

## ЯВЛЕНИЯ ПЕРЕНОСА В КНУДСЕНОВСКОМ МОЛЕКУЛЯРНОМ ГАЗЕ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

В. Д. БОРМАН, С. Ю. КРЫЛОВ, Л. А. МАКСИМОВ,  
Б. И. НИКОЛАЕВ, В. И. ТРОЯН

(Москва)

Рассматривается поведение сильно разреженного (кнудсеновского) многоатомного газа между двумя поверхностями, имеющими разные температуры, в магнитном поле. Показано, что в магнитном поле  $\mathbf{H}$  могут возникать поток газа и поток тепла вдоль поверхностей (нечетные по  $\mathbf{H}$ ), а также действующие на стенки нормальные и тангенциальные силы.

Известно, что свойства переноса многоатомных газов могут меняться во внешних магнитном и электрическом полях. Первым из таких явлений был обнаружен и исследован эффект влияния поля на теплопроводность и вязкость газа (эффект Зенфтлебена — Бинаккера) [1]. Позднее были обнаружены эффект Скотта [2], связанный с возникновением в магнитном поле вращающего момента, действующего на нагретый цилиндр, помещенный в молекулярный газ, а также изменение в магнитном поле тепловой силы, с которой газ действует на пластину при наличии градиента температуры [3, 4]. Известен также эффект термомагнитной разности давлений [5], заключающийся в возникновении разности давлений в закрытом плоском канале при наличии разности температур в магнитном поле. Влияние поля на явления переноса связано с несферичными столкновениями между молекулами газа и прецессией молекул, поэтому при переходе к низким давлениям оно должно исчезнуть. Однако вследствие зависимости вероятности рассеяния на поверхности от ориентации молекул, аналогичные явления могут существовать в кнудсеновском пределе. Одно из таких явлений — влияние магнитного поля на теплопередачу в сильно разреженном многоатомном газе, находящемся в зазоре между двумя поверхностями, — было обнаружено и исследовано ранее [6, 7].

Зависимость кинетических явлений в кнудсеновском газе от магнитного поля связана с несферичным характером взаимодействия молекул газа с поверхностью. Характерным параметром, определяющим величины соответствующих макроскопических потоков является произведение  $HL$  ( $L$  — расстояние между поверхностями). В этом проявляется принципиальное отличие рассматриваемых эффектов от известных явлений Зенфтлебена — Бинаккера [1] и Скотта [2], где характерным параметром является отношение  $H/p$  ( $p$  — давление газа), а зависимость от поля связана с несферичными столкновениями молекул между собой.

В настоящее время зависимость взаимодействия молекул со стенкой от их ориентации неизвестна. Однако можно получить общие выражения для макропотоков в кнудсеновском газе в магнитном поле и проанализировать их свойства при произвольном законе взаимодействия молекул со стенкой исходя из соображений пространственной симметрии системы. Такой анализ проведен в п. 1. В п. 2–5 вычисляются потоки тепла, массы и импульса в кнудсеновском газе между двумя поверхностями.

**1. Влияние пространственной симметрии.** Рассмотрим молекулярный кнудсеновский газ в зазоре между двумя бесконечными поверхностями, имеющими разные температуры  $T_0$  и  $T_L$  и находящимися на расстоянии  $L$  одна от другой. Будем предполагать, что  $|\Delta T| = |T_0 - T_L| \ll T_0$  и ограничимся рассмотрением лишь эффектов, линейных по  $\Delta T$ .

В задаче фигурируют три характерных вектора (физически выделенных направления): вектор магнитного поля  $\mathbf{H}$ , вектор  $\mathbf{k}$ , направленный по нормали от поверхности, изготовленной из одного материала, к поверхности из другого материала, и вектор  $\mathbf{T}$  (единичный), связанный

с разностью температур стенок и направленный, например, от поверхности с меньшей температурой к поверхности с большей температурой. В рассматриваемой системе возможны лишь такие (векторные или тензорные) макроскопические потоки, которые могут быть построены с помощью трех перечисленных векторов. Ситуация здесь качественно отличается от случая сплошной среды, когда соответствующие потоки зависят только от векторов  $\mathbf{H}$  и  $\nabla T$ .

В данной задаче следует перебрать все возможные векторные комбинации из векторов  $\mathbf{H}$ ,  $\mathbf{k}$ ,  $\mathbf{T}$ , если интересоваться тепловым потоком в системе, или возможные тензоры второго ранга, если речь идет о тензоре напряжений. При этом комбинации, четные по  $\mathbf{k}$ , соответствуют четным, т. е. не меняющим знака при перестановке пластин потокам, а комбинации векторов, нечетные по  $\mathbf{k}$ , соответствуют эффектам, нечетным к перестановке пластин. Очевидно, что в случае одинаковых пластин следует учитывать лишь комбинации, четные относительно обращения вектора  $\mathbf{k}$ .

Ограничиваясь рассмотрением потоков, линейных по  $\Delta T$ , и учитывая, что векторы  $\mathbf{k}$  и  $\mathbf{T}$  коллинеарны, выражение для тензора напряжений можно представить в общем виде

$$(1.1) \quad P_{ij}(\mathbf{H}) = P_{ij}(0) + \Delta P_{ij}, \quad \Delta P_{ij} = (\mathbf{kT}) \eta_{ij}(\mathbf{h}, \mathbf{k}) \Delta T, \quad \mathbf{h} = \mathbf{H}/H$$

Функция  $\eta_{ij}(\mathbf{h}, \mathbf{k})$  включает в себя линейно-независимые векторные комбинации, построенные из векторов  $\mathbf{h}$  и  $\mathbf{k}$ .

Для рассеяния молекулы на стенке, инвариантного к пространственной инверсии, имеем

$$(1.2) \quad \eta_{ij}(\mathbf{h}, \mathbf{k}) = \xi_1 k_i k_j + \xi_2 h_i h_j + \xi_3 k_i h_j (k_k h_k) + \\ + \xi_4 k_i (\varepsilon_{jkl} k_k h_l) + \xi_5 (\varepsilon_{ikl} k_k h_l) h_j (k_m h_m)$$

Величины  $\xi_i$  ( $i=1, \dots, 5$ ) в (1.2) являются функциями от напряженности магнитного поля  $H$  и могут быть вычислены, если известна функция распределения газа. Полнота набора членов, использованных в (1.2), становится очевидной, если получить его из полного набора функций, записанных в сферических координатах с помощью сферических гармоник от векторов  $\mathbf{k}$  и  $\mathbf{h}$ .

Ограничимся ниже двумя ориентациями магнитного поля  $\mathbf{H} \parallel \mathbf{k}$  и  $\mathbf{H} \perp \mathbf{k}$ . Будем использовать систему координат с осью  $z \parallel \mathbf{k}$ . При этом действующие на поверхности нормальные и тангенциальные силы определяются компонентами тензора напряжений  $P_{zz}$  и  $P_{z\tau}$  ( $\tau=x, y$ ). Как следует из (1.2), в поле  $\mathbf{H} \perp \mathbf{k}$  величина  $P_{z\tau}$  ( $P_{z\tau} \neq 0$  при  $\xi_4 = 0$ ) при произвольном законе взаимодействия молекул с поверхностью может быть лишь нечетной к обращению поля и к перестановке (материала) поверхностей, причем направление возникающей силы перпендикулярно  $\mathbf{H}$ . Аналогично изменение нормального давления на поверхности  $\Delta P_{zz} \neq 0$  при  $\mathbf{H} \perp \mathbf{k}$ , если  $\xi_1 \neq 0$ , и при  $\mathbf{H} \parallel \mathbf{k}$ , если хотя бы один из коэффициентов  $\xi_1, \xi_2, \xi_3$  отличен от нуля. При обеих ориентациях поля  $\Delta P_{zz}$  четна по  $\mathbf{H}$  и нечетна к перестановке (материала) поверхностей.

Проводя аналогичные рассуждения, можно найти выражение для потоков тепла и массы газа в магнитном поле.

**2. Вычисление макроскопических потоков.** Для описания кинетических эффектов в рассматриваемой системе должно быть решено уравнение Больцмана для находящегося в зазоре между пластинами кнудсеновского газа с вращательными степенями свободы

$$(2.1) \quad \left[ v_z \frac{\partial}{\partial z} + \gamma [\mathbf{MH}] \frac{\partial}{\partial \mathbf{M}} \right] f(\mathbf{v}, \mathbf{M}, z) = 0$$

Здесь  $\mathbf{v}$  и  $\mathbf{M}$  — скорость и вращательный угловой момент молекулы соответственно,  $\gamma$  — гиромагнитное отношение.

Уравнение (2.1) должно быть дополнено системой двух граничных условий на поверхностях, записываемых в общем виде

$$(2.2) \quad |\mathbf{v}\mathbf{k}|f_0(\mathbf{v}, \mathbf{M}) = \int_{\mathbf{v}'\mathbf{k}<0} |\mathbf{v}'\mathbf{k}'|W(\mathbf{v}', \mathbf{M}' \rightarrow \mathbf{v}, \mathbf{M}; \mathbf{k}, T)f_*(\mathbf{v}', \mathbf{M}')d\mathbf{v}' d\mathbf{M}'$$

где  $f_*$  и  $f_0$  — функции распределения молекул, падающих и отраженных от данной поверхности,  $W$  — плотность вероятности рассеяния,  $T$  — температура поверхности.

Ядро рассеяния может быть представлено в виде [7]

$$(2.3) \quad \begin{aligned} W &= W_0 + \varepsilon W_1 \\ W_1(\mathbf{v}', \mathbf{M}' \rightarrow \mathbf{v}, \mathbf{M}; \mathbf{k}, T) &= \\ &= |\mathbf{v}\mathbf{k}| \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) \sum_i \beta_i(v'^2, M'^2, v^2, M^2, T) A_i \\ s &= \{(l_1' l_1) j_1, (l_2' l_2) j_2, j_3\} \\ A_s &= [Y_{l_1'}^{m_1'}(\mathbf{v}') \times Y_{l_1}^{m_1}(\mathbf{v})]^{j_1} \cdot [Y_{l_2'}^{m_2'}(\mathbf{M}') \times Y_{l_2}^{m_2}(\mathbf{M})]^{j_2} \cdot Y_{l_3}^{m_3}(\mathbf{k}) \end{aligned}$$

Здесь  $W_0$  — максвелловское ядро с коэффициентом диффузного отражения  $\alpha$ ;  $\varepsilon$  — малый параметр несферичности ( $\varepsilon^2 \approx 10^{-3} \div 10^{-2}$ );  $\mathbf{v}'$ ,  $\mathbf{M}'$  и  $\mathbf{v}$ ,  $\mathbf{M}$  — скорость и момент вращения молекул соответственно до и после столкновения со стенкой;  $E$  — энергия молекулы.

Для простоты будем ниже предполагать, что коэффициенты диффузного отражения  $\alpha$  и параметры несферичности  $\varepsilon$  для обеих пластин совпадают.

Рассматриваемая задача может быть решена методом теории возмущений по малому параметру  $\varepsilon$ . Зависимость макроскопических потоков, не связанных с переносом вектора момента вращения молекул, от магнитного поля появится лишь во втором приближении по  $\varepsilon$ . Проведенные вычисления показывают, что такие макроскопические потоки зависят не от всей вероятности несферичного рассеяния  $W_1$  на стенках, а определяются ее частью  $W_1^{(1)}$ , зависящей от ориентации момента вращения вылетающей со стенки молекулы, но не зависящей от ориентации момента падающей молекулы. Выражение для  $W_1^{(1)}$  следует из (2.3) при  $l_2' = 0$ .

С точки зрения прецессионного механизма влияние поля на явления переноса можно объяснить следующим образом. В результате несферичных столкновений со стенками молекулы становятся поляризованными по ориентациям момента  $\mathbf{M}$ , что соответствует наличию анизотропного по  $\mathbf{v}$ ,  $\mathbf{M}$  члена порядка  $\varepsilon$  в выражении для неравновесной функции распределения. Из-за прецессии молекул при включении поля такая поляризация частично разрушается и распределение поляризованных молекул становится зависящим от  $\mathbf{H}$ . После повторных несферичных столкновений поляризация части молекул может исчезнуть. В результате изотропная по  $\mathbf{M}$  часть функции распределения (порядка  $\varepsilon^2$ ) и, следовательно, макропотоки становятся зависящими от  $\mathbf{H}$ .

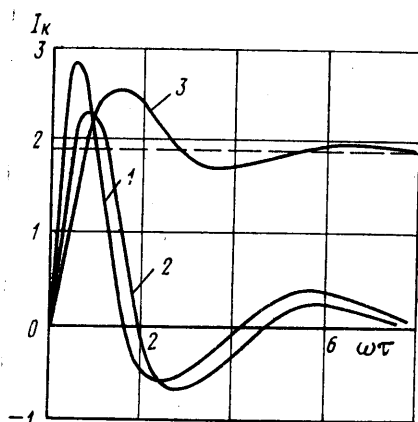
**3. Поперечные потоки тепла и массы газа.** Поток тепла в кнудсеновском газе между двумя пластинами, направленный вдоль поверхностей (для определенности вдоль оси  $x$ ), записывается в виде

$$(3.1) \quad Q_x = \int_{v_x > 0} v_x E f^+(\mathbf{v}, \mathbf{M}) d\mathbf{v} d\mathbf{M} + \int_{v_x < 0} v_x E f^-(\mathbf{v}, \mathbf{M}) d\mathbf{v} d\mathbf{M}$$

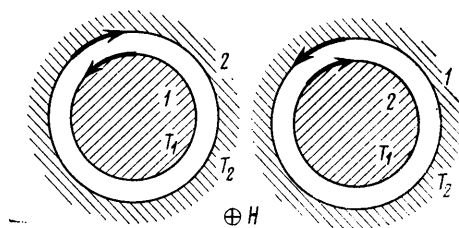
Вычислим поток  $Q_x$  в азоте при  $\mathbf{H} \perp \mathbf{k}$  в случае, когда обе стенки покрыты напыленным слоем золота. Как было показано в работе [7], при этом в выражении (2.3) для вероятности  $W_1^{(1)}$  можно ограничиться членами  $s_1 = \{(11)1, (02)2, 2\}$  и  $s_2 = \{(00)0, (02)2, 2\}$ . Проведенные вычисления дают

$$(3.2) \quad Q_x = c_1 \varepsilon^2 n \langle v \rangle \Delta T \sin \varphi_H I_1(\omega \tau, \alpha)$$

где  $n$  — плотность числа молекул газа,  $\langle v \rangle$  — их средняя скорость,  $\varphi_H$  — полярный угол ориентации  $\mathbf{H}$  в плоскости  $xy$ . Константа  $|c_1| \sim 1$  может



Фиг. 1



Фиг. 2

быть вычислена, если известны соответствующие выражения для  $\beta_s$  в соотношениях (2.3). При получении формулы (3.2) предполагалось, что функции  $\beta_s$  от  $v^2$  не зависят. Функция  $I_1$  (см. зависимость 1 на фиг. 1) определяет зависимость  $Q_x$  от величины магнитного поля (аналитическое выражение для  $I_1$  громоздко и здесь не приводится). Параметром задачи является произведение частоты прецессии молекул в поле  $\omega = H\gamma$  на характерное время пробега молекул от стенки к стенке  $\tau = L(m/2kT_0)^{1/2}$ .

Появление потока тепла в направлении, перпендикулярном  $T$ , можно объяснить следующим образом. В отсутствие поля функция распределения изотропна по направлениям скорости молекул в плоскости, перпендикулярной  $T$ . В поле  $\mathbf{H} \perp T$  в результате прецессии молекул среднее значение проекции момента вращения молекул на направлении  $\mathbf{H}$  отлично от нуля. Поскольку при столкновении со стенкой направление вылета молекул зависит от ориентации момента вращения  $\mathbf{M}$ , то может появиться преимущественная ориентация вектора скорости  $\mathbf{v}$  в плоскости, перпендикулярной  $T$ . Это приведет к появлению переноса энергии, а также (см. ниже) массы и импульса вдоль поверхностей.

Как видно из фиг. 1, для кнудсеновского газа характерна периодическая зависимость от магнитного поля (параметра  $\omega\tau$ ). Осцилляции  $Q_x$  связаны с периодическим изменением ориентации момента молекулы при ее прецессии в поле. Затухание и аperiodичность связаны с усреднением по скоростям молекул.

Как видно из выражения (3.2), поперечный тепловой поток в рассматриваемом случае возникает в направлении, перпендикулярном магнитному полю, и меняет знак при обращении поля. Порядок величины максимального потока  $Q_x$  определяется как  $(Q_x)_{\max} \sim \varepsilon^2 n \langle v \rangle \Delta T$ . Таким образом, величина поперечного теплового потока должна составлять  $\sim 0,1\%$  величины полного потока тепла между пластинами.

В магнитном поле может возникнуть также поток газа вдоль поверхностей. Вычисления, аналогичные проведенным для потока тепла, приводят к следующим выражениям для потока газа вдоль оси  $x$  в поле  $\mathbf{H} \perp \mathbf{k}$ :

$$(3.3) \quad N_x = c_2 \varepsilon^2 n \langle v \rangle (\Delta T / T_0) \sin \varphi_H I_1(\omega \tau, \alpha)$$

где  $|c_2| \sim 1$  — константа.

Из соотношения (3.3) следует, что величина  $N_x$  максимальна, если поле направлено вдоль оси  $y$ . Поперечный поток тепла можно исследовать, измеряя величину разности давлений ( $\Delta p \sim N_x$ ) на концах закрытого плоского канала, стенки которого находятся при разных температурах. Это явление аналогично исследованному ранее [3] эффекту термомагнитной разности давлений, наблюдаемому в режиме  $\text{Kn} \leq 0.1$  и обусловленному несферичными межмолекулярными столкновениями.

**4. Тангенциальная сила.** Для определения сил, действующих на ограничивающие газ поверхности, вычислим тензор напряжений

$$(4.1) \quad P_{ij} = m \int_{v_z > 0} v_i v_j f^+(\mathbf{v}, \mathbf{M}) d\mathbf{v} d\mathbf{M} + \int_{v_z < 0} m v_i v_j f^-(\mathbf{v}, \mathbf{M}) d\mathbf{v} d\mathbf{M}$$

Рассмотрим случай, когда вероятность  $W_1^{(1)}$  рассеяния молекул на одной из поверхностей описывается выражением (2.3), в котором оставлены члены  $s_1$  и  $s_2$  (см. п. 3), а на второй — члены  $s_3 = \{(11)1, (02)2, 2\}$  и  $s_4 = \{(01)1, (01)1, 1\}$ . Как показали проведенные недавно авторами (совместно с Б. И. Бутцевым и В. А. Конаковым) исследования влияния поля на теплопередачу в кнудсеновском газе, члены  $s_3$  и  $s_4$  в выражении (2.3) описывают взаимодействие молекул азота с поверхностью платины.

Вычисление касательного напряжения  $P_{zx}$  в поле  $\mathbf{H} \perp \mathbf{k}$  приводит к результату

$$(4.2) \quad P_{zx} = \varepsilon^2 c_3 (kT) n \Delta T \sin \varphi_H I_2(\omega \tau, \alpha), \quad |c_3| \sim 1$$

Зависимость функции  $I_2$  от параметра  $\omega \tau$  представлена на фиг. 1. Из выражения (4.2) следует, что знак  $P_{zx}$  меняется на обратный при перестановке местами поверхностей. Согласно (4.2) при включении поля на поверхности действуют тангенциальные силы, стремящиеся сдвинуть пластины одну относительно другой в направлении, перпендикулярном магнитному полю.

Тангенциальные термомагнитные силы можно обнаружить, измеряя закручивающие моменты, которые действуют в осевом магнитном поле на коаксиальные цилиндры с разной температурой, если зазор между ними заполнен газом и величина зазора много меньше радиуса (см. фиг. 2). Такой эффект является аналогом известного эффекта Скотта [2], заключающегося во вращении в магнитном поле нагретого цилиндра, погруженного в молекулярный газ. Причиной скоттовского термомагнитного вращающего момента является возникновение кольцевого потока газа вокруг цилиндра, вызванного несферичными столкновениями между молекулами. Существование термомагнитных явлений в кнудсеновском газе может быть связано только с несферичными столкновениями молекул со стенками. Важной характерной особенностью рассматриваемого эффекта по сравнению с эффектом Скотта является его нечетность относительно перестановки материала поверхностей. Так, согласно (4.2) направления вращения цилиндров будут разными в случаях, когда внутренний цилиндр (см. фиг. 2) изготовлен из золота (1), а внешний из платины (2) и наоборот.

Максимальное касательное напряжение на поверхности имеет величину порядка  $(P_{zx})_{\max} \sim \varepsilon^2 n \Delta T$ . Отсюда следует, например, что максимальный

вращательный момент, действующий на цилиндр радиусом  $\sim 2$  см и площадью поверхности  $\sim 100$  см<sup>2</sup>, должен составлять  $\sim 10^{-3}$  дин·см при давлении газа в зазоре  $p \sim 10^{-3}$  мм рт. ст., средней температуре  $\sim 300^\circ$  К и  $\Delta T \sim 10^\circ$  С. Заметим, что такой же по порядку величины момент, действующий на цилиндр с указанными размерами, наблюдался (при давлениях  $p \sim 10^{-2} \div 10^{-1}$  мм рт. ст.) в ряде газов при измерении эффекта Скотта [2].

5. Давление на стенки в магнитном поле. Вычислим величину изменения нормального давления на пластины ( $\Delta P_{zz}$ ) при включении магнитного поля. Предположим, что одна пластина платиновая, т. е. в соотношениях (2.3) оставлены члены  $\{(11)1, (02)2,2\}$  и  $\{(01)1, (01)1,1\}$ , а вторая пластина такова, что в  $W_1^{(1)}$  можно сохранить единственный член  $\{(11)1, (02)2,2\}$ . Тогда в случае полей, параллельного и перпендикулярного нормали к поверхности, можно получить соответственно

$$(5.1) \quad \Delta P_{zz} = P_{zz}(H) - P_{zz}(0), \quad \Delta P_{zz}^{\parallel} = 2\Delta P_{zz}^{\perp} = c_4(kT) \varepsilon^2 n \Delta T I_3(\omega t, \alpha)$$

Зависимость  $I_3$  от параметра  $\omega t$  представлена на фиг. 1. Заметим, что при любом фиксированном значении поля  $\Delta P_{zz}^{\perp} / \Delta P_{zz}^{\parallel} = 1/2$ . Этот результат следует связывать с выбранными моделями взаимодействия газа со стенками.

Проведенные вычисления показывают, что четная по полю и нечетная к перестановке пластин зависимость давления газа на стенки от магнитного поля должна наблюдаться в азоте, если одна пластина является золотой, а другая — платиновой. При этом выражение для  $\Delta P_{zz}^{\parallel}$  совпадает с (5.1), а для  $\Delta P_{zz}^{\perp}$  — более громоздкое и здесь не приводится. В случае одинаковых пластин давление газа в поле не должно изменяться.

Нормальная «термомангнитная сила», действующая при включении магнитного поля на пластину в молекулярном газе, была обнаружена [3] в режиме  $Kn < 1$ . При этом в параллельном и перпендикулярном к пластине полях наблюдалась четная по направлению поля монотонная зависимость давления на поверхность от отношения  $H/p$ . Как и эффекты Зенфтлебена — Бинаккера и Скотта, это явление связано с несферичными столкновениями молекул газа между собой и принципиально отличается от рассматриваемого в настоящей работе.

6. Обсуждение. В отличие от исследованного ранее [6, 7] эффекта изменения продольного теплового потока касательное напряжение и поперечный тепловой поток в магнитном поле равны нулю, если в качестве граничного условия для функции распределения на поверхности использовать максвелловское зеркально-диффузное граничное условие, обобщенное в [6] на случай зависимости коэффициента диффузного отражения от векторов  $\mathbf{v}$ ,  $\mathbf{M}$ ,  $\mathbf{k}$ . Такое граничное условие учитывает зеркальное отражение молекул и процессы рассеяния, для которых функция распределения отраженных молекул не зависит от состояния молекул, падающих на стенку. Таким образом, возникновение касательных напряжений и поперечного теплового потока в магнитном поле может быть связано лишь с таким механизмом взаимодействия газа с поверхностью, когда состояния падающих и отраженных молекул скоррелированы.

Если взаимодействие молекул с поверхностью неинвариантно относительно инверсии системы координат, то наряду с рассмотренными явлениями могут существовать также поток тепла и поток газа вдоль поверхности, нечетные к перестановке пластин, а также тангенциальные и нормальные силы, четные к этой перестановке. Исследования показали [8], что вероятность несферичного рассеяния молекул кислорода на платине неинвариантна по отношению к пространственной инверсии.

Исследование рассматриваемых явлений позволит получить новую информацию о взаимодействии многоатомных молекул с поверхностью твердого тела, зависящем от их ориентации, и, в частности, восстановить явный вид несферичной части вероятности рассеяния.

Поступила 16 XII 1977

#### ЛИТЕРАТУРА

1. *Beenakker J. J. M.* The influence of electric and magnetic fields on the transport properties of polyatomic dilute gases. *Festkörperprobleme*, Berlin, Vieweg, Braunschweig, 1968.
2. *Scott G. G., Smith G. W., Fry D. L.* Thermomagnetic-torque measurements in dilute polyatomic gases. *Phys. Rev., Ser. A*, 1970, vol. 2, No. 5.
3. *Larchez M. E., Adair T. W.* Thermomagnetic force in polyatomic gases. *Phys. Rev., Ser. A*, 1971, vol. 3, No. 6.
4. *Al-Ani A. S., Adair T. W.* The three components of the thermomagnetic force in NO and O<sub>2</sub>. *J. Chem. Phys.*, 1976, vol. 65, No. 1.
5. *Hulsman H., van Kuik F. G., Knaap H. F. P., Beenakker J. J. M.* Thermomagnetic slip in rarefied polyatomic gases. *Physica*, 1972, Bd 57, Nr 2.
6. *Борман В. Д., Максимов Л. А., Николаев Б. И., Троян В. И.* О влиянии внешнего поля на явления переноса в кнудсеновском молекулярном газе. Докл. АН СССР, 1972, т. 207, № 5.
7. *Борман В. Д., Бутцев Б. И., Крылов С. Ю., Николаев Б. И., Троян В. И.* Исследование терромагнитного эффекта и возможности его применения для изучения ориентационного взаимодействия молекул с поверхностью. ЖЭТФ, 1976, т. 70, № 3.
8. *Борман В. Д., Крылов С. Ю., Николаев Б. И., Рябов В. А., Троян В. И.* Исследования терромагнитного эффекта в кислороде, взаимодействующем с поверхностью золота и платины. ЖЭТФ, 1976, т. 71, № 4.