

01

Особенности конфигураций „малая частица—пластина“ и „пластина—пластина“ в теории флуктуационно-электромагнитного взаимодействия

© Г.В. Дедков, А.А. Кясов

Кабардино-Балкарский государственный университет, Нальчик
E-mail: gv dedkov@mail.ru

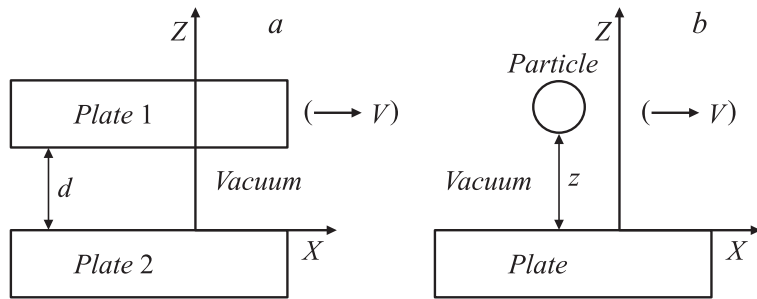
Поступило в Редакцию 1 февраля 2009 г.

Показано, что предельный переход от конфигурации „пластина—пластина“ к конфигурации „малая частица—пластина“, широко применяющийся в теории Лифшица—Питаевского, не всегда является адекватным. С другой стороны, имеющееся точное решение для второй конфигурации может быть использовано для проверки динамических обобщений теории, разрабатываемой в рамках первой конфигурации.

PACS: 34.35.+a, 34.50.Dy, 42.50.Vk

В последнее время интерес к флуктуационно-электромагнитному взаимодействию (ФЭВ) между конденсированными телами макро- и наноскопических масштабов резко усилился (см. обзоры [1–7]). К ФЭВ традиционно относятся консервативные силы Ван-дер-Ваальса и Казимира, радиационный теплообмен, а также силы диссипативного характера, возникающие при относительном движении тел, разделенных вакуумным промежутком. Изучение ФЭВ между движущимися телами в отличие от статического случая обнаруживает много интересных особенностей.

Исторически почти сразу же после создания теории электромагнитных флуктуаций С.М. Рытовым [8] она была применена к расчету ФЭВ между толстыми покоящимися пластинами (конфигурация 1, см. рисунок, *a*) Е.М. Лифшицем [9]. Конфигурации „малая частица—пластина“ (конфигурация 2, см. рисунок, *b*) с самого начала уделялось значительно меньше внимания (подробнее см. [2,7]), поскольку консервативную



Конфигурация „пластина–пластина“ (a) и „малая частица–пластина“ (b). В случае $b \ll z$ (R — радиус частицы). Статическим конфигурациям отвечает скорость движения $V = 0$. В контексте данной работы обе конфигурации отвечают тепловому равновесию всех тел (и вакуума) при температуре T .

силу притяжения частицы к пластине можно получить предельным переходом к разреженной среде для вещества одной из пластин: $\varepsilon(\omega) - 1 = 4\pi n\alpha(\omega) \rightarrow 0$ [9–11] (n и $\alpha(\omega)$ — плотность и поляризуемость атомов разреженной среды, $\varepsilon(\omega)$ — диэлектрическая проницаемость). Это утвердило точку зрения о том, что конфигурация 2 является всего лишь частным случаем конфигурации 1 даже при рассмотрении неравновесных ситуаций при различии температур тел или при их относительном движении [5,12]. Принципиально самостоятельное значение конфигурации 2 вытекает из наших работ [7] (см. также ссылки), в которых было получено точное релятивистское решение динамической задачи 2 с произвольными температурами частицы (T_1), пластины и окружающего вакуумного фона (T_2) и произвольными материальными свойствами этих тел. Целью данной работы является демонстрация неадекватности предельного перехода „1 \rightarrow 2“ на двух конкретных примерах. С другой стороны, мы обращаем внимание на то, что имеющееся точное решение для конфигурации 2 можно использовать в „обратном направлении“: для тестирования решений, получаемых в конфигурации 1 при обобщении теории на динамические и неравновесные ситуации.

Рассмотрим консервативное взаимодействие малой частицы (нейтрального атома в основном состоянии) с толстой пластиной при $T_1 = T_2 = 0$, $V = 0$. Из общего выражения для F_z , приведенного в [7],

следует

$$F_z = -\frac{\hbar}{\pi} \int_0^{\infty} d\xi \int_0^{\infty} dk k \exp(-2\sqrt{k^2 + \xi^2/c^2} z) \times [R_e(i\xi, k)\alpha_e(i\xi) + R_m(i\xi, k)\alpha_m(i\xi)], \quad (1)$$

$$R_e(\omega, k) = (2k^2 - \omega^2/c^2)\Delta_e + (\omega/c)^2\Delta_m, \quad (2)$$

$$R_m(\omega, k) = (2k^2 - \omega^2/c^2)\Delta_m + (\omega/c)^2\Delta_e, \quad (3)$$

где Δ_e и Δ_m — френелевские амплитуды отражения электромагнитных волн с P - и S -поляризацией, α_e , α_m — электрическая и магнитная поляризуемость частицы, остальные обозначения стандартны. Если магнитная поляризуемость частицы не учитывается, то формула (1) в точности совпадает с результатом, получаемым предельным переходом „1 → 2“ [13]. В случае атома в основном состоянии (1) описывает силу взаимодействия Казимира–Полдера атома с холодной пластиной. Если же атом в основном состоянии ($T_1 = 0$) или холодная наночастица взаимодействует с нагретой пластиной ($T_2 = T \neq 0$), то из общей формулы (54) в [7] (см. первую ссылку) следует ($a_n = 0.5$ при $n = 0$ и 1 при $n \neq 0$)

$$F_z = -2k_B T \sum_{n=0}^{\infty} a_n \int_0^{\infty} dk k [R_e(i\xi_n, u)\alpha_e(i\xi_n) + R_m(i\xi_n, u)\alpha_m(i\xi_n)] \times \exp(-2\sqrt{k^2 + \xi_n^2/c^2} z) + \Delta F_z, \quad (4)$$

$$\Delta F_z = \frac{2\hbar}{\pi} \int_0^{\infty} d\omega \Pi(\omega, T) \alpha_e''(\omega) \operatorname{Re} \left\{ \int_0^{\infty} dk k [\exp(-2q_0 z) R_e(\omega, k)] \right\} + \{\alpha_e'' \rightarrow \alpha_m'', R_e \rightarrow R_m\}, \quad (5)$$

где $\Pi(\omega, T) = (\exp(\hbar\omega/k_B T) - 1)^{-1}$ — планковский фактор, $q_0 = (k^2 - \omega^2/c^2)^{1/2}$, дважды штрихованные величины соответствуют мнимым компонентам. При тепловом равновесии $T_1 = T_2 = T$ член ΔF_z не возникает, поэтому оба метода приводят к совпадающему результату [7,14], но в отсутствие теплового равновесия в отличие от (4) предельный переход „1 → 2“ позволяет получить лишь первое слагаемое (4). Таким образом, предельный переход „1 → 2“ оказывается

корректным лишь тогда, когда температура пластины совпадает с внутренней температурой составляющих ее частиц. При разбиении пластины на малые наноскопические частицы, состоящие из многих атомов, температура одной частицы является обычной термодинамической температурой, но при разбиении на отдельные атомы речь должна идти о температуре ее внутренних степеней свободы, которые определяют флуктуации соответствующих мультипольных моментов (если понятие температуры имеет смысл).

При рассмотрении динамических конфигураций 1 и 2, когда наряду с консервативной силой притяжения существует и диссипативная сила трения, можно сформулировать следующее требование: правильные формулы для консервативно-диссипативных сил, полученные в динамической конфигурации 1, должны приводить при переходе „1 → 2“ к формулам, полученным в динамической конфигурации 2. Используем этот принцип для проверки теории вакуумного трения, развитой в работах [5,6] (см. также приведенные в них ссылки). Для простоты ограничимся линейным приближением по скорости. Так, используя предельный переход „1 → 2“, авторы [5,6] в случае $T_1 = T_2 = T$ получили для силы вакуумного трения малой частицы вблизи пластины следующий результат (формула (92) в [5] в наших обозначениях):

$$F_x = -\frac{\hbar V}{\pi} \int_0^{\infty} d\omega (-\partial\Pi/\partial\omega) \alpha_e''(\omega) \times \int_0^{\infty} dk k^3 \operatorname{Im} \left[\frac{\exp(-2kz)}{k} (2k^2 \Delta_e + (\omega/c)^2 \Delta_m) \right]. \quad (6)$$

В отличие от этого, из нашего общего решения для конфигурации 2 в рассматриваемом случае следует [7] (без учета вклада магнитной поляризации частицы и не зависящего от расстояния z вклада вакуумных планковских мод):

$$F_x = -\frac{\hbar V}{\pi} \int_0^{\infty} d\omega (-\partial\Pi/\partial\omega) \alpha_e''(\omega) \left[\int_{\omega/c}^{\infty} dk k^3 \operatorname{Im} \left(\frac{\exp(-2q_0 z)}{q_0} R_e(\omega, k) \right) + \int_0^{\omega/c} dk k^3 \operatorname{Im} \left(\frac{\exp(2i\tilde{q}_0 z)}{\tilde{q}_0} \tilde{R}_e(\omega, k) \right) \right], \quad (7)$$

где $\tilde{q}_0 = (\omega^2/c^2 - k^2)^{1/2}$, $\tilde{R}_e(\omega, k)$ определяется из (2) с заменой $\Delta_e \rightarrow \tilde{\Delta}_e$, $\Delta_m \rightarrow \tilde{\Delta}_m$, а формулы для $\Delta_{e,m}$ и $\tilde{\Delta}_{e,m}$ приведены в [7]. В нерелятивистском пределе ($c \rightarrow \infty$) формулы (6) и (7) сводятся к одинаковому результату [15] ($\varepsilon(\omega)$ — диэлектрическая проницаемость вещества пластины):

$$F_x = -\frac{3\hbar V}{2\pi z^5} \int_0^\infty d\omega (-\partial\Pi/\partial\omega) \alpha_e''(\omega) \operatorname{Im} \left(\frac{\varepsilon(\omega) - 1}{\varepsilon(\omega) + 1} \right), \quad (8)$$

однако в релятивистском случае, при учете запаздывания, различие между (6) и (7) становится принципиальным. Весьма симптоматично, например, различие выражений $2k^2\Delta_e + (\omega/c)^2\Delta_m$ и $R_e(\omega, k)$ (см. (2)), поскольку фактор $2k^2\Delta_e + (\omega/c)^2\Delta_m$ фигурирует во многих работах авторов [5,6]. Но анализ показывает, что именно такой вид данного фактора, определяемый формулой (2), появляется при строгом решении граничной электродинамической задачи на основе уравнений Максвелла с точечными флуктуирующими дипольными источниками [2,7]. Это согласуется с расчетом консервативных сил взаимодействия атома с пластиной [14,16]. С другой стороны, как было показано в [17,18], такой же фактор определяет и спектральную плотность равновесного флуктуационного электромагнитного поля нагретой поверхности. В частности, например, для электрической компоненты поля получается выражение [18] (для магнитной нужно лишь заменить Δ_e на Δ_m):

$$(\mathbf{E}^2)_{wk} = 2\pi\hbar \operatorname{coth}(\hbar\omega/k_B T) \times \operatorname{Im} \left(\frac{\exp(-2q_0 z)}{q_0} [(2k^2 - \omega^2/c^2)\Delta_e + (\omega/c)^2\Delta_m] \right). \quad (9)$$

Формула (9) является следствием того же самого представления для функции Грина флуктуационного электромагнитного поля, которое используется при выводе формул (1) и (4) (при тепловом равновесии). Таким образом, формула (6) находится в противоречии с собственной основой, поскольку (1) и (4) (без второго члена) являются классически хорошо обоснованными результатами. Ошибочной является также формула (58) в [5] для скорости нагрева частицы.

В качестве курьеза приведем еще одну формулу для силы трения в конфигурации 2, приведенную в работе [19] тех же авторов:

$$F_x = -\frac{\hbar V}{\pi} \int_0^{\infty} d\omega \omega (-\partial \Pi / \partial \omega) \int_0^{\infty} dk \exp(-2kz) \alpha''(\omega) \times [2(2k^2 + \omega^2/c^2) \Delta_e'' + (\omega/c)^2 \Delta_m'']. \quad (10)$$

Формула (10), полученная в рамках модификации теории Лифшица предельным переходом „1 → 2“, вопреки утверждению авторов, не только не имеет правильного нерелятивистского предела (8), но и не обладает размерностью силы.

Таким образом, теория вакуумного трения для конфигурации 1, воспроизводимая с различными модификациями в серии работ авторов [5,6,19], является несостоятельной. Следовательно, динамическое обобщение теории Лифшица–Питаевского продолжает оставаться весьма актуальной, но пока еще не решенной задачей.

Список литературы

- [1] Bordag M., Mohideen U., Mostepanenko V.M. // Phys. Rep. 2001. V. 353. P. 1.
- [2] Дедков Г.В., Кясов А.А. // ФТТ. 2002. V. 44. B. 10. P. 1729 (Phys. Low-Dim. Struct. 2003. V. 1/2. P. 1).
- [3] Joulain K., Mulet J.P., Carminati R., Greffet J.-J. // Surf. Sci. Rep. 2005. V. 57. P. 59.
- [4] Klimchitskaya G.L., Mostepanenko V.M. // Contemp. Phys. 2006. V. 47. P. 131.
- [5] Волокитин А.И., Перссон Б.Н.Дж. // УФН. 2007. V. 177. B. 9. P. 921.
- [6] Volokitin A.I., Persson B.N.J. // Rev. Mod. Phys. 2007. V. 79. P. 1291.
- [7] Дедков Г.В., Кясов А.А. // ФТТ. 2009. T. 51. B. 1. C. 3 (J. Phys.: Condens. Matter. 2008. V. 20. P. 354006).
- [8] Рытов С.М. Теория электрических флуктуаций и теплового излучения. М.: Изд-во АН СССР, 1953.
- [9] Лифшиц Е.М. // ЖЭТФ. 1954. V. 29. P. 94.
- [10] Дзялошинский И.Е., Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П. // УФН. 1961. V. 123. B. 3. C. 381.
- [11] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Статическая физика. Ч. 2. М.: Физматлит, 2002. С. 493.
- [12] Antezza M., Pitaevskii L.P., Stringari S., Svetovoy V.B. // arXiv: cond-mat/0607205v2 [cond-mat. stat-mech] 30 Nov 2006.

- [13] *Бараиш Ю.С.* Силы Ван-дер-Ваальса. М.: Наука, 1988. С. 344.
- [14] *Antezza M., Pitaevskii L.P., Stringari S.* // Phys. Rev. 2004. V. A70. P. 053619.
- [15] *Tomassone M.S., Widom A.* // Phys. Rev. 1997. V. B56. P. 493.
- [16] *Bezerra V.B., Klimchitskaya G.L., Mostepanenko V.M., Romero C.* // arXiv:0809.5229v1 [quant-ph] 30 Sep 2008.
- [17] *Joulain K., Carminati R., Mulet J.-P., Greffet J.-J.* // Phys. Rev. 2003. V. B68. P. 245405.
- [18] *Дедков Г.В., Кясов А.А.* // Письма в ЖТФ. 2006. Т. 32. В. 5. С. 78.
- [19] *Volokitin A.I., Persson B.N.J.* // Surf. Sci. 2005. V. 587. P. 88.