

При этом следует подчеркнуть, что без дополнительной подгонки во всех случаях получены реальные соотношения между чувствительностью к облучению различных структурных форм двуокиси кремния.

Результаты Тейлора и Хьюза также не противоречат данной модели.

Сопоставляя данные Хьюза, Тейлора и настоящей работы, можно высказать предположение о преимущественном вкладе дефектов в формирование РНЭ, в то время как роль дальнего порядка, видимо, более ограничена. Так, Хьюз отмечал высокую подвижность электронов и рост РНЭ с понижением температуры у беспримесного аморфного SiO_2 (Suprasil II) и, наоборот, меньшую подвижность и слабую температурную зависимость у дефектного кристаллического кварца [13]. В нашем случае, наоборот, рост РНЭ с понижением температуры и большая чувствительность характерны для кристаллического кварца, т. е. дефектность стекла КВ, вероятно, существенно выше, чем кристаллического кварца. При облучении кристаллического кварца быстрыми нейтронами ($\Phi_n \approx 5 \cdot 10^{21}$ нейтронов/м²) характеристики последнего приближаются к характеристикам стекла. Здесь также просматривается роль дефектов, введенных нейтронным облучением, так как исчезновение дальнего порядка и аморфизация образца, судя по оптическим спектрам поглощения, наступает при флюенсе нейтронов $3 \cdot 10^{23}$ нейтрона/м² [14].

Таким образом, изучение РНЭ диэлектриков с $\epsilon < 5$, в частности двуокиси кремния, может оказаться полезным не только с прикладной точки зрения, но и для изучения процессов термализации и переноса горячих электронов, влияния на них дефектов и структуры материала.

Список литературы

- [1] Тютнев А. П. // Радиационное электроматериаловедение. Новосибирск: Атомиздат, 1979. С. 198—206.
- [2] Hughes R. C. // Phys. Rev. Lett. 1973. Vol. 30. N 26. P. 1333—1336.
- [3] Taylor D. M., Al-Jassar A. A. // J. Phys. D. 1981. Vol. 14. P. 1531—1544.
- [4] Srour J. R., Curtis O. L., Jr., Chin K. Y. // IEEE Trans. Nucl. Sci. Vol. NS-21. P. 73—80.
- [5] Taylor D. M., Al-Jassar A. A. // J. Phys. D. 1989. Vol. 17. P. 819—825.
- [6] Hong K. M., Noolandi J. // J. Chem. Phys. 1978. Vol. 69. N 11. P. 5026—5039.
- [7] Антонов-Романовский В. В. Кинетика фотолуминесценции кристаллофосфоров. М.: Наука, 1986. 324 с.
- [8] Алукер Э. Д., Лусис Ю. Ю., Чернов С. А. Электронные возбуждения и радиолуминесценция щелочно-галогидных кристаллов. Рига: Зинатне, 1979. 252 с.
- [9] Ванников А. В., Матвеев В. К., Сичкарь В. П., Тютнев А. П. Радиационные эффекты в полимерах. Электрические свойства. М.: Наука, 1982. 972 с.
- [10] Аусмезс А. Х., Прукулмань Я. Я., М. А. Эланго // ФТТ. 1985. Т. 27. Вып. 12. С. 3692—3693.
- [11] Волков А. С., Леонов Н. Б., Мурашов С. В., Тютников А. М. // Физика и химия стекла. 1989. Т. 15. № 3. С. 258—260.
- [12] Мотт Н., Герни Р. Электронные процессы в ионных кристаллах. М.: ИЛ, 1950.
- [13] Hughes R. C. // Phys. Rev. B. 1979. Vol. 19. N 10. P. 5318—5328.
- [14] Осипова Л. П. // ВАНТ. 1982. № 4/23. С. 84—83.

Поступило в Редакцию
30 мая 1990 г.

В окончательной редакции
10 октября 1990 г.

ВЛИЯНИЕ УДАРНОЙ СЖИМАЕМОСТИ НА ПРОЦЕСС ВЫСОКОСКОРОСТНОГО СОУДАРЕНИЯ ТВЕРДОГО ТЕЛА С ПОРИСТОЙ СРЕДОЙ

Н. А. Златин, А. А. Кожушко, В. П. Майборода

Для описания процесса высокоскоростного взаимодействия твердых тел широкое распространение получила гидродинамическая теория [1]. В рамках этой теории соударение твердых тел моделируется соударением двух струй несжимаемой жидкости различного сечения (струя большего сечения — «преграда», меньшего — «ударник») и процесс внедрения

ударника в преграду рассматривается как установившееся течение. В этом случае условие равенства давлений в преграде p_{01} и в ударнике p_{02} в точке торможения (точке разветвления потоков) задается уравнением Бернулли для идеальной несжимаемой жидкости

$$\rho_{01} u^2 / 2 = \rho_{02} (v - u)^2 / 2, \quad (1)$$

где ρ_{01} и ρ_{02} — соответственно плотности преграды и ударника, v — скорость ударника относительно неподвижной преграды, u — скорость внедрения (контактной поверхности взаимодействующих тел).

Из (1), в частности, следует, что при расхождении элемента ударяющего тела длиной Δl приращение глубины каверны в преграде ΔL составляет

$$\Delta L = \lambda \Delta l, \quad (2)$$

где $\lambda = (\rho_{02} / \rho_{01})^{1/2}$.

Таким образом, согласно гидродинамической модели, сопротивление преграды внедрению ударяющего тела, характеризуемое давлением $p_{01} = \rho_{01} u^2 / 2$, определяется инерционными силами и параметры процесса зависят только от соотношения плотностей взаимодействующих тел.

Если давление рассматривать как объемную плотность энергии, то условием применимости гидродинамической модели должно быть полное обращение кинетической энергии ударяющего тела в кинетическую энергию потоков взаимодействующих тел. В реальных условиях соударения твердых тел применимость модели предусматривает, что удельная работа деформирования и изменение внутренней энергии материалов преграды и ударника пренебрежимо малы в сравнении с кинетической энергией потоков [1, 2].

В области высоких скоростей соударения, где влиянием сопротивления взаимодействующих тел деформированию можно безусловно пренебречь [2], возможно отклонение процесса от модели несжимаемой жидкости под влиянием эффектов, связанных с ударным сжатием прежде всего значительного роста внутренней энергии вещества ударника и преграды. Такие условия реализуются при внедрении со сверхзвуковыми скоростями, вызывающем формирование головной ударной волны, на фронте которой вещество претерпевает ударное сжатие. Имеющиеся оценки [3] указывают, что влияние ударного сжатия на параметры процесса соударения следует учитывать при внедрении в преграду со сверхзвуковыми скоростями, характеризующимися числами Маха $M \geq 1.2 - 1.3$. В этих условиях процесс должен описываться моделью сжимаемой жидкости.

Если вещество ударника рассматривать как несжимаемую жидкость, а преграды — как сжимаемую [2], то условие равенства давлений в ударнике и в ударно-сжатой преграде можно представить [4, 5] в виде

$$\rho_{02} (v - u)^2 / 2 = \rho_{01} u^2 (2 - \rho_{01} / \rho_1) / 2$$

или

$$\rho_{02} (v - u)^2 / 2 = \rho_{01} u^2 (1 + w/u) / 2, \quad (3)$$

где ρ_1 — плотность ударно-сжатого вещества преграды; w — массовая скорость вещества преграды за фронтом ударной волны; u — скорость ударной волны, равная в установившемся процессе скорости внедрения.

Из (3) следует, что приращение глубины каверны в ударно-сжатой преграде при расхождении элемента ударяющего тела длиной Δl составляет

$$\Delta L = \beta \lambda \Delta l, \quad (4)$$

где $\beta = (2 - \rho_{01} / \rho_1)^{-1/2} = (1 + w/u)^{-1/2}$

Из сопоставления (2) и (4) видно, что при прочих равных условиях глубина внедрения в ударно-сжатую преграду меньше, чем в несжимаемую жидкость той же начальной плотности ρ_{01} . Однако это различие, как свидетельствуют данные и расчета [2], и эксперимента [6], оказывается меньшим, чем следует ожидать в соответствии с ростом плотности ρ_1 ударно-сжатого вещества преграды.

Для понимания этого результата целесообразно проанализировать выражение для давления p_1 в точке торможения в ударно-сжатой преграде — правую часть (3). В [3] показано, что величину p_1 можно представить как сумму двух составляющих

$$p_1 = \rho_{01} u w + \rho_1 (u - w)^2 / 2. \quad (5)$$

Первая из них («волновое давление») $p_{11} = \rho_{01} u w$ — давление на фронте головной волны характеризует затрату энергии ударяющего тела на изменение внутренней энергии вещества преграды при его ударном сжатии. Вторая («инерционное давление») $p_{12} = \rho_1 (u - w)^2 / 2$ пред-

ставляет собой объемную плотность кинетической энергии потока ударно-сжатого вещества преграды и характеризует силы инерционного сопротивления преграды внедрению ударяющего тела.

Влияние характеристик ударно-сжатого вещества преграды на величину давления p_1 и тем самым на сопротивление внедрению и результат соударения неоднозначно. Часть кинетической энергии ударяющего тела, превращающаяся в тепловую составляющую приращения внутренней энергии ударно-сжатого вещества, представляет собой диссипативную потерю, которая приводит в конечном итоге к безусловному уменьшению глубины внедрения. Рост упругой составляющей внутренней энергии, связанный с увеличением плотности вещества преграды ρ_1 , должен приводить к усилению инерционного сопротивления и также к уменьшению глубины внедрения. Но при ударном сжатии вещество приобретает массовую скорость w , ее повышение (с увеличением сжимаемости вещества или ростом скорости соударения), как видно из (5), влияет на инерционное сопротивление противоположно увеличению плотности ρ_1 и приводит к снижению его уровня. В результате при заданных начальной плотности ρ_{01} и скорости внедрения u инерционное сопротивление ударно-сжатого вещества $p_{12} = \rho_1 (u-w)^2/2$ оказывается ниже, чем $\rho_{01}u^2/2$ для несжимаемой жидкости [8].

Очевидно, таким образом, что уменьшение глубины каверны в ударно-сжатой преграде по сравнению с преградой, рассматриваемой как несжимаемая жидкость, обусловлено значительными диссипативными потерями кинетической энергии ударяющего тела, сообщаемой преграде. Связанный с этими потерями расход энергии ударяющего тела приводит к уменьшению ее доли на преодоление сил инерционного сопротивления преграды внедрению.

Влияние диссипации энергии ударяющего тела при соударении с преградой из сильно-сжимаемого вещества должно быть весьма существенным при внедрении в преграды из пористых материалов, отличающихся большой величиной тепловой составляющей приращения внутренней энергии при их ударном сжатии [7]. С этой точки зрения представляет интерес проанализировать, в какой степени диссипативные потери энергии ударяющего тела компенсируют снижение инерционного сопротивления, обусловленное меньшей начальной плотностью ρ_{00} пористого тела по сравнению с плотностью ρ_{01} сплошного того же состава. Вопрос в конечном итоге сводится к изучению влияния степени пористости на сопротивление преграды внедрению и на глубину внедрения в нее ударяющего тела при высоких скоростях взаимодействия.

Сопротивление ударно-сжатой преграды внедрению определяется величиной давления p_1 в точке торможения, которое, как отмечалось, складывается из волновой p_{11} и инерционной p_{12} составляющих. Из анализа уравнений состояния пористых и сплошных веществ одного состава следует, что при заданной сверхзвуковой скорости внедрения (скорости головной ударной волны) наличие пор приводит к повышению волнового давления $p_1 = \rho_{00}uw$ в пористом теле по сравнению со сплошным. Но по мере увеличения содержания пор давление p_{11} стремится к постоянной для данной скорости взаимодействия величине. Такая зависимость обусловлена спецификой ударного сжатия пористых тел, состоящей в том, что с увеличением степени пористости уменьшается упругая составляющая давления и внутренней энергии [8]. Уменьшение упругой составляющей свидетельствует о том, что с ростом содержания пор снижается плотность ρ_1 ударно-сжатого вещества. С другой стороны, рост содержания пор вызывает увеличение массовой скорости w ударно-сжатого вещества. В результате инерционное давление $p_{12} \approx \rho_1 (u-w)^2/2$ монотонно убывает. Очевидно, что соотношение между величинами давления p_1 в точке торможения, задающего уровень сопротивления внедрению, в преграде из пористого и сплошного вещества зависит от того, в какой степени снижение инерционного сопротивления (давления p_{12}) компенсируется увеличением диссипативных потерь энергии ударяющего тела (давления p_{11}).

Рассмотренные закономерности иллюстрируют приведенные на рис. 1, а зависимости от содержания пор (плотности ρ_{00}) величин p_{11} (штриховые кривые) и p_{12} (сплошные) и на рис. 1, б — $p_1 = p_{11} + p_{12}$, рассчитанные по данным [8] для меди. Расчет выполнен для скоростей внедрения $u = 5$ км/с (кривая 1), сверхзвуковой как для сплошной, так и для пористой меди и сверхзвуковой для пористой $u = 4$ км/с (кривая 2). Если рассматривать величины p_1 в пористой меди, отличающиеся от p_1 в сплошной в пределах экспериментальной погрешности (~10%), то компенсация снижения инерционного давления p_{12} повышением волнового p_{11} достигается при содержании пор до 25—30%. Аналогичные результаты дает расчет для пористых железа и алюминия.

Таким образом, при сверхзвуковом внедрении ударяющего тела сопротивление преграды из пористого вещества с содержанием пор до ~30% оказывается весьма близким к сопротивлению сплошной преграды того же состава. Это обстоятельство должно существенно влиять

на глубину каверны в пористом материале, образующейся при высокоскоростном ударе. Сравним зависимости глубины внедрения ударяющего тела заданной длины от плотности преграды из сплошного и пористого материала. В качестве исходного для сравнения, «эталонного» материала примем сплошной материал с плотностью ρ_{01} , к которому применима модель несжимаемой жидкости и в котором ударяющее тело образует каверну глубиной L_{01} . В сплошном материале с плотностью $\rho_0 < \rho_{01}$, к которому также применима модель несжимаемой жидкости, глубина каверны L_0 , согласно (2), увеличится по сравнению с L_{01} в эталонном материале в соотношении

$$L_0/L_{01} = (\rho_{01}/\rho_0)^{1/2}. \quad (6)$$

Если плотность преграды уменьшать введением пор в эталонный материал, то процесс внедрения при сверхзвуковых скоростях должен протекать по модели сжимаемой жидкости.

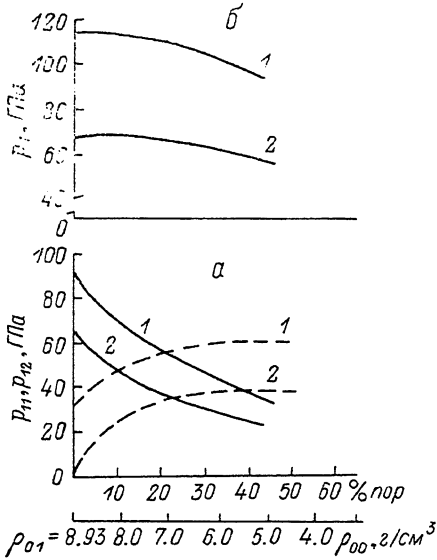


Рис. 1.

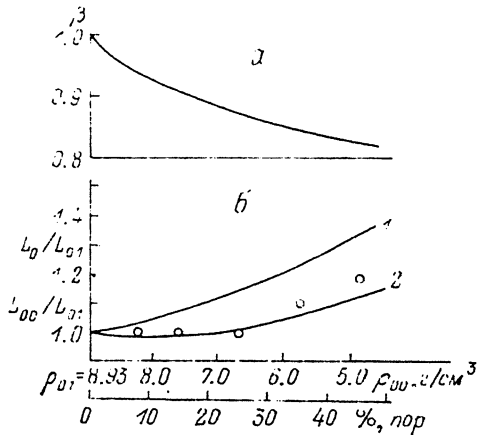


Рис. 2.

Тогда, согласно (4), отношение глубин каверны L_{00} в пористом материале и L_{01} в сплошном того же состава

$$L_{00}/L_{01} = (\rho_{01}/\rho_{00})^{1/2} \cdot \beta. \quad (7)$$

По определению (4) $\beta < 1$, и из сопоставления (6) и (7) видно, что глубина каверны в пористом материале должна возрастать по сравнению с эталонным в меньшей степени, чем в сплошном той же плотности. Более того, из (7) следует, что при определенном соотношении ρ_{00} и β возможно соотношение $L_{00}/L_{01} \approx 1$. Этот вывод следует из того, что при наличии в веществе пор уменьшение плотности ρ_{00} обуславливает увеличение сжимаемости, т. е. уменьшение коэффициента β . Но с увеличением сжимаемости величина β стремится к своему предельному значению [2] и при достаточно большом содержании пор всегда $L_{00}/L_{01} > 1$.

На рис. 2, б приведены зависимости от плотности материала преграды отношений глубины каверны L_0/L_{01} (кривая 1), рассчитанного по (6) для несжимаемого сплошного материала, и L_{00}/L_{01} (кривая 2), рассчитанного по (7) для пористого. В качестве эталонного материала принята медь ($\rho_{01} = 8.93$ г/см³). Для пористой меди зависимости от плотности (содержания пор) коэффициента β (рис. 2, а) и отношения L_{00}/L_{01} рассчитаны по данным [8] для скорости внедрения $u = 3$ км/с.

Расчетная зависимость L_{00} (ρ_{00}) была проверена экспериментально при стационарном внедрении медных ударников в преграды из сплошной меди и из пористой с содержанием пор 8, 15, 25, 35 и 45 % со скоростью $u = 3$ км/с. Приведенные на рис. 2, б данные опытов (точки) свидетельствуют, что расчет глубины каверны, основанный на модели сжимаемой жидкости, удовлетворительно согласуется с экспериментом. Существенно отметить, что глубины каверны в преграде из меди с содержанием пор до 25 % и в сплошной равны. Именно в этой области содержания пор достигается достаточно полная компенсация уменьшения инерционного сопротивления преграды внедрению ударяющего тела диссипативными по-

гермия его кинетической энергии. Расчетные и экспериментальные результаты исследования изменения глубины внедрения ударяющего тела с уменьшением плотности преграды из пористого материала согласуются с зависимостью величины давления p_1 в точке торможения, рассчитанной по ударным адиабатам пористой меди (рис. 1, б).

Основной результат теоретического и экспериментального исследования сверхзвукового внедрения ударяющего тела в пористые среды состоит в том, что эффекты, связанные с ударным сжатием пористых тел, в частности увеличение внутренней энергии и связанная с ним диссипация кинетической энергии ударяющего тела, в значительной степени компенсируют снижение уровня инерционного сопротивления, обусловленное меньшей начальной плотностью по сравнению со сплошными телами того же состава.

Список литературы

- [1] *Лаврентьев М. А.* // УМН. 1957. Т. 12. № 4. С. 41—56.
- [2] *Златин Н. А., Кожушко А. А.* // ЖТФ. 1982. Т. 52. Вып. 2. С. 330—334.
- [3] *Златин Н. А., Кожушко А. А.* // ФГВ. 1980. № 5. С. 94—96.
- [4] *Сагомонян А. Я.* Проникание. М., 1974.
- [5] *Шалль Р.* // Физика быстропотекающих процессов. М.: Мир, 1971. Т. 2. С. 276—349.
- [6] *White J., Wahl M., Backofen J.* // J. Appl. Phys. 1982. Vol. 52. № 6. P. 4515—4517.
- [7] *Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П.* Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1968.
- [8] High-velocity Impact Phenomena / Ed. R. Kinslow. New York: Academic Press, 1970.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград |

Поступило в Редакцию
12 июля 1990 г.

06
© 1991 г.

Журнал технической физики, т. 61, в. 6, 1991

СВОЙСТВА ГЕТЕРОСТРУКТУР НЕМАГНИТНЫЙ—МАГНИТНЫЙ ПОЛУПРОВОДНИК Fe_3O_4 В ОБЛАСТИ ПЕРЕХОДА МЕТАЛЛ—ДИЭЛЕКТРИК

Н. А. Дрокин, С. Г. Овчинников

Потенциальные барьеры, возникающие в области контакта полупроводников с металлами или другими полупроводниками, определяются электронным энергетическим спектром полупроводников, разностью работ выхода электронов с уровня Ферми и поверхностными состояниями контактирующих материалов. При создании контактов с использованием полупроводников, обладающих атомным магнитным порядком (магнитные полупроводники), можно ожидать существенных изменений барьерных структур из-за наличия взаимосвязи электронной подсистемы с магнитными состояниями в таких полупроводниках.

Изменение величины барьера и выпрямляющих характеристик было обнаружено при исследовании контакта металл—магнитный полупроводник HgCr_2Se_4 и CdCr_2Se_4 в работах [1, 2] из-за наличия спинового расщепления зон при переходе из парамагнитного в ферромагнитное состояние. Изменения барьерных структур должны возникать и при других типах фазовых переходов, существующих в магнитоупорядоченных соединениях, например при переходе металл—полупроводник. Такие переходы, вызванные перестройкой энергетического спектра, наблюдаются в целом ряде соединений d - и f -металлов.

В данной работе для обнаружения изменений в контактной структуре при переходе металл—полупроводник использовался типичный представитель такого перехода — магнетит Fe_3O_4 . Контакт магнетита осуществлялся с широко распространенными полупроводниками Ge, Si, GaAs как p -, так и n -типов с концентрацией примесей $\sim 10^{16}$ см⁻³ и удельным сопротивлением $\rho \sim 1$ —10 Ом·см. Монокристаллы магнетита в металлической фазе обладали сопротивлением $\rho \sim 20$ Ом·см, а при переходе в полупроводниковую фазу при $T_B = 119$ К оно увеличивалось до значений $\rho \sim 10^4$ — 10^5 Ом·см.

Контакт осуществлялся при механическом сжатии сколов монокристаллов полупроводников и магнетита. Омический контакт со стороны магнетита изготовлялся точечной микро-