ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

4 - 11083

ВАСИЛЬЕВ
Александр Борисович

ПРИБЛИЖЕННЫЕ РЕШЕНИЯ НЕКОТОРЫХ ЗАДАЧ ЛИНЕЙНОЙ КИНЕТИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ ПЕРЕНОСА

Специальность 01.04.02 - теоретическая
и математическая физика

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Дубна 1977

Работа выполнена в Казахском ордена Трудового Красного Знамени государственном университете им.С.М.Кирова.

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук профессор Ф.М.КУНИ

доктор физико-математических наук старший научный сотрудник В.К.ФЕДЯНИН

Ведущее научно-исследовательское предприятие: Институт теоретической и экспериментальной физики, Москва.

Автореферат разослан " " ______ 197 г.

Защита диссертации состоится " " _____ 197 г. на заседании специализированного Ученого совета К-047.01.01 Лаборатории теоретической физики Объединенного института ядерных исследований (Московская обл., г.Дубна).

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ.

Ученый секретарь Совета
кандидат физико-математических наук В.И.ЖУРАВЛЕВ

I. ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

I.I.Актуальность проблемы. Широкое развитие реакторных и термоядерных исследований в настоящее время создало мощный стимул в совершенствовании методов кинетической теории переноса. Одним из основных методов этой теории был и остается метод, основанный на решении кинетического интегро-дифференциального уравнения Больцмана / I /. В случае малых концентраций диффундирующих частиц член указанного уравнения, описывающий столкновения частиц, хотя и становится линейным / 2 /, однако его представление в виде, позволяющем дальнейшие аналитические и численные исследования, остается актуальной задачей. Многочисленные приближения, такие как приближение Вигнера / 3 /, Маршака / 4,5 / ("теория возраста"), приближение Герцеля-Грейлинга / 6 /, Селенгута-Герцеля / 7 /, а также приближения, использованные в более поздних работах / 8-I2 /, сводятся к приближенному представлению интеграла столкновений в виде ряда по приращению энергии или летаргии в одном столкновении и выделению столкновений с атомами водорода. Однако сами эти приращения изменяются в довольно широких пределах, так что истинной характеристикой процесса является среднее приращение летаргии за столкновение / 3 /. Это создает трудности в оценке погрешностей, допускаемых при том или ином приближении, а также при переходе к приближениям более высокого порядка / I3 /.

Затруднительна и оценка погрешности, допускаемой при использовании "односкоростного" приближения в кинетической теории переноса /I4/.

Таким образом, весьма актуальной задачей является приближенное представление интеграла столкновений с помощью какого-либо постоянного параметра.

I.2.Цель работы. Целью настоящей работы является приближенное представление уравнения переноса и исследование на этой основе ряда актуальных задач теории переноса в разных приближениях.

I.3.Задачи исследования. Для реализации поставленной цели интеграл столкновений был представлен в виде ряда по малому параметру S - отношению масс частиц и атомов среды.

Исследовались скоростные спектры замедляющихся нейтронов в стационарном и нестационарном случаях.

Рассматривалась диффузия частиц при наличии силового поля.

Проводилась физическая оценка погрешностей разных приближений.

I.4.Основные результаты работы и их научная новизна. В работе показано, что "односкоростная" теория переноса является попыткой учесть анизотропию в угловом распределении частиц, связанную с наличием скоростного спектра, его учета.
Это приближение использовано для определения "дрейфовой" скорости частиц в поле сил и сравнения полученного результата, в стационарном случае, с точным выражением, а также для исследования влияния силового поля на функцию распределения частиц в пространстве.

Получена в P_I приближении поправка к уравнению "теории возраста", а также вид уравнения этой теории в P_2 приближении.
Найдены такие характеристики нейтронного спектра, как концентрация и скорость, произведено их сравнение с имеющимися точными значениями.

Рассмотрена задача об установлении скоростного спектра частиц в поле сил.

Проведена физическая оценка области применимости полученных результатов и указаны направления дальнейших исследований по теме работы.

I.5.Практическая ценность. Результаты настоящей работы могут быть использованы при расчетах нейтронного поля ядерных реакторов. Они дают возможность проводить расчет нейтронных спектров в вертикальных частях нейтроноводов при экспериментах с ультрахолодными нейтронами (УХН) / I5,I6,I7/. Поскольку полученные результаты позволяют определять характеристики функции распределения заряженных частиц в случае их диффузии при наличии электрического поля, они могут быть применены в решениях задач о слабоионизованной плазме / I8 /.

I.6.Публикации и апробация работы. По результатам проведенных исследований опубликовано 5 печатных работ. Основные полученные результаты докладывались на конференции молодых ученых Казахского государственного университета им.С.М.Кирова в I974 году.

1.7. Объем работы. Диссертационная работа изложена на 118 страницах машинописного текста. Она состоит из введения, содержащего литературный обзор, трех глав, выводов, списка литературы и приложения.

II. СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

2.1. Общая методика расчетов. Исходное кинетическое уравнение при наличии азимутальной симметрии в распределении частиц по углам и зависимости искомой функции распределения только от одной пространственной координаты z имеет вид:

$$\frac{\partial N(v,\mu,z,t)}{\partial t} + v\mu\frac{\partial N(v,\mu,z,t)}{\partial z} + w\left(\mu\frac{\partial N(v,\mu,z,t)}{\partial v} + \frac{1-\mu^2}{v}\frac{\partial N(v,\mu,z,t)}{\partial \mu}\right) + v\Sigma(v)N(v,\mu,z,t) = \frac{(1+s)^2}{4\pi}\int\limits_{(\vec{v}\,')}\Sigma_s(v')N(v',\mu',z,t)\,\delta\left[\frac{v'^2-v^2}{2} - \frac{s}{2}(\vec{v}-\vec{v}\,')^2\right]d\vec{v}\,' + Q(v,\mu,z,t). \qquad (I)$$

Здесь: $N(v,\mu,z,t)$ – функция распределения,

w – ускорение диффундирующих частиц под действием поля сил,

$\Sigma_s(v)$ – макроскопическое сечение рассеяния;

$\Sigma_a(v)$ – макроскопическое сечение поглощения;

$\Sigma(v) = \Sigma_s(v) + \Sigma_a(v)$; $\mu = \cos(\widehat{\vec{v},\vec{z}})$;

$s \equiv \frac{m}{M}$ – отношение масс диффундирующих частиц и атомов среды,

$Q(v,\mu,z,t)$ – функция источника.

Представляя искомую функцию $N(v,\mu,z,t)$ в виде ряда по полиномам Лежандра

$$N(v,\mu,z,t) = \sum_{k=0}^{\infty} N^{(k)}(v,z,t)P_k(\mu),$$

разлагая $\delta\left[\frac{v'^2-v^2}{2} - \frac{s}{2}(\vec{v}-\vec{v}\,')^2\right]$ в ряд по параметру s с точностью до величин порядка s^5 и подставляя полученные выражения в уравнение (I), можно перейти к системе дифференциальных уравнений в частных производных для коэффициентов разложения $N^{(k)}(v,z,t)$ в виде:

$$\begin{aligned}
&\frac{\partial N^{(k)}}{\partial t} + \frac{k}{2k-1}v\frac{\partial N^{(k-1)}}{\partial z} + \frac{k+1}{2k+3}v\frac{\partial N^{(k+1)}}{\partial z} + w\Big(\frac{k}{2k-1}\frac{\partial N^{(k-1)}}{\partial v} + \frac{k+1}{2k+3}\frac{\partial N^{(k+1)}}{\partial v} + \frac{(k+1)(k+2)}{v(2k+3)}N^{(k+1)} -\\
&-\frac{k(k-1)}{v(2k-1)}N^{(k-1)}\Big) + v\Sigma(v)N^{(k)} = \delta_{k0}\Big[vF_0(1+4s+8s^2+12s^3+16s^4+20s^5)+\\
&+v^2F_0'\big(s+\tfrac{16}{3}s^2+\tfrac{44}{3}s^3+\tfrac{88}{3}s^4+\tfrac{148}{3}s^5\big)+v^3F_0''\cdot\tfrac{1}{3}\cdot(2s^2+13s^3+44s^4+107s^5)+\\
&+v^4F_0'''\big(\tfrac{1}{3}s^3+\tfrac{38}{15}s^4+\tfrac{151}{15}s^5\big)+v^5F_0^{IV}\big(\tfrac{2}{15}s^4+\tfrac{52}{45}s^5\big)+v^6F_0^{V}\tfrac{2}{45}s^5\Big]-\frac{\delta_{k1}}{3}\Big[vF_1(2s+\\
&+8s^2+16s^3+24s^4+32s^5)+v^2F_1'(s+7s^2+23s^3+51s^4+91s^5)+v^3F_1''(s^2+\\
&+\tfrac{37}{5}s^3+\tfrac{137}{5}s^4+\tfrac{353}{5}s^5)+v^4F_1'''\big(\tfrac{3}{5}s^3+\tfrac{74}{15}s^4+\tfrac{311}{15}s^5\big)+v^5F_1^{IV}\big(\tfrac{4}{15}s^4+\tfrac{256}{105}s^5\big)+\\
&+v^6F_1^{V}\tfrac{2}{21}s^5\Big]+\frac{\delta_{k2}}{5}\Big[vF_2\big(s^2+4s^3+\tfrac{57}{7}s^4+\tfrac{88}{7}s^5\big)+v^2F_2'\big(\tfrac{5}{3}s^2+\tfrac{28}{3}s^3+\tfrac{557}{21}s^4+ \qquad (2)\\
&+\tfrac{1136}{21}s^5\big)+v^3F_2''\big(\tfrac{1}{3}s^2+\tfrac{11}{3}s^3+\tfrac{355}{21}s^4+\tfrac{1042}{21}s^5\big)+v^4F_2'''\big(\tfrac{1}{3}s^3+\tfrac{10}{3}s^4+\tfrac{334}{21}s^5\big)+\\
&+v^5F_2^{IV}\big(\tfrac{4}{21}s^4+\tfrac{124}{21}s^5\big)+v^6F_2^{V}\cdot\tfrac{5}{63}s^5\Big]-\frac{\delta_{k3}}{7}\Big[v^2F_3'\big(s^3+5s^4+\tfrac{118}{9}s^5\big)+\\
&+\tfrac{1}{5}v^3F_3''\big(3s^3+23s^4+\tfrac{778}{9}s^5\big)+v^4F_3'''\cdot\tfrac{1}{15}\big(s^3+16s^4+\tfrac{292}{3}s^5\big)+v^5F_3^{IV}\big(\tfrac{s^4}{15}+\\
&+\tfrac{118}{135}s^5\big)+v^6F_3^{V}\cdot\tfrac{1}{27}s^5\Big]+\frac{\delta_{k4}}{9}\Big[-vF_4\big(\tfrac{1}{7}s^4+\tfrac{4}{7}s^5\big)+v^2F_4'\big(\tfrac{1}{7}s^4+\tfrac{4}{7}s^5\big)+\\
&+v^3F_4''\big(\tfrac{3}{7}s^4+\tfrac{19}{7}s^5\big)+v^4F_4'''\big(\tfrac{2}{15}s^4+\tfrac{443}{105}s^5\big)+v^5F_4^{IV}\big(\tfrac{1}{105}s^4+\tfrac{22}{105}s^5\big)+v^6F_4^{V}\cdot\tfrac{s^5}{105}\Big]-\\
&-\frac{\delta_{k5}}{11}\cdot\frac{s^5}{945}\big(-105v^2F_5'+105v^3F_5''+105v^4F_5'''+20v^5F_5^{IV}+v^6F_5^{V}\big)+\frac{2k+1}{2}Q_k.
\end{aligned}$$

Здесь $k=0,1,2,3,4,5$; $F_k \equiv \Sigma_s(v)N^{(k)}(v,z,t)$; $F_k^n \equiv \frac{\partial^n F_k}{(\partial v)^n}$; $Q_k = \int_{-1}^{1} Q P_k(\mu)d\mu$;

$$\delta_{ki} = \begin{cases} 0 \text{ при } k \neq i \\ 1 \text{ при } k = i \end{cases}$$ – символ Кронекера.

Разложение δ - функции в ряд с точностью до величин s^5 обусловило одновременно ограничение ряда по $N^{(k)}$ в подинтегральном выражении уравнения (I) величинами $N^{(s)}$. Таким образом,при $s\neq 0$ система уравнений (2) может применяться для решения задач в приближениях не выше, чем P_s. Используя **систему** уравнений (2), необходимо сохранять величину s в степени, равной номеру предполагаемого приближения.

<u>2.2.Результаты расчетов и их обсуждение</u>. В первую очередь полученная система уравнений применяется для исследования задач теории переноса в **отсутствие** силового поля. Рассматривается скоростной спектр нейтронов, замедляющихся в среде в **отсутствие** пространственной зависимости. При этом уравнение для $N^{(0)}(v,t)$ примет вид:

$$\frac{\partial N^{(0)}}{\partial t}+v\left(\Sigma_a-4s\Sigma_s\right)N^{(0)}-sv^2\frac{\partial}{\partial v}\left(\Sigma_s N^{(0)}\right)=\frac{s^*}{4\pi v_0^2}\delta(v-v_0)\delta(t-t_0), \quad (3)$$

где s^* - мощность источника.

После применения интегрального преобразования Фурье по времени уравнение для изображения $\tilde{N}^{(0)}$

$$\frac{d\tilde{N}^{(0)}}{dv}-\psi(v,q)\tilde{N}^{(0)}=-\frac{s^*\,\delta(v-v_0)}{4\pi s\, v_0^4\,\Sigma_{s0}\,\varkappa_1(v_0)},$$

где

$$\Sigma_s(v)=\Sigma_{s0}\varkappa_1(v),\ \Sigma_a(v)=\Sigma_{a0}\varkappa_2(v),\quad \varepsilon\equiv\frac{\Sigma_{a0}}{\Sigma_{s0}},$$

$$\psi(v,q)=\frac{iq}{sv^2\Sigma_{s0}\varkappa_1(v)}+\frac{\varepsilon\varkappa_2(v)}{s\,v\,\varkappa_1(v)}-\frac{4}{v}-\frac{d}{dv}\ln\varkappa_1(v),$$

q - параметр **фурье-преобразования**, может быть легко решено.

Для разных законов взаимодействия нейтронов со средой, с учетом очевидного соотношения

$$N^{(0)}\Big|_{v>v_0}=0,$$

получены следующие выражения для скоростных спектров замедляющихся нейтронов:

$$N(v,t)=\vartheta(v_0-v)\cdot s^*\begin{cases}\left[1+s\Sigma_{s0}v_0(t-t_0)\right]^{-\frac{\varepsilon}{s}}\cdot\delta\left[v-\dfrac{v_0}{1+s\Sigma_{s0}v_0(t-t_0)}\right], & a)\\ \quad\text{при } \varkappa_1=\varkappa_2=1.\\ e^{-\frac{\varepsilon v_i}{s}\left(\frac{1}{v}-\frac{1}{v_0}\right)}\cdot\delta\left[v-\dfrac{v_0}{1+s\Sigma_{s0}v_0(t-t_0)}\right], & б)\\ \quad\text{при } \varkappa_1=1,\ \varkappa_2=\dfrac{v_i}{v}.\\ e^{-\Sigma_{a0}v_i(t-t_0)}\cdot\delta\left[v-v_0e^{-s\Sigma_{s0}v_i(t-t_0)}\right], & в)\\ \quad\text{при } \varkappa_1=\varkappa_2=\dfrac{v_i}{v}\end{cases} \quad (4)$$

где

$$\vartheta(x)=\begin{cases}0, & \text{при } x<0.\\ 1, & \text{при } x>0.\end{cases}$$

Из формулы (4) следует, что в P_1 приближении скорость замедляющихся нейтронов однозначно зависит от времени.

Средняя квадратичная скорость частиц, определяемая соотношением:

$$\langle v^2\rangle=\frac{\int v^2 N(v)dv}{\int N(v)dv}, \quad (5)$$

в рассматриваемом случае будет равна:

$$\langle v^2\rangle = v_0^2 \cdot \begin{cases} \dfrac{1}{[1+s\Sigma_{s0}v_0(t-t_0)]^2} & \text{при } \varkappa_1 = 1;\ \varkappa_2 = 1,\dfrac{v_i}{v}. \quad а) \\ e^{-2s\Sigma_{s0}v_i(t-t_0)} & \text{при } \varkappa_1=\varkappa_2=\dfrac{v_i}{v}. \quad б) \end{cases} \qquad (6)$$

Выражение (6а) получено другим способом в / 9 /. Интегрируя (4), найдем изменение концентрации со временем

$$N(t) = \int N(v,t)\,dv = s^*\vartheta(t-t_0) \begin{cases} \dfrac{1}{[1+s\Sigma_{s0}v_0(t-t_0)]^{\varepsilon/s}}, \text{ при } \varkappa_1=\varkappa_2=1. & а) \\ e^{-\Sigma_{a0}v_i(t-t_0)}, \text{ при } \varkappa_1=1,\dfrac{v_i}{v};\ \varkappa_2=\dfrac{v_i}{v}. & б) \end{cases} \qquad (7)$$

Результат, аналогичный (7а), может быть получен из работы / I0 /.

Используя (4) как функцию Грина по времени, получим следующие выражения для стационарных спектров скоростей нейтронов при различных законах $\Sigma(v)$:

$$N_c(v) = \frac{s^*\vartheta(v_0-v)}{s v_0^2 \Sigma_{s0}} \cdot \left(\frac{v_0}{v}\right)^2 \cdot \begin{cases} \left(\dfrac{v_0}{v}\right)^{-\frac{\varepsilon}{s}}, \text{ при } \varkappa_1=\varkappa_2=1. & а) \\ e^{-\frac{\varepsilon v_i}{s}\left(\frac{1}{v}-\frac{1}{v_0}\right)}, \text{ при } \varkappa_1=1,\ \varkappa_2=\dfrac{v_i}{v}. & б) \\ \dfrac{v_0}{v_i}\left(\dfrac{v_0}{v}\right)^{-\left(1+\frac{\varepsilon}{s}\right)}, \text{ при } \varkappa_1=\varkappa_2=\dfrac{v_i}{v}. & в) \end{cases} \qquad (8)$$

Следует отметить, что спектр скоростей частиц (8б) имеет наивероятнейшую скорость $\frac{\varepsilon v_i}{2s}$, не зависящую от скорости нейтронов источника.

Подставляя (8) в (5), легко найти $\langle v^2\rangle_{ст}$. В работе проведено сравнение полученных выражений для $\langle v^2\rangle$ и $\langle v^2\rangle_{ст}$ в случае $\varkappa_1=\varkappa_2=\frac{v_i}{v}$ с известными (в этом частном случае) точными выражениями для указанных величин. Показано, что точность полученных результатов соответствует точности, с которой были взяты исходные уравнения.

Полученная система уравнений (2) позволяет уточнить "теорию возраста". В случае, когда сечение взаимодействия с ядрами среды не зависит от скорости, уравнение возраста в P_1 приближении с точностью до величин порядка s имеет вид:

$$\frac{\partial n}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 n}{\partial z^2} + \delta(\tau)\,\delta(z) - \frac{e^{-2u}\left(1-\frac{2}{3}s\right)}{9\Sigma_s^2}\cdot\delta(z)\frac{\partial \delta(\tau)}{\partial \tau}, \qquad (9)$$

где n - плотность замедления,

τ - "возраст" нейтронов,

$u = 2\ln\frac{v_0}{v}$ — летаргия.

Последнее слагаемое в правой части уравнения (9) является поправкой к обычному виду уравнения возраста / I3 / с источником $\delta(z)\delta(\tau)$. Этот дополнительный источник имеет порядок s и должен сохраняться в P_1 приближении. Уравнение возраста получено также в P_2 приближении и указано на необходимость учета членов порядка s^2.

Рассмотрено приближение, позволяющее исследовать анизотропию в угловом распределении частиц, рассеянных на атомах или ядрах конечной массы в лабораторной системе координат, без учета изменения модуля скорости рассеиваемых частиц. Функцию распределения представляют при этом в виде:

$$N(v,\mu,z,t)=\frac{\delta(v-v_0)}{2\pi v_0^2}\,N(\mu,z,t). \tag{10}$$

Подставляя (10) в (1) и интегрируя по $v^2 dv$ при $w=0$, получим уравнение для $N(\mu,z,t)$, вид которого для стационарного случая хорошо известен / 14 /.

$$\frac{\partial N(\mu,z,t)}{\partial t}+v_0\mu\frac{\partial N(\mu,z,t)}{\partial z}+v_0\Sigma N(\mu,z,t)=\int_{-1}^{1}N(\mu',z,t)g(\eta)d\mu'+Q_0, \tag{11}$$

где

$$g(\eta)=\frac{\left(\eta s+\sqrt{1-s^2(1-\eta^2)}\right)^2}{\sqrt{1-s^2(1-\eta^2)}}, \quad \eta\equiv\cos(\widehat{\vec v,\vec v'}). \tag{12}$$

Коэффициенты разложения функции $g(\eta)$ в ряд по полиномам Лежандра $P_k(\eta)$ с заданной точностью получаются при подстановке функции распределения (10) в систему уравнений (2) и последующем интегрировании этой системы.

Далее рассматриваются некоторые задачи теории переноса при наличии силового поля, действующего на диффундирующие частицы.

Исходя из физических соображений ,можно показать,что применение системы уравнений (1) и вообще метода сферических гармоник к исследованию поведения частиц в силовых полях требует выполнения условия

$$\frac{w}{v^2\Sigma_s}\ll 1, \tag{13}$$

являющегося дополнительным ко всем остальным хорошо известным условиям / 5 /.

Рассмотрена задача об установлении равновесного скоростного спектра частиц в среде и показано, что характерные параметры, такие ,как, например, средняя квадратичная скорость, со временем стремятся к известным параметрам стационарного распределения / 16 /.

Приближение (10) после физического обоснования используется для решения некоторых задач о переносе частиц в поле сил. При этом система уравнений (1) принимает вид:

$$\frac{\partial N^{(k)}(z,t)}{\partial t}+\frac{k}{2k-1}v_0\frac{\partial N^{(k-1)}(z,t)}{\partial z}+v_0\Sigma N^{(k)}(z,t)+\frac{k+1}{2k+3}v_0\frac{\partial N^{(k+1)}(z,t)}{\partial z}+$$

$$+k(k+1)\frac{w}{v_0}\cdot\left(\frac{N^{(k+1)}(z,t)}{2k+3}-\frac{N^{(k-1)}(z,t)}{2k-1}\right)=v_0\Sigma_s\sum_{i=0}^{5}N^{(i)}(z,t)g_i\delta_{ik}+ \tag{14}$$

$$+\frac{1}{2}\delta(z)\delta(t)\delta_{k0}s^*,\quad k=0,1,\dots,5,$$

где g_i – коэффициенты разложения функции $g(\eta)$ в ряд по полиномам Лежандра, причем:

$$g_0=1;\ g_1=\frac{2}{3}s;\ g_2=\frac{1}{5}\left(s^2+\frac{1}{7}s^4\right);\ g_3=0;\ g_4=-\frac{s^4}{63};\ g_5=0.$$

При решении уравнения (14) можно учесть поправку на анизотропию, вносимую упругими соударениями и действием силового поля, без учета изменения модуля скорости частиц, вносимого этими двумя факторами.

Проведенные расчеты позволяют получить выражение для дрейфовой скорости частиц в стационарном и нестационарных случаях в отсутствие пространственной зависимости.

$$\langle v_{gp}\rangle = \frac{2v_0\alpha}{3(1-\frac{2}{3}s)}\left[1-e^{-v_0\Sigma_s(1-\frac{2}{3}s)t}\right], \tag{I5}$$

$$\langle v_{gp}\rangle_{ст} = \frac{2v_0\alpha}{3(1+\varepsilon-\frac{2}{3}s)}, \tag{16}$$

где $\alpha \equiv \frac{w}{v_0^2\Sigma_{s0}}$.

Проведен физический анализ выражений (I5), (I6) и их сравнение с соответствующими значениями $\langle v_{gp}\rangle$, полученными с учетом скоростного спектра диффундирующих частиц.

В рамках приближения (I0) решена задача о распределении нейтронов в пространстве от плоского источника в P_1 и P_2 приближениях.

Полученное решение

$$N(z) = \frac{3\beta s^*}{2v_0\omega\sqrt{\frac{\alpha^2}{\omega^2}+\beta}}\cdot\left[\vartheta(x)\cdot e^{-\left(\sqrt{\frac{\alpha^2}{\omega^2}+\beta}-\frac{\alpha}{\omega}\right)x} + \vartheta(-x)\cdot e^{\left(\sqrt{\frac{\alpha^2}{\omega^2}+\beta}+\frac{\alpha}{\omega}\right)x}\right], \tag{I7}$$

где $x \equiv \frac{z}{L_0}$, $L_0 = \frac{1}{\sqrt{3\Sigma_s\Sigma_a}}$, $\omega = \frac{1}{L_0\Sigma_s}$, $\beta \equiv 1+\varepsilon-\frac{2}{3}s$,

позволяет проанализировать влияние поля сил на диффузионную длину рассматриваемого процесса.

В заключение приведем краткую сводку основных результатов, полученных в работе.

Ш. ОБЩИЕ ВЫВОДЫ

3.I. Приближенное представление δ – функции, входящей в подинтегральное выражение линейного кинетического интегро-дифференциального уравнения Больцмана, дает возможность получить систему уравнений для коэффициентов разложения функции распределения частиц в ряд по полиномам Лежандра.

Поскольку разложение δ – функции проведено с точностью до величин s^5, то данная система может применяться для решения задач в приближениях не выше, чем P_5.

3.2. "Односкоростная" теория переноса с индикатрисой рассеяния в форме (I2) является попыткой учесть угловую анизотропию при рассеянии замедляющихся частиц без учета самого замедления и подстановка соотношения (I0) в кинетическое уравнение с энергетической зависимостью реализует эту попытку. На основе этой подстановки и системы уравнений (2) могут быть получены коэффициенты g_i разложения индикатрисы рассеяния $g(\eta)$ в ряд по полиномам Лежандра.

3.3. При исследовании стационарных и нестационарных скоростных спектров нейтронов, замедляющихся в среде, обнаружены следующие особенности.

В P_1 приближении имеет место взаимно-однозначное соответствие между скоростью нейтрона и временем его пребывания в среде.

Для отдельных характеристик нейтронного спектра сравнение с известными точными значениями показало, что точность полученных результатов соответствует точности исходных уравнений.

Соотношение между параметром поглощения ε и параметром замедления S оказывает существенное влияние на форму стационарных спектров нейтронов.

При $æ_1 = 1, æ_2 = \frac{v_i}{v}$ стационарный скоростной спектр имеет максимум, положение которого не зависит от скорости нейтронов источника.

3.4. В уравнении "теории возраста" в рамках P_1 приближения, ограничиваясь величинами порядка s, необходимо учитывать дополнительный член в функции источника этого уравнения, имеющий вид $\frac{1}{27\Sigma_s^2}\left[e^{-2u}(3-2s)\right]\delta(z)\frac{\partial\delta(\tau)}{\partial\tau}$.
Величина поправки к решению, даваемая дополнительным источником, при достаточно больших τ имеет порядок малости s.

3.5. Необходимым условием применения системы (2) к решению задач переноса при наличии силового поля является выполнение неравенства $\frac{w}{v^2\Sigma_s} < 1$ или, в случае низких приближений, $\frac{w}{v^2\Sigma_s} \ll 1$.

3.6. При установлении скоростного спектра частиц в поле сил максимум скоростного спектра стремится со временем к максимуму стационарной функции распределения частиц по скоростям в поле сил.

3.7. Диффузионная длина возрастает в направлении действия поля сил и убывает в противоположном.

Основные результаты диссертационной работы докладывались на конференции молодых ученых Казахского государственного университета им.С.М.Кирова в 1974г. и опубликованы в следующих работах:

1. ВАСИЛЬЕВ А.Б., НЕЙМОТИН Е.И. О приближенном решении кинетического уравнения для электронов. Сб."Математика и механика", вып.УШ, Алма-Ата,1973.

2. ВАСИЛЬЕВ А.Б., НЕЙМОТИН Е.И. О решении линейного кинетического уравнения для задач с энергетической зависимостью. Сб."Исследования по математике и механике", Алма-Ата, "Наука", 1974.
3. ВАСИЛЬЕВ А.Б., НЕЙМОТИН Е.И. О приближенном решении линейного уравнения переноса. Материалы научной конференции молодых ученых Казахского государственного университета им.С.М.Кирова, посвященной 40-летию университета, Алма-Ата, 1974.
4. ВАСИЛЬЕВ А.Б. О методе сферических гармоник для задач теории переноса с энергетической зависимостью. Сб.по вопросам математики и механики, вып.УI, Алма-Ата, 1974.
5. ВАСИЛЬЕВ А.Б., НЕЙМОТИН Е.И. Об одном приближении в решении задач линейной кинетической теории переноса. Сб."Физические исследования", вып.Ш, Караганда, 1976.

ЛИТЕРАТУРА

1. Больцман Л. Лекции по теории газов. М., ГТТИ,1953.
2. Силин В.П. Введение в кинетическую теорию газов. М., "Наука", 1971.
3. Вейнберг А., Вигнер Е. Физическая теория ядерных реакторов. М., И.Л.,1961.
4. Marshak R.E. Rev.Modern Phys., 19, p.185, 1947.
5. Дэвисон Б. Теория переноса нейтронов. М., Атомиздат,1960.
6. Goertzel G., Greuling E. Nucl.Sci.Eng., 7, p.69, 1960.
7. Бекурц К., Виртц К. Нейтронная физика. М., Атомиздат,1968.
8. Robert J. Gould. "Annals of Physics",84, NI-2, p.480, 1974.

9. Казарновский М.В. Нестационарный перенос медленных нейтронов в неразмножающих средах. В сб. Теоретические и экспериментальные проблемы нестационарного переноса нейтронов. М., Атомиздат, 1972.
10. Кожевников Д.А., Хавкин В.С. "Атомная энергия", 27, вып.2, стр.146,1969.
11. Sengupta A. J.Phys. D: Appl.Phys., v.8, p.1624,1975.
12. Shin-ichi-Iton, Hisashi Yamamoto. Nucl.Sci.Eng., 56, p.436, 1975.
13. Мегреблиан Р., Холмс Д. Теория реакторов. М., Атомиздат, 1960.
14. Марчук Г.И., Лебедев В.И. Численные методы в теории переноса нейтронов. М., Атомиздат, 1971.
15. Лущиков В.И. и др. Письма в ЖЭТФ, 9, № 1, стр.40, 1969.
16. Шапиро Ф.Л. Ультрахолодные нейтроны. Препринт ОИЯИ Р3-7135, Дубна, 1973.
17. Winfield D., Robson J. "Canadian Journal of Physics", v. 53, N 7, p.667, 1975.
18. Грановский В.Л. Электрический ток в газе. М.-Л., Гостехиздат, 1952.

Рукопись поступила в издательский отдел
14 ноября 1977 года