01

Движение нейтральной сферической частицы в пространстве между двумя коаксиальными цилиндрическими поверхностями

© *А.А. Кясов, Г.В. Дедков*

Кабардино-Балкарский государственный университет, Нальчик

Поступило в Редакцию 26 апреля 2002 г.

В нерелятивистском приближении флуктуационной электромагнитной теории вычислены тангенциальная и нормальная составляющие дипольной силы, действующей на нейтральную сферическую частицу при ее движении параллельно оси симметрии коаксиального цилиндрического канала с различной диэлектрической проницаемостью внутренней и внешней части. Показано, что при соответствующем предельном переходе полученные формулы совпадают с полученными ранее для случая движения частицы внутри цилиндрического канала и параллельно образующей выпуклой цилиндрической поверхности. Рассмотрен общий случай разных температур частицы и поверхности.

Исследование электромагнитного и флуктуационно-электромагнитного взаимодействия заряженных и нейтральных частиц с плоскими и искривленными поверхностями (в частности, с нанотрубками) представляет значительный интерес для нанотрибологии [1] и в связи с возможностью управления пучками частиц с помощью нанотрубок [2,3]. Кроме того, информация о соответствующих силах необходима при изучении адсорбции частиц поверхностями фуллеренов и процессов их торможения в пористом веществе. Движение положительно и отрицательно заряженных частиц в поле нанотрубок рассматривалось в

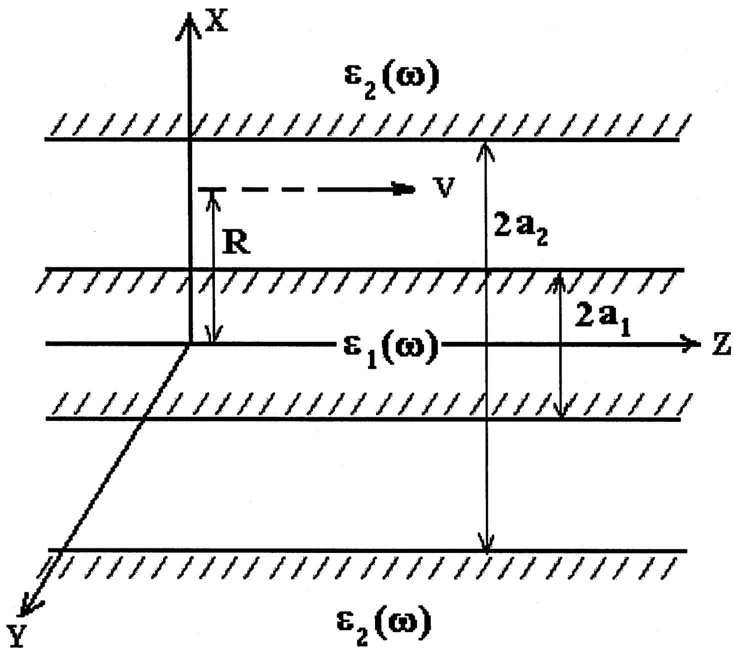

Схема движения и система координат, используемая для описания движения нерелятивистской частицы $(V \ll c)$ в коаксиальном цилиндрическом канале.

работах [2–8]. Однако, как показано в [9], нанотрубки могут эффективно транспортировать и тепловые атомные пучки. В этом случае вычисление динамических взаимодействий с поверхностями необходимо проводить в рамках флуктуационной электродинамики [4].

Характерной чертой теории, развиваемой в наших работах, является непосредственное вычисление средней силы, действующей на движущийся флуктуирующий диполь со стороны флуктуационного электромагнитного поля поверхности, причем статистическое усреднение проводится с помощью флуктуационно-диссипативных соотношений без каких-либо дополнительных модельных упрощений [4,10]. Таким путем нам удалось рассмотреть флуктуационно-электромагнитное взаимодействие движущихся нейтральных частиц с цилиндрической поверхностью и каналом, а также широкий круг сопутствующих задач [4].

В данной работе рассматривается более общая задача о продольном (нерелятивистском) движении нейтральной сферической частицы в пространстве между коаксиальными цилиндрическими поверхностями, имеющими радиусы a_1, a_2 и характеризующимися диэлектрическими функциями $\varepsilon_1(\omega)$ и $\varepsilon_2(\omega)$ (см. рисунок). Предполагаем, что $a_1 < R < a_2$, где R — расстояние частицы от общей оси цилиндров, $\alpha(\omega)$ — поляризуемость частицы. Температура цилиндров — T_2 принимается одинаковой, а температура частицы равна T_1 (для атома в основном состоянии, разумеется, $T_1 = 0$).

Для тангенциальной (тормозящей) силы, действующей на частицу, вычисления приводят к результату ($\hbar$ и k_B — постоянные Планка и Больцмана, $\mathbf{d}$ и E_z соответственно, дипольный момент частицы и компонента электрического поля поверхности, остальные обозначения раскрываются далее по тексту)

$$F_z = \langle(\mathbf{d}\nabla)E_z\rangle = -\frac{\hbar}{\pi^2 R^2}\sum_{n=0}^{\infty}\int_0^{\infty} d\omega \int_0^{\infty} dkk$$

$$\times \left\{ \begin{aligned} &\coth(\omega\hbar/2k_B T_1)\alpha''(\omega)\left[\Delta''_{12,n}(\omega+kV) - \Delta''_{12,n}(\omega-kV)\right] + \\ &+\coth(\omega\hbar/2k_B T_2)\Delta''_{12,n}(\omega)\left[\alpha''(\omega+kV) - \alpha''(\omega-kV)\right] \end{aligned} \right\}, \quad (1)$$

$$\Delta_{12,n}(\omega) = \frac{1}{1-\Delta_{1,n}(\omega)\Delta_{2,n}(\omega)}$$

$$\times \left\{ \begin{aligned} &(kR)^2 \begin{bmatrix} \Delta_{1,n}(\omega)K'^2_n(kR) + \Delta_{2,n}(\omega)I'^2_n(kR) - \\ -2\Delta_{1,n}(\omega)\Delta_{2,n}(\omega)K'_n(kR)I'_n(kR) \end{bmatrix} + \\ &\left((kR)^2+n^2\right) \begin{bmatrix} \Delta_{1,n}(\omega)K^2_n(kR) + \Delta_{2,n}(\omega)I^2_n(kR) - \\ -2\Delta_{1,n}(\omega)\Delta_{2,n}(\omega)K_n(kR)I_n(kR) \end{bmatrix} \end{aligned} \right\}, \quad (2)$$

$$\Delta_{1,n}(\omega) = \frac{(\varepsilon_1(\omega)-1)I_n(ka_1)I'_n(ka_1)}{\varepsilon_1(\omega)I'_n(ka_1)K_n(ka_1) - I_n(ka_1)K'_n(ka_1)}, \quad (3)$$

$$\Delta_{2,n}(\omega) = \frac{(\varepsilon_2(\omega)-1)K'_n(ka_2)K_n(ka_2)}{\varepsilon_2(\omega)K'_n(ka_2)I_n(ka_2) - K_n(ka_2)I'_n(ka_2)}. \quad (4)$$

Нормальную к поверхности цилиндров составляющую (консервативной) силы F_r удобно выразить через потенциальную энергию взаимодействия с поверхностью $U(r)$:

$$F_r\langle(\mathbf{d}\nabla)E_r\rangle = -\frac{\partial U}{\partial r}, \tag{5}$$

$$U(r) = -\frac{1}{2}\langle\mathbf{dE}\rangle = -\frac{\hbar}{\pi^2 R^2}\sum_{n=0}^{\infty}\int_0^{\infty} d\omega \int_0^{\infty} dk$$

$$\times\left\{\begin{array}{l}\coth(\omega\hbar/2k_B T_1)\alpha''(\omega)\left[\Delta'_{12,n}(\omega+kV)+\Delta'_{12,n}(\omega-kV)\right]+\\ \quad+\coth(\omega\hbar/2k_B T_2)\Delta''_{12,n}(\omega)\left[\alpha'(\omega+kV)+\alpha'(\omega-kV)\right]\end{array}\right\}. \tag{6}$$

В приведенных формулах (1) и (6) величины с одним и двумя штрихами обозначают действительные и мнимые компоненты, а в (2)–(4) использованы обозначения бесселевых функций n-го порядка $(K_n(x), I_n(x))$ и их производных $(K'_n(x), I'_n(x))$. Заметим также, что в суммах по n слагаемое с $n = 0$ берется с половинным весом.

Из (2)–(4) вытекает, что при $a_1 \to 0$ получаем $\Delta_{1,n}(\omega) \to 0$ и

$$\Delta_{12,n}(\omega) = \Big\lfloor (kR)^2 I'^2_n(kR) + \big((kR)^2 + n^2\big) I_n^2(kR)\Big\rfloor \Delta_{2,n}(\omega), \tag{7}$$

а при $a_2 \to \infty$ соответственно $\Delta_{2,n}(\omega) \to 0$ и

$$\Delta_{12,n}(\omega) = \Big\lfloor (kR)^2 K'^2_n(kR) + \big((kR)^2 + n^2\big) K_n^2(kR)\Big\rfloor \Delta_{1,n}(\omega). \tag{8}$$

В первом случае (при $a_1 \to 0$) из (1), (6) и (7) следуют ранее полученные формулы для тангенциальной силы и потенциала взаимодействия движущейся частицы с цилиндрическим каналом [4,11], а во втором — соответствующие выражения для взаимодействий с выпуклой цилиндрической поверхностью [4,11]. Общий случай, описываемый формулами (1)–(6), представляет практический интерес при рассмотрении прохождения нейтральных атомных частиц (кластеров) в цилиндрических каналах многослойных нанотрубок и микрокапилляров. Конкретное вычисление траекторий частиц должно проводиться на основе потенциала (6) с учетом тормозных потерь (1). При движении частиц под углом к оси симметрии коаксиального канала частицы имеют возможность подходить к стенкам на расстояния, меньшие межатомных. В этом случае потенциал притяжения (6) следует дополнить короткодействующим потенциалом отталкивания, действующим в пристеночной области.

Список литературы

[1] *Дедков Г.В.* // УФН. 2000. Т. 170. В. 6. С. 585.
[2] *Dedkov G.V.* // Nucl. Instrum. Methods. 1998. V. B 143. N 8. P. 584.
[3] *Dedkov G.V., Karamurzov B.S.* // Surf. Coat. Technol. 2000. V. 128/129. P. 51.
[4] *Дедков Г.В., Кясов А.А.* // ФТТ (принято к печати).
[5] *Klimov V.V., Letokhov V.S.* // Phys. Lett. 1996. V. A222. P. 424.
[6] *Gevorgian L.A., Ispirian K.A., Ispirian R.K.* // Nucl. Instrum. Methods. 1998. V. 145. P. 1555.
[7] *Жеваго Н.К., Глебов В.И.* // ЖЭТФ. 2000. Т. 118. С. 579.
[8] *Шульга Н.Ф., Трутень В.И.* // Изв. АН. Сер. Физ. 2002. Т. 66. В. 1. С. 85.
[9] *Dedkov G.V., Kyasov A.A., Teghaev R.I.* // Abstracts of SMMIB-2001. Sep. 9–14 2001. Marburg, Germany.
[10] *Дедков Г.В., Кясов А.А.* // Письма в ЖТФ. 2002. Т. 28. В. 8. С. 79.
[11] *Kyasov A.A., Dedkov G.V.* // Surface Sci. 2001. V. 491. P. 124.