Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

А. И. Волокитин, Радиационная передача тепла и “вакуумное” трение между наноструктурами, *Вестн. Сам. гос. техн. ун-та. Сер. Физ.-мат. науки*, 2002, выпуск 16, 129–139

DOI: <https://doi.org/10.14498/vsgtu110>

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением

<http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 34.239.49.27

26 апреля 2023 г., 12:40:08

РАДИАЦИОННАЯ ПЕРЕДАЧА ТЕПЛА И "ВАКУУМНОЕ" ТРЕНИЕ МЕЖДУ НАНОСТРУКТУРАМИ

Радиационная передача тепла между телами может осуществляться либо посредством бегущих электромагнитных волн, либо посредством туннелирования фотонов через вакуумный промежуток. При расстояниях, меньших критического, которое при низких температурах может быть порядка одного миллиметра, классический закон Стефана-Больцмана становится абсолютно неприменимым, и передача тепла определяется туннелированием фотонов. Обсуждается применение эффекта передачи тепла посредством туннелирования фотонов в зондовой сканирующей микроскопии для локального нагрева и модификации поверхности твёрдых тел, а также в современных нанотехнологиях.

Каждый студент, прослушавший общий курс физики, знает закон Стефана-Больцмана, согласно которому энергия, излучаемая в единицу времени единицей поверхности абсолютно черного тела, определяется формулой

$$S_{BB} = \frac{p^2 k_B^4}{60 h^3 c^2} T^4, \quad (1)$$

где k_B - постоянная Больцмана, h - постоянная Планка; c - скорость света в вакууме. Два черных тела с параллельными поверхностями (рис. 1) будут обмениваться теплом согласно этому закону независимо от расстояния d между ними, если d больше характерного расстояния l_w , определяемого температурой. Можно сказать, что вакуум имеет тепловую проводимость.

Р и с. 1. Способы обмена теплом между поверхностями, разделенными вакуумной щелью: обычная радиационная передача тепла (а) и туннелирование фотонов (б) – доминирует при малых расстояниях (см. таблицу)

Закон Стефана-Больцмана связан с бегущими электромагнитными волнами, которые излучаются нагретым телом за счет тепловых флуктуаций плотности тока внутри любого поглощающего вещества. Каждое тело является источником флуктуирующего электромагнитного поля, которое всегда существует внутри любого поглощающего тела и простирается за его границы частично в форме бегущих волн (волновое поле), излучаемых телом, и частично в форме неоднородных волн (ближнее поле), которые экспоненциально затухают при удалении от поверхности тела. Это поле не исчезает даже при абсолютном нуле, при котором оно связано с нулевыми колебаниями электромагнитного поля. Для изолированного тела неоднородные волны не дают вклада в тепловое излучение, и в этом случае поток тепловой энергии определяется законом Стефана-Больцмана (1). Однако, если поверхности двух тел находятся на достаточно близком расстоянии друг от друга, то возможна зависящая от расстояния d передача тепла за счет неоднородных волн. Этот процесс передачи тепла по аналогии с туннелированием элек-

тронов через слой диэлектрика можно рассматривать как связанный с туннелированием через вакуумный промежуток фотонов, соответствующих неоднородных волнам. Бегущие электромагнитные волны имеют параллельную поверхности компоненту волнового вектора $q < w/c$, а для неоднородных волн – $q > w/c$. Перпендикулярная поверхности компонента волнового вектора, которая в вакуумной области определяется формулой

$$q_z = \sqrt{\left(\frac{w}{c}\right)^2 - q^2}, \quad (2)$$

для неоднородных волн будет чисто мнимой, что определяет затухание этих волн при удалении от поверхности. Для бегущих волн основной вклад в передачу тепла вносят фотонные состояния, которые в фазовом пространстве расположены внутри круга с $q < k_B T / \hbar c$, а для неоднородных волн, с учётом их экспоненциального затухания, основной вклад вносят состояния с $q < d^{-1}$. Отсюда ясно, что число фотонных состояний, соответствующих неоднородным волнам, может быть значительно больше числа фотонных состояний, соответствующих бегущим волнам при

$$d < l_w = \frac{\hbar c}{k_B T}, \quad (3)$$

когда поток тепла будет, в основном, определяться вкладом за счет неоднородных волн. При низких температурах этот вид переноса тепла будет доминировать даже для расстояний в несколько миллиметров (см. таблицу).

Критическое расстояние, при котором в передаче тепла доминируют неоднородные волны

T, K	l_w, mm
1	2289.8
4.2	545.2
100	22.9
273	8.4
1000	8.3

Туннелирование фотонов является важным в ситуациях, когда поверхности разделены малым вакуумным промежутком. К примеру, если две поверхности плотно прижаты друг к другу при наличии маленьких изолирующих частиц между ними, то можно ожидать, что тепловая проводимость между ними будет определяться туннелированием фотонов. С другой стороны, можно рассмотреть наноскопические структуры, используемые в электронных устройствах или в зондовой сканирующей микроскопии, когда характерные размеры не больше нескольких нанометров. Для объектов, которые находятся на очень малом расстоянии друг от друга, формула (1) для излучения абсолютно черного тела становится

неприменимой для расчета теплового переноса, и фотонное туннелирование будет определяющим фактором. Фотонное туннелирование между двумя гладкими поверхностями рассматривалось около тридцати лет назад Полдэром и Ван Ховом [1]. С того времени появились эксперименты с наноструктурами, что значительно увеличило важность фотонного туннелирования, которое определяет передачу тепла между этими структурами. В настоящее время стало возможным измерять чрезвычайно малую передачу тепла в малый объем. Радиационная передача тепла между наноструктурами рассматривалась недавно Пендри [2] и явилась темой проекта, разработанного автором настоящей статьи и получившего финансовую поддержку Российского фонда фундаментальных исследований и Немецкого научно-исследовательского общества. Проект, на основе которого написана настоящая статья, был направлен на решение фундаментальной проблемы радиационной передачи тепла между наноструктурами, обусловленной неоднородными волнами. Эта проблема тесно связана с разработкой физических основ зондовой сканирующей микроскопии (сканирующий тепловой и туннельный микроскоп, атомный силовой микроскоп, оптический микроскоп ближнего поля и др.) для диагностики и модификации поверхности твердых тел и биологических объектов. Был разработан общий формализм для расчета передачи тепла между микроскопическими и наноскопическими телами произвольной формы и с произвольными дисперсионными и абсорбционными диэлектрическими свойствами и выяснена зависимость радиационной передачи тепла от оптических характеристик вещества. Разработанный формализм был применен для расчета передачи тепла между иглой сканирующего туннельного микроскопа или атомного силового микроскопа и поверхностью твердого тела. Была также продемонстрирована связь, которая существует между передачей тепла и "ва-

куумным" трением между наноструктурами. Основные результаты проекта опубликованы в работах [3-6].

Выбор материала, оптимизирующего передачу тепла. Как следует из закона Кирхгофа, радиационный поток тепла за счет бегущих волн оптимизируется для абсолютно черного тела. Для того, чтобы ответить на вопрос, какой материал оптимизирует радиационный поток тепла за счет неоднородных волн, рассмотрим сначала прозрачный диэлектрик типа стекла. Как видно из формулы (1) внутри диэлектрика излучение черного тела имеет большую плотность, чем в вакууме: если скорость света уменьшается, плотность излучения увеличивается. Добавочное излучение переносится волнами, которые имеют параллельную поверхности компоненту волнового вектора, лежащую в интервале $w/c < q < \sqrt{\epsilon}w/c$, где ϵ - диэлектрическая проницаемость диэлектрика. Так как параллельная компонента волнового вектора сохраняется на гладкой границе диэлектрика, то эти волны не могут проникнуть в вакуум и испытывают полное внутреннее отражение (рис. 2). Таким образом, поверхность отражает как раз нужное количество излучения, чтобы излучение черного тела, проникающее в вакуум, не превышало величины, определяемой формулой (1). Хорошо известно, что если второй диэлектрик поместить на достаточно близком расстоянии от первого, то условие для внутреннего отражения будет нарушаться, так как некоторые фотоны, которые полностью отражались от поверхности изолированного диэлектрика, будут туннелировать через вакуумный промежуток во вторую среду.

Р и с. 2. Неоднородные волны не дают вклада в потерю тепла нагретым диэлектриком в вакууме (рис.2, а). Однако неоднородные волны могут переносить тепло между нагретой и холодной поверхностями (рис. 2,б)

Каждое значение параллельной компоненты волнового вектора соответствует каналу, через который может осуществляться перенос тепла. Выбор вещества, обеспечивающего максимальный поток тепла, должен производиться из условия, чтобы это вещество обеспечивало максимальное число каналов, через которые происходит перенос тепла. Чем больше каналов, тем больше будет поток тепла. Если можно активировать волны с большим значением волнового вектора и потребовать, чтобы расстояние, через которое они осуществляют перенос тепла, было очень малым, то не имеет значения то, что эти волны затухают экспоненциально. Для прозрачных диэлектриков основной вклад в перенос тепла дают каналы с $q < \sqrt{\epsilon}l_w^{-1}$, что при комнатной температуре соответствует $q < 10^5 \cdot \sqrt{\epsilon}(\text{нм})^{-1}$. Однако гораздо больший эффект следует ожидать для проводников. В проводниках флуктуации электронной плотности могут приводить к электромагнитному полю с высокой спектральной плотностью. Одним из проявлений этого

поля являются электрические “шумы”, наблюдаемые в проводниках. Так как электроны в проводниках могут иметь очень большой волновой вектор, то флуктуации электронной плотности могут иметь очень малую длину волны (порядка межатомного расстояния) и такую же малую длину могут иметь электромагнитные флуктуации. Для проводников могут активироваться каналы с $q < d^{-1}$, что для расстояний порядка нескольких нанометров будет значительно больше значений волнового вектора, которые могут активироваться для диэлектриков.

Настраивая сопротивление проводника, можно оптимизировать спектральную плотность электромагнитного поля и таким образом оптимизировать поток тепла. Спектральная плотность электромагнитного поля для расстояния d , волнового вектора q и частоты ω при $q \gg \omega / c$ пропорциональна величине

$$\frac{2S / \omega \epsilon_0}{4 + (S / \omega \epsilon_0)^2} e^{-2qd}, \quad (4)$$

где S - проводимость проводника, ϵ_0 - электрическая постоянная вакуума. Обычно предполагается, что S не зависит от (q, ω) в широком интервале значений. В этом случае можно найти, что выражение (4) имеет максимум при

$$S_{\max} = 2\omega \epsilon_0 \approx \frac{2k_B T}{h} = 2.3T, \quad (5)$$

где была подставлена характерная при температуре T частота. При комнатной температуре оптимальная электрическая проводимость равна 690 Ом м.

Локальный нагрев поверхности с помощью СТМ. Основу сканирующего туннельного микроскопа (СТМ) составляет чрезвычайно острая игла с радиусом кривизны порядка нескольких нанометров, которая может скользить вдоль поверхности твердого тела (рис.3).

Р и с. 3. Игла сканирующего туннельного микроскопа движется над поверхностью. Локальный нагрев может приводить к десорбции молекулы. Наконечник СТМ изображён окружённым локализованными, туннелирующими электромагнитными волнами

Если подать напряжение, то между иглой и металлической подложкой будет протекать туннельный ток. Если в процессе движения иглы вдоль поверхности туннельный ток поддерживается постоянным, то движение иглы вдоль нормали к поверхности будет повторять рельеф поверхности, что позволяет определять структуру поверхности с атомарным разрешением. В последние годы большое значение придается использованию СТМ не только для определения структуры поверхности, но и для её модификации. Было обнаружено, что с

помощью СТМ можно захватывать адсорбированные на поверхности атомы и переносить их в другое место и таким образом создавать необходимые поверхностные структуры. В проекте обсуждалась возможность использования СТМ для локального нагрева поверхности. Предположим, что игла СТМ скользит над холодной поверхностью. Если поток тепла между иглой и поверхностью достаточно большой, то поверхность может нагреться до температуры, близкой к температуре иглы, что может привести к локальной десорбции или декомпозиции адсорбированной на поверхности молекулы. Тепло переносится от иглы к поверхности за счет туннельного механизма подобно электронам, ответственным за работу СТМ, и подобно туннельному току тепловой поток ограничен площадью поверхности непосредственно под иглой. Рис. 3 иллюстрирует эту ситуацию. Способность производить сильно локализованный источник тепла, значительно более сфокусированный, чем может быть достигнуто с помощью линз и свободного теплового излучения, дает возможность использовать СТМ для локального контроля химического состава поверхности. К тому же СТМ дает возможность не только модифицировать поверхность посредством нагревания, но и наблюдать эти изменения посредством последующих сканирований.

Для количественной оценки переноса тепла между наконечником СТМ и поверхностью рассмотрим сначала перенос тепла между гладкими, параллельными друг другу поверхностями, когда возможно точное решение задачи [3]. В этом случае поток тепла можно представить в виде суммы вкладов за счет p - и s -поляризованных волн. Для p -поляризованных волн вектор напряженности электрического поля лежит в плоскости падения, определяемой нормалью к поверхности и параллельным поверхности волновым вектором q , а для s -поляризованных волн вектор напряженности электрического поля перпендикулярен плоскости падения. В ближней зоне p -поляризованные волны определяются кулоновским полем, создаваемым флуктуациями электронной плотности в веществе, а s -поляризованные волны имеют индукционную природу. Они создаются за счет флуктуаций плотности электрического тока без изменения электронной плотности. В ближней зоне флуктуирующее магнитное поле, создаваемое флуктуирующей электронной плотностью, определяется законом Био-Савара. В свою очередь переменное магнитное поле порождает переменное электрическое поле за счёт эффекта электромагнитной индукции. Результаты расчётов радиационной передачи тепла между двумя пластинами из серебра в зависимости от расстояния d и при температурах $T_1 = 273K$ и $T_1 = 0K$ приведены на рис. 4, а.

Вклады в передачу тепла за счёт p - и s -поляризованных волн показаны отдельно. Примечательным является то, что вклад за счёт s -поляризованных волн доминирует даже для очень коротких расстояний. Рис. 4, б и 4, в отличаются тем, что для них данные были получены для проводников, имеющих удельное сопротивление в 28 и 165 раз больше по сравнению с 4а. Видно, что с увеличением удельного сопротивления вклад в передачу тепла за счёт p -поляризованных волн увеличивается, а за счёт s -поляризованных – уменьшается. Это связано с тем, что для хороших проводников, имеющих большую подвижность для электронов, флуктуации электронной плотности экранируются электронами проводимости, поэтому создаваемое ими электрическое поле оказывается сильно ослабленным по сравнению с плохими проводниками, имеющими низкую подвижность электронов. С другой стороны, флуктуации плотности элек-

Р и с. 4. Поток тепла между двумя параллельными пластинами из серебра в зависимости от расстояния между ними (а); б и в – удельное сопротивление больше в 28 и 165 раза, соответственно, чем в случае а

трического тока без изменения электронной плотности возрастают с увеличением удельной проводимости, и для них нет эффекта экранирования. На рис. 5 показан тепловой поток в зави-

Р и с. 5. Тепловой поток в зависимости от сопротивления проводников (расстояние между поверхностями проводников $d = 10 \text{ \AA}$)

симости от удельного сопротивления материалов при $d = 10 \text{ \AA}$. Из этого рисунка видно, что тепловой поток имеет максимум при $r \approx 2 \cdot 10^{-3} (\text{Ом} \cdot \text{м})$. Проводимости такого порядка наблюдаются в полуметаллах типа углерода или композиционных метериалах из металла и диэлектрика. Фактически требуется только тонкое покрытие из материала нужной проводимости, и это покрытие могут обеспечить адсорбаты из газовой фазы. При оптимальном условии максимальный поток тепла $S_{\text{мак}} \approx 10^9 \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-2}$. При тех же самых условиях для потока тепла

за счет черного излучения получается $S_{\text{ВВ}} = 10 \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-2}$. Таким образом, за счёт туннелирования фотонов можно получить значительное увеличение плотности потока тепла по сравнению с потоком тепла за счёт чёрного излучения. В случае потока тепла между иглой СТМ и поверхностью металла, если радиус кривизны иглы $R \approx d \approx 10 \text{ \AA}$ и проводимость материала настроена на максимальный эффект, то излучение с плотностью $S_{\text{мак}} \approx 10^9 \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-2}$ будет ограничено чрезвычайно малой площадью $\approx 10^{-18} \text{ м}^2$.

Вакуумное трение между наноструктурами. Перенос тепла является не единственным явлением, обусловленным флуктуирующим электромагнитным полем. Другим хорошо известным проявлением этого поля является взаимодействие Ван дер Ваальса. Если вблизи поверхности твердого тела находится нейтральный атом, то несмотря на то, что средний дипольный момент атома равен нулю, атом будет иметь флуктуирующий дипольный момент за счет квантовых флуктуаций. Этот флуктуирующий дипольный момент будет индуцировать в твердом теле дипольный момент зеркального изображения. Взаимодействие флуктуирующего дипольного момента атома со своим изображением приводит к притяжению атома к поверхности и называется взаимодействием Ван дер Ваальса. Аналогично, если имеются два протяженных, электрически нейтральных тела, то взаимодействие флуктуирующих зарядов со своим изображением будет приводить к взаимному притяжению тел. Для двух тел с гладкими, параллельными друг другу поверхностями при $d < l = c / w_0$, где w_0 - характеристическая частота тела, взаимодействие между телами определяется мгновенным кулоновским взаимодействием флуктуирующих зарядов со своим изображением, при этом сила взаимодействия убывает с расстоянием как d^{-3} . При $d > l = c / w_0$ начинают проявляться эффекты запаздывания взаимодействия, обусловленные конечностью скорости света. При этом $F \propto d^{-4}$. Например, для нормальных металлов роль характеристической частоты играет плазменная частота, при этом $w_0 \approx 10^{16} \text{ с}^{-1}$ и $l = 10 \text{ нм}$. Консервативное взаимодействие Ван дер Ваальса, связанное с взаимной поляризацией тел, определяется виртуальными фотонами. В отличие от реальных фотонов виртуальные фотоны не существуют в свободном состоянии, а имеются только в промежуточных состояниях, которые определяют взаимодействие. Для виртуальных фотонов уже несправедливо обычное соотношение между энергией и импульсом, которое имеет место для реальных фотонов. Если тела движутся относительно друг друга, то кроме консервативного взаимодействия Ван дер Ваальса имеет место также диссипативное взаимодействие Ван дер Ваальса, которое определяется

силой трения, действующей на тело. Сила трения за счет диссипативного взаимодействия Ван дер Ваальса связана с тем, что диполь изображения немного отстает от диполя, который его образовал. В то время как исследования консервативного взаимодействия имеют долгую историю и в настоящее время его можно считать хорошо изученным, исследования диссипативного взаимодействия Ван дер Ваальса начались недавно в связи с развитием зондовой сканирующей

Р и с. 6. Волны, отражающиеся от поверхности движущегося диэлектрика в направлении и против движения, испытывают противоположный сдвиг частоты за счёт эффекта Доплера, и поэтому отражаются по-разному

микроскопии, так как при движении зонда проявляются оба вида взаимодействия Ван дер Ваальса.

Пусть имеются две абсолютно гладкие параллельные друг другу поверхности, разделенные достаточно толстым вакуумным промежутком, препятствующим туннелированию электронов. Если поверхности движутся относительно друг друга со скоростью V , то между ними возникает сила трения. Отметим, что трение возникает в отсутствие какой-либо шероховатости, которое обычно ассоциирует с трением. Природа этого "вакуумного" трения состоит в следующем. Если первое тело испускает электромагнитные волны в направлении и против движения, то в системе отсчета, жестко связанной со вторым телом, эти волны будут испытывать противоположный сдвиг частоты за счет эффекта Доплера (рис. 6). С учетом частотной зависимости коэффициента отражения эти волны будут по-разному отражаться от поверхности второго тела, за счет чего между поверхностями возникает поток импульса, который определяет силу трения. На языке квантовой механики "вакуумное" трение определяется процессами двух типов. В процессах первого типа происходит рождение фотонов с противоположным импульсом в каждом из тел, причем частоты фотонов связаны соотношением $Vq = w_1 + w_2$. В процессах второго типа происходит уничтожение фотона в одном теле и рождение фотона в другом теле. Процесс первого типа возможен даже при нулевой температуре и дает силу трения, которая кубически зависит от скорости. Процесс второго типа возможен только при конечных температурах, однако он дает силу трения, которая линейно зависит от температуры, поэтому этот процесс будет доминировать при достаточно высокой температуре и не слишком больших скоростях. Как и в случае переноса тепла, вклад за счет p -поляризованных волн увеличивается при уменьшении проводимости, а вклад за счет s -поляризованных волн уменьшается. Максимальное значение для фрикционного напряжения достигается для тех же материалов, что обеспечивают максимальный поток тепла, при этом при $d \approx 1$ нм и $V = 1$ м/с фрикционное напряжение между пластинами $S_{mp} \approx 10$ Н/м². Таким образом "вакуумное" трение может быть очень большим, сравнимым по величине с повседневным трением при тесном контакте двух тел. При движении иглы СТМ с радиусом кривизны $R = 20$ нм со скоростью $V = 1$ м/с на расстоянии $d = 0.3$ нм от поверхности путём подбора материалов с нужной проводимостью можно добиться максимального значения для силы трения $F \approx 10^{-13}$ Н. Однако в эксперименте [7] при явно неоптимальных условиях для полупроводниковой системы наблюдалась сила трения, которая на пять порядков больше этой величины. Ясно, что такое большое значение силы трения может быть связано только с консервативным взаимодействием Ван дер Ваальса, которое при движении иглы СТМ будет вызывать зависящую от времени деформацию. Диссипация энергии в этом случае будет происходить либо за счет возбуждения акустических волн, либо за счет внутреннего трения. При

движении иглы параллельно гладкой поверхности возбуждение акустических волн характеризуется очень малой вероятностью до тех пор, пока скорость движения не сравняется со скоростью звука. Внутреннее трение также будет мало при малой концентрации дефектов решетки, поэтому в этом случае можно ожидать, что основную роль будет играть рассмотренный выше механизм трения за счет фотонного туннелирования.

Диссипативное взаимодействие Ван дер Ваальса можно исследовать не только с помощью измерения силы трения при относительном скольжении двух поверхностей. Другой более элегантный способ наблюдения этого взаимодействия состоит в пропускании тока через одну пластину и наблюдении эффекта фрикционного увлечения электронов в другой параллельной пластине (рис. 7). Такие эксперименты были осуществлены недавно с помощью двухмерных электронных систем. В двухмерных слоях электроны могут двигаться только в направлениях, параллельных поверхности слоя. В то же время движение перпендикулярно поверхности слоя невозможно из-за сильного квантования энергии, соответствующей этому движению. В эксперименте две двухмерные подсистемы (электронный или дырочный газы) отделяются друг от друга достаточно толстым слоем диэлектрика, чтобы предотвратить туннелирование между слоями, но позволяющим межслойное взаимодействие между частицами. Около двадцати лет назад Погрбенский и Райс предсказали [8], что кулоновское взаимодействие между двухмерными электронными системами будет приводить к силе фрикционного увлечения между слоями, когда ток в одном слое будет вызывать ток в другом слое. Недавно [4] теория фрикционного увлечения была разработана на основе общей теории флуктуирующего электромагнитного поля. Первый эксперимент по фрикционному увлечению был совершен Грамилой и другими [9]. В этих экспериментах постоянный ток пропусклся в одном слое, в то время как второй слой являлся частью разомкнутой цепи, поэтому ток не мог протекать по второму слою, вместо него во втором слое наблюдалось напряжение, вызванное электрическим полем, уравнивающим силу увлечения за счет взаимодействия с первым слоем.

Р и с. 7. На поверхности двух металлов, отделённых друг от друга вакуумным промежутком, действует фрикционное сдвиговое напряжение за счет переноса импульса между электронами посредством электромагнитных волн (слева). Фрикционное сдвиговое напряжение между поверхностями двух металлов может быть также измерено, если вместо относительного движения к одному из металлов приложить напряжение, которое вызовет дрейфовое движение электронов проводимости. Фрикционное напряжение, действующее на электроны другого металла, будет приводить к электрическому напряжению между противоположными сторонами металла, которое может быть измерено экспериментально (справа)

При токе, соответствующем относительной скорости скольжения слоев $V = 1$ м/с, $T = 3$ К и $d = 20$ нм, для квантовых ям, образованных в арсениде галлия, наблюдалось фрикционное напряжение $S_{mp} \approx 10^{-8}$ Н/м². Значительно большее фрикционное напряжение может наблюдаться для двухмерных электронных слоев с электронной плотностью, соответствующей металлическим пленкам. Важно отметить, что для двухмерных электронных систем с низкой электронной плотностью $n < 10^{16}$ м⁻² фрикционное напряжение определяется мгновенным кулоновским

взаимодействием за счет флуктуаций заряда, а для систем с высокой электронной плотностью, соответствующей металлическим плёнкам, фрикционное взаимодействие даже при довольно малых расстояниях определяется индукционным электромагнитным полем в ближней зоне. Эксперименты по фрикционному увлечению позволяют исследовать тонкие особенности электрон-электронного взаимодействия, которое имеет фундаментальное значение для многих явлений, начиная со сверхпроводимости и дробного квантового эффекта Холла и кончая кулоновской щелью в неупорядоченных системах и механизмами диссипации энергии при граничном трении.

Приложения и проблемы. Недавно было предложено [10], что оптика ближнего поля может использоваться для записи чрезвычайно тонких деталей интегральных схем. Основная идея аналогична той, которая изложена выше в приложении к передаче тепла: компоненты электромагнитного поля, имеющие короткие волны (и, следовательно, пригодные для высокого разрешения), являются по природе затухающими и не дают вклада в эффекты в волновой зоне, т.е. при больших расстояниях. Таким образом, тонкие детали любой шаблонной маски будут размываться с увеличением расстояния от маски. Однако, если возможно поместить маску на очень близкое расстояние от матрицы, то возможно разрешить очень тонкие детали микросхем, нанесенных на шаблонную маску. Грубо говоря, расстояние от шаблонной маски до матрицы должно быть того же порядка, что и размеры тонких деталей микросхем, которые должны быть разрешены. Если бегущие волны оказываются неэффективными в переносе излучения, то частота играет малую роль в определении разрешающей способности, которая в этом случае почти полностью определяется расстоянием. Таким образом, можно представить шаблонную маску, на поверхность которой нанесен узор микросхемы с помощью чередующихся материалов с высокой отражающей способностью (и поэтому слабоизлучающих) и второго материала, выбранного так, чтобы оптимизировать излучение тепла посредством неоднородных волн, как это обсуждалось выше. Вторая поверхность, помещенная под и очень близко к шаблону, будет предпочтительно нагреваться под активной зоной, как показано на рис. 8. Поверхность матрицы будет испытывать тепловое травление под активной зоной, и таким образом узор шаблона будет переноситься на матрицу.

Р и с. 8. Шаблонная маска (изготавливается путём чередования сильно и слабо излучающих материалов). Матрица, помещённая на близком расстоянии от шаблонной маски будет, селективно нагреваться под хорошим нагревателем. Этот эффект может использоваться для селективного травления поверхности при изготовлении электронных микросхем с гораздо большей разрешающей способностью, чем это возможно обычными методами

Сила трения, действующая на тонкие физисорбированные слои инертных атомов и молекул, таких, как криптон, ксенон и молекулярный азот, может быть измерена с помощью микробаланса кварцевого кристалла (МКК). Сдвиг частоты и изменение затухания колебаний МКК при адсорбции на металлической пленке дают прямую информацию о процессах на границе

раздела. С помощью этого подхода можно измерять фотонный и электронный вклады в трение. В частности, когда подложка является металлом, который может быть охлаждён ниже температуры перехода в сверхпроводящее состояние, то по изменению трения вблизи точки перехода можно судить об относительной роли электронного вклада в трение, так как только этот вклад меняется при переходе в сверхпроводящее состояние. Именно это было сделано в недавнем эксперименте [11], в котором монослой молекулярного азота был адсорбирован на пленке свинца, которая могла охлаждаться ниже температуры перехода в сверхпроводящее состояние. Результат этого эксперимента оказался замечательным: в точке перехода диссипация энергии за счет трения уменьшалась наполовину от своего значения в нормальном состоянии. Ясно, что этот результат связан со сверхпроводимостью металлической подложки. Хотя это явление подтверждает предсказания о важности электронного механизма диссипации энергии, остается загадкой, почему этот переход является столь резким. В работе [12] были представлены аргументы, согласно которым электронное трение должно коррелировать с долей электронов в сверхпроводящем конденсате, которая меняется непрерывным образом в точке перехода. Однако это находится в остром противоречии с экспериментальными данными. Таким образом, скачкообразное изменение трения в точке перехода остается загадкой, для которой в настоящее время не предложено ясного объяснения. В проведенных исследованиях предполагалось, что трение определяется кулоновским полем, экранирование которого слабо меняется в точке перехода. С другой стороны, проведенные исследования трения за счет диссипативного взаимодействия Ван дер Ваальса показали, что даже при очень малых расстояниях в случае низких температур трение может определяться индукционным электромагнитным полем, экранирование которого скачкообразно меняется в точке перехода за счет эффекта Мейснера. Важно отметить, что по сравнению с трением между гладкими поверхностями в случае физисорбированных слоев возможны новые каналы переноса импульса, связанные с дифракцией неоднородных электромагнитных волн на периодической решетке адсорбированных атомов. При этом становятся возможными процессы, когда испущенный подложкой фотон после дифракции на решетке адсорбированных атомов поглощается подложкой с большим изменением импульса. Ясно, что необходимы дальнейшие исследования, чтобы прояснить эту ситуацию.

В заключение необходимо заметить, что перенос тепла между поверхностями, отделёнными друг от друга вакуумной щелью, сильно модифицируется, когда расстояние между поверхностями становится меньше характерной длины волны теплового излучения. При малых расстояниях становятся открытыми новые каналы переноса тепла, которые являются фотонным аналогом туннелирования электронов в СТМ. Для структур с размерами порядка нескольких нанометров каналы, связанные с туннелированием фотонов, обычно доминируют в переносе тепла и, в особенности, они дают сильно увеличенный поток тепла, если проводимость используемых материалов выбрана таким образом, чтобы максимизировать поток тепла. При комнатных температурах это условие требует проводимостей, типичных для полуметаллов, таких как углерод или композиты из металла и диэлектрика. Таким образом, с помощью СТМ можно получить сильно локализованный источник тепла, который может использоваться для локальной модификации поверхности. Та же идея может использоваться для изготовления “тепловой печати” с наномасштабным разрешением на основе локального травления поверхности тем же самым образом, что и “оптическая” печать [10]. Проблема переноса тепла тесно связана с проблемой “вакуумного” трения между поверхностями, отделёнными друг от друга вакуумным промежутком, когда трение возникает за счёт переноса импульса между поверхностями посредством электромагнитных волн. “Вакуумное” трение, в частности, ответственно за эффект фрикционного увлечения, наблюдаемый в двумерных электронных системах, и может быть важным в работе СТМ. “Вакуумное” трение оптимизируется при тех же условиях, что и перенос тепла, т.е. для веществ, которые дают большой тепловой поток, будет большим также и “вакуумное” трение.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. *Polder D and Van Hove M.* Theory of Radiative Heat Transfer between Closely Spaced Bodies // *Phys. Rev. B.* 1971. Vol. 4. №10. P.3303-3314.
2. *Pendry J.B.* Radiative Exchange of Heat between Nanostructures // *J. Phys.: Condens. Matter.* 1999. Vol. 11. P.

6621-6633.

3. *Volokitin A.I. and Persson B.N.J.* Radiative Heat Transfer and Vacuum Friction between Nanostructures // *Phys. Rev. B.* 2001. Vol. 63. №5. P.205404-1-11; *Phys. Low-Dim. Struct.* 2001. №5/6.P. 151-172.
4. *Volokitin A.I. and Persson B.N.J.* The frictional drag force between quantum wells mediated by a fluctuating electromagnetic field // *J. Phys.: Condens. Matter.* 2001. Vol. 13. P. 859-873.
5. *Volokitin A.I. and Persson B.N.J.* Theory of friction: the contribution from a fluctuating electromagnetic field // *J. Phys.: Condens. Matter.* 1999. Vol. 11. P. 345-359; *Phys. Low-Dim. Struct.* 1998. №7/8.P. 17-28; Comment on "Brownian Motion of Microscopic Solids under the Action of Fluctuating Electromagnetic Fields". *Phys. Rev. Lett.* 2000. Vol. 84. №15. P.3504.
6. *Volokitin A.I. and Persson B.N.J.* Dissipative Van der Waals interaction between a small particle and a metal surface // *Phys. Rev. B.* 2002. Vol. 65. №3. P.1154xx-1-11.
7. *Gostman B., Seidel C., Anczykowski B., and Fuchs H* // *Phys. Rev. B.* 1999. Vol. 60. №15. P.11051-11061.
8. *Позребенский М.Б.* ФТП. 1977. Т.11. С.372; *Price J.P.* Hot electron effects in heterolayers. *Physica.* 1983. Vol. 117B & 118B. P.750-752.
9. *Gramila T.J., Eisenstein J.P., MacDonald A.H., Pfeiffer L.N., and West K.W.* Mutual Friction between Parallel Two-Dimensional Electron Systems // *Phys. Rev. Lett.* 1991. Vol. 66. №9. P.1216-1219.
10. *Schmid H., Biebuyck H., Michel B., and Martin O.J.F.* Light-coupling masks for lensless, sub-wavelength optical lithography // *Appl. Phys. Lett.* 1998. Vol. 72. N19. P.2379-2381.
11. *Dayo A., Alnasrallah W., and Krim J.* Quartz Microbalance Studies of Superconductivity- Dependent Sliding Friction // *Phys. Rev. Lett.* 1998. Vol. 80. P.1690.
12. *Persson B.N.J. and Tosatti E.* The puzzling collapse of electronic sliding friction on a superconductor surface // *Surf. Sci. Lett.* 1998. Vol. 411. P.L855-L857.