

ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ УДАРНО-СЖАТОГО КОНДЕНСИРОВАННОГО АРГОНА ПРИ ДАВЛЕНИЯХ ОТ 20 ДО 70 ГПа

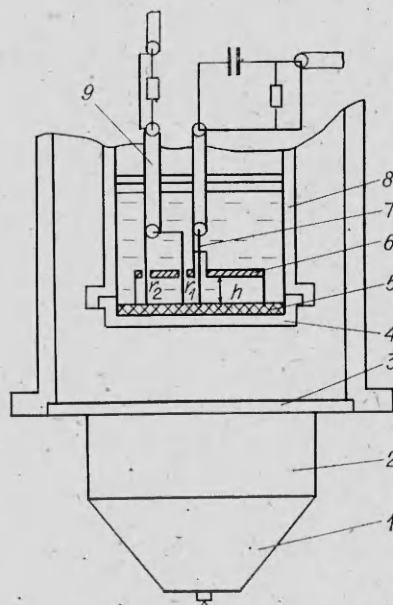
Л. А. Гатилов, В. Д. Глухобедов, Ф. В. Григорьев,
С. Б. Корнер, Л. В. Кулешова, М. А. Мочалов

(Москва)

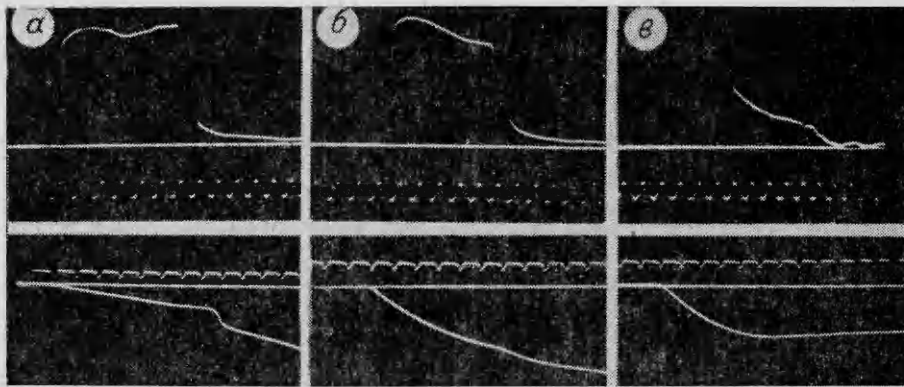
В [1] показано, что при сжатии жидкого аргона до объема $V < 13,5 \text{ см}^3 \cdot \text{моль}^{-1}$ тепловое возбуждение электронов в зону проводимости заметно снижает его температуру T и давление p за фронтом ударной волны (УВ). Согласно между расчетной и экспериментальной адиабатами Гюгонио достигается в [1] для $p > 40$ ГПа при учете сужения запрещенной зоны с уменьшением V . Измерения удельной проводимости σ жидкого аргона за фронтом УВ позволяют лучше понять его состояние и оценить ширину запрещенной зоны $W(V, T)$ с помощью соотношения $\sigma = \sigma_0 \exp(-W/2kT)$ (σ_0 — минимальная металлическая проводимость), справедливого для жидких полупроводников с носителями тока, возбужденными в не локализованные состояния [2].

Распределения σ жидкого аргона за фронтом плоской стационарной УВ измерялись с использованием двухзондовой методики, предложенной в [3]. Схема эксперимента приведена на фиг. 1, где 1 — генератор плоской УВ; 2 — заряд ВВ; 3 — ударник из алюминия или железа, разгоняемый в вакууме до известных скоростей [4]; 4 — экран из того же металла, что и ударник; 5 — прокладка из диэлектрика (фторопласт-4 для $p < 40$ ГПа, капролон для $p = 41,6$ ГПа, керамика на основе Al_2O_3 для более высоких давлений); 6 — токовый электрод из меди с внутренним диаметром 39 мм, толщиной стенки 0,5 мм, $h = 5$ мм; 7 — центральный электрод из медной проволоки диаметром 1 мм; 8 — стальной цилиндр, заполненный сжиженным аргоном 99,99%-ной чистоты; 9 — соединительный отрезок кабеля длиной 20 см. Зонды из медной проволоки диаметром 0,4 мм располагались на расстояниях $r_1 = 5$ мм, $r_2 = 15$ мм. Электрическая схема измерений та же, что и в [3]. Постановка опытов обеспечивала отсутствие кипения аргона внутри исследуемого объема. Начальная температура аргона составляла 87,4 К. Давления определялись по известному состоянию в экранах и адиабатам Гюгонио жидкого аргона [5, 6] и диэлектриков [7—9]. Учитывалось охлаждение экранов и диэлектриков до $T = 87,4$ К. Несимметрия входа УВ в исследуемый объем жидкости не превышала 0,04 мкс.

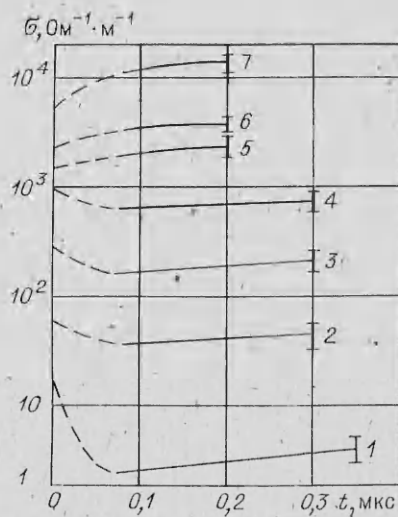
На фиг. 2 представлены типичные осциллограммы напряжений (верхний ряд) и токов для давлений в аргоне 23,2; 36,9 и 68,6 ГПа — *a* — *в* соответственно. Частота меток времени 10 МГц. На фиг. 3 показаны результаты опытов в виде зависимостей σ от времени нахождения вещества в сжатом состоянии за фронтом УВ при давлениях: 1 — 23,2; 2 — 27,4; 3 — 32,7; 4 — 36,9; 5 — 41,6; 6 — 49,5; 7 — 68,6 ГПа. Каждая зависимость получена усреднением 4—6 опытов. Доверительные интервалы определены с надежностью 0,9. Время измерения ограничивалось моментом прихода к границе аргона с диэлектриком волна разрежения со стороны свободной поверхности ударника



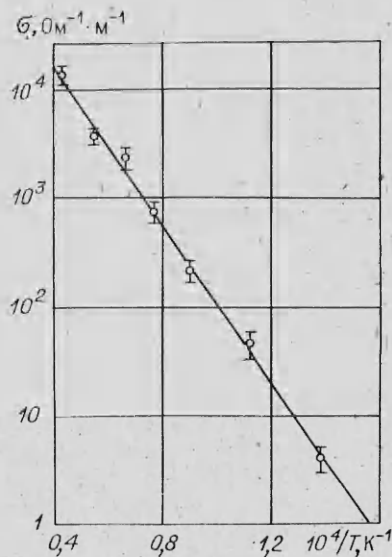
Фиг. 1



Ф и г. 2



Ф и г. 3



Ф и г. 4

или волны, отраженной от температурной границы ударник — экран. Возможные перекося и прогиб ударника приводят к тому, что УВ замыкает электроды позже, чем зонды, что искажает распределение проводимости при $t \leq 0,08$ мкс. Данные в этом временном интервале были

получены интерполяцией $\int_0^t \sigma dt$ в предположении монотонности изменения σ и показаны штриховыми линиями. Они, по-видимому, несколько завышают истинные значения σ , причем тем больше, чем меньше t , поскольку не учитывается, что в момент появления тока в цепи $t = 0$ уже может быть достигнута ненулевая толщина слоя сжатого аргона между зондами.

Изменение σ во время нахождения вещества в сжатом состоянии свидетельствует об отсутствии термодинамического равновесия в аргоне вблизи фронта УВ. Вид $\sigma(t)$ меняется вблизи $p = 40$ ГПа, что, вероятно, обусловлено электронным переходом — пересечением уровней $3d$ и $4s$ [10] и соответственно возникновением локализованных состояний у краев зоны проводимости и валентной зоны [2]. В [6] для аргона при $p = 36$ ГПа зарегистрировано уменьшение угла наклона зависимости скорости УВ от массовой скорости, также объясняемое, видимо, появлением локализованных состояний, заполнение которых приводит к снижению T и p . Отметим, что изменения вида $\sigma(t)$ из-за плавления и металлизации наблюдались ранее в ударно-сжатом CsI [11].

Относительно слабый рост σ при $t \geq 0,08$ мкс для $p < 40$ ГПа, соответствующий, по-видимому, и слабой неравновесности термодинамического состояния, а также уменьшение времени релаксации до $\approx 0,2$ мкс для $p > 40$ ГПа позволяют предположить, что значения проводимости $\sigma_h(p)$ в конце времени измерения близки к равновесным. Тогда наклон зависимости $\lg \sigma_h$ от обратной температуры T^{-1} будет соответствовать энергии активации проводимости E . График зависимости $\lg \sigma_h(T^{-1})$ представлен на фиг. 4. Температуры на адиабате Гюгонио были определены интерполяцией в $p - T$ -плоскости данных [1, 12], рассчитанных с потенциалом $\exp - \epsilon$ и учитывающих сужение запрещенной зоны при $p > 40$ ГПа. Так как зависимость $\lg \sigma_h(T^{-1})$ близка к линейной, соответственно рост σ_h с увеличением T может быть описан с помощью метода наименьших квадратов выражением $\sigma_h = C \exp(-E/kT)$, где $C = (4,6 \pm 1,0) \cdot 10^5 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$, $E = 7,2 \pm 0,2$ эВ. Такой вид температурной зависимости проводимости и большая величина C , превышающая минимальную металлическую проводимость σ_0 , характерны для многих аморфных и жидких полупроводников и объясняются линейной зависимостью ширины запрещенной зоны от температуры $W(V, T) = W(V, 0) - 2\gamma T$ [2]. Можно предположить, что близкое к линейному уменьшение W с увеличением T выполняется для $p < 40$ ГПа и в нашем случае. Тогда при $T \neq 0$ и $V > 13,5 \text{ см}^3 \cdot \text{моль}^{-1}$ $W \approx \text{const} \approx 2E = 14,4 \pm 0,4$ эВ, что согласуется с расчетами [1]. Сужение запрещенной полосы с уменьшением объема для $p > 40$ ГПа, по-видимому, маскируется в температурной зависимости энергии активации проводимости E увеличением с температурой коэффициента γ . Нарастающий с температурой темп уменьшения ширины запрещенной зоны (точнее зазора по подвижности) вследствие частичного разрушения ближнего порядка характерен для таких классических жидких полупроводников, как Se, As₂Se₃ [13].

Возможная неточность определения T при $p = 68,6$ ГПа не оказывает существенного влияния на выводы об уменьшении W при $p > 40$ ГПа, обусловленном совместным действием температуры и сжатия, и в то же время об отсутствии металлизации жидкого аргона в исследуемом диапазоне давлений. Действительно, чтобы получить значительное, свидетельствующее о металлизации, уменьшение наклона $\lg \sigma_h(T^{-1})$ при $p = 68,6$ ГПа, необходимо существенно повысить расчетную температуру, что возможно только в предположении отсутствия уменьшения ширины запрещенной полосы. И наоборот, отсутствие уменьшения ширины запрещенной полосы предполагает повышение температуры и уменьшение энергии активации, что противоречит исходному допущению. Следует ожидать, что металлизация жидкого аргона в УВ будет обусловлена в первую очередь повышением температуры и соответствующим схлопыванием зазора по подвижности, как в случае металлизации жидких Se, As₂Se₃.

Относительно большое время установления термодинамического равновесия ($> 0,1$ мкс) свидетельствует о процессе структурного разупорядочения за фронтом УВ, вероятно, протекающем с повышением температуры. На структурную релаксацию в ударном фронте указывают данные, полученные с использованием метода неравновесной молекулярной динамики [14]. Однако время релаксации в случае ударного сжатия жидкого аргона не превышает в [14] $\sim 10^{-12}$ с. Возможно, что большое время релаксации в нашем случае связано с не вполне однородной структурой аргона до прихода УВ. В жидкости, находящейся в состоянии, близком к кривой равновесия жидкость — пар, существуют гомофазные и гетерофазные флуктуации плотности [15]. До прихода УВ аргон при отсутствии кипения находится в термодинамически устойчивом состоянии, характеризуемом стационарным распределением флуктуаций плотности по числу и размерам. Действие УВ приводит к первоначально неоднородному распределению температуры. Возможно, что наблюдаемое время релаксации обусловлено относительно медленной, носящей диффузионный характер перестройкой структуры вещества вблизи фронта УВ.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ross M., Nellis W. and Mitchell A. Shock-wave compression of liquid argon to 910 kbar.— Chem. Phys. Lett., 1979, vol. 68, N 2, 3.
2. Mott N. F. and Davis E. A. Electronic processes in noncrystalline materials. Oxford: Clarendon Press, 1979. Рус. пер. Мотт П., Дэвис Э. Электронные процессы в некристаллических веществах. М.: Мир, 1982, т. 1.
3. Гатиллов Л. А., Кулешова Л. В. Измерение высокой электропроводности в ударно-сжатых диэлектриках.— ПМТФ, 1989, № 1.
4. Альтшулер Л. В., Павловский М. Н. и др. Исследование галогенидов щелочных металлов при высоких давлениях и температурах ударного сжатия.— ФТТ, 1963, т. 5, вып. 1.
5. Van Thiel M. and Alder B. J. Shock compression of argon.— J. Chem. Phys., 1966, vol. 44, p. 1056.
6. Nellis W. I. and Mitchell A. C. Shock compression of liquid argon, nitrogen and oxygen to 90 GPa (900 kbar).— J. Chem. Phys., 1980, vol. 73, N 12.
7. Калашников Н. Г., Кулешова Л. В., Павловский М. Н. Ударное сжатие политетрафторэтилена до давлений 1,7 Мбар.— ПМТФ, 1972, № 4.
8. Павловский М. Н. Ударная сжимаемость шести высокотвердых веществ.— ФТТ, 1970, т. 12, вып. 7.
9. Кулешова Л. В., Павловский М. Н. Динамическая сжимаемость, электропроводность и скорость звука за фронтом ударной волны в капролоне.— ПМТФ, 1977, № 5.
10. Ross M. Shock compression of argon and xenon. IV. Conversion of xenon to a metal-like state.— Phys. Rev., 1968, vol. 171, N 3, p. 777.
11. Гатиллов Л. А., Кулешова Л. В. Электропроводность йодистого цезия за фронтом ударной волны при давлениях до 100 ГПа.— ФТТ, 1981, т. 23, вып. 9.
12. Ross M. The repulsive forces in dense argon.— J. Chem. Phys., 1980, vol. 73, N 9.
13. Регель А. Р., Андреев А. А. Жидкие полупроводники.— В кн.: Проблемы современной физики. Л.: Наука, 1980.
14. Клименко В. Ю., Дремин А. П. Структурная релаксация во фронте ударной волны в жидкости.— В кн.: Детонация. Материалы II Всесоюз. совещ. по детонации. Черногоровка, 1981, вып. 2.
15. Френкель Я. И. Кинетическая теория жидкостей. Л.: Наука, 1975.

Поступила 24/X 1983 г.

УДК 532.593

ИЗМЕНЕНИЕ ИМПУЛЬСА ДАВЛЕНИЯ УДАРНОЙ ВОЛНЫ С РАССТОЯНИЕМ ВБЛИЗИ ИСТОЧНИКА

Ю. В. Петухов

(Горький)

Одной из величин, характеризующих разрушающее действие взрывного источника, является импульс давления ударной волны I_s , который определяется интегралом по времени от возмущения давления в фазе сжатия во взрывной волне [1]. Изменение импульса ударной волны обуславливает поведение ее низкочастотной части спектра, что также представляется важным [2]. Анализ экспериментальных данных показал [1—6], что вблизи заряда импульс $I_s(r)$ с расстоянием r спадает медленнее, чем это следует из обычной геометрической расходимости [7]. Более того, численные расчеты [8], подтвержденные экспериментально [6], показали, что начальный резкий спад импульса с расстоянием сменяется увеличением $I_s(r)$ в определенной области r , за которой происходит дальнейшее замедленное уменьшение импульса, которое лишь асимптотически стремится к закону $I_s \sim 1/r$. Существование относительного максимума функции $I_s(r)$ и ее замедленный спад по сравнению с $1/r$ в [6] объясняется передачей импульса среде продуктами детонации, которые в течение некоторого промежутка времени отдают энергию ударной волне. В [3] замедленный спад $I_s(r)$ объясняется нелинейными эффектами на фронте ударной волны, т. е. существованием и эволюцией ударного фронта. В [3] использовалось пиковое приближение в теории Кирквуда — Бете, которое не учитывает правильного распределения давления в хвостовой части ударной волны, кроме этого, при расчетах зависимости $I_s(r)$ не учитывалась нелинейная трансформация формы профиля ударной волны (квазиэкспоненциальное приближение). Однако, как показано в [9], корректный учет нелинейных эффектов в приближении Кирквуда — Бете приводит к зависимости $I_s(r) \sim 1/r$, не согласующейся с экспериментальными данными [1—6].

Указанные выше неясности в интерпретации замедленного спада импульса давления ударной волны с расстоянием по сравнению с зависимостью $I_s(r) \sim 1/r$ послужили предметом исследования данной работы, цель которой — выяснить влияние нелинейных эффектов на фронте ударной волны и влияние потока среды на закон изменения $I_s(r)$.