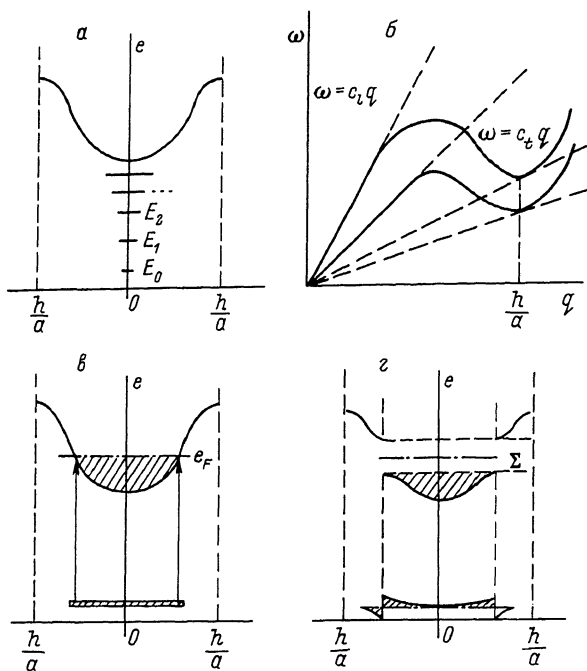


## СИНЕРГЕТИКА И МЕХАНИКА ДЕФОРМИРУЕМОГО ТЕЛА

А.С. Б а л а н к и н

Любое физико-механическое воздействие выводит деформируемое тело из состояния термодинамического равновесия, т.к. вследствие сдвиговой устойчивости в негидростатически напряженном теле нарушается свойство аддитивности энергии и энтропии (последнее начинает зависеть от формы тела). Поэтому отклик твердого тела определяется процессами производства энтропии и перераспределения энергии как внутри тела, так и между деформируемым телом и окружающей средой. Становление синергетики деформируемого тела [1-6], изучающей процессы самоорганизации деформируемой среды, сопровождающиеся формированием иерархии диссипативных структур микро-, мезо- и макроскопических масштабов, обуславливает необходимость кардинального пересмотра ряда принципиальных положений классической механики деформируемого тела.

Построение физических моделей, адекватно отражающих макрокинетику деформации и разрушения, требует понимания динамики квантовых процессов перераспределения атомов кристалла в координатном и импульсном пространствах, лежащих в основе отклика деформируемого тела на внешнее воздействие. Характерный вид энергетического спектра атомов в кристаллической решетке показан на рисунке, а. В идеальном кристалле при  $T=0K$  все атомы находятся на нижнем уровне, что не противоречит принципу запрета Паули, поскольку состояние атома определяется как импульсом, так и координатой, т.к. соотношение неопределенностей позволяет знать их одновременно (ширина уровня, очевидно, равна  $\hbar^2/4ma^2$ , где  $\hbar$  - постоянная Планка,  $m$  и  $a$  - масса атома и кратчайшее межатомное расстояние). При  $T>0K$  часть атомов переходит на более высокие уровни, соответствующие разного рода квазичастичным (вакансии и т.п.) и коллективным (дислокации, дисклинации и т.п. [1, 2]) возбуждениям структурного типа. Эти переходы сопровождаются излучением и поглощением коллективных возбуждений бозевского типа (флуктуации плотности и сдвига) с законом дисперсии вида рисунка, б. Взаимодействие возбуждений обуславливает расщепление энергетических уровней, ответственное за формирование зоны подвижности. Внешнее воздействие вызовет перераспределение атомов между состояниями, если уровень напряжений  $\mathcal{E} > \mathcal{E}_{кр} = \rho \hbar^2 / 4m^2 a^2$  ( $\rho$  - плотность). Как видно из таблицы,  $\mathcal{E}_{кр} \sim 10^{-5} G$  ( $G = \rho c_f^2$  - модуль сдвига), что соответствует эксперименту [7]. При  $\mathcal{E} > \mathcal{E}_{кр}$  отклик деформируемого тела определяется суперпозицией структурной ( $s$ ) и конденсатной ( $k$ ) составляющих, связанных с перемещением дефектов в полях  $\mathcal{E}$  и с принудительной бозеконденсацией индуцированных флуктуаций плотности и сдвига. Например, пластическая деформация  $\mathcal{E} = \mathcal{E}_k + \mathcal{E}_s(t)$ ,



Энергетический спектр атомов в кристалле (изменения спектра в результате кинетических фазовых переходов при критических значениях и обуславливают изменения режимов деформации и зависимости скорости УВ от  $u$ ). а) В состоянии термодинамического равновесия (кристаллической фазе соответствует состояние с пустой зоной подвижности, жидкой – состояние, в котором уровень Ферми находится в зоне подвижности). б) Спектр возбуждений бозевого типа (для ГЦК структуры  $a = a_0/\sqrt{2}$ , ОЦК:  $a = \sqrt{3}a_0/2$ , решетки алмаза  $a = 0,43a_0$ ;  $a_0$  – параметр решетки). При высокоскоростной деформации конденсируется обобщенный импульс, а в пластической волне – обобщенная координата индуцированных флуктуаций сдвига). в) При  $c_K < u < c_T$  (различие поведения хрупких и пластичных тел подобно различию поведения сверхпроводников первого и второго рода в магнитном поле  $H_{c1} < H < H_{c2}$ ). г) При  $c_T < u < c_L$  ( $c_T$  может быть определено и по соотношению  $H_0 = c_T c_L$ , см. таблицу. Если  $Re_{кр} > 1/\sqrt{2}$ , то во фронте УВ вещество переходит в жидкую фазу, при  $Re_{кр} < 1/\sqrt{2}$  во фронте УВ происходит диссоциативное разрушение, рассмотренное в [12]).

Т а б л и ц а (исходные данные  $a_0, m, \rho, c_L$  и  $c_T$  взяты из [15])

		$Cu$	$Ag$	$Au$	$Al$	Алмаз	$Si$	Стекло
$Re_{кр}$ (2)		0.93	0.85	1.01	1.14	0.54	0.52	0.58
$(G_{кр}/G) \cdot 10^5$		2.6	1.3	0.8	6.4	7.8	1.2	11.5
$G_{пр}/E^1$		0.14	0.14	0.18	0.17	0.13	0.13	0.15
$v_0, 10^{-7}$ м (2)		0.9	1.6	2.1	0.7	0.35	0.85	-
$v_0, 10^{-4}$ м <sup>2</sup> /с (7)		2.3	2.8	2.5	2.3	6.3	4.7	-
$c_a,$	Расчет (1)	13	6.4	3.5	26	109	30.4	44 <sup>5)</sup>
м/с	Эксп. [9, 10]	18.8	6.0	--	23	-	-	-
$c_k,$	Расчет (4)	172	106	66	290	1160	410	425 <sup>5)</sup>
м/с	Эксп. [16]	180	100	-	300	-	(360) <sup>7)</sup>	(450) <sup>7)</sup>
$c_T$	Расчет (6)	910	630	470	1400	4580	1940	1600 <sup>5)</sup>
м/с	Эксп. <sup>2)</sup> [17, 18]	1000	-	-	1400	5000 <sup>6)</sup>	2000 <sup>6)</sup>	1650
$\rho_y,$	Расчет (3), (4)	0.6	0.26	0.23	0.48	73	8.6	6.9
Г/Па	Эксп. [10, 17]	0.8	0.24	-	0.41	-	7.6	7.3
$H_0,$	$H_0 = c_T c_L$	4.4	2.4	1.57	9.5	83	17.6	-
кДж/г	Эксп. <sup>3)</sup> [19]	5.3	2.6	1.55	11.9	-	15.8	-
г	Эксп. <sup>4)</sup> [20]	5.3	2.4	-	8.2	80	16.9	9.7

1) Теоретическая (предельная) прочность  $G_{пр} = 0.5c_T c_L$  ( $E$  - модуль Юнга).

2) Расчет по (8). 3) Теплота атомизации. 4) Энергия активации термофлуктуационного разрушения. 5) Расчет по формулам  $c_T = H_0/c_L$ ,  $c_k = c_T^2/c_L$ ,  $c_a = c_k^2/c_L$ .

6) Предельная скорость роста трещин. 7) Расчет по  $\rho_y^{эксп.} = \rho c_k c_L$  ( $c_k = \rho_y^{эксп.}/\rho c_L$ ).

что соответствует принятой экспериментаторами [8] схеме деления на внезапную и временную составляющие  $\xi$ . Соответственно могут реализоваться структурный (например, дислокационный), конденсатный (дилатонный [5]) и смешанный механизмы образования трещин.

Количественное рассмотрение проведем на примере отклика твердого тела на ударное воздействие, придающее атомам макроскопическую массовую скорость  $u$ . Если

$$u < c_a, \quad \text{где} \quad c_a = \frac{h}{2ma}, \quad (1)$$

то по телу пойдет упругая волна со скоростью  $c_L$ .

При  $u > c_a$  формируется ударная волна (УВ). Макроскопическая структура УВ хорошо исследована в рамках феноменологических моделей [9, 10]. Здесь мы получим микроскопические выражения для параметров, определяющих кинетику различных режимов высокоскоростной деформации твердого тела и распространения УВ. Характер отклика при  $u > c_a$  определяется параметром

$$Re_{кр} = \frac{v_0}{\xi_0}, \quad v_0 = 2a\Lambda^2, \quad \xi_0 = \frac{2ac_L^2}{\Lambda^2 H_0}, \quad (2)$$

где  $\Lambda = \sqrt{c_{\xi} / c_{\alpha}}$  - аналог параметра Де-Бура (см. [11]),  $H_0$  - энергия связи атомов. В пластичных материалах ( $Re_{кр} > 1/\sqrt{2}$ ) в упругом предвестнике  $u_0 = c_{\alpha}$ , а предел упругости Гюгонио равен

$$P_y = \rho c_{\alpha} c_{\xi}, \quad (3)$$

а в хрупких телах ( $Re_{кр} < 1/\sqrt{2}$ )

$$P_y = \rho c_{\kappa} c_{\xi}, \quad c_{\kappa} = \sqrt{c_{\alpha} c_{\xi}}. \quad (4)$$

При  $u > c_{\kappa}$  кристаллическая решетка теряет устойчивость, и кристалл переходит в когерентное неравновесное состояние (см. рисунок, в). В результате при

$$c_{\kappa} < u < c_T, \quad \text{где} \quad c_T = \sqrt{c_{\kappa} c_{\xi}}, \quad (5)$$

хрупкие тела испытывают множественное разрушение, феноменологически исследованное в [12], а пластичные кристаллические материалы деформируются в гидродинамическом режиме. Подчеркнем, что режим (5) принципиально отличен от рассмотренного в [6] стационарного гидродинамического режима деформации твердых тел, реализуемого при

$$c_T < u < c_{\xi}. \quad (6)$$

Установление стационарного состояния для режима (5) невозможно, т.к. в этом случае источник и сток разнесены в энергетическом пространстве ( $\epsilon_{ист.} \leq u^2 < c_T^2 \leq \epsilon_{ст.}$ ).

При  $u > c_T$  в зоне подвижности открывается индуцированная энергетическая щель (см. рисунок, г). Поэтому как пластичные, так и хрупкие материалы в режиме (6) ведут себя подобно квантовым кристаллам. Причем, если  $Re = \frac{u d}{\nu} < Re_{кр}$ , где  $d$  - характерный размер течения, а вязкость

$$\nu = c_{\xi}^2 \epsilon_{\rho} = 2 a c_{\xi} \Lambda^2, \quad (7)$$

то деформация носит ламинарный, а при  $Re > Re_{кр}$  - турбулентный характер. Это же относится и к режиму (5). Скорость проникания ( $u$ ) удлинненного бойка, деформируемого, как и преграда, в режиме (6), при  $c_T < u < c_{\xi}$  определяется соотношением

$$\frac{u}{u_0} = \frac{\alpha \lambda}{1 + \alpha \lambda}, \quad (8)$$

$$\lambda = \sqrt{\frac{\rho_0 (1 + 2 R e_{кр0}^{-1})}{\rho_{\Pi} (1 + 2 R e_{кр\Pi}^{-1})}}, \quad \alpha = \left[ 1 + \frac{\rho_{\Pi} c_{T\Pi}^2 - \rho_0 c_{T0}^2}{\rho_{\Pi} (1 + 2 R e_{кр\Pi}^{-1}) u^2} \right]^{-1/2}$$

Здесь индекс „0“ относится к бойку, а „\Pi“ - к преграде.

Как видно из таблицы, результаты расчетов по (1)-(8) превосходно согласуются с экспериментальными данными.

В случае  $\mu > c_L$  и  $Re_{кр} > \frac{1}{\sqrt{2}}$  во фронте УВ вещество перейдет

в жидкую фазу (при  $\mu < c_L$  вещество плавится только в волне разгрузки) в результате туннельного плавления в резонансном градиенте давления (эффект подобен рассмотренному в [13] гигантскому стимулированию туннельных процессов резонансным электромагнитным полем). Этот вывод подтверждается экспериментами [14].

Рассмотренный подход позволяет получить микроскопические выражения для параметров предложенных в [3] модели сверхпластичности и в [4] модели откольных явлений, а также, по-видимому, и в других случаях.

#### С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] П а н и н В.Е., Л и х а ч е в В.А., Г р и н я е в Ю.В. Структурные уровни деформации твердых тел, М.: Наука, 1985, 230 с.
- [2] К а д и ч А., Э д е л е н Д. Калибровочная теория дислокаций, М.: Мир, 1987.
- [3] Р ы б и н В.В., П е р е в е з е н ц е в В.Н. // Письма в ЖТФ. 1981. Т. 7, № 19, С. 1203.
- [4] М е ш е р я к о в В.А. // ЖТФ. 1988. Т. 58, № 3, С. 628-632.
- [5] П е т р о в В.А. // ФТТ. 1983. Т. 20, № 10, С. 3124-3127.
- [6] Б а л а н к и н А.С. // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14, № 13, С. 1231-1234.
- [7] Физическое металловедение / Под ред. Р. Кана, М.: Мир, 1968. В. 3, С. 216-247.
- [8] Л е п и н Г.Ф. Ползучесть металлов и критерии жаропрочности, М.: Металлургия, 1976, 344 с.
- [9] К о з и н Н.С., К у з ь м и н а Н.К. // ПМТФ. 1987. № 4, С. 129-138.
- [10] А л ь т ш у л е р Л.В., Ч е к и н Б.С. // ПМТФ. 1987. № 4, С. 119-128.
- [11] К о с е в и ч А.М. Физическая механика реальных кристаллов, Киев: Наукова думка, 1981, 328 с.
- [12] Б а л а н к и н А.С. // Письма в ЖТФ. Т. 14, № 13, С. 1221-1226.
- [13] И в л е в Б.И. // Письма в ЖЭТФ. 1985. Т. 41, № 3, С. 116-118.
- [14] Ч е к и н Б.С. // ПМТФ. 1978. № 2, С. 89-95.
- [15] Ф р а н ц е в и ч И.Н., В о р о н о в Ф.Ф., Б а к у т а С.А. Упругие постоянные и модули упругости металлов и неметаллов, Киев: Наукова думка, 1982, 296 с.
- [16] Х л у д к о в а А.Н. // Изв. ВУЗ, Физика. 1978. № 11, С. 137-139.
- [17] Физика взрыва // Под ред. К.П. Станюковича, М.: Наука, 1975, 704 с.

- [18] З л а т и н Н.А., К о ж у ш к о А.А., Р ы к о в а И.И. // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. № 16. С. 1498-1500.
- [19] Термодинамические свойства индивидуальных веществ. Справочник в 4-х томах, М.: Наука, 1982.
- [20] Р е г е л ь В.Р., С л у ц к е р А.И., Т о м а ш е в с к и й Э.Е. Кинетическая природа прочности твердых тел, М.: Наука, 1974. 520 с.

Поступило в Редакцию  
10 мая 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 22                      26 ноября 1989 г.  
12

### СПОНТАННЫЕ МАГНИТНЫЕ ПОЛЯ, ВОЗНИКАЮЩИЕ ПРИ ЭЛЕКТРОННО-ЛУЧЕВОЙ СВАРКЕ

К.С. А к о п ь я н ц,      С.М. Л е в и т с к и й,  
О.К. Н а з а р е н к о,    В.Ю. Н е п о р о ж н и й,  
Г.А. Ш и л о в

Существование неконтролируемых магнитных полей в непосредственной близости от пучка электронов при электронно-лучевой сварке (ЭЛС) деформирует сечение пучка, нарушая его фокусировку, и, главное, искривляет ось пучка, снижая тем самым точность ее совмещения со стыком свариваемых кромок.

Вопросам предотвращения остаточной намагниченности свариваемого изделия и сборочно-сварочной оснастки, а также взаимодействию пучка с током термо-ЭДС при сварке разнородных материалов уделено достаточное внимание [1], эти явления в полной мере учитываются в практике ЭЛС.

Однако даже при сварке однородных материалов нами было обнаружено в окрестности сварочной ванны самопроизвольное возникновение магнитных полей величиной до одного и более гаусс, существенно (на порядок) превосходящих магнитные поля, которые могут быть обусловлены самим током пучка. Эти магнитные поля создают также и остаточное намагничивание, что заметно затрудняет точное наложение повторных (ремонтных) швов на ранее выполненный шов.

Для изучения свойств и природы таких спонтанных магнитных полей нами и были предприняты описанные ниже эксперименты.

Измерения проводились в промышленной установке для ЭЛС, камера которой изготовлена из стали ст. 3. Магнитные поля измерялись с помощью феррозонда [2] чувствительностью 100 мВ/Гс, окруженного водоохлаждаемой медной рубашкой с целью защиты от теплового излучения сварочной ванны. Наружные габариты этой конструкции:  $\phi$  40 мм, высота 30 мм при наружных габаритах самого феррозонда  $\phi$  20 мм, высоте 15 мм. Расстояния от центра из-