

Метод определения нестационарной функции распределения замедляющихся частиц при произвольной энергетической зависимости потерь

МЕДВЕДЕВ Ю. А., МЕТЕЛКИН Е. В., СТЕПАНОВ Б. М., ФЕДОРОВИЧ Г. В.

УДК 621.039.512.4

Для ряда задач теоретического и прикладного характера большой интерес представляет описание временной эволюции начальных распределений высокоэнергетических частиц в результате их взаимодействия с молекулами или ядрами вещества. В большинстве случаев при взаимодействии частиц с молекулами или ядрами вещества оказываются существенными процессы упругого и неупругого рассеяния. Кроме того, может быть и поглощение частиц в веществе.

Основные аналитические результаты, полученные до настоящего времени, относятся к упругому замедлению нейтронов в веществе, так как энергетический спектр нейтронов, рассеянных ядром, известен и имеет достаточно простой вид [1—3].

В настоящей работе излагается метод определения нестационарного энергетического спектра электронов, замедляющихся в газе вследствие упругих и неупругих соударений, с учетом потерь электронов, происходящих в результате их прилипания к электроотрицательным молекулам. Чаще всего энергетический спектр электронов, рассеянных молекулой, неизвестен, а некоторые интегральные характеристики этого спектра измерены или могут быть измерены [4]. В связи с этим в развитаемом ниже методе при вычислении функции распределения электронов используются лишь некоторые моменты от спектральных характеристик акта рассеяния.

Аналогичный подход к решению стационарной задачи о замедлении использовался в работе [5]. Результаты, полученные в настоящей работе, могут быть использованы при исследовании замедления нейтронов и других частиц, взаимодействие которых с веществом характеризуется теми же процессами.

Рассмотрим процесс замедления электронов в однородной среде от импульсного монохроматического равномерно распределенного в пространстве источника. Будем предполагать, что энергия электронов, испускаемых источником, меньше потенциала ионизации молекул среды. В этом случае при взаимодействии электронов с молекулами будет происходить как упругое, так и неупругое рассеяние электронов, приво-

дящее к возбуждению только дискретных уровней. При сформулированных выше предположениях процесс замедления электронов будет описываться кинетическим уравнением Больцмана, используемым в линейной теории переноса [1]:

$$\frac{\partial f(E; t)}{\partial t} + [v(E) + \gamma(E)] f(E; t) = \int_0^{\infty} v(E') P(E' \rightarrow E) f(E'; t) dE' + \delta(t) \delta(E - E^+), \quad (1)$$

где $f(E; t) dE$ — число электронов с энергией E в интервале dE в момент времени t ; $v(E)$ — частота соударений электронов с атомами среды; $\gamma(E)$ — вероятность поглощения; $P(E' \rightarrow E)$ — вероятность перехода электрона из состояния с энергией E' в состояние с энергией E в результате одного акта рассеяния; E^+ — энергия электронов, испускаемых источником; $\delta(x)$ — дельта-функция Дирака.

Пусть поглощение электронов в системе отсутствует, т. е. $\gamma(E) = 0$. Будем далее предполагать, что в результате одного акта рассеяния электрон теряет в среднем величину энергии $\Delta(E')$:

$$\Delta(E') = \int_0^{\infty} (E' - E) P(E' \rightarrow E) dE, \quad (2)$$

такую, что

$$\Delta E/E \ll 1. \quad (3)$$

В большинстве случаев вид функции $P(E' \rightarrow E)$ неизвестен, в то время как величина $\Delta(E')$ измеряется экспериментально [4]. Поэтому будем считать, что при соударении с атомом электрон теряет величину энергии $\Delta(E')$ с вероятностью, равной единице, т. е.

$$P(E' \rightarrow E) = \delta[E' - E - \Delta(E')]. \quad (4)$$

На самом деле электрон с энергией E' в результате рассеяния будет с определенной вероятностью переходить в состоянии с энергиями, лежащими в некотором интервале вблизи значения $E = E' - \Delta(E')$. Влияние этого факта на окончательный результат будет учтено ниже.

При подстановке (4) в интеграл, стоящий в правой части уравнения (1), получаем, считая $\Delta(E)$ монотонной функцией:

$$\int_0^{\infty} v(E') f(E'; t) P(E' \rightarrow E) dE' = \frac{v(E_0) f(E_0; t)}{|1 - d\Delta/dE'|_{E'=E_0(E)}}, \quad (5)$$

где $E_0(E)$ — корень уравнения

$$E_0 - \Delta(E_0) - E = 0. \quad (6)$$

С учетом (5) и (6) уравнение (1) можно записать в следующем виде:

$$\frac{\partial}{\partial t} f[E - \Delta(E); t] + v[E - \Delta(E)] f[E - \Delta(E); t] = \frac{vf(E; t)}{|1 - d\Delta/dE|} + \delta(t) \delta[E - \Delta(E) - E^+]. \quad (7)$$

Разлагая функции, стоящие в левой части уравнения (7), в ряд Тейлора [см. формулу (3)], получаем следующее уравнение для определения функции $f(E; t)$ при $E < E^+$:

$$\frac{\partial}{\partial t} \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(-1)^k}{k!} \Delta^k \frac{\partial^{(k)}}{\partial E^k} f + \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(-1)^k}{k!} \Delta^k \frac{\partial^{(k)}}{\partial E^k} (vf) = \frac{vf}{|1 - d\Delta/dE|} \quad (8)$$

с начальным условием

$$f(E; t) \rightarrow \delta(E - E^+) \text{ при } t \rightarrow 0. \quad (9)$$

Прежде чем перейти к решению уравнения (8), обсудим качественно характер поведения функции $f(E; t)$.

В работе [2], посвященной изучению нестационарного упругого замедления нейтронов, показано, что нейтроны в процессе замедления в тяжелой среде группируются по энергиям вблизи некоторой средней энергии $\varepsilon_m(t)$, своей для каждого момента времени. Очевидно, что такую «фокусировку» частиц можно ожидать и в рассматриваемом случае. Тогда производные по времени и энергии от функции распределения будут велики, и, несмотря на малость отношения $\Delta(E)/E$, нельзя ограничиться несколькими членами разложения в ряд уравнения (8), как сделано в работе [5]. Следовательно, будем искать решение уравнения (8) в виде

$$f(E; t) = \exp \left\{ \frac{1}{\eta} \varphi_-(E; t) + \varphi_0(E; t) + \dots \right\}, \quad (10)$$

где η — безразмерный малый параметр, указывающий, что производные по времени и энергии от функции распределения велики; в конечном результате положим η равным 1. Уравнение (8)

перепишем в следующей форме:

$$\eta \frac{1}{v} \frac{\partial}{\partial t} \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(-1)^k}{k!} (\eta \Delta)^k \frac{\partial^{(k)}}{\partial E^k} f + \frac{1}{v} \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(-1)^k}{k!} (\eta \Delta)^k \frac{\partial^{(k)}}{\partial E^k} (vf) = f / \left(1 - \eta \frac{d\Delta}{dE} \right). \quad (11)$$

Наличие безразмерных малых величин η в уравнении (11) фактически соответствует тому обстоятельству, что характерное время изменения функции распределения гораздо больше времени свободного пробега электрона между двумя последовательными соударениями и что характерный интервал энергии, на котором функция распределения меняется существенным образом, гораздо больше величины $\Delta(E)$. Ниже будет показано, что безразмерные малые величины, помеченные параметром η в формуле (10) и (11), имеют порядок $\Delta(E)/E$.

Подставляя (10) в (11) и приравнивая члены нулевого порядка по η , получаем

$$\frac{1}{v} \frac{\partial \varphi_-}{\partial t} + \frac{1}{v} \frac{\partial \varphi_-}{\partial t} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{(-1)^k}{k!} \Delta^k \left(\frac{\partial \varphi_-}{\partial E} \right)^k + \sum_{k=1}^{\infty} \frac{(-1)^k}{k!} \Delta^k \left(\frac{\partial \varphi_-}{\partial E} \right)^k = 0. \quad (12)$$

При переходе к уравнению (12) предполагали, что характерный интервал энергии, на котором функция распределения меняется существенным образом, гораздо меньше соответствующего интервала для функции $v(E)$.

Поскольку, как указывалось выше, все электроны при замедлении группируются вблизи средней энергии, наибольший интерес представляет поведение функции $\varphi_-(E; t)$ как раз вблизи этой средней энергии. Поэтому, как и в работе [2], будем искать функцию $\varphi_-(E; t)$ в виде разложения в ряд по степеням ξ :

$$\xi = [\varepsilon_m(t) - E]/E, \quad (13)$$

где $\varepsilon_m(t)$ — среднее значение энергии, вокруг которой группируются электроны при замедлении в момент времени t .

Тогда, учитывая, что в максимуме $\partial \varphi_- / \partial \xi = 0$ и отбрасывая постоянный член, связанный с нормировкой функции распределения, получаем

$$\varphi_-(E; t) = -\frac{K(t)}{2} \xi^2 - \frac{L(t)}{3} \xi^3 - \dots \quad (14)$$

Подставляя (14) в уравнение (12), разлагая входящие в него члены в ряд по степеням ξ и приравнявая члены при одинаковых степенях, получаем следующую систему уравнений для определения функций $\varepsilon_m(t)$; $K(t)$; $L(t)$:

$$\begin{cases} \frac{d\varepsilon_m}{dt} + v(\varepsilon_m) \Delta(\varepsilon_m) = 0; \\ \frac{dK}{d\varepsilon_m} - \left(\frac{2}{\varepsilon_m} - \frac{2}{v\Delta} \frac{d(v\Delta)}{d\varepsilon_m} \right) K - \frac{\Delta}{\varepsilon_m^2} K^2 = 0; \\ \frac{dL}{d\varepsilon_m} - 3PL + 3Q = 0, \end{cases} \quad (15)$$

где

$$P = \frac{1}{\varepsilon_m} - \frac{1}{v} \frac{dv}{d\varepsilon_m} - \frac{1}{\Delta} \frac{d\Delta}{d\varepsilon_m} + \frac{\Delta}{\varepsilon_m^2} K; \quad (16)$$

$$\begin{aligned} Q = & -\frac{\Delta K}{2\varepsilon_m} \frac{dK}{d\varepsilon_m} + K \left(\frac{1}{\varepsilon_m} + \frac{1}{v} \frac{dv}{d\varepsilon_m} + \frac{1}{\Delta} \frac{d\Delta}{d\varepsilon_m} - \right. \\ & \left. - \frac{\varepsilon_m}{2v} \frac{d^2v}{d\varepsilon_m^2} - \frac{\varepsilon_m}{v\Delta} \frac{dv}{d\varepsilon_m} \frac{d\Delta}{d\varepsilon_m} - \frac{\varepsilon_m}{2\Delta} \frac{d^2\Delta}{d\varepsilon_m^2} \right) + \\ & + K^2 \left(-\frac{\Delta}{\varepsilon_m^2} - \frac{\Delta}{2v\varepsilon_m} \frac{dv}{d\varepsilon_m} \right) + \frac{1}{3} \frac{\Delta^2}{\varepsilon_m^3} K^3. \end{aligned} \quad (17)$$

Решение системы (15) находится элементарно и имеет следующий вид:

$$t = t_0 + \int_{\varepsilon_m}^{\varepsilon_0} \frac{d\varepsilon}{v\Delta}, \quad (18)$$

$$K = \frac{\varepsilon_m^2}{(v\Delta)^2} \left[\frac{\varepsilon_0^2}{v_0^2 \Delta_0^2} K_0^{-1} + \int_{\varepsilon_m}^{\varepsilon_0} \frac{d\varepsilon}{v^2 \Delta} \right]^{-1}; \quad (19)$$

$$\begin{aligned} L = & \exp \left(-3 \int_{\varepsilon_m}^{\varepsilon_0} P d\varepsilon \right) \times \\ & \times \left[L_0 + 3 \int_{\varepsilon_m}^{\varepsilon_0} Q \exp \left(3 \int_{\varepsilon'_m}^{\varepsilon_0} P d\varepsilon'_m \right) d\varepsilon'_m \right]. \end{aligned} \quad (20)$$

Здесь ε_0 — начальная энергия в момент времени t_0 ; K_0 и L_0 — соответствующие величины в момент времени t_0 .

Используя начальное условие (9), получаем

$$t_0 = 0; \quad \varepsilon_0 = E^+; \quad K_0 = \infty; \quad L_0 = 0. \quad (21)$$

Для практически интересных случаев можно ограничиться в разложении (14) лишь одним членом и записать окончательный результат в форме

$$\begin{aligned} f(E; t) dE = & \frac{\varepsilon_m(t)}{E} \sqrt{\frac{K(t)}{2\pi}} \exp \times \\ & \times \left[-\frac{K(t)}{2} \left(\frac{\varepsilon_m(t)}{E} - 1 \right)^2 \right] \frac{dE}{E}, \end{aligned} \quad (22)$$

где множитель перед экспонентой получен из условия нормировки.

Обсудим полученные результаты и выясним, при каком характере взаимодействия частиц со средой они справедливы. Пусть

$$v = v_0 \varepsilon^m \quad \text{и} \quad \Delta = \Delta_0 \varepsilon^n, \quad (23)$$

где m и n — произвольные числа.

Используя выражения (19) и (23), получаем, что при $m + n > 1$ время замедления до энергии E (для $E \ll E^+$) не зависит от энергии источника, а определяется только свойствами замедляющей среды:

$$t = \frac{E}{(m+n-1)v(E)\Delta(E)}. \quad (24)$$

При $m + n < 1$ время замедления до энергии E определяется величинами, относящимися к начальному моменту времени:

$$t = \frac{E^+}{(1-m-n)v(E^+)\Delta(E^+)}. \quad (25)$$

Аналогичными свойствами (при другом соотношении между m и n) обладает и эффективная относительная ширина распределения:

$$2m + n > 1; \quad K = \frac{(2m+n-1)\varepsilon_m}{\Delta(\varepsilon_m)}; \quad (26)$$

$$2m + n < 1; \quad K = \frac{(1-2m-n)\varepsilon_m}{\Delta(E^+)} \left(\frac{\varepsilon_m}{E^+} \right)^{1-2m-2n}. \quad (27)$$

Таким образом, из результатов (24) и (26) вытекает, что при $m + n > 1$ и $2m + n > 1$ вид функции распределения не зависит от энергии источника, а определяется свойствами замедляющей среды.

Результаты (26) и (27) поясняют физический смысл введения безразмерной малой величины η в выражение (10). Так как по предположению [см. (3)] $\Delta(E)/E \ll 1$, то $K \approx \varepsilon_m/\Delta(\varepsilon_m) \gg 1$. Анализируя результаты формул (18–20), легко убедиться непосредственно, что безразмерные малые величины, помеченные индексом η в уравнении (11), имеют порядок малости $\Delta(E)/E$.

В основе подхода к рассматриваемой задаче лежало предположение о том, что относительная ширина функции распределения не возрастает. Таким образом, потребовав, чтобы величина $K(t)$ не убывала со временем, найдем те значения m и n , при которых это предположение оправдывается. Используя формулы (18), (19) и (23), найдем, что предположение о фокусировке справедливо при

$$m + n \geq 1; \quad n \geq 1. \quad (28)$$

При замедлении электронов в воздухе усредненные по различным источникам (см. [6]) экспериментальные данные для частоты соударений могут быть с хорошей точностью интер-

полированы следующим выражением:

$$v(E_{эв}) = 1,6 \cdot 10^{12} \xi \sqrt{E} \left(0,4 + \frac{0,84E}{0,5+E} \right) \text{сек}^{-1} \quad (29)$$

(здесь $\xi = P_0/P$ — отношение давления в системе к атмосферному).

В работах [7, табл. 5.1] и [8] приведены обработанные и усредненные по многим источникам экспериментальные данные для величины $\Delta(E)$, которые с хорошей точностью интерполируются следующим выражением:

$$\Delta(E_{эв}) = 1,7 \cdot 10^{-3} (E - E_0) \frac{1 + 0,2 (E/0,9)^{5_{эв}}}{1 + 1,7 \cdot 10^{-3} [1 + 0,2 (E/0,9)^5]}, \quad (30)$$

где $E_0 = 1/40$ эв.

Из приведенных формул (29) и (30) видно, что при замедлении электронов в воздухе предположение о фокусировке справедливо, поскольку эти формулы удовлетворяют условию (28).

Выше указывалось, что электрон с энергией E' в результате рассеяния может принимать с определенной вероятностью любое значение энергии, лежащее в некотором интервале вблизи значения $E = E' - \Delta(E')$. Для того чтобы учесть влияние этого обстоятельства на окончательный результат, запишем вероятность перехода в следующем виде:

$$P(E' \rightarrow E) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} b(E')} \exp \left[-\frac{(E' - \Delta(E') - E)^2}{2b^2(E')} \right], \quad (31)$$

Выражение (31) обладает, очевидно, свойством нормировки, т. е.

$$\int_0^{\infty} P(E' \rightarrow E) dE = 1$$

(нижний предел интегрирования можно положить равным $-\infty$) дает правильный результат при подстановке в формулу (2) и при $b \rightarrow 0$ переходит в выражение (4).

Величина $b(E')$ является эффективной шириной вероятности перехода, если последнюю рассматривать при фиксированном E' как функцию E , т. е.

$$\int_0^{\infty} (E' - \Delta(E') - E)^2 P(E' \rightarrow E) dE = b^2(E'). \quad (32)$$

В то же время

$$\begin{aligned} \int_0^{\infty} (E' - E_0)^2 P(E' \rightarrow E) dE' = \\ = \int_0^{\infty} (E' - E_0)^2 \frac{dE'}{\sqrt{2\pi} b(E_0)} \times \end{aligned}$$

$$\times \exp \left[-\frac{\left(1 - \frac{\Delta d}{dE_0}\right)^2 (E' - E_0)^2}{2b^2(E_0)} \right] = \frac{b^2(E_0)}{\left|1 - \frac{d\Delta}{dE_0}\right|^3}, \quad (33)$$

где E_0 — корень уравнения (6).

Подставив выражение (31) для вероятности перехода в правую часть уравнения (1) и разложив входящие под интеграл функции в ряд Тейлора в окрестности точки E_0 , получим после несложных вычислений, что

$$\begin{aligned} \int_0^{\infty} v(E') f(E'; t) P(E' \rightarrow E) dE' = \\ = \frac{v(E_0) f(E_0; t)}{\left|1 - d\Delta/dE_0\right|} + \frac{b^2(E_0)}{2} \frac{\partial^2 (vf)/\partial E_0^2}{\left|1 - d\Delta/dE_0\right|^3} + \dots, \end{aligned} \quad (34)$$

так как по аналогии с вычислением в формуле (33) можно показать, что

$$\int_0^{\infty} (E' - E_0)^{2n+1} P(E' \rightarrow E) dE' = 0.$$

Подставив выражение (34) в правую часть уравнения (8) и в точности повторив процедуру, изложенную выше, получим следующие выражения, определяющие вид функций $\varepsilon_m(t)$, $K(t)$, $L(t)$:

$$t = t_0 + \int_{\varepsilon_m}^{\varepsilon_0} \frac{d\varepsilon}{v\Delta}; \quad (35)$$

$$K = \frac{\varepsilon_m^2}{(v\Delta)^2} \left\{ \frac{\varepsilon_0^2}{v_0^2 \Delta_0^2} K_0^{-1} + \int_{\varepsilon_m}^{\varepsilon_0} \left(1 + \frac{b^2}{\Delta^2}\right) \frac{d\varepsilon}{v^2 \Delta} \right\}^{-1}; \quad (36)$$

$$L = \exp \left(-3 \int_{\varepsilon_m}^{\varepsilon_0} P' dE \right) \times$$

$$\times \left[L_0 + 3 \int_{\varepsilon_m}^{\varepsilon_0} Q' \exp \left(3 \int_{\varepsilon'_m}^{\varepsilon_0} P' d\varepsilon'_m \right) d\varepsilon'_m \right], \quad (37)$$

$$\text{где } P' = P + \frac{b^2}{\varepsilon_m^2 \Delta}; \quad Q' = Q + K^2 \frac{b^2}{\Delta \varepsilon_m} \left[\frac{1}{2v} \frac{dv}{d\varepsilon_m} + \frac{1}{b} \frac{db}{d\varepsilon_m} - \frac{2}{\varepsilon_m} \right],$$

а P и Q определяются выражениями (16) и (17).

Из уравнений (35) и (36) следует, что учет разброса в энергии рассеянного электрона не сказывается на времени замедления, но приводит к увеличению эффективной ширины функции распределения.

Если функция $b(E)$ убывает с уменьшением энергии не медленнее, чем $\Delta(E)$, то область применения полученных результатов будет определяться по-прежнему выражением (28). Если же

$$b^2 = b_0^2 \varepsilon^{2n-\alpha} (\alpha > 0), \quad (38)$$

то, очевидно, полученные результаты будут справедливы в более узкой области, а именно при $m + n \geq 1$; $n \geq 1 + \alpha$.

Выше отмечалось, что результаты, содержащиеся в настоящей работе, получены в достаточно общих предположениях и справедливы, в частности, для описания замедления нейтронов в веществе. Для случая чисто упругого замедления нейтронов вид функции $P(E' \rightarrow E)$ известен (см. [1]). Тогда, воспользовавшись формулами (2) и (32), получим с точностью до членов порядка $1/M$:

$$\Delta(E) = \eta E, \quad (39)$$

$$b^2(E) = \frac{1}{3} \eta^2 E^2, \quad (40)$$

где $\eta = 2/(M + 1)$; M — массовое число ядер замедлителя. Подставляя (39) и (40) в формулы (35) и (36), легко убедиться, что полученные выражения совпадают с аналогичными выражениями, содержащимися в работе [2].

Пусть теперь в уравнении (1) $\gamma(E) \neq 0$, причем $\gamma/v \ll 1$. Решение поставленной задачи, как и прежде, будем искать в виде (10) с той лишь разницей, что функция φ_- будет содержать дополнительное слагаемое:

$$\varphi_-(E; t) = -J(t) - \frac{K(t)}{2} \xi^2 - \frac{L(t)}{3} \xi^3 - \dots \quad (41)$$

Наличие этого слагаемого соответствует тому обстоятельству, что число электронов в системе со временем уменьшается в результате поглощения [2].

Повторив в точности процедуру, изложенную выше, получим следующую систему уравнений для определения вида функций $J(t)$, $\varepsilon_m(t)$ и $K(t)$:

$$\begin{aligned} \frac{dJ}{dt} &= \gamma(\varepsilon_m); \\ \frac{d\varepsilon_m}{dt} + v\Delta + \frac{\varepsilon_m^2}{K^{(0)}} \frac{d\gamma}{d\varepsilon_m} &= 0; \\ \frac{dK}{d\varepsilon_m} - 2 \left(\frac{1}{\varepsilon_m} - \frac{1}{v\Delta} \frac{d(v\Delta)}{d\varepsilon_m} \right) K - \frac{\Delta}{\varepsilon_m^2} \left(1 + \frac{b^2}{\Delta^2} \right) K^2 + \\ &+ \frac{\varepsilon_m^2}{(\Delta K^{(0)})} \frac{1}{v} \frac{d\gamma}{d\varepsilon_m} \frac{dK^{(0)}}{d\varepsilon_m} + \frac{4\varepsilon_m}{v\Delta} \frac{d\gamma}{d\varepsilon_m} + \frac{2L^{(0)} \varepsilon_m}{K^{(0)} v\Delta} \frac{d\gamma}{d\varepsilon_m} + \\ &+ \frac{\varepsilon_m^2}{v\Delta} \frac{d^2\gamma}{d\varepsilon_m^2} = 0. \end{aligned} \quad (42)$$

При получении системы уравнений (42) считали, что поглощение в системе мало, т. е. $\gamma/v \ll 1$, и пренебрегли членами второго порядка по γ/v . Функции $K^{(0)}$ и $L^{(0)}$, входящие в эту систему уравнений, описываются выражениями (36) и (37), полученными при отсутствии поглощения.

Решение системы (42) с точностью до членов первого порядка по γ/v находится элементарно и имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} J &= \int_{\varepsilon_m}^{\varepsilon_0} \frac{\gamma}{v} \frac{d\varepsilon}{\Delta}; \quad t = t_0 + \int_{\varepsilon_m}^{\varepsilon_0} \frac{d\varepsilon}{v\Delta} \left(1 - \frac{\varepsilon^2}{v\Delta} \frac{1}{K^{(0)}} \frac{d\gamma}{d\varepsilon} \right); \\ K &= K^{(0)} + \frac{\varepsilon_m^2}{v^2 \Delta^2} \exp \left[-2 \int_{\varepsilon_m}^{\varepsilon_0} \frac{K^{(0)}}{\varepsilon^2} \Delta \left(1 + \frac{b}{\Delta^2} \right) d\varepsilon \right] \times \\ &\times \int_{\varepsilon_m}^{\varepsilon_0} d\varepsilon \exp \left(2 \int_{\varepsilon}^{\varepsilon_0} \frac{K^{(0)}}{\varepsilon^2} \Delta \left(1 + \frac{b}{\Delta^2} \right) d\varepsilon \right) \frac{v^2 \Delta^2}{\varepsilon^2} \times \\ &\times \left[\frac{\varepsilon^2}{\Delta K^{(0)}} \frac{1}{v} \frac{d\gamma}{d\varepsilon} \frac{dK^{(0)}}{d\varepsilon} + \frac{4\varepsilon}{v\Delta} \frac{d\gamma}{d\varepsilon} + \right. \\ &\left. + \frac{2L^{(0)} \varepsilon}{K^{(0)} v\Delta} \frac{d\gamma}{d\varepsilon} + \frac{\varepsilon^2}{v\Delta} \frac{d^2\gamma}{d\varepsilon^2} \right]. \quad (43) \end{aligned}$$

При $\gamma = 0$ результаты (43), очевидно, в точности совпадают с аналогичными результатами, полученными при отсутствии поглощения.

Применяя результаты (43) для случая упругого замедления нейтронов в тяжелой среде, т. е. подставляя выражения (39) и (40) в формулу (43), получаем, что они в точности совпадают с аналогичными величинами, вычисленными в работе [2].

При вычислении функции распределения в настоящей работе воспользовались теорией возмущения, в которой роль малого параметра играла величина $\Delta(E)/E$ [см. формулу (10) и замечания после формулы (27)].

Когда величина $\frac{\Delta(E)}{E} \ll 1$, можем в показателе экспоненты в формуле (10) сохранять лишь первый член и использовать результаты настоящей работы. Следует отметить, что вычисление функции φ_0 связано с большими математическими сложностями.

Поскольку, как отмечалось выше, вид функции $P(E' \rightarrow E)$ в большинстве случаев неизвестен, вынуждены при описании замедления в основном пользоваться результатами формул (18)–(20), т. е. считать, что $b = 0$. Это обстоятельство, по-видимому, не будет сильно сказываться на результате, поскольку учет величины $b(E)$ в случае упругого замедления нейтронов изменяет значение функции распределения в максимуме лишь на 13%.

Следует также отметить, что, измеряя спектральные характеристики функции распределения экспериментально и сравнивая их с аналогичными величинами, вычисленными при $b = 0$, можно сделать определенные выводы относительно поведения величины $b(E)$, а следовательно, и о характере спектра частиц, испускаемых при рассеянии на отдельной молекуле.

Как известно [4], в тепловой области функция $\Delta(E)$ имеет нуль первого порядка при $E = E_0 \approx kT$. В то же время из физических соображений очевидно, что $b(E_0)$ конечна и отлична от нуля. Это обстоятельство приводит к тому, что с некоторого момента времени [когда $\varepsilon_{\text{н}}(t)$ будет близка к E_0] $K(t)$ начнет убывать [см. (36)] и результаты, полученные выше по теории возмущений, становятся неприменимыми.

Поступила в Редакцию 24/XII 1974 г.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ахизер А., Померанчук И. Некоторые вопросы теории ядра. М., Гостехиздат, 1950.
2. Казарновский М. В. «Труды ФИАН», 1959, т. XI, с. 176.
3. Бекурц К., Виртц К. Нейтронная физика. М., Атомиздат, 1968.
4. Месси Г., Бархон Е. Электронные и ионные столкновения. М., Изд-во иностр. лит., 1958.
5. Медведев Ю. А., Метелкин Е. В., Труханов Г. Я. «Атомная энергия», 1974, т. 36, вып. 4, с. 277.
6. Shkarofsky J., Bachynski M., Jonston T. «Planetary and Space Sci.», 1968, v. 6, p. 24.
7. Гинзбург В. Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. М., «Наука», 1960.
8. Chnistophorou L., Cartev J. «Chem. Phys. Lett.», 1968, v. 2, p. 607.

Рефераты статей, опубликованных в настоящем выпуске

УДК 621.039.526

Казачковский О. Д., Афанасьев В. А., Грязев В. М., Кедров В. П., Кондратьев В. И., Нечаев Б. Н., Смирнов А. М. Основные результаты эксплуатации установки БОР-60. — «Атомная энергия», 1975, т. 38, с. 131.

В статье обобщены результаты длительной непрерывной эксплуатации АЭС БОР-60, выведенной на энергетическую мощность в декабре 1969 г. Во время эксплуатации были проведены испытания различных твэлов нескольких типов в условиях высоких нагрузок и температур (достигнуто выгорание 12%); поглощающих материалов для стержней управления и защиты; основного и вспомогательного оборудования; конструкций парогенераторов. Кроме того, исследованы стационарные, переходные и аварийные режимы, отработана натриевая технология (в том числе при ремонтных работах).

Полученный опыт эксплуатации может быть использован при разработке следующих поколений быстрых реакторов.

УДК 621.039.546.56

Гордиенко П. С., Маёршин А. А. Влияние отжига на физико-механические свойства облученного сплава $Zr + 1\% Nb$. — «Атомная энергия», 1975, т. 38, с. 135.

В работе приведены результаты исследования физико-механических свойств и микроструктуры оболочек твэлов из сплава $Zr + 1\% Nb$, проработавших в активной зоне первого блока НВАЭС, до и после изохронального отжига.

Показано, что при отжиге образцов при 250—450°С наблюдается некоторое увеличение прочностных свойств и снижение пластичности. Увеличение температуры отжига до 580°С приводит к перераспределению гидридов в структуре образцов и возврату механических свойств. Изменение скорости теплового выделения характеризуется двумя группами пиков. (3 рис., 2 табл., 9 библиографических ссылок.)

УДК 669.296:539.172.3:620.193.2

Бабинова Ю. Ф., Грузин П. Л., Иванов А. В., Филиппов В. П. Применение метода ЯГР для исследования перераспределения атомов железа в циркониевом сплаве при коррозии. — «Атомная энергия», 1975, т. 38, с. 138.

Метод ЯГР применен для изучения перераспределения атомов железа в циркониевых сплавах при коррозии в условиях высоких давлений ($p \approx 10^{-2}$ мм рт. ст.) воздуха при $T = 750^\circ\text{C}$. Показано, что в процессе окисления происходят значительные изменения фазового состава исследуемых сплавов. Обнаружено образование твердого раствора кислорода в соединении Zr_2Fe ,

твердого раствора железа в гидридах типа ZrH , α -железа и соединения Fe_3O_4 . Определено количество железа в этих соединениях при разных временах окисления. Для определения количества резонансных атомов железа в магнитных фазах применена видоизмененная методика Быкова и Фам Зуи Хиена, в которой вместо параметра χf используется параметр $\chi(f)_{\text{эф}} \approx 3\chi f$, определенный для магнитных материалов. (3 рис., 22 библиографические ссылки.)

УДК 621.039.534.22:543.31

Москвин Л. Н., Красноперов В. М., Фокина Р. Г., Вилков Н. Я. Непрерывный контроль pH и концентрации хлоридов в водном теплоносителе ядерных реакторов. — «Атомная энергия», 1975, т. 38, с. 143.

Наиболее прост и надежен для непрерывного контроля pH и хлоридов в контурной воде ядерных реакторов потенциометрический метод с применением проточных ячеек с двумя идентичными электродами. Постоянный потенциал на электроде сравнения можно обеспечить подачей на него анализируемого раствора через ионообменный фильтр смешанного действия.

Рассмотрена возможность непрерывной регистрации pH в проточной ячейке с двумя стеклянными параллельно расположенными электродами. Для определения хлоридов применяется ячейка с двумя последовательно расположенными пористыми хлорсеребряными электродами. Показана работоспособность ячеек данной конструкции на воде, моделирующей теплоноситель водоохлаждаемых реакторов. (5 рис., 8 библиографических ссылок.)

УДК 621.384.64

Муринов Б. П., Федотов А. П. Проблемы радиационной чистоты и экономичности современных линейных ускорителей протонов и отрицательных ионов водорода с большими средними токами. — «Атомная энергия», 1975, т. 38, с. 146.

Рассмотрены особенности линейных ускорителей протонов и отрицательных ионов водорода с энергией несколько сот мегаэлектронвольт и общим средним током в единицы, десятки и сотни миллиампер, для которых первоначально значение приобретают проблемы обеспечения радиационной чистоты и повышения к. п. д. Показано, что для ограничения потерь в основной части ускорителя до величины 10^{-4} — 10^{-6} (радиационно-чистый ускоритель) необходима фильтрация поперечного и продольного эммитансов пучка; рассмотрены варианты фильтров. Особое внимание уделено потерям ионов H^- вследствие перезарядки их на остаточном газе. Показано, что современная техника позволяет разработать линейный ускоритель протонов и H^- непрерывного режима с полным к. п. д. около 80% при токах 150—200 ма. (5 рис., 2 табл., 27 библиографических ссылок.)