

<sup>1</sup> Опубликовано [4. С. 806–817].

<sup>2</sup> Материал был представлен на заседании Технического совета Специального комитета при СНК СССР 28 января 1946 г. (протокол № 16) [5. С. 69–72].

<sup>3</sup> Датируется по дате, указанной ниже текста документа.

<sup>4</sup> Далее опущены сведения, непосредственно не относящиеся к работам по сверхбомбе.

<sup>5</sup> «49» — условное наименование плутония-239.

<sup>6</sup> «25» — условное наименование урана-235.

## № 11

### Из информационного материала № 462<sup>1, 2</sup>

*Снятие копий и размножение воспрещается*

28 января 1946 г.<sup>3</sup>

*Сов. секретно*  
(Особая папка)

*Хранить наравне с шифром*

Раздел Д-14к

№ 462

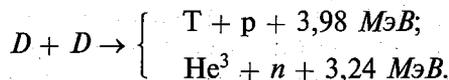
Дата 1945 г.

### *Обзор по вопросу об атомной бомбе*

[...]<sup>4</sup>

#### *Сверхбомба*

Для термоядерной реакции лучше всего применять легкое ядро, потому что для него кулоновский барьер меньше и меньше потеря энергии за счет электронов на радиацию. Наибольший успех обещают следующие реакции:



Предполагается, что в последующей реакции дейтерий имеет нормальную плотность в жидком виде, т.е.  $4,2 \cdot 10^{22}$  атом/см<sup>3</sup>. Имеющаяся общая энергия составляет приблизительно  $10^{17}$  эрг/см<sup>3</sup>, или 2,5 тонны TNT/см<sup>3</sup>.

Обе реакции почти в одинаковой степени возможны. Поперечное сечение для реакции  $D(D,n)$  следующее:

<i>E, кэВ</i>	16	20	40	120	300	
<i>σ, б[арн]</i>	0,00025	0,0005	0,0043	0,02	0,05	$10^{-24} \text{ см}^2$
						$(10^{-24} \text{ см}^2 = 1 \text{ барн})$

Поперечное сечение точно следует формуле Гамова:

$$\sigma = \frac{\text{const}}{v^2} e^{-\frac{2\pi c}{137 v}}$$

Следующие решения упрощены, что обычно приводит к логарифмическим особенностям, которых можно избежать с помощью точных выводов. Численные величины в конечных формулах выводятся из точных уравнений.

### Потеря энергии на излучение

Если бы было установлено тепловое равновесие между частицами и излучением, нагрев дейтерия до необходимой температуры был бы невозможен. В действительности теплового равновесия нет, и следует рассматривать скорость перехода энергии от электронов к излучению. Она происходит из-за излучения, если электрон проходит вблизи ядра, и на единицу времени и единицу объема будет:

$$-\left(\frac{dw}{dt}\right)_{rad} = \frac{16}{3} \frac{e^6 n^2 Z^3 v}{c^3 \hbar m} = \frac{64}{3\sqrt{2\pi}} \frac{e^6 Z^3}{mc^3 \hbar} n^2 \sqrt{\frac{kT}{m}},$$

где  $n$  — число атомов на единицу объема;  $Z$  — атомный номер;  $v$  — скорость электрона;  $m$  — масса электронов.

Для дейтронов:

$$-\left(\frac{dw}{dt}\right)_{rad} = 1,68 \cdot 10^{-25} n^2 \sqrt{\theta} \text{ эрг/см}^3/\text{сек} = 2,97 \cdot 10^{20} \sqrt{\theta} \text{ эрг/см}^3/\text{сек},$$

где  $\theta$  — температура в эВ (во всей серии лекций).

### Образование энергии

Применение формулы Гамова и закона распределения Максвелла к дейтронам (с приведенными массами двух сталкивающихся ядер) дает число столкновений в виде интеграла

$$\int v dv \cdot e^{-\left[\frac{v^2}{a^2} + \frac{V}{v}\right]} a^2 = 2RT/M, \quad V = \frac{2\pi}{137} c,$$

где  $M$  — уменьшенная масса, вычисленная методом наиболее резкого понижения. При этом достигается следующий результат.

$$\text{Скорость столкновения } R = 2,2 \cdot 10^{-12} n^2 \theta^{-2/3} e^{-187,8/\theta^{1/3}} \cdot \frac{1}{\text{см}^3 \cdot \text{с}}.$$

Скорость образования энергии:  $\left(\frac{dw}{dt}\right)_{образ} = R w$ , [где]  $w$  — образование энергии на столкновение.

**Идеальная температура воспламенения**  $T_i$  может быть определена при условии, если скорость образования энергии и скорость потери энергии на излучение одинаковы.

$$w = 4,71 \cdot 10^{-8} \theta_i^{7/6} e^{187,8/\theta_i^{1/3}} \text{ МэВ}.$$

Для  $w = 3,65 \theta_i = 26,7 \text{ кэВ}$ .

### Переход энергии от электронов в ядра

Потеря энергии на излучение происходит, главным образом, за счет электронов. Поэтому электроны несколько более охлаждены, чем ядра. Мы переоцениваем разницу в температуре, предполагая, что электроны получают энергию лишь от столкновения с ядрами, и не учитываем того, что они могут получать энергию непосредственно от продуктов реакции.

1. Если ядро находится в покое, оно получает от электрона кинетическую энергию, равную  $e^2/vb$ , где  $v$  — скорость электрона,  $b$  — расстояние до ближайшего столкновения.

При этом передается полная энергия, равная

$$\int \frac{1}{2M} (e^2/vb)^2 2\pi b db \cdot vn^2,$$

которая приводит к  $\frac{4\pi}{M} \frac{e^4 n^2}{v} \int \frac{1}{b} db$ .

Правильное решение дает для интеграла значение 9. Верхний предел для  $b$  выводится из экранирования, вызываемого другими электронами.

2. Скорость перехода энергии  $f$  вообще является функцией энергии  $E$  ядра. Поскольку скорость ядра по сравнению со скоростью электронов мала, то можно разложить формулу по степеням  $E$  и оставить лишь первую степень:

$$f(E) = f(0) + Ef'(0).$$

При равновесии, когда электроны на ядрах имеют одинаковую температуру,  $f(E) = 0$ . Это условие дает  $f'(0)$ , выраженное через  $f(0)$ . Устанавливаем, что скорость перехода энергии

$$\left(\frac{dw}{dt}\right)_{\text{переход}} = \frac{0,66 \cdot 10^{26}}{\sqrt{\theta}} \left[ \frac{\theta_{\text{ядерн}}}{\theta_{\text{электр}}} - 1 \right].$$

Из уравнения

$$\left(\frac{dw}{dt}\right)_{\text{переход}} + \left(\frac{dw}{dt}\right)_{\text{рад}} = 0$$

следует, что разница температур между ядрами и электронами незначительна.

### Вторичные реакции

Тритон из реакции  $D + D = T + p$  имеет возможность вызывать реакцию  $T + D = He^4 + n + 17,6 \text{ МэВ}$ . Другие реакции (например,  $He^3 + D$  или  $H + D$ ) менее вероятны. Поперечное сечение для этой реакции имеет следующую формулу:

$$\sigma = \frac{A(v)}{v^2} e^{-1,37 \cdot 10^9 v} = \frac{B(E)}{E} e^{-1,72/\sqrt{E}},$$

$E$  — в МэВ,  $B(0) = 50$ ,  $\sigma$  — в барнах,

где  $A(v)$  постоянно до энергии, равной 70–80 кэВ, и понижается почти на 10 до 700 кэВ<sup>5</sup>.

Начальная энергия тритона равна приблизительно 1 МэВ. Потеря энергии на электроны вычисляется в основном тем же способом, что и переход энергии из ядер в электроны. Результат следующий:

$$-\left(\frac{dw}{dt}\right)_{\text{электр}} = \frac{8}{3M_T} (2\pi m)^{1/2} e^4 n (kT_{\text{электр}})^{-3/2} w = 4 \cdot 10^{14} \theta_{\text{электр}}^{-3/2} w / \text{сек.}$$

Если потерей энергии на ядра пренебречь, то получается решение  $v = v_0 e^{-2 \cdot 10^{14} t / \theta^{3/2}}$  и диапазон  $\int v dt = \theta^{3/2} v_0 / 2 \cdot 10^{14}$ , т.е. 10 см, или  $v_0 = 10^4$  см/сек,  $\theta = 10$  кэВ. Потеря энергии на ядра: применение формулы Резерфорда для небольших углов дает

$$-\frac{dw}{dt} = \frac{M_T M_D}{(M_T^2 M_D^2)} w \cdot 8\pi \left( \frac{Z_T Z_D e^2}{M v^2} \right)^2 n v \int \frac{d\theta}{\theta} = 2\pi^{3/2} \frac{M_T^2}{M_D} \frac{Z_T^2 Z_D^2 e^4}{\sqrt{w}} \int \frac{d\theta}{\theta},$$

где  $M$  — приведенная масса,  $v$  — относительная скорость.

Более точное вычисление дает для интеграла значение 10. Оно приводит к

$$-\left(\frac{dw}{dt}\right)_{\text{ядерн}} = \frac{0,1325}{\sqrt{w}} \text{ эрг/сек.}$$

При 300 кэВ, например, доля энергии, поступающей от ядер, составляет 200 эрг/сек, доля энергии от электронов = 70 эрг/сек.

Таким образом,

$$-\left(\frac{dw}{dt}\right) = \frac{4 \cdot 10^{14} w}{\theta^{3/2}} + \frac{0,1325}{\sqrt{w}}; \quad -\frac{dv}{dt} = \frac{2 \cdot 10^{14} v}{\theta^{3/2}} + \frac{1,69 \cdot 10^{34}}{v^2}.$$

Вероятность реакции  $T + D$ :

$$p = \int \frac{vn\sigma}{(-dv/dt)} dv.$$

Численное интегрирование дает:

$\theta$ , кэВ	10	15	20
$p$ , %	9	12	16

Поэтому получаемая при столкновении  $D + D$  полная энергия равна

$$w = (3,65 + 0,55p \cdot 17,4) \text{ МэВ}$$

(0,55 выражает относительную вероятность  $D + D \rightarrow T + H$  по сравнению с  $D + D \rightarrow He + n$ ). Такое действие снижает идеальную температуру воспламенения от 26,7 кэВ до 19,4 кэВ.

### Добавление тритона

Реакция тритона может произойти также при тепловых энергиях. Поэтому может быть полезным добавление тритона. В этом случае уравнение для температуры воспламенения следующее:

$$n_D^2 \frac{2,21}{\theta^{2/3}} 10^{-12} e^{-187,8/\theta^{1/3}} w_{DD} + n_D n_T \frac{377 \cdot 10^{-12}}{\theta^{2/3}} e^{-199,5/\theta^{1/3}} w_{TD} = \\ = \frac{1,68 \cdot 10^{-25}}{1,6 \cdot 10^{-6}} (n_D + n_T)^2 \theta^{1/2}.$$

Содержание тритона, %	0	0,1	0,2	0,3	0,5
Температура воспламенения, кэВ	19,4	16,6	14,4	12,9	10,6

Имеется одно неудобство: большая часть энергии от реакции  $T + D$  содержится в нейтронах, длина пробега которых очень велика (около 25 см, если предположить, что поперечное сечение  $D$  равно одному барну. Поперечное сечение неизвестно).

В Клинтонском котле было получено небольшое количество  $T$  в результате реакции  $Li^6 + n = He^4 + T + 4,6 \text{ МэВ}$ , поперечное сечение которой равно приблизительно 60 барн для медленных нейтронов. В настоящее время возможно получение нескольких молей  $T$  в год из непрореагировавших нейтронов в котле большого масштаба.

$T$  можно производить попеременно в котле с «25» или в котле с «49». В таком случае следует применять бомбу с «25» или «49» в качестве инициатора, причем для основной загрузки чистого  $D$  смесь  $T, D$  служит бустером.

### Масштаб времени для возбуждения

Если не учитывать эффекта истощения материала и эффекта образования тритона, то получается

$$\begin{aligned} \frac{dw_m}{dt} &= - \text{потери на излучение} + \text{генерация энергии} = \\ &= -2,97 \cdot 10^{20} \sqrt{\theta} + \frac{0,63 \cdot 10^{28} w}{\theta^{2/3}} e^{-187,8/\theta^{1/3}}, \end{aligned}$$

где  $w_m$  — энергия материальных частиц. Предполагается, что  $w = 4$  МэВ (включая некоторую энергию для реакции  $T + D$ ). Также  $w_m = 3/2 \cdot 2n \cdot kT = 2,02 \cdot 10^{11} \theta$ . Отсюда

$$\frac{d\theta}{dt} = \frac{10^{-11}}{2,02} \frac{dw_m}{dt}, \text{ приблизительно } \frac{d\theta}{dt} = \text{const} (\theta - \theta_i), \text{ const} = \frac{d}{d\theta} \left( \frac{dw_m}{dt} \right)_{\theta=\theta_i} \cong 10^7.$$

$T$  [аким] о [образом],  $\theta \cong \theta_i + \text{const} \cdot e^{10^7 t}$ . Таким образом, масштаб времени для возбуждения — порядка  $10^{-7}$  сек, если только оно не начинается с температуры, значительно более высокой, чем температура воспламенения.

### Потери на излучение, вызываемые комптоновскими столкновениями

Если имеется поле излучения, то потеря излучения фактически сначала увеличивается вследствие комптоновских столкновений электронов и фотонов. Для находящегося в покое электрона поперечное сечение определяется с помощью формулы Томпсона

$$\sigma_0 = \frac{8\pi}{3} \left( \frac{e^2}{mc^2} \right)^2 = 0,66 \cdot 10^{-24}.$$

Передаваемая кинетическая энергия составляет энергию порядка  $h\nu/c$ , отсюда переход энергии порядка  $(h\nu/c)^2/m$ . Отсюда

$$\frac{dw}{dt} \sim \frac{h^2 v^2}{mc^2} n N c \sigma_0 = \frac{\sigma_0}{mc} n h \nu E_R,$$

где  $N$  — число фотонов на единицу объема;  $E_R$  — энергия излучения на единицу объема;  $h\nu \sim kT_R$ ,  $T_R$  также = температуре излучения

$$\frac{dw}{dt} = 4n \frac{\sigma_0}{mc} E_R k T_R.$$

Раскрывая формулу через значения энергии электрона и оставляя только первый член, мы вообще получаем

$$\frac{dw}{dt} = 4n \frac{\sigma_0}{mc} E_R k (T_R - T_{\text{электр}}), \quad E_R = 137 \cdot \theta_R^4.$$

Находим, что эта потеря излучения равна нормальной потере излучения, если

$$8,9 \cdot 10^5 \theta_R^4 (\theta_{\text{электр}} - \theta_R) = 2,97 \cdot 10^{20} \theta_{\text{электр}}^{1/2}$$

или  $\theta_R \cong 4270 / \theta_{\text{электр}}^{1/8}$ , если  $\theta_{\text{электр}} = 20$  кэВ, то тогда  $\theta_R = 1,3$  кэВ.

Поэтому следует тщательно избегать поля излучения (такого, которое может произойти в бомбе с «25» или «49») в участке, где происходит возбуждение.

Для достижения этой цели имеются два способа:

1. Изготовить полость с зарядом из бомбы с «25» или «49» в качестве взрывчатого вещества, которое производит быструю струю дейтерия. Последнюю можно выстрелить в мишень дейтерия.

2. Использовать комптоновские столкновения фотонов из бомбы с «25» или «49» для образования струи дейтерия. Чтобы это дало успех, следует оставить открытым «окошко» в заполнителе, окружающем бомбу, с тем чтобы излучение проходило через это окошко, в которое помещается дейтерий.

### *Потеря энергии, вызываемая излучением, образованным в дейтерии*

Вычисления показали, что «цвет» излучения, образованного в дейтерии, соответствует приблизительно  $2/3$  температуры электронов. Если  $\theta_R = q\theta_{\text{электр}}$ , а  $q = 0$ , то мы переоцениваем потерю энергии. Если  $q = 2/3$ , то мы ее недооцениваем. В таком случае потеря энергии, вызываемая комптоновским столкновением, равна

$$\frac{dw}{dt} = -6500 E_R \theta_{\text{электр}} (1 - q).$$

Если предположить, что имеется прекрасно отражающая стенка, включающая объем  $V$ , с выпускным отверстием участка  $S$  для излучения, то

$$\frac{dE_R}{dt} = 2,97 \cdot 10^{20} \sqrt{\theta} + 6500 E_R \theta (1 - q) - \frac{1}{4} S c E_R / V.$$

Если предположить, что  $\theta = \text{const}$ ,  $E_R$  стремится к асимптотическому значению, то

$$E_R \rightarrow \frac{2,97 \cdot 10^{20} \sqrt{\theta}}{\frac{c}{4} \frac{S}{V} - 6500 \theta (1 - q)}.$$

Это значение приближается ко времени порядка  $10^{-8}$  сек.<sup>6</sup> Поэтому общая потеря излучения составляет

$$2,97 \cdot 10^{20} \sqrt{\theta} \left[ 1 + \frac{6500 \theta (1 - q)}{\frac{c}{4} \frac{S}{V} - 6500 \theta (1 - q)} \right].$$

Для  $\theta = 20000$  эВ,  $V/S = l$  (например, слой толщины  $l$ , ограниченный с одной стороны отражающей стенкой)

$$2,97 \cdot 10^{20} \sqrt{\theta} \left[ 1 + \frac{1 - q}{60/l - (1 - q)} \right].$$

Для умеренных значений  $l$  (скажем, 20 см) получается существенное увеличение потери на излучение.

### *Теплопроводность*

Поперечное сечение переноса электронов в поле ядер составляет

$$\sigma_{tr} = \int (1 - \cos \theta) \frac{1}{4} \left( \frac{e^2}{mv^2} \right)^2 \frac{2\pi \sin \theta d\theta}{\sin^4 \theta / 2} = 4\pi (e^2/mv^2)^2 L; \quad L = \int \frac{d(\sin \theta / 2)}{\sin \theta / 2}.$$

Значение расходящегося интеграла при более точном вычислении, как обычно, равно приблизительно 10. Для  $v = 10^{10}$ ,  $\sigma_{tr} \cong 7 \cdot 10^{-22}$  средний свободный путь  $\lambda \cong 1/30$  см.

Теплопроводность  $K \cong 3/2kn\lambda \frac{v}{3} \alpha k \frac{m^2 v^5}{e^4} \alpha T^{5/2}$ .

Уточнение вычислений дало формулу

$$K = k \cdot 2,0 \cdot 10^{20} \theta^{5/2}.$$

На куб длины  $a$  потеря энергии на объем равна

$$\frac{3\pi^2}{a^2} kT \cong 10^{10} \theta^{7/2} / a^2.$$

Таким образом,

$$\frac{\text{кондукционные потери}}{\text{потери нормального излучения}} \cong \frac{10^{-10}}{3a^2} \theta^3,$$

или приблизительно 2/3 для  $\theta = 20$  кэВ,  $a = 20$  см. Эту потерю можно уменьшить с помощью магнитного поля, если  $R$  — это радиус кривизны пути электронов в отрицательном поле. В таком случае для мощных полей  $\lambda$  в формуле для  $K$  следует заменить [на]  $R^2/\lambda$ , где  $R = \frac{c}{H} \frac{mv}{e}$ .

Уточнение вычислений дает

$H/H_c$	0	0,5	1,0	2	4	6
$K_H/K_0$	1	0,55	0,27	0,12	0,055	0,031

[здесь]  $H_c = 2,12 \cdot 10^6 (T/\text{кэВ})^{-1,5}$  гаусс;

$K_0$  = теплопроводность без поля;

$K_H$  = теплопроводность с полем.

Асимптотическая формула следующая:

$$\frac{K_H}{K_0} = 1,47 \frac{H_c^2}{H^2}.$$

### Применение магнитного поля для уменьшения теплопроводности

Поскольку масштаб времени для воспламенения очень велик, теплопроводность может вызвать серьезные потери. Их можно уменьшить с помощью магнитного поля. Если магнитное поле  $H$  выражается в единицах  $H_c = 2,12 \cdot 10^6 T^{-1,5}$  гаусс ( $T$  в кэВ), то теплопроводность  $K$  равна

$K/K_0$	1	0,55	0,27	0,12	0,055	0,031
$H/H_c$	0	0,5	1,0	2	4	6

$K_0$  — теплопроводность без магнитного поля. Если  $H \gg H_c$ ,  $K = 1,47 K_0 H_c^2 / H^2$ .

**Необходимый для воспламенения объем** вычислен на одномерной модели.

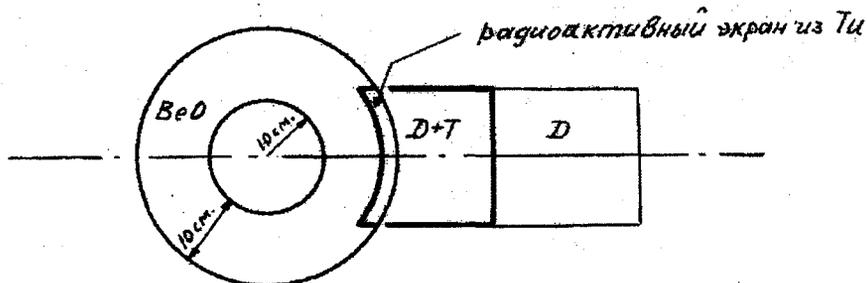
Если предположить, что распределение первоначальной температуры имеет вид  $T_0 e^{-x^2/a^2}$ , то реакция произойдет при условии, что  $T_0$  выше, чем критическое значение, приведенное ниже.

$a$ , см	10	13	17
$(T_0)_{\text{критич}}$ , кэВ	50	40	30

В это вычисление включены конечная серия продуктов распада, а также действие вторичных реакций. Кроме того, включены теплопроводность и расширение вещества.

Все проекты в отношении возбуждения в сверхбомбе, представленные до сих пор, весьма неопределенны. Один из них, заслуживающий наибольшего предпочтения, состоит в следующем: в центре находится бомба с «25» (около 100 кг «25») пушечного типа. Она окружена заполнителем из BeO, хорошо отражающим нейтроны и пропускающим излучение. Часть поверхности из BeO покрывается металлическим ураном в качестве предохранителя от действия излучения. За этим предохранителем находится смесь D + T, подогреваемая нейтронами, исходящими из бомбы.

Если применяется магнитное поле, то смесь D + T может иметь кольцеобразную форму. При этом имеет значение лишь поперечная теплопроводность. За смесью T + D находится чистый D.



Верно: Горелик  
Материал обработал: Терлецкий

«28» января 1946 г.

Архив Росатома. Ф. 1, оп. 23, л. 401, л. 119–156. Заверенный перевод с английского. Подлинник.

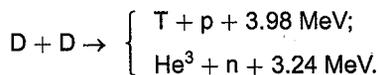
### [Приложение]<sup>7</sup>

#### The Super

Lecture series by Fermi:

Most of the work was done by Teller and his group.

For a thermonuclear reaction it is preferable to use a light nucleus, because the Coulomb barrier is smaller and the energy loss from the electrons to radiation is smaller. The most promising reactions are



In the following Deuterium is always assumed at normal liquid density, i. e.  $4.2 \times 10^{22}$  at/cm<sup>3</sup>.

Total energy available is about  $10^{17}$  erg/cm<sup>3</sup> or  $2 \frac{1}{2}$  tons TNT/cm<sup>3</sup>.

The two reactions are about equally likely. The cross-section for D(D,n) reaction is

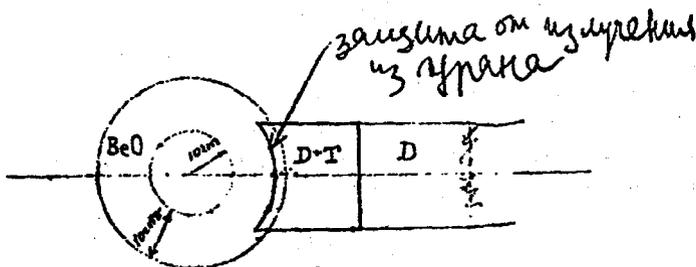
E, keV	16	20	40	120	300	
	0.00025	0.0005	0.0043	0.02	0.05	$10^{-24} \text{ cm}^2$
						$(10^{-24} \text{ cm}^2 = \text{one } \langle \text{barn} \rangle)$

The cross section follows closely the Gamov formula

$$\sigma = \frac{\text{const}}{v^2} e^{-\frac{2\pi c}{137v}}$$

Все проекты в отношении возбуждения в сверхборе, представленные до сих пор, весьма неопределенны. Один из них, сиюминутный наибольшего предпочтения, состоит в следующем: в центре находится бомба с "25" /около 100 кг "25"/, пушечного типа. Она окружена заполнителем из  $\text{BeO}$ , хорошо отражающим нейтроны и пропускающим излучение. Часть поверхности из  $\text{BeO}$  покрывается неталлическим ураном в качестве предохранителя от действия излучения. На этом предохранителе находится смесь  $\text{D+T}$ , подогреваемая нейтронами, исходящими из бомбы.

Если прикладывается магнитное поле, то смесь  $\text{D+T}$  может иметь кольцеобразную Юрку. При этом имеет значение лишь поперечная теплопроводность. На смеси  $\text{T+D}$  находится смесь  $\text{D}$ .



Верно: Юрешин

/ГОРЕЛИК/

Материал обработал: *Горелик* /ГОРЕЛИК/

" 28 " ЯНВАРЯ 1946 г.

The following derivations are simplified, leading usually to logarithmic singularities, which can be avoided by using exact derivations. The numerical factors given in the final formula are derived from exact equations.

### Loss of energy to radiation

If thermal equilibrium between particles and radiation were established, it would be impossible to heat deuterium to required temperature. In actual fact there will be no thermal equilibrium and we have to consider rate of energy transfer from electrons to radiation. This arises from radiation, if electron passes near nucleus and is per unit time and unit volume.

$$-\left(\frac{dw}{dt}\right)_{rad} = \frac{16 e^6 n^2 Z^3 v}{3 c^3 \hbar m} = \frac{64 e^6 Z^3}{3\sqrt{2\pi} mc^3 \hbar} n^2 \sqrt{\frac{kT}{m}},$$

$n$  = number of atoms per unit volume;  $Z$  = atomic number;  $v$  = velocity of electron;  $m$  = mass of electrons. For deuterons:

$$-\left(\frac{dw}{dt}\right)_{rad} = 1.68 \cdot 10^{-25} n^2 \sqrt{\theta} \text{ erg/cm}^3/\text{sec} = 2.97 \cdot 10^{20} \sqrt{\theta} \text{ erg/cm}^3/\text{sec},$$

$\theta$  = temperature in eV (throughout the whole lecture series).

### Energy production

Using the Gamov formula and Maxwell distribution for the deuterons (with reduced mass of the two colliding nuclei), the number of collisions is given by an integral

$$\int v dv \cdot e^{-\left[\frac{v^2}{a^2} + \frac{v}{V}\right]} a^2 = 2RT/M, \quad V = \frac{2\pi}{137} c,$$

$M$  = reduced mass which is evaluated by the method of steepest descent. Result:

Rate of collision  $R = 2.2 \cdot 10^{-12} n^2 \theta^{-2/3} e^{-187.8/\theta^{1/3}} / \text{cm}^3/\text{sec}.$

Rate of energy production  $\left(\frac{dw}{dt}\right)_{prod} = R w$ ,  $w$  = energy production per collision.

**The ideal ignition temperature  $T_i$**  is defined by the condition that rate of energy production and rate of energy loss to radiation be equal

$$w = 4.71 \cdot 10^{-8} \theta_i^{7/6} e^{187.8/\theta_i^{1/3}} \text{ MeV}.$$

For  $w = 3.65$ ,  $\theta_i = 26.7$  keV.

### Energy transfer from electrons to nuclei:

The energy loss to radiation arises mostly from electrons which are therefore slightly cooler than nuclei. We overestimate the temperature difference by assuming that the electrons receive energy only from collision with nuclei, and neglect that they may receive energy directly from reaction products.

1) If nucleus is at rest, it receives from an electron a momentum  $e^2/vb$ , where  $v$  = velocity of electron,  $b$  = distance of closest approach. Total energy transferred =

$$\int \frac{1}{2M} (e^2/vb)^2 2\pi b db \cdot v n^2,$$

which leads to  $\frac{4\pi e^4 n^2}{M v} \int \frac{1}{b} db$ , correct derivation gives the value 9 for the integral. The upper limit for  $b$  is derived from screening due to other electrons.

2) The rate of energy transfer  $f$  is in general a function of the energy  $E$  of the nucleus. Since the velocity of the nucleus is small compared to the velocity of the electrons, one can expand in powers of  $E$  and needs to retain only the first term  $f(E) = f(0) + E f'(0)$ .

In equilibrium, when the electrons on nuclei have same temperature,  $f(E) = 0$ . This condition gives  $f'(0)$  in terms of  $f(0)$ . For the rate of energy transfer one finds

$$\left(\frac{dw}{dt}\right)_{transfer} = \frac{0,66 \cdot 10^{26}}{\sqrt{\theta}} \left[ \frac{\theta_{nuc}}{\theta_{elec}} - 1 \right].$$

The equation

$$\left(\frac{dw}{dt}\right)_{transfer} + \left(\frac{dw}{dt}\right)_{rad} = 0$$

gives the result that the temperature difference between nuclei and electrons is negligible.

### Secondary reactions

The triton from the  $D + D = T + p$  reaction has a chance of giving rise to the reaction  $T + D = He^4 + n + 17.6$  MeV. Other reactions (e.g.  $He^3 + D$  or  $H + D$ ) are less likely. The cross-section for this reaction is of the form

$$\sigma = \frac{A(v)}{v^2} e^{-1.37 \cdot 10^{-9} v} = \frac{B(E)}{E} e^{-1.72/\sqrt{E}}, \quad E \text{ in MeV, } B(0) = 50, \sigma \text{ in barns,}$$

where  $A(v)$  is constant up to an energy of 70–80 keV and decreases by about a factor 10 up to 700 keV.

The triton starts with an energy of about 1 MeV; the energy loss to electrons is calculated essentially by the same method as for the energy transfer from nuclei to electrons, with the result

$$-\left(\frac{dw}{dt}\right)_{elec} = \frac{8}{3M_T} (2\pi m)^{1/2} e^4 n (kT_{elec})^{-3/2} w = 4 \cdot 10^{14} \theta_{elec}^{-3/2} w / \text{sec.}$$

If the loss to nuclei is neglected, one has the solution  $v = v_0 e^{-2 \cdot 10^{14} t / \theta^{3/2}}$  and a range  $\int v dt = \theta^{3/2} v_0 / 2 \cdot 10^{14}$ , i.e. 10 cm for  $v_0 = 10^4$  cm/sec,  $\theta = 10$  keV. Energy loss to nuclei: using Rutherford formula for small angles one gets

$$-\frac{dw}{dt} = \frac{M_T M_D}{(M_T^2 M_D^2)} w \cdot 8\pi \left( \frac{Z_T Z_D e^2}{M v^2} \right)^2 n v \int \frac{d\theta}{\theta} = 2\pi^{3/2} \frac{M_T^2 Z_T^2 Z_D^2 e^4}{M_D \sqrt{w}} \int \frac{d\theta}{\theta}.$$

$M$  = reduced mass,  $v$  = relative velocity.

More exact calculation gives a value 10 for the integral. Leads to

$$\left(-\frac{dw}{dt}\right)_{nucl} = \frac{0.1325}{\sqrt{w}} \text{ erg/sec.}$$

At 300 keV for example contribution from nuclei is 200 erg/sec, from electrons 70 erg/sec. Thus

$$-\left(\frac{dw}{dt}\right) = \frac{4 \cdot 10^{14} w}{\theta^{3/2}} + \frac{0.1325}{\sqrt{w}}; \quad -\frac{dv}{dt} = \frac{2 \cdot 10^{14} v}{\theta^{3/2}} + \frac{1.69 \cdot 10^{34}}{v^2}.$$

Probability of T + D reaction:

$$p = \int \frac{v n \sigma}{(-dv/dt)} dv.$$

Numerical integration gives:

$\theta, \text{ keV}$	10	15	20
$p, \%$	9	12	16

The total energy gained in a D + D collision is therefore

$$w = (3.65 + 0.55p \cdot 17.4) \text{ MeV}$$

(0.55 is relative probability of  $D + D \rightarrow T + H$  compared to  $D + D \rightarrow He + n$ ). This effect reduces the ideal ignition temperature from 26.7 keV to 19.4 keV.

### Addition of triton

The triton reaction can also proceed at thermal energies and therefore the addition of triton will help. The equation for the ignition temperature then is

$$n_D^2 \frac{2.21}{\theta^{2/3}} 10^{-12} e^{-187.8/\theta^{1/3}} w_{DD} + n_D n_T \frac{377 \cdot 10^{-12}}{\theta^{2/3}} e^{-199.5/\theta^{1/3}} w_{TD} =$$

$$= \frac{1.68 \cdot 10^{-25}}{1.6 \cdot 10^{-6}} (n_D + n_T)^2 \theta^{1/2}, \quad (w \text{ in MeV}).$$

Triton content, %	0	0.1	0.2	0.3	0.5
Ignition temperature, keV	19.4	16.6	14.4	12.9	10.6

There is one disadvantage: Most of the energy from the T + D reaction is carried by the neutron, which has a large range (about 25 cm, if the neutron cross-section of D is assumed to be one barn; the cross-section is not known).

A small amount of T has been produced in the Clinton pile by the  $\text{Li}^6 + n = \text{He}^4 + \text{T} + 4.6 \text{ MeV}$  reaction, which has a cross-section of about 60 barns for slow neutrons. Production of a few moles per year from the waste neutrons in a large scale pile would be possible. Alternatively it could be produced in pile of 25 or 49. The scheme would then be to use a 25 or 49 gadget as initiator, the T,D mixture as a booster for the main charge of pure D.

### Time scale for initiation

Neglecting the effect of depletion of the material and the effect of production of triton, one has

$$\frac{dw_m}{dt} = - \text{radiation loss} + \text{energy production} = -2.97 \cdot 10^{20} \sqrt{\theta} + \frac{0.63 \cdot 10^{28} w}{\theta^{2/3}} e^{-187.8/\theta^{1/3}},$$

where  $w_m$  = energy of material particles. Assuming  $w = 4 \text{ MeV}$  (to include some energy for T + D reaction). Also  $w_m = 3/2 \cdot 2n \cdot kT = 2.02 \cdot 10^{11} \theta$ . Hence  $\frac{d\theta}{dt} = \frac{10^{-11} dw_m}{2.02 dt}$ , approximately  $\frac{d\theta}{dt} = \text{const}(\theta - \theta_i)$ ,  $\text{const} = \frac{d}{d\theta} \left( \frac{d\theta}{dt} \right)_{\theta=\theta_i} \cong 10^7$ .

Thus  $\theta \cong \theta_i + \text{const} \cdot e^{10^7 t}$ . Thus the time scale for initiation is of the order  $10^{-7}$  sec, unless one starts from a temperature appreciably higher than the ignition temperature.

### Radiation loss due to Compton collision

If there is a radiation field, the radiation loss actually increases at first, owing to Compton collisions of electrons and photons. For an electron at rest the cross-section is given by the Thomson formula

$$\sigma_0 = \frac{8\pi}{3} \left( \frac{e^2}{mc^2} \right)^2 = 0.66 \cdot 10^{-24}.$$

Momentum transfer is of order  $h\nu/c$ , hence energy transfer of order  $(h\nu/c)^2/m$ . Hence  $\frac{dw}{dt} \sim \frac{h^2 v^2}{mc^2} n N c \sigma_0 = \frac{\sigma_0}{mc} n h \nu E_R$ ,  $N$  = number of photons per unit volume,  $E_R$  = energy of radiation per unit volume. Also  $h\nu \sim kT_R$ ,  $T_R$  = temperature of radiation  $\frac{dw}{dt} = 4n \frac{\sigma_0}{mc} E_R k T_R$ . Using the trick of expanding in terms of the energy of the electron and retaining only the first term one has in general

$$\frac{dw}{dt} = 4n \frac{\sigma_0}{mc} E_R k (T_R - T_{elec}), \quad E_R = 137 \theta_R^4.$$

One finds that this radiation loss is equal to the normal radiation loss if  $8.9 \cdot 10^5 \theta_R^4 (\theta_{elec} - \theta_R) = 2.97 \cdot 10^{20} \theta_{elec}^2$  or  $\theta_R \cong 4270 / \theta_{elec}^{1/8}$ . If  $\theta_{elec} = 20$  keV, then  $\theta_R = 1.3$  keV. Hence one has to be very careful to avoid a radiation field (such as would occur in the 25 or 49 gadget), in the region in which initiation takes place.

Two schemes have been proposed for this purpose:

1) To make a cavity charge with the 25 or 49 gadget as explosive, which produces a high speed deuterium jet, which may be shot into a deuterium target.

2) To use Compton collisions of photons from a 25 or 49 gadget to produce a deuterium jet. In order to make this effective, a «window» should be left open in the tamper surrounding the gadget, so that the radiation is canalized into this window into which the deuterium is placed.

### **Loss due to radiation produced in the deuterium**

Calculations have shown that the «color» of the radiation produced in the deuterium corresponds to about 2/3 the temperature of the electrons. If  $Q_R = q\theta_{elec}$  we overestimate the loss if  $q = 0$  and underestimate it if  $q = 2/3$ . The loss due to Compton collision then is

$$\frac{dw}{dt} = -6500 E_R \theta_{elec} (1-q).$$

Assume perfectly reflecting wall enclosing volume  $V$  with escape hole of area  $S$  for radiation.

Then

$$\frac{dE_R}{dt} = 2.97 \cdot 10^{20} \sqrt{\theta} + 6500 E_R \theta (1-q) - \frac{1}{4} S c E_R / v.$$

Assuming  $\theta = \text{constant}$ ,  $E_R$  tends to the asymptotic value

$$E_R \rightarrow \frac{2.97 \cdot 10^{20} \sqrt{\theta}}{\frac{c S}{4 v} - 6500 \theta (1-q)}.$$

This value is approached in a time of the order of  $10^{-8}$  sec. The total radiation loss is therefore

$$2.97 \cdot 10^{20} \sqrt{\theta} \left[ 1 + \frac{6500 \theta (1-q)}{\frac{c S}{4 v} - 6500 \theta (1-q)} \right].$$

For  $\theta = 20,000$  eV,  $V/S = l$  (e.g. layer of thickness  $l$  bounded on one side by reflecting wall)

$$2.97 \cdot 10^{20} \sqrt{\theta} \left[ 1 + \frac{1-q}{\frac{60}{l} - (1-q)} \right].$$

For reasonable values of  $l$  (say 20 cm), one has therefore a substantial increase in the radiation loss.

### **Heat conductivity**

The transport cross-section of electrons in the field of the nuclei is

$$\sigma_{tr} = \int (1 - \cos \theta) \frac{1}{4} \left( \frac{e^2}{mv^2} \right)^2 \frac{2\pi \sin \theta d\theta}{\sin^4 \theta/2} = 4\pi (e^2/mv^2)^2 L; \quad L = \int \frac{d(\sin \theta/2)}{\sin \theta/2}.$$

As usual, the divergent integral has a value of about 10, if evaluated more correctly. For  $v = 10^{10}$ ,  $\sigma_{tr} \cong 7 \cdot 10^{-22}$ , mean free path  $\lambda \cong 1/30$  cm.

Heat conductivity  $K \cong 3/2 kn \lambda \frac{v}{3} \alpha k \frac{m^2 v^5}{e^4} \alpha T^{5/2}$ .

Refined calculations of Weinberg + Serber produced the formula

$$K = k \cdot 2.0 \cdot 10^{20} \theta^{5/2}.$$

In a cube of length  $a$  the loss per volume is

$$\frac{3\pi^2}{a^2} kT \cong 10^{10} \cdot \theta^{7/2} / a^2.$$

Thus  $\frac{\text{conduction loss}}{\text{normal radiation loss}} \cong \frac{10^{-10}}{3a^2} \theta^3$  or about 2/3 for  $\theta = 20$  keV,  $a = 20$  cm.

This loss can be reduced by using a magnetic field, if  $R$  is the radius of curvature of the path of the electrons in the negative field, then for strong fields  $\lambda$  in the formula for  $K$  is to be replaced by  $R^2/\lambda$ , where  $R = \frac{c}{e} \frac{mv}{H}$ . Refined calculations by Landshoff gave the result

$H/H_c$	0	0.5	1.0	2	4	6
$K_H/K_0$	1	0.55	0.27	0.12	0.055	0.031

$$H_c = 2.12 \cdot 10^6 (T/\text{keV})^{-1.5} \text{ Gauss};$$

$K_0$  = heat conductivity without field;

$K_H$  = heat conductivity with field

$$\text{The asymptotic formula is } \frac{K_H}{K_0} = 1.47 \frac{H_c^2}{H^2}.$$

**Use of magnetic field to reduce heat conductivity**

Since the time scale for ignition is very long, serious losses arise from heat conductivity. These may be reduced by using a magnetic field. If the magnetic field  $H$  is expressed in units of  $H_c = 2.12 \cdot 10^6 T^{-1.5}$  gauss ( $T$  in keV), the heat conductivity  $K$  is

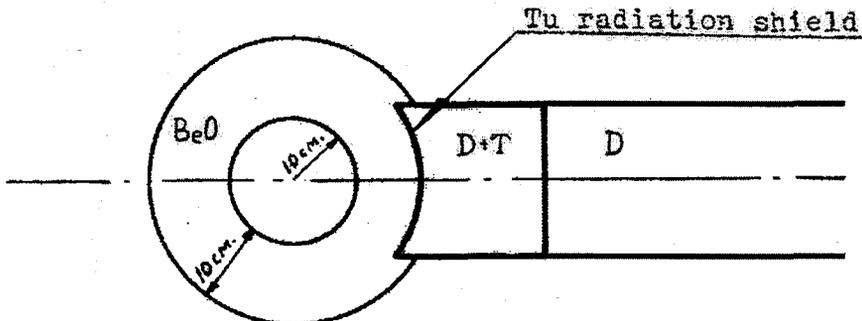
$K/K_0$	1	0.55	0.27	0.12	0.055	0.031
$H/H_c$	0	0.5	1.0	2	4	6

$K_0$  = heat conductivity without magnetic field. If  $H \gg H_c$ ,  $K = 1.47 K_0 H_c^2 / H^2$ .

**The volume required for ignition** has been calculated for one dimensional model. Assuming an initial temperature distribution of the form  $T_0 e^{-x^2/a^2}$ , the reaction will proceed provided  $T_0$  is larger than a critical value given below

$a$ , cm	10	13	17
$(T_0)_{crit}$ , keV	50	40	30

The finite range of the reaction products as well as the effect of secondary reactions are included in this calculation. Also the heat conductivity, and expansion of the material.

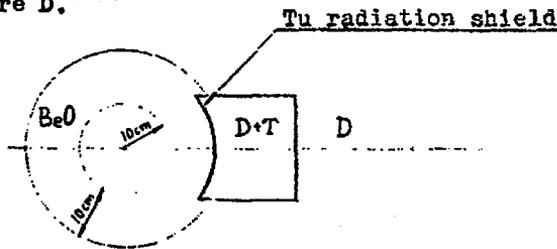


$T_0 e^{-x^2/a^2}$ , the reaction will proceed provided  $T_0$  is larger than a critical value given below

a	10	13	17 cm
( $T_0$ ) <sub>crit</sub>	50	40	30 keV

The finite range of the reaction products as well as the effect of secondary reactions are included in this calculation. Also the heat conductivity, and expansion of the material.

So far all, schemes for initiation of the super are rather vague. The one in highest favour is as follows: At the centre is a 25 gadget (about 100 kg of 25), shot together by a gun. It is surrounded by a BeO tamper which has good neutron reflection properties and is transparent for radiation. Part of the surface of the BeO is covered with Tuballoy as a shield against radiation and behind this shield is a D+T mixture, which is heated by the neutrons escaping from the gadget. If a magnetic field is used the D+T mixture might be in the form of an annular ring, so that only the transverse heat conductivity matters. Beyond the T+D mixture is pure D.



*[Handwritten signature]*  
21.11.91

So far, all schemes for initiation of the super are rather vague. The one in highest favour is as follows: At the centre is a 25 gadget (about 100 kg of  $^{25}\text{Pu}$ ), shot together by a gun. It is surrounded by a BeO tamper which has good neutron reflection properties and is transparent for radiation. Part of the surface of the BeO is covered with Tuballoy as a shield against radiation and behind this shield is a D + T mixture, which is heated by the neutrons escaping from the gadget. If a magnetic field is used the D + T mixture might be in the form of an annular ring, so that only the transverse heat conductivity matters. Beyond the T + D mixture is pure D.

<sup>1</sup> Опубликовано в извлечении [4. С. 817–823].

<sup>2</sup> Материал был представлен на заседании Технического совета Специального комитета при СНК СССР 28 января 1946 г. (протокол № 16) [5. С. 69–72].

<sup>3</sup> Датируется по дате, указанной ниже текста документа.

<sup>4</sup> Далее опущены сведения, непосредственно не относящиеся к работам по сверхбомбе.

<sup>5</sup> Так в документе; следует: *в 10 раз* — см. приложение.

<sup>6</sup> Так в документе; следует: *Приближение к этому значению происходит за время  $10^{-8}$  сек.* Кроме того, слово «*то*» в предыдущей фразе является излишним — см. приложение.

<sup>7</sup> Текст раздела «Сверхбомба» материала № 462 на английском языке представлен СВР России без указания архивной легенды. СВР представлен также экземпляр перевода на русский язык материала № 462 с автографом Я.Б. Зельдовича — см. иллюстрацию.

## № 12

### Из информационного материала № 464<sup>1, 2</sup>

28 января 1946 г.<sup>3</sup>

*Сов. секретно*

*Хранить наравне с шифром*

*Экз. № 1*

*Раздел Д-14м*

*№ 464*

*Дата 1945 г.*

*Снятие копий и размножение воспрещается*

### *Заметки о конструкции атомной бомбы*

[...] <sup>4</sup>

*Разное.* При взрыве вовнутрь давление в центре, где взрывается инициатор, эквивалентно 200 000 атмосфер. На проволоку мостика в детонаторе подавалось напряжение в 5600 вольт.

Взрыв 22 июля <sup>5</sup> по эффективности равен взрыву эквивалента 1300 тонн TNT.

Установили, что эффективность составляла 6–13%, потому что сила взрыва вовнутрь и разрушительный эффект в результате атомного взрыва не оставляют времени для 100%[-ного] использования материала. Он используется лишь на 6–13%. В связи с этим в настоящее время эксперименты проводятся лишь по сверхбомбе. В этой бомбе при первом атомном взрыве должен взорваться вовнутрь второй шар из «49» и, таким образом, повысить эффективность

ББК 31.4  
А 92  
УДК 621.039 (094)

**АТОМНЫЙ ПРОЕКТ СССР: Документы и материалы:** В 3 т. / Под общ. ред. Л.Д. Рябева. Т. III. Водородная бомба. 1945–1956. Книга 1 / Государственная корпорация по атом. энергии; Отв. сост. Г.А. Гончаров. — Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ; М.: ФИЗМАТЛИТ, 2008. — 736 с. ISBN 978-5-9221-1026-6 (Т. III; Кн. 1).

Третий том включает не публиковавшиеся ранее документы периода 1945–1956 гг., отражающие создание в СССР первых водородных бомб. В книгах тома III представлены документы, освещающие деятельность Правительства СССР, Специального комитета, Первого главного управления (позднее Министерства среднего машиностроения СССР), научных и промышленных организаций, разведывательных органов СССР, видных ученых и специалистов, связанную с исследованиями возможности создания, а затем и собственно создания водородной бомбы и ее модификаций. Первая книга тома III содержит документы периода с марта 1945 г. по июнь 1953 г. Книга подготовлена РФЯЦ-ВНИИЭФ.

Для всех интересующихся историей советского атомного проекта.

**РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ:**

*Л.Д. Рябев (председатель), В.В. Дроздов, Г.А. Гончаров, Р.И. Илькаев, Н.И. Комов,  
В.П. Незнамов, В.Н. Якушев*

**СОСТАВИТЕЛИ:**

*Г.А. Гончаров (отв. составитель), П.П. Максименко*

**USSR ATOMIC PROJECT: Documents and Materials:** 3 volumes / Ed. by L.D. Ryabev. V. III. Hydrogen Bomb. 1945–1956. Book 1 / State Corporation for Atomic Energy; Executive Compiler G.A. Goncharov. — Sarov: RFNC-VNIIEF; M.: FIZMATLIT, 2008. — 736 p. — ISBN 978-5-9221-1026-6 (V. III; Book 1).

Volume III includes yet unpublished documents of 1945–1954 reflecting the history of designing the first hydrogen bombs in the USSR. The books of Volume III present the documents illustrating the Soviet Atomic Project activities of the USSR Government, Special Committee, the First Main Directorate (later the USSR Ministry of Medium Machine Building), research and industrial institutions, the USSR Intelligence Bodies, outstanding scientists and experts on the research into feasibility of designing an H-bomb and creation of such bomb and its modified designs. Book 1 of Volume III contains the documents of March 1945–June 1953. The book was prepared by RFNC-VNIIEF.

The book is intended for everybody interested in the history of the Soviet Atomic Project.

**EDITORIAL BOARD:**

*L.D. Ryabev (Chairman), V.V. Drozdov, G.A. Goncharov, R.I. Ilkaev, N.I. Komov,  
V.P. Neznamov, V.N. Yakushev*

**COMPILERS:**

*G.A. Goncharov (Executive Compiler), P.P. Maksimenko*

ISBN 978-5-9221-1026-6 (Т. III; Кн. 1)

© Государственная корпорация  
по атомной энергии, 2008  
© Г.А. Гончаров, П.П. Максименко, 2008