В случае невырожденных состояний для внутренних степеней свободы удается написать уравнение Больцмана. Однако фактически его решение удается найти только в предельных случаях, когда указанный переход энергии идет без затруднений, или, наоборот, весьма затруднен.

Затрудненный переход энергии между поступательными и внутренними степенями свободы приводит к появлению специфического релаксационного процесса. Это, в свою очередь, оказывает существенное влияние на кинетические свойства газов, в частности, на значение коэффициентов переноса.

По самому смыслу уравнение Больцмана относится к разреженным системам с парными взаимодействиями между частицами.

Поэтому кинетическое уравнение Больцмана позволяет рассмотреть поведение лишь сравнительно весьма ограниченного круга систем.

Тем не менее кинетическое уравнение Больцмана имеет огромное значение для современной физической кинетики. Оно позволяет сделать ряд общих, принципиальных выводов о характере необратимых процессов, сформулировать общие уравнения переноса, ввести важнейшие характеристики поведения системы при необратимом процессе — кинетические коэффициенты.

Для систем, к которым кинетическое уравнение Больцмана применимо, можно получить уравнения переноса, выражение для времен релаксации и коэффициентов переноса, а при известных модельных допущениях — их числовые значения.

Не менее важным является то обстоятельство, что в ряде физических систем и прежде всего в плазме и твердых телах поведение системы удается описать в виде движения системы квазичастиц, свойства которых близки к идеальному газу. По этой причине квантовое обобщение кинетического уравнения Больцмана играет основную роль в теории твердого тела.

Некоторые другие примеры применения уравнения Больцмана к решению кинетических задач будут приведены в последующих параграфах.

§ 30. Замедление быстрых нейтронов

Одним из детально развитых разделов кинетики является теория движения потоков нейтральных частиц или излучения в веществе.

Пусть в некоторой области, которую мы будем называть источником, возникают частицы, которые движутся затем в веществе, испытывая при этом рассеяние или поглощение.

В кинетической теории газов такая постановка вопроса кажется несколько искусственной. Однако с ней приходится сталкиваться очень часто. В виде примера укажем прежде всего задачу о пространственном распределении излучения. Если некоторые источники излучения распределенные излучают спектр частот $S(\omega, \boldsymbol{r})$, то при прохождении через вещество этот спектр будет изменяться. Поглощение и рассеяние будут изменять как интенсивность, так и угловое и частотное распределение излучения.

Другим, весьма подробно изученным случаем взаимодействия нейтральных частиц с веществом является прохождение нейтронов через вещество. Как известно, нейтроны получаются при ядерных реакциях, в частности, при ядерном делении в виде быстрых частиц, с энергиями порядка нескольких миллионов электрон-вольт. Двигаясь в веществе и испытывая столкновения с ядрами, нейтроны замедляются. При неупругих соударениях их энергия уменьшается очень существенно в каждом акте рассеяния. Если, однако, энергия нейтронов оказывается ниже первого возбужденного уровня ядра, то в дальнейшем неупругие столкновения не происходят. Замедление нейтронов оказывается связанным с упругими столкновениями нейтронов с ядрами.

Хотя оба рассматриваемых процесса движения излучения и нейтронов в веществе имеют совершенно различную физическую природу, их формальное рассмотрение оказывается весьма близким. Именно, оказывается, что распределение нейтронов и фотонов в конфигурационном пространстве и по импульсам описываются идентичными уравнениями. Последнее обстоятельство связано с тем, что в обоих процессах можно пренебречь взаимодействием частиц между собой, а взаимодействие с ядрами (для нейтронов) или атомами (для фотонов) имеет характер близкодействия.

Мы в дальнейшем для конкретности будем говорить о движении потока нейтронов в веществе.

Пусть система нейтронов характеризуется функцией распределения $f(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{p}, t)$, где

$$dn = f(\boldsymbol{r}, p, t)\, d\boldsymbol{p}\, dV$$

— число нейтронов в элементе объема dV с данным импульсом $\boldsymbol{p}$ в момент времени t.

Для функции распределения можно написать кинетическое уравнение, характеризующее изменение функции распределения в конфигурационном пространстве и в пространстве импульсов во времени. Напишем его в виде баланса частиц, входящих и выходящих в 1 *сек* из элемента фазового объема $d\Gamma$.

Именно, имеем

$$\frac{df}{dt}d\Gamma = \left\{\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{\text{ст}} + q(\boldsymbol{r}, t)\right\}d\Gamma, \tag{30,1}$$

где $q(\boldsymbol{r}, t)$ — мощность источников, поставляющих нейтроны, т. е. $q(\boldsymbol{r}, t)$ — число нейтронов, возникающих в 1 $см^3$ в точке $\boldsymbol{r}$ в одну секунду.

В результате соударений нейтроны выходят из данного элемента фазового пространства и входят в него. При энергиях нейтронов, достаточно больших по сравнению с тепловыми скоростями движения ядер, движением последних можно пренебречь и считать их неподвижными. Всякое соударение нейтрона с данным импульсом с ядром выводит его из объема $d\Gamma$. Напишем число этих соударений, как

$$-\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{\text{ст}} = \frac{f}{\tau}, \tag{30,2}$$

где τ — полное время свободного пробега до столкновения.

Представим его в виде

$$\frac{1}{\tau} = \frac{v}{l_t} = v\left(\frac{1}{l_c} + \frac{1}{l_{sc}}\right),$$

где l_t, l_c и l_{sc} — соответственно полная длина свободного пробега, длина пробега до захвата и до рассеяния.

В элемент $d\Gamma$ из-за столкновений попадают те нейтроны, которые имели другой (больший по абсолютной величине) импульс и упруго рассеялись на ядрах:

$$\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{\text{ст}} = n_0 \int v'\sigma(\boldsymbol{p}, \boldsymbol{p}_1) f(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{p}_1, t)\, d\boldsymbol{p}_1, \tag{30,3}$$

где $\sigma(\boldsymbol{p}, \boldsymbol{p}_1)$ — эффективное сечение рассеяния от импульса $\boldsymbol{p}$ к импульсу $\boldsymbol{p}_1$ и n_0 — число рассеивающих центров (ядер) в единице объема.

Учитывая (30,2) и (30,3), можно написать уравнение Больцмана (30,1) в виде

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \boldsymbol{v}\frac{\partial f}{\partial \boldsymbol{r}} + \frac{f}{\tau} = n_0 \int v\sigma(\boldsymbol{p}, \boldsymbol{p}_1) f(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{p}_1, t)\, d\boldsymbol{p}_1 + q. \tag{30,4}$$

Уравнение (30,4) является линейным, поскольку мы пренебрегаем соударениями нейтронов между собой.

В физике нейтронов имеется две основные проблемы: 1) получение распределения нейтронов по энергиям (если энергия нейтронов, поступающих из источников, известна) и 2) нахождение пространственного распределения нейтронов с данной энергией.

Мы рассмотрим сначала первую задачу. Поскольку нас не будет интересовать пространственное распределение нейтронов, проинтегрируем уравнение (30,4) по всему пространству и обозначим

$$\int f(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{p}, t)\, dV = N(\boldsymbol{p}, t), \qquad \int q(\boldsymbol{r}, t)\, dV = Q. \tag{30,5}$$

При этом получаем, очевидно:

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \frac{N}{\tau} = n_0 \int v'\sigma N(\boldsymbol{p}_1, t)\, d\boldsymbol{p}_1 + Q. \tag{30,6}$$

Интеграл $\int \frac{\partial f}{\partial \boldsymbol{r}} dV$ по всему пространству обращается в нуль. Чтобы не усложнять выкладок, мы ограничимся случаем источника, стационарно испускающего нейтроны с энергией E_0. В этом случае Q не зависит от времени $Q = \frac{Q_0 \delta(E_0)}{4\pi}$. При этом (30,6) превращается в стационарное уравнение

$$\frac{N}{\tau} = n_0 \int v'\sigma(\boldsymbol{p}, \boldsymbol{p}_1) N(\boldsymbol{p}_1) d\boldsymbol{p}_1 + \frac{Q_0 \delta(E_0)}{4\pi}. \tag{30,7}$$

Удобнее записать (30,7) в виде

$$\psi(\boldsymbol{p}) = \int \psi(\boldsymbol{p})\, w(\boldsymbol{p}, \boldsymbol{p}_1) \frac{l_t}{l_{sc}} d\boldsymbol{p}_1 + \frac{Q_0 \delta(E_0)}{4\pi}, \tag{30,8}$$

где вспомогательная функция

$$\psi(\boldsymbol{p}) = \frac{N(\boldsymbol{p})}{\tau}, \tag{30,9}$$

и $w(\boldsymbol{p}, \boldsymbol{p})$ — вероятность перехода, нормированная на единицу:

$$\int w(\boldsymbol{p}, \boldsymbol{p}_1)\, d\boldsymbol{p} = 1. \tag{30,10}$$

Очевидно, что

$$\frac{w(\boldsymbol{p}, \boldsymbol{p}_1)}{l_{sc}} = n_0 \sigma(\boldsymbol{p}, \boldsymbol{p}_1).$$

Необходимо теперь написать явное значение для вероятности перехода $w(\boldsymbol{p}, \boldsymbol{p}_1)$. Поскольку нейтроны взаимодействуют с ядрами только на весьма малых расстояниях, упругое рассеяние происходит по законам упругих соударений и является изотропным. Поэтому

$$w(\boldsymbol{p}, \boldsymbol{p}_1) = \varphi(p)\, \delta\left(\frac{p_1^2}{2m} - \frac{p^2}{2m} - \frac{(\boldsymbol{p}_1 - \boldsymbol{p})^2}{2M}\right), \tag{30,11}$$

где аргумент δ-функции выражает закон сохранения энергии при столкновении с неподвижным ядром, а $\varphi(p)$ — некоторая функция энергии нейтрона $\frac{p^2}{2m}$. Через M обозначена масса ядра. Значение $\varphi(p)$ может быть найдено из условия (30,10).

Выполняя интегрирование, получаем

$$\int \delta\left(\frac{p_1^2-p^2}{2m}-\frac{(\boldsymbol{p}_1-\boldsymbol{p})^2}{2M}\right) p_1^2\,dp_1 \sin\theta\,d\theta\,d\varphi =$$

$$= \int \delta\left(\frac{p_1^2}{2}\left(\frac{1}{m}-\frac{1}{M}\right)-\frac{p^2}{2}\left(\frac{1}{m}+\frac{1}{M}\right)+\frac{pp_1\cos\theta}{M}\right) p_1^2\,dp_1 \sin\theta\,d\theta\,d\varphi =$$

$$= \frac{2\pi M}{p}\int\limits_{p_{\min}}^{p_{\max}} p_1\,dp_1 = \frac{\pi M}{p}\left(p_{\max}^2-p_{\min}^2\right).$$

Здесь $p_{\min}$ и $p_{\max}$ — минимальный и максимальный импульсы до соударения, который после соударения превращается в импульс p.

Согласно законам упругих соударений [ср. (43,33) ч. I]

$$p_{\min}=\frac{M-m}{M+m}\,p, \quad p_{\max}=p.$$

Поэтому окончательно

$$\int \varphi(\boldsymbol{p}_1)\,\delta\,d\boldsymbol{p}_1 = \varphi(p)\,\frac{4\pi m M}{(m+M)^2}\,p = 1,$$

откуда

$$\varphi = \frac{(M+m)^2}{4\pi m M^2 p}$$

и нормированная вероятность рассеяния приобретает вид

$$w(\boldsymbol{p},\boldsymbol{p}_1)=\frac{1}{4\pi}\left(\frac{M+m}{M}\right)^2\frac{1}{mp}\,\delta\left(\frac{p_1^2-p^2}{2m}-\frac{(\boldsymbol{p}_1-\boldsymbol{p})^2}{2M}\right). \quad (30{,}12)$$

Задача об интегрировании уравнения (30,8) при значении $w(\boldsymbol{p},\boldsymbol{p}_1)$, даваемом формулой (30,12), весьма сложна. Мы ограничимся поэтому двумя предельными случаями. Во-первых, рассмотрим рассеяние нейтрона на ядрах водорода, т. е. случай $m = M$.

При этом

$$w(p,p_1)=\frac{1}{\pi M p}\,\delta\left(\frac{p_1^2-p^2-(p_1-p)^2}{2M}\right). \quad (30{,}13)$$

Подставляя (30,13) в (30,8), замечаем прежде всего, что ввиду изотропии рассеяния функция ψ не зависит от углов и зависит только от абсолютной величины импульса, так что (30,8) приобретает вид

$$\psi(p)=2\int\limits_0^p \psi(p_1)\,\frac{l_t(p_1)}{l_{sc}(p_1)}\,\frac{p_1\,dp_1}{p^2}+\frac{Q_0\delta(E_0)}{4\pi} \quad (30{,}14)$$

или переходя к новой переменной — энергии, можно представить (30,14) в форме

$$\psi(E)=\int_0^E \psi(E_1)\frac{l_t(E_1)}{l_{sc}(E_1)}\frac{dE_1}{E}+\frac{Q_0\delta(E_0)}{4\pi}. \tag{30,15}$$

Это уравнение решается элементарно. Дифференцирование дает

$$\frac{d\psi}{dE}=\left[\frac{l_t(E)}{l_{sc}(E)}-1\right]\frac{\psi(E)}{E}+\frac{Q_0}{4\pi}\left[\frac{\delta(E_0)}{E}+\delta'(E_0)\right].$$

Решением этого линейного уравнения служит

$$\psi=\frac{Q_0}{4\pi}\frac{l_t(E_0)}{l_{sc}(E_0)}\exp\left\{-\int_{E_0}^{E}\frac{l_t(E_1)}{l_{sc}(E_1)}\frac{dE_1}{E_1}\right\}. \tag{30,16}$$

Из (30,9) следует для функции распределения по энергиям

$$N(E)=\frac{Q_0}{4\pi}\frac{l_t(E_0)}{l_{sc}(E_0)}\frac{l_t(E)}{v}\exp\left\{-\int_{E_0}^{E}\frac{l_t(E_1)}{l_{sc}(E_1)}\frac{dE_1}{E_1}\right\}. \tag{30,17}$$

Если поглощение отсутствует, $l=l_t=l_{sc}$ и (30,17) упрощается:

$$N(E)=\frac{Q_0}{4\pi}\frac{l}{v}\frac{1}{E}. \tag{30,18}$$

Уравнение (30,8) существенно упрощается также в другом предельном случае при рассеянии нейтронов на тяжелых ядрах. В этом случае передача энергии при каждом соударении мала.

Для упрощения выкладок ограничимся случаем, когда можно пренебречь поглощением нейтронов в процессе их замедления в среде. При этом, однако, можно рассмотреть общий случай немонохроматических источников. При отсутствии поглощения $l_t=l_{sc}$ и уравнение (30,8) приобретает вид

$$\psi(\mathbf{p})=\int\psi(\mathbf{p}_1)\,w(\mathbf{p},\mathbf{p}_1)\,d\mathbf{p}_1+\frac{Q(E)}{4\pi}. \tag{30,19}$$

Поскольку нас интересует лишь энергетический спектр замедляющихся нейтронов, можно проинтегрировать (30,19) по всем углам. При этом оказывается удобным перейти от абсолютной величины импульса к новой независимой переменной [1])

$$u=\ln\frac{E_0}{E}=2\ln\frac{p_0}{p}. \tag{30,20}$$

Основание для выбора такой переменной будет ясно видно из дальнейших вычислений.

---

[1]) А. И. Ахиезер и И. Я. Померанчук, Некоторые вопросы теории ядра, Гостехиздат, 1950.

Определим новую неизвестную функцию $\psi(u)$ соотношением

$$\psi(u)=\int \psi(p)\,d\Omega. \tag{30,21}$$

Положим также

$$w\,dp_1=\eta(u,\mu)\,du\,d\Omega.$$

Простое преобразование дает

$$\eta(u,\mu)=\eta(u,p_1,p)=$$
$$=\frac{(M+m)^2}{8\pi Mm}e^{-u}\delta\left(\cos\mu-\frac{M+m}{2m}e^{-\frac{u}{2}}+\frac{M-m}{2m}e^{\frac{u}{2}}\right).$$

Интегрируя (30,19) по всем углам, находим

$$\psi_0(u)=\int\limits_0^u du'\psi_0(u')\int\eta(u-u',\mu)\,d\Omega. \tag{30,22}$$

Внутренний интеграл с δ-функцией легко вычисляется, если учесть, что энергия нейтрона при упругом соударении после соударения E' лежит в интервале (ср. § 43 ч. I).

$$E_{\max}=E\geqslant E'\geqslant\left(\frac{M-m}{M+m}\right)^2E=E_{\min}.$$

Поэтому, введя величину

$$u_M=\ln\frac{E}{E_{\min}}=2\ln\frac{M+m}{M-m}$$

и выполняя интегрирование по углам в δ-функции, находим

$$\eta_0(u-u')\int\eta(u-u',\mu)\,d\Omega=\begin{cases}\dfrac{M+m}{4mM}e^{-(u-u')} & \text{при}\quad u<u_M,\\ 0 & \text{при}\quad u>u_M.\end{cases} \tag{30,23}$$

Подставляя (30,23) в (30,22), имеем

$$\psi_0(u)=\int\limits_0^u du'\psi_0(u')\,\eta_0(u-u')+Q. \tag{30,24}$$

Уравнение (30,23) может быть решено в замкнутом виде с помощью преобразования Лапласа. Именно, умножим (30,23) на e^{-zu} и проинтегрируем по всем u в пределах $0\leqslant u<\infty$. Тогда находим

$$\int\limits_0^\infty \psi_0(u)e^{-zu}\,du=\int\limits_0^\infty e^{-zu}\,du\int\limits_0^u du'\psi_0(u')\,\eta_0(u-u')+\int\limits_0^\infty e^{-zu}Q(u)\,du. \tag{30,25}$$

Изменяя порядок интегрирования в двухкратном интеграле, находим

$$\int_0^\infty du'\psi_0(u')\,e^{-zu'}\cdot\int_u^\infty e^{-z(u-u')}\eta(u-u')\,du' =$$

$$= \int du'\psi_0(u')\,e^{-zu'}\cdot\int_0^\infty e^{-zu}\eta(u)\,du. \qquad (30,26)$$

Обозначим трансформанты по Лапласу через

$$\tilde{\psi}(z)=\int_0^\infty \psi_0(u)\,e^{-zu}\,du, \qquad (30,27)$$

$$\tilde{\eta}(z)=\int_0^\infty \eta(u)\,e^{-zu}\,du, \qquad (30,28)$$

$$\tilde{Q}(z)=\int_0^\infty Q(u)\,e^{-zu}\,du \qquad (30,29)$$

и учитывая (30,25), получаем окончательно вместо (30,24)

$$\tilde{\psi}(z)=\tilde{\psi}(z)\,\tilde{\eta}(z)+\tilde{Q}(z). \qquad (30,30)$$

Отсюда для трансформанты $\tilde{\psi}$ находим

$$\tilde{\psi}(z)=\frac{\tilde{Q}(z)}{1-\tilde{\eta}(z)}. \qquad (30,31)$$

Обращая преобразование Лапласа, находим искомое распределение нейтронов в виде

$$\psi_0(u)=\frac{1}{2\pi i}\int_{\sigma-i\infty}^{\sigma+i\infty}\tilde{\eta}(z)\,e^{zu}\,du=\frac{1}{2\pi i}\int_{\sigma-i\infty}^{\sigma+i\infty}\frac{\tilde{Q}(z)\,e^{zu}\,du}{1-\tilde{\eta}(z)}. \qquad (30,32)$$

Найдем трансформанту $\tilde{\eta}(z)$. Согласно (30,23) имеем

$$\tilde{\eta}(z)=\frac{(M+m)^2}{4mM}\int_0^{u_M} e^{-u}e^{-zu}\,du=\frac{(M+m)^2}{4mM}\cdot\frac{1-e^{u_M(1+z)}}{1+z}=$$

$$=\frac{1}{1-e^{-u_M}}\,\frac{1-e^{-u_M(1+z)}}{1+z}. \qquad (30,33)$$

Подставляя (30,33) в (30,32), приходим к несколько громоздкой формуле для распределения нейтронов по энергиям (точнее, по логарифмам энергии):

$$\psi_0(u)=\frac{1}{2\pi i}\int\limits_{\sigma-i\infty}^{\sigma+i\infty}\frac{\tilde{Q}(z)\,e^{zu}\,du}{1-\dfrac{1}{1-e^{-u_M}}\cdot\dfrac{1-e^{-u_M(1+z)}}{1+z}}. \qquad (30{,}34)$$

Интегрирование ведется по прямой, параллельной мнимой оси и лежащей правее всех полюсов подынтегрального выражения. Контур можно замкнуть полуокружностью бесконечно большого радиуса, лежащей влево от прямой. Тогда к интегралу можно применить теорему о вычетах. Обычно можно считать $\tilde{Q}(z)$ функцией, не имеющей полюсов. Тогда полюсами подынтегрального выражения являются точки, определяемые условием

$$\left(1-e^{-u_M}\right)(1+z)=1-e^{-u_M(1+z)}. \qquad (30{,}35)$$

Это трансцендентное уравнение имеет, очевидно, корень $z_1=0$, а также бесконечное множество корней z_k, имеющих отрицательную вещественную часть.

Находя вычет от подынтегрального выражения (30,34) и применяя теорему о вычетах, находим

$$\psi_0(u)=\sum\frac{\left[1-e^{-u_M(1+z_k)}\right]e^{uz_k}\tilde{Q}(z_k)}{1-e^{-u_M}+u_Me^{-u_M(1+z_k)}}. \qquad (30{,}36)$$

При больших значениях u, т. е. при энергиях нейтронов значительно меньших, чем та, с которой они поставляются источниками, формула (30,36) значительно упрощается. Поскольку вещественное значение $\operatorname{Re} z_k<0$, все слагаемые в сумме (30,36) при $u\gg 1$ экспоненциально малы по сравнению с первым, отвечающим $z_1=0$. Поэтому вместо (30,36) можно написать

$$\psi_0(u)\simeq\frac{1-e^{-u_M}\tilde{Q}(0)}{1-e^{-u_M}+u_Me^{-u_M}}. \qquad (30{,}37)$$

По определению

$$\tilde{Q}(0)=\int\limits_0^\infty Q(u)\,du=Q_0,$$

где Q_0 — полное число нейтронов, испускаемых источником за 1 *сек*. Мы видим из (30,37), что $\psi_0(u)$ не зависит от своего аргумента. Именно эта простота функции распределения в переменной и делает удобной эту переменную.

Распределение нейтронов по энергиям имеет вид

$$N(E)=\frac{l}{v}\psi_0=\frac{l}{v}\frac{Q_0}{\xi},$$

где величина ξ по определению равна

$$\xi=\frac{1-e^{-u_M}+e^{-u_M}u_M}{1-u_M}.$$

Эта величина, как показывает простое рассмотрение, представляет среднелогарифмическую потерю энергии нейтрона при одном соударении.

§ 31. Пространственное распределение нейтронов

Обсудим теперь важную проблему о пространственном распределении нейтронов.

Допустим, что можно пренебречь изменением энергии нейтронов при рассеянии на ядрах. Это имеет место, например, для нейтронов, замедлившихся до энергии $\sim kT$ (так называемых тепловых нейтронов). Если пренебречь изменением энергии, то в уравнении (30,4) энергию можно считать фиксированной. Если источники поставляют нейтроны в среду стационарным образом, то установится стационарное распределение нейтронов в пространстве. Функцию распределения можно считать зависящей только от координат и направления движения нейтронов. Последнее можно характеризовать единичным вектором

$$\boldsymbol{v}_1=\frac{\boldsymbol{v}}{v}. \qquad (31,1)$$

Функция распределения нейтронов удовлетворяет уравнению:

$$v\frac{\partial f(\boldsymbol{r},\boldsymbol{v}_1)}{\partial \boldsymbol{r}}+\frac{v}{l_t}f(\boldsymbol{r},\boldsymbol{v}_1)=\int\frac{v}{l_{sc}}w(\boldsymbol{v}_1,\boldsymbol{v}_1')f(\boldsymbol{v}_1',\boldsymbol{r})\,d\Omega'+\frac{q(\boldsymbol{r})}{4\pi}. \qquad (31,2)$$

В интеграле столкновений интегрирование ведется только по углам, поскольку абсолютная величина импульса при столкновениях не изменяется.

Сокращая (31,2) на $\frac{v}{l_t}$ и вводя обозначения

$$\frac{\alpha}{4\pi}=\frac{l_t}{l_{sc}},\qquad s(r)=q\cdot\frac{l_t}{v}, \qquad (31,3)$$

имеем

$$\boldsymbol{v}_1 l_t\frac{\partial f}{\partial \boldsymbol{r}}+f=\frac{\alpha}{4\pi}\int w(\boldsymbol{v}_1,\boldsymbol{v}_1')f\,d\Omega'+\frac{s(\boldsymbol{r})}{4\pi}. \qquad (31,4)$$

Уравнение (31,4) сходно с уравнением для функции распределения молекул легкого газа, диффундирующего в тяжелом