

РОЛЬ ЭЛЕКТРОНОВ ПРОВОДИМОСТИ В ФОРМИРОВАНИИ ТЕПЛОвого СОПРОТИВЛЕНИЯ ГРАНИЦЫ МЕТАЛЛ – ДИЭЛЕКТРИК

В.А.Шкловский

Обсуждается размерный эффект в теплоотдаче от нагреваемых током металлических пластин (пленок), когда электронный вклад в тепловое сопротивление границы металл – диэлектрик, является определяющим.

1. В настоящее время при интерпретации экспериментов по изучению теплового сопротивления границы металл – диэлектрик (М – Д) общепринято использовать теорию акустического рассогласования [1]. Измеряемая на опыте величина температурного скачка как функция теплового потока через границу М – Д при таком подходе связывается только с акустическими характеристиками металла (плотностью и скоростью звука s) [2]. В данной работе показано, что такая интерпретация справедлива лишь для достаточно массивных металлических образцов. В обратном предельном случае тонких пластин (пленок) – соответствующие оценки приведены ниже – роль электронов в формировании температурного скачка на границе М – Д становится определяющей. Чтобы пояснить физическую причину такого возрастания электронного вклада с уменьшением толщины металла (конфигурация типа "сэндвич" $D_1 - M - D_2$ см. рис. 1), рассмотрим качественно механизм переноса тепла через границу раздела М – Д.

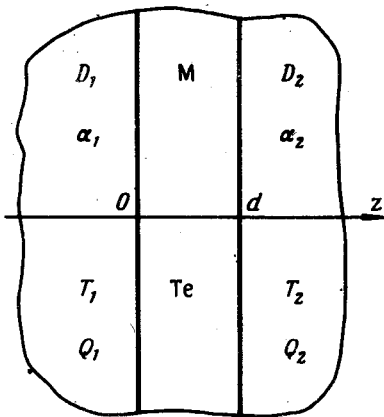


Рис. 1

Хотя электроны являются основными носителями тепла в металле, они не могут проникнуть в диэлектрик, так что перенос тепла через границу М – Д осуществляется фононами в меру ее акустической прозрачности. Поэтому со стороны металла вблизи границы существует переходный слой, в котором тепловая энергия, переносимая электронами, трансформируется в поток фононов. Толщина этого слоя, как легко сообразить, порядка длины свободного пробега теплового фоно-

на по отношению к рассеянию на электронах l_{pe} ($l_{pe} \sim \hbar v_F / kT \sim 10^{-3} - 10^{-4}$ см при гелиевых температурах). Интуитивно очевидно, что если $d \gg l_{pe}$ (d — толщина металлической пластины), то детальная структура этого переходного слоя несущественна для расчета теплосопротивления границы М — Д, что и соответствует обычному подходу, игнорирующему электронный вклад. Если же $d \lesssim l_{pe}$, то необходим расчет переходного слоя на кинетическом уровне. Краткое описание такого расчета, учитывающее конечную прозрачность границы М — Д для фононов, проведено в п. 2. Анализ результатов расчета и обсуждение экспериментальной ситуации даны в п. 3.

2. Рассмотрим металлическую пластину (пленку) толщиной d , находящуюся с обеих сторон в контакте с массивными диэлектриками D_1 и D_2 , температуры которых T_1 и T_2 известны (см. рис. 1). Пусть через пластину течет постоянный ток плотностью j , так что в единице объема выделяется мощность j^2/σ , где σ — проводимость металла. Требуется найти величины тепловых потоков Q_1 и Q_2 , если прозрачности границ раздела для фононов α_1 и α_2 известны.

Выберем направление оси z перпендикулярно границам раздела сред и пусть в плоскости oxy задача пространственно однородна. Будем считать, что распределение электронов в пластине характеризуется неизвестной пока температурой T_e . Если $d < l_{pe}$, то легко показать, что неоднородностью T_e по оси z можно пренебречь в меру малости параметра $\kappa_p/\kappa_e \ll 1$, где κ_p и κ_e — коэффициенты теплопроводности фононов и электронов соответственно. В то же время, функция распределения фононов $N(\mathbf{q}, z)$ (где \mathbf{q} — волновой вектор фонона) может быть существенно неоднородной, и должна находиться из кинетического уравнения

$$s_z \frac{\partial N}{\partial z} = \int W \quad (1)$$

с соответствующими граничными условиями. Здесь s_z — проекция скорости фонона на направление оси z , $\int W$ — интеграл столкновений фононов с электронами, который в нашем случае сводится к выражению $v_{pe} [n(T_e) - N(z)]$. Здесь $n(T_e)$ — равновесная бозевская функция с температурой T_e , а v_{pe} — средняя частота столкновений фонона частоты ω с электронами. Для дальнейшего существенно, что v_{pe} определяется величиной электрон-фононного взаимодействия и для Дебаевской модели пропорциональна ω ($v_{pe} \sim \omega s / v_F v_F$ — фермиевская скорость). Опуская промежуточные вычисления и анализ выражения для $N(\mathbf{q}, z)$ приведем окончательный результат для теплового потока Q_1 (выражение для Q_2 отличается от него лишь переменной индексов 1 и 2 и имеет обратный знак)

$$Q_1 = \sum_{q_z > 0} \alpha_1 \gamma \{ (1 - \beta_2 x^2) [n(T_1) - n(T_e)] - \alpha_2 x [n(T_2) - n(T_e)] \}, \quad (2)$$

где $x \equiv \exp(-d/l)$; $l \equiv s_z / v_{pe}$; $\gamma \equiv \hbar \omega q s_z / (1 - \beta_1 \beta_2 x^2)$ и

$$\beta \equiv 1 - \alpha.$$

Величина T_e определяется из уравнения баланса для электронов $Q = Q_1 - Q_2$, где $Q \equiv j^2 d / \sigma$ — полная плотность потока тепла, про-

ходящего через границы пластины. Соотношение (2), в частности, позволяет проанализировать тепловое сопротивление "сэндвича" $D_1 - M - D_2$ без объемных источников тепла ($T_1 \neq T_2, Q = 0$), что может представлять самостоятельный интерес. Оставляя такой анализ до более подробного сообщения, обратимся к важному для экспериментов с тепловыми импульсами [1] вопросу о тепловом излучении нагреваемой током металлической пластины (пленки) в среду с температурой T . Искомую связь между Q и T_e , следующую из (2) при $T_1 = T_2 \equiv T$, можно представить в компактном виде, вводя эффективную суммарную прозрачность границ

$$Q = \sum_{q_z > 0} \hbar \omega_q s_z \tilde{\alpha}(q, d) [n(T_e) - n(T)], \quad (3)$$

$$\tilde{\alpha} \equiv (1 - x) [\alpha_1(1 + \beta_2 x) + \alpha_2(1 + \beta_1 x)] / (1 - \beta_1 \beta_2 x^2). \quad (4)$$

Отметим, что в отличие от "затравочных" прозрачностей α_1 и α_2 , которые для упрощения формул считались не зависящими от угла падения фонона на границу раздела, эффективная прозрачность $\tilde{\alpha}$ зависит от q (через величину x).

3. Проанализируем выражения (3) и (4) подробнее, так как они содержат связь наблюдаемой на опыте зависимости $T_e(Q)$ (см. статьи 12 и 13 в [1], а также более подробное изложение в [2]) с толщиной пленки и параметрами прозрачности. Предварительно определим зависящий от температуры параметр $\epsilon \equiv 2d \beta_1 \beta_2 / l_{pe} (1 - \beta_1 \beta_2)$, так что $\epsilon \sim T_e$. Формулы, соответствующие обычной интерпретации [1,2], игнорирующие электронный вклад в тепловое сопротивление границы, получаются из (3, 4) при $\epsilon > 2$. Действительно, в этом пределе $\tilde{\alpha} = \alpha_1 + \alpha_2$ и для $T_e \ll \theta_D$ из (3) следует хорошо известный результат: $Q = A(T_e^4 - T^4)$, где константа A определяется лишь через акустические характеристики металла. Тепловое излучение пленки равновесно (с температурой T_e) и максимуму спектральной интенсивности отвечает частота $\omega_m \approx 2,8 T_e$. При $Q = \text{const}$ T_e не зависит от d .

Рассмотрим обратный предельный случай $d \ll l_{pe}$, сохраняя все же $d > \lambda$, где λ — длина волны теплового фонона, чтобы не учитывать деформацию фононного спектра пленки (заметим, что $\lambda / l_{pe} \sim s / v_F \ll 1$). Тогда, если $\epsilon \ll 1$, то T_e не зависит от прозрачности вообще. Действительно, в этом случае большинство фононов, излучаемых электронами, успевают уйти из пленки, (а не "перепоглощаются" внутри нее) и электроны и решетку можно описать с помощью двух различных температур T_e и T [3, 4]. Как и в [3], $Q = B(T_e^5 - T^5)$, где константа B связана с электронными характеристиками металла. Фононное излучение из пленки уже неравновесно и максимуму его спектральной интенсивности отвечает $\omega_m \approx 3,9 T_e$. При $Q = \text{const}$, $T_e \sim d^{-1/4}$, т.е. хотя и слабо, но зависит от толщины пленки.

Простой анализ (3) показывает, что зависимость $T_e(Q)$ в общем случае монотонна и "выпукла вверх". Примерный вид этих зависимостей при различных значениях прозрачности одной из границ представлены на рис. 2. Более пологие кривые соответствуют меньшей прозрачности

Переход от закона T^4 к T^5 происходит при $\epsilon \sim 1$. Важной особенностью кривых на рис. 2 является то, что зависимость $Q \sim T_e^5$, соответствующая случаю чисто электронного перегрева, лежит на графике ниже остальных кривых (исключая участки, где они совпадают). Это означает, что в пределе $\epsilon \ll 1$ теплоотвод от пленки наиболее эффективен (минимальное T_e при данном Q). Следует отметить, что на эксперименте в ряде случаев [2, 5] согласование пленки и подложки оказывается лучше, чем это следует из теории акустического рассогласования (которой в нашем случае соответствуют участки кривых с $\epsilon \gg 2$). Для интерпретации таких результатов авторы [2, 5] используют так называемую модель абсолютно черного тела [5] (АЧТ), не имеющую в данном случае какого-либо теорфизического обоснования. Как следует из сказанного выше, действительно возможен режим, в котором, пока $\epsilon \ll 1$ теплоотвод максимален и не зависит от коэффициентов прозрачности. Однако, в противоположность модели АЧТ, в случае электронного перегрева величина теплоотвода определяется прежде всего интенсивностью электрон-фононного взаимодействия.

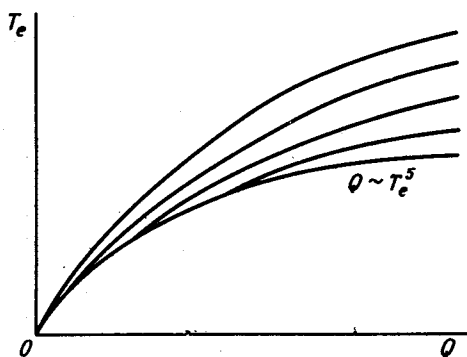


Рис. 2

Сделаем еще одно замечание, которое может разъяснить результаты по "аномальной" прозрачности для пленок, напыленных при комнатной температуре [2]. Обычно [2] исследуемая пленка напыляется на охлажденную подложку и поэтому обладает некоторым структурным беспорядком (для пленок In, Sn, Al это легко заметить по небольшому возрастанию температуры сверхпроводящего перехода). Такая "аморфизация" пленки может существенно затруднить выход фононов из нее, и, следовательно, выполнение условия $\epsilon \ll 1$. Если же пленки по своей структуре близки к массивному металлу (напылялись при комнатной температуре или хорошо отожжены) и затравочные прозрачности a не очень малы, то как показывают оценки, выполнение условия $\epsilon \ll 1$ легко достижимо, что и могло бы объяснить результаты [2] без привлечения модели АЧТ.

Автор благодарит А.Ф.Андреева, Р.Н.Гуржи и М.И.Каганова за обсуждение работы.

Литература

- [1] Физика фононов больших энергий. Сборник статей, изд. Мир, 1976.
 - [2] J. D. N. Cheeke, V. Hebral, C. Martinon. *J. de Physique*, **34**, 257, 1973.
 - [3] М.И.Каганов, И.М.Лифшиц, Л.В.Танатаров. *ЖЭТФ*, **31**, 232, 1956.
 - [4] К.В.Маслов, В.А.Шкловский. *ЖЭТФ*, **71**, 1514, 1976.
 - [5] Р.Гутфельд. Книга "Физическая акустика", под редакцией У.Мэзона, т.5., изд. Мир, 1973, стр. 267.
-