

4. Al-Bedri M., Harris S., Parish H. «Rad. Effects», 1976, v. 27, № 3-4, p. 183.
5. Bourland P., Chu W., Powers D. «Phys. Rev. B», 1971, v. 3, № 11, p. 3625.
6. Kahn D. «Phys. Rev.», 1953, v. 90, № 4, p. 503.
7. Green D., Cooper J., Harris J. Ibid., 1955, v. 98, № 2, p. 466.

8. Andersen H. e.a. «Phys. Rev. A», 1977, v. 16, № 5, p. 1929.
9. Shepard C., Porter L. «Phys. Rev. B», 1975, v. 12, № 5, p. 1649.

Поступило в Редакцию 24.01.79

УДК 533.92

Критерий зажигания и запасы по зажиганию для термоядерных мишеней

ВАХРАМЕЕВ Ю. С., МОХОВ В. Н., ПОПОВ Н. А.

При сравнении различных типов термоядерных мишеней, сжимающихся под действием внешних источников энергии (лазерные лучи, электронные пучки, магнитные поля и т. п.), основными показателями качества мишени обычно считаются отношение получаемой термоядерной энергии к затраченной и требования к источнику энергии, необходимой для зажигания мишени (величина подаваемой энергии и характер ее нарастания во времени). Однако для получения реальной термоядерной вспышки в сжимающихся системах нужно иметь некоторые запасы по зажиганию в целях компенсации расчетных неточностей и возможных отклонений реальных параметров от принятых в расчете. Возможны случаи, когда указанные выше показатели качества мишени оказываются тем лучше, чем меньше в системе запасы по зажиганию. Поэтому сравнение мишеней без учета запасов по зажиганию может быть некорректным.

В настоящее время, когда еще не созданы достаточно мощные внешние источники энергии и отсутствует возможность экспериментальной проверки термоядерного горения различных типов мишеней, ввести понятие запаса по зажиганию для характеристики мишени и дать ему однозначное определение представляется особенно важным, в частности, для более правильного сравнения мишеней различных типов. Ниже предлагается один из возможных критериев зажигания и соответствующее определение запаса по зажиганию. Этот критерий фактически является обобщением критерия Лоусона [1] для динамической системы.

Рассмотрим некоторый объем мишени Ω , занимаемый определенной массой M термоядерного топлива. В процессе сжатия мишени объем $\Omega(t)$ и температура вещества $\theta(t)$ меняются со временем t . Изменение энтропии $S(\Omega, \theta)$ определяется уравнением

$$\frac{dS}{dt} = \frac{1}{\theta} Q_{\text{т.я.}}(\Omega, \theta) - \frac{1}{\theta} Q_{\text{тепл.}}(\Omega, \theta, t) \dots, \quad (1)$$

где $Q_{\text{т.я.}}$ — выделение термоядерной энергии, а $Q_{\text{тепл.}}$ — тепловые потери.

Если рассматривать ядерное топливо, состоящее только из трития идейтерия, то

$$Q_{\text{т.я.}} = q_1 (\sigma v)_{dd} \frac{N_d^2}{\Omega} + q_2 (\sigma v)_{dt} \frac{N_d N_t}{\Omega},$$

где $(\sigma v)_{dd}$ — скорости термоядерной реакции на дейтерии по двум каналам (с образованием ${}^3\text{He}$ и T), примерно равные между собой [1, 2]; N_d и N_t — число атомов дейтерия и трития в объеме Ω ; q_1 и q_2 — энергия, которая выделяется от соответствующих термоядерных реакций в объеме Ω . В частности, если нейтроны уносят всю свою энергию из объема Ω , а заряженные частицы полностью задерживаются в нем, то $q_1 \approx 1,3$ МэВ и $q_2 \approx 3,6$ МэВ. При этом не учитываются возможные реакции на нейтронах и ${}^3\text{He}$.

Предположим, что мы знаем описание полной системы уравнений, описывающей сжатие и прогрев мишени без

учета термоядерных реакций. Из этого решения нам известны временные изменения объема $V(t)$ и температуры $T(t)$ выделенной выше массы вещества M . Эти величины подчиняются уравнению

$$\frac{dS(V, T)}{dt} = \frac{1}{T} Q_{\text{тепл.}}\{V, T, t\}. \quad (2)$$

Для определения критерия зажигания рассмотрим самое начало горения, когда (а также задолго до этого) $\theta(t) \approx \approx T(t)$; существенное различие между $T(t)$ и $\theta(t)$ наступит позже. При этом можно, во-первых, пренебречь выгоранием ядерного топлива, т. е. полагать $N_d = \text{const}$ и $N_t = \text{const}$; во-вторых, считать, что $\Omega(t) = V(t)$, так как скорость изменения $d\Omega/dt$ слабо зависит от температуры, а для накопления разницы в смещениях нужно время.

После сделанных предположений уравнение (1) определяет температуру $\theta(t)$ по значениям $V(t)$, которые мы считаем известными. Для получения приближенного аналитического выражения для $\theta(t)$ выделим в зависимостях $(\sigma v)_{dd}$ и $(\sigma v)_{dt}$ от θ основную зависимость от температуры в области значений θ , где происходит зажигание ($\theta \approx 2 \div 6$ кэВ), в виде степенного множителя:

$$(\sigma v)_{dd} = \theta^m f_1(\theta) \text{ и } (\sigma v)_{dt} = \theta^m f_2(\theta),$$

где $m \approx 4$, а $f_1(\theta)$ и $f_2(\theta)$ в выбранном интервале θ не сильно зависят от температуры.

После этого в слабоменяющихся функциях температуры θ заменим на T , т. е. положим $f_1(\theta) \approx f_1(T)$ и $f_2(\theta) \approx \approx f_2(T)$. Точно так же примем $\theta_{\text{тепл.}}\{\Omega, \theta, t\}/\theta \approx \approx \theta_{\text{тепл.}}\{V, T, t\}/T$, так как зависимость потока тепла от температуры в интересующих нас случаях несильная (тормозные потери, электронная теплопроводность). Учитывая все вышеизложенное, из выражений (1), (2) получим уравнение для температуры в форме

$$\frac{d}{dt} [S(V, \theta) - S(V, T)] = \left(\frac{\theta}{T} \right)^{m-1} \frac{Q_{\text{т.я.}}(T, V)}{T}, \quad (3)$$

которая для случая идеального газа с уравнением состояния $E = AMT$ позволяет получить следующее решение:

$$\theta(t) = T(t) / \left[1 - (m-1) \int_{-\infty}^t \frac{Q_{\text{т.я.}}(T, V)}{AMT} dt \right]^{1/(m-1)}. \quad (4)$$

Будем называть моментом зажигания такой момент, когда $\theta(t)$ по формуле (4) обращается в бесконечность. В действительности при высокой температуре ее возрастание прекращается вследствие разлета и выгорания вещества мишени и ослабления зависимости $(\sigma v)_{dd}$ и $(\sigma v)_{dt}$ от T . Однако для характеристики зажигания (мы не интересуемся в настоящей работе полным энерговыделением) это не имеет значения. Таким образом, зажигание системы

определяется выражением

$$W(t) = (m-1) \int_{-\infty}^t \frac{Q_{\text{т.я}}(T, V)}{AMT} dt. \quad (5)$$

Если в мишени найдется такой объем V , в котором к моменту t $W > 1$, то мишень загорится. В качестве характеристики запаса по зажиганию предлагается взять $W(t_m)$ — значение W в момент максимального сжатия t_m рассматриваемой области мишени. Такое ограничение во времени связано с тем, что после максимального сжатия при разлете вещества мишени обычно происходит очень быстрое возрастание возмущений и турбулентного перемешивания. Поэтому если система не зажглась до момента t_m , то вероятность зажигания вообще мала.

Полученный критерий зажигания для системы, в которой в течение времени t плотность вещества ρ и температура T постоянны, переходит в известный критерий Лоусона [1]:

$$n\tau > \frac{AMT}{Nq_2(\sigma v)dt} \frac{4}{m-1}, \quad (6)$$

где $n = 2n_d = 2n_t$ — плотность ядер, а N — полное число ядер смеси D + T. При минимальном значении выражения, стоящего в правой части неравенства (6) (при $T \approx 15 \div 20$ кэВ), получим $n\tau > 10^{14}$ см⁻³.с.

УДК 621.039.516.22

Неразрушающий метод контроля необлученного топлива ядерных реакторов с помощью импульсного нейтронного источника

ШИХОВ С. Б., РОМОДАНОВ В. Л., НИКОЛАЕВ В. Г., ЛУППОВ В. А., РАУ Д. Ф.

Значительный прогресс в области экспериментальных методов ядерной физики обусловил в последнее время широкое распространение ядерно-физических методов анализа состава дорогостоящих готовых изделий без их разбора

рушения [1, 2]. Это в полной мере относится к определению содержания ^{235}U в ТВС ядерных реакторов.

Физические основы предлагаемого метода контроля делящегося вещества состоят в следующем. Импульсный нейтронный источник облучает блок замедлителя. После замедления тепловые нейтроны попадают в исследуемый образец, где вызывают деление ^{235}U . Быстрые нейтроны деления, замедляясь в другом блоке замедлителя, который окружен экраном, поглощающим тепловые нейтроны, регистрируются счетчиками тепловых нейтронов. Для учета экранирования топливом его внутренних слоев используются счетчики тепловых нейтронов, которые расположены таким образом, что могут регистрировать пропускание тепловых нейтронов через образец (рис. 1).

Временное поведение нейтронного потока в датчике нейронов деления, состоящем из замедлителя 3 и счетчиков тепловых нейтронов 6, спустя некоторое время после импульса источника можно описать следующим выражением:

$$F(t) = A \exp(-\alpha t) + B \exp(-\beta t) + \Phi_0. \quad (1)$$

Первое слагаемое характеризует временной спад в замедлителе 3 тепловых нейтронов, которые образовались от вторичных нейтронов, возникающих при делении ядер ^{235}U тепловыми нейтронами. Здесь α — константа временного спада тепловых нейтронов в замедлителе 1, так как эти нейтроны, вызывающие деление ^{235}U , будут иметь временной закон спада, определяемый материалом и геометрией замедлителя 1. Коэффициент A зависит от концентрации ^{235}U и пропорционален мощности источника. Второе слагаемое отражает временной закон спада тепловых нейтронов, которые образовались в результате замедления нейтронов источника в замедлителе 3; β — константа временного спада тепловых нейтронов в замедлителе 3. Коэффициент B пропорционален только мощности источника. Материал и размеры замедлителей выбираются такими, чтобы выполнялось соотношение $\beta > \alpha$; Φ_0 опре-

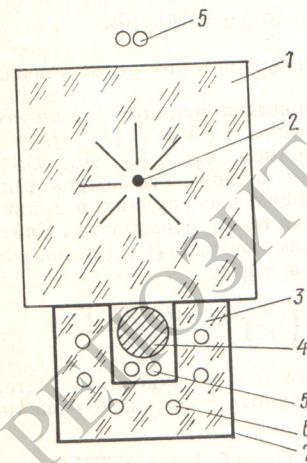


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: 1 — блок замедлителя нейтронов источника; 2 — импульсный источник нейтронов; 3 — блок замедлителя нейтронов деления; 4 — исследуемый образец; 5 — счетчики тепловых нейтронов, измеряющих пропускание через образец; 6 — счетчик тепловых нейтронов; 7 — кадмиевый экран

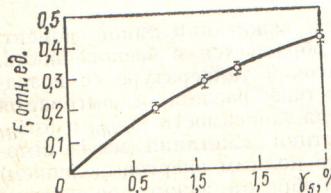


Рис. 2. Зависимость функции F от концентрации ^{235}U ($\rho = 18,7 \text{ г/см}^3$)