Delta t/t$ , то энергия соответственно — с погрешностью  $\Delta E/E = 2v\Delta t/L$ . Чем больше длительность импульса  $\Delta t$ , тем дальше нужно отодвинуть мишень от реактора, чтобы точность измерения энергии не изменилась.

Итак, зная, что длина пролетной базы  $L$  пропорциональна  $\Delta t$ , экспериментатор выберет для своих исследований тот реактор, у которого выше отношение средней мощности к квадрату длительности вспышки:  $W/\Delta t^2$ . Эту величину и называют качеством импульсного периодического реактора; при этом подразумевается, что реактор работает без селектора и, таким образом, непосредственно сам является импульсным нейтронным источником.

При наличии селекторов, а также в измерениях, где важно знать не только энергетический спектр нейтронов, но, например, и их угловое распределение, формулировка качества может быть совсем другой. Но во всех случаях основа определения — это максимальная скорость регистрации нужных для эксперимента нейтронов.

Чтобы на реакторе с длительностью вспышки 100 мкс измерить энергию быстрого нейтрона 0,1 МэВ (скорость  $4,4 \cdot 10^8$  м/с) с точностью  $\Delta E/E = 0,01$ , потребовалась бы пролетная база длиной около 100 км, т. е. от пучка, по сути дела, ничего бы не осталось. Нужно сузить вспышку по крайней мере до 1 мкс, тогда  $L$  уменьшится до приемлемой величины 1 км. Для этого можно установить селектор нейтронов, но тогда резко снизится интенсивность пучка, или перейти на другой источник, например бустер (см. раздел III). Последнее является единственно возможным решением, причем при переходе на бустер достаточно перевести реактор в подкритический режим работы параллельно с ускорителем (обычно такая возможность предусмотрена).

Вспышка шириной 50—200 мкс характерна для импульсного реактора, поэтому при нейтронных исследо-

ваниях с использованием техники времени пролета эти установки служат источниками медленных нейтронов — с энергией приблизительно до 10 эВ. Чтобы получить спектр медленных нейтронов, реактор окружается слоем водородсодержащего замедлителя. Чаще всего для этой цели используют обычную воду. Быстрые нейтроны из активной зоны реактора попадают в слой воды, замедляются в нем в результате рассеяния на ядрах водорода до нужных энергий и, покинув замедлитель, летят дальше, к мишени, по вакуумированному нейтронному каналу.

Средняя энергия нейтронов в пучке зависит от толщины замедлителя. Например, для тепловых нейтронов оптимальная толщина водяного слоя равна 5 см. Из-за статистического разброса времени жизни нейтронов в слое воды импульс быстрых нейтронов длительностью  $\theta$ , пройдя через замедлитель, станет, конечно, шире. Длительность импульса замедленных нейтронов мы обозначали выше  $\Delta t$ . Квадрат этой величины равен приблизительно  $\theta^2 + \theta_0^2$ , где  $\theta_0$  — длительность импульса медленных нейтронов, образующихся от бесконечно узкого импульса быстрых нейтронов. В частности, пятисантиметровый слой воды формирует импульс тепловых нейтронов длительностью  $\theta_0 \approx 70$  мкс. Импульс надтепловых нейтронов в интервале энергий от 0,1 до 10 эВ гораздо уже:  $\theta_0 \approx 0,5$ —5 мкс; эти нейтроны успевают только замедлиться до указанных энергий и сразу же покидают замедлитель, время на диффузию при тепловых скоростях не тратится.

Поток тепловых нейтронов из импульсного периодического реактора является одной из его главных характеристик, причем при сравнении со стационарным реактором важен прежде всего поток в максимуме импульса. В табл. 3 приведены данные о средней мощности  $W$  и среднем потоке тепловых нейтронов  $\Phi$  на поверхности замедлителя для действующих и проектируемых периодических реакторов. В скобках даны оценки максимального потока, соответствующие минимальным частотам следования импульсов  $n$ . Частота  $n$  выбирается исходя из требований эксперимента: нейтроны с «нужной» скоростью  $v$  должны успеть пролететь расстояние  $L$  до того, как появится следующий импульс, т. е.  $n \leq v/L$  (не всегда это условие выполняется).

Отметим, что большинство реакторов — плутоние-

Таблица 3

Основные параметры импульсных периодических реакторов

Реактор	Год пуска	Топливо	$n$ , Гц	$\theta$ , мкс	$W$ , МВт	$\Phi$ , нейтр/см <sup>2</sup>
ИБР-30, СССР	1969	Pu	4—100	70	0,025	$6 \cdot 10^{16}$ ( $1,5 \cdot 10^{14}$ )
ИБР-2, СССР	1981	PuO <sub>2</sub>	5—50	130	4	$10^{13}$ ( $1,5 \cdot 10^{16}$ )
УАУО1, Япония	1975	U	1—15	60	0,002	—
КРFR, Индия	(?)	PuO <sub>2</sub>	50	50	0,03	$5 \cdot 10^{16}$ ( $10^{13}$ )
РFR, США	(Проект)	PuO <sub>2</sub> +Mo	20—60	90	30	$2,5 \cdot 10^{13}$ ( $10^{16}$ )
SORA, Италия	(Проект)	U+Mo	50	65	1	$2,5 \cdot 10^{12}$ ( $4,5 \cdot 10^{14}$ )

выс. Это не случайно. Дело в том, что мощность между импульсами  $N/\nu t$  (дел/с), т. е. фон, составляет долю средней мощности  $W$  (дел/с), равную отношению  $\beta/\epsilon_{\phi}$  доли запаздывающих нейтронов к подкритичности между импульсами  $1 - k_p = \epsilon_{\phi}$ . Это непосредственно следует из формулы (2.1), в которой  $S = \nu \beta W$  — интенсивность источника запаздывающих нейтронов (нейтр/с). У плутония  $\beta$  в 3 раза меньше по сравнению с ураном, соответственно меньше и «фон».

Доля мощности, выделяемой в импульсах («коэффициент полезного использования» нейтронов), равна  $(1 - \beta/\epsilon_{\phi})$  и для хорошего периодического реактора должна быть не менее 0,9.

#### 6. Модуляторы реактивности. О советских реакторах серии ИБР и японском «Благополучии»

Первый реактор ИБР проработал 8 лет и как источник нейтронов практически исчерпал свои возможности. В 1968 г. ИБР был демонтирован и заменен новым реактором: ИБР-30, который работает и по сей день. Качественных изменений в конструкции не произошло. Охлаждение по-прежнему осталось воздушным, но для этого пришлось изменить поперечные размеры твэлов, ввести второй урановый вкладыш, который располагался в диске диаметрально противоположно первому, и сделать некоторые другие изменения (тоже с целью облегчить теплосъем). В итоге мощность реактора удалось увеличить до 30 кВт.

Номинальная средняя мощность ИБР-30 (25 кВт) в 4 раза выше предельной мощности ИБР, и это, конечно, давало определенные преимущества. Измерения, которые требовали целого года непрерывной работы реактора ИБР, теперь могли быть выполнены за три месяца.

Но что сказать об экспериментах, которые можно было выполнить только за тысячу лет измерений на лучках ИБР? А такие эксперименты уже давно ждали своей очереди (о некоторых из них будет рассказано ниже). Выигрыш в 4 раза кажется здесь более чем сомнительным. Был нужен совершенно другой, не в 4, а в 1000 раз более мощный источник нейтронов. Таким источником стал импульсный периодический реактор

ИБР-2, построенный также в Дубне, буквально в нескольких шагах от здания старого реактора.

Строго говоря, ИБР-2 еще не стал «таким» источником, но вот-вот станет им: выход реактора на проектную мощность 4 МВт запланирован на 1982 г. Физический пуск ИБР-2, т. е. вывод реактора в критическое состояние и исследование его поведения при незначительной («нулевой») мощности, был осуществлен в конце 1977 — начале 1978 г. Столь большой разрыв во времени между этапами пуска уже сам по себе свидетельствует, что время реакторов-игрушек прошло и рождение новой, существенно более мощной установки — процесс сложный и болезненный (впрочем, и увлекательный тоже).

Работы над проектом ИБР-2 начались в 1964 г. Проект разрабатывался совместными усилиями ОИЯИ, Научно-исследовательского конструкторского института энерготехники в Москве и многих других научных и проектных организаций. Уже с самого начала было ясно, что ИБР-2 не «игрушка», да и вряд ли получится «простой и изящной машиной», как назвал первый ИБР Нильс Бор. Геометрия реактора, вид топлива, вопросы теплосъема, тепловой удар, конструкция модулятора реактивности, система управления и аварийная защита, охлаждение экспериментального и прочего оборудования и многое другое стали вопросами первостепенной важности, причем во многих случаях их приходилось решать впервые.

Мощность 4 МВт нельзя отвести с помощью воздушного охлаждения. Поэтому активная зона ИБР-2 охлаждается потоком расплавленного натрия. По этой же причине модулятор реактивности не содержит делящегося материала и вынесен за пределы активной зоны (рис. 3).

Модулятор реактивности ИБР-2 состоит из основного и дополнительного подвижных отражателей нейтронов, имеющих общую ось вращения. Это тяжелые, тщательно сбалансированные стальные «поленья». Проектная скорость вращения основного подвижного отражателя 3000 об/мин, причем скорость перемещения конца отражателя выше скорости звука в воздухе, поэтому отражатели вращаются в гелиевой среде.

Совершенно иной принцип модуляции реактивности в японском реакторе YAYOI (что значит «благополу-

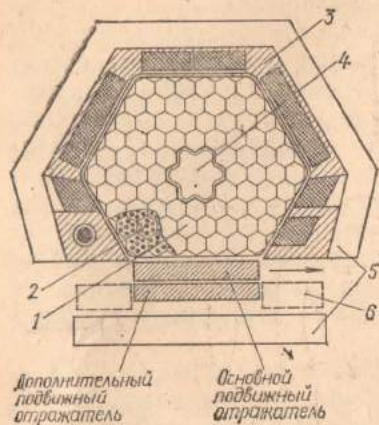


Рис. 3. Принципиальная схема реактора ИБР-2 (вид сверху):

1 — активная зона, высота 44,4 см, средний диаметр 30 см, содержит 78 топливных кассет с твэлами из  $PuO_2$ , масса  $PuO_2$  около 100 кг; 2 — топливная кассета (7 твэлов, омываемых натрием); 3 — стационарный отражатель с блоками регулирования и защиты; 4 — канал для мишени ускорителя и для облучения образцов; 5 — водяные замедлители; 6 — вариант дополнительного подвижного отражателя в виде «вилки»

Дополнительный подвижный отражатель  
Основной подвижный отражатель

лучие»). На этом реакторе 5 модуляторов реактивности (рис. 4), но одновременно в работе могут находиться не более двух. Модуляторы, как это показано на рисунке, могут осциллировать, вращаться, двигаться по замкнутому контуру (контур не показан) или простреливаться по прямой через активную зону. Стрельба ведется нейлоновыми или из какого-либо другого полимера пулями диаметром 13 мм из армейского пулемета, специально переоборудованного для этой цели. Реактивность пули не велика ( $\Delta k_{мр}$  не более 0,003), но высокая скорость перемещения пули относительно активной зоны (900 м/с) обеспечивает довольно высокое значение  $\gamma$  (около 50 1/с) и сравнительно малую длительность вспышки: 60 мкс при величине  $\tau = 3 \cdot 10^{-8}$  с. Пуля всегда действует в паре с более медленным модулятором. При этом частоту вспышек можно менять в пределах от 1 до 15 Гц. УАУОИ, в общем-то, не создавался как периодический реактор. Скорее это один, причем не самый главный, из режимов его работы. Сколь угодно долго реактор УАУОИ не может работать в режиме повторяющихся вспышек. Как правило, «выдав» серию вспышек, реактор гасится, и все начинается сначала.

Огромный фон  $\beta/\epsilon_{ф}$  между импульсами (более 50%), небольшая средняя мощность (2 кВт) и «полупериодичность» работы делают УАУОИ совершенно непригодным

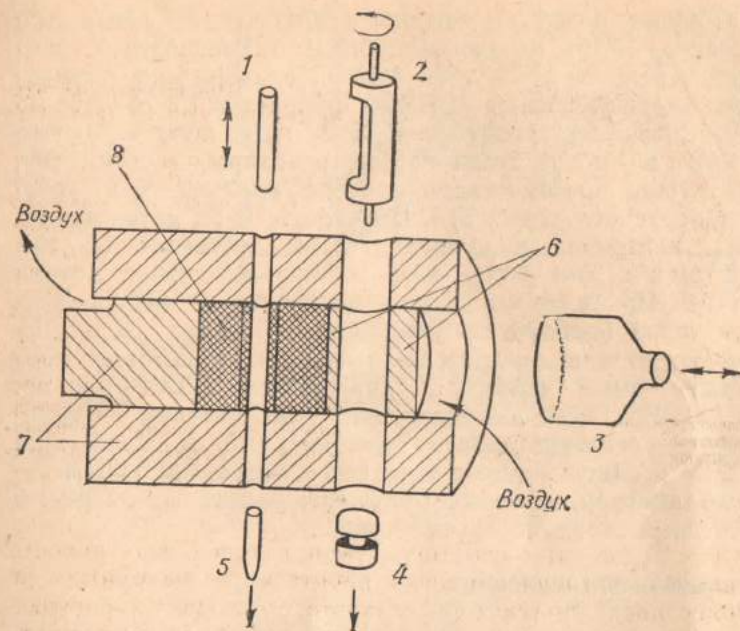


Рис. 4. Модуляторы реактивности реактора УАУОИ: 1 — цилиндр из полимерного материала (полиацеталь) или  $UO_2$ , колеблется относительно центральной оси активной зоны; 2 — асимметричный цилиндр (полиацеталь) вращается внутри торцевого экрана; 3 — цилиндрический блок (уран, полиацеталь) ставится на место торцевого экрана 6, колеблется в горизонтальном направлении; 4 — капсула из  $UO_2$  или полиацетала движется через торцевой экран по замкнутому контуру; 5 — пуля (нейлон, полиацеталь) простреливается через активную зону; 6 — торцевой экран (естественный уран); 7 — второй торцевой (он же блок аварийной защиты) и боковой экраны из естественного урана; 8 — активная зона (уран 93%-ного обогащения), диаметр 12 см, длина 15 см, масса  $U-235$  28 кг, набрана из трех урановых дисков толщиной 4,4 и 7 см

для длительных измерений по методу времени пролета.

В настоящее время только три установки — ИБР-30, ИБР-2 и, условно, УАУОИ — являются действующими периодическими реакторами на быстрых нейтронах. Итальянский и американский проекты (см. табл. 3) закрыты, о пуске индийского KPFER не сообщалось.

До сих пор самыми мощными источниками тепловых нейтронов являются высокопоточные тепловые реакторы. Рекордный поток тепловых нейтронов во внеш-

нем пучке равен на сегодня (1981 г.)  $10^{15}$  нейтр/см<sup>2</sup>с (реактор GHFR мощностью 60 МВт в Гренобле). Строящийся реактор ПИК (100 МВт) Ленинградского института ядерной физики (ЛИЯФ) обещает в 1,3 раза больше. С выводом реактора ИБР-2 на полную мощность 4 МВт в 1982 г. стационарные реакторы, по существу, достигли практического предела возможностей, уступят первенство (рис. 5)<sup>2</sup>. На частоте 5 Гц поток тепловых нейтронов в пучках ИБР-2 достигнет  $1,5 \cdot 10^{16}$  нейтр/см<sup>2</sup>с. Это более чем на порядок выше потока GHFR. Наиболее «опасным» конкурентом импульсных реакторов (точки в треугольнике или овале на рис. 5) являются мишени мезонных фабрик, о которых речь пойдет ниже (овалы), типа IPNS, LAMPF и пр. (LAMPF\*, ПС-1\* — установки с накопителем — группирователем протонов). Термоядерные мишени типа LIFS<sup>3</sup> и накопительные комплексы типа ИФВЭ, ФНАЛ — дело, конечно, далекого будущего; указанные на рис. 5 прогнозы заведомо оптимистичны.

### 7. Проблема теплового удара

При нагревании, как известно, тела расширяются. В частности, при подогреве стержня длиной  $l$  на  $T$  градусов он расширится (удлинится) на величину  $\alpha l T$ ; где  $\alpha$  — коэффициент линейного расширения. Если же стержень нагревать, не давая ему удлиняться (закрепив концы), он окажется в состоянии сжатия с определенным запасом упругой энергии и будет сильно давить на опору. Свободный, но мгновенно нагретый на те же  $T$  градусов стержень окажется в момент нагрева точно в таком же состоянии сжатия, поскольку мгновенно изменить свою длину он не может — мешают силы инерции. А поставленный на опору, он и давить на нее будет с той же силой.

Расширение мгновенно нагретого тела начинается с его свободных границ и распространяется в глубь тела

<sup>2</sup> Рис. 5 заимствован, с незначительными изменениями, у Р. М. Брюггера (R. M. Brugger). Участок диаграммы, начинающийся с символического нейтрона, открытого Чедвиком в 1932 г., и заканчивающийся «мигающим» циклотроном Альвареца, всего лишь дань истории.

<sup>3</sup> Laser Imploded Fusion Source. Дейтерий-третиевая таблетка облучается сходящимся пучком света из лазера, сжимается и, разогревшись до температуры  $\sim 10^7$  К, взрывается.

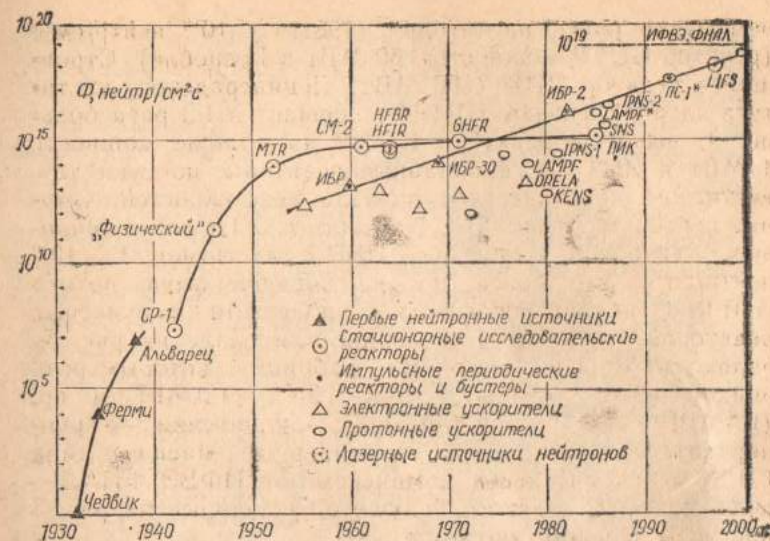


Рис. 5. Диаграмма, иллюстрирующая развитие различных нейтронных источников. По оси ординат отложен поток тепловых нейтронов в начале экспериментального канала (для импульсных источников — амплитуда потока), т. е. поток, непосредственно доступный для исследований по методу времени пролета

со скоростью звука  $c$ . В частности, наш стержень увеличит свою длину на  $\alpha l T$  за время  $l/c$ , которое требуется упругой волне, чтобы пробежать от верхнего (свободного) конца до нижнего (опертого) и «снять» напряжения сжатия по всей длине стержня. Следовательно, физический предел скорости расширения стержня —  $\alpha c T$ . В момент, когда упругая волна достигнет нижнего конца и тоже освободит его от сжатия, стержень подпрыгнет вверх со скоростью  $\alpha c T$ . Запас упругой энергии в данном случае полностью переходит в кинетическую энергию стержня. Например, стальная болванка на жесткой опоре, мгновенно нагретая на 100 градусов, подпрыгнет на высоту 2 м; если это килограммовый стержень длиной 30 см, то сила удара о поверхность опоры будет равна 10 т (!), причем стержень не обязательно нагревать мгновенно, его достаточно нагреть за время, меньшее  $l/c = 60$  мкс, чтобы волна не успела дойти до основания стержня и снизить нагрузку.

Таким образом, тепловой удар возникает при быст-

ром нагревания тел — за время  $\theta$ , сравнимое с временем  $l/c$  пробега звуковой волны в направлении их максимального размера  $l$ , и проявляет себя в форме ударных инерциальных нагрузок, которые испытывает как само нагреваемое тело, так и тела, с ним связанные (опора).

Топливные стержни в импульсном реакторе нагреваются за время, равное длительности нейтронной вспышки  $\theta$ . Если подогрев топлива достигает десятков градусов и выше, с тепловым ударом уже приходится считаться: запасенной в момент нагрева упругой энергии сжатия может хватить на то, чтобы разрушить если не сам топливный элемент, то опорную конструкцию, например порвать оболочки твэлов.

Дальнейшее повышение средней мощности импульсных реакторов за рубеж 10 МВт (без увеличения частоты импульсов) сдерживается в основном тепловым ударом. Недаром минимальная частота импульсов в проекте PFR 20 Гц. Более нужных 5 Гц реактор PFR не выдержит, если не снизить среднюю мощность.

#### 8. Импульсные периодические реакторы на тепловых нейтронах

Среднее время жизни мгновенных нейтронов  $\tau$  в тепловом реакторе велико ( $10^{-5}$ — $10^{-3}$  с), и чтобы получить вспышку, сравнимую по длительности с той, которую генерирует реактор на быстрых нейтронах ( $\tau = 10^{-9}$ — $10^{-7}$  с), нужно, как показывает формула (2.2), выводить реактивность со скоростью  $\gamma$ , по крайней мере на порядок превышающей привычные значения (десятки единиц реактивности в секунду). Для вращающихся модуляторов реактивности уже известной нам конструкции это требование лежит далеко за пределами прочности материалов: скорость конца вращающейся детали ограничена сотнями метров в секунду, а здесь речь идет о тысячах. Конечно, модулятор можно перемещать и так, чтобы материал не испытывал растягивающих нагрузок, но всегда получается, что заставить массивное тело совершать быстрые периодические движения со скоростью порядка 1000 м/с — практически неосуществимая задача.

Вывод, по-видимому, один: традиционные модуляторы реактивности типа подвижных активных зон или отражателей не могут обеспечить короткой нейтронной

вспышки. Даже при  $\gamma = 60$  1/с тепловой реактор с минимальным временем жизни мгновенных нейтронов  $10^{-5}$  с (время замедления быстрого нейтрона в воде до тепловой скорости) имеет вспышку шириной 0,001 с.

Однако в отличие от реакторов с жестким спектром реакторы на тепловых нейтронах могут предоставить исследователю гораздо более широкий выбор различных принципов воздействия на реактивность. Один из них — использование эффекта поверхностной блокировки поглощения нейтронов.

Некоторые материалы обладают настолько большим сечением захвата тепловых нейтронов, что последние поглощаются не всем объемом вещества, а только тонким поверхностным слоем, толщина которого порядка длины поглощения  $1/\Sigma_a$ . Например, для кадмия  $1/\Sigma_a = 0,1$  мм, так что две кадмиевые пластинки толщиной по 0,2 мм, соединенные вместе, поглощают тепловые нейтроны, как одна пластинка, а если их разъединить, то поглощение увеличится в 2 раза. Изменять с высокой скоростью величину поглощающей поверхности гораздо легче, чем с той же скоростью (относительной) менять объем вещества внутри активной зоны. Эта идея позволяет существенно, почти на порядок, сократить длительность вспышки и обеспечить нужную частоту импульсов. Причем без особых усилий. Правда, глубина модуляции реактивности  $\Delta k_{\text{мр}}$  в данном случае не настолько велика, чтобы можно было говорить о почти 100%-ном использовании нейтронов, как в быстром реакторе. Но мощность в импульсе в десятки раз выше среднего значения, а это уже существенный выигрыш по сравнению со стационарным режимом.

### III. ИМПУЛЬСНЫЕ БУСТЕРЫ

Английское название этих установок вполне оправдано: англичане первыми догадались «выстрелить» в реактор пучком электронов из ускорителя. Первый бустер (booster — усилитель) был построен в 1959 г. в Харуэлле. Сгустки (импульсы) электронов разгонялись в ускорителе до энергии 15 МэВ и направлялись в подкритический реактор ( $k = 0,9$ ), при торможении электронов излучались  $\gamma$ -кванты, которые затем выбивали нейтроны из ядер урана в  $(\gamma, n)$ -реакции. Эти-то нейтроны и «усиливались» реактором — умножались в

$\Gamma/(1-k_p) = 10$  раз. Это был стационарный бустер с длительностью нейтронной вспышки  $\theta = 0,25$  мкс (коэффициент размножения не менялся).

Идея импульсного бустера (И. М. Франк, Ф. Л. Шапиро) возникла в связи с созданием реактора ИБР и заключается в следующем. Импульсный реактор переводится в режим подкритичности на мгновенных нейтронах: верхушка параболы реактивности на рис. 1 опускается ниже уровня критичности  $k_p - 1 = 0$  на некоторую величину  $|\epsilon|$ . В момент, когда реактивность достигает максимума, а подкритичность на мгновенных нейтронах минимальна и равна  $|\epsilon|$ , в реактор посылаются импульсы электронов, выбивающий из мишени  $N_0$  нейтронов (считаем, что все  $N_0$  нейтронов появляются одновременно). Число нейтронов в реакторе (мощность) быстро спадает по закону (1.3), поскольку  $k_p - 1 = -|\epsilon| < 0$ , и таким образом формируется короткая вспышка мгновенных нейтронов длительностью  $\theta = \tau/|\epsilon|$ .

Затем реактивность выводится до уровня, на котором реактор глубоко подкритичен и, следовательно, фоновая мощность, обусловленная действием источника запаздывающих нейтронов, мала. В этом и заключается преимущество импульсного бустера. В импульсном бустере энергия импульса  $N_0/|\epsilon|$  уже не ограничена, как в стационарном, величиной  $N_0/\beta$ .

Из сказанного, однако, не следует, что импульсный бустер будет тем лучше, чем меньше подкритичность  $|\epsilon|$  в импульсе. Энергия импульса, конечно, увеличится, но возрастет и длительность импульса.

Импульсные бустеры нужны там, где требуются короткие нейтронные вспышки — длительностью от долей микросекунды до нескольких микросекунд. Особенно эффективны бустеры в исследованиях с нейтронами надтепловых энергий (0,1—10 эВ). Длительность вспышки для этих нейтронов не менее 5—0,5 мкс (средний разброс времени замедления в воде) и очень короткие вспышки быстрых нейтронов ( $\theta \sim 0,01$  мкс), например от неразмножающей мишени ускорителя, были бы здесь бесполезны.

#### 1. Инжекторы для импульсных бустеров

Бустеры редко проектируются как специальные установки. Чаще всего это импульсный периодический реактор, для которого специально предусмотрен бустер-

ный режим работы. И первый ИБР, и реакторы ИБР-30, ИБР-2 создавались в расчете на возможность параллельной работы с соответствующим ускорителем электронов.

Реактор ИБР начал работать в бустерном режиме в 1964 г. Инжектором электронов служил микротрон (идея В. И. Векслера) — компактный циклический ускоритель, созданный в Дубне. Электроны разгонялись (по кругу) до энергии 30 МэВ и короткими импульсами длительностью  $t_0 = 2$  мкс посылались на вольфрамовую мишень внутри активной зоны. Средняя мощность бустера ИБР достигала 1 кВт при длительности нейтронной вспышки 3 мкс и частоте вспышек 50 Гц (ток электронов в импульсе был равен 0,08 А).

ИБР-30 работает с другим инжектором. Это линейный ускоритель электронов ЛУЭ-40 с током в импульсе до 0,2 А и энергией электронов 44 МэВ. Средняя мощность бустера ИБР-30/ЛУЭ-40 составляет 7 кВт при длительности импульсов и частоте 4 мкс и 100 Гц.

Для более мощного реактора нужен и более мощный инжектор. Для реактора ИБР-2 в настоящее время сооружается линейный индукционный ускоритель ЛИУ-30 с энергией электронов 30 МэВ и током в импульсе 250 А. Ток электронов в этом ускорителе индуцируется переменным магнитным полем точно так же, как индуцируется ток во вторичной обмотке трансформатора, только обмоткой в данном случае является сам пучок электронов, ускоряемых вдоль оси выстроенных в ряд тороидальных импульсных трансформаторов. При длительности нейтронной вспышки  $\theta = 4$  мкс и частоте импульсов  $n = 50$  Гц средняя мощность  $W$  бустера ИБР-2/ЛИУ-30 равна 200 кВт.

Электронные пучки обладают существенным недостатком: для производства одного нейтрона требуется, в зависимости от материала мишени, от 50 до 150 электронов с энергией  $\geq 20$  МэВ. Энергетические затраты составляют, таким образом, не менее 1000 МэВ на нейтрон. Заметим, что на один нейтрон деления в реакторе выделяется около 70 МэВ тепла. Из-за этого электронную мишень легко прожечь или разрушить тепловым ударом, поэтому в мощном бустере выбор удачной конструкции мишени и системы ее охлаждения представляет довольно сложную инженерную задачу.

В последнее время, особенно в связи с созданием так называемых «мезонных фабрик», появилась возможность строить бустеры на мощных протонных ускорителях (вернее сказать — пристраивать к ним). Такой бустер, ПС-1, строится в одном из отечественных физических институтов. Бустер ПС-1 рассчитан на мощность 0,5 МВт при длительности вспышки 2,5 мкс и частоте 100 Гц. На мощности 1 МВт и частоте 5 Гц ПС-1 генерирует вспышку длительностью 25 мкс и может использоваться как эффективный источник тепловых нейтронов с пиковым потоком  $4,6 \cdot 10^{16}$  нейтр/см<sup>2</sup>с. Протоны, которые забрасываются из «мезонной фабрики» в реактор, имеют энергию 600 МэВ. При такой высокой энергии один протон выбивает до 20 нейтронов (из урановой мишени), т. е. энергетические затраты на производство одного нейтрона невелики, около 30 МэВ/нейтр, и проблем с тепловыделением в мишени нет. Впрочем, мишени как таковой тоже нет. Большая длина свободного пробега протонов (десятки сантиметров) позволяет в качестве мишени использовать сам реактор без опасения прожечь оболочки твэлов, как это было бы при облучении активной зоны пучком электронов.

## 2. Качество импульсного бустера

За краткость вспышки бустера приходится платить снижением уровня нейтронной мощности. Действительно, укорачивая вспышку ( $\theta$ ) путем увеличения  $|\varepsilon|$ , мы уменьшаем ее энергию  $N_0/v|\varepsilon|$  (дел), а значит, и мощность  $W = nN_0/v|\varepsilon|$ . Где следует остановиться, укажет функция качества (Разд. II, п. 5), которая, если принять  $\theta^2 = t_0^2 + (\tau/\varepsilon)^2$ , равна

$$\frac{W}{\Delta t^2} = \frac{nS_0}{v\tau} \frac{t_0\tau/|\varepsilon|}{t_0^2 + (\tau/\varepsilon)^2 + \theta_0^2}$$

и достигает максимума при оптимальном соотношении параметров:  $\tau/|\varepsilon| = t_0 = \theta_0\sqrt{2}$ . Например, для бустера ИБР-2/ЛИУ-30 ( $\tau = 6 \cdot 10^{-8}$  с,  $t_0 = 0,5$  мкс) оптимальная подкритичность  $|\varepsilon| = \tau/t_0 = 0,12$  и «оптимальное» значение неопределенности времени замедления  $\theta_0 = \sqrt{2} t_0 = 0,7$  мкс (энергия нейтронов около 3 эВ). При этом длительность вспышки быстрых нейтронов  $\theta = 0,8$  мкс, а замедленных  $\Delta t = 1$  мкс.

## IV. САМОГАСЯЩИЕСЯ ИМПУЛЬСНЫЕ РЕАКТОРЫ

В начале раздела III говорилось, что установке «Дракон» не хватало периодичности падений подвижного уранового блока, чтобы называться импульсным периодическим реактором. Чего же в таком случае не хватает «Дракону», чтобы его можно было назвать самогасящимся? В основном одного — падающий блок должен застрять в активной зоне. Тогда бы он ввел реактивность до максимального значения  $k_p - 1 = \varepsilon$ , но вывести ее не смог, предоставив реактору самому справиться с этой обязанностью. Для этого реактор должен привести в действие какие-то свои, сугубо внутренние механизмы воздействия на коэффициент размножения, т. е. должна существовать обратная связь: повышение реактивности вызывает рост мощности, рост мощности стимулирует действие упомянутых механизмов и снижает реактивность, снижение реактивности до отрицательных значений приводит к спаду мощности — реактор гасится. Схема генерации импульса мощности приблизительно такая же, как на рис. 1, только левую часть «параболы» реактивности формирует пусковое устройство, а правую реактор формирует сам.

То, что вспышка будет самогасящейся, ясно наперед — разгон (1.3) не может длиться бесконечно. Но конечный результат может быть самым разным — от легкой встряски активной зоны до настоящего ядерного взрыва. Все зависит от величины введенной реактивности и от склонности реактора к быстрому самогашению (дли, как говорят, от глубины мгновенного температурного эффекта реактивности).

### 1. Немного истории

Способность ядерного реактора к надежному самогашению при медленных (контролируемых) разгонах стала известной буквально с первых шагов освоения атомной энергии. Уже на первом советском реакторе «Физический» (он был, кстати, и первым в Европе), построенном в 1946 г. в лаборатории И. В. Курчатова, были получены самогасящиеся всплески мощности с амплитудой до 4 МВт и длительностью около 3 мин. Это был сферический, радиусом 3 м, уран-графитовый гетерогенный реактор на тепловых нейтронах, с загрузкой



45 т естественного урана. При извлечении поглощающего стержня реактор разогнался на запаздывающих нейтронах, температура урановых, а затем и графитовых блоков повышалась. Цепная реакция прекращалась за счет повышения температуры графита. Из-за гетерогенной (блочной) структуры активной зоны разогрев графита заметно отставал от разогрева урана: температурный эффект реактивности не был мгновенным, но мог подавить, по существу, любой разгон на запаздывающих нейтронах, не причинив никакого вреда реактору.

Иное дело — осуществить самогасящуюся вспышку мгновенных нейтронов, тем более на быстром реакторе. Получить гарантию взрывобезопасности в данном случае можно тоже только в прямом опыте, т. е. на свой страх и риск оставить в реакторе реактивность  $\epsilon > 0$  и ждать, что будет. Поставить такой опыт в лабораторных условиях было, конечно, заманчиво, но и опасно. Опыт мог закончиться не «щекотанием хвоста спящего дракона» (подлинными словами Р. Фейнмана об экспериментах на «Драконе»), а, рискуем сказать, ударом палкой по голове, после которого дракон наверняка бы проснулся.

Вопрос решился сам собой, по воле случая, который произошел в 1952 г. в Лос-Аламосе на установке Jemima. Из-за ошибки в расчетах реактор был выведен в надкритическое на мгновенных нейтронах состояние и произошла довольно мощная нейтронная вспышка (выделилось около 0,5 МДж энергии). Но ничего страшного не случилось — реактор погасился сам, не нагревшись и на 100 градусов.

После этого «эксперимента» стало ясно, что строить самогасящиеся импульсные реакторы можно. Созданную к тому времени (для других целей) урановую сборку Godiva-1 срочно переоборудовали, и в 1953 г. она уже действовала в режиме самогасящихся вспышек мгновенных нейтронов. Конструкция реактора Godiva-1 предельно проста. Это шар из металлического U-235 (93%) весом 50 кг, состоящий из двух полусфер. Реактивность вводилась путем соединения полусфер, при этом инициировалась вспышка мгновенных нейтронов длительностью около 50 мкс и энергией  $1,5 \cdot 10^{16}$  дел (0,5 МДж); уран подогревался приблизительно на 100 градусов.

Затем начиная с 1957 г. последовала целая серия

самогасящихся реакторов на быстрых нейтронах (Godiva-2, Kukla, SPR, FRAN), в которых также используется чистый металлический уран с содержанием 93,5% изотопа U-235. Такое топливо не выдерживает сильных тепловых ударов, поэтому качественного улучшения параметров вспышки не произошло (энергия вспышки не превышала  $5 \cdot 10^{16}$  дел).

Следующее поколение быстрых самогасящихся реакторов (ему положил начало ок-риджский реактор HPRR в 1962 г.) строится с использованием в качестве топлива уран-молибденовых сплавов. Топливные элементы из легированного урана, содержащие от 1,5 до 10 весовых процентов молибдена, выдерживают тепловые удары о подогревом до 600 градусов (реакторы APRFR, FBRR). Это в основном и позволило увеличить энергию вспышки на порядок. Типичный реактор этого поколения имеет следующие «приметы». Это полый урановый цилиндр массой 100 кг, обогащение урана изотопом U-235 — 93,5%, содержание молибдена — 10%, максимальный подогрев за импульс — 500 К, длительность вспышки — 50 мкс, энергия вспышки —  $10^{17}$  делений, интегральный по времени поток нейтронов (флюенс): на поверхности реактора —  $10^{14}$ , в центральном канале —  $10^{15}$  нетр/см<sup>2</sup>. О двух «нетипичных» реакторах, VIPER и Super Kukla, и о последнем из серии «молибденовых» реакторов SPR-3 будет сообщено отдельно.

Число быстрых самогасящихся реакторов в настоящее время около 20. Семейство самогасящихся реакторов на тепловых нейтронах более многочисленно (их число приближается к 100) и более разнообразно (погружные, графитовые, растворные, типа TRIGA). Первый реактор, TRIGA-1, пущен в 1958 г. (Сан-Диего, штат Калифорния, США). Реакторы TRIGA — серийные, имеют компактную активную зону с загрузкой U-235 в несколько килограммов, топливные стержни — из сплава урана с гидридом циркония, мощность в импульсе  $\sim 10^3$  МВт.

Самая мощная вспышка — у графитовых реакторов типа советского ИГР (десятки тысяч мегаватт). Энергия вспышки достигает  $10^{20}$  дел, длительность вспышки около 0,1 с, подогрев за импульс до 2000 К. По мощности импульса эти реакторы уступают только атомной бомбе.

Предположим, что реактивность, которую реактор выводит «сам», пропорциональна выделяемой в нем энергии  $Q(t)$ , т. е. правое крыло параболы реактивности на рис. 1 описывается функцией  $k_p - 1 = \epsilon - AQ(t)$ , где  $A$  — коэффициент реактивности. Эта простейшая модель обратной связи соответствует безынерционному (свободному) расширению реактора при его нагревании и перестает быть справедливой при очень быстрых нагревах, когда реактор не успевает расширяться. К моменту времени  $t=0$ , когда мощность достигнет пикового значения, в реакторе выделится половина всей энергии импульса  $Q$ , а реактивность будет выводиться со скоростью  $\gamma = AN_{\max} = 2\epsilon/\theta$ . Следовательно, полная энергия вспышки и длительность вспышки, которую теперь можно оценить с помощью формулы (2.2), соответственно равны

$$Q = 2\epsilon/A; \quad (4.1)$$

$$\theta = \pi\tau/\epsilon. \quad (4.2)$$

Напомним, что длительность вспышки (4.2) определена на основании соотношения (2.2), которое предполагает гауссову форму импульса. Упрямое пристрастие к формуле (2.2) в данном случае может показаться неуместным, поскольку для  $\theta$  существует точное и не менее изящное решение:  $4\tau/\epsilon$ . Однако (4.2) более подходит для роли универсального соотношения, так как представляет собой нечто среднее между двумя предельными значениями:  $4\tau/\epsilon$  и  $2,88\tau/\epsilon$ . Последнее соответствует длительности очень сильной вспышки (большие  $\epsilon$ ), когда модель безынерционного расширения реактора не работает.

Сильная вспышка характерна тем, что формируется за время  $\theta$ , много меньшее времени пробега  $R/c$  звуковой (или ударной, если речь идет о взрыве) волны через реактор. В этом случае силы инерции, как и при тепловом ударе, препятствуют расширению реактора, реактивность выводится с большим трудом и энергия вспышки соответственно увеличивается: приблизительно в  $(R/c\theta)^2/2$  раз по сравнению с результатом, который предсказывает формула (4.1).

Проиллюстрируем сказанное на примере реактора

Godiva I ( $R/c=27$  мкс,  $\tau=6,2$  нс,  $A=2,2 \cdot 10^{-9}$  1/Дж). При типичном для него скачке реактивности  $\epsilon=0,0004$  длительность вспышки  $\theta=50$  мкс в 2 раза больше  $R/c$ , т. е. реактор успевает расширяться и формула (4.1) должна работать. Действительно,  $2\epsilon/A=3,8 \cdot 10^5$  Дж почти точно совпадает с экспериментальным результатом. Теперь «оставим» в реакторе очень большую реактивность:  $\epsilon=0,2$ ! В этом случае получим вспышку длительностью  $\theta=0,1$  мкс, которая в 270 раз меньше  $R/c$  (если скорость волны  $c$  не изменилась, что, конечно, не верно). Такая вспышка характерна для ядерного взрыва с тротиловым эквивалентом в несколько килотонн (кТ ТНТ). Модель безынерционного расширения дает абсурдно низкий результат:  $2\epsilon/A=1,8 \cdot 10^8$  Дж (всего 40 кг ТНТ). Но оценка  $(R/c\theta)^2\epsilon/A=6,6 \cdot 10^{12}$  Дж (1,5 кТ ТНТ) уже похожа на правду.

Чаще всего реальная вспышка быстрого самогасящегося реактора или слабая, или умеренная и только в исключительных случаях — сильная. Чтобы не ломать голову, с каким случаем мы имеем дело, в качестве универсальной оценки можно взять сумму энергий слабой и сильной вспышек:  $Q = [1 + \frac{1}{2}(R/c\theta)^2]2\epsilon/A$ . Опыт подтверждает справедливость такой интерполяции.

Вспышка самогасящегося реактора, конечно, тоже поджигается нейтронами внешнего источника  $S$ , и может показаться странным, что энергия вспышки (4.1) не зависит от интенсивности «запальных» нейтронов, а определяется только величиной введенной надкритичности  $\epsilon$  и коэффициентом реактивности —  $A$ . Чтобы погасить введенную реактивность, реактор должен выделить вполне определенное количество тепла  $\epsilon/A$ . Если источник интенсивный, это случится раньше, а если слабый, то позже, но в обоих случаях при одинаковых скачках реактивности получим одинаковую энергию импульса.

Чем слабее внешний источник нейтронов, тем дольше придется ждать вспышку. Может получиться даже так: мы ввели реактивность в надежде тотчас увидеть и услышать результат — вспышку мгновенных нейтронов с сопутствующим ей шумовым эффектом (иногда грохотом, как от оружейного выстрела). Но проходит секунда, другая, несколько секунд, а реактор молчит. И только через десяток (!) секунд, в течение которых

в реакторе могли бы смениться несколько миллиардов поколений мгновенных нейтронов, наконец раздается долгожданный «выстрел». Столь большое время запаздывания целиком обязано низкой, статистически ненадежной интенсивности источника. Уже знакомы нам флуктуации числа нейтронов, «поджигающих» импульс, так велики, что в течение целых 10 с ни один из нейтронов источника не смог инициировать цепочку делений, которая бы развилась в нейтронный импульс, а не оборвалась бы случайно в самом начале своего жизненного пути.

Флуктуации числа нейтронов источника в самогасящемся реакторе проявляют себя не в форме флуктуаций энергии импульсов, как в периодическом реакторе, в котором импульс формируется с помощью внешнего устройства и в строго определенное время, а в форме флуктуаций времени ожидания вспышки. В среднем время ожидания вспышки может достигать нескольких секунд, поскольку интенсивность внешнего источника, как правило, невелика (нейтронно-активные осколки деления распадаются за то время, пока реактор готовят к следующей вспышке, а интенсивность нейтронов спонтанного деления мала: 2 нейтр/с на 1 кг высокообогащенного урана). Поэтому неопределенность во времени появления вспышки часто устраняют, посылая в реактор нейтронный импульс, например от дейтерий-третиевого нейтронного генератора.

Интересна еще одна особенность, связанная с ролью внешнего источника. Увеличивая интенсивность источника  $S$ , мы сокращаем время ожидания вспышки, но наступает момент, когда дальнейшее увеличение  $S$  приводит к преждевременному гашению реактора: реактивность  $\epsilon$  еще полностью не ввелась, а энергии выделилось так много, что реактор оказался в подкритическом состоянии. Этот результат находится в полном противоречии с привычными представлениями: энергия вспышки, оказывается, может уменьшаться с ростом интенсивности внешнего источника (т. е. начальной мощности).

Слабый внешний источник дает возможность не спешить с вводом реактивности. Для самогасящихся реакторов это обстоятельство имеет большое значение — не надо обеспечивать высокую скорость введения импульс-

ного етержия. Слабый источник, конечно, не всегда преимущество. Например, при взрыве ядерного заряда реактивность вводится путем быстрого сближения отдельных кусков урана или сжатия (имплозии) делящегося вещества в надкритическую конфигурацию. Поскольку для этого подрывается специальный заряд обычной взрывчатки, то здесь уже надкритический «реактор» не может ждать вспышку сколь угодно долго. Слишком слабый источник в данном случае будет, очевидно, так же неэффективен, как и слишком сильный.

### 3. Самогасящиеся реакторы на быстрых нейтронах

Основной механизм самогашения быстрого реактора — это тепловое расширение. При расширении реактора частицы делящегося материала смещаются в область с более низкой плотностью нейтронов, поскольку у границы реактора она меньше, чем в центре. Скорость делений в сместившемся элементарном объеме уменьшается, соответственно уменьшается и реактивность.

Как уже отмечалось, обратная связь по реактивности должна быть мгновенной, т. е. не отставать от выделения энергии. В данном случае обратную связь можно назвать «мгновенной» только условно. Она, конечно, быстрая, но не всегда мгновенная, так как не всегда расширение реактора следует за энерговыделением без запаздывания. При сильных вспышках, например, когда волна деформаций растяжения (разрежения) не успевает проникать в глубь реактора, смещение материала активной зоны происходит под действием градиентов давления, вызванных неравномерностью разогрева реактора, поэтому количеству выделенной энергии  $Q(t)$  пропорционально не смещение, а ускорение топливных частиц, т. е. вторая производная реактивности по времени  $d^2k/dt^2 \sim Q$  — запаздывание, как говорится, налицо.

Повышение температуры ядерного топлива может непосредственно влиять на микроскопические сечения взаимодействия. Хорошо известен эффект доплеровского уширения резонансов в сечении поглощения нейтронов ядрами (чаще всего при этом подразумеваются ядра U-238). Резонансные сечения, если вспомнить раздел I, огромны в некотором весьма узком интервале энергии  $\Delta E$ . Нейтрон, попавший в опасную зону энергий

$\Delta E$ , будет наверняка поглощен. Тепловые колебания ядер расширяют опасную зону, поскольку сечение взаимодействия зависит от скорости нейтрона относительно ядра-мишени, и «дра начинают «выедать» больше нейтронов из их общего спектра. Резонанс на самом деле остался, конечно, по-прежнему узким, но теперь он «мечется» по шкале энергий, «подставляя» себя под «обстрел» и теми нейтронами, которые в отсутствие тепловых колебаний заведомо прошли бы мимо него (аналогия с быстро колеблющейся мишенью: она кажется большим серым пятном). «Уширение» резонансов поглощения наступает непосредственно в момент повышения температуры топлива. Иначе говоря, эффект Доплера обеспечивает действительно мгновенную обратную связь, и если ее сделать достаточно «глубокой», получим идеальный механизм самогашения. Вернее, почти идеальный, поскольку эффект Доплера «работает» при энергиях нейтронов не выше 25 кэВ, а смягчение нейтронного спектра означает, как мы знаем, увеличение времени жизни мгновенных нейтронов и соответственно  $\beta$ , что не всегда желательно.

Принцип самогашения за счет эффекта Доплера используется в английском реакторе VIPER, топливные элементы которого выполнены в виде урановых стержней с содержанием U-235 около 40%. Резонансным захватчиком служит U-238. Для смягчения спектра пространство между стержнями заполнено замедляющими добавками — медью и эпоксидной смолой. Длительность вспышки составляет 400 мкс — на порядок больше, чем у «настоящего» быстрого реактора. Импульс у реактора VIPER довольно мощный:  $3,6 \cdot 10^{17}$  дел, подогрев урана (около 200 кг) 430 градусов.

Надо сказать, что энергия вспышки и ее длительность тем больше, чем меньше обогащение урана. В самом мощном американском реакторе Super Kukla (сейчас он не работает) содержание U-235 всего 20%, поэтому загрузка урана велика, около 5000 кг, соответственно велик и объем активной зоны (цилиндр с внутренней полостью диаметром 45 см). Поэтому не удивительно, что длительность вспышки у этого реактора 700 мкс. Энергия импульса и подогрев урана за импульс составляют  $5 \cdot 10^{18}$  дел и 350 К соответственно.

Рассмотренные два реактора являются, вообще говоря, исключением. Как правило, в быстром самогася-

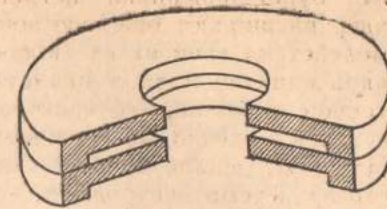


Рис. 6. Топливные элементы самогасящегося реактора на быстрых нейтронах

щемся реакторе используется высокообогащенный уран. Активная зона набирается из уран-молибденовых дисков (рис. 6) и состоит из двух частей: неподвижной и подвижной. Последняя выполняет роль блока аварийной защиты. Если добавить сюда регулирующие стержни, пусковой стержень и закрыть всю конструкцию чехлом, получим, по существу, полное представление о типичном самогасящемся реакторе на быстрых нейтронах.

Последний из серии американских реакторов SPR (Sandia Pulsed Reactor) SPR-3 пущен в 1975 г. От своих предшественников он отличается прежде всего тем, что топливные диски не имеют отверстий (за исключением центрального, разумеется), которые в прежних конструкциях, помимо роли каналов для пускового и регулирующих стержней, играли еще и вредную роль концентраторов напряжений, что ограничивало срок службы реактора в несколько тысяч «выстрелов». И пусковой и регулирующие стержни SPR-3 являются отражателями нейтронов и расположены вблизи внешней границы активной зоны. Введение пускового стержня на величину его полного хода будет означать введение реактивности на мгновенных нейтронах  $\epsilon = 0,12\beta = 0,0008$ . Реактор даст вспышку с энергией  $2,8 \cdot 10^{17}$  дел (уран подогревается на 450 К) и длительностью 65 мкс.

В момент вспышки раздается сильный удар, который сопровождается звоном урановых дисков, колеблющихся в радиальном направлении с частотой 3,3 кГц. Радиальный тепловой удар топливные диски принимают на себя целиком. Тепловой удар в осевом направлении самим дискам не страшен, поскольку растягивающих напряжений не возникает, но представляет опасность для опорных конструкций. С целью смягчить осевой тепловой удар площадь контакта между дисками SPR-3 уменьшена на 75%. На рис. 6 показано, каким путем

это достигнуто: диски соприкасаются только по краям, а их внутренние части расширяются, не касаясь друг друга. Этот конструктивный прием в 2 раза ослабляет удар по опоре и другим несущим конструкциям.

Благодаря внешней оболочке (чехлу) реактор находится в атмосфере азота, который предохраняет уран от окисления и одновременно служит теплоносителем при охлаждении реактора после вспышки. Кроме того, чехол экранирует реактор от так называемых комнатных нейтронов. Если бы его не было, нейтроны утечки, отразившись от стен помещения, в котором находится реактор, могли бы возвращаться обратно в активную зону. Время жизни таких нейтронов «от деления до деления», конечно, велико, и даже при небольшой их доле вклад в величину среднего времени жизни мгновенных нейтронов  $\tau$  может быть заметным. Для SPR-3 этот вклад составляет 40% (с экраном  $\tau=15$  нс, без экрана  $\tau=21$  нс).

Предельная простота конструкции урановых дисков SPR-3 позволяет надеяться, что этот реактор окажется самым долговечным среди себе подобных. Однако это его единственное преимущество (если не принимать в расчет преимущество большой центральной полости, ее диаметр 18 см, тогда как диаметр полости SPR-2 всего 4 см), поскольку параметры вспышки не улучшились.

Современное поколение самогасящихся реакторов, можно сказать, достигло предела, за которым начинается область разрушений. Не исключено, что будущее поколение реакторов этого типа будет иметь полностью разрушающуюся активную зону. Такие проекты уже существуют. В одном из них предлагается, например, забрасывать надкритический раствор урановой соли в специальную полость, где бы он взрывался, продукты взрыва осаждались бы на поверхности полости, охлаждались и стекали вниз, собираясь в одном месте, готовые для повторного использования. Энергия вспышки оценивается при этом величиной порядка  $10^{20}$  дел, а флюенс быстрых нейтронов (более объективная характеристика «качества» самогасящегося реактора) —  $10^{16}$  нейтр/см<sup>2</sup>, т. е. величиной, на порядок превышающей флюенс в центре современного самогасящегося реактора на быстрых нейтронах.

#### 4. Самогасящиеся реакторы на тепловых нейтронах

Большое время жизни мгновенных нейтронов и сильная зависимость коэффициента размножения от температуры (по порядку величины коэффициент реактивности  $A=10^{-4}$  1/град, тогда как для быстрого реактора  $A=10^{-5}$  1/град) обеспечивают тепловым самогасящимся реакторам завидную надежность. Скачки реактивности, в десятки и даже сотни раз превышающие значения  $\epsilon$ , которые для быстрого реактора были бы катастрофически велики, считаются здесь нормой. Вспомним, что реактивность  $\epsilon=0,2$  вызвала бы ядерный взрыв реактора Godiva-1 с тротиловым эквивалентом в несколько кило тонн.

Механизм самогашения за счет температурной зависимости микросечений, конечно, не исчерпывается эффектом Доплера и только что рассмотренным случаем. Иногда в активную зону теплового реактора вводят сильные поглотители, имеющие резонанс при энергии, несколько превышающей энергию теплового движения (кадмий, эрбий, самарий). У кадмия, например, первый резонанс расположен в области 0,2 эВ. Тогда при нагревании реактора нейтроны повышают свою среднюю энергию и как бы «натываются» на этот резонанс. Вредное поглощение резко увеличивается, и реактивность соответственно падает. Этот механизм самогашения довольно широко используется в реакторах серии TRIGA; поглотителем служит эрбий.

Интересен механизм самогашения реактора ИИН (импульсный источник нейтронов). Реакторы этой серии действуют с 1965 г. в Институте атомной энергии им. И. В. Курчатова и характерны тем, что имеют жидкую активную зону — водный раствор солей урана (поэтому они и называются растворными). Раствор заливается в прочный бак, способный выдерживать давления в сотни атмосфер, внутри которого размещены центральный экспериментальный канал и каналы для пускового стержня (поглотитель из карбида бора) и регулирующих стержней. При извлечении пускового стержня реактору сообщается скачок реактивности величиной  $\epsilon$  до 0,05 и таким образом инициируется вспышка мгновенных нейтронов с энергией и длительностью соответственно до 20 МДж и 0,002 с; при этом амплитуда потока тепловых нейтронов в центральном канале может достигать

вплоть до  $10^{18}$  нейтр/см<sup>2</sup>с — значения, характерного для реактора ИГР. Поскольку осколки деления тормозятся в воде (концентрация урана в растворе сравнительно невелика — около 200 г/л), цепная реакция сопровождается интенсивным радиолизом с образованием пузырьков гремучей смеси  $H_2-O_2$ . С ростом числа делений количество радиолитического газа непрерывно увеличивается, пузырьки расширяются, уровень жидкости поднимается и реактор гасится за счет расширения активной зоны. Процесс протекает очень быстро, масса жидкости мешает пузырькам газа расширяться, возникают довольно большие инерциальные давления. По мере расширения образовавшейся двухфазной смеси давление снижается, жидкость вскипает, и этот процесс дополнительно увеличивает скорость вывода реактивности.

За время вспышки 0,002 с звуковая волна в воде прошла бы путь, равный 3 м. Эта величина на порядок больше характерного размера активной зоны ИИН, тем не менее инерциальные давления в растворе возникают. Объясняется это низкой упругостью двухфазной среды: на самом деле скорость волны, которая движется со свободной поверхности раствора, содержащего пузырьки газа, вероятно, на порядок ниже скорости звука в воде. Среди известных типов самогасящихся реакторов на тепловых нейтронах, по существу, только растворные испытывают ощутимые ударные нагрузки во время вспышки.

## V. ДЛЯ ЧЕГО НУЖНЫ ИМПУЛЬСНЫЕ РЕАКТОРЫ?

Исчерпывающий ответ на этот вопрос вышел бы далеко за рамки одного раздела. Поэтому ограничимся только отдельными примерами, чтобы подчеркнуть контраст в назначении самогасящихся и периодических реакторов, упоминавшийся в предисловии.

### 1. Импульсные периодические реакторы и бустеры в нейтронной физике

Роль импульсных периодических реакторов в науке покажем на примере исследований, которые проводятся на установках типа ИБР в Дубне, в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ. Работы ведутся в основном в следующих направлениях: ядерная физика, физика конденсированных сред и молекулярная биология, физика элементарных частиц, а также решение различных прикладных задач с помощью нейтронов.

Суть ядерно-физических исследований (спектроскопии ядер) на нейтронных пучках заключается в изучении взаимодействия с ядра-

ми нейтронов резонансных энергий. Ядро, захватившее нейтрон, превращается в возбужденное составное ядро, квантовые характеристики которого, например, электрический и магнитный моменты, спин, и представляют непосредственный интерес. Реактор при таких исследованиях работает в режиме бустера, так как при сравнительно высокой энергии нейтронов длительность вспышки должна быть мала.

Точность экспериментов и методическая тонкость их постановки чрезвычайно высоки. Как, например, измерить магнитный момент составного ядра, если оно живет всего  $10^{-14}$  с? Такие измерения были успешно проведены на реакторе ИБР-30 для ядер эрбия, диспрозия, тербия и гольмия. Магнитный момент удалось определить по сверхтонкому сдвигу нейтронных резонансов ядер в очень сильном магнитном поле. По сверхтонкому сдвигу резонансов можно определить и средний радиус возбужденного ядра. Величина измеряемого сдвига составляет всего 1/1000 долю ширины резонанса. Таким образом обнаружено интересное явление: ядро U-238, захватив нейтрон, не увеличивает свой средний радиус, а наоборот, уменьшает, причем так, как если бы несферичное вначале ядро U-238 превратилось в возбужденное составное ядро U-239 точно сферической формы.

Чаше всего возбужденное составное ядро быстро распадается, излучая один или несколько  $\gamma$ -квантов. Существуют, конечно, и другие каналы распада. Было замечено, в частности, что при захвате теплового или быстрого нейтрона составное ядро испускает  $\alpha$ -частицу. Однако  $\alpha$ -распад ядра, захватившего нейтрон с энергией резонанса, долгое время не наблюдался. Это явление было обнаружено в 1966 г. в Дубне, и существование в природе резонансной ( $n, \alpha$ )-реакции стало фактом. Эксперимент был успешным в значительной мере благодаря использованию реактора ИБР в качестве источника нейтронов. Получить тот же результат на любой другой установке в то время вряд ли было бы возможно.

Совсем недавно (1981 г.) в экспериментах на реакторе ИБР-30 было обнаружено, что результат взаимодействия поляризованных нейтронов с ядрами неполяризованной мишени заметно зависит от направления спина налетающего нейтрона — по направлению его движения или против. Оба процесса, с прямым и обратным направлениями спина, зеркально симметричны, а результат тем не менее получается разным. Явление несохранения четности, т. е. неодинаковость течения физического процесса в правой и левой системе координат, имеет место при слабых взаимодействиях и известно уже довольно давно. В обсуждаемом опыте ситуация иная, поскольку взаимодействие нейтрона с ядром относится к классу сильных взаимодействий, в которых четность сохраняется. По-видимому, здесь следует говорить о так называемом универсальном слабом взаимодействии, проявляющемся при сильных взаимодействиях частиц.

В физике конденсированных сред реакторы типа ИБР особенно эффективны, поскольку здесь нужны нейтроны низких энергий, и длительности вспышки, которую дает сам реактор (без ускорителя), вполне достаточно для измерений. При исследованиях в этой области можно выделить две основные задачи: изучение структуры кристаллов, т. е. определение усредненных положений в кристаллической решетке, и изучение динамики кристаллов, т. е. характера движения атомов относительно их средних положений.

Первая задача решается методами нейтронной дифракции. Медленные нейтроны отражаются от упорядоченной структуры атомных ядер кристалла по тем же законам, что и свет от дифракционной решетки. Между углом рассеяния нейтронов, который задан геометрией опыта, скоростью нейтрона, измеряемой во времени полета, и параметрами кристаллической решетки существует определенная связь. Благодаря ей и удается восстановить структуру кристалла. Очень важно, что нейтронно-структурный дифракционный анализ применим не только для кристаллов, но и для любых твердых или жидких тел, поскольку структура конденсированного состояния всегда в той или иной мере упорядочена. Дифракционный анализ дает огромные возможности. Например, с его помощью можно расшифровать структуру макромолекулы состоящей из тысяч атомов. Для биологов это имеет очень большое значение. В настоящее время на реакторе ИБР-30 получены данные о некоторых макроскопических структурных характеристиках, например о радиусе инерции крупных биологических молекул. Предварительные результаты измерений указывают, в частности, на возможность получения сведений о механизме мышечного сокращения.

Благодаря тому что энергетический спектр нейтронной вспышки преобразуется в распределение по времени полета, появляется возможность регистрировать не одну, а сразу несколько нейтронных волн разной длины. Эта особенность дифракционных исследований на импульсном реакторе очень важна. На стационарных реакторах пучок нейтронов специально прерывают, чтобы получить тот же эффект. Особенно перспективны импульсные реакторы при изучении структуры вещества в экстремальных условиях, которые в лабораторных условиях можно создать только на короткие промежутки времени. Как происходит перестройка магнитной структуры? Как протекает процесс фазового перехода при импульсном воздействии на вещество очень сильного магнитного поля? Подобные вопросы, представляющие существенный научный и практический интерес для физики твердого тела, тоже с успехом решаются в ЛНФ.

Вторая задача — динамика конденсированных сред — решается путем анализа неупругого рассеяния медленных нейтронов на образце. О динамике атомов в твердом или жидком теле судят по тому, какими порциями нейтрон теряет или приобретает энергию при рассеянии на заданный угол. На реакторах ИБР особенно результативно изучалась динамика возбужденных состояний молекулярных и жидких кристаллов, магнитные свойства разбавленных магнитных сплавов, структура электронных уровней в некоторых интерметаллах и многое другое. Проведены, в частности, исследования свойств сверхтекучего гелия, в результате которых установлено, что сверхтекучесть имеет близкую связь с явлением так называемой бозе-конденсации — появления атомов гелия, вообще не участвующих в тепловом движении.

Человеку, привыкшему считать нейтрон частицей, легко проникающей сквозь толщу вещества, трудно поверить, что есть нейтроны, которые можно закупорить в бутылке. Речь идет об очень медленных, ультрахолодных нейтронах, волновые свойства которых выражены столь ярко, что они способны отражаться от зеркальной поверхности при любых углах падения. Благодаря низкой скорости, не более нескольких метров в секунду, ультрахолодные нейтроны и обладают теми необычными свойствами, которые отличают их от «обычных» нейтронов. Их можно не только хранить в сосуде. Их

можно держать на открытой плоскости в поле тяжести, запереть в магнитной ловушке, перекачивать, как обычный газ, по изогнутой трубе, можно, наконец, «уронить» ультрахолодный нейтрон и наблюдать, как он падает, и многое другое.

Со времени первых экспериментов по наблюдению ультрахолодных нейтронов, которые были проведены на реакторе ИБР, прошло уже полтора десятка лет. Несмотря на обилие фактического материала, накопленного за это время во многих лабораториях мира, в поведении этих частиц не все понятно. До сих пор не ясно, например, почему хранить ультрахолодные нейтроны в замкнутом сосуде удается только в течение сотен секунд, тогда как время жизни свободного нейтрона около 1000 с.

В физике твердого тела, нейтронной оптике, в физике элементарных частиц ультрахолодные нейтроны ожидают большое будущее. Особенно перспективно их использование при экспериментальном изучении фундаментальных свойств нейтрона. Здесь мы прежде всего имеем в виду измерение электрического дипольного момента и заряда нейтрона.

Прожив свои 1000 с, свободный нейтрон распадается на две заряженные частицы, протон и электрон, и антинейтрино. Доказательств того, что по абсолютной величине протонный и электронный заряды в точности равны, нет, так что возможность существования у нейтрона очень слабого электрического заряда имеется. В пользу этого есть и теоретические предположения. Теоретики утверждают, например, что замкнутая Вселенная<sup>5</sup> обладает нулевой массой и нулевым электрическим зарядом. Нейтрон обладает массой, и если его рассматривать как почти замкнутую Вселенную, то он обязан иметь и электрический заряд, равный произведению массы нейтрона на корень квадратный из гравитационной постоянной, т. е. приблизительно  $10^{-18}$  е, где е — заряд электрона.

Обнаружение у нейтрона заряда повлекло бы за собой далеко идущие следствия. Заряд  $2 \cdot 10^{-18}$  е, к примеру, объясняет измеренную скорость расширения Вселенной, заряда  $2 \cdot 10^{-19}$  е достаточно для объяснения магнитного поля звезд и планет, при наличии у нейтрона любого, отличного от нуля заряда отпадает необходимость в законе сохранения барионного заряда, который, в частности, накладывает принципиальный запрет на  $\beta^+$ -распад протона.

Попытки измерить заряд нейтрона и прямыми, и косвенными методами предпринимались неоднократно, и, судя по последним данным, заряд нейтрона, если он вообще есть, не превышает  $10^{-22}$  е. Измерения с использованием ультрахолодных нейтронов являются прямыми. Эти нейтроны хороши тем, что имеют небольшую скорость и поэтому должны наиболее заметно отклониться, двигаясь в электрическом поле. В принципе ультрахолодные нейтроны можно накопить в сосуде и непосредственно измерить их суммарный заряд.

Наличие у нейтрона электрического дипольного момента означало бы, что положительно заряженная сердцевина нейтрона и вращающаяся вокруг нее периферия — отрицательно заряженное мезонное облако — разнесены на некоторое расстояние параллельно направлению вращения (предполагается, дипольный момент должен ориентироваться или вдоль, или против направления спина).

<sup>5</sup> В такой Вселенной свет распространяется по замкнутой кривой — в соответствии с существующей кривизной пространства.

Если дипольный момент у нейтрона действительно существует, то физические законы, управляющие взаимодействиями, в которых принимает участие нейтрон, должны быть неодинаковыми при прямом и обратном течении времени. (С житейской точки зрения это так же странно, как если бы при просмотре кадров киноленты в прямом и обратном направлениях вдруг обнаружилось, что вошедший в комнату герой фильма, при обратном ходе ленты не вышел из нее, пятась назад к двери, а почему-то вылез через окно.)

Известно несколько способов измерения дипольного момента нейтрона. В методе, использующем для этой цели ультрахолодные нейтроны, удается снизить влияние паразитных факторов на измеряемый эффект взаимодействия диполя с электрическим полем, в частности уничтожить добавку к энергии взаимодействия, возникающую за счет движения магнитного момента в электрическом поле.

В Дубне эксперименты по измерению обеих гипотетических характеристик нейтрона, заряда и дипольного момента планируется провести на реакторе ИБР-2.

## 2. Исследования на самогасящихся реакторах SPR-2 и Godiva-4

Большая часть рабочего времени реакторов SPR-2 и Godiva-4 тратится на изучение радиационных повреждений материалов (70 и 50%), дозиметрические исследования (5 и 10%), исследования по физике реакторов (5 и 20%) и обучение студентов и операторов пультов управления (~1%). Остальные 20% времени тратятся на работы, связанные с идеей создания реакторов-лазеров. Суть идеи в том, что активная среда газового лазера является одновременно и активной зоной ядерного реактора. Энергия деления используется при этом для накачки лазера. Идея привлекательна тем, что энергия деления урана преобразуется в энергию электромагнитного излучения, минуя стадию превращения в тепло. Кроме того, строя направляющую лазерного луча в принципе позволяет транспортировать вырабатываемую энергию без сооружения специальных линий передач. Существует даже проект атомной станции-спутника, действующей на синхронной орбите. Станция постоянно «визит над головой» и энергия в виде узкого пучка электромагнитного излучения посылается в определенный район на Землю.

Конечно, нельзя сказать, что приведенный пример — типичный. На других реакторах могут решаться совсем другие задачи; реакторы ИИН, например, почти целиком предназначены для целей нейтронного активационного анализа.

В заключение нашего рассказа об импульсных реакторах отметим, что их история, надо думать, будет продолжена, а не закончится современным поколением этих установок.

Каким станет будущее поколение импульсных реакторов, определенно сказать трудно. Скорее всего это будут реакторы с полностью разрушающейся активной зоной. Возможно будет реализована идея ядерных микровзрывов, могут появиться и другие, не менее неожиданные проекты. Не исключено, что в будущем мы увидим (допустим, что такое желание возникнет и его будет трудно удовлетворить) не только импульсные реакторы-лазеры, но, как пишет Е. П. Шабалин в своей книге «Импульсные реакторы на быстрых нейтронах», и нейтронные микроскопы на ультрахолодных нейтронах из импульсного реактора и даже автомобильные двигатели, действующие на основе импульсных ядерных процессов. Что ж, поживем — увидим.

## ЛИТЕРАТУРА

- Блохинцев Д. И. Рождение мирного атома. М., Атомиздат, 1977.  
Юз Д. История нейтрона. Пер. с англ. М., Атомиздат, 1964.  
Содди Ф. История атомной энергии. Пер. с англ. М., Атомиздат, 1979.  
Жербин Е. А. Мирные профессии нейтронов. М., Знание, 1980.  
Шабалин Е. П. Импульсные реакторы на быстрых нейтронах. М., Атомиздат, 1976.



**СОДЕРЖАНИЕ**

Предисловие . . . . .	3
I. Предварительные сведения . . . . .	5
II. Импульсные периодические реакторы . . . . .	22
III. Импульсные бустеры . . . . .	43
IV. Самогасящиеся импульсные реакторы . . . . .	47
V. Для чего нужны импульсные реакторы? . . . . .	58
Литература . . . . .	63

**Валерий Лаврентьевич Ломидзе**

**ИМПУЛЬСНЫЕ ЯДЕРНЫЕ РЕАКТОРЫ**

Гл. отраслевой редактор *Л. А. Ерышкин*. Редактор *К. А. Кутузова*. Мл. редактор *Г. И. Родкина*. Обложка художника *О. А. Уланова*. Художественный редактор *М. А. Гусева*. Технический редактор *Л. А. Солнцева*. Корректор *Н. Д. Мелешкина*.

ИБ № 4550

Сдано в набор 02.03.82. Подписано к печати 02.06.82. Т 08562. Формат бумаги 84X108<sup>1/8</sup>. Бумага тип. № 3. Гарнитура литературная. Печать высокая. Усл. печ. л. 3,36. Усл. кр.-отт. 3,57. Уч.-изд. л. 3,42. Тираж 34 290 экз. Заказ 432. Цена 11 коп. Издательство «Знание», 101835, ГСП, Москва, Центр, проезд Серова, д. 4. Индекс заказа 824006. Типография Всесоюзного общества «Знание», Москва, Центр, Новая пл., д. 3/4.