VI Minsk International Heat and Mass Transfer Forum
MIF 2008, Minsk, May 19-23, 2008

УДК 533.6.011.8: 535.375.5

СВЕТОИНДУЦИРОВАННЫЕ ПОТОК ТЕПЛА И ДРЕЙФ ОДНОКОМПОНЕНТНОГО ГАЗА В КАПИЛЛЯРЕ

И.В. Чермянинов, В.Г. Черняк, Е.А. Вилисова

Уральский государственный университет им. А.М. Горького
620083, Екатеринбург, Россия

Исследуются светоиндуцированные процессы тепло- и массопереноса однокомпонентного газа в капилляре в поле электромагнитного излучения. Анализируются поверхностный и столкновительный механизмы возникновения дрейфа газа и потока тепла в капилляре при произвольных числах Кнудсена (Kn). Для свободномолекулярного (Kn>>1) и гидродинамического (Kn<<1) режимов течения получены аналитические выражения для осредненных по сечению капилляра потоков массы газа и тепла. При промежуточных числах Кнудсена проведены численные расчёты. В случае неоднородного уширения линии поглощения приведены частотные характеристики дрейфа газа и теплового потока.

Введение

Явление светоиндуцированного дрейфа газа (СИД) [1] состоит в возникновении направленного потока поглощающих частиц, взаимодействующих с электромагнитным излучением и испытывающих столкновения с частицами буферного газа. Эффект СИД обусловлен селективным по скоростям возбуждением поглощающих излучение частиц (эффект Доплера) и изменением их транспортных характеристик. В безграничном объеме наличие буферного газа, относительно которого поглощающие излучение частицы тормозятся, принципиально. В ограниченных системах роль буферного газа может выполнять поверхность канала, с которой возбужденные и невозбужденные частицы взаимодействуют по-разному-поверхностный СИД [2].

В [3] впервые был предсказан так называемый столкновительный СИД, который возможен только в ограниченных системах. Суть столкновительного механизма СИД состоит в том, что вследствие различия сечений столкновений эффективные толщины кнудсеновских слоев для потоков возбужденных и невозбужденных частиц различны. В результате эти противоположно направленные потоки не компенсируют друг друга, и газ как целое сдвигается вдоль граничной поверхности.

СИД однокомпонентного газа в капилляре изучался в работах [2,4,5]. В [2,4] исследовался поверхностный СИД в режиме со скольжением и свободномолекулярном режиме соответственно. В работе [5,] изучался поверхностный и столкновительный СИД однокомпонентного газа в капилляре при произвольных числах Kn.Задача решалась на основе линеаризованных кинетических уравнений с модельным интегралом столкновений второго порядка [6]. Эти уравнения хорошо описывают либо дрейф газа, либо тепловой поток. Для описания совместного тепломассопереноса нужно использовать кинетические уравнения более высокого порядка.

В данной работе рассматривается не только дрейф газа в капилляре, но и светоиндуцированный теплоперенос (СИТ). Для решения задачи, в отличие от [5,], используются модельные кинетические уравнения третьего порядка, которые включают в качестве макропараметров скорость газа, тензор напряжений и тепловой поток [6]. Это позволяет рассчитать СИТ в капилляре во всем диапазоне чисел Kn и количественно уточнить результаты [5] для скорости СИД. Кроме того, использование модели третьего порядка приводит к новым результатам для частотных профилей дрейфа газа и потока тепла.

Постановка задачи

Рассмотрим стационарное движение однокомпонентного газа в капилляре радиуса r_0, обусловленное резонансным взаимодействием газа с излучением, направленным вдоль оси капилляра z. Частицы газа предполагаются двухуровневыми, т.е. они могут находиться либо в основном состоянии n, либо в возбуждённом m. Частота ω монохроматического излучения отстроена от центра линии поглощения ω_{mn} на величину $\Omega = (\omega - \omega_{mn}) << \omega$. Вследствие эффекта Доплера с излучением взаимодействуют лишь те частицы, проекции скорости **v** которых на направление волнового вектора **k** близки к резонансному значению v_0, удовлетворяющему условию $kv_0 = \Omega$. Поглотившие излучение частицы изменяют свои транспортные свойства, в частности, сечение столкновений. Тогда газ можно рассматривать как бинарную смесь, в которой частицы имеют одинаковые массы, но различные сечения взаимодействия. При этом обмен частицами между компонентами возможен в результате радиационного распада возбуждённого уровня, столкновительных и индуцированных переходов.

При стационарных условиях в двухуровневом приближении функции распределения невозбужденных f_n и возбужденных f_m частиц удовлетворяют следующей системе кинетических уравнений [7]:

$$\mathbf{v}\nabla f_n = -\frac{1}{2}\chi(\mathbf{v})\Gamma_m(f_n - f_m) + \Gamma_m f_m + S_n,$$
$$\mathbf{v}\nabla f_m = \frac{1}{2}\chi(\mathbf{v})\Gamma_m(f_n - f_m) - \Gamma_m f_m + S_m, \qquad (1)$$
$$\chi(\mathbf{v}) = \frac{4|G_{mn}|^2\Gamma}{\Gamma_m[\Gamma^2 + (\Omega - \mathbf{kv})^2]}, \quad G_{mn} = \frac{Ed_{mn}}{2\hbar}.$$

Здесь Γ_m - постоянная радиационного распада возбужденного уровня, Γ - однородная полуширина линии поглощения на переходе m-n, S_n, S_m – интегралы столкновений, E – амплитуда электрического поля; d_{mn} – дипольный момент перехода m-n, $\hbar$ - постоянная Планка, **k** - волновой вектор, G_{mn} - частота Раби.

Параметр насыщения $\chi(\mathbf{v})$, характеризующий вероятность индуцированных переходов, пропорционален интенсивности излучения и, следовательно, в общем случае зависит от продольной координаты z, вследствие поглощения излучения газом. Однако в случае оптически тонкой среды или на сравнительно небольших расстояниях величину $\chi(\mathbf{v})$ в первом приближении можно считать независящей от координаты z. Интенсивность излучения по сечению капилляра предполагается однородной. Длина капилляра L много больше его радиуса r_0, так что концевыми искажениями профилей газовых потоков можно пренебречь. При этих условиях функции распределения f_n и f_m не зависят от продольной координаты z.

Рассмотрим приближение упругих столкновений частиц газа со стенкой капилляра. При этом в качестве граничных условий к уравнениям (1) используем модель зеркально–диффузного отражения, согласно которой доля $(1-\varepsilon_i)$ частиц i-го сорта, отражается зеркально, а доля ε_i - диффузно с максвелловским распределением по скоростям:

$$f_i^+(\mathbf{v}) = \varepsilon_i f_i^s(\mathbf{v}) + (1-\varepsilon_i) f_i^-(\mathbf{v} - 2(\mathbf{vn})\mathbf{n}), \quad \mathbf{vn} > 0, \qquad (2)$$

$$f_i^s = \frac{n_i^s}{\pi^{3/2}\overline{v}^3}\exp\left(-\frac{v}{\overline{v}}\right)^2, \quad \overline{v} = \left(\frac{2k_B T}{m_0}\right)^{1/2}, \quad i = m, n, \tag{3}$$

где $\mathbf{n}$ - внутренняя нормаль к поверхности капилляра; верхние индексы “+”, “s” и “-” относятся соответственно к отражённым, испущенным диффузно и налетающим на поверхность частицам; n_i^s - числовая плотность диффузно рассеянных частиц в i–ом состоянии.

Если параметр насыщения в среднем мал $(\chi << 1)$, что ограничивает возможные значения интенсивности излучения, то состояние каждого компонента газа является слабонеравновесным. В этом случае функции распределения скоростей могут быть представлены в виде возмущенных максвелловских распределений

$$f_i(\mathbf{r}, \mathbf{v}) = f_{i0}\left[1 + h_i(\mathbf{r}, \mathbf{v})\right], \quad \left|h_i(\mathbf{r}, \mathbf{v})\right| << 1, \tag{4}$$

где

$$f_{i0} = \frac{n_{i0}}{\pi^{3/2}\overline{v}^3}\exp\left(-\frac{v}{\overline{v}}\right)^2, \quad i = n, m,$$

n_{i0} – равновесная числовая плотность частиц в i-ом состоянии, h_i – неизвестные функции возмущения, $\mathbf{r}$ - радиус-вектор в плоскости, перпендикулярной оси z.

Предположим, что межчастичные столкновения являются упругими, а каждая из частот γ_{ii} и γ_{ij} (γ_{ii}, γ_{ij} – частоты столкновений частиц i-го сорта соответственно между собой и с частицами j-го сорта) много больше постоянной радиационного распада возбуждённого уровня Γ_m. При этом в теории появляется малый параметр

$$\Gamma_m^{(i)} = \frac{\Gamma_m}{(\gamma_{ii} + \gamma_{ij})} << 1, \quad i, j = n, m \quad (i \neq j). \tag{5}$$

С учётом принятых предположений кинетические уравнения (1), линеаризованные относительно функций возмущения h_i (4) и параметров $\Gamma_m^{(i)}$ (5), с использованием аппроксимирующих интегралов столкновений 3-го порядка в форме Маккормака [6] после обезразмеривания принимают следующий вид:

$$\begin{aligned} \mathbf{c}_\perp \frac{\partial h_i}{\partial \mathbf{R}} + \delta_i h_i = c_z \delta_i \Bigg\{ & \frac{\Gamma_m^{(i)}\chi(\mathbf{v})}{2}\left(\frac{n_{j0}}{n_{i0}} - 1\right)c_z^{-1} + 2\left[u_i - \varphi_{ij}^{(1)}(u_i - u_j) - \varphi_{ij}^{(2)}(H_i - H_j)\right] \\ & + 4c_r\left[(1 - \varphi_{ii}^{(3)} + \varphi_{ii}^{(4)} - \varphi_{ij}^{(3)})\pi_{irz} + \varphi_{ij}^{(4)}\pi_{jrz}\right] + \frac{4}{5}\left(c^2 - \frac{5}{2}\right)\Big[(1 - \varphi_{ii}^{(5)} + \varphi_{ii}^{(6)} \\ & - \varphi_{ij}^{(5)})H_i + \varphi_{ij}^{(6)}H_j - \frac{5}{2}(u_i - u_j)\varphi_{ij}^{(2)}\Big]\Bigg\}, \end{aligned} \tag{6}$$

$$\mathbf{c} = \frac{\mathbf{v}}{\overline{v}}, \qquad c_{\perp}^2 = c_r^2 + c_{\theta}^2, \qquad c^2 = c_{\perp}^2 + c_z^2,$$

$$\mathbf{R} = \frac{\mathbf{r}}{r_0}, \quad \delta_i = \frac{r_0}{\overline{v}}(\gamma_{ii} + \gamma_{ij}), \quad \varphi_{ij}^{(n)} = \frac{\nu_{ij}^{(n)}}{\gamma_{ii} + \gamma_{ij}}, \quad \varphi_{ii}^{(n)} = \frac{\nu_{ii}^{(n)}}{\gamma_{ii} + \gamma_{ij}},$$

$$u_i = \frac{U_i}{\overline{v}} = \pi^{-3/2} \int \exp(-c^2) c_z h_i d\mathbf{c}, \tag{7}$$

$$\pi_{irz} = \frac{P_{irz}}{2p_i} = \pi^{-3/2} \int \exp(-c^2) c_r c_z h_i d\mathbf{c},$$

$$H_i = \frac{q_i}{p_i \overline{v}} = \pi^{-3/2} \int \exp(-c^2) c_z (c^2 - 5/2) h_i d\mathbf{c}, \quad i, j = n, m, \quad i \neq j.$$

Здесь $\mathbf{R}$, $\mathbf{c}_{\perp}$ - двумерные безразмерные векторы, лежащие в плоскости, перпендикулярной оси z; δ_i - параметр разреженности газа, обратно пропорциональный числу Kn. Выражения для частот $\nu_{ij}^{(n)}$, зависящие от вида потенциала межмолекулярных взаимодействий, приведены в [6].

Граничные условия (2) для функций возмущения h_i с учётом линеаризации (4) принимают вид:

$$h_i^+(\mathbf{R_0}, \mathbf{c}) = (1 - \varepsilon_i) h_i^-(\mathbf{R_0}, \mathbf{c}) + \varepsilon_i \left(\frac{n_i^s - n_{i0}}{n_{i0}} \right), \tag{8}$$

$$\mathbf{R_0} = \frac{\mathbf{r_0}}{r_0}, \quad |\mathbf{R_0}| = 1, \quad i = m, n.$$

Решение кинетических уравнений

Записав кинетические уравнения(6) в интегральной форме с учетом условий (8) и подставив полученные выражения для функций возмущения в выражения (7), получим систему интегрально-моментных уравнений для парциальных скоростей, напряжений и плотностей потоков тепла.

Эти уравнения определяют локальные значения макроскопических величин. Практический интерес представляют числовой поток (СИД) и поток тепла (СИТ), осреднённые по сечению капилляра:

$$I = n\langle U \rangle = I_n + I_m = 2\overline{v} \int_0^1 (n_n u_n + n_m u_m) R dR\,, \tag{9}$$

$$Q = \langle q_n \rangle + \langle q_m \rangle = 2k_B T\, \overline{v} \int_0^1 (n_n H_n + n_m H_m) R dR\,. \tag{10}$$

Для численных расчётов удобно ввести безразмерные величины $G, \widetilde{G}$ и $S, \widetilde{S}$, связанные с размерными потоками, следующими соотношениями:

$$I = \frac{n r_0 \Gamma_m}{2\sqrt{\pi}} \left(G\chi_1 + \widetilde{G}\chi_3 \right), \qquad Q = \frac{p r_0 \Gamma_m}{2\sqrt{\pi}} \left(S\chi_1 + \widetilde{S}\chi_3 \right). \qquad \chi_k = \int_{-\infty}^{+\infty} c_z^k \chi(c_z) \exp(-c_z^2) dc_z, \tag{11}$$

В типичном для газов случае неоднородного уширения ($\Gamma << k\overline{v}$) выражения для χ_k могут быть представлены в виде

$$\chi_k = \frac{4\pi}{k\bar{v}}\left(\frac{\Omega}{k\bar{v}}\right)^k \frac{|G_{mn}|^2}{\Gamma_m}\exp\left[-\left(\frac{\Omega}{k\bar{v}}\right)^2\right]. \tag{12}$$

Для случая однородного уширения ($|\Omega|, \Gamma >> k\bar{v}$) имеем $\chi_3 = 1.5\chi_1$, причём

$$\chi_1 = \frac{4\sqrt{\pi}\Omega(k\bar{v})\Gamma}{\Gamma_m}\left(\frac{|G_{mn}|}{\Omega^2+\Gamma^2}\right)^2. \tag{13}$$

Кинетические коэффициенты $G, \tilde{G}, S$ и $\tilde{S}$ в общем случае зависят от параметра разреженности δ_n, коэффициентов зеркально-диффузного отражения ε_i, кинетических сечений столкновений, а также от параметров модельного потенциала молекулярных взаимодействий.

Для определения потоков (9), (10) необходимо решить систему интегрально-моментных уравнений для макроскопических скоростей, касательных напряжений и потоков тепла, которые являются уравнениями фредгольмовского типа второго рода. Воспользуемся методом Бубнова-Галёркина [8], основное достоинство которого состоит в том, что он позволяет получать достаточно точные значения усреднённых по сечению капилляра потоков (9), (10), не определяя при этом точную зависимость макроскопических величин от радиальной координаты R. Выберем последовательность координатных функций $(1, R, R^2, \ldots R^k, \ldots)$ и представим неизвестные макроскопические величины в интегральных уравнениях в виде разложений в степенные ряды по этим функциям. В N-приближении с учётом симметрии задачи примем:

$$u_i^N = \sum_{k=0}^{N-1} a_k^{(i)} R^{2k}, \qquad \pi_{irz}^N = \sum_{k=1}^{N-1} b_k^{(i)} R^{2k-1}, \qquad H_i^N = \sum_{k=1}^{N-1} c_k^{(i)} R^{2(k-1)}. \tag{14}$$

Для определения коэффициентов разложений $a_k^{(i)}, b_k^{(i)}, c_k^{(i)}$ аппроксимации (14) необходимо подставить в систему интегральных уравнений и потребовать ортогональность полученных соотношений к выбранным базовым функциям. Ограничимся расчётами во втором приближении (N=2).

С целью сокращения количества варьируемых параметров и упрощения численных расчётов ограничимся приближением малого различия эффективных диаметров возбуждённых σ_m и невозбуждённых σ_n частиц , а также предположением, подтверждённом экспериментально о почти диффузном рассеянии частиц на поверхности капилляра. Введём два малых параметра

$$\left|\frac{\Delta\sigma}{\sigma_n}\right| = \left|\frac{\sigma_m - \sigma_n}{\sigma_n}\right| << 1; \qquad (1-\varepsilon_i) << 1, \; i = m, n. \tag{15}$$

В линейном приближении по этим параметрам безразмерные коэффициенты уравнений (11) запишутся в виде:

$$G = G_1\Delta\varepsilon + G_2\frac{\Delta\sigma}{\sigma_n}, \qquad \tilde{G} = G_3\Delta\varepsilon + G_4\frac{\Delta\sigma}{\sigma_n},$$
$$S = S_1\Delta\varepsilon + S_2\frac{\Delta\sigma}{\sigma_n}, \qquad \tilde{S} = S_3\Delta\varepsilon + S_4\frac{\Delta\sigma}{\sigma_n}, \tag{16}$$
$$\Delta\varepsilon = \varepsilon_n - \varepsilon_m.$$

Тогда безразмерные кинетические коэффициенты G_1, G_3, S_1, S_3 и G_2, G_4, S_2, S_4, характеризующие вклад в величины СИД и СИТ поверхностного и столкновительного механизмов соответственно, зависят только от параметра разреженности $\delta = \delta_n$.
При промежуточных числах Kn был проведён расчёт кинетических коэффициентов для молекулярной модели твёрдых сфер. Результаты показаны на рис.1-3. В почти свободномолекулярном $(\delta << 1)$ режиме и режиме со скольжением $(\delta >> 1)$ получены аналитические выражения для этих коэффициентов.
Почти свободномолекулярный режим $(\delta << 1)$:

$$G_1 = \frac{16}{3\sqrt{\pi}} + 6\delta\ln\delta + 3.24\delta + \ldots \quad , \quad G_2 = \delta\ln\delta + 0.6158\,\delta + \ldots \quad , \tag{17}$$
$$G_3 = -0.438\,\delta + \ldots \quad , \qquad G_4 = -0.139\,\delta + \ldots \quad ,$$
$$S_1 = -\frac{32}{3\sqrt{\pi}} - 15\delta\ln\delta - 11.1\delta + \ldots \quad , \quad S_2 = -\frac{5}{2}\delta\ln\delta - 2.039\delta + \ldots \quad ,$$
$$S_3 = G_1 \ , \qquad S_4 = G_2 \ .$$

Режим со скольжением $(\delta >> 1)$:

$$G_1 = \frac{1}{\varphi_{nn}^{(1)}}\left[\frac{1+\frac{3}{4}\alpha_1}{1-\frac{5}{2}\alpha_1\alpha_2}\right]\frac{1}{\delta} + \ldots \ , \qquad G_2 = \frac{1}{2\varphi_{nn}^{(1)}}\left[\frac{\left(1+\frac{1}{2}\alpha_1\right)(1-\alpha_3)}{1-\frac{5}{2}\alpha_1\alpha_2}\right]\frac{1}{\delta} + \ldots, \tag{18}$$

$$G_3 = -\frac{13}{8\varphi_{nn}^{(1)}}\left[\frac{\alpha_1}{1-\frac{5}{2}\alpha_1\alpha_2}\right]\frac{1}{\delta} + \ldots \quad , \qquad G_4 = -\frac{7}{4\varphi_{nn}^{(1)}}\left[\frac{\alpha_1(1-\alpha_3)}{1-\frac{5}{2}\alpha_1\alpha_2}\right]\frac{1}{\delta} + \ldots \quad . \tag{19}$$

$$S_2 = \frac{1}{2\varphi_{nn}^{(1)}}\left[\frac{5\alpha_1 + 3\alpha_4}{1-\frac{5}{2}\alpha_1\alpha_2}\right]\frac{1}{\delta} + \ldots \ , \qquad S_4 = -\frac{1}{\varphi_{nn}^{(1)}}\left[\frac{\alpha_4}{1-\frac{5}{2}\alpha_1\alpha_2}\right]\frac{1}{\delta} + \ldots \ , \tag{20}$$

$$S_1 = O(\delta^{-2}), \quad S_3 = O(\delta^{-2}), \tag{21}$$

$$\alpha_1 = \frac{\nu_{nn}^{(2)}}{\nu_{nn}^{(5)}}, \quad \alpha_2 = \frac{\nu_{nn}^{(2)}}{\nu_{nn}^{(1)}}, \quad \alpha_3 = \frac{\nu_{nn}^{(4)}}{\nu_{nn}^{(3)}}, \quad \alpha_4 = \frac{\nu_{nn}^{(1)}}{\nu_{nn}^{(5)}}.$$

Обсуждение результатов

Решение кинетических уравнений (6) подтверждает качественный вывод о том, что СИД однокомпонентного газа возможен только в ограниченных системах, в то время как СИТ имеет место и в безграничном газе. С учётом выражений (20) в гидродинамическом режиме ($\delta \to \infty$) получаем следующую формулу для плотности теплового потока:

$$Q = \frac{p\bar{v}\,\Gamma_m}{2\sqrt{\pi}}\left[\frac{\nu_{nn}^{(1)}\left(\chi_3 - \frac{3}{2}\chi_1\right) - \frac{5}{2}\nu_{nn}^{(2)}\chi_1}{\nu_{nn}^{(1)}\nu_{nn}^{(5)} - \frac{5}{2}\nu_{nn}^{(2)}\nu_{nn}^{(2)}}\right]\frac{\Delta\sigma}{\sigma_n}. \tag{22}$$

Заметим, что точно такое же выражение получается для плотности теплового потока из решения кинетического уравнения для безграничного пространственно-однородного газа.

Если пренебречь членами, пропорциональными частоте $\nu_{nn}^{(2)}$ (для модели твёрдых сфер $\alpha_1 \approx 0.07$ и $\alpha_2 \approx 0.1$), то в случае типичного для разреженных газов неоднородного уширения $(\Gamma << k\bar{v})$ выражение (22) упрощается:

$$Q = \frac{2\sqrt{\pi} p \bar{v}\, \Omega}{\nu_{nn}^{(5)}} \left(\frac{|G_{mn}|}{k\bar{v}}\right)^2 \left[\frac{3}{2} - \left(\frac{\Omega}{k\bar{v}}\right)^2\right] \frac{\Delta\sigma}{\sigma_n} \exp\left[-\left(\frac{\Omega}{k\bar{v}}\right)^2\right]. \tag{23}$$

В случае однородного уширения $(\Gamma >> k\bar{v})$ имеем $\chi_3 = 1.5\chi_1$ и, следовательно, СИТ является эффектом второго порядка, величина которого пропорциональна частоте $\nu_{ij}^{(2)}$ (порядка эффекта Дюфура). Отсюда следует, что аппроксимирующий интеграл столкновений второго порядка [6], который не содержит члены, пропорциональные $\nu_{ij}^{(2)}$, не даёт корректного описания явления СИТ. Более того, из решения кинетической модели второго порядка следует, что при однородном уширении явление СИТ в безграничном газе не существует.

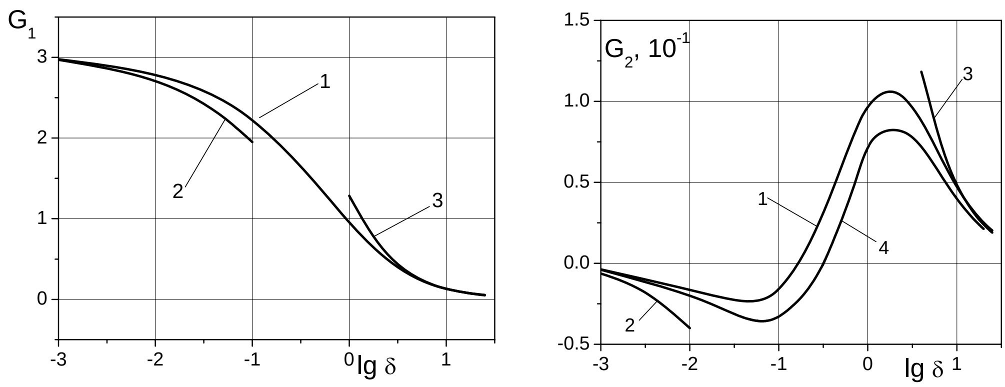

Рис.1 Зависимость кинетических коэффициентов G_1 и G_2 от параметра разреженности δ: 1-численный счет, 2-формулы (17), 3-формулы (18), 4-результат работы [5].

Кинетические коэффициенты G_1, G_3 и S_1, S_3, характеризующие поверхностный механизм дрейфа и теплопереноса соответственно, являются знакопостоянными функциями параметра разреженности δ (рис.1-3). Поэтому направления поверхностных составляющих СИД и СИТ определяются знаками разности коэффициентов аккомодации возбуждённых и невозбужденных частиц $\Delta\varepsilon$ и отстройки частоты излучения от центра линии поглощения Ω, а также от величины параметра отстройки. Если $\varepsilon_n > \varepsilon_m$, то в случае однородного уширения направление поверхностной составляющей СИД при $\Omega > 0$ совпадает с направлением излучения, а при $\Omega < 0$ - противоположно ему.

В случае неоднородного уширения выражения (11) для потоков газа и тепла запишутся в следующем виде

$$I = nB\, x \left\{ \left(G_1 - |G_3|\, x^2\right)\Delta\varepsilon + \left(G_2 - |G_4|\, x^2\right)\frac{\Delta\sigma}{\sigma_n} \right\} \exp\left(-x^2\right) \quad , \tag{24}$$

$$Q = pB\,x\left\{\left(-|S_1| + S_3\,x^2\right)\Delta\varepsilon + \left(S_2 - |S_4|\,x^2\right)\frac{\Delta\sigma}{\sigma_n}\right\}\exp\left(-x^2\right) \quad , \tag{25}$$

$$B = 2\sqrt{\pi}\,r_0\,\frac{|G_{mn}|^2}{k\bar{v}} \quad , \qquad x = \frac{\Omega}{k\bar{v}} \quad .$$

Из выражения (24) следует, что существуют такие значения параметра отстройки x, при которых поверхностный СИД отсутствует. Расчёт показывает, что при $x \approx 3.2$ скорость поверхностного дрейфа изменяет своё направление на противоположное для любых значений параметра разреженности δ. Но при такой отстройке величина скорости СИД неизмеримо мала.

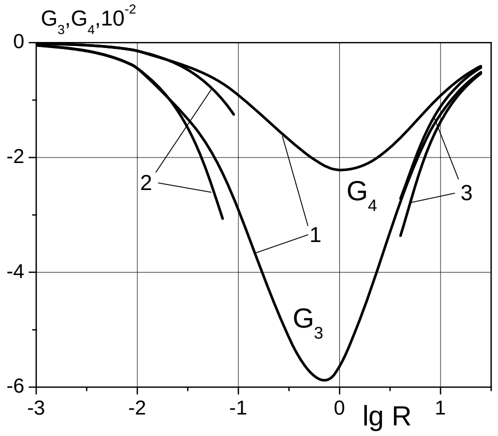

Рис.2 Зависимость кинетических коэффициентов G_3 и G_4 от параметра разреженности δ: 1-численный счет, 2-формулы (17), 3-формулы (19).

Зависимости коэффициентов G_2 и G_4, характеризующих столкновительный механизм СИД, от параметра разреженности δ представлены на рис.1,2. Если $G_4 < 0$ при всех значениях δ, то G_2 изменяет свой знак в промежуточном режиме при $\delta = \delta_{inv} \approx 0.18$. Коэффициент G_2 отрицателен, если $\delta < \delta_{inv}$ и положителен, если $\delta > \delta_{inv}$. Это означает, что скорость столкновительной составляющей СИД изменяет своё направление при изменении давления газа в капилляре.

В свободномолекулярном и вязком со скольжением режимах результат численного расчёта для коэффициента G_2 хорошо согласуется с асимптотическими формулами (17) и (18), что иллюстрируют кривые 2 и 3 на рис.1. Здесь же представлено решение (кривая 4) кинетической модели второго порядка [5]. Наибольшее различие между результатами данной работы и работы [5]составляет около 37% при $\delta \approx 2$ $(\mathrm{Kn} \approx 0.5)$. Зависимость скорости СИД от частоты излучения определяется двумя усреднёнными по скоростям параметрами поглощения χ_1 и χ_3, а не одним χ_1, как это следует из элементарного рассмотрения [1], а также из решения модельного кинетического уравнения второго порядка [5].

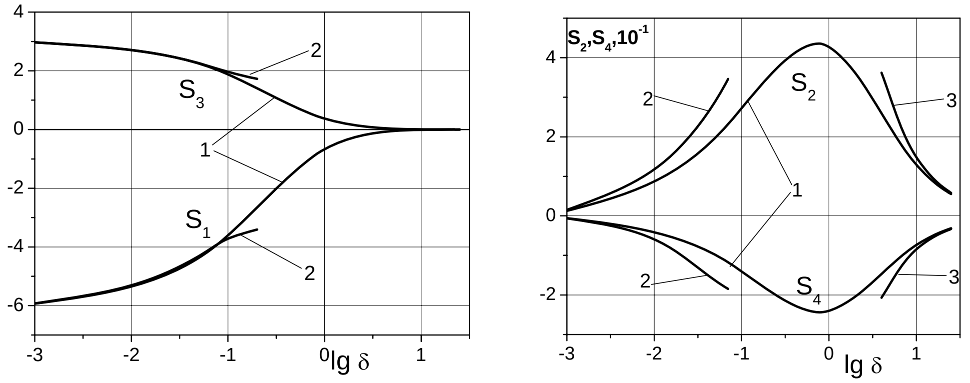

Рис.3 Зависимость кинетических коэффициентов S_1, S_3 и S_2, S_4 от параметра разреженности δ: 1-численный счет, 2-формулы (17), 3-формулы (20).

В случае неоднородного уширения при $\delta > \delta_{inv}$ частотная зависимость столкновительного СИД имеет дополнительные нули, кроме очевидного $\Omega = 0$. В зависимости от величины параметра разреженности δ столкновительная составляющая скорости СИД изменяет своё направление при значениях параметра отстройки в интервале $0.1 < x < 2.3$. Если $\Delta\sigma > 0$ и $\Omega > 0$, то в случае $x > 2.3$ столкновительный СИД направлен против распространения излучения при любом давлении газа.

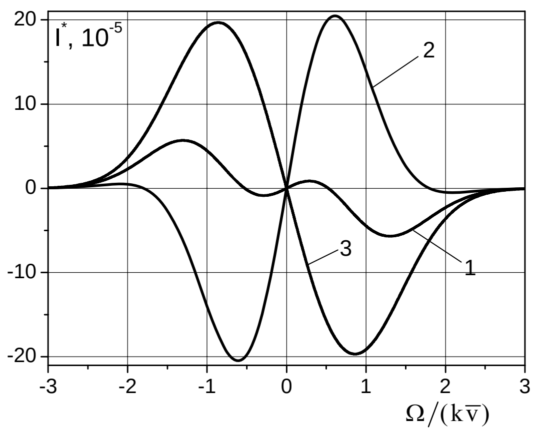

Рис.4. Частотный профиль СИД при
$\xi = -0.1$ ($\Delta\varepsilon = -0.001$, $\Delta\sigma/\sigma_n = 0.01$)
1- $\delta = 1$, 2 - $\delta = 2$, 3 - $\delta = 0.7$.

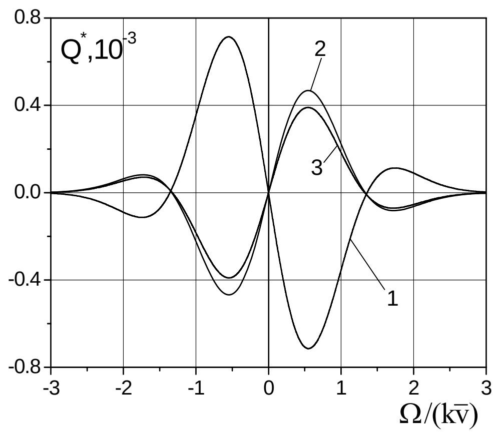

Рис.5. Частотный профиль СИТ при.
$\xi = 1$ ($\Delta\varepsilon = 0.01$, $\Delta\sigma/\sigma_n = 0.01$)
1 - $\delta = 1$, 2 - $\delta = 2$, 3 - $\delta = 10$

Частотная зависимость полного потока СИД определятся значениями параметров разреженности δ и $\xi = \Delta\varepsilon / (\Delta\sigma / \sigma_n)$. На рис.4 показаны возможные зависимости безразмерного потока СИД $I^* = I/(nB)$ от параметра отстройки x в случае неоднородного уширения. При $\delta \geq 1$ и $|\xi| \leq 0.1$ (рис.4, кривые 1,2) частотный профиль скорости СИД имеет три нуля. В свободномолекулярном режиме дрейфа газа, а также при $|\xi| \geq 1$ зависимость потока СИД от частоты имеет единственный нуль в точном резонансе $x = 0$. В промежуточном режиме при $|\xi| \leq 0.1$ возможны оба варианта в зависимости от величины и знака параметра ξ.

Направление СИТ также зависит не только от давления газа, знаков отстройки, разности коэффициентов аккомодации и разности эффективных диаметров частиц газа, но также и от величины параметра отстройки. Инверсные значения отстройки для поверхностной и столкновительной составляющих теплового потока, слабо зависящие от параметра разреженности δ, имеют значения в интервале $1.32 \le x \le 1.52$.
В режиме со скольжением $(\delta >> 1)$ величина поверхностного СИТ имеет порядок δ^{-2} (21), т.е. в рамках теории Чепмена–Энскога он может быть определён только в барнетовском приближении. Для однородного и неоднородного (в случае $x \le 1.3$) уширений поверхностный СИТ всегда направлен противоположно поверхностному дрейфу газа. В случае неоднородного уширения при $x > 1.4$ поверхностный СИТ меняет своё направление и оказывается сонаправленным поверхностной составляющей скорости СИД.
Столкновительный СИТ при однородном и неоднородном (в случае $x \le 1.3$) уширениях при $\Omega > 0, \Delta\sigma/\sigma_n > 0$ направлен в сторону распространения излучения во всём диапазоне давления газа, а если $\Delta\sigma/\sigma_n < 0$ - то против излучения. Для неоднородного уширения, когда $x > 1.5$, направление столкновительного СИТ меняется на противоположное.
На рис.5 представлена частотная зависимость безразмерного полного потока тепла $Q^* = Q/(pB)$ при различных значениях параметра разреженности δ для неоднородного уширения. Частотный профиль СИТ всегда имеет несколько нулей, положения которых практически не зависят от давления газа. На этом же рисунке показано изменение величины и направления теплового потока при изменении давления газа. При фиксированных значениях параметров x и ξ изменение давления газа приводит к изменению направления СИТ (кривые 1 и 2).
В заключение отметим, что подбирая соответствующие значения частотного параметра x, можно исключить либо поверхностный, либо столкновительный механизмы СИД или СИТ. Это позволит с хорошей точностью определить параметры взаимодействия частиц с поверхностью и между собой, т.е. коэффициенты аккомодации и сечения взаимодействия возбуждённых и невозбуждённых частиц.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 06-01-00594).

Литература

[1] Гельмуханов Ф.Х., ШалагинА.М. Светоиндуцированная диффузия газов. Письма в ЖЭТФ. 1979. т. 29, №12. с.773 -776.
[2] Ghiner A.V., Stockman M.I., Vaksman M.A . Surface light-induced drift of a rarefied gas. Phys. Lett. 1983.Vol. 96A, No 2.pp. 79-85.
[3] Чермянинов И.В., Черняк В.Г. Скольжение газа в поле оптического излучения. Инж.-физ. журн.1988. т.55, №6.с. 906-909.
[4] Ваксман М.А., Гайнер А.В. Теория дрейфа плотного взаимодействующего со стенками газа при избирательном по скоростям возбуждении ЖЭТФ. 1985. Т. 89, № 1.с. 41-49.
[5] Черняк В.Г., Винтовкина Е.А., Чермянинов И.В. Светоиндуцированный дрейф однокомпонентного газа в капилляре. ЖЭТФ. 1993.т. 103, №5.с.1571-1583.
[6] McCormack F.J. Construction of linearized kinetic models for gaseous mixtures and molecular gases. Phys. Fluids. 1973. Vol.16, No 12.pp.2095-2106.
[7] Раутиан С.Г., Смирнов Г.И., Шалагин А.М. Нелинейные резонансы в спектрах атомов и молекул. Наука, Новосибирск ,1979 .
[8] Михлин С.Г.Вариационные методы в математической физике, Наука, Москва, 1970.