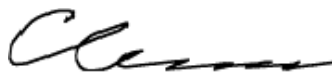


На правах рукописи



Световой Виталий Борисович

**Дисперсионные силы в области перехода к запаздыванию и
их роль в адгезии**

Специальность 02.00.04 —
«Физическая химия»

Автореферат
диссертации на соискание учёной степени
доктора физико-математических наук

Москва — 2019

Работа выполнена в Федеральном государственном бюджетном учреждении науки Институте физической химии и электрохимии им. А. Н. Фрумкина Российской академии наук.

Официальные оппоненты: **Воротынцев Михаил Алексеевич**,
доктор физико-математических наук, профессор,
Российский химико-технологический университет
имени Д.И. Менделеева,
профессор

Волокитин Александр Иванович,
доктор физико-математических наук, профессор,
Самарский государственный технический университет,
профессор

Дедков Георгий Владимирович,
доктор физико-математических наук, профессор,
Кабардино-Балкарский государственный университет им. Х. М. Бербекова,
профессор

Ведущая организация: Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Федеральный исследовательский центр химической физики им. Н.Н. Семенова Российской академии наук

Защита состоится DD mmm YYY Y г. в XX часов на заседании диссертационного совета Д 002.259.02 при Учреждении Российской академии наук Институте физической химии и электрохимии имени А. Н. Фрумкина РАН по адресу: 119071 Москва, Ленинский пр., 31, к. 4..

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ИФХЭ РАН.

Отзывы на автореферат в двух экземплярах просьба направлять по адресу: 119071 Москва, Ленинский пр., 31, к. 4., ученому секретарю диссертационного совета Д 002.259.02. Электронные варианты отзывов направлять по адресам: npplatonova@yandex.ru и sovet@phyc.ac.ru.

Автореферат разослан DD mmm YYY Y года.

Ученый секретарь
диссертационного совета
Д 002.259.02,
канд. хим. наук

Платонова Наталья Петровна

Общая характеристика работы

Актуальность темы. Дисперсионные силы (ДС), индуцированные флуктуирующими диполями в материалах и средах, играют существенную роль в физико-химических процессах. Ключевая роль этих сил для устойчивости жидких пленок, для устойчивости коллоидов, для взаимодействия тел, разделенных тонкой жидкой прослойкой, давно осознана. Совместно с электростатическими силами дисперсионные взаимодействия лежат в основе классической теории Дерягина-Ландау-Фервея-Офербекка (ДЛФО) [1; 2]. Эта теория описывает широкий спектр естественных явлений, включающих твердые или жидкие тела, разделенные тонкой прослойкой [3]. ДЛФО теория применяется в основном на расстояниях, на которых дисперсионные силы хорошо описываются силами ван-дер-Ваальса. Для объемных тел, разделенных щелью шириной h эти силы спадают с расстоянием как h^{-3} [4]. Такое описание ДС является более или менее оправданным на расстояниях от 1 до 10 нм. На меньших расстояниях существенной становится микроскопическая структура материи, а на больших расстояниях важными являются эффекты запаздывания. Последние приводят к более быстрому падению силы $\sim h^{-4}$ [5].

В переходной области расстояний ДС исследованы не столь детально, как силы ван-дер-Ваальса. Причина заключается в том, что силы быстро ослабевают с расстоянием и перестают играть существенную роль по сравнению, например, с электростатическими силами. Тем не менее, бурное развитие микро- и нанотехнологий в последние десятилетия дало мощный толчок исследованию ДС в области переходных расстояний. Современный уровень технологий позволяет надежно контролировать зазор между трехмерными телами порядка 100 нм с точностью до единиц нанометров, а латеральные размеры области со столь малым зазором составляют десятки микрон. Хотя сила на единицу площади на таких расстояниях не велика, из-за значительной площади поверхности полная сила оказывается существенной. Таким образом, *появляется новая область применения дисперсионных сил, порожденная развитием современных микро- и нанотехнологий.*

В отличие от электростатических и капиллярных эффектов, ДС действуют между любыми телами и не могут быть выключены или компенсированы. Это свойство приводит к серьезным проблемам при изготовлении микро-электромеханических систем (МЭМС) [6], которые характеризуются малыми зазорами между элементами с большими площадями. Современный автомобиль или смартфон содержат большое число МЭМС [7], а подобные устройства, работающие с микроскопическими объемами жидкости, завоевывают рынок экспресс-диагностики [8] и точной доставки лекарств [9] в медицине. Широкое применение микросистем в значительной степени сдерживается проблемой залипания близко расположенных элементов, которое происходит в процессе работы устройства или его изготовления [10]. Элементы МЭМС удерживаются вместе дисперсионными силами [11]. При этом расстояние, которым разделены

две поверхности, оказывается в области перехода к запаздыванию и определяется шероховатостями контактирующих поверхностей. Процесс адгезии, вызванной ДС, контролируется диэлектрическими свойствами и шероховатостями взаимодействующих тел.

С другой стороны, дисперсионные силы могут играть не только негативную роль. Для микро- и нанотехнологий большие надежды возлагаются на отталкивающие ДС, которые позволяют исключить адгезию и минимизировать трение между отдельными объектами [12]. Практическая реализация этой идеи оказалась более сложной, чем ожидалось, поскольку для системы твердое тело - жидкость - твердое тело набор материалов, обеспечивающих отталкивание, весьма ограничен, хотя такое поведение часто реализуется в системе твердое тело - жидкость - газ. Отталкивающую силу удалось наблюдать между золотом и оксидом кремния, разделенных жидкой прослойкой бромбензола [13], но практических применений эффекта отталкивания пока не существует. Это затруднение пытаются преодолеть с помощью использования метаматериалов [14].

Другим направлением практического применения ДС является управление микро- и нанообъектами с помощью силы, изменяющейся во времени. Успешная реализация такого процесса была продемонстрирована в [15]. Управление за счет перехода кристалл - аморфное тело, не требующее механических перемещений, рассматривалось в работе [16]. Для контроля таких процессов особенно важным является детальное знание диэлектрических свойств в широкой области спектра и наличие полной информации о шероховатости взаимодействующих тел [17].

На сегодняшний день существует много экспериментальных работ, в которых сила была измерена с точностью лучше 10% в диапазоне расстояний 60–300 нм [14]. *Все современные методы измерения дисперсионных сил в области запаздывания выполнены с помощью МЭМС*, что лишний раз подчеркивает важность этой силы для успешного функционирования микро- и наноэлектромеханических устройств. Измеренную силу можно сравнить с предсказанием макроскопической теорией Дзялошинского-Лифшица-Питаевского (ДЛП) [18], которая учитывает конечную температуру и реальные диэлектрические свойства материалов, но не учитывает шероховатость взаимодействующих тел. Сравнение с экспериментом выявило проблему, связанную с термическим вкладом в силу [19], а также показало зависимость от деталей диэлектрического поведения материалов [20]. Было обнаружено, что ДЛП теория не в состоянии описать экспериментальные данные в случае, когда шероховатые тела приближаются к контакту [21]. Кроме того, отмечены большие трудности в измерении силы [22] и теоретической интерпретации, когда расстояние между телами близко к контактному расстоянию h_0 , которое определяется шероховатостью тел.

Таким образом, точные эксперименты по измерению дисперсионных сил и приложение этих сил в области микротехнологий поднимают ряд фундаментальных и прикладных проблем, связанных с силами в области запаздывания.

Основные результаты диссертации изложены в следующих работах ^{1–33}.

Целью данной работы является изучение фундаментальных и прикладных аспектов дисперсионных сил, которые позволяют предсказывать действие этих сил на процессы изготовления и функционирования современных нано- и микроэлектромеханических устройств в области переходных расстояний от сил ван-дер-Ваальса к силам Казимира.

Для достижения поставленной цели необходимо было решить следующие **задачи**:

1. Обобщить ДЛП теорию на случай сред, обладающих не только временной, но и пространственной дисперсией.
2. В обобщенной ДЛП теории исследовать поведение энтропии при низких температурах с целью разрешения парадокса с нарушением теоремы Нернста.
3. Исследовать зависимость силы от деталей поведения диэлектрических функций для материалов и сред, используемых для изготовления и функционирования МЭМС.
4. Построить теорию, позволяющую предсказывать силу, когда тела находятся на расстояниях, сравнимых с характерной шероховатостью взаимодействующих тел.
5. Исследовать примеры нелокального действия дисперсионных сил, локализованных в малой области пространства.
6. Используя эффект нелокального действия, предложить схему эксперимента, способного измерить силу на контактных расстояниях, без потери устойчивости системой.

Научная новизна:

1. Впервые построена детальная теория, позволяющая вычислить дисперсионные силы между плазмоподобными средами, обладающими нелокальным откликом. Теория является прямым обобщением ДЛП теории на случай сред с временной и пространственной дисперсией.
2. Впервые установлена причина парадокса с нарушением теоремы Нернста. При низких температурах возникает дополнительный канал диссипации энергии, не учтенный в локальной ДЛП теории. Этот канал ассоциирован с затуханием Ландау, которое присутствует даже в бесстолкновительной плазме и обеспечивает стремление энтропии к нулю при понижении температуры.
3. Впервые теоретически и экспериментально обосновано, что пленки золота, напыленные в различных условиях, имеют диэлектрические функции разные до такой степени, что дисперсионная сила может

отличаться для разных образцов на 5-15 %. Результат имеет первостепенное значение для сравнения теории с точными ($\sim 1\%$) экспериментами.

4. Впервые предложен метод вычисления дисперсионных сил на расстояниях, сравнимых с амплитудой шероховатости взаимодействующих тел. Метод позволяет учесть неаддитивность этих сил и выйти за рамки теории возмущений.
5. Впервые теоретически описано физическое явление нелокального действия дисперсионной силы, сосредоточенной в узкой области пространства, но влияющей на систему вдали от точки приложения силы. Обнаруженное явление позволяет предложить новый метод измерения силы на расстояниях, ранее недоступных для измерений.

Практическая значимость Данная работа демонстрирует важность диэлектрических свойств и шероховатости объектов для надежного предсказания дисперсионных сил, действующих между ними на расстояниях от десятков до сотен нанометров. Дисперсионные силы в этом диапазоне расстояний играют важную роль при производстве и функционировании нано- и микроэлектромеханических устройств. Сюда относится контроль над такими процессами, как нежелательная адгезия, возможность управлять движением микро- и нано-объектов с помощью дисперсионных сил, возможность минимизировать или, наоборот, усилить взаимодействие и др. На сегодняшний день микроэлектромеханические устройства занимают заметную долю высокотехнологического рынка, но их развитие значительно осложняется неконтролируемой адгезией.

Методология и методы исследования. В работе использован широкий спектр теоретических методов, которые включают в себя: расчет термодинамических потенциалов; описание диэлектрических свойств материалов, включая нелокальный отклик; статистическое описание шероховатости; описание микромеханических устройств с помощью теории упругости. Использовались также методы работы с экспериментальными данными в эллипсометрии и в атомно-силовой микроскопии.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. Установлено, что при понижении температуры важную роль в диссипации электромагнитных флуктуаций начинают играть эффекты нелокального отклика электронной системы, которые можно ассоциировать с затуханием Ландау. Этот канал диссипации становится доминирующим при низких температурах и обеспечивает стремление энтропии к нулю.
2. Обнаружено, что для детального сравнения теоретических предсказаний силы с экспериментом необходимо иметь информацию в широкой области спектра о диэлектрических свойствах, тех образцов, которые были использованы в эксперименте. Измерение диэлектрических свойств золотых пленок, напыленных в разных условиях, показало,

- что сила, вычисленная с использованием ДПП теории, варьируется в пределах 5-15%, тогда как точность измерения силы составляет 1%.
3. Доказано, что для вычисления силы между двумя естественно шероховатыми телами, находящимися на расстояниях, сравнимых с высотой шероховатости, вычисления можно разбить на две части: первая включает вклад пиков с характерной среднеквадратичной высотой, который можно вычислить по теории возмущений с учетом неаддитивности взаимодействия, а вторая содержит вклад высоких, но редких пиков, которые могут быть вычислены аддитивно. Высокие пики определяют минимальное расстояние между телами и для вычисления их вклада требуется детальное знание статистики шероховатости.
 4. Обнаружено физическое явление, при котором дисперсионная сила, действующая в ограниченной области пространства, может влиять на глобальное поведение системы, размер которой гораздо больше области действия силы. Изучены два примера таких систем: поверхностный нанопузырек и залипший кантилевер. Последний пример позволяет предложить метод измерения дисперсионных сил, не страдающий от потери устойчивости на малых расстояниях.

Достоверность полученных результатов обеспечивается корректной постановкой задач, использованием современных теоретических и численных методов, согласованностью результатов с различными известными предельными случаями, согласием теоретических предсказаний с известными экспериментальными результатами.

Апробация работы. Основные результаты работы докладывались на:

конференции "Теория квантованных полей под действием внешних условий"(QFEXT03) (Университет Оклахомы, Норман, США, 15-19 сентября 2003 г.); конференции "Теория квантованных полей под действием внешних условий"(QFEXT05) (Барселона, Испания, 5-9 сентября 2005 г.); семинар "Дисперсионные силы в нанoeлектромеханических системах"(Лейден, Нидерланды, 11-15 декабря 2006 г.); семинар "Термическое излучение на наноразмерах: силы, передача тепла, когерентность"(Les Houches, Франция, 21-25 мая 2007 г.); семинар европейской сети CASIMIR (аббатство Royaumont, Франция, 29-30 ноября 2008 г.); конференция "Казимир, ван-дер-Ваальс и наноразмерные взаимодействия (Les Houches, Франция, 11-16 апреля 2010 г.); семинар "Контроль над силами Казимира"(Тенерифе, Испания, 9-11 ноября, 2012 г.); семинар "Кельвиновская микроскопия поверхностных потенциалов и метод локальной фиксации потенциала при измерении сил Казимира"(Университет Гронингена, Нидерланды, 28-29 июня 2012 г.); семинар "Нанопузырьки"(Les Houches, Франция, 12-17 февраля 2012 г.); школа и семинар "Казимировская физика"(Лейден, Нидерланды, 5-16 декабря 2012 г.); 15я международная конференция "Поверхностные силы"(Вербилки, Московская обл., Россия, 12-17 мая 2014 г.); коллоквиум "Силы Казимира: от фундаментальной науки к технологии"в

рамках симпозиума "Конденсированные среды в Гронингене"(Гронинген, Нидерланды, 4-9 сентября 2016 г.); секция "Эффект Казимира и передача тепла" в рамках симпозиума PIERS 2017 (Санкт Петербург, Россия, 20-25 мая 2017 г.); 16я международная конференция "Поверхностные силы"(Казань, Россия, 20-25 августа 2018 г.); международная конференция "Нанопузырьки 2018"(Suzhou, Китай, 16-19 октября 2018 г.).

Личный вклад. Автору принадлежит ключевая роль в большинстве чисто теоретических публикаций, включенных в диссертацию. Работы ^{11,15} были выполнены в тесной коллаборации с университетом Тренто (Италия) при значительном участии автора. В работах, содержащих эксперимент и теорию, автор был ответственным за теоретическую часть, но принимал активное участие в обсуждении экспериментов. Сложные численные расчеты (см. ^{23,25,27} и частично ³⁰) были выполнены аспирантами под руководством автора диссертации.

Публикации. Основные результаты по теме диссертации изложены в 33 печатных изданиях, 33 из которых изданы в журналах, рекомендованных ВАК.

Содержание работы

Во **введении** обосновывается актуальность исследований, проводимых в рамках данной диссертационной работы, формулируются принципиальные цели и задачи работы, излагается научная новизна и практическая значимость представляемой диссертации.^a

Первая глава посвящена постановке задач, которые будут решаться в диссертации. Для каждой из областей, к которой принадлежит задача, обсуждается современное состояние в этой области, дается обзор соответствующей литературы и формулируются открытые вопросы, ожидающие своего решения. Объясняются причины, подтолкнувшие автора к решению специфической задачи. Глава разбита на шесть разделов, каждый из которых содержит обзор литературы и формулировку проблемы, которая ниже детально исследуется в одной из шести содержательных глав диссертации.

Вторая глава посвящена исследованию ДС, когда диэлектрические функции (ДФ) взаимодействующих материалов имеют не только временную, но и пространственную дисперсию. В рамках ДЛП теории сила зависит от ДФ тел и прослойки между ними. Предполагается, что эти функции обладают только временной дисперсией, а потому зависят только от частоты электромагнитных полей. В общем случае ДФ имеют также пространственную дисперсию и зависят не только от частоты, но и от волнового вектора. Пространственная дисперсия отвечает нелокальному отклику среды, а сами такие среды называются нелокальными. Нелокальные среды отнюдь не являются экзотическими.

^aСсылки на работы автора по теме диссертации даются надстрочными индексами.

Хорошо известным примером являются электролиты. В пределе Дебая-Хюккеля продольная ДФ электролитов ведет себя как [23]

$$\varepsilon_l(0, k) = \varepsilon_0 \left(1 + \frac{k_D^2}{k^2} \right), \quad (1)$$

где k_D - Дебаевское волновое число, а ε_0 - диэлектрическая постоянная раствора. Нелокальность среды здесь связана с конечной длиной экранировки электрических зарядов. Для металлов нелокальный отклик среды приводит к аномальному скин-эффекту [24; 25], а для полупроводников нелокальность среды похожа на отклик электролитов, но с некоторыми особенностями в выборе параметров [23; 26].

Общую теорию ДС, учитывающую нелокальность материалов и сред, сформулировали Бараш и Гинзбург [27]. Они показали, что для плазмоподобных сред силу можно вычислять также как в ДЛП теории, но с использованием нелокальных ДФ. Тем не менее, конкретных вычислений ДС для этого случая сделано не было. Такие попытки были предприняты в ряде других работ [28; 29] и ⁴, но все они рассматривали лишь некоторые частные случаи. В главе 2 приводится общая процедура, позволяющая вычислить силу между плазмоподобными нелокальными средами, а в главе 3 будет показано, что учет нелокальности может играть при некоторых условиях принципиальную роль, позволяя разрешить парадоксы локальной ДЛП теории.

В разделе 2.1 дается описание нелокальных ДФ плазмоподобных сред. Важным отличием от локального случая является то, что даже для изотропных сред ДФ является тензором из-за присутствия выделенного направления, заданного волновым вектором. Для изотропного случая этот тензор имеет две независимые компоненты: продольную $\varepsilon_l(\omega, k)$ и поперечную $\varepsilon_t(\omega, k)$, где ω и k есть частота и волновое число соответственно. Для бесстолкновительной плазмы эти функции могут быть представлены как

$$\begin{aligned} \varepsilon_t(\omega, k, \gamma_0) &= \varepsilon_{ib}(\omega) - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\gamma_0)} f_t(x), \\ \varepsilon_l(\omega, k, \gamma_0) &= \varepsilon_{ib}(\omega) - \frac{\omega_p^2}{(\omega + i\gamma_0)^2} f_l(x), \end{aligned} \quad (2)$$

где ω_p - плазменная частота, $\gamma_0 \rightarrow 0$ - частота релаксации, а $\varepsilon_{ib}(\omega)$ учитывает вклад в ДФ межзонных переходов, которые находятся вне рамок модели квазисвободных электронов. Комплексная переменная x

$$x = \frac{\omega + i\gamma_0}{vk} \quad (3)$$

определяет степень нелокальности, где v - скорость носителей заряда. Когда $|x| \ll 1$, ДФ существенно нелокальна, а в противоположном пределе реализуется локальность. Явный вид функций $f_{t,l}(x)$ приведен в разделе 2.1 и зависит

от того, является ли плазма вырожденной или невырожденной. Вырожденный случай реализуется для металлов, полуметаллов и вырожденных полупроводников, когда электроны (или дырки) подчиняются статистике Ферми-Дирака, а невырожденная плазма описывает полупроводники, электролиты и многие неупорядоченные среды, когда носители заряда подчиняются статистике Больцмана.

Приводится обобщение ДФ на случай конечной частоты релаксации γ . В существенно нелокальном пределе $|x| \ll 1$ функции (2) ведут себя следующим образом:

$$\begin{aligned}\varepsilon_t(\omega, k, \gamma) &= \varepsilon_{ib}(\omega) + i \frac{\omega_p^2}{\omega(\tilde{v}k)}, \\ \varepsilon_l(\omega, k, \gamma) &= \varepsilon_{ib}(\omega) + \frac{k_D^2}{k^2},\end{aligned}\tag{4}$$

где параметры определены как

$$\tilde{v} = \begin{cases} \frac{4}{3\pi} v_F, \\ \sqrt{\frac{2T}{\pi m^*}}, \end{cases} \quad k_D = \begin{cases} \sqrt{\frac{12\pi e^2 N}{m^* v_F^2}}, & \text{вырожденная} \\ \sqrt{\frac{4\pi e^2 N}{T}}, & \text{невырожденная} \end{cases}\tag{5}$$

Здесь v_F - скорость Ферми, m^* - эффективная масса носителей заряда, а T - температура в энергетических единицах.

Следует отметить, что в существенно нелокальном пределе ДФ не зависят от частоты релаксации γ . Продольная ДФ в (4) описывает дебаевское экранирование, а в поперечной ДФ вместо γ появляется эффективная частота релаксации $\tilde{v}k$, которая связана с затуханием Ландау [23]. Последнее обстоятельство является принципиально важным для решения проблемы с кажущимся нарушением теоремы Нернста, которое обсуждается в главе 3.

В разделе 2.2 представлено описание нелокальных сред с помощью поверхностных импедансов. Дело в том, что только бесконечные среды можно описывать нелокальными ДФ, а импедансы позволяют описать границу раздела между различными средами. Для явного представления импедансов необходимо задать отражение электронов от границы раздела. В диссертации использовано зеркальное отражение, но обсуждается также диффузное отражение. Каждая граница раздела описывается двумя импедансами, отвечающими двум состояниям поляризации s и p падающей электромагнитной волны.

В радиофизике часто пользуются приближенным импедансом Леонтовича [30], который хорошо описывает металлические границы в случае распространяющихся электромагнитных полей. Эти импедансы использовались для описания ДС [31] и ⁴, но вызвали разногласия [32] и ⁶. Оказалось, что использование импеданса Леонтовича для вычисления дисперсионных сил является неверным. Это связано с тем, что вклад в ДС дают не только распространяющиеся электромагнитные поля, но и затухающие поля. Для затухающих полей

импеданс Леонотовича не является хорошим приближением. В разделе 2.2 выведены точные поверхностные импедансы и проанализировано их поведение для распространяющихся и затухающих полей.

В разделе 2.3 выражение для расклинивающего давления в ДЛП теории представлено в терминах поверхностных импедансов. Через импедансы выражаются коэффициенты отражения для s и p поляризаций

$$r_s = \frac{Z_s - Z_s^0}{Z_s + Z_s^0}, \quad r_p = -\frac{Z_p - Z_p^0}{Z_p + Z_p^0}, \quad (6)$$

где $Z_{s,p}$ - импеданс тела, а $Z_{s,p}^0$ - импеданс среды, в которую это тело помещено.

Дисперсионная сила между сферой и пластиной, покрытыми золотом, была измерена экспериментально с высокой точностью $\sim 1\%$ [33; 34]. Для сравнения с экспериментом сила должна быть вычислена с той же точностью. По этой причине всевозможные поправки к основной ДЛП формуле приобретают большое значение. Одна из таких поправок, связанная с эффектами пространственной дисперсии в золоте, вычисляется в разделе 2.3. Дополнительная интрига связана с тем, что в работе [32], в которой использовалась диэлектрическая функция в гидродинамическом приближении, такая поправка была предсказана на уровне 10%. Столь значительный эффект был бы очень важен. Вычисления, проведенные в диссертации, были выполнены для драведских параметров золота $\omega_p = 9.0$ эВ и $\gamma = 0.035$ эВ. Вычислялась сразу поправка к силе, что упрощает вычисления и повышает их точность. Оказалось, что вклад s поляризации всегда мал и полная поправка определяется p поляризациями. Существенно, что величина поправки на расстояниях > 50 нм остается меньше чем 0.5%, что заметно меньше, чем поправка, предсказанная в [32]. Позже в [32] была обнаружена ошибка. Анализ различных проводящих материалов в области расстояний, доступных для эксперимента, показал, что при комнатных температурах нелокальная поправка не превышает экспериментальных ошибок. Существенной роль нелокальности становится только при низких температурах.

В разделе 2.4 анализируются нелокальные эффекты в тонких пленках. Поскольку теоретическая база для таких вычислений отсутствовала, в литературе высказывались мнения [35], что для тонких пленок нелокальность может оказаться важной. В диссертации были получены импедансы для тонких пленок с использованием метода отражений. Коэффициенты отражения для пленки на подложке были выражены через импедансы подложки, пленки и среды, с которой контактирует пленка. Соответствующие выражения позволяют вычислить силу между структурированными телами с учетом нелокального отклика. Вычисления показали, что для тонких пленок происходит некоторое увеличение вклада нелокальности, но в целом при комнатных температурах этот вклад остается малым. Лишь на расстояниях менее 20 нм вклад нелокальности превышает 1%.

Таким образом, в главе 2 была построена теория, позволяющая рассчитать вклад нелокальных эффектов (эффектов пространственной дисперсии) в дисперсионные силы. Была выведена общая формула для силы, в которой тела, участвующие во взаимодействии, могут быть нелокальными. Разработанная теория ограничена плазмоподобными средами, которые включают металлы, полупроводники и электролиты.

Третья глава посвящена исследованию термического вклада в дисперсионные силы. ДЛП теория позволяет учесть не только квантовые флуктуации, но и термические. Последние вызвали значительные разногласия среди ученых, исследующих дисперсионные силы. В главе проведен анализ принципиальных теоретических проблем, возникающих при вычислении термического вклада в силу.

Флуктуационно-диссипативная теорема связывает корреляционную функцию электромагнитных полей с энергией флуктуаций на данной частоте ω :

$$E_\omega = \frac{\hbar\omega}{2} + \frac{\hbar\omega}{e^{\hbar\omega/T} - 1}. \quad (7)$$

Здесь первый член есть энергия нулевых колебаний, а второй - энергия термических флуктуаций. На малых расстояниях между телами доминирует первый член, а термические флуктуации становятся существенными, когда $T > T_{eff}$, где $T_{eff} = \hbar c/2h$ есть эффективная температура. При комнатных температурах термические флуктуации вносят основной вклад в силу на расстояниях $h > 3.8 \text{ } \mu\text{м}$. На этих расстояниях сила очень мала, но ее удалось измерить в эксперименте [36]. На меньших расстояниях термический вклад убывает, и на расстояниях $h \sim 100 \text{ нм}$ термическая поправка к силе находится на уровне $1 - 2\%$. Несмотря на свою малость, эта поправка вызвала серьезные принципиальные вопросы.

В рамках ДЛП теории расклинивающее давление между телами 1 и 2 в геометрии параллельных пластин дается выражением

$$\Pi(h, T) = -\frac{T}{\pi} \sum_{n=0}^{\infty} \int_0^{\infty} dq q k_0 \left[\frac{r_{1s} r_{2s} e^{-2k_0 h}}{1 - r_{1s} r_{2s} e^{-2k_0 h}} + \frac{r_{1p} r_{2p} e^{-2k_0 h}}{1 - r_{1p} r_{2p} e^{-2k_0 h}} \right], \quad (8)$$

где суммирование идет по мнимым частотам $\zeta_n = 2\pi T n / \hbar$, а $r_{1,2}$ - коэффициенты отражения тел для s и p поляризаций. Нормальная компонента волнового вектора в щели между телами есть $k_0 = \sqrt{\varepsilon_0(i\zeta)\zeta^2/c^2 + q^2}$, где $\varepsilon_0(i\zeta)$ - ДФ среды, заполняющей щель, а q - модуль волнового вектора, направленного вдоль пластин.

Первая проблема связана с высокотемпературным пределом, который рассматривается в разделе 3.1. Когда $T \gg T_{eff}$, расклинивающее давление между двумя металлическими пластинами в вакууме (первый член в сумме (8)) в 2 раза меньше, чем для идеальных металлов [37]. Простое физическое объяснение⁸ состоит в том, что в статическом пределе p поляризация переходит в электрическое поле, которое отражается металлом, т.е. $r_p = 1$, а s поляризация переходит

в магнитное поле, которое свободно пропускается немагнитным материалом, т.е. $r_s = 0$. Идеальный металл отражает все электромагнитные волны, поэтому статическое магнитное поле должно отражаться идеальным металлом. Нормальные металлы не обладают таким свойством, но сверхпроводящие металлы вытесняют магнитное поле благодаря эффекту Мейснера. Таким образом, идеальный металл является скорее моделью для сверхпроводящего материала¹⁵, чем для нормального проводника. Для раскрытия физического содержания первый ($n = 0$) член в (8) был проанализирован для действительных частот. Выяснена причина, по которой $n = 0$ член не зависит от проводимости металла.

В разделе 3.2 анализируется нарушение теоремы Нерста, которое неизбежно возникает в локальной ДЛП теории. Поверхностная энтропия, связанная с дисперсионным взаимодействием, определена термодинамическим соотношением

$$S(h, T) = - \left(\frac{\partial G}{\partial T} \right) \Big|_h, \quad G(h, T) = \int_h^\infty \Pi(h, T) dh, \quad (9)$$

где давление и химические потенциалы не указаны явно, а $G(h, T)$ - свободная энергия Гиббса. Конечно, поверхностная энтропия всегда мала по сравнению с объемным вкладом тел, но как и объемный вклад, она обязана стремиться к нулю при $T \rightarrow 0$ в соответствии с теоремой Нернста.

При $T \rightarrow 0$ частота релаксации металла γ убывает и в равновесном случае (нет дефектов решетки и примесей) стремится к нулю $\gamma(T) \rightarrow 0$. Это означает, что во всех членах суммы в (8) кроме члена $n = 0$ можно пренебречь γ . Для $n = 0$ даже очень маленькие γ влияют на результат, поскольку для $\gamma > 0$ имеем $r_s = 0$, а для $\gamma = 0$ коэффициент отражения стремится к единице $r_s \rightarrow 1$ в пределе $\omega_h/\omega_p \ll 1$, где $\omega_h = c/2h$. Непрерывный переход между этими случаями отсутствует, поскольку $n = 0$ член не зависит от γ . Детальный расчет расклинивающего давления для малого, но ненулевого γ дает [19]

$$\Pi(h, T) = \Pi(h) + \frac{\hbar c \zeta(3)}{16\pi h^4} \left[\frac{T}{T_{eff}} - 4 \frac{\omega_h}{\omega_p} \left(\frac{T}{T_{eff}} \right)^3 \right], \quad \frac{\omega_h}{\omega_p} \ll 1. \quad (10)$$

Здесь линейный по T вклад возникает из-за отсутствия вклада s поляризации в $n = 0$ член, поскольку $r_s = 0$. Вычисляя отсюда энтропию, получим

$$S(h, T) = - \frac{\zeta(3)}{16\pi h^2} + \frac{3\zeta(3)}{\pi h} \left(\frac{c}{\omega_p} \right) \frac{T^2}{\hbar^2 c^2}. \quad (11)$$

Линейный по T член в давлении (10) приводит к тому, что при $T \rightarrow 0$ энтропия стремится к некоторой отрицательной константе. То, что поверхностная энтропия является отрицательной, не является проблемой, поскольку в полную энтропию гораздо больший вклад дают объемные эффекты, а вот то, что энтропия не обращается в ноль при $T = 0$, является фундаментальной проблемой.

В диссертации показано, что проблема с энтропией исчезает, если в ДЛП теории учесть нелокальность диэлектрических функций. При комнатных температурах эффекты нелокальности не играют существенной роли, однако при низких температурах нелокальность становится принципиально важной. В этом случае диэлектрические функции плазмоподобных сред являются существенно нелокальными и определяются уравнениями (4). В ε_t вместо исчезающей частоты релаксации $\gamma(T) \rightarrow 0$ существенную роль начинает играть нелокальный канал диссипации (затухание Ландау), для которого эффективная частота релаксации $\tilde{\nu}k$ остается конечной при $T \rightarrow 0$. В результате этого, в температурное поведение расклинивающего давления (8) дают вклад члены суммы с $n \geq 1$, которые сокращают линейный по T член в (10). Детальный расчет энтропии, проведенный в разделе 3.2 для вырожденной плазмы, дал следующий результат

$$S(h, T) = -0.0233 \left(\frac{\omega_p^2 T}{c^2 \hbar v_F} \right)^{2/3}, \quad \left(\frac{3\pi^2 c}{2} \frac{\omega_p^2 T}{v_F \hbar \omega_h} \right)^{1/3} \ll 1. \quad (12)$$

Таким образом, в пределе достаточно низких температур энтропия стремится к нулю как $T^{2/3}$. Для невырожденной плазмы, из-за наличия энергетической щели, при понижении температуры экспоненциально быстро снижается концентрация носителей. При этом плазма начинает вести себя как диэлектрик, для которого энтропия убывает как T^2 .

В разделе 3.3 рассматривается еще одна термическая проблема, связанная с $n = 0$ членом в ДЛП формуле (8). Впервые на эту проблему обратили внимание авторы работы [38]. Для истинного диэлектрика в пределе низких частот $\zeta \rightarrow 0$ коэффициент отражения для p поляризации равен $r_p = (\varepsilon(0) - 1)/(\varepsilon(0) + 1)$, где $\varepsilon(0)$ - диэлектрическая постоянная диэлектрика. С другой стороны, даже хорошие диэлектрики всегда имеют пусть малую, но конечную проводимость, поэтому ДФ на низких частотах должна включать член, содержащий проводимость σ : $\varepsilon(i\zeta) = \varepsilon(0) + 4\pi\sigma/\zeta$, где проводимость связана с друдевскими параметрами как $\sigma = \omega_p^2/4\pi\gamma$. В результате при $\zeta \rightarrow 0$ будем иметь $r_p \rightarrow 1$. Здесь возникает сразу две проблемы. Во-первых, коэффициент отражения для p поляризации изменяется скачком при введении минимальной проводимости. Во-вторых, это снова приводит к нарушению теоремы Нернста, как было показано в [38].

Оказалось, что обе эти проблемы могут быть решены, если учесть нелокальный отклик материала. Питаевский [39] учел конечную длину экранирования свободных зарядов l_D при взаимодействии молекулы с пластиной. В результате была получена формула для силы, которая интерполирует между хорошим проводником и диэлектриком. В разделе 3.3 приводится полное решение задачи для силы между плоскими проводниками, учитывающее как длину экранирования, так и затухание Ландау. Последняя гарантирует правильное поведения энтропии в пределе низких температур. Как частный случай воспроизводится результат Питаевского.

Для конечных γ параметр нелокальности (3) на мнимой оси частот есть $|x| = (\zeta + \gamma)/vk$. Когда температура близка к комнатной, типичные значения частоты релаксации есть $\gamma \sim 10^{14} \text{ с}^{-1}$, а характерная частота передачи энергии носителям заряда в поле есть $vk \sim v/h \sim 10^{13} \text{ с}^{-1}$, где $v = (2T/m^*)^{1/2}$ и для оценки используется величина $h \sim 100 \text{ нм}$. В этих условиях параметр нелокальности $|x|$ будет большим, так что локальная теория является хорошим приближением для всех членов суммы (8), кроме $n = 0$. Поскольку $\gamma \gg vk$, то $\varepsilon_t(i\zeta \rightarrow 0, k)$ по сути является локальной, а вот $\varepsilon_l(i\zeta \rightarrow 0, k)$ ведет себя иначе. Для невырожденной плазмы в пределе $\zeta \rightarrow 0$ расчет дает следующие ДФ

$$\varepsilon_t(i\zeta, k) = \varepsilon(0) + \frac{\omega_p^2}{\zeta\gamma}, \quad \varepsilon_l(i\zeta, k) = \varepsilon(0) + \frac{k_D^2}{k^2}, \quad (13)$$

где дебаевское волновое число определено уравнением (5). Для этих ДФ были получены импедансы, через которые выражаются коэффициенты отражения. Для $n = 0$ члена эти коэффициенты есть

$$r_s = 0, \quad r_p = \frac{\varepsilon(0)\sqrt{q^2 + k_D^2/\varepsilon(0)} - q}{\varepsilon(0)\sqrt{q^2 + k_D^2/\varepsilon(0)} + q}. \quad (14)$$

Поскольку отклик на s поляризованное поле остался локальным, то $r_s = 0$ при $\zeta \rightarrow 0$. Отклик же на p поляризованную волну существенно изменился по сравнению с локальным случаем. Когда $q \gg k_D/\sqrt{\varepsilon(0)}$ мы возвращаемся к коэффициенту отражения для истинного диэлектрика $r_p = (\varepsilon(0) - 1)/(\varepsilon(0) + 1)$. Когда же выполняется противоположное условие $q \ll k_D/\sqrt{\varepsilon(0)}$, коэффициент отражения обращается в единицу $r_p = 1$. Таким образом, r_p в формуле (14) интерполирует между истинным диэлектриком и истинным проводником при изменении дебаевского волнового числа от нуля до бесконечности. Само же значение k_D определяется концентрацией носителей. При вычислении ДС характерные значения волновых чисел $q \sim 1/h$, поэтому на малых расстояниях плохой проводник ведет себя как истинный диэлектрик, а на больших расстояниях - как металл.

Для невырожденной плазмы нет проблемы с нарушением теоремы Нернста из-за экспоненциально быстрого снижения концентрации носителей при $T \rightarrow 0$. Для вырожденной плазмы проблема с энтропией решается за счет затухания Ландау также, как объяснялось в разделе 3.2.

Таким образом, в главе 3 были проанализированы парадоксы, связанные с термическим вкладом в ДС. Показано, что эти парадоксы разрешаются за счет пространственной дисперсии взаимодействующих материалов.

Четвертая глава посвящена исследованию зависимости ДС от диэлектрических свойств материалов. Теоретическую основу этих исследований составляет ДЛП теория, которая связывает силу с ДФ взаимодействующих материалов и среды, разделяющей эти материалы. Как отмечалось во введении, быстро растущая индустрия МЭМС является серьезным стимулом для развития

таких исследований, а материалы, исследованные в диссертации, перспективны для использования в МЭМС.

Теория выражает силу через ДФ на мнимой оси частот, которая является интегральной характеристикой ДФ на действительной оси. По этой причине влияние ДФ на силу не всегда очевидно. Кроме того, экспериментальная информация о ДФ, как правило, недоступна в среднем и дальнем инфракрасном (ИК) и в дальнем ультрафиолетовом (УФ) диапазонах. Для вычислений приходится экстраполировать диэлектрические данные на недоступные для измерений области, что вносит элемент неопределенности в предсказание силы. Дополнительная сложность связана с тем, что в реальных условиях сила почти никогда не измеряется между монокристаллами с хорошо определенными диэлектрическими свойствами. Чаще всего мы сталкиваемся с пленками материала, напыленными в разных физических условиях, а свойства этих пленок могут заметно отличаться от объемных монокристаллов. Поэтому для сравнения предсказаний теории с точными экспериментами требуется детальное знание ДФ реальных материалов.

В разделе 4.1 рассматриваются силы между напыленными пленками Au. Золото является наиболее популярным и удобным материалом для измерения ДС, поэтому детальные расчеты силы для этого случая являются приоритетной задачей. Пленки могут напыляться в различных условиях, и задача состоит в том, чтобы понять, насколько условия приготовления материала могут влиять на силу.

Были исследованы 5 пленок разных толщин, напыленных на Si и слюде, две из которых отжигались. Диэлектрические функции пленок измерялись на двух эллипсометрах в диапазонах длин волн $\lambda = 1.9 - 33$ мкм и $\lambda = 0.14 - 1.7$ мкм. Данные о ДФ золота в столь широком диапазоне длин волн представлены впервые. Были обнаружены значительные вариации ДФ от пленки к пленке. Например, для $\lambda = 5$ мкм ДФ для неотожженной пленки толщиной 400 нм на Si есть $\varepsilon = -805.9 + i185.4$, а для отожженной пленки толщиной 120 нм на Si - $\varepsilon = -1166.9 + i213.9$.

Для вычисления силы на расстояниях ~ 100 нм важным является поведение ДФ в среднем и дальнем ИК диапазоне. Часть этого диапазона недоступна, поэтому приходится экстраполировать ДФ на низкие частоты. Это делается с помощью модели Друде, которая описывает ДФ на низких частотах как

$$\varepsilon(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\gamma)}, \quad (15)$$

где плазменная частота ω_p и частота релаксации γ - параметры, подлежащие определению. Для определения параметров в низкочастотном диапазоне экспериментальные данные фитируются с помощью (15). Оказалось, что друдевские параметры имеют широкий разброс: $\omega_p = 6.8 - 8.4$ эВ и $\gamma = 36 - 49$ мэВ. Наибольшие ω_p реализуются для отожженных образцов. Эти параметры следует сравнить с табличными данными для золота: $\omega_p = 9.0$ эВ и $\gamma = 35$ мэВ. Сила

особенно чувствительна к плазменной частоте и поэтому столь значительное изменение ω_p может существенно повлиять на ДС.

Для золота ДФ на мнимых частотах $\varepsilon(i\zeta)$ вычисляется согласно дисперсионному соотношению

$$\varepsilon(i\zeta) = 1 + \frac{2}{\pi} \int_0^{\infty} d\omega \frac{\omega \varepsilon''(\omega)}{\zeta^2 + \omega^2}. \quad (16)$$

Для низких частот, недоступных экспериментально, используется экстраполяция согласно (15), а для недоступных высоких частот используется простая кубическая экстраполяция $\varepsilon''(\omega) \sim 1/\omega^3$. Последняя слабо влияет на результат, а друдевская экстраполяция наоборот вносит существенный вклад в $\varepsilon(i\zeta)$, поэтому параметры Друде так важны. ДФ на мнимой оси частот $\varepsilon_i(i\zeta)$ были вычислены для всех 5-ти пленок (нумеруются индексом i), а в качестве референтной функции использовалась $\varepsilon_0(i\zeta)$, вычисленная по табличным данным [40]. Относительное отклонение от референтной кривой для всех пленок показано на Рис. 1(а) как функция мнимой частоты. Как можно видеть из рисунка, ДФ для всех пленок заметно меньше референтной, а для толстых пленок (1 - 400 нм/Si, 2 - 200 нм/Si) отклонение достигает 40%. Естественным объяснением такого поведения являются дефекты в пленке.

Используя ДФ $\varepsilon_i(i\zeta)$, было вычислено расклинивающее давление $\Pi_i(h)$ между двумя золотыми пластинами. На расстояниях $h \sim 100$ нм наибольший вклад в давление вносят ИК частоты (на действительной оси). Расклинивающее давление сравнивалось с референтным $\Pi_0(h)$, полученным для $\varepsilon_0(i\zeta)$. Относительное отклонение расклинивающего давления от референтного представлено на Рис. 1(б) как функция расстояния. Можно видеть, что давление для реальных пленок меньше референтного. Типичной является величина 5 – 7%. Следует учесть, что современные эксперименты, выполненные на расстояниях $h \sim 100$ нм, имеют точность порядка 1%.

В работе впервые сделан экспериментально и теоретически обоснованный вывод о том, что для сравнения теоретических расчетов ДС с точными экспериментами необходимо иметь информацию о ДФ тех образцов, которые использованы в эксперименте. Использование табличных данных, отвечающих почти идеальному монокристаллу золота, приведет к завышенной оценке расклинивающего давления.

В разделе 4.2 описан эксперимент по измерению ДС между покрытыми золотом сферой и пластиной, выполненный на воздухе в диапазоне расстояний $13 < h < 40$ нм. Дополнительно анализируется влияние смачивающей пленки воды на диэлектрические свойства золота и на силу между сферой и пластиной.

Сила измерялась с помощью атомно-силового микроскопа (АСМ). Для измерений использовался кантилевер с приклеенной на конце сферой диаметром 100 мкм. Чтобы достичь минимального расстояния между объектами, использовался жесткий кантилевер, а шероховатость пластины и сферы были

на уровне 1 нм. Наибольшую экспериментальную неопределенность, особенно на малых расстояниях, вносит контактное расстояние h_0 , которое определялось из детального анализа шероховатостей сферы и пластины. Сила измерялась в различных местах на пластине и была определена усреднением по большому количеству измерений. Результат показан на Рис. 2(а). Основная неопределенность в силе связана с неопределенностью абсолютного расстояния $\Delta h = 1$ нм из-за ошибки в h_0 . Расчет силы согласно ДЛП теории был выполнен для пленки золота с известной ДФ. Теоретическая кривая (красная) находится в полном согласии с экспериментом.

Поскольку эксперимент был выполнен на воздухе при нормальной влажности, следует ожидать, что поверхность металла покрыта тонкой водяной пленкой толщиной ~ 1 нм. При контакте тел наблюдалась заметная адгезия, связанная с образованием капиллярных мостиков [41]. По этой причине необходимо проанализировать, как смачивающая пленка воды может повлиять на ДФ золота, которая также измерялась при нормальных условиях, и на силу между телами. Для воды коэффициент поглощения известен в широком диапазоне длин волн. По этому коэффициенту вычислялась ДФ воды на мнимых частотах. Результат показан на Рис. 2(б). Интересно отметить, что статический предел $\varepsilon(0) \approx 80$ достигается лишь для очень низких частот $\zeta \sim 10^{-6}$ эВ. Пленка может быть не сплошной и содержать объемную фракцию пустот f . Этот случай анализировался с помощью эффективной ДФ Брюггемена. Показано, что ДФ, измеренная эллипсометрически, является хорошим приближением для ДФ золотой пленки, даже если на ее поверхности имеется тонкий слой воды.

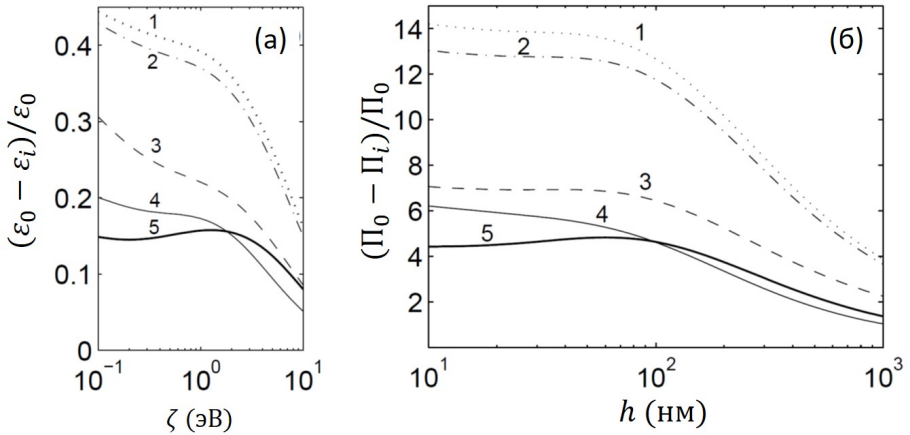


Рис. 1 — (а) Относительное отклонение ДФ на мнимых частотах для i -й пленки золота от референтной функции $\varepsilon_0(i\zeta)$, полученной по табличным данным. (б) Относительное отклонение расклинивающего давления для разных пленок Au от референтной пленки с табличной ДФ.

Для того, чтобы понять, при каких условиях пленка воды может влиять на силу между сферой и пластиной, вычислялась ДС между золотыми поверхностями, покрытыми тонким слоем воды с объемной долей пустот f . Часть результатов показана на Рис. 2(а) сплошной и штриховой черными кривыми. Как можно видеть, экспериментальные ошибки допускают пленку толщиной не более 1.5 нм. С другой стороны, для расстояний $h < 10$ нм роль пленки заметно возрастает и становится существенной для $h = 5$ нм.

В разделе 4.3 описаны результаты теоретических и экспериментальных исследований материалов, перспективных для применения в МЭМС.

Исследован карбид кремния как материал, способный работать в агрессивных внешних условиях. ДФ легированного азотом SiC получена из эллипсометрических измерений. Проведены расчеты дисперсионного взаимодействия для систем SiC-SiC, SiC-Au и SiC-SiO₂. Особенностью карбида кремния является заметная роль высокочастотной части спектра, которая не может быть получена эллипсометрически. Кроме того, обнаружено, что взаимодействие SiC-SiC и SiC-Au очень медленно переходит к полному запаздыванию на больших расстояниях. Для случая SiC-Au сила была измерена в сухом азоте между покрытой золотом сферой 20 мкм диаметром с шероховатостью 0.6 нм и очень гладкой пластиной SiC (шероховатость 0.12 нм). Сухая атмосфера и низкая шероховатость позволили измерить силу с помощью АСМ вплоть до минимального расстояния $h = 8$ нм. Это рекордно низкая величина для АСМ экспериментов. Теоретические предсказания согласуются с экспериментом в

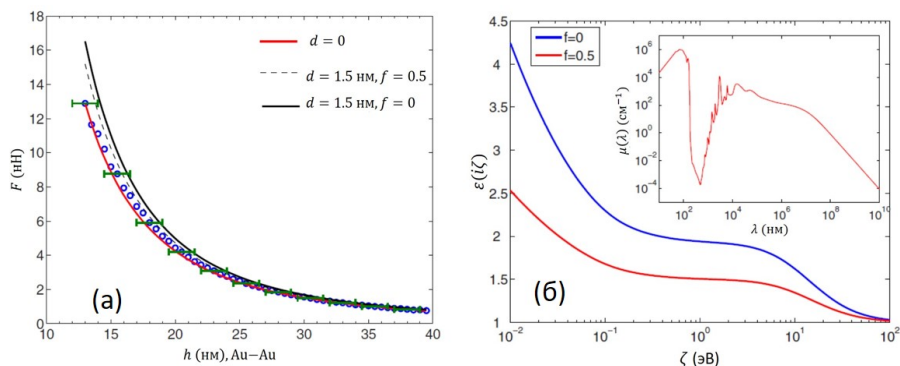


Рис. 2 — (а) Сила между сферой и пластиной (кружки) как функция расстояния. Горизонтальные отрезки показывают неопределенность расстояния. Красная кривая - результат ДЛП теории без учета водяной пленки. Черная кривая - для сплошной пленки воды толщиной 1.5 нм, а штриховая кривая - для пленки, заполняющей половину поверхности. (б) ДФ воды на мнимой оси частот. Верхняя кривая отвечает сплошной пленке, нижняя пленке, содержащей 50% пустот. Врезка показывает коэффициент поглощения воды, по которому вычислялась $\varepsilon(i\zeta)$.

пределах ошибок, но отмечено, что особое внимание следует обратить на экстраполяцию ДФ SiC на высокие частоты.

В разделе 4.3 описан также один из материалов, способных к термическому переключению между аморфной и кристаллической фазами. Такие материалы используются для многоразовой оптической записи данных. При изменении фазы сила между таким материалом и другим телом должна изменяться, что позволит управлять движением второго тела с помощью переключаемых квантовых флуктуаций. Для того чтобы продемонстрировать изменение дисперсионной силы в зависимости от фазового состояния материала, были подготовлены аморфные пленки материала $\text{Ag}_5\text{In}_5\text{Sb}_{60}\text{Te}_{30}$ (AIST) толщиной 1 мкм на покрытых алюминием кремниевых подложках. Половина пленок была отожжена до кристаллического состояния. Диэлектрические функции AIST были измерены эллисометрически для обоих состояний в диапазоне частот $0.04 < \omega < 8.9$ эВ. ДФ для аморфного и кристаллического состояний показаны на Рис. 3(а). Заметим, что столь детальное исследование AIST было проведено впервые. Из рисунка видно, что поглощение в видимом и ИК диапазонах кардинально отличается для разных фаз. Обычно столь значительную разницу в поглощении связывают с т.н. резонансными связями, но наши данные показали, что существенную роль играет также металлическое поведение кристаллического состояния. Друдевские параметры, определенные для кристаллического состояния, показали, что концентрация носителей достигает $N \approx 2 \times 10^{21} \text{ см}^{-3}$.

Для того чтобы разделить вклады резонансных связей и металлической проводимости в силу, из полной ДФ был вычтен друдевский вклад. На Рис. 3(б) показаны $\varepsilon''(\omega)$ для аморфного состояния и для кристаллического состояния без друдевского вклада. Разница между этими функциями целиком связана с резонансными связями. ДФ на мнимых частотах вычислялась стандартным образом. Функция $\varepsilon(i\zeta)$ для кристаллического состояния, включающая и не включающая друдевский вклад, показана на врезке. Как можно видеть, эти два случая заметно отличаются на низких частотах.

Для этих ДФ были проведены расчеты силы между пластиной AIST в разных фазах и золотой сферой 20 мкм диаметром. Оказалось, что сила увеличивается на 20–25% при переходе от аморфного состояния к кристаллическому. Анализ показал, что почти одинаковый вклад в изменение силы вносят резонансные связи в видимом диапазоне и друдевский хвост в ИК диапазоне. Было выполнено экспериментальное измерение силы в сверхвысоком вакууме с помощью АСМ, которое подтвердило изменение силы на 20%. Такая величина может показаться не очень большой, но следует помнить, что дисперсионное взаимодействие является широкополосным и его очень трудно изменить. Таким образом, впервые было продемонстрировано, теоретически и экспериментально, что материалы с изменяемой фазой могут использоваться для переключения величины ДС.

Большой интерес для практических применений в МЭМС представляет взаимодействие между телами, разделенными жидкой прослойкой. Жидкость позволяет заметно ослабить дисперсионное взаимодействие, а в особых случаях даже перейти от притяжения к отталкиванию. Это свойство является важным для применения микро- и наноскопических устройств [12]. Отталкивание между телами 1 и 2 возникает, если среда 0, которая их разделяет, имеет ДФ такую, что $\varepsilon_1(i\zeta) < \varepsilon_0(i\zeta) < \varepsilon_2(i\zeta)$. Для системы твердое тело - жидкость - газ такое неравенство часто выполняется, а для твердых тел, помещенных в жидкую среду, неравенство выполняется лишь в редких случаях. В диссертации проведен теоретический анализ взаимодействия в системе Au-жидкость-SiO₂ для набора жидкостей и экспериментально измерена сила между золотыми поверхностями в азоте и в этаноле в одной и той же установке.

При расчете силы в системе Au-H₂O-SiO₂ важно, что ДФ воды и оксида кремния близки друг к другу в широком диапазоне действительных частот $5 \cdot 10^{-2} < \omega < 5 \cdot 10^2$ эВ. На мнимых частотах $\varepsilon_{\text{SiO}_2}(i\zeta)$ и $\varepsilon_{\text{H}_2\text{O}}(i\zeta)$ отличаются не более чем на 30%. Такое изменение вполне сравнимо с вариацией $\varepsilon(i\zeta)$ из-за использования разных наборов данных. Эта схожесть диэлектрических функций приводит к сильной зависимости ДС в системе Au-H₂O-SiO₂ от использованных оптических данных. Анализ показал, что сила, измеренная экспериментально, может надежно сравниваться с предсказанием ДЛП теории в том случае, если ДФ соответствующих материалов известны в широком диапазоне частот. Более того, популярная аппроксимация ДФ жидкостей осцилляторными моделями должна использоваться с осторожностью.

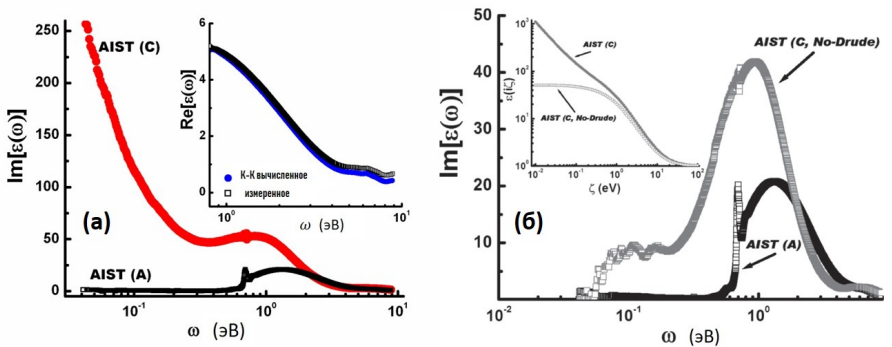


Рис. 3 — (а) Мнимая часть ДФ для аморфного (А) и кристаллического (С) состояния AIST. На врезке показана степень согласованности данных по Крамерсу-Кронигу. (б) ДФ для аморфного состояния и кристаллического состояния без друдевского вклада. На врезке показаны ДФ на мнимой оси частот включающие и не включающие друдевский вклад.

Для высших алкогелей поглощение в УФ диапазоне возрастает при увеличении длины цепи алкана. На Рис. 4(а) представлены данные для мнимых частей показателя преломления 4-х первых алкогелей. Данные были скомпилированы из различных источников. По этим данным были получены ДФ на мнимых частотах для всех алкогелей и вычислена сила в системе Au-алкоголь-SiO₂. Результат показан на Рис. 4(б). С увеличением длины цепи алкана сила притяжения ослабевает. Для бутанола сила очень слабая, но из-за неопределенностей в ДФ невозможно сказать однозначно, является ли она отталкивающей.

Экспериментально с помощью АСМ была измерена сила между золотыми порхностями в этаноле. Такие измерения проводились и раньше, но наш эксперимент ³³ имеет две особенности. Во-первых, сила измерялась сначала в азоте, а затем, без изменения положений сферы и пластины, камера заполнялась этанолом и были проведены измерения силы в жидкости. Во-вторых, вместо стандартной для АСМ техники считывания, смещение кантилевера определялось интерферометрически, что позволило увеличить точность измерений в 2 раза. Полная сила, измеренная в этаноле, содержит заметный электростатический вклад, связанный с дебаевским экранированием. Измерения, проведенные в азоте, показали чувствительность эксперимента к деталям ДФ золота. Сила, измеренная в этаноле, имеет большие экспериментальные ошибки по сравнению с силой, измеренной в азоте.

В **пятой главе** анализируется влияние шероховатости взаимодействующих тел на силу. ДЛП теория не учитывает влияние шероховатости, поэтому должна быть построена теория, способная описать этот эффект. Когда среднеквадратичная шероховатость гораздо меньше, чем расстояние между телами, тогда для вычисления вклада шероховатости в силу можно воспользоваться теорией возмущений [42], но даже в этом случае задача является нетривиальной, поскольку дисперсионное взаимодействие неаддитивно. Если же расстояние

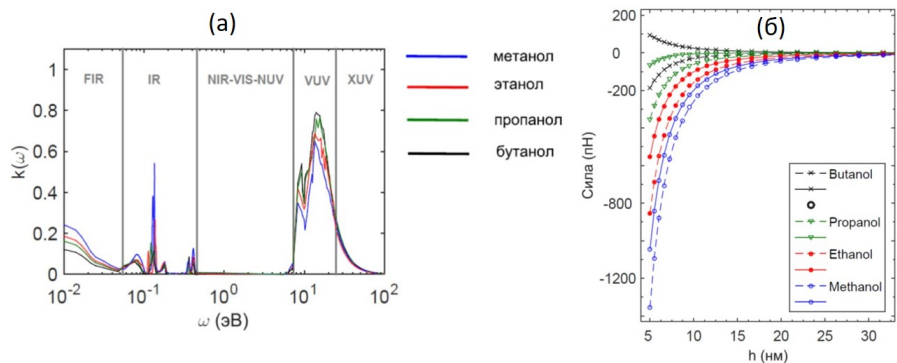


Рис. 4 — (а) Коэффициент экстинкции для 4-х первых алкогелей как функция частоты. (б) Сила между золотой сферой и стеклянной пластинкой, помещенных в алкоголь. Вычисления проведены для двух наборов данных для SiO₂.

между телами становится сравнимым с шероховатостью, то теория возмущений неприменима. Экспериментально было продемонстрировано [21], что сила между шероховатыми телами, разделенными малым расстоянием, сильно отклоняется от предсказания ДЛП теории. Проблема малых расстояний между шероховатыми телами является одной из нерешенных проблем.

В разделе 5.1 вводятся способы описания шероховатой поверхности. Основными характеристиками являются среднеквадратичная шероховатость w , корреляционная длина ξ (характерный латеральный размер) и функция распределения пиков по высотам $P(h)$. Показано, что задача о параллельных шероховатых пластинах сводится к задаче о пластинах, одна из которых гладкая, а другая имеет комбинированную шероховатость (т.е. сумму топографий обеих пластин). Если среднее расстояние между пластинами $h \ll \xi$, то профиль поверхности меняется медленно и можно использовать приближение Дерягина для вычисления силы. В противном случае задача усложняется неаддитивностью вкладов отдельных пиков. При условии $h \gg w$ неаддитивность удалось учесть с помощью теории рассеяния (основная идея изложена в [42]), но при этом поправка к силе трактуется по теории возмущений в виде ряда по $(w/h)^2$. Вопрос о том, как вычислять силу, если тела находятся на расстоянии $h \sim w$, остается открытым.

В разделе 5.2 изучается минимальное расстояние между шероховатыми поверхностями. Абсолютное расстояние между телами является принципиально важным параметром при измерении ДС. Трудности в определении этого параметра начинаются, когда тела разделены расстояниями в десятки нанометров и менее. Проблемы возникают из-за наличия шероховатости, масштаб которой сравним с расстоянием между телами. Когда тела приведены в контакт при минимальной нагрузке, они разделены контактным расстоянием h_0 . Это расстояние имеет особое значение для адгезии, приводящей к нарушению работы МЭМС. В современных экспериментах по точному измерению ДС h_0 является основным источником ошибок. Контактное расстояние всегда больше, чем среднеквадратичная шероховатость $h_0 > w$, поскольку оно определяется самыми высокими пиками на поверхности. Для многих физических проблем важно понимать происхождение h_0 , зависимость от латерального размера поверхности L и возможные неопределенности в значении этого параметра¹⁶.

Впервые был выполнен детальный анализ шероховатости золотых пленок. Для этого были приготовлены пленки разной толщины (от 100 нм до 1600 нм), которые имели заметно разную шероховатость. Для каждой из пленок были получены АСМ мегасканы с областью сканирования 40×40 мкм² и с латеральным разрешением 4096×4096 пикселей. Из одного такого скана можно извлечь информацию на разных латеральных масштабах L . Для каждой области с размером $L \times L$ находится высота максимального пика, а затем проводится усреднение по всем участкам с одинаковой площадью. Таким образом можно найти функцию $h_0(L)$, как показано на Рис. 5(а). Из этого рисунка видно, что высота максимального пика действительно зависит от масштаба L ,

в то время как среднеквадратичная шероховатость не зависит от L (см. врезку). Причина такой зависимости в том, что вероятность появления высокого пика событие редкое, поэтому, чем больше размер L , тем вероятней найти пик с высотой больше определенной величины. Важно отметить, что статистические ошибки в h_0 уменьшаются с увеличением размера L .

Была предложена теоретическая модель, описывающая поведение $h_0(L)$. В этой модели все пики имеют латеральные размеры $\xi \times \xi$, а высота пика z имеет распределение $P(z)$, которое извлекается из АСМ сканов. В рамках модели было получено уравнение на $h_0(L)$

$$e^{-\varphi(h_0)}(L^2/\xi^2) = 1, \quad P(z) = 1 - e^{-\varphi(z)}. \quad (17)$$

Здесь вместо вероятности $P(z)$ используется "фаза" $\varphi(z)$, которая более удобна для описания редких событий. Для золота эта "фаза" показана на Рис. 5(б). Интересно отметить, что для $\ln \varphi(z)$ высокие пики и глубокие ямки ведут себя линейно, что является признаком статистики экстремальных значений, которая заметно отличается от нормального распределения. Предсказание $h_0(L)$ на основе предложенной модели показано на Рис. 5(а) красной кривой.

Таким образом, впервые была выявлена и описана теоретически зависимость минимального расстояния между двумя шероховатыми пластинами. Было показано, что распределение пиков по высоте асимптотически описывается статистикой экстремальных значений.

Анализ высоких пиков для пленок золота подсказал способ, с помощью которого можно вычислить вклад шероховатости в ДС, даже если тела находятся в контакте (без нагрузки). Этот способ излагается в разделе 5.3. Условно высокими можно считать пики с высотой $h_1 > 3w$. Взаимодействующие поверхности разделены расстоянием $h > h_0 > 3w$. Вклад в силу от нормальных

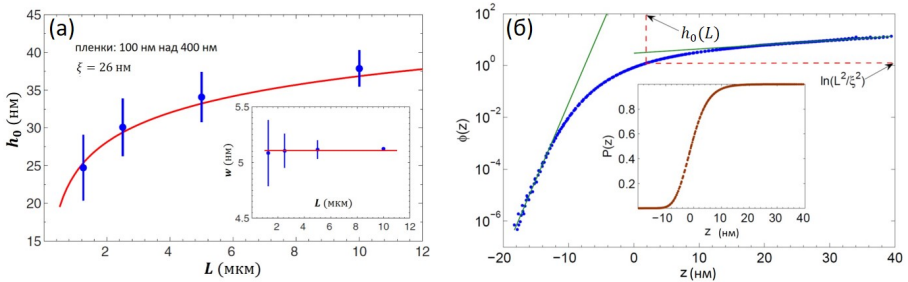


Рис. 5 — (а) Высота максимального пика как функция размера L исследованной области. Точки (с ошибками) - величины, извлеченные из АСМ сканов. Сплошная кривая - предсказание модели. На врезке тоже самое показано для среднеквадратичной шероховатости. (б) "Фаза"кумулятивного распределения для золота как функция высоты пиков. Само распределение показано на врезке. Асимптотики ведут себя линейно в соответствии со статистикой экстремальных значений.

пиков с высотой $\sim w$ можно учесть по теории возмущений с учетом неаддитивности, как описано в разделе 5.1, поскольку параметр, по которому ведется разложение $(w/h)^2 \ll 1$, мал. Для высоких пиков локальное расстояние между телами становится малым, поэтому теория возмущений неприменима. Поскольку высокие пики явления редкие, среднее расстояние l между ними велико. Если $l \gg h$, то мы можем вычислить вклад высоких пиков независимо друг от друга, т.е. аддитивно. Взаимодействие одного высокого пика с плоской поверхностью может быть рассчитано точно с использованием развитых численных методов [14]. Оказалось, однако, что точный результат для взаимодействия одного пика с плоскостью близок тому, который получается для колонны с плоской вершиной и площадью основания $\xi \times \xi$.

В этой модели расклинивающее давление между двумя шероховатыми пластинами представляется в виде

$$\Pi^{rough}(h) = \Pi(h) + \delta\Pi_{PT}(h) + \delta\Pi_{HP}(h), \quad (18)$$

где первый вклад есть давление между гладкими поверхностями, вычисленное по ДЛП теории, второй член описывает вклад нормальной шероховатости, учитываемой неаддитивно, а последний член есть вклад высоких пиков, которые суммируются аддитивно. Для пиков в виде колонн с плоской вершиной этот последний член равен

$$\delta\Pi_{HP}(h) = \int_{h_1}^{h_0} dz f(z) \left[\Pi(h-z) - \Pi(h) + \Pi'(h)z - \frac{\Pi''(h)}{2!}z^2 \right]. \quad (19)$$

Как уже отмечалось, эксперимент [21] демонстрирует значительное отклонение силы между шероховатыми поверхностями от предсказания ДЛП

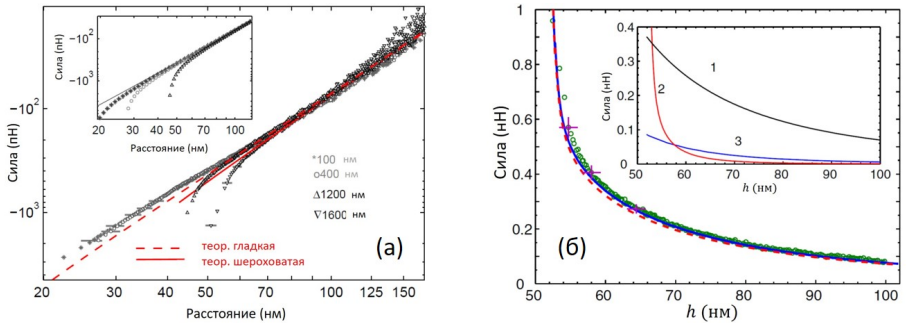


Рис. 6 — (а) Экспериментальные данные для силы между золотыми пластинами с разной шероховатостью и покрытой золотом сферой. Для пленки толщиной 1600 нм показаны предсказания ДЛП теории (штриховая) и теории, учитывающей шероховатость как возмущение (сплошная линия). (б) Экспериментальные точки и теоретическое ожидание (сплошная кривая) для пленки толщиной 1600 нм. На врезке показаны разные вклады в теоретическую кривую: 1 - ДЛП вклад, 2 - вклад высоких пиков, 3 - вклад нормальных пиков.

теории, основанного на гладких поверхностях. Этот эффект особенно существен на малых расстояниях, как можно видеть на Рис. 6(a). Описанная выше модель впервые позволяет выйти за рамки теории возмущений и дает возможность объяснить наблюдаемое отклонение от ДЛП теории. Более того, поскольку имеется детальная информация о шероховатости золотых пленок и их ДФ, модель в состоянии предсказать результаты эксперимента. Сравнение экспериментальных и теоретических результатов показано на Рис. 6(b) для наиболее шероховатой пленки с толщиной 1600 нм. Сплошная кривая демонстрирует согласие теории и эксперимента. На врезке показаны отдельные вклады в теоретическую кривую. Как можно видеть, вклад высоких пиков становится очень существенным на малых расстояниях и даже сравнивается по величине с основным вкладом ДЛП теории. С другой стороны, вклад нормальной шероховатости остается небольшим.

Таким образом, впервые построена теория, которая позволила выйти за рамки теории возмущений и вычислить вклад шероховатости в силу, даже если тела находятся в контакте друг с другом.

В шестой главе рассматривается влияние ДС на форму нанопузырька. Эта задача представляет пример нелокального действия силы, сосредоточенной в узкой области пространства.

Когда гидрофобное твердое тело погружается в жидкость, то при некоторых условиях на границе раздела жидкость - твердое тело появляются нанопузырьки (НП), имеющие форму сферических сегментов (для обзора см., например, [43]). Высота этих объектов находится в диапазоне 10 – 100 нм, а латеральные размеры 100–1000 нм. К этим объектам проявляется особый интерес с точки зрения различных приложений, но два фундаментальных свойства НП остаются до конца непонятыми. Во-первых, согласно теории НП должны растворяться за миллисекунды, но в реальности они живут дни. Во-вторых, контактный угол для НП со стороны газа всегда меньше классического угла Юнга. Задача, которая решается в этой главе, связана с контактным углом.

Дисперсионные силы играют важную роль только вблизи контактной линии. В классической задаче о жидкой капле на твердой поверхности роль ДС сводится к узкой области перехода между каплей и смачивающей пленкой. Только для капель с высотой менее 5 нм ДС начинают влиять на форму капли. Казалось бы, пузырек должен вести себя аналогично. Существенное отличие, однако, состоит в том, что газ в пузырьке является сжимаемым. Оказалось, что это обстоятельство существенно изменяет картину для пузырьков с латеральным размером менее микрона.

В приближении резкой границы задачу о форме НП можно решать путем минимизации свободной энергии Гиббса. Дисперсионное взаимодействие играет здесь двоякую роль. С одной стороны, оно обеспечивает силу притяжения между подложкой и границей газ - жидкость, а с другой стороны, это же взаимодействие действует на газовые молекулы. С термодинамической точки зрения ДС можно рассматривать как внешнее поле, действующее на газовые

молекулы, расположенные между противоположными стенками пузырька. В стационарном внешнем поле система становится неоднородной, и давление вдоль границы раздела больше не является константой. Вместо этого константой остается химический потенциал. Из этого условия можно получить уравнение баланса сил на границе раздела, которое, после учета уравнения состояния газа, сводится к уравнению на давление в пузырьке P :

$$P \ln(P/P_0) = -\Pi(h), \quad \Pi(h) = \frac{A_H}{6\pi h^3} \left[\left(\frac{h_c}{h} \right)^6 - 1 \right], \quad (20)$$

где P_0 есть давление в пузырьке, когда взаимодействие отсутствует, а $\Pi(h)$ есть расклинивающее давление, в которое включено взаимодействие ван дер Ваальса и короткодействующее отталкивание (взаимодействие Леннарда-Джонса между объемными телами, разделенными расстоянием h). Соотношение (20) демонстрирует, что давление в пузырьке распределено неоднородно, поскольку зависит от локальной высоты h . Схематически пузырек показан на Рис. 7(а), где отмечены важные параметры. Заметим, что константа Гамакера A_H для системы жидкость - газ - твердое тело всегда положительна так, что давление в пузырьке больше P_0 .

Свободная энергия Гиббса G включает объемный член, который есть просто сумма химических потенциалов μ всех молекул и который не сводится к объему пузырька из-за сжимаемости газа. Поверхностный член в G совпадает с аналогичным для капли после замены жидкость $\leftrightarrow$ газ. Результирующий функционал свободной энергии имеет вид

$$G[h] = \int dx dy \left[\gamma \left(\sqrt{1 + (\nabla h)^2} - 1 \right) + U(h) \right], \quad U(h) = w(h) - w(h_c) - \kappa h P(h). \quad (21)$$

Здесь $w(h)$ - потенциал взаимодействия, связанный с расклинивающим давлением соотношением $\Pi = -dw/dh$. На равновесном расстоянии $h = h_c$ этот потенциал можно выразить через угол Юнга $\gamma(1 - \cos \theta_Y) = -w(h_c)$, а параметр $\kappa = \mu/T$ подлежит определению. Минимизация (21) по отношению к функции $h = h(x, y)$ при фиксированном числе молекул в пузырьке определяет форму пузырька.

Оказалось, что для двумерного пузырька, однородного вдоль y , минимизацию свободной энергии можно провести аналитически. Форма такого пузырька определяется уравнением

$$x = \int_h^H \frac{dh(\gamma - \Delta U)}{\sqrt{\Delta U(2\gamma - \Delta U)}}, \quad \Delta U = U(h) - U(H). \quad (22)$$

Для заданной высоты H решение однозначно для случая однородной подложки, на которой нет пиннинга пузырька. Такое решение имеет минимально возможное значение κ . Для пузырька с высотой $H = 5$ нм решение показано на Рис. 7(б) сплошной красной кривой. Аналогично капле эта кривая мало

отличается от цилиндрического сегмента, который переходит в прекурсорную пленку, но не жидкостную, а газовую. Однако, если сравнить с классическим пузырьком, содержащим такое же количество молекул (черная кривая), то можно видеть, что пузырек, учитывающий дисперсионное взаимодействие, имеет гораздо меньшие размеры. Подчеркнем, что взаимодействие сосредоточено в области пространства, в которой $h \lesssim 1$ нм. Тем не менее, эта область повлияла на глобальные характеристики пузырька.

Был проведен анализ причин столь значительного влияния взаимодействия, сосредоточенного в узкой области. Если исключить сжимаемость газа, то пузырек ведет себя почти как классический, но полностью объяснить эффект одной сжимаемостью невозможно. Оказалось, что конечная длина взаимодействия также играет роль. При специальном масштабном преобразовании (масштабный фактор λ), которое позволяет менять константу Гамакера, оставляя постоянным угол Юнга, удалось получить непрерывный переход между реальным пузырьком ($\lambda = 1$) и классическим пузырьком ($\lambda = \infty$). Промежуточные состояния для $\lambda = 4$ и $\lambda = 256$ показаны на Рис. 7(б) штриховой и штрих-пунктирной кривыми. Таким образом, значительное отклонение размеров пузырька от классического связано сразу с двумя эффектами: со сжимаемостью газа и с конечной длиной дисперсионного взаимодействия.

Было показано, что с уменьшением высоты пузырька H аспектное отношение L/H уменьшается, заметно отклоняясь от классического значения, которое достигается при $H \rightarrow \infty$. Например, даже для $H = 200$ нм отклонение от классического предела составляет 2%. Это говорит о том, что взаимодействие приводит к отклонению контактного угла от классического угла θ_Y . Проанализированы пузырьки, которые существуют на неоднородной подложке. Такие пузырьки обладают дополнительной энергией (энергией пиннинга)

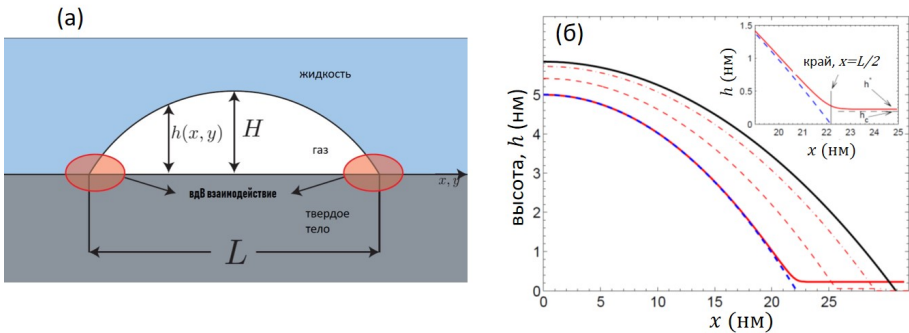


Рис. 7 — (а) Схематическое изображение НП с указанием параметров и выбора системы координат. (б) Форма двумерного НП (сплошная красная кривая) и форма классического НП без дисперсионного взаимодействия, но с тем же числом молекул (черная кривая). На врезке показано поведение возле контактной линии.

и имеют ряд особенностей. За счет пиннинга аспектное отношение для таких пузырьков может быть еще меньше, чем для равновесных пузырьков на однородной подложке. Численно были получены результаты для трехмерных пузырьков, которые ведут себя качественно как и двумерные.

Таким образом, впервые показано, что дисперсионное взаимодействие, сосредоточенное вблизи контактной линии в области с размером порядка нанометра, оказывает влияние на пузырек с гораздо большими размерами. Такое нелокальное влияние строго локализованного взаимодействия является нетривиальным следствием конечной длины взаимодействия и сжимаемости газа.

В седьмой главе анализируются дисперсионные силы вблизи контакта твердых тел, и предлагается новый тип экспериментов для измерения силы, который не теряет устойчивость при измерениях вблизи точки контакта. ДС начинают играть заметную роль для различных микроустройств на расстояниях между телами ~ 100 нм, но даже на таких расстояниях ДС все еще слабы по сравнению с упругими, электростатическими или капиллярными силами. Только на расстояниях $\lesssim 10$ нм ДС становятся доминирующими. Это означает, что ДС играют решающую роль только вблизи точек контакта двух макроскопических тел. Естественно ожидать, что эти силы не должны влиять на макроскопическую систему вдали от точек контакта. Однако, как было показано в главе 6, такое ожидание справедливо не всегда. В главе 7 рассмотрен еще один пример системы, для которой локализованное взаимодействие влияет на свойства системы вдали от точки контакта. Такой системой является залипший кантилевер (см. Рис. 8(a)), который давно исследуется в связи с проблемой залипания элементов МЭМС при их изготовлении или функционировании. В этой главе впервые демонстрируется, что ДС, действующие вблизи прилипшего конца кантилевера, влияют на форму макроскопической балки вдали от области прилипания. Этот эффект может быть надежно измерен с помощью современных методов.

В разделе 7.1 в рамках теории упругости решается задача о залипшем кантилевере. Энергия адгезии (на единицу длины) Γ связана с энергией деформированной части балки $U(s)$ соотношением $\Gamma = -w^{-1}dU/ds$ [44], где w - ширина балки (вдоль оси y). В самом общем случае, кроме упругой силы на кантилевер может действовать некоторая распределенная сила (на единицу площади) $P(x, u)$, которая зависит как от положения вдоль кантилевера x , так и от локального прогиба кантилевера $u(x)$. В этом случае энергия балки может быть представлена в виде ³²

$$U[u] = w \int_0^s dx \left[\frac{D}{2} \left(\frac{d^2 u}{dx^2} \right)^2 - \int_0^u P(x, v) dv \right]. \quad (23)$$

где D - изгибная жесткость балки. Если внешняя сила отсутствует, то минимизация этого функционала дает классическую форму балки:

$$\zeta_0(\xi) = 1 - 3\xi^2 + 2\xi^3, \quad \zeta = u(x)/H, \quad \xi = x/s. \quad (24)$$

Вычисляя $U(s)$, можем связать энергию адгезии со свободной длиной кантилевера s : $\Gamma = 18DH^2/s^4$. Это соотношение является основой для измерения энергии адгезии с помощью залипшего кантилевера [44].

Однако $P(x, u)$ никогда не равно нулю. Если нет других сил, то в качестве $P(x, u)$ будет выступать расклинивающее давление между подложкой и кантилевером $\Pi(h(x))$, где $h(x) = H + h_0 - u(x)$. В области действия адгезионных сил расклинивающее давление компенсируется реакцией твердого тела, поэтому $\Pi(h(x))$ как внешнюю силу необходимо учитывать только для свободной части кантилевера, т.е. при $x > 0$. Поскольку минимальное расстояние между телами ограничено контактным расстоянием $h_0 \gtrsim 10$ нм, то наиболее существенный вклад в $\Pi(h(x))$ дают ДС в области перехода к запаздыванию. При конкретных расчетах использовалось упрощенное выражение $\Pi(h) \sim h^{-\alpha}$, где показатель степени $3 < \alpha < 4$ - слабая функция расстояния. Такое приближение справедливо в ограниченном диапазоне расстояний. Минимизация функционала (23) позволяет получить форму кантилевера $u(x)$, учитывающую действие ДС. Решение задачи было получено численно. На Рис. 8(б) показано отклонение формы балки от классической формы (24) для трех значений параметра $K = (\Pi_0/P_s)^{1/4}$, который характеризует расклинивающее давление на контактном расстоянии $\Pi_0 = \Pi(h_0)$ по отношению к упругому давлению $P_s = DH/s^4$. Важным параметром является также $R = H/h_0 \gg 1$.

Как можно видеть из рисунка, максимальное отклонение наблюдается далеко от залипшего конца (на расстоянии $s/3$). При этом величина эффекта оказывается достаточно большой. Абсолютное отклонение может достигать 100 нм, что легко измерить интерферометрическими методами. Когда параметр K достигает некоторого критического значения K_c , решение задачи исчезает. Физически это означает, что ДС становится настолько большой, что это приводит к уменьшению свободной длины кантилевера s . При этом система не теряет устойчивости, как это происходит для тела на упругом подвесе. Было

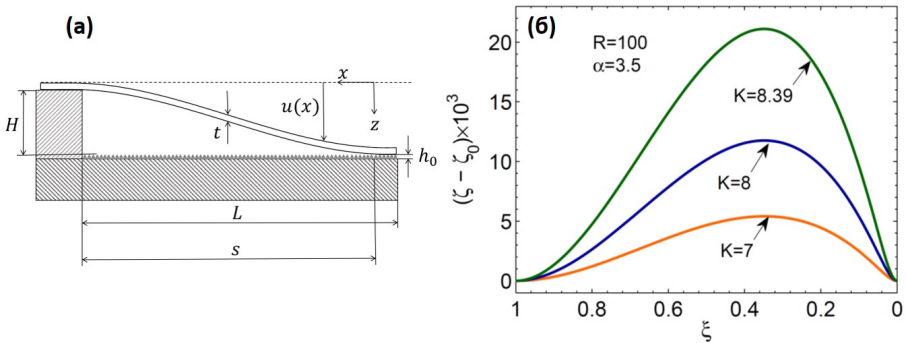


Рис. 8 — (а) Схематическое изображение залипшего кантилевера с указанием параметров и выбора системы координат. (б) Отклонение формы кантилевера $\zeta = u(x)/H$ от классической для разных параметров K .

установлено, что при изменении параметра $R = H/h_0$ критическое отношение K_c и максимальное отклонение $(\zeta - \zeta_0)_{max}$ масштабируются как $R^{1/4}$ и $R^{-1/2}$, соответственно.

В разделе 7.2 предложен новый способ измерения ДС. Этот способ позволяет одновременное измерение Π_0 и Γ . Все современные способы измерения ДС основаны на уравнивании силы, действующей между телами, некоторой упругой силой. Серьезным недостатком такой системы является потеря устойчивости, когда тела находятся достаточно близко друг от друга (спонтанное залипание). Потеря устойчивости происходит на расстоянии, которое значительно превышает контактное расстояние h_0 . По этой причине ДС на расстояниях ~ 10 нм исследованы хуже всего, а точность существующих измерений невысока.

В отличие от упругого подвеса, залипший кантилевер никогда не теряет устойчивость, поэтому он может быть использован для измерения силы на контактном расстоянии h_0 . Непосредственно измеримыми величинами в таком эксперименте являются свободная длина кантилевера s и максимальное отклонение от классической формы $(u - u_0)_{max}$. Первый параметр позволяет найти энергию адгезии Γ , а из второго можно определить расклинивающее давление Π_0 . Эти две величины независимы, поскольку в Γ вносят вклад несколько взаимодействий. Независимое измерение обеих величин является ценной информацией. Большая свобода в выборе параметров таких, как толщина балки t , ее высота над подложкой H , контактное расстояние h_0 (за счет изменения шероховатостей), позволяет сделать эксперимент удобным для измерений. Сами измерения могут быть выполнены бесконтактным образом, например, с помощью интерферометра. Такой эксперимент особенно интересен при измерениях в жидкости, поскольку не происходит потери точности по сравнению с измерением в газе, как это случается для упругого подвеса. Главным недостатком предложенного метода является невозможность плавно менять расстояние между телами. Для данной пары кантилевер - подложка расстояние всегда фиксировано и равно контактному расстоянию h_0 . Последнее определяется шероховатостями взаимодействующих тел, которые можно изменять функциональными покрытиями подложки и/или конца кантилевера.

Была детально проработана оптимальная конфигурация эксперимента. Вместо микрокантилеверов предлагается использовать миникантилеверы с параметрами: $L = 10 - 15$ мм, $H \sim t \sim 10$ мкм и $w \sim 1$ мм. Такие балки достаточно мягкие для наблюдения отклонений от классической формы, но более удобны для манипуляций с ними. Из-за большой площади прилипшей части кантилевера энергия адгезии будет подвержена флуктуациям в гораздо меньшей степени. Контактное расстояние между кантилевером и подложкой может варьироваться в пределах $h_0 = 5 - 30$ нм. В этом случае относительное отклонение от классической формы ожидается на уровне $\sqrt{h_0/H} \sim 1\%$, а абсолютное отклонение составит $(u - u_0)_{max} \sim 100$ нм. Это отклонение можно

измерить интерферометрически с точностью порядка 1 нм. Ожидается, что основная экспериментальная ошибка будет связана не с формой кантилевера, а с неопределенностью в значении h_0 .

Неопределенность в h_0 ожидается на уровне $\delta h_0 = 1$ нм для прямых измерений с помощью интерферометра. С такой же точностью h_0 определяется и во всех других экспериментах по измерению ДС. Для малых h_0 относительная ошибка большая, поэтому представляют интерес любые возможности уменьшить эту главную неопределенность. Одна из возможностей обсуждается в разделе 7.3.

Для увеличения точности определения h_0 можно использовать детальную информацию о статистике шероховатости контактирующих тел, комбинируя ее с предсказаниями на основе контактной механики. Для случая нулевой нагрузки основа этой идеи была описана в главе 5. Конечная энергия адгезии обеспечивает существенную нагрузку на высокие пики, которые находятся в контакте с противоположным телом. Эти пики деформируются упруго или пластически, а их число определяется статистикой шероховатости. Число высоких пиков, которые могут деформироваться, зависит от номинальной площади контакта. Из Рис. 5(а) можно видеть, что высоты растут с ростом области сканирования и имеют значительные среднеквадратичные отклонения из-за существенных вариаций этих высот, измеренных в разных местах на пластине. Для данного эксперимента важно, что среднеквадратичное отклонение высоты пиков уменьшается с увеличением области сканирования. Это простой факт, связанный с набором статистики на большей площади. Ожидаемая площадь номинального контакта кантилевера в месте залипания составляет ~ 1 мм². Размер этой области ~ 1 мм значительно превосходит наибольший размер, представленный на Рис. 5(а) (10 мкм), поэтому ожидается, что вариация максимальных пиков будет заметно меньше, чем 1 нм. Предложена схема по снижению ошибки в h_0 вплоть до $\delta h_0 = 0.2 - 0.3$ нм.

Таким образом, впервые предложена схема эксперимента, позволяющего одновременно измерять расклинивающее давление и адгезию на контактном расстоянии с высокой точностью. Основным элементом схемы является макроскопический залипший кантилевер.

В **заключении** приведены основные результаты работы, которые заключаются в следующем:

1. Построена теория, позволяющая рассчитать дисперсионные силы для плазмоподобных материалов, обладающих пространственной дисперсией. Эта теория расширяет область применимости стандартной ДЛП теории. Показано, что при комнатных температурах эффекты нелокальности малы, но существует ряд проблем, для которых эти эффекты играют принципиальную роль.
2. Предложено решение парадокса, связанного с нарушением теоремы Нернста дисперсионными силами. С понижением температуры возрастает роль нелокальности диэлектрических функций, что приводит к

новому механизму диссипации энергии - затуханию Ландау, не учтенному в стандартной ДПП теории. Учет нелокальности обеспечивает стремление дисперсионной энтропии к нулю при понижении температуры.

3. Выполнены детальные измерения диэлектрических функций напыленных золотых пленок, кристаллов SiC и пленок $\text{Ag}_5\text{In}_5\text{Sb}_{60}\text{Te}_{30}$ в аморфном и кристаллическом состояниях. Измерения проведены эллипсометрически в широком диапазоне длин волн $137 \text{ нм} < \lambda < 33 \text{ мкм}$. Анализ пленок Au, напыленных в различных условиях, выявил значительную зависимость диэлектрической функции одного и того же материала от условий его приготовления.
4. Проанализирована зависимость силы между твердыми телами от неопределенностей в диэлектрических функциях материалов. Показано, что дисперсионная сила между золотыми пленками варьируется почти на 15% в зависимости от условий приготовления пленки. Для сравнения с экспериментами, точность которых достигает 1%, подчеркнута необходимость прямого измерения диэлектрических функций вместо использования табличных данных.
5. Проведен детальный анализ шероховатости золотых пленок. Показано, что статистика редких высоких пиков существенно отличается от нормальной, но хорошо описывается статистикой экстремальных значений. На основе этого анализа предложена модель, позволяющая вычислить силу между шероховатыми телами, даже если тела контактируют друг с другом. Модель адекватно учитывает неаддитивность дисперсионных взаимодействий и объясняет существующие экспериментальные данные для сильно шероховатых тел.
6. Исследована роль дисперсионного взаимодействия для поверхностных нанопузырьков. По сравнению с каплями эффект расклинивающего давления в пузырьках гораздо более значимый. Нанопузырек имеет форму сферического сегмента, но его объем заметно меньше классического пузырька, заданного углом Юнга. Показано, что этот эффект объясняется двумя причинами: сжимаемостью газа и конечной длиной дисперсионного взаимодействия. Задача о нанопузырьке является примером глобального действия дисперсионной силы, локализованной возле контактной линии.
7. Показано влияние дисперсионного взаимодействия на форму залипшего кантилевера. Взаимодействие локализовано вблизи залипшего конца, но влияет на форму всего макроскопического кантилевера. Этот эффект предлагается использовать для одновременного измерения силы и энергии адгезии на контактном расстоянии между телами. Другие способы измерения силы на таком расстоянии невозможны из-за потери устойчивости системой.

Список литературы

1. Дерягин, Б. В. Теория устойчивости сильно заряженных лиофобных золь и слипания сильно заряженных частиц в растворах электролитов / Б. В. Дерягин, Л. Д. Ландау // Журнал Экспериментальной и Теоретической Физики. — 1941. — Т. 11, № 2. — С. 802.
2. Verwey, E. J. W. Theory of the stability of lypophobic colloids / E. J. W. Verwey, J. T. G. Overbeek. — Amsterdam : Elsevier Publishing Company, Inc., 1948. — 205 p.
3. Дерягин Б. В. Чураев, Н. В. Поверхностные силы / Н. В. Дерягин Б. В. Чураев, В. М. Муллер. — Москва : Наука, 1985. — 398 с.
4. Boer, J. H. de. The influence of van der Waals' forces and primary bonds on binding energy, strength and orientation, with special reference to some artificial resins / J. H. de Boer // Trans. Faraday Soc. — 1936. — Vol. 32. — P. 10—37. — URL: <http://dx.doi.org/10.1039/TF9363200010>.
5. Casimir, H. B. G. On the attraction between two perfectly conducting plates / H. B. G. Casimir // Proceedings of the Koninklijke Nederlandse Akademie Van Wetenschappen. — 1948. — Vol. 51. — P. 793—795.
6. Maboudian, R. Surface processes in MEMS technology / R. Maboudian // Surface Science Reports. — 1998. — Т. 30, № 6. — С. 207—269. — URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0167572997000149>.
7. Statista. Micro-electromechanical systems (MEMS) market revenues worldwide from 2014 to 2024, by application (in million U.S. dollars) / Statista. — 2018. — URL: <https://www.statista.com/statistics/796333/worldwide-mems-market-revenues-by-revenue/>.
8. Nano/microfluidics for diagnosis of infectious diseases in developing countries / W. G. Lee [и др.] // Advanced Drug Delivery Reviews. — 2010. — Т. 62, № 4/5. — С. 449—457. — URL: <http://doi.org/10.1016/j.addr.2009.11.016>.
9. Microfluidics for advanced drug delivery systems / R. Riahi [и др.] // Current Opinion in Chemical Engineering. — 2015. — Т. 7. — С. 101—112. — URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S2211339814001014> ; Biological engineering / Materials engineering.
10. Maboudian, R. Critical Review: Adhesion in surface micromechanical structures / R. Maboudian, R. T. Howe // Journal of Vacuum Science & Technology B: Microelectronics and Nanometer Structures Processing, Measurement, and Phenomena. — 1997. — Т. 15, № 1. — С. 1—20. — URL: <https://avs.scitation.org/doi/abs/10.1116/1.589247>.

11. The role of van der Waals forces in adhesion of micromachined surfaces / F. W. DelRio [и др.] // *Nature Materials*. — 2005. — Авг. — Т. 4, № 8. — С. 629–634. — URL: <http://dx.doi.org/10.1038/nmat1431>.
12. Casimir Forces and Quantum Electrodynamical Torques: Physics and Nanomechanics / F. Capasso [и др.] // *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*. — 2007. — Март. — Т. 13, № 2. — С. 400–414.
13. *Munday, J. N.* Measured long-range repulsive Casimir-Lifshitz forces / J. N. Munday, F. Capasso, V. A. Parsegian // *Nature*. — 2009. — Т. 457. — С. 170–173. — URL: <https://www.nature.com/articles/nature07610>.
14. *Rodriguez, A. W.* The Casimir effect in microstructured geometries / A. W. Rodriguez, F. Capasso, S. G. Johnson // *Nature Photonics*. — 2011. — Т. 5. — С. 211–221. — URL: <http://dx.doi.org/10.1038/nphoton.2011.39>.
15. Nonlinear Micromechanical Casimir Oscillator / H. B. Chan [и др.] // *Phys. Rev. Lett.* — 2001. — Окт. — Т. 87, вып. 21. — С. 211801. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.87.211801>.
16. Switching Casimir forces with phase-change materials / G. Torricelli [и др.] // *Phys. Rev. A*. — 2010. — Июль. — Т. 82, вып. 1. — 010101(R). — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.82.010101>.
17. Casimir Force Contrast Between Amorphous and Crystalline Phases of AIST / G. Torricelli [и др.] // *Advanced Functional Materials*. — 2012. — Т. 22, № 17. — С. 3729–3736. — URL: <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1002/adfm.201200641>.
18. *Дзялошинский, И. Е.* Общая теория ван-дер-Ваальсовых сил / И. Е. Дзялошинский, Е. М. Лифшиц, Л. П. Питаевский // *Успехи Физических наук*. — 1961. — Т. 73. — С. 381–422.
19. *Bezerra, V. B.* Thermodynamical aspects of the Casimir force between real metals at nonzero temperature / V. B. Bezerra, G. L. Klimchitskaya, V. M. Mostepanenko // *Phys. Rev. A*. — 2002. — Апр. — Т. 65, вып. 5. — С. 052113. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.65.052113>.
20. *Lambrecht, A.* Casimir force between metallic mirrors / Lambrecht, A., Reynaud, S. // *Eur. Phys. J. D*. — 2000. — Т. 8, № 3. — С. 309–318. — URL: <https://doi.org/10.1007/s100530050041>.
21. *Zwol, P. J. van.* Influence of random roughness on the Casimir force at small separations / P. J. van Zwol, G. Palasantzas, J. T. M. De Hosson // *Phys. Rev. B*. — 2008. — Февр. — Т. 77, вып. 7. — С. 075412. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.77.075412>.

22. Measurement of dispersive forces between evaporated metal surfaces in the range below 100nm / P. J. van Zwol [и др.] // Applied Physics Letters. — 2008. — Т. 92, № 5. — С. 054101. — URL: <https://doi.org/10.1063/1.2832664>.
23. Лифшиц, Е. М. Физическая кинетика / Е. М. Лифшиц, Л. П. Питаевский. — Москва : Наука, 1979. — 528 с.
24. Pippard, A. B. The surface impedance of superconductors and normal metals at high frequencies II. The anomalous skin effect in normal metals / A. B. Pippard // Proceedings of the Royal Society of London A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences. — 1947. — Т. 191, № 1026. — С. 385–399. — URL: <http://rspa.royalsocietypublishing.org/content/191/1026/385>.
25. Reuter, G. E. H. The theory of the anomalous skin effect in metals / G. E. H. Reuter, E. H. Sondheimer // Proceedings of the Royal Society of London A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences. — 1948. — Т. 195, № 1042. — С. 336–364. — URL: <http://rspa.royalsocietypublishing.org/content/195/1042/336>.
26. Ashcroft, N. W. Solid state physics / N. W. Ashcroft, N. D. Mermin. — 1-е изд. — Toronto : Thomson Learning, 1976.
27. Бараш, Ю. С. Электромагнитные флуктуации в веществе и молекулярные (ван-дер-ваальсовы) силы между телами / Ю. С. Бараш, В. Л. Гинзбург // Усп. физ. наук. — 1975. — Т. 116, № 5. — С. 5–40. — URL: <https://ufn.ru/ru/articles/1975/5/a/>.
28. Кац, Е. И. Влияние нелокальных эффектов на ван-дер-ваальсово взаимодействие / Е. И. Кац // Журнал Экспериментальной и Теоретической Физики. — 1977. — Т. 46, № 1. — С. 212–217. — URL: http://www.jetp.ac.ru/cgi-bin/dn/e_046_01_0109.pdf.
29. Mochán, W. L. On Casimir forces for media with arbitrary dielectric properties / W. L. Mochán, C. Villarreal, R. Esquivel-Sirvent // Revista Mexicana de Física. — 2002. — Т. 48, вып. 4. — С. 339–342. — URL: https://rmf.smf.mx/pdf/rmf/48/4/48_4_339.pdf.
30. Леонтович, М. А. О приближенных граничных условиях для электромагнитного поля на поверхности хорошо проводящих тел / М. А. Леонтович // в сб. Исследования по распространению радиоволн. Т. 2. — Москва, 1948.
31. Geyer, B. Surface-impedance approach solves problems with the thermal Casimir force between real metals / B. Geyer, G. L. Klimchitskaya, V. M. Mostepanenko // Phys. Rev. A. — 2003. — Июнь. — Т. 67, вып. 6. — С. 062102. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.67.062102>.

32. *Esquivel, R.* Exact surface impedance formulation of the Casimir force: Application to spatially dispersive metals / R. Esquivel, C. Villarreal, W. L. Mochán // *Phys. Rev. A.* — 2003. — Ноябрь. — Т. 68, вып. 5. — С. 052103. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.68.052103>.
33. *Harris, B. W.* Precision measurement of the Casimir force using gold surfaces / B. W. Harris, F. Chen, U. Mohideen // *Phys. Rev. A.* — 2000. — Октябрь. — Т. 62, вып. 5. — С. 052109. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.62.052109>.
34. Precise comparison of theory and new experiment for the Casimir force leads to stronger constraints on thermal quantum effects and long-range interactions / R. Decca [и др.] // *Annals of Physics.* — 2005. — Т. 318, № 1. — С. 37–80. — URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0003491605000485> ; Special Issue.
35. *Lisanti, M.* Observation of the skin-depth effect on the Casimir force between metallic surfaces / M. Lisanti, D. Iannuzzi, F. Capasso // *Proceedings of the National Academy of Sciences.* — 2005. — Т. 102, № 34. — С. 11989–11992. — URL: <http://www.pnas.org/content/102/34/11989>.
36. Observation of the thermal Casimir force / A. O. Sushkov [и др.] // *Nature Physics.* — 2011. — Март. — Т. 7. — С. 230–233. — URL: <http://dx.doi.org/10.1038/nphys1909>.
37. *Brown, L. S.* Vacuum Stress between Conducting Plates: An Image Solution / L. S. Brown, G. J. Maclay // *Phys. Rev.* — 1969. — Август. — Т. 184, вып. 5. — С. 1272–1279. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.184.1272>.
38. *Geyer, B.* Thermal quantum field theory and the Casimir interaction between dielectrics / B. Geyer, G. L. Klimchitskaya, V. M. Mostepanenko // *Phys. Rev. D.* — 2005. — Октябрь. — Т. 72, вып. 8. — С. 085009. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.72.085009>.
39. *Pitaevskii, L. P.* Thermal Lifshitz Force between an Atom and a Conductor with a Small Density of Carriers / L. P. Pitaevskii // *Phys. Rev. Lett.* — 2008. — Октябрь. — Т. 101, вып. 16. — С. 163202. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.101.163202>.
40. *Handbook of optical constants of solids* / ed. by E. D. Palik. — New York : Academic Press, 1985.
41. *Zwol, P. J. van.* Influence of roughness on capillary forces between hydrophilic surfaces / P. J. van Zwol, G. Palasantzas, J. T. M. De Hosson // *Phys. Rev. E.* — 2008. — Сентябрь. — Т. 78, вып. 3. — С. 031606. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevE.78.031606>.

42. The Casimir force between rough metallic plates / C. Genet [и др.] // EPL (Europhysics Letters). — 2003. — Т. 62, № 4. — С. 484. — URL: <http://stacks.iop.org/0295-5075/62/i=4/a=484>.
43. A History of Nanobubbles / M. Alheshibri [и др.] // Langmuir. — 2016. — Т. 32, № 43. — С. 11086–11100. — URL: <http://dx.doi.org/10.1021/acs.langmuir.6b02489>.
44. Knapp, J. A. Mechanics of microcantilever beams subject to combined electrostatic and adhesive forces / J. A. Knapp, M. P. de Boer // Journal of Microelectromechanical Systems. — 2002. — Дек. — Т. 11, № 6. — С. 754–764.

Публикации автора по теме диссертации

1. Svetovoy, V. B. Do the precise measurements of the Casimir force agree with the expectations? / V. B. Svetovoy, M. V. Lokhanin // Modern Physics Letters A. — 2000. — Т. 15. — С. 1013–1021. — URL: <https://doi.org/10.1142/S021773230000102X>.
2. Svetovoy, V. B. Precise calculation of the Casimir force between gold surfaces / V. B. Svetovoy, M. V. Lokhanin // Modern Physics Letters A. — 2000. — Т. 15. — С. 1437–1444. — URL: <https://doi.org/10.1142/S0217732300001699>.
3. Svetovoy, V. Linear temperature correction to the Casimir force / V. Svetovoy, M. Lokhanin // Physics Letters A. — 2001. — Т. 280, № 4. — С. 177–181. — URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0375960101000494>.
4. Svetovoy, V. B. Temperature correction to the Casimir force in cryogenic range and anomalous skin effect / V. B. Svetovoy, M. V. Lokhanin // Phys. Rev. A. — 2003. — Февр. — Т. 67, вып. 2. — С. 022113. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.67.022113>.
5. Esquivel, R. Correction to the Casimir force due to the anomalous skin effect / R. Esquivel, V. B. Svetovoy // Phys. Rev. A. — 2004. — Июнь. — Т. 69, вып. 6. — С. 062102. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.69.062102>.
6. Svetovoy, V. B. Comment on “Surface-impedance approach solves problems with the thermal Casimir force between real metals” / V. B. Svetovoy // Phys. Rev. A. — 2004. — Июль. — Т. 70, вып. 1. — С. 016101. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.70.016101>.
7. Esquivel-Sirvent, R. Nonlocal thin films in calculations of the Casimir force / R. Esquivel-Sirvent, V. B. Svetovoy // Phys. Rev. B. — 2005. — Июль. — Т. 72, вып. 4. — С. 045443. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.72.045443>.

8. *Svetovoy, V. B.* Nonlocal impedances and the Casimir entropy at low temperatures / V. B. Svetovoy, R. Esquivel // *Phys. Rev. E.* — 2005. — Сент. — Т. 72, вып. 3. — С. 036113. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevE.72.036113>.
9. *Svetovoy, V. B.* The Casimir free energy in high- and low-temperature limits / V. B. Svetovoy, R. Esquivel // *Journal of Physics A: Mathematical and General.* — 2006. — Т. 39, № 21. — С. 6777. — URL: <http://stacks.iop.org/0305-4470/39/i=21/a=S79>.
10. *Pirozhenko, I.* Sample dependence of the Casimir force / I. Pirozhenko, A. Lambrecht, V. B. Svetovoy // *New Journal of Physics.* — 2006. — Т. 8, № 10. — С. 238. — URL: <http://stacks.iop.org/1367-2630/8/i=10/a=238>.
11. Casimir-Lifshitz Force Out of Thermal Equilibrium and Asymptotic Nonadditivity / M. Antezza [и др.] // *Phys. Rev. Lett.* — 2006. — Нояб. — Т. 97, вып. 22. — С. 223203. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.97.223203>.
12. *Svetovoy, V. B.* Evanescent character of the repulsive thermal Casimir force / V. B. Svetovoy // *Phys. Rev. A.* — 2007. — Дек. — Т. 76, вып. 6. — С. 062102. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.76.062102>.
13. *Svetovoy, V. B.* Application of the Lifshitz Theory to Poor Conductors / V. B. Svetovoy // *Phys. Rev. Lett.* — 2008. — Окт. — Т. 101, вып. 16. — С. 163603. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.101.163603>.
14. Optical properties of gold films and the Casimir force / V. B. Svetovoy [и др.] // *Phys. Rev. B.* — 2008. — Янв. — Т. 77, вып. 3. — С. 035439. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.77.035439>.
15. Casimir-Lifshitz force out of thermal equilibrium / M. Antezza [и др.] // *Phys. Rev. A.* — 2008. — Февр. — Т. 77, вып. 2. — С. 022901. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.77.022901>.
16. *Zwol, P. J. van.* Distance upon contact: Determination from roughness profile / P. J. van Zwol, V. B. Svetovoy, G. Palasantzas // *Phys. Rev. B.* — 2009. — Дек. — Т. 80, вып. 23. — С. 235401. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.80.235401>.
17. *Palasantzas, G.* Influence of ultrathin water layer on the van der Waals/Casimir force between gold surfaces / G. Palasantzas, V. B. Svetovoy, P. J. van Zwol // *Phys. Rev. B.* — 2009. — Июнь. — Т. 79, вып. 23. — С. 235434. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.79.235434>.

18. *Palasantzas, G.* Optical properties and kinetic roughening influence on dispersive Casimir and van der Waals forces / G. Palasantzas, V. B. Svetovoy, P. J. van Zwol // International Journal of Modern Physics B. — 2010. — Т. 24, № 31. — С. 6013–6042. — URL: <https://www.worldscientific.com/doi/abs/10.1142/S0217979210057456>.
19. Switching Casimir forces with phase-change materials / G. Torricelli [и др.] // Phys. Rev. A. — 2010. — Июль. — Т. 82, вып. 1. — 010101(R). — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.82.010101>.
20. Tailoring the thermal Casimir force with graphene / V. Svetovoy [и др.] // EPL (Europhysics Letters). — 2011. — Т. 96, № 1. — С. 14006. — URL: <http://stacks.iop.org/0295-5075/96/i=1/a=14006>.
21. Roughness correction to the Casimir force beyond perturbation theory / W. Broer [и др.] // EPL (Europhysics Letters). — 2011. — Т. 95, № 3. — С. 30001. — URL: <http://stacks.iop.org/0295-5075/95/i=3/a=30001>.
22. *Zwol, P. J. van.* Characterization of Optical Properties and Surface Roughness Profiles: The Casimir Force Between Real Materials / P. J. van Zwol, V. B. Svetovoy, G. Palasantzas // Casimir Physics, Lecture Notes in Physics 834 / под ред. D. D. et al. — Berlin Heidelberg : Springer-Verlag, 2011. — Гл. 10. С. 311–343.
23. Roughness correction to the Casimir force at short separations: Contact distance and extreme value statistics / W. Broer [и др.] // Phys. Rev. B. — 2012. — Апр. — Т. 85, вып. 15. — С. 155410. — URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.85.155410>.
24. Casimir Force Contrast Between Amorphous and Crystalline Phases of AIST / G. Torricelli [и др.] // Advanced Functional Materials. — 2012. — Т. 22, № 17. — С. 3729–3736. — URL: <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1002/adfm.201200641>.
25. Significance of the Casimir force and surface roughness for actuation dynamics of MEMS / W. Broer [и др.] // Phys. Rev. B. — 2013. — Март. — Т. 87, вып. 12. — С. 125413. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.87.125413>.
26. Casimir forces from conductive silicon carbide surfaces / M. Sedighi [и др.] // Phys. Rev. B. — 2014. — Май. — Т. 89, вып. 19. — С. 195440. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.89.195440>.
27. Nonlinear Actuation Dynamics of Driven Casimir Oscillators with Rough Surfaces / W. Broer [и др.] // Phys. Rev. Applied. — 2015. — Ноябрь. — Т. 4, вып. 5. — С. 054016. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevApplied.4.054016>.

28. *Svetovoy, V.* Influence of surface roughness on dispersion forces / V. Svetovoy, G. Palasantzas // *Advances in Colloid and Interface Science*. — 2015. — Т. 216. — С. 1–19. — URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0001868614002814>.
29. Influence of materials' optical response on actuation dynamics by Casimir forces / M. Sedighi [и др.] // *Journal of Physics: Condensed Matter*. — 2015. — Т. 27, № 21. — С. 214014. — URL: <http://stacks.iop.org/0953-8984/27/i=21/a=214014>.
30. Effect of Disjoining Pressure on Surface Nanobubbles / V. B. Svetovoy [и др.] // *Langmuir*. — 2016. — Т. 32, № 43. — С. 11188–11196. — URL: <https://doi.org/10.1021/acs.langmuir.6b01812>.
31. *Sedighi, M.* Casimir force measurements from silicon carbide surfaces / M. Sedighi, V. B. Svetovoy, G. Palasantzas // *Phys. Rev. B*. — 2016. — Февр. — Т. 93, вып. 8. — С. 085434. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.93.085434>.
32. Global consequences of a local Casimir force: Adhered cantilever / V. B. Svetovoy [и др.] // *Applied Physics Letters*. — 2017. — Т. 111, № 1. — С. 011603. — URL: <https://doi.org/10.1063/1.4991968>.
33. Measurement of the Casimir force in a gas and in a liquid / A. Le Cunuder [и др.] // *Phys. Rev. B*. — 2018. — Нояб. — Т. 98, вып. 20. — С. 201408. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.98.201408>.

Световой Виталий Борисович

Дисперсионные силы в области перехода к запаздыванию и их роль в адгезии

Автореф. дис. на соискание ученой степени д-р физ.-мат. наук

Подписано в печать _____._____._____. Заказ № _____

Формат 60×90/16. Усл. печ. л. 1. Тираж 100 экз.

Типография _____