Значение величины $S(T)$ для реактора без отражателя

k^0_∞	По теории возмущений	Точное решение	По методу работы [1]	По методу равномерного выгорания
1,067	0,084	0,088	0,090	0,112
1,085	0,121	0,128	0,131	0,161
1,11	0,182	0,198	0,201	0,242
1,18	0,314	0,350	0,357	0,419

различных значениях k^0_∞. Результаты, приведенные в таблице, позволяют также оценить точность приближенных методов расчета эффекта неравномерного выгорания, а именно метода теории малых возмущений, метода, изложенного в работе [1], и метода равномерного выгорания. Очевидно, что такой же метод можно успешно использовать в том случае, когда запас реактивности на выгорание компенсируется выгорающим поглотителем.

В заключение авторы благодарят З. С. Новицкую за проведенные расчеты.

Поступила в Редакцию 8/X 1963 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. K. Meyer, E. Griepentrog. Kernenergie, H. 8, 693 (1959).
2. Г. И. Марчук. Численные методы расчета ядерных реакторов. М., Атомиздат, 1958.

УДК 621.039.51.12

Нестационарные задачи кинетической теории переноса нейтронов

Я. И. Грановский, А. А. Кострица

Нестационарное кинетическое уравнение для моноэнергетических нейтронов решается применением преобразования Фурье искомой функции и функции источников с учетом влияния начальных данных. Подробно рассмотрена задача о распределении нейтронов от движущегося, а также осциллирующего источников. Приведены формулы для зависимости диффузионной длины от скорости источника и дан анализ нейтронного поля вблизи него.

В современной теории ядерных реакторов подавляющее большинство прикладных задач решается в рамках кинетической теории переноса нейтронов чаще всего путем использования приближенного анализа и средств вычислительной математики. В настоящее время очень важно получить новые точные решения кинетического уравнения для отдельных задач.

Благодаря линейности кинетическое уравнение переноса нейтронов в отличие, например, от уравнения молекулярного переноса Больцмана может быть проанализировано в довольно общем виде даже в нестационарном случае. Конечно, это возможно только при разумной идеализации задачи: использовании односкоростного приближения, не очень сложной функции рассеяния и т. д.

В настоящей работе нестационарное кинетическое уравнение решается при помощи преобразования Фурье. Рассматривается диффузия нейтронов, испускаемых движущимся источником. Кроме естественного перемещения нейтронного поля вместе с перемещением источника, в группе тепловых нейтронов возникает асимметрия диффузионных характеристик и распределения нейтронов в окрестности источника. Задача интересна своим сходством с аналогичными задачами электродинамики (эффект Черенкова) и теории теплопроводности [1]. Она может представить определенный интерес в связи с описанным в работе [2] реактором с быстро перемещающимся фронтом источника нейтронов а также, по-видимому, интересна при движении поглотителя нейтронов. Полученные результаты могут быть использованы при рассмотрении увлечения нейтронов в реакторах с быстрым движением замедлителя [3]. Непосредственное применение для практических расчетов могут найти диффузионные характеристики как функции скорости источника или замедлителя.

Кинетическое уравнение

Рассмотрим односкоростное кинетическое уравнение *

$$\left(\frac{\partial}{\partial t}+\mathbf{v}\nabla+\frac{v}{l}\right) N(\mathbf{r}, t, \mathbf{v})=\frac{v}{4\pi l_s}\int \mu(\Phi) N(\mathbf{r}, t, \mathbf{v}')\, d\Omega'+\frac{1}{4\pi} S(\mathbf{r}, t). \quad (1)$$

Перейдя к фурье-образам

$$N(\mathbf{r}, t)=\int d\mathbf{q}\, d\omega e^{i(\mathbf{qr}-\omega t)} N(\mathbf{q}, \omega); \quad (2)$$

$$S(\mathbf{r}, t)=\int d\mathbf{q}\, d\omega e^{i(\mathbf{qr}-\omega t)} S(\mathbf{q}, \omega),$$

запишем это уравнение в виде

$$\left(-i\omega+i\mathbf{qv}+\frac{v}{l}\right) N(\mathbf{q}, \omega)=$$

$$=\frac{v}{4\pi l_s}\int \mu(\Phi) N(\mathbf{q}, \omega, \mathbf{v}')\, d\Omega'+\frac{1}{4\pi} S(\mathbf{q}, \omega). \quad (3)$$

Если в функции рассеяния $\mu(\Phi)$ ограничиться двумя членами разложения

$$\mu(\Phi)=1+3c_1\cos\Phi, \quad (4)$$

то

$$\int \mu(\Phi) N(\mathbf{v}')\, d\Omega'=$$

$$=\int N(\mathbf{v}')\, d\Omega'+3c_1\cos\theta\int N(\mathbf{v}')\cos\theta'\, d\Omega'=$$

$$=N_0+3c_1\cos\theta N_1, \quad (5)$$

где N_0 и vN_1 — скалярная плотность и ток нейтронов. Согласно (3) они определяют функцию распределения

$$N=\frac{1}{4\pi}\,\frac{S+\frac{v}{l_s}(N_0+3c_1\cos\theta N_1)}{-i\omega+i\mathbf{qv}+\frac{v}{l}}. \quad (6)$$

С другой стороны, значения $N_{0,1}$ могут быть вычислены из (6) в соответствии с их определениями [см. (5)]:

$$4\pi N_0=Sf_0+\frac{v}{l_s}(N_0f_0+3c_1N_1f_1);$$

$$4\pi N_1=Sf_1+\frac{v}{l_s}(N_0f_1+3c_1N_1f_2). \quad (7)$$

* Используются общепринятые обозначения [4].

Здесь введено обозначение f_n для интеграла

$$f_n=\int\frac{\cos^n\theta'\, d\Omega'}{i\mathbf{qv}-i\omega+\frac{v}{l}}. \quad (8)$$

Решив уравнение (7) и подставив решение в (6), получим

$$N(\mathbf{q}, \omega)=\frac{S(\mathbf{q}, \omega)}{4\pi\Delta(\mathbf{q}, \omega)}\left(\frac{1}{i\mathbf{qv}-i\omega+\frac{v}{l}}+\frac{3c_1f_1}{4\pi iql_s}\right) \quad (9)$$

и, следовательно,

$$N(\mathbf{r}, t)=\frac{1}{4\pi}\int d\mathbf{q}\, d\omega e^{i(\mathbf{qr}-\omega t)}\frac{S(\mathbf{q}, \omega)}{\Delta(\mathbf{q}, \omega)}\left(\frac{1}{i\mathbf{qv}-i\omega+\frac{v}{l}}+\frac{3c_1f_1}{4\pi iql_s}\right). \quad (10)$$

Здесь

$$\Delta(\mathbf{q}, \omega)=\left(1-\frac{vf_0}{4\pi l_s}\right)\left(1-\frac{3vc_1f_2}{4\pi l_s}\right)-$$

$$-3c_1\left(\frac{vf_1}{4\pi l_s}\right)^2 \quad (11)$$

— определитель системы (7).

Интеграл (10) — частное решение кинетического уравнения (1), применимое в случае несущественного влияния начальных условий, т. е. через время $t \gg \frac{l_a}{v}$. Если это требование не выполняется, в (9) следует произвести замену:

$$S(\mathbf{q}, \omega)\to S(\mathbf{q}, \omega)+\frac{1}{2\pi}\widetilde{N}(\mathbf{q}),$$

где $\widetilde{N}(\mathbf{q})$ — фурье-образ распределения нейтронов при $t=0$. Вследствие малости времени $T=\frac{l_a}{v}$ роль этого дополнительного члена весьма мала.

Равномерно движущийся источник

Без существенного ограничения общности результатов можно считать движение источника равномерным. Ограничимся плоской одномерной задачей. При этом

$$S(\mathbf{q}, \omega)=\frac{s}{2\pi}\delta(q_x)\delta(q_y)\delta(\omega-uq_z); \quad (12)$$

$$N(\mathbf{r}, t)=$$

$$=\frac{s}{8\pi^2}\int_{-\infty}^{\infty} dq\,\frac{e^{iq(z-ut)}}{\Delta}\left\{\frac{1}{iq(v\cos\theta-u)+\frac{v}{l}}+\frac{3c_1f_1}{4\pi iql_s}\right\}. \quad (13)$$

Проще всего проанализировать это выражение, перейдя к интегрированию в комплексной плоскости переменной q. Контур интегрирования можно замкнуть в верхней полуплоскости, если $z-ut>0$. Следовательно, вид распределения нейтронов перед источником зависит от положения особых точек подынтегрального выражения, лежащих выше вещественной оси. Распределение за источником определяется особыми точками в нижней полуплоскости.

Особые точки интеграла (13) немногочисленны — это нули определителя Δ

$$q_{1,2} = \pm i/L_{1,2}, \tag{14}$$

нуль знаменателя первой дроби в фигурных скобках

$$q_3 = iv/l\,(v\cos\theta - u), \tag{15}$$

точки ветвления функций $f_n(q)$, входящих в Δ*. Как видно из (13), величина $1/|q|$ представляет собой характерную длину, на которой соответствующее распределение спадает в e раз. Известно (ниже еще раз убедимся в этом), что $L \gg l$. Поэтому при достаточном удалении от источника в распределении остается только часть, обусловленная полюсами $q_{1,2}$. Следовательно, они определяют асимптотику решения. Для точек, лежащих перед источником $(z>ut)$,

$$N_{\text{as}}(z,t) = \frac{s}{4\pi\delta_1} e^{-\frac{|z-ut|}{L_1}} \left[\frac{1}{\frac{u}{L_1} + \frac{v}{e} - \frac{v}{L_1}\cos\theta} - \frac{3c_1 L_1}{4\pi l_s} f_1\left(\frac{i}{L_1}\right) \right] \tag{16}$$

$\left(\delta_1 = \frac{d\Delta}{idq}\ \text{при}\ q = \frac{i}{L_1}\right)$. Для точек, лежащих за источником $(z<ut)$, сохранится формально такое же выражение, но L_1 перейдет в L_2, а $l \to -l$. При $u=0$, в частности, получим

$$N_{\text{as}}(z) = \frac{sl}{4\pi v\delta_1} e^{-\frac{|z|}{L}} \left[\frac{1}{1-\frac{l}{L}\cos\theta} - \frac{3vc_1 L}{4\pi l l_s} f_1\left(\frac{i}{L}\right) \right]. \tag{17}$$

Проведя интегрирование по углам, найдем известное выражение для скалярной плотности N_0 (см. [5]); можно получить и ток vN_1, а из соотношения между этими величинами — коэффициент диффузии

$$D \approx \frac{vl/3}{1-\frac{l}{l_s}c_1}. \tag{18}$$

Однако формула (16) содержит бо́льшую информацию, чем только эти функции. В частности, она позволяет получить угловое распределение нейтронов. Легко убедиться, что оно имеет максимум в направлении скорости источника, как и следовало ожидать из физических соображений. Степень асимметрии углового распределения

$$R = \frac{\int_0^{\pi/2} N\,d\Omega - \int_{\pi/2}^{\pi} N\,d\Omega}{\int_0^{\pi} N\,d\Omega} \tag{19}$$

согласно (17) равна

$$R = \frac{l/2L}{1-\frac{l}{l_s}c_1} = \frac{3D}{2vL} \tag{20}$$

и, вообще говоря, невелика. Асимметрия слабо возрастает при увеличении скорости, но резко увеличивается при $u \to v$, так как при $u \to v$ значение $L_1 \to 0$. В этом можно убедиться, графически решив уравнение $\Delta = 0$, которое имеет вид

$$\frac{L}{2l_s} \ln \frac{1+\frac{l}{L}(1+\gamma)}{1-\frac{l}{L}(1-\gamma)} = \frac{1+3c_1\frac{L}{l_s}\left(\frac{L}{l_a}-\gamma\right)}{1+3c_1\left(\frac{L}{l}-\gamma\right)\left(\frac{L}{l_a}-\gamma\right)}, \tag{21}$$

где $\gamma = \frac{u}{v}$, поэтому $N_{\text{as}} \to 0$ в области перед источником, когда $u \to v$ (полюс q_1 уходит в бесконечность). При $u>v$ полюс q_1 появляется в нижней полуплоскости и поэтому не вносит вклада в N_{as} перед источником: вся эта область свободна от нейтронов. Так, собственно, и должно быть, потому что источник обгоняет испускаемые им нейтроны.

Уравнение (21) служит для определения зависимости $L(\gamma)$. При $z>ut$ величина L_1 убывает с ростом γ. При $z<ut$ в (21) следует заменить γ на $-\gamma$ и в этом случае L_2 растет вместе с γ. При $\gamma \to 0$ формула (21) переходит в формулу (32.36) работы [4], а при $c_1=0$ — в формулу (2) работы [3]. Заметим попутно, что из

* Второе слагаемое в фигурных скобках (13) не имеет полюса, так как при $q=0$ также и $f_1=0$.

уравнения (16) следует такая зависимость коэффициента диффузии от скорости:

$$D_{1,2}=D\left(1\pm\gamma\frac{l}{L}\frac{1-2c_1 l/l_s}{1-c_1 l/l_s}\right). \qquad (22)$$

Рассмотрим область вблизи источника. Здесь асимптотическая часть распределения меняется медленно и ее можно не изучать. Переходная часть (по терминологии работы [5]) состоит из интеграла вдоль линии разреза, начинающейся от точки ветвления

$$q_4=\frac{iv/l}{v-u}=\frac{i/l}{1-\gamma} \qquad (23)$$

(полюс q_3 лежит на разрезе). Легко видеть, что здесь при $u>v$ разрез и полюс находятся в нижней полуплоскости, так что перед источником $N_{\text{tr}}=0$ точно так же, как и $N_{\text{as}}=0$. При умеренных скоростях угловое распределение вблизи источника очень интересно. Полюс q_3 [см. (15)] вносит вклад при всех углах, для которых

$$\cos\theta>\gamma, \qquad (24)$$

т. е. внутри конуса Маха перед источником. При малых скоростях этот конус заполняет почти всю переднюю полусферу. За источником, наоборот, по этим направлениям нейтронов нет. С ростом скорости конус перед источником сужается и при $u\gg v$ исчезает. Распределение за источником становится все более изотропным. Количественные выводы можно сделать, вычислив интеграл

$$N_{\text{tr}}=\frac{sll_s}{2\pi v}\int_0^\infty\frac{pl+\frac{1}{1-\gamma}}{1-\left(pl+\frac{1}{1-\gamma}\right)(\cos\theta-\gamma)}\,\frac{e^{-\frac{|z-ut|}{l}\left(pl+\frac{1}{1-\gamma}\right)}\,dp}{\pi^2+\left[2\frac{l_s}{l}\left(pl+\frac{1}{1-\gamma}\right)+\ln\frac{pl(1-\gamma)}{pl(1+\gamma)+\frac{2}{1-\gamma}}\right]^2} \qquad (25)$$

(для простоты пренебрегаем анизотропией рассеяния: $c_1=0$), который можно приближенно представить в виде

$$N_{\text{tr}}\approx\frac{sl}{8\pi vl_s(\cos\theta-\gamma)}\int_{p_0}^{\infty}\frac{dp}{p^2}e^{-p(z-ut)}. \qquad (26)$$

Заметим, что при учете термализации нейтронов, излученных движущимся источником, рассмотренный конус излучения останется, так как его существование определяется характером левой части уравнения (1). Однако учет термализации нейтронов на данном этапе рассмотрения представляется преждевременным, так как он требует частных предположений о спектре нейтронов, излучаемых источником, и является самостоятельной задачей.

Диффузионное приближение

В P_1-приближении из кинетического уравнения получаются уравнения для N_0 и N_1 в виде

$$\frac{3D}{v^2}\frac{\partial^2 N_i}{\partial t^2}+\left(1+\frac{3D}{v^2 T}\right)\frac{\partial N_i}{\partial t}=D\frac{\partial^2 N_i}{\partial x^2}-\frac{N_i}{T}+S_i; \qquad (27)$$

$$S_0=S+\frac{3D}{v^2}\frac{\partial S}{\partial t};\quad S_1=-\frac{D}{v^2}\frac{\partial S}{\partial x}. \qquad (28)$$

Решение уравнения (27) может быть получено описанным выше способом. В том случае, когда можно не учитывать быстро затухающее влияние начальных условий, для равномерно движущегося источника получим

$$N_i(x,t)=\frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty}dq\,e^{iq(x-ut)}\frac{S_i(q)}{\frac{1}{T}-iqu\left(1+\frac{3D}{v^2 T}\right)+Dq^2(1-3\gamma^2)}, \qquad (29)$$

где

$$S_0(q)=S\left(1-i\frac{3Du}{v^2}q\right);$$

$$S_1(q)=-iS\frac{Dq}{v}. \qquad (30)$$

Этот интеграл также берется с помощью перехода к комплексным переменным. При этом, исчезают все трудности, связанные с наличием точек ветвления, поскольку подынтегральное выражение в (29) имеет только полюсы

$$q_{1,2}=\pm\frac{i}{L_{1,2}}, \qquad (31)$$

где

$$L_{1,2} = 2D(1-3\gamma^2)\left[\sqrt{\frac{4D}{T}+u^2\left(1-\frac{3D}{v^2T}\right)^2} \mp \mp u\left(1+\frac{3D}{v^2T}\right)\right]^{-1}. \qquad (32)$$

Именно этим объясняется замечательная простота диффузионного (или P_1) приближения. Так, например, легко вычисляется анизотропия

$$R_+ = \frac{3N_1}{2N_0} = \frac{3D}{2v}\left(\frac{-iq}{1-i3Duq/v^2}\right)_{q=\frac{i}{L_1}} =$$

$$= \frac{1/2}{\frac{vL_1}{3D}+\gamma} \approx \frac{1/2}{\frac{vL}{3D}-\gamma\left[\frac{3}{2}\left(\frac{vL}{3D}\right)^2-1\right]} \qquad (33)$$

перед источником $(x > ut)$ и

$$R_- = \frac{-1/2}{\frac{vL_2}{3D}-\gamma} \approx \frac{-1/2}{\frac{vL}{3D}+\gamma\left[\frac{3}{2}\left(\frac{vL}{3D}\right)^2-1\right]} \qquad (34)$$

за источником $(x < ut)$. При выводе учтено, что в случае малых γ из (32) получается

$$L_{1,2} \approx L\left(1 \mp \frac{vL}{2D}\gamma\right), \qquad (35)$$

т. е. выражение (5) из работы [3].

С помощью диффузионного приближения нетрудно также проследить изменение распределения N при возрастании скорости. При $u \to \frac{v}{\sqrt{3}}$ величина $L_1 \to 0$, в результате чего $N \to 0$ перед источником. При $u > \frac{v}{\sqrt{3}}$ оба полюса оказываются в нижней полуплоскости, так что при $x > ut$ величина $N \equiv 0$.

Строго говоря, обсуждаемые эффекты должны наступать при $u \approx v$. Однако благодаря усреднению по углам, которое необходимо при переходе от кинетического уравнения к диффузионному, вместо v^2 всюду возникает $v^2/3$, что и ведет к условию $u \approx \frac{v}{\sqrt{3}}$. По-видимому, при таких высоких скоростях диффузионное приближение не годится.

Покажем теперь, как учитываются начальные условия при решении нестационарных задач. Будем пользоваться обычным уравнением диффузии

$$\frac{\partial N}{\partial t} = D\Delta N - \frac{N}{T} + S, \qquad (36)$$

которое получается из (27) при $v \to \infty$. Если при $t = 0$ величина $N = N(\mathbf{r}, 0)$, это можно учесть, вводя в правую часть (36) дополнительное слагаемое $N(\mathbf{r}, 0)\,\delta(t)$. Тогда вместо (29) получим решение

$$N(\mathbf{r}, t) = \int dq\, d\omega e^{i(\mathbf{qr}-\omega t)} \frac{S(\mathbf{q}, \omega) + \tilde{N}(\mathbf{q})/2\pi}{Dq^2 + \frac{1}{T} - i\omega}. \qquad (37)$$

Единственный полюс этого выражения расположен в нижней полуплоскости ω и поэтому вносит вклад только при $t > 0$. При $t < 0$ значение $N \equiv 0$, что выражает, как известно, необратимость диффузии. Легко убедиться, что первопричиной этого является наличие в (36) только первой производной по времени.

Если от фурье-образов $S(\mathbf{q}, \omega)$ и $\tilde{N}(\mathbf{q})$ вернуться к $S(\mathbf{r}, t)$ и $N(\mathbf{r}, 0)$, то формула (37) преобразуется к виду

$$N(\mathbf{r}, t) =$$

$$= \int d\boldsymbol{\varrho} \int_0^{+} d\tau S(\boldsymbol{\varrho}, t-\tau)\, e^{-\frac{\tau}{T}-\frac{(\mathbf{r}-\boldsymbol{\rho})^2}{4D\tau}} (4\pi D\tau)^{-\frac{3}{2}} +$$

$$+ e^{-\frac{t}{T}} (4\pi Dt)^{-3/2} \int N(\boldsymbol{\varrho}, 0)\, e^{-(\mathbf{r}-\boldsymbol{\rho})^2/4Dt}\, d\boldsymbol{\varrho}, \qquad (38)$$

который может быть получен из (36) с помощью функций Грина или интегральных преобразований. Очевидно, что аналогичный метод введения начальных условий применим и к кинетическому уравнению. Однако в обоих случаях роль дополнительных членов невелика, так как мало́ время T.

Нейтронное поле осциллятора

Пусть интенсивность источника меняется с частотой ω_0. Тогда

$$S(\mathbf{q}, \omega) = \frac{s}{2\pi}\,\delta(q_x)\,\delta(q_y)\,\delta(\omega - uq_z + \omega_0), \qquad (39)$$

и на основании (9) при $c_1 = 0$ получим

$$N(z, t, \theta) = \frac{s}{8\pi^2} e^{i\omega_0 t} \int \frac{e^{iq(z-ut)}\, dq}{\left[\frac{v}{l} + i\omega_0 + iq\,(v\cos\theta - u)\right]\left[1 - \frac{1}{2iql_s}\ln\frac{v/l + i\omega_0 + iq\,(v-u)}{v/l + i\omega_0 - iq\,(v+u)}\right]}. \qquad (40)$$

Памяти Игоря Ильича БОНДАРЕНКО

5 мая 1964 г. после тяжелой продолжительной болезни скончался крупный советский физик, профессор, доктор физико-математических наук, лауреат Ленинской премии, заместитель директора Физико-энергетического института Государственного комитета по использованию атомной энергии СССР Игорь Ильич Бондаренко. В самом расцвете творческих сил ушел от нас человек яркого таланта, огромной эрудиции и большого душевного обаяния.

Игорь Ильич Бондаренко родился в 1926 г. в Киеве. После окончания физического факультета МГУ в 1950 г. он начинает работу в Физико-энергетическом институте, незадолго до того организованном в Обнинске.

Всю свою короткую, но богатую творческими достижениями жизнь Игорь Ильич посвятил решению важных проблем ядерной физики и энергетики. Его увлекала поставленная в 1949 г. задача развития ядерной энергетики на основе реакторов на быстрых нейтронах, что открывало перспективу наиболее полного и экономичного использования ядерного сырья. Основой для решения этой проблемы явилась физика быстрых нейтронов — область, в то время слабо изученная. Игорь Ильич начинает свою работу с измерений элементарных констант взаимодействия быстрых нейтронов с веществом. Уже в начале этих исследований он выполнил прецизионные измерения основных ядерно-физических характеристик делящихся и конструкционных материалов для быстрых нейтронов — сечений деления, числа вторичных нейтронов, отношений сечений захвата и деления, сечений увода под порог деления U^{238} и т. д. Знание этих параметров позволило с хорошей точностью рассчитать характеристики проектировавшихся в то время быстрых реакторов и предсказать ожидаемые коэффициенты воспроизводства. Результаты этих исследований легли в основу кандидатской диссертации, защищенной Игорем Ильичем Бондаренко в 1954 г.

Замечательной способностью Игоря Ильича было умение находить наиболее простой и изящный способ постановки эксперимента, позволяющий с минимальной затратой средств и времени получать надежный ответ на поставленный вопрос. Благодаря этому редкому дару Игорь Ильич был душой образовавшегося вокруг него большого коллектива физиков-экспериментаторов, выполнивших ряд важных исследований по реакторной и ядерной физике.

По инициативе Игоря Ильича в опытах на реакторных сборках было получено большое число макроскопических характеристик. Эти данные в сочетании с информацией о микроскопических константах дали возможность Игорю Ильичу разработать многогрупповые системы констант для расчетов распространения быстрых и промежуточных нейтронов в различных средах. В частности, на основании макроскопических опытов Игорь Ильич в 1958 г., обратив внимание на большую роль резонансных эффектов в области быстрых нейтронов, предложил метод учета этих эффектов при усреднении групповых констант. Экспериментально апробированные системы констант (1958 г.) легли в основу расчета всех быстрых реакторов, проектировавшихся в Советском Союзе.

Итогом большой работы коллектива, возглавлявшегося Игорем Ильичем, является также недавно вышедшая из печати книга «Групповые константы для расчета ядерных реакторов». Эти константы в настоящее время являются наиболее совершенными.

Измерение физических характеристик, составление констант для расчета реакторов — это лишь одна из сторон многогранной деятельности Игоря Ильича.

Очень велик вклад Игоря Ильича в развитие ряда проблем ядерной физики, особенно физики быстрых нейтронов и физики деления. Под его научным руководством выполнено большое число интересных исследований в этих областях, например по определению характеристик процессов упругого и неупругого рассеяния нейтронов на различных ядрах, зависимости числа мгновенных нейтронов деления и кинетической энергии осколков от энергии падающих нейтронов, каналовых эффектов при делении ядер и др.

Обширные фактические знания, глубокое понимание сущности сложных явлений и блестящая интуиция позволяли Игорю Ильичу быстро получать точные количественные результаты на основании простых физических соображений. Эти качества сыграли решающую роль при создании Игорем Ильичем концепций новых оригинальных реакторов. Им формулировались как цели создания установки, так и ее физические особенности и органически связанные с ними конструктивные решения. Он же осуществлял научное руководство проектированием, сооружением и пуском этих установок. Примером может служить создание импульсного быстрого реактора (ИБР). Им была предложена оригинальная идея этого реактора, разработаны основы его теории — форма импульсов, роль запаздывающих нейтронов, флуктуационные эффекты,— блестяще подтвердившиеся на практике. Игорю Ильичу принадлежат и предложения по конструктивному решению ряда узлов. Импульсный быстрый реактор, пущенный в эксплуатацию в 1960 г. в Дубне, явился уникальной установкой, работающей в режиме периодических импульсов мощности малой длительности. Этот реактор — основная экспериментальная база Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ; он обеспечивает широкий круг экспериментов по нейтронной спектроскопии и физике твердого тела.

Большую роль сыграло участие Игоря Ильича в создании других быстрых реакторов Физико-энергетического института — БР-1, БР-2, БР-5 и др. В частности, использованный в этих реакторах принцип регулирования путем изменения условий отражения нейтронов был предложен Игорем Ильичем.

За работы по физике реакторов на быстрых нейтронах Игорь Ильич Бондаренко в 1960 г. был удостоен Ленинской премии.

Велик вклад Игоря Ильича в область физики радиационной защиты. Под его научным руководством в Физико-энергетическом институте трудился большой коллектив сотрудников, выполнивший обширный комплекс важных работ в этом направлении.

В последние годы внимание Игоря Ильича привлекала проблема непосредственного преобразования тепловой энергии реакции деления в электрическую. По его инициативе в Физико-энергетическом институте впервые в СССР были осуществлены реакторные эксперименты с плазменными термопреобразователями. Под руководством Игоря Ильича был выполнен ряд интересных работ по физике низкотемпературной плазмы.

Игорь Ильич — автор более восьмидесяти научных работ.

Талант Игоря Ильича ярко раскрывался и в тех случаях, когда к нему обращались со сложными специфическими инженерными и технологическими вопросами, в которых Игорь Ильич всегда умел увидеть простые физические закономерности. Мастерски используя их, он находил удачные решения важных технических задач.

Игорь Ильич был не только выдающимся физиком-экспериментатором, умевшим с удивительной простотой поставить важный эксперимент и выполнившим своими руками ряд тонких, остроумных опытов, но он также прекрасно владел современными представлениями теоретической физики, стирая грань между экспериментатором и теоретиком.

Колоссальная работоспособность Игоря Ильича позволяла ему, несмотря на огромную загрузку по работе, находить время для ознакомления с научной литературой по самым различным отраслям знаний. Его интересовали различные вопросы физики, в том числе и такие, которые далеки от задач ядерной энергетики, причем по многим из них у него были свои оригинальные работы. В качестве примера можно упомянуть работы Игоря Ильича и его сотрудников по поляризации нейтронов при взаимодействии с ядрами, по рассеянию нейтронов на малые углы, по распаду ориентированных нейтронов, по проблеме антигравитации и др. Он интересовался вопросами космогонии, теории информации, проблемами молекулярной биологии, новейшими проблемами математики, философии, астрофизики, проблемами космических полетов, физики твердого тела и многими другими.

Игорь Ильич обладал феноменальной способностью извлекать из любой толстой книги или журнальной статьи их основное содержание. В его памяти поразительно укладывались обширный фактический материал и основные идеи прочитанных работ, и эта информация всегда была к услугам товарищей по работе.

Все свои богатейшие знания Игорь Ильич стремился передать другим. Он всегда был доступен для окружающих. Благодаря его огромной эрудиции и исключительной ясности мышления общение с Игорем Ильичем обогащало всех, кто имел счастье с ним работать.

За годы работы в Физико-энергетическом институте Игорь Ильич воспитал большой коллектив молодых ученых, многие из которых сейчас уже стали ведущими специалистами в своих областях. За советом к Игорю Ильичу съезжались многочисленные представители различных организаций.

С 1953 г. Игорь Ильич член КПСС. Он активно участвовал в общественной жизни Института. Философские семинары, которыми он руководил в течение многих лет, надолго останутся в памяти их участников.

Игорь Ильич был человеком огромного личного обаяния, прекрасный товарищ, необычайно скромный и простой в жизни. Память о нем навсегда останется в наших сердцах.

Группа товарищей

Координаты ближайшего полюса $\mu = iq$ удовлетворяют уравнению

$$2\mu l_s = \ln \frac{1 + \frac{i\omega_0 l}{v} + \mu l (1 - \gamma)}{1 + \frac{i\omega_0 l}{v} - \mu l (1 + \gamma)}, \qquad (41)$$

где μ — комплексная величина, вследствие чего $N(\mathbf{r}, t)$ имеет колебательный характер — от источника идут так называемые нейтронные волны [5]. При $\gamma = 0$ представим (41) приближенно в виде

$$\frac{1}{5}\left(\frac{\mu l}{1 + i\omega_0 l/v}\right)^4 + \frac{1}{3}\left(\frac{\mu l}{1 + i\omega_0 l/v}\right)^2 - \\ - \frac{l_s}{l_a} - \frac{i\omega_0 l_s}{v} = 0, \qquad (42)$$

откуда $\mu^2 = \mu_W^2 (1 + \delta)$, где μ_W^2 совпадает с выражением, полученным в работе [5] с помощью диффузионного приближения; δ — малая величина; $|\delta| \approx l_s/l_a$. Таким образом, решение кинетического уравнения не вносит существенно нового в величину μ_W, найденную в диффузионном приближении. Больший интерес представляет влияние на μ_W движения осциллятора. Используя уравнение (41), приближенно получим

$$(1 + 3\gamma^2)\left(\frac{\mu l}{1 + \frac{i\omega_0 l}{v}}\right)^2 + \frac{3\gamma\mu l}{1 + \frac{i\omega_0 l}{v}} - \mu_W^2 l_s^2 = 0. \qquad (43)$$

Будем искать μ в виде

$$\mu = \left(1 + \frac{i\omega_0 l}{v}\right) \frac{l_s}{l} \mu_W (1 + \xi) = \mu_{\gamma=0} (1 + \xi) \qquad (44)$$

и при $\frac{\omega_0 l_a}{v} \ll 1$ найдем

$$|1 + \xi| \approx 1 - 3\gamma \frac{1 + \frac{\gamma l_s}{L}}{3\gamma + 2(1 + 3\gamma^2)\frac{l_s}{L}}, \qquad (45)$$

т. е. при малых γ

$$|1 + \xi| \approx 1 - \frac{3}{2}\gamma \frac{L}{l_s}. \qquad (46)$$

Эта величина заметно отличается от единицы при сравнительно небольших скоростях. Так, при $\gamma = 0{,}01$ в H_2O отличие μ от $\mu(\gamma = 0)$ составляет $\sim 13\%$, а при $\gamma = 0{,}1$—уже около 30%. В D_2O получим еще бóльшие значения $|1 + \xi|$, но здесь плохо выполняется условие $\frac{\omega_0 l_a}{v} \ll 1$.

Из (43) при $\frac{\omega_0 l_a}{v} \approx 1$, $\frac{l_s}{L} = 0{,}02$ и $\gamma = 0{,}01$ можно получить $|1 + \xi| = 0{,}73$. При $\frac{\omega_0 l_a}{v} \gg 1$ и малых γ приближенно имеем

$$|1 + \xi| \approx 1 - \frac{3}{4}\gamma \frac{L}{l_s}\sqrt{\frac{2v}{\omega_0 l_a}}. \qquad (47)$$

Отметим в заключение, что в рассмотренных здесь задачах влияние движения источника на показатель экспоненты в асимптотике решения становится значительным при реальных для современной практики скоростях.

В распределении нейтронов вблизи движущегося источника проявляются особенности, интересные прежде всего направленностью излучения. Хотя этот эффект невелик, он представляет особый интерес в связи с тем, что излучение нейтронов движущимся источником занимает промежуточное место между аналогичными явлениями в механике и электродинамике. Наше рассмотрение в этом случае требует развития, связанного с учетом сложения скоростей нейтронов и источника.

Авторы выражают признательность Л. А. Вулису, Г. И. Марчуку и Ю. В. Петрову за интерес к работе.

Поступила в Редакцию 14/X 1963 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. И. Снеддон. Преобразования Фурье. М., Изд-во иностр. лит., 1955.
2. С. А. Колгейт, Р. Л. Аамодт. «Атомная техника за рубежом», № 4, 3 (1957).
3. А. А. Кострица. «Атомная энергия», 14, 218 (1963).
4. А. Д. Галанин. Теория ядерных реакторов на тепловых нейтронах. М., Атомиздат, 1959.
5. А. Вейнберг, Е. Вигнер. Физическая теория ядерных реакторов. М., Изд-во иностр. лит., 1961.