

## О ТЕПЛОВОЙ ВОЛНЕ ПЕРЕД ФРОНТОМ УДАРНОЙ ВОЛНЫ В МЕТАЛЛАХ

В. Ф. Нестеренко, А. М. Ставер, Б. К. Стырон

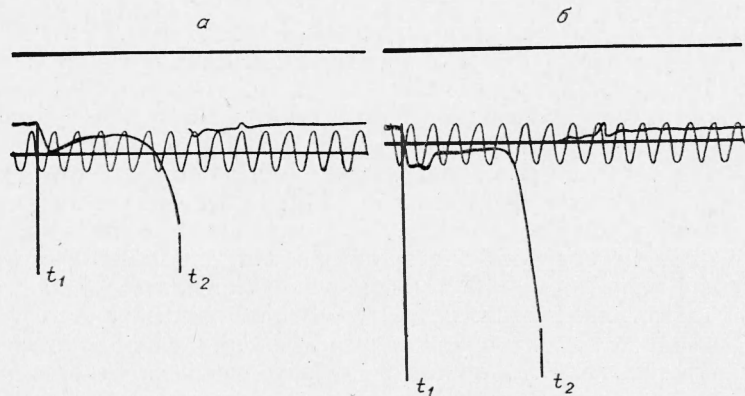
(Новосибирск)

При распространении ударной волны по двухкомпонентной системе, одна из компонент которой определяет распространение гидродинамического разрыва, а другая может служить быстрым переносчиком тепла, в пространстве перед ним может возникать тепловая волна, вызванная тем, что скорость распространения тепла в такой системе может превышать скорость распространения гидродинамического разрыва. Для случая газов этот эффект описан в [1]. Известно, что теплопроводность металлов обусловлена в основном переносом тепла электронным газом [2], причем скорость электронов в металле  $v \sim 10^8$  см/с много больше скорости звука  $s \sim 10^5$  см/с. Поэтому представляет интерес исследование в металлах тепловых волн в пространстве перед ударным фронтом, вызванных электронной теплопроводностью. В работах [3—5] были обнаружены эффекты появления электрического сигнала до выхода ударной волны на контакт В1 с медью либо на свободную поверхность образцов. В [5] сделан анализ возможных механизмов, которые могут быть ответственны за создание наблюдаемых сигналов. В работе [4] было показано, что в В1 диффузия может распространяться на расстояние порядка 1 мм за время  $\sim 10^{-7}$  с. В настоящей работе сделана попытка на основе представления о тепловой волне установить некоторые закономерности, связанные с возникновением наблюдаемых сигналов.

**Эксперимент.** Измерения эффекта проводились по схеме термоэ. д. с. [3], которая позволяет одновременно с наблюдением сигнала определять давление в образце по скорости ударной волны и известной ударной адиабате материала. Давление в В1, рассчитанное таким образом, было равным 340 кбар. Диаметр образцов составлял 10 мм, толщина —  $1,8 \div 2$  мм, чистота В1 — 99,999%, размер зерна — более 1 мм. Эксперименты проводились при нормальной температуре и 77° К. Режим охлаждения контролировался с помощью термодпары медь — константан. Измерения проводились на осциллографе ОК-33, работающем в режиме внешнего запуска. Входное сопротивление осциллографа было равным 75 Ом. На рис. а, б приведены полученные осциллограммы напряжения в измерительной цепи в зависимости от времени. Отметки  $t_1$  и  $t_2$  обозначают моменты времени входа и выхода ударной волны из образца. На рис. б видно, что уменьшение температуры образца до 77° К приводит к некоторому увеличению амплитуды скачка напряжения в момент входа ударной волны в образец и к увеличению амплитуды сигнала-«предвестника».

**Обсуждение результатов.** Причина появления сигналов, по нашему мнению, состоит в диффузии «горячих» электронов из-за фронта ударной волны в пространство перед ним вследствие того, что они имеют скорость, намного превышающую скорость фронта. Так как длина свободного пробега, определяющая установление теплового равновесия в электронном газе  $l_{ee} \ll L_s$ , где  $L_s$  — наблюдаемое в опыте расстояние отрыва переднего фронта «предвестника» от фронта ударной волны, то «горячие» электроны порождают в пространстве перед фронтом тепловую волну, распространяющуюся по электронному газу. Пространство перед фронтом остается квазинейтральным, поскольку  $L_s \gg d$ , где  $d$  —

длина Дебая. Когда фронт тепловой волны достигает ненагруженного контакта со вторым электродом, его температура начинает изменяться, что приводит к появлению наблюдаемого сигнала. По нашему мнению, скачок напряжения в момент  $t_1$  является результатом сложения э. д. с., возникающей в тепловой волне из-за наличия в ней градиентов температуры, а также э. д. с., генерируемой фронтом и пространством за ним, которая в условиях данного эксперимента существенно не изменялась по мере движения ударной волны по образцу.



Осциллограммы опыта при нормальной температуре (а) и при 77° К (б). Метки времени поданы с частотой 10 МГц, величина калибровочного напряжения 150 мВ.

Возникает вопрос о соотношении температур электронного газа и решетки в пространстве перед фронтом ударной волны. Предположим, что диффузия тепла вперед фронта в наших экспериментах описывается обычным статическим коэффициентом теплопроводности, который описывает распространение тепла в металле как целом, при равенстве электронной и решеточной температуры. Отсюда следует, что должно быть выполнено условие  $\tau_e \ll t_n$ , где  $\tau_e$  — время установления теплового равновесия между электронами и решеткой, а  $t_n$  — время процесса диффузии. Считая состояние перед фронтом стационарным, что предполагает равенство гидродинамического потока тепла потоку тепла за счет теплопроводности, получим уравнение

$$C_{Vi} \cdot D \cdot T = \kappa_{Vi} \frac{dT}{dx}. \quad (1)$$

Здесь  $C_{Vi}$  — теплоемкость  $Vi$ ,  $\kappa_{Vi}$  — теплопроводность  $Vi$ ,  $\frac{\kappa_{Vi}}{C_{Vi}} = a$  — температуропроводность  $Vi$ ,  $D$  — скорость ударной волны.

Размер зоны прогрева  $L$  из (1) равен  $L \sim \frac{a}{D}$ . Принимая  $a \sim 0,1 \text{ см}^2/\text{с}$  [6], получаем  $L \sim 10^{-6} \text{ см}$ . Проведенная оценка говорит, что если  $\tau_e \ll t_n$  то расстояние отрыва фронта тепловой волны от фронта ударной волны будет также много меньше наблюдаемого в эксперименте. Таким образом, наблюдаемый порядок величины зоны прогрева нельзя объяснить в предположении равенства электронной и решеточной температуры перед фронтом.

Если пренебрежем обменом энергии между электронами и решеткой, что эквивалентно предположению  $\tau_e \gg t_n$ , то условие стационарности тепловой волны будет иметь вид аналогичный (1), с той лишь разницей, что вместо коэффициентов, характеризующих  $Vi$  как целое,

нужно подставить теплоемкость и теплопроводность только электронного газа. Получим новую формулу для  $L$ :

$$L \sim \frac{l(T_{e0}) v(T_{e0})}{D},$$

где  $l(T_{e0})$  — длина свободного пробега, а  $v(T_{e0})$  — скорость, соответствующие температуре электронного газа на фронте ударной волны. Принимая  $l \sim 3 \cdot 10^{-4}$  см [7],  $v \sim 10^8$  см/с,  $D = 3 \cdot 10^5$  см/с, имеем  $L \sim 10^{-1}$  см, что совпадает по порядку величины с наблюдаемым в эксперименте размером  $L_3$ .

Качественно понятно, почему неравновесность по температуре электронного газа и решетки вызывает резкое увеличение отрыва фронта зоны прогрева от фронта ударной волны. Это связано с тем, что теплоемкость решетки много больше теплоемкости электронного газа.

Предположение неравновесности по температуре в пространстве перед фронтом требует обоснования. Хотя время процесса диффузии  $t_{\pi} \sim 10^{-7}$  с является малым, но оно гораздо больше, например, времени свободного пробега в  $Bi$  ( $\tau \sim 10^{-12}$  с), которое можно получить из известной электропроводности [8], числа свободных электронов [9] и значений эффективных масс [10]. Поэтому необходимо объяснить, почему электрон за время процесса, успевая много раз столкнуться с решеткой, все же не успевает при этом полностью передать ей свою энергию. Этот факт является следствием того, что доля энергии, передаваемая в каждом столкновении, мала из-за малой эффективной массы электрона. Известно, что время релаксации  $\tau_e$  в невырожденном случае равно [11]:

$$\tau_e = \frac{3}{8} \frac{k T_p}{m_{эф} s^2 \tau}.$$

Здесь  $\tau$  — время свободного пробега,  $T_p$  — температура решетки,  $s$  — скорость звука,  $m_{эф}$  — эффективная масса электрона,  $k$  — постоянная Больцмана. Принимая  $\tau \sim 10^{-12}$  с,  $m_{эф} \sim 10^{-29}$  г,  $T_p = 300^\circ$  К,  $s \sim 10^5$  см/с, получаем, что  $\tau_e \sim 10^{-7}$  с. Поэтому предположение о неравновесности в пространстве перед фронтом может быть реальным.

Отметим, что оценку температуры, соответствующей максимуму сигнала, можно получить, разделив величину сигнала на коэффициент термо-э. д. с., равный по порядку  $10^2$  мкВ/град [12]. Полученная таким образом температура равна  $1400^\circ$  К для экспериментов при комнатной температуре и  $2700^\circ$  К для экспериментов при  $77^\circ$  К. Оценка температуры по уравнению состояния [13] дает значение около  $2000^\circ$ .

Эксперименты с понижением температуры образца позволяют выявить механизм, определяющий длину свободного пробега, входящую в выражение для температуропроводности электронного газа. Действительно, все эффекты, определяющие рассеяние электронов, а следовательно, и длину свободного пробега, можно разбить на 2 группы по их зависимости от температуры решетки. В первую группу входят механизмы рассеяния, не зависящие от температуры решетки. Сюда относятся рассеяние на статических дефектах решетки и рассеяние носителей друг на друге. Во вторую группу входит рассеяние на колебаниях решетки. При нормальных условиях в  $Bi$  в интересующей нас области температур существенно именно это рассеяние [14].

Из данных по электропроводности  $Bi$  [8] можно заключить, что  $l$  изменяется по крайней мере как  $T_p^{-2}$  в интервале температур от 300 до  $77^\circ$  К. Такая же зависимость длины свободного пробега от температуры решетки должна существовать и для электронов, диффундирующих вперед фронта, если их диффузия определяется рассеянием на колебаниях решетки. В этом предположении размер зоны прогрева должен был бы

увеличиваться более чем на порядок при охлаждении образца от 300 до 77° К. Поскольку увеличения  $L_s$  в экспериментах не наблюдалось, то следует сделать вывод, что рассеяние диффундирующих электронов определяется механизмами первой группы. Поскольку исследовался очень чистый Вi с большим размером зерна, то определяющим механизмом является, по-видимому, рассеяние носителей друг на друге. Увеличение амплитуды скачка напряжения в момент  $t_1$  обязано, по-видимому, увеличению разности температур между ненагруженным контактом и веществом, нагретым ударной волной. Увеличение амплитуды сигнала «предвестника» может быть связано с тем, что уменьшаются потери энергии диффундирующих электронов при взаимодействии с решеткой за счет увеличения соответствующей длины свободного пробега.

Таким образом, эффект «предвестника» может быть объяснен возникновением в пространстве перед фронтом ударной волны тепловой волны, распространяющейся по электронному газу, причем ее распространение определяется столкновениями носителей друг с другом. По нашему мнению, данный эффект является характерным для двухкомпонентной системы, одна из компонент которой определяет распространение гидродинамического разрыва (решетка), а другая может служить быстрым переносчиком тепла (электронный газ) со скоростью, превышающей скорость распространения этого разрыва. По-видимому, данный эффект имеет место и в типичных металлах, однако условия его наблюдения менее благоприятны, чем в Вi, из-за малой длины свободного пробега и сравнительно большой эффективной массы электронов. Эти условия могут быть улучшены глубоким охлаждением металла перед фронтом ударной волны.

*Поступила в редакцию  
25/XII 1972*

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М., 1963.
2. Ф. Блатт. Физика электронной проводимости в твердых телах. М., «Мир», 1971.
3. А. Г. Иванов, В. Н. Минеев и др. ЖЭТФ, 1968, 7, 191.
4. А. А. Дерибас, В. Ф. Нестеренко, А. М. Ставер. ФГВ, 1972, 8, 2.
5. В. Н. Минеев, А. Г. Иванов, Ю. Н. Тюняев. В сб.: Горение и взрыв. М., «Наука», 1972.
6. Краткий физико-технический справочник. Ч. III. М., Физматгиз, 1962.
7. A. N. Pippard and R. G. Chambers. Proc. Phys. Soc., 1952, A65, 955.
8. T. Okada. J. Phys. Soc. Japan, 1957, 12, 1327.
9. B. Abels and Meiboom. Phys. Rev., 1956, 101, 544.
10. Yi Han Kao. Phys. Rev., 1963, 129, 1122.
11. R. F. Greene. J. electronics and control. 1957, 3, 4.
12. У. Чайлдс. Физические постоянные. М., Физматгиз, 1962.
13. R. G. McQueen, S. P. Marsh. J. Appl. Phys., 1960, 31, 1253.
14. G. F. Gallo, B. S. Chandrasekhar, P. H. Sutter. J. Appl. Phys., 1963, 34, 1.