

РАДИАЦИОННАЯ ПЕРЕДАЧА ТЕПЛА И ВАКУУМНОЕ ТРЕНИЕ

А.И. Волокитин

Александр Иванович Волокитин, доктор физико-математических наук, профессор кафедры физики Самарского государственного технического университета. Руководитель проекта 01-02-16202.

Первую публикацию см.: «Природа». 2003. №5. С.8—17.

Тепловым излучением тел физики занимаются достаточно давно. Как известно, парадоксы, которые возникли при описании излучения в рамках классической физики, стали толчком к созданию квантовой механики, недавно отметившей свое 100-летие. Казалось бы, на все вопросы уже найдены ответы. Однако и в такой вполне традиционной области есть свои белые пятна.

Как передается тепло?

Каждый студент, прослушавший общий курс физики, знает закон Стефана—Больцмана, согласно которому поток энергии, излучаемой абсолютно черным телом с температурой T , определяется формулой

$$S_{\text{ВВ}} = \frac{\pi^2 k_{\text{В}}^4}{60 \hbar^3 c^2} T^4, \quad (1)$$

где $k_{\text{В}}$ — постоянная Больцмана, \hbar — постоянная Планка и c — скорость света в вакууме. В соответствии с этим законом два черных тела с параллельными поверхностями (рис.1) будут обмениваться теплом независимо от расстояния d между ними. Можно сказать, что вакуум имеет тепловую проводимость.

Этот процесс связан с бегущими электромагнитными волнами, которые излучаются нагретым телом за счет тепловых флуктуаций плотности тока внутри любого поглощающего вещества. Но порождаемое последними флуктуирующее электромагнитное поле простирается за границы тела не только в форме бегущих, однородных волн, излучаемых телом (волновое поле), но и частично в форме неоднородных волн (ближнее поле). Это поле экспоненциально затухает при удалении от поверхности и не исчезает даже при абсолютном нуле температуры (тогда оно связано

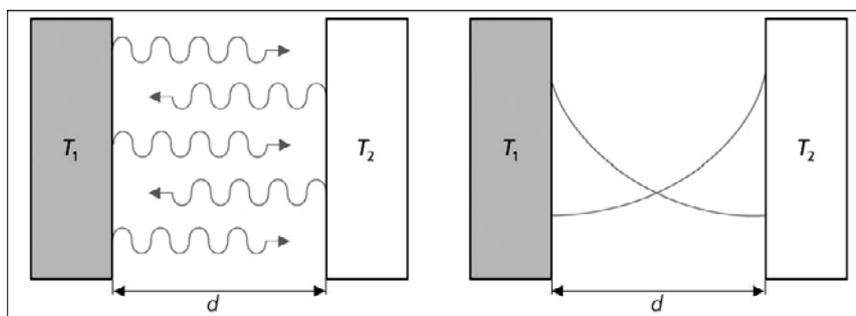


Рис.1. Способы обмена теплом между поверхностями, разделенными вакуумной щелью. Их существует два: обычная радиационная передача тепла (слева) и туннелирование фотонов (справа). Последний способ доминирует при малых расстояниях.

с нулевыми колебаниями). Для изолированного тела неоднородные волны не дают вклада в тепловое излучение, и поток тепловой энергии действительно определяется законом Стефана—Больцмана (1). Однако если поверхности двух тел находятся на достаточно близком расстоянии друг от друга, возможна зависящая от расстояния d передача тепла за счет неоднородных волн. По аналогии с туннелированием электронов через слой диэлектрика этот процесс передачи тепла можно рассматривать как связанный с туннелированием фотонов, соответствующих не однородным волнам, через вакуумный промежуток. Бегущие электромагнитные волны частоты ω имеют параллельную поверхности компоненту волнового вектора $q < \omega/c$, а для неоднородных волн $q > \omega/c$. Перпендикулярная поверхности компонента волнового вектора, которая в вакуумной области задается формулой

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

для неоднородных волн будет чисто мнимой, что означает 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 учетом их экспоненциального затухания, — 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

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

Тогда поток тепла будет в основном переноситься неоднородными волнами. При расстояниях в несколько нанометров радиационный тепловой поток почти полностью определяется неоднородными волнами. А при низких температурах этот вид переноса тепла будет доминировать даже для расстояний в несколько миллиметров (см. табл.).

Критическое расстояние, при котором в передаче тепла доминируют неоднородные волны.

T (К)	λ_w (мкм)
1	2289.8
4.2	545.2
100	22.9
273	8.4
1000	2.3

Туннелирование фотонов оказывается важным в ситуациях, когда поверхности разделены малым вакуумным промежутком. К примеру, если две поверхности плотно прижаты друг к другу, но между ними есть маленькие частицы, можно ожидать, что тепловая проводимость будет осуществляться за счет туннелирования фотонов. Аналогичная ситуация возникает и в наноскопических структурах, используемых в электронных устройствах, и в зондовых сканирующих микроскопах, когда характерные размеры не больше нескольких нанометров. Итак, для объектов, которые находятся на очень малом расстоянии друг от друга, формула (1) для излучения абсолютно черного тела неприменима при расчете теплового переноса.

Фотонное туннелирование между двумя гладкими поверхностями рассматривалось около 30 лет назад Д. Полдэром и М. Ван Ховом [1]. Авторы ограничились случаем передачи тепла между двумя гладкими металлическими поверхностями, разделенными вакуумной щелью, и расчеты производились с использованием приближения, которое справедливо только при больших расстояниях между телами. Ту же самую задачу для случая хороших проводников, но в ином приближении решали позднее М.Л. Левин, В.Г. Полевой и С.М. Рытов [2]. Со времени пионерской работы [1] были выполнены эксперименты с наноструктурами, что помогло осознать важность фотонного туннелирования, причем в условиях с принципиально другой геометрией. Сейчас стало возможным измерять чрезвычайно малую передачу тепла в малый объем. Недавно Дж. Пендри [3] дал более простое по сравнению с [1] решение задачи о теплообмене между двумя гладкими поверхностями и приближенно проанализировал радиационную передачу тепла между сферой и гладкой поверхностью для случая, когда радиус

сферы много меньше расстояния от сферы до поверхности. Однако в эксперименте обычно реализуется обратная ситуация. Кроме того, Пендри рассматривал вклад в трение только за счет статического поля и не учитывал вклада за счет индукционного поля.

Проблема передачи тепла тесно связана с проблемой вакуумного трения между наноструктурами. Недавно несколько групп с помощью атомного силового микроскопа в условиях сверхвысокого вакуума наблюдали дальнедействующий эффект бесконтактного трения [4, 5]. Он оказался неожиданно большим. При расстояниях между зондом и образцом в 100 \AA регистрировали фрикционное напряжение между ними порядка 10^3 Н/м^2 при скорости относительного движения $v = 1 \text{ м/с}$. При бесконтактном трении тела отделены друг от друга достаточно широким потенциальным барьером, препятствующим туннелированию через него электронов или других частиц с конечной массой покоя. Поэтому единственным механизмом вакуумного трения остается туннелирование фотонов через вакуумный промежуток. Когда одно тело испускает фотоны, а другое их поглощает и тела находятся в относительном движении, между ними возникает сила трения, связанная с переносом импульса посредством обмена фотонами.

Хотя нет сомнений, что вакуумное трение имеет электромагнитную природу, детали этого механизма пока не изучены достаточно подробно. В частности, непонятна большая величина этого эффекта [6, 7]. Электромагнитное поле, которое всегда присутствует в вакуумном промежутке между телами, может создаваться либо за счет тепловых и квантовых флуктуаций электронной плотности внутри тел (трение Ван дер Ваальса), либо за счет контактной разности потенциалов между телами (электростатическое трение). В настоящее время неясно, какое из полей дает основной вклад в эффект. Поэтому исключительно важно разработать полную теорию бесконтактного трения, так как оно имеет принципиальное значение для многих экспериментов по сверхчувствительной регистрации сил. Например, регистрация отдельных спинов с помощью магнитно-резонансной силовой микроскопии, которая была предложена для получения трехмерного изображения атома и создания квантового компьютера, потребует уменьшения флуктуирующих сил до беспрецедентного уровня. Эффектами бесконтактного трения могут быть в конечном итоге ограничены поиски квантовых гравитационных эффектов при малых пространственных масштабах. Эта проблема тесно связана с разработкой физических основ зондовой сканирующей микроскопии (сканирующий тепловой и туннельный микроскоп, атомно-силовой микроскоп, оптический микроскоп ближнего поля и др.) для диагностики и модификации поверхности твердых тел и биологических объектов.

На основе динамической модификации известной теории Е.М. Лифшица [8] для консервативного взаимодействия Ван дер Ваальса нам удалось создать теорию трения Ван дер Ваальса. Новая теория [6, 7, 9] позволяет рассчитывать радиационную передачу тепла и вакуумное трение между микроскопическими и наноскопическими телами любой формы с произвольными диэлектрическими свойствами. Полученные замкнутые аналитические формулы могут использоваться при анализе взаимодействия между иглой зондового микроскопа и поверхностью твердого тела.

Где передача тепла больше?

Как следует из закона Кирхгофа, радиационный поток тепла за счет бегущих волн максимален для абсолютно черного тела. Чтобы ответить на вопрос, для какого материала будет максимальным поток 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 $\omega/c < q < \sqrt{\epsilon}\omega/c$, где ϵ — диэлектрическая проницаемость диэлектрика. Так как параллельная компонента волнового вектора сохраняется на гладкой границе диэлектрика, эти волны не могут проникнуть в вакуум и испытывают полное внутреннее отражение (рис.2). Поверхность отражает как раз нуж-

ное количество излучения, чтобы излучение черного тела, проникающее в вакуум, не превышало величины, определяемой формулой (1). Хорошо известно: если второй диэлектрик поместить на достаточно близком расстоянии от первого, условие для полного внутреннего отражения нарушится, так как часть фотонов будет теперь туннелировать через вакуумный промежуток во вторую среду.

Можно сказать, что каждое значение параллельной компоненты волнового вектора соответствует каналу, через который осуществляется перенос тепла. Чем больше каналов, тем больше поток тепла. Вещество, обеспечивающее максимальный поток тепла, должно иметь наибольшее их число. Если можно активировать волны с большим значением волнового вектора и потребовать, чтобы расстояние, на которое они передают тепло, было очень малым, не имеет значения, что эти волны затухают экспоненциально. У прозрачных диэлектриков основной вклад в перенос тепла дают каналы с $q < \sqrt{\epsilon} \lambda^{-1}$, что при комнатной температуре соответствует $q < 10^5 \sqrt{\epsilon} \text{ нм}^{-1}$. Однако гораздо больший эффект следует ожидать у проводников. В проводниках флуктуации электронной плотности могут приводить к электромагнитному полю с высокой спектральной плотностью (одно из его проявлений — электрические шумы в проводниках).

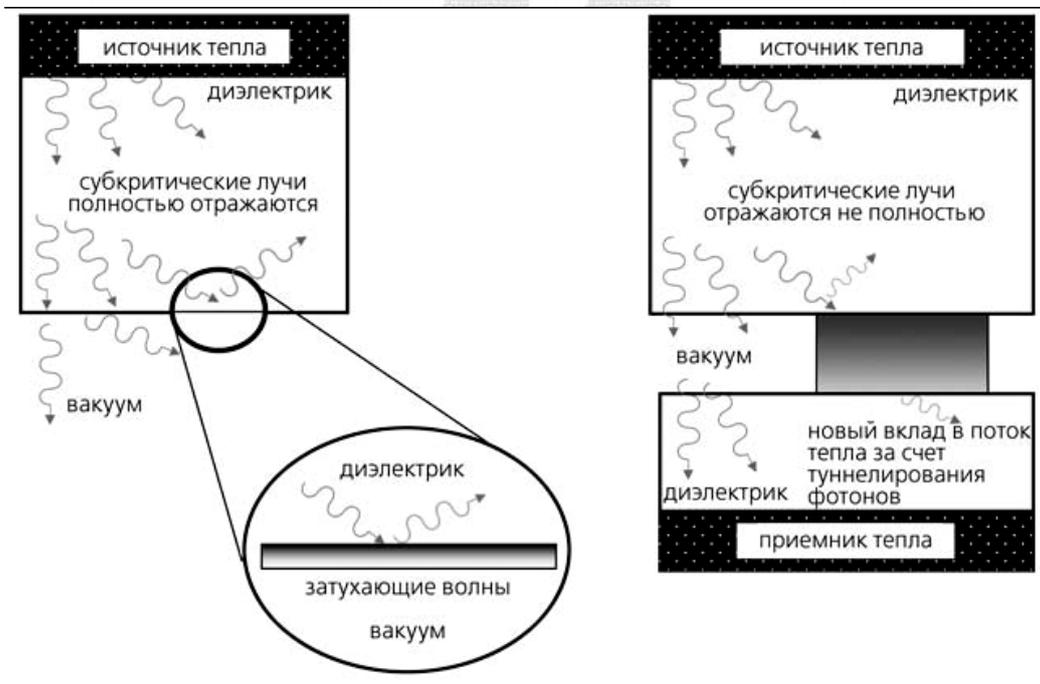


Рис.2. Потеря тепла нагретым диэлектриком в вакууме. Неоднородные волны не дают вклада в потерю тепла изолированным телом (слева). Однако они могут переносить тепло между нагретой и холодной поверхностями (справа).

Так как электроны там могут обладать очень большим волновым вектором, возможны флуктуации электронной плотности с очень малой длиной волны (порядка межатомного расстояния), и такая же малая длина окажется у электромагнитных флуктуаций. В итоге способны активироваться каналы с $q < d^{-1}$, что для расстояний порядка нескольких нанометров будет значительно больше значений волнового вектора, активирующихся для диэлектриков.

Поток тепла зависит не только от числа задействованных каналов, но и от вероятности туннелирования фотонов. В случае переноса тепла между абсолютно черными телами вероятность прохождения через вакуумный промежуток фотонов, соответствующих бегущим волнам, равна единице. Перенос тепла посредством туннелирования фотонов будет так же максимален при вероятности туннелирования, равной единице для всех возможных q (точный анализ показывает, что максимальное значение для коэффициента прохождения равно 1/4). Это дает оценку сверху для потока тепла:

$$S_{\max} = \sum_q \frac{\pi}{3} \frac{(k_B T)^2}{\hbar}, \quad (4)$$

где суммирование идет по всем возможным каналам переноса тепла, обеспечивающим максимум потока. Ограничение при суммировании возникает за счет свойств конкретного материала. В частности, если предположить, что волновое число q ограничено максимальным значением $q_{\max} < 1/a$, где a — межатомное расстояние (такое возможно в случае резонансного туннелирования, см. ниже), то число каналов на единицу площади будет порядка 10^{19} м^{-2} . В этом случае максимальный тепловой поток при комнатной температуре составит порядка $10^{11} \text{ Вт}\cdot\text{м}^{-2}$. Если в качестве материалов использовать проводники, имеющие постоянную проводимость в широком интервале частот и волновых векторов, можно подобрать такую проводимость, которая обеспечивала бы максимум вероятности туннелирования для наиболее важных значений ω и q . При $\omega \approx k_B T / \hbar$ и $q \approx d^{-1}$ этот максимум достигается, когда

$$\sigma_{\max} \approx \frac{k_B T \epsilon_0}{\hbar}. \quad (5)$$

При комнатной температуре оптимальная электрическая проводимость σ_{\max} равна $300 \text{ (Ом}\cdot\text{м)}^{-1}$, или, что то же самое, удельное сопротивление $\rho \approx 3 \cdot 10^{-3} \text{ Ом}\cdot\text{м}$. Что дают эти теоретические построения для практики — увидим на конкретных примерах.

Поверхность нагревается иглой

Как известно, в зондовом микроскопе вдоль поверхности скользит чрезвычайно острая игла с радиусом кривизны порядка нескольких нанометров, и это позволяет определять структуру поверхности с атомарным разрешением. В последние годы большое значение придается использованию таких микроскопов не только для визуализации поверхности, но и для ее модификации. С помощью сканирующего туннельного микроскопа оказалось возможным захватывать адсорбированные на поверхности атомы, переносить их в другое место и таким образом создавать не обходимые поверхностные структуры. Пусть игла скользит над холодной поверхностью. Если поток тепла между иглой и поверхностью достаточно большой, есть шанс нагреть последнюю до температуры, близкой к температуре иглы, что может привести к локальной десорбции или декомпозиции адсорбированной молекулы. Тепло переносится здесь за счет туннельного механизма, подобно электронам, ответственным за работу туннельного микроскопа, и подобно туннельному току тепловой поток ограничен площадью поверхности непосредственно под иглой (рис.3). Получаем сильно локализованный источник тепла, который значительно более сфокусирован, чем в случае свободного теплового излучения, проходящего через систему линз. Так можно использовать микроскоп для локального контроля химического состава поверхности, а затем наблюдать эти изменения в ходе после дующих сканирований.

Для количественной оценки переноса тепла между наконечником микроскопа и поверхностью рассмотрим сначала перенос тепла между гладкими, параллельными друг другу поверхностями, когда возможно точное решение задачи [1—3, 9]. В этом случае поток тепла можно представить в виде суммы вкладов от p и s поляризованных волн. Для p -поляризованных волн вектор напряженности электрического поля лежит в плоскости падения, определяемой нормалью к поверхности и волновым вектором q , а для s -поляризованных волн вектор напряженности электрического поля перпендикулярен плоскости падения (рис.4). В ближней зоне p -поляризованные волны определяются кулоновским, статическим, полем, порожденным флуктуациями электронной плотности в веществе, а s -поляризованные волны имеют индукционную природу. Они создаются за счет флуктуаций плотности электрического тока без изменения электронной плотности.

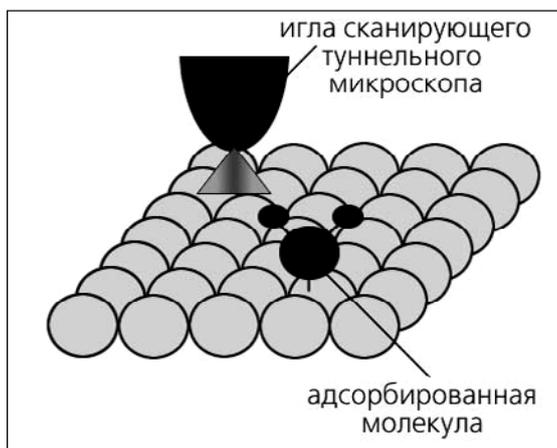


Рис.3. Игла сканирующего туннельного микроскопа над поверхностью. Локальный нагрев может привести к десорбции молекулы. Наконечник микроскопа изображен окруженным локализованными, туннелирующими электромагнитными волнами.

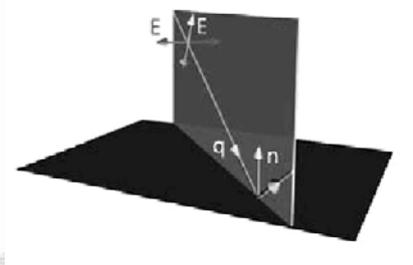


Рис.4. Варианты поляризации электромагнитной волны с волновым вектором q , падающей на поверхность с нормалью n . У p -поляризованной волны вектор напряженности электрического поля E колеблется в плоскости падения, у s -поляризованной — перпендикулярно ей.

В ближней зоне флуктуирующее магнитное поле, создаваемое флуктуирующей плотностью тока, определяется законом Био—Савара. В свою очередь переменное магнитное поле порождает переменное электрическое поле из-за эффекта электромагнитной индукции. При $d < \lambda_w(\epsilon_0 k_B T / \sigma)^{3/2}$ и $\epsilon_0 k_B T / \sigma < 1$ вклад в перенос тепла p -поляризованными волнами определяется формулой

$$S_p = \frac{\pi^2}{15} \frac{(k_B T)^2}{\hbar d^2} \left(\frac{\epsilon_0 k_B T}{\hbar \sigma} \right)^2, \quad (6)$$

а s -поляризованные волны при $d < \lambda_w(\epsilon_0 k_B T / \sigma)^{1/2}$ и $\epsilon_0 k_B T / \sigma < 1$ дают вклад, не зависящий от расстояния d :

$$S_s = \frac{(k_B T)^3 \sigma}{\pi^2 \epsilon_0 \hbar^2 c^2}. \quad (7)$$

Результаты расчетов радиационной передачи тепла между двумя пластинами, одна из которых находится при температуре $T = 273$ К, а другая — при $T = 0$ К, в зависимости от расстояния d приведены на рис.5 для различных значений удельного сопротивления материала. Вклады в передачу тепла за счет p и s -поляризованных волн показаны отдельно. Интересно, что вклад от s -поляризованных волн доминирует даже для очень коротких расстояний $d > 10\text{—}20$ Å.

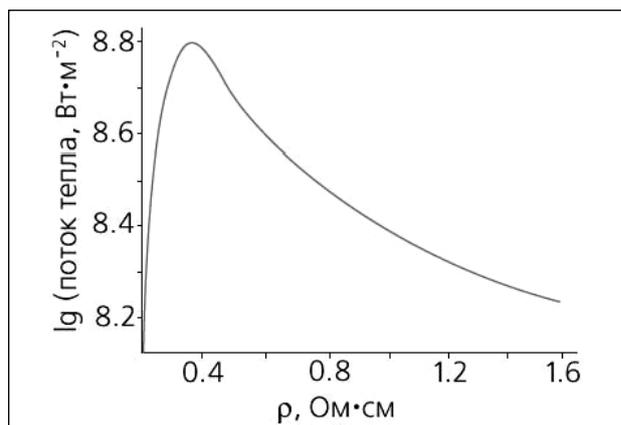
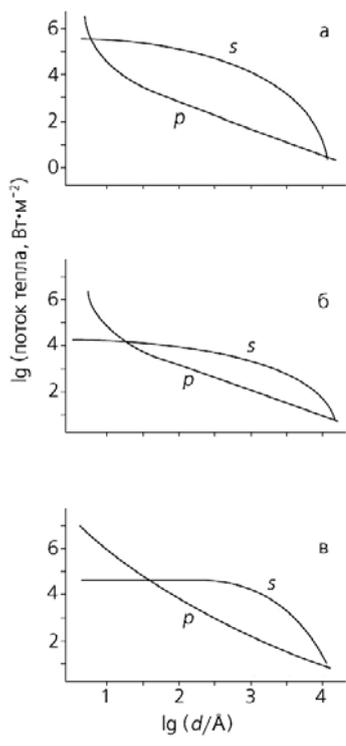


Рис.5. Поток тепла между двумя параллельными проводящими пластинами в зависимости от расстояния между ними (одна из пластин находится при $T=273\text{ K}$, а другая — при $T=0\text{ K}$). На рис. (б) и (в) удельное сопротивление материала больше соответственно в 28 и 165 раза, чем на рис. (а).

Рис.6. Тепловой поток в зависимости от удельного сопротивления проводников при тех же температурах пластин, что и на рис.5. Расстояние между поверхностями проводников $d=10\text{ \AA}$.

С увеличением удельного сопротивления вклад в передачу тепла за счет s -поляризованных волн уменьшается, а относительный вклад p -поляризованных волн возрастает. Причем абсолютный вклад p -поляризованных волн увеличивается с ростом удельного сопротивления, как $\rho^{1/2}$ для хороших проводников ($\rho < 10^{-5}\text{ Ом}\cdot\text{м}$), и как ρ^2 для плохих проводников. Это связано с тем, что у хороших проводников, имеющих большую подвижность электронов, флуктуации электронной плотности эффективно 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 электрического тока без изменения электронной плотности возрастают с увеличением удельной проводимости, и для них нет эффекта экранирования.

На рис.6 показан тепловой поток в зависимости от удельного сопротивления материалов для $d=10\text{ \AA}$ при той же комнатной температуре. Как видим, тепловой поток имеет максимум при $\rho \approx 4 \cdot 10^{-3}\text{ Ом}\cdot\text{м}$, соответствующем проводимости $\sigma = 250\text{ (Ом}\cdot\text{м)}^{-1}$, что хорошо согласуется с теоретической оценкой (5). Проводимости такого порядка наблюдаются в полуметаллах типа углерода или композиционных материалах из металла и диэлектрика. Фактически требуется только тонкое покрытие из вещества с нужной проводимостью, и это покрытие могут обеспечить адсорбаты из газовой фазы. При оптимальном условии максимальный поток тепла $S_{\text{max}} \approx 10^9\text{ Вт}\cdot\text{м}^{-2}$. Для потока тепла за счет излучения черного тела при тех же условиях получается $S_{\text{ВВ}} \approx 10\text{ Вт}\cdot\text{м}^{-2}$. Итак, за счет туннелирования фотонов можно получить значительное увеличение плотности потока тепла. В случае теплопередачи между иглой микроскопа с радиусом кривизны $R \approx d \approx 10\text{ \AA}$ и поверхностью металла излучение будет идти с чрезвычайно малой площади $\approx 10^{-18}\text{ м}^2$.

Трение между наноструктурами

Перенос тепла не единственное явление, обусловленное флуктуирующим электромагнитным полем. Хорошо известно так называемое взаимодействие Ван дер Ваальса. У нейтрального атома средний дипольный момент равен нулю, но есть флуктуирующий дипольный момент за счет квантовых флуктуаций. Если поместить атом вблизи поверхности твердого тела, этот флуктуирующий момент будет индуцировать дипольный момент зеркального изображения. Взаимодействие двух моментов приведет к притяжению атома к поверхности (это и есть сила Ван дер Ваальса). Аналогично, если имеются два протяженных электрически нейтральных тела, то взаимодействие флуктуирующих зарядов со своими изображениями будет приводить к взаимному притяжению тел. Для двух тел с гладкими, параллельными друг другу поверхностями при $d < \lambda = c/\omega_0$, где ω_0 — характеристическая частота, притяжение между телами определяется мгновенным кулоновским взаимодействием, и сила убывает с расстоянием, как d^{-3} . При $d > \lambda = c/\omega$ начинают проявляться эффекты запаздывания взаимодействия, обусловленные конечностью скорости света; здесь $F \propto d^{-4}$. Например, для нормальных металлов роль характеристической частоты играет плазменная частота: $\omega_0 \approx 10^{16} \text{ с}^{-1}$ и $\lambda = 10 \text{ нм}$. Консервативное взаимодействие Ван дер Ваальса, связанное с взаимной поляризацией тел, определяется в основном виртуальными фото нами. В отличие от реальных виртуальные фотоны не существуют в свободном состоянии, а рождаются и исчезают в процессе взаимодействия. Для них уже не справедливо обычное соотношение между энергией и импульсом, которое выполняется для реальных фотонов.

Если тела движутся относительно друг друга, помимо консервативного имеет место также диссипативное взаимодействие Ван дер Ваальса, связанное с силой трения. Последняя возникает из-за того, что диполь изображения немного отстает от диполя, который его породил. Консервативное взаимодействие исследуется уже долгое время, и сейчас его можно считать хорошо изученным, исследования же диссипативного взаимодействия начались недавно в связи с развитием зондовой сканирующей микроскопии, так как при движении зонда проявляются оба вида сил.

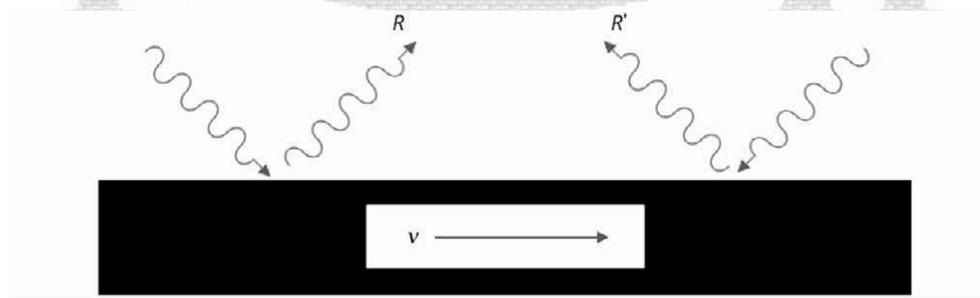


Рис.7. Отражение волн от поверхности движущегося диэлектрика. Волны, которые распространяются в направлении движения и против него, испытывают противоположный сдвиг частоты за счет эффекта Доплера и поэтому отражаются по-разному.

Пусть имеются две абсолютно гладкие, параллельные друг другу поверхности, которые разделены достаточно широким вакуумным промежутком, препятствующим туннелированию электронов. Если поверхности движутся друг относительно друга со скоростью v , между ними возникает сила трения. Отметим, что трение возникает в отсутствие какой-либо шероховатости, которую обычно ассоциируют с трением. Природа этого вакуумного трения состоит в следующем. Если первое тело испускает электромагнитные волны в направлении движения и против него, то в системе отсчета, жестко связанной со вторым телом, волны будут испытывать противоположный сдвиг частоты за счет эффекта Доплера (рис.7). С учетом частотной зависимости коэффициента отражения они будут по-разному отражаться от поверхности второго тела, благодаря чему между поверхностями возникает поток импульса, который определяет силу трения. С точки зрения квантовой механики вакуумное трение порождается процес-

сами двух типов. В процессах первого типа происходит рождение фотонов с противоположным импульсом в каждом из тел, причем частоты фотонов связаны соотношением $\nu q = \omega_1 + \omega_2$. В процессах второго типа происходит уничтожение фотона в одном теле и рождение — в другом. Первый процесс возможен даже при нулевой температуре и дает силу трения, которая кубически зависит от скорости.

Второй процесс реализуется только при конечных температурах. Однако он дает силу трения, которая линейно зависит от температуры, и поэтому будет доминировать при достаточно высокой температуре и не слишком больших скоростях.

В случае движения зонда сканирующего микроскопа в бесконтактном режиме на зонд действует сила трения $F_{тр} = \eta v$, где v — скорость движения. При $d < \lambda_w(\epsilon_0 k_B T / \sigma)^{1/2}$ и $\epsilon_0 k_B T / \sigma < 1$ вклад в коэффициент трения η за счет p -поляризованных волн определяется формулой:

$$\eta_p = \frac{\hbar R}{d^3} \left(\frac{\epsilon_0 k_B T}{\hbar \sigma} \right)^2, \quad (8)$$

а s -поляризованные волны при $d \ll d_w = c(\hbar \epsilon_0 / \sigma k_B T)^{1/2}$ дают вклад, не зависящий от расстояния d :

$$\eta_s = 0.34 \frac{\hbar R}{d_w^3}, \quad (9)$$

где R — радиус кривизны иглы микроскопа. Для хороших проводников с $\sigma \approx 10^7$ (Ом·м)⁻¹ из формул (8) и (9) при комнатной температуре, $d = 100$ Å и $R = 1000$ Å получаем $\eta_p \approx 10^{-27}$ кг·с⁻¹ и $\eta_s \approx 10^{-17}$ кг·с⁻¹. Более чем скромный вклад p -поляризованных волн может быть увеличен на 10 порядков, если проводимость выбрать в соответствии с условием (5). Однако в недавних экспериментах [3, 4] наблюдался значительно больший коэффициент трения порядка 10^{-10} — 10^{-13} кг·с⁻¹, причем для хороших проводников типа золота.

В чем же причина столь сильного эффекта бесконтактного трения? При выводе формул (8) и (9) закладывались определенные представления о свойствах вещества — например, использовались формулы Френеля для коэффициента отражения. Поставим вопрос, как мы делали выше для теплового излучения: каким может быть максимальный эффект? Как и раньше, предположим, что вероятность туннелирования приблизительно равна единице для фотонов с $\omega > \omega_a$ и $q < q_a$, где ω_a и q_a — граничные частота и волновое число фотона (отметим, что при очень низких частотах вероятность туннелирования стремится к нулю, как ω^2). При этих условиях получим верхнюю оценку для коэффициента трения:

$$\eta_{\max} \approx \frac{\hbar q_a^4 R^2}{8\pi} \left(\frac{k_B T}{\hbar \omega_a} \right). \quad (10)$$

Оптимальные условия могут осуществиться, например, при резонансном туннелировании фотонов. При этом фотон, который испускается при переходе из возбужденного состояния, локализованного на одной из поверхностей, в основном, поглощается точно таким же основным состоянием на другой поверхности. В качестве подобных состояний могут выступать колебательные моды, связанные с адсорбированными молекулами, поверхностные рэлеевские и плазменные волны. Конечно, резонансное туннелирование может происходить только между абсолютно одинаковыми поверхностями, что и было реализовано в недавнем эксперименте [3]. Там же наблюдалась очень слабая зависимость коэффициента трения от расстояния (как $d^{-1.3}$). Последний факт говорит в пользу резонансного туннелирования, и вот почему. Рассмотрим две потенциальные ямы, в которых может быть локализована частица. Если ямы различны, волновая функция частицы будет с большей вероятностью локализована либо на од-

ной, либо на другой яме, причем эта асимметрия увеличивается при увеличении расстояния между ними. Однако если ямы одинаковы, волновая функция будет или симметричной, или антисимметричной, и независимо от расстояния частица с одной и той же вероятностью локализуется в каждой из ям. Для оценки рассмотрим колебательные моды адсорбированных атомов. В этом случае ω_a определяет нижнюю границу колебательного спектра, а его верхнюю границу устанавливает волновое число $q_a \approx a^{-1}$, где a определяет межатомное расстояние в адсорбированном слое. Тогда при $\omega_a \approx 10^{12} \text{ с}^{-1}$, $a \approx 10 \text{ \AA}$ и $R \approx 1000 \text{ \AA}$ получаем $\eta \approx 10^{-12} \text{ кг} \cdot \text{с}^{-1}$, что близко к экспериментальному значению.

Резонансное туннелирование фотонов ответственно также за другое интересное явление, которое наблюдается при прохождении света через металлическую пленку с отверстиями, образующими периодическую решетку [11]. Если диаметр отверстий меньше длины волны света, в отверстиях могут распространяться только неоднородные волны, что соответствует фотонному туннелированию. Учитывая их экспоненциальное затухание в направлении распространения, для достаточно толстых пленок можно ожидать коэффициента прохождения света, значительно меньшего единицы. Однако коэффициент прохождения увеличивается на много порядков, если частота света совпадает с частотой поверхностных плазмонов на одной из перфорированных поверхностей. И он возрастает еще примерно на порядок, приближаясь к единице, если поверхности пленки с двух сторон абсолютно одинаковы и поверхностные плазмоны на них имеют одни и те же частоты (тогда туннелирование фотонов становится резонансным). В последнем случае коэффициент прохождения очень слабо зависит от толщины пленки. Благодаря этому можно концентрировать энергию электромагнитного поля в объеме с линейными размерами, меньшими длины волны, что полезно для микроскопии ближнего поля (где, в отличие от обычной микроскопии, используются неоднородные волны), для фотолитографии и нелинейной оптики, а также оптоэлектроники.

Под другим углом зрения

Диссипативное взаимодействие Ван дер Ваальса можно исследовать не только с помощью измерения силы трения при относительном скольжении двух поверхностей. Другой, более элегантный способ наблюдения состоит в пропускании тока через одну пластину и регистрации эффекта фрикционного увлечения электронов во второй пластине, параллельной первой (рис.8). Такие эксперименты были осуществлены недавно с помощью двумерных электронных систем. В двумерных слоях электроны могут двигаться только в направлениях, параллельных поверхности слоя — движение в перпендикулярном направлении не возможно из-за сильного квантования энергии, соответствующей этому движению. В эксперименте две двумерные подсистемы (электронный или дырочный газы) отделяются друг от друга слоем диэлектрика, достаточно толстым, чтобы предотвратить туннелирование между слоями, но позволяющим межслойное взаимодействие между частицами. Около 20 лет назад М.Б. Погребенский и Дж. Райс независимо предсказали [11, 12], что кулоновское взаимодействие между такими системами приведет к фрикционному увлечению, когда ток в одном слое вызывает ток в другом. Недавно мы разработали теорию фрикционного увлечения [13] на основе общей теории флуктуирующего электромагнитного поля. Первый подобный эксперимент был выполнен Т. Грамилой с соавторами [14] так: постоянный ток пропускался в одном слое, а второй был частью разомкнутой цепи. Поэтому ток не мог протекать по второму слою, и там возникало электрическое поле, уравновешивающее силу увлечения за счет взаимодействия с первым слоем.

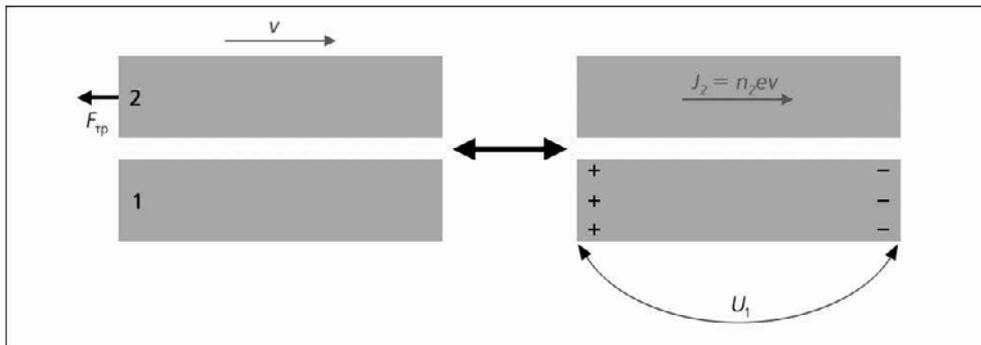


Рис.8. Возникновение фрикционного сдвигового напряжения на поверхности двух металлов, разделенных вакуумным промежутком. Оно действует за счет переноса импульса между электронами посредством электромагнитных волн. Фрикционное сдвиговое напряжение между поверхностями двух металлов может быть также измерено, если их не передвигать (как слева), а приложить к одному из металлов (верхнему) напряжение, которое вызовет дрейфовое движение электронов проводимости (стрелкой показано направление движения электронов). Фрикционное напряжение, действующее на электроны другого металла, породит падение потенциала между противоположными торца металла, которое может быть измерено экспериментально (справа).

При токе, соответствующем относительной скорости скольжения слоев v , между слоями возникает фрикционное напряжение $\sigma_{фр} = \Gamma v$. При $T = 3$ К и $d = 20$ нм для квантовых ям, образованных в арсениде галлия, был зарегистрирован коэффициент трения $\Gamma \approx 10^{-8}$ кг·с⁻¹·м⁻². Значительно большее фрикционное напряжение может наблюдаться для двумерных электронных слоев с высокой электронной плотностью, соответствующей металлическим пленкам. Важно отметить, что фрикционное напряжение для двумерных электронных систем с низкой электронной плотностью $n < 10^{16}$ м⁻² определяется мгновенным кулоновским взаимодействием за счет флуктуаций заряда, а для систем с высокой электронной плотностью — 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. Здесь можно ожидать очень интересные фундаментальные результаты и практические приложения.

Например, силу трения, действующую на тонкие адсорбированные слои инертных атомов и молекул, таких как криптон, ксенон и молекулярный азот, удастся измерять с помощью микробаланса кварцевого кристалла. Сдвиг частоты и изменение затухания колебаний последнего при адсорбции на металлической пленке дают прямую информацию о процессах на границе раздела. С помощью этого подхода удастся измерять фонный и электронный вклады в трение. В частности, если подложка — металл, который может быть охлажден ниже температуры перехода в сверхпроводящее состояние, по изменению трения вблизи точки перехода можно судить об относительной роли электронного вклада в трение (только он и меняется при переходе).

Такой эксперимент был недавно поставлен с монослоем молекулярного азота на пленке свинца [15]. Результат оказался замечательным: в точке перехода диссипация энергии за счет трения уменьшалась наполовину от своего значения в нормальном состоянии. Ясно, что данное поведение связано со сверхпроводимостью металлической подложки. Хотя это явление подтверждает предсказания о важности электронного механизма диссипации энергии, остается загадкой, почему переход происходит столь резко. На первый взгляд электронное трение должно коррелировать с долей электронов в сверхпроводящем конденсате, которая меняется в точке перехода непрерывным образом. Однако это находится в остром противоречии с экспериментальными данными. Для скачкообразного изменения трения в точке перехода 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, наши 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 адсорбированных слоев могут возникнуть 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. Необходимы дальнейшие исследования, чтобы прояснить эту ситуацию.

Забегая вперед

В качестве примера будущего применения на практике процессов, о которых шла речь выше, приведем такой. Недавно было предложено использовать оптику ближнего поля для записи чрезвычайно тонких деталей интегральных схем. Основная идея аналогична той, которая изложена выше применительно 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 на очень близком расстоянии от маски очень тонкие детали микросхем разрешить можно. Грубо говоря, расстояние от маски до матрицы должно быть того же порядка, что и размеры тонких деталей микросхем, которые нужно воспроизвести. Если бегущие волны оказываются неэффективными в переносе излучения, частота практически не сказывается на разрешающей способности, которая в этом случае почти полностью определяется расстоянием. Представим шаблонную маску, на поверхность которой нанесен узор микросхемы с помощью чередующихся слоев материала высокой отражающей способности (и поэтому слабо излучающего) и второго материала, обеспечивающего максимальное излучение тепла посредством неоднородных волн, выбор которого мы обсудили. Поверхность матрицы, помещенная под таким шаблоном очень близко к нему, будет предпочтительно нагреваться под активной зоной, испытывать в этих участках тепловое травление, и узор шаблона будет переноситься на матрицу (рис.9).

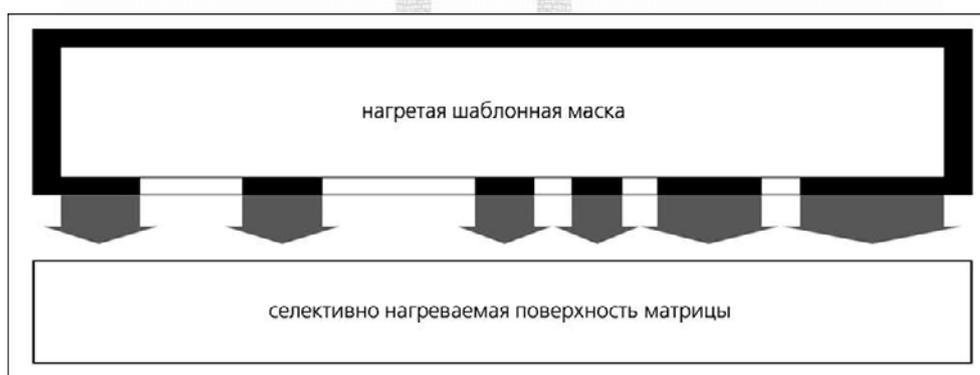


Рис.9. Перенос узора с шаблона на матрицу. Узор на шаблонной маске образован чередующимися областями сильно и слабо излучающих материалов. Матрица, помещенная на близком расстоянии от нее, будет нагреваться под участками из хорошего нагревателя. Этот эффект можно использовать для селективного травления поверхности при изготовлении электронных микросхем с гораздо большей разрешающей способностью, чем это возможно обычными методами.

А вот совсем неожиданная область: биологи давно интересуются необычайной цепкостью гекконов. Эти ящерицы способны карабкаться по отвесным гладким поверхностям без применения каких-либо клеящих веществ благодаря особенностям строения конечностей [16].

Первым их удивительную способность к лазанию заметил еще Аристотель. Причина необычной цепкости гекконов теперь выяснена: на их лапках есть микроскопические щетинки, параметры которых близки к параметрам иглы в зондовом микроскопе. Эти щетинки обеспечивают сильное сцепление лапок гекконов с поверхностью посредством взаимодействия Ван дер Ваальса, усиленного особой геометрической формой щетинок. А вдруг диссипативное взаимодействие Ван дер Ваальса также играет важную роль в живой природе?

С уверенностью можно сказать, что найдутся и другие явления, в которых будут работать процессы, вынесенные в заголовок статьи.

ЛИТЕРАТУРА

- 1 Polder D, Van Hove M. // *Phys. Rev. B*. 1971. V.4. №10. P.3303—3314.
- 2 Левин М.Л., Полевой В.Г., Рытов С.М. // *ЖЭТФ*. 1980. Т.79. С.2087—2103.
- 3 Pendry J.B. // *J. Phys.: Condens. Matter*. 1999. V.11. P.6621—6633.
- 4 Gostmann B., Fuchs H. // *Phys. Rev. Lett*. 2001. V.86. №12. P.2597—2600.
- 5 Stipe B.C., Mamin H.J., Stowe T.D. et al. // *Phys. Rev. Lett*. 2001. V.87. №9. P.096801.
- 6 Volokitin A.I., Persson B.N.J. // *J. Phys.: Condens. Matter*. 1999. V.11. P.345—359.
- 7 Persson B.N.J., Volokitin A.I. // *Phys. Rev. Lett*. 2000. V.84. №15. P.3504.
- 8 Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. *Электродинамика сплошных сред*. М., 1957.
- 9 Volokitin A.I., Persson B.N.J. // *Phys. Rev. B*. 2001. V.63. №5. P.205404.
- 10 Krishnan A., Thio T., Kim T.J. et al. // *Optics Commun*. 2001.V.200. P.1—7.
- 11 Погребенский М.Б. // *ФТП*. 1977. Т.11. С.372.
- 12 Price J.P. // *Physica*. 1983. V.117B&118B. P.750—752.
- 13 Volokitin A.I., Persson B.N.J. // *J. Phys. Condens. Matter*. 2001. V.13. P.859—873.
- 14 Gramila T.J., Eisenstein J.P., Macdonald A.H. // *Phys. Rev. Lett*. 1991. V.66. №9. P.1216—1219.
- 15 Dayo A., Alnasrallah W., Krim J. // *Phys. Rev. Lett*. 1998. V.80. P.1690.
- 16 Autumn K., Liang Y.A., Hsieh S.T. et al. // *Nature*. 2000. V.405. P.681—685.