17. J. Appleton, M. Steinberg, D. Liquornik. J. Chem. Phys., 1968, **48**, 2, 599.
18. J. Rink. J. Chem. Phys., 1962, **36**, 1, 262.
19. T. Jacobs, R. Giedt, N. Cohen. J. Chem. Phys., 1967, **47**, 1, 54.
20. I. Hurle, A. Jones, J. Rosenfeld. Proc. Roy. Soc, 1969, **A310**, 1501, 253.
21. W. Gardiner, G. Kistiakowsky. J. Chem. Phys., **1961**, **35**, 5, 1955.
22. V. H. Shui, J. P. Appleton. J. Chem. Phys., 1971, **55**, 7, 3126.
23. A. Myerson, W. Watt. J. Chem. Phys., 1968, **49**, 1, 425.
24. G. Schott, P. Bird. J. Chem. Phys., 1964, **41**, 9, 2869.
25. A. Gay, N. Pratt. Proc. of the 8 Int. Shock Tube Symp., London, Chapman and Hall, Paper no. 39, 1971.

УДК 539.371+539.379.4

УПРУГИЕ ПРЕДВЕСТНИКИ ПЛАСТИЧЕСКИХ ВОЛН, РАСПРОСТРАНЯЮЩИХСЯ В НЕСИММЕТРИЧНЫХ НАПРАВЛЕНИЯХ КРИСТАЛЛА

А. Н. Лузин

(Новосибирск)

Монокристалл во многих отношениях является более простой механической системой, чем поликристаллы и аморфные твердые тела. Вследствие этого выяснить механизмы как упругой, так и пластической деформаций, происходящих в монокристалле при ударных нагрузках, по-видимому, проще, чем в других материалах. Многие материалы, подвергаемые с исследовательской или технологической целью воздействию ударных волн, являются поликристаллами. Они, таким образом, содержат небольшие монокристаллы, произвольным образом ориентированные относительно направления распространения ударной волны. Поэтому вполне понятен интерес, проявляемый к исследованию процесса распространение ударных волн как в симметричных так и несимметричных, направлениях монокристалла (см., например, [1—3]). При исследованиях процесса распространения ударных волн была обнаружена существенная зависимость характера пластической деформации от направления распространения.

Известно, что напряженное состояние, непосредственно предшествующее пластической деформации, создается в упругом предвестнике. Для сильно анизотропных кристалов деформация материала в упругом предвестнике может существенно отличаться от простого продольного сжатия — вследствие анизотропии возникают деформации поперечного сдвига. Таким образом, чтобы предугадать характер пластической деформации в сильно анизотропных кристаллах, необходимо исследовать напряжения и деформации, возникающие в упругом предвестнике.

Упругий предвестник надо рассматривать как результат воздействия ударной нагрузки на упругий кристалл. Следовательно, для физики ударных волн в кристаллах представляют интерес задачи о распространении упругих волн, возникающих в результате соударения кристаллов и воздействия на плоскую поверхность кристалла равномерно распределенной силы. Соударение двух частей одного произвольно ориентированного кристалла, имеющего решетку Бравэ, рассмотрено в работе [4] в гармоническом приближении динамики кристаллической решетки. Здесь же исследовано воздействие ограниченного во времени импульса постоянной силы, приложенной к произвольной плоской поверхности кристалла. Затем эти задачи были обобщены на случай сложной решетки [5] и решетки, содержащей изотопический дефект [6]. В работах [4—6] из микроскопических решений динамики кристаллической решетки выделены макроскопические решения соответствующих задач в теории упругости.

В рамках теории упругости задача о соударении более широко рассматривалась Джонсоном [7]. Он получил решение задачи о соударении двух различных произвольно ориентированных кристаллов, исследовал распространение ступенчатых волн однородных деформаций в материале, составленном из анизотропных плоских слоев. Однако полученные в [7] решения менее доступны для общего анализа, чем полученные в [4, 5]. В дальнейшем будем исходить из результатов работ [4, 5].

В исследованиях поведения вещества при сильных ударных нагрузках процесс распространения упругих волн может, по-видимому, представлять и самостоятельный интерес. Действительно, во многих материалах пластические деформации начинаются при довольно высоких напряжениях, например в германии и кремнии примерно при 40 кбар [8], в кварце при 60 кбар [9]. Монокристаллы с высоким упругим пределом Гюгонио могут быть использованы в качестве ударников и экранов, позволяющих нагружать поверхность исследуемого образца наряду с нормальными и касательными напряжениями.

В настоящей работе исследуются в основном деформации и массовые скорости в упругих волнах, возникающих в кристалле под действием ударной нагрузки.

Плоские волны упругих деформаций в ударно-нагруженном кристалле

Наиболее простыми решениями уравнений движения кристалла в теории упругости являются гармонические (монохроматические) плоские волны (см., например, [10]).

$$U(\vec{r}, t) = \vec{U}^{(s)} e^{i\left(\vec{k}\vec{r} \pm \omega^{(s)} t\right)} \equiv \vec{U}^{(s)} e^{ik\left(\vec{n}\vec{r} \pm v^{(s)} t\right)}, \quad s = 0, 1, 2; \tag{1}$$

где $\vec{U}(\vec{r}, t)$ — вектор смещения частицы вещества; $\vec{r}$ — радиус-вектор частицы вещества; $\vec{n} = \frac{\vec{k}}{|\vec{k}|} = \frac{\vec{k}}{k}$ — единичная нормаль к плоскости фронта волны; $v^{(s)}$ — скорость волны; $\vec{U}^{(s)} (s) = 0, 1, 2)$ — три взаимно перпендикулярных вектора, не зависящие ни от координат, ни от времени (векторы поляризации волн). Будем предполагать, что они удовлетворяют (см., например, [5]) нормировочным соотношениям

$$\sum_{(s)} U_i^{(s)} U_i^{(s)} = \delta_{ij}, \quad \sum_j U_j^{(s)} U_j^{(r)} = \delta_{sr}, \tag{2}$$

где δ_{ij} — символ Кронекера; $U_i^{(s)} (i = 1, 2, 3)$ — проекции вектора поляризации на оси координат. Нетрудно показать, что уравнениям движения удовлетворяют и более сложные, чем (1) функции [7]

$$\vec{U}(\vec{r}, t) = \vec{U}^{(s)} f_1 (\vec{n}\vec{r} \pm v^{(s)} t); \quad \vec{U}(\vec{r}, t) = \vec{U}^{(s)} f_2 \left(t \pm \frac{\vec{n}\vec{r}}{v^{(s)}} \right), \tag{3}$$

где f_1 и f_2 — произвольные функции. Величины $v^{(s)}$ и $\vec{U}^{(s)}$ в формулах (3) те же, что и в (1). Поэтому результаты, полученные при исследовании гармонических плоских волн [10], могут быть использованы для волн вида (3).

Пусть кристалл занимает полупространство $x_3 \geqslant 0$. Оси x_1 и x_2 лежат, следовательно, в граничной плоскости $x_3 = 0$. Ось x_3 перпендикулярна к ней и в общем случае не является осью симметрии кристалла. Пусть в плоскости $x_3=0$ на кристалл действует напряжение

$$\sigma_{j3}(t)=\begin{cases}0 & ; \quad t<0;\\ \sigma_{j3}=\mathrm{const}; & t\geqslant 0.\end{cases} \tag{4}$$

Согласно [4] в этом случае по кристаллу в направлении оси x_3 будут распространяться три волны однородных деформаций

$$\frac{\partial \vec{U}(x_3, t)}{\partial x_3}=\sum_{(s)} \vec{\Phi}^{(s)}(x_3, t), \tag{5}$$

$$\vec{\Phi}^{(s)}(x_3, t)=\begin{cases}0, & v^{(s)}t<x_3,\\ \vec{\Phi}^{(s)j}=\mathrm{const}, & v^{(s)}t\geqslant x_3;\end{cases} \tag{6}$$

$$\vec{\Phi}^{(s)j}=\frac{1}{\rho}\sigma_{j3}\frac{U_j^{(s)}}{(v^{(s)})^2}\vec{U}^{(s)}, \tag{7}$$

где ρ — плотность вещества. Если к плоскости $x_3=0$ одновременно прикладываются три напряжения σ_{j3} ($j=1, 2, 3$), то для получения полной деформации $\partial\vec{U}/\partial x_3$, правую часть выражения (5) нужно просуммировать по j.

Решение (5) можно обобщить на случай произвольной зависимости от времени напряжения на граничной плоскости $x_3=0$.

$$\sigma_{j3}(x_2, t)|_{x_3=0}=\begin{cases}0, & t<0,\\ \sigma_{j3}(t), & t\geqslant 0;\end{cases} \tag{8}$$

$$\frac{\partial\vec{U}}{\partial x_3}=\frac{1}{\rho}\sum_{(s)j}\sigma_{j3}\left(t-\frac{x_3}{v^{(s)}}\right)\frac{U_j^{(s)}}{(v^{(s)})^2}\vec{U}^{(s)}. \tag{9}$$

Нетрудно проверить правильность результата. Действительно, сравнивая (9) с (3), видим, что (9) удовлетворяет уравнениям движения. Воспользовавшись законом Гука и уравнениями для $v^{(s)}$ и $\vec{U}^{(s)}$, можно убедиться, что (9) удовлетворяет и граничным условиям (8).

Массовые скорости

Пусть кристалл подвергнут ударной нагрузке согласно условиям (4). Тогда из решений, полученных в [4], можно выделить макроскопические скорости вещества (массовые скорости) $\vec{W}(x_3, t)$

$$\vec{W}(x_3, t)=\sum_{(s)}\vec{\psi}^{(s)}(x_3, t), \tag{10}$$

$$\vec{\psi}^{(s)}(x_3, t)=\begin{cases}0, & v^{(s)}t<x_3,\\ \vec{\psi}^{(s)}=\mathrm{const}, & v^{(s)}t>x_3;\end{cases}$$

$$\vec{\psi}^{(s)j}=\frac{\sigma_{j3}}{\rho}\frac{U_j^{(s)}}{v^{(s)}}\vec{U}^{(s)}. \tag{11}$$

Сравнивая (7) и (11), можно убедиться, что выполняются следующие соотношения между величинами скоростей и деформаций в волнах $\frac{\partial U_i}{\partial x_3}=\frac{W_i}{v^{(s)}}$. Нетрудно видеть, что эта формула выражает закон сохранения массы — одно из соотношений Гюгонио. Следует обратить внимание на то, что общая картина распределения деформаций (5) и скоростей (10) получается наложением трех волн, движущихся в общем случае с различными скоростями. Пусть $v^{(0)}>v^{(1)}>v^{(2)}$. Тогда в области $x_3>v^{(0)}t$ кристалл еще не деформирован. Область $v^{(1)}t<x_3<v^{(0)}t$ деформирована волной, имеющей максимальную скорость распространения вдоль оси x_3. Область $v^{(2)}t<x_3<v^{(1)}t$ деформирована двумя волнами. В области $0\leqslant x_3<v^{(2)}t$ происходит наложение трех волн. Массовые скорости, так же как и деформации для отдельных областей кристалла, можно получить соответствующим суммированием. Так, в области $0\leqslant x_3<v^{(2)}t$

$$\frac{\partial\vec{U}}{\partial x_3}=\frac{\sigma_{j3}}{\rho}\sum_{(s)}\frac{U_j^{(s)}}{(v^{(s)})^2}\vec{U}^{(s)},\quad \vec{W}=\frac{\partial\vec{U}}{\partial t}=\frac{\sigma_{j3}}{\rho}\sum_{(s)}\frac{U_j^{(s)}}{v^{(s)}}\vec{U}^{(s)}. \tag{12}$$

Известно, что в результате выхода ступенчатой волны на свободную поверхность изотропного стержня последняя движется со скоростью, превышающей в два раза массовую скорость в волне. Можно показать [7], что это правило выполняется и для волн (10). Здесь удваиваются как нормальные, так и касательные составляющие скорости.

Волны, возникающие под действием нормального напряжения

Для эксперимента интересен случай, когда на поверхность кристалла действует только нормальная нагрузка: $\sigma_{13}=\sigma_{23}=0$. Такая ситуация возникает, например, если ударная волна прежде чем нагрузить поверхность кристалла проходит через жидкий экран. Если в этом случае для $\sigma_{33}(t)$ выполняется условие (4), по кристаллу, как это следует из (5)—(7), будут распространяться три ступенчатые волны однородных деформаций с амплитудами

$$\frac{\partial U_i}{\partial x_3}=\frac{\sigma_{33}}{\rho}\frac{U_3^{(s)}U_i^{(s)}}{(v^{(s)})^2};\quad i=1,2,3;\ s=0,1,2. \tag{13}$$

Из формулы видно, что продольная деформация $\partial U_3/\partial x_3$ во всех трех волнах имеет один и тот же знак (сжатие). Таким образом, по мере прохождения волн сжатие кристалла всегда нарастает. Сдвиги же наоборот имеют разные знаки, так как согласно (2)

$$\sum_s U_i^{(s)}U_3^{(s)}=0,\quad i=1,2.$$

Действительно, слагаемые этой суммы не могут иметь одновременно одинаковые знаки. Из трех взаимно перпендикулярных векторов поляризации $\vec{U}^{(s)}$ $(s=0,1,2)$ один обязательно направлен под небольшим углом $\alpha\left(|\alpha|<\frac{\pi}{4}\right)$ к направлению распространения волны (в нашем случае к оси x_3). Волна, имеющая этот вектор поляризации, называется квазипродольной. Две другие волны называются квазипоперечными. Следуя [10], будем в обозначениях параметров квазипродольной волны полагать $s=0$, и если волна квазипоперечная, $s=1$, $s=2$. Для строго поперечной волны, если она имеется, $s=1$. Скорость квазипродольной волны всегда больше скорости квазипоперечной волны, распространяющейся в том же направлении ($v^{(0)}>v^{(1)}$, $v^{(0)}>v^{(2)}$) [10].

Исследование рассматриваемых решений (13) намного упрощается, если направление распространения волн (вектор $\vec{n}$ в формуле (3)) лежит в плоскости, перпендикулярной к оси симметрии четного порядка, или в плоскости симметрии кристалла. В этом случае один из векторов поляризации (обозначили его $\vec{U}^{(1)}$ перпендикулярен вектору $\vec{n}$ (см. [10], с. 108). Вектор поляризации $\vec{U}^{(1)}$ (поперечной волны) направлен при этом перпендикулярно упомянутым плоскостям, а взаимно перпендикулярные векторы $\vec{U}^{(0)}$, $\vec{U}^{(2)}$ лежат в этих плоскостях.

Поскольку $U_3^{(1)}=0$, деформации в одной из трех волн (13) будут равны нулю. Таким образом, по кристаллу будут распространяться лишь две волны однородных деформаций. Нетрудно видеть, что вследствие геометрической симметрии рассматриваемой задачи в этих двух волнах будут отсутствовать сдвиги в направлении вектора $\vec{U}^{(1)}$ — направлении, перпендикулярном ранее упомянутым плоскостям. Задача из трехмерной превращается в двухмерную, если декартову ось координат x_1 направить параллельно вектору $\vec{U}^{(1)}$.

Из (13) можно получить величины деформаций: а) в квазипродольной волне —

$$\frac{\partial U_2}{\partial x_3}=\frac{\sigma_{33}}{\rho}\frac{\cos\alpha\sin\alpha}{(v^{(0)})^2},\quad \frac{\partial U_3}{\partial x_3}=\frac{\sigma_{33}}{\rho}\frac{\cos^2\alpha}{(v^{(0)})^2};\tag{14}$$

б) в квазипоперечной

$$\frac{\partial U_2}{\partial x_3}=\quad\frac{\sigma_{33}}{\rho}\frac{\sin\alpha\cos\alpha}{(v^{(2)})^2},\quad \frac{\partial U_3}{\partial x_3}=\frac{\sigma_{33}}{\rho}\frac{\sin^2\alpha}{(v^{(2)})^2},\tag{15}$$

где $\alpha=\operatorname{arc\,tg}\frac{U_2^{(0)}}{U_{3(0)}}$ — угол между вектором $\vec{U}^{(0)}$ и осью x_3. Здесь мы воспользовались тем, что векторы $\vec{U}^{(0)}$ и $\vec{U}^{(2)}$ нормированы на единицу, перпендикулярны между собой и лежат в координатной плоскости x_2, x_3.

В кубических кристаллах, как это показано Ф. И. Фёдоровым [10], направление распространения, для которого угол α является наибольшим, близко к направлению $\{113\}$ (точнее к направлению $\vec{n}$, где $n_i^2=n_j^2=0{,}093$, $n_k^2=0{,}814$). Ниже приведена таблица максимальных значений угла α и $\operatorname{tg}\alpha$ для кубических кристаллов [10]. Вследствие малости угла α сжатие $\partial U_3/\partial x_3$, создаваемое квазипродольной волной, по-видимому, всегда больше создаваемого квазипоперечной волной. Но у сильно анизотропных материалов эти величины могут мало отличаться друг от друга. Так это имеет место в волнах, распространяющихся в направлении оси y кварца [3]. Здесь угол $\alpha=26{,}5°$, $v^{(0)}=5{,}99$ км/с, $v^{(2)}=4{,}32$ км/с и продольное сжатие в квазипродольной волне лишь в два раза примерно больше продольного сжатия в квазипоперечной волне. Из формул (14), (15) видно, что сдвиги $\partial U_2/\partial x_2$ в квазипоперечной и в квазипродольной волнах имеют противоположные знаки. Абсолютное значение $\partial U_2/\partial x_3$ в квазипоперечной волне больше, чем в квазипродольной, так как $v^{(2)}<v^{(0)}$. Следует отметить, что $v^{(0)}$ может быть в несколько раз больше $v^{(2)}$, так, например, в меди для направлений распространения, близких к $\{110\}$, $v^{(0)}$ больше $v^{(2)}$ примерно в 3 раза [11].

Материал	$\alpha_{\max}$	$\operatorname{tg}\alpha_{\max}$
Al	1°54′	0,033
Mo	3°16′	0,057
Pb	7°35′	0,133
Ni	10°55′	0,19
KBr	14°02′	0,25
CuZn	15°45′	0,28
Li	17°10′	0,31

Напомним, что в области кристалла $v^{(2)}t<x_3<v^{(0)}t$ сдвиги создаются квазипродольной волной, а в области $0\leqslant x_3<v^{(2)}t$ волны накладываются друг на друга. Из сказанного выше следует, что после прохождения фронта квазипоперечной волны сдвиг $\partial U_2/\partial x_3$ обязательно меняет свой знак на противоположный. То же самое можно сказать и о поперечной скорости вещества $\partial U_2/\partial t$.

Соударение монокристаллов

Пусть один из произвольно ориентированых монокристаллов занимает полупространство $x_3>0$ и покоится, другой занимает полупространство $x_3<0$ и имеет начальную скорость W^0, направленную вдоль оси x_3. Напряжения σ_{i3} на граничной плоскости будут, естественно, одинаковыми для обоих монокристаллов. Будем считать, что контакт между кристаллами является жестким и на границе скорость движения ударника равна скорости движения мишени W; $\vec{W}^1=\vec{W}$.

Из (12) можно получить скорость частиц вещества на плоской границе мишени

$$W_i=\sum_j A_{ij}\sigma_{j3}, \tag{16}$$

где

$$A_{ij}=A_{ji}=\frac{1}{\rho}\sum_{(s)}\frac{U_i^{(s)}U_j^{(s)}}{v^{(s)}}. \tag{17}$$

Здесь следует обратить внимание на то, что коэффициенты A_{11}, A_{22}, A_{33} являются положительными величинами. Точно так же можно записать скорость на границе ударника

$$W_i^1=W^0\delta_{i3}-\sum_j A_{ij}^1\sigma_{j3}. \tag{18}$$

Приравнивая правые части выражений (16) и (18), получаем систему трех линейных уравнений с тремя неизвестными величинами σ_{j3}

$$\sum_j\left(A_{ij}+A_{ij}^1\right)\sigma_{j3}=W^0\delta_{i3}. \tag{19}$$

Из (19) нетрудно найти напряжения на границе кристаллов. Подставляя σ_{j3} в (7), можно определить деформации, создаваемые ступенчатыми волнами в мишени и ударнике. Подставляя σ_{j3} в (11), можно найти массовые скорости в этих волнах.

Рассматриваемая задача сильно упрощается, если при соударении в каждом из кристаллов возбуждаются не три волны, а только две — квазипродольная и квазипоперечная. Это возможно, если плоскость симметрии или плоскость, перпендикулярная оси симметрии четного порядка, одного из соударяющихся кристаллов параллельна плоскости симметрии или плоскости, перпендикулярной оси симметрии четного порядка другого кристалла. Причем эти взаимно параллельные плоскости должны быть перпендикулярны плоской границе кристаллов. Задача становится двухмерной, если ось координат x_1 направить перпендикулярно упомянутым взаимно параллельным плоскостям. После этих построений из (17) можно получить коэффициенты A_{ij}.

$$A_{12}=A_{21}=0;\quad A_{13}=A_{31}=0;$$

$$A_{22}=\frac{1}{\rho}\left(\frac{\sin^2\alpha}{v^{(0)}}+\frac{\cos^2\alpha}{v^{(2)}}\right);\quad A_{33}=\frac{1}{\rho}\left(\frac{\cos^2\alpha}{v^{(0)}}+\frac{\sin^2\alpha}{v^{(2)}}\right);$$

$$A_{23}=A_{32}=\frac{\sin\alpha\cos\alpha}{\rho}\left(\frac{1}{v^{(0)}}-\frac{1}{v^{(2)}}\right). \tag{20}$$

Система (19) превращается в систему двух линейных уравнений с двумя неизвестными напряжениями σ_{33} и σ_{23}. Откуда получаем

$$\sigma_{33}=\frac{A_{22}+A_{22}^1}{\left(A_{22}+A_{22}^1\right)\left(A_{33}+A_{33}^1\right)-\left(A_{23}+A_{23}^1\right)^2}W^0,$$

$$\sigma_{23}=\frac{A_{23}+A_{23}^1}{A_{22}+A_{22}^1}\sigma_{33}. \tag{21}$$

Если происходит соударение двух одинаково ориентированных частей одного кристалла [4, 5], $A_{ij} = A^1_{ij}$, и тогда

$$\sigma_{23} = -\frac{A_{23}}{A_{22}}\sigma_{33}. \tag{22}$$

Из (16) можно определить касательную скорость перемещения вещества на границе кристаллов

$$W_2 = A_{22}\sigma_{33} + A_{23}\sigma_{33}. \tag{23}$$

Подставляя сюда (22), можно убедиться, что в случае соударения двух одинаково ориентированных частей одного кристалла касательная скорость вещества на границе кристаллов равна нулю.

Если одна из частей монокристалла повернута вокруг оси x_3 на 180°, $A_{23} = -A^1_{23}$, тогда, согласно (21), $\sigma_{23} = 0$. Следовательно, в результате такого соударения на граничной плоскости возникает только нормальное напряжение.

Соударение кристалла с изотропным ударником

Задача о соударении еще более упрощается, если направление распространения волн в одном из кристаллов (ударнике) является осью симметрии порядка выше второго. В таком направлении распространяются чисто продольные и чисто поперечные волны. Причем все поперечные упругие волны имеют одну и ту же скорость распространения, а их смещения могут быть произвольно ориентированы в плоскости, перпендикулярной оси симметрии [10]. Это тем более справедливо в случае, когда ударник является изотропным. Для обоих случаев в формулах (20) для ударника $\alpha = 0$ и

$$A^1_{23} = A^1_{32} = 0; \quad A^1_{22} = \frac{1}{\rho^1 v^{\perp}}; \quad A^1_{33} = \frac{1}{\rho^1 v^{=}},$$

где $v^{=}$ — скорость продольной волны; $v^{\perp}$ — скорость поперечной волны в ударнике; ρ^1 — плотность вещества в ударнике. Формула (23) теперь приобретает вид

$$W_2 = \left(1 - \frac{A_{22}}{A_{22} + \frac{1}{\rho^1 v^{\perp}}}\right) A_{23}\sigma_{33}.$$

Из формулы видно, что скорость W_2 зависит от материала ударника через параметр $\beta = \rho^1 v^{\perp}$. Скорость W_2 как функция β всегда имеет один знак. Она монотонно зависит от β, причем

$$W_2 \to A_{23}\sigma_{33} \quad \text{при} \quad \beta \to 0;$$

$$W_2 \to 0 \quad \text{при} \quad \beta \to \infty.$$

Первое предельное значение соответствует случаю, когда на кристалл действует только нормальное напряжение σ_{33}. Второе предельное значение соответствует случаю, когда ударник является абсолютно твердым телом. При одном и том же значении σ_{33} абсолютное значение W_2 уменьшается с увеличением сопротивляемости ударника по отношению к сдвигу.

Упругие предвестники

Известно, что в упругом предвестнике создается такое напряженное состояние, которое непосредственно предшествует пластической деформации. Оценка деформаций сдвига, создаваемых упругим предвестником в плоскостях скольжения по направлению скольжения и в плоскостях двойникования по направлению сдвига, позволяет предсказывать предпочтительные системы скольжения и двойникования в пластической волне, следующей за упругим предвестником [1]. Пропорции между упомянутыми деформациями существенно зависят от пропорций между величинами $\partial U_1/\partial x_3$, $\partial U_2/\partial x_3$ и $\partial U_3/\partial x_3$ в упругом предвестнике.

Упругий предвестник может, по-видимому, иметь двухволновую конфигурацию — состоять из квазипродольной и квазипоперечной волн, если скорость распространения пластической волны меньше скорости одной из квазипоперечных упругих волн. При достаточно интенсивной ударной нагрузке упругий предвестник является квазипродольной волной. Как это можно видеть из предыдущих разделов, вектор $\partial \vec{U}/\partial x_3$ (как и $\vec{W}$) в квазипродольной волне параллелен вектору поляризации $\vec{U}^{(0)}$. Таким образом, в квазипродольной волне пропорции между величинами $\partial U_1/\partial x_3$, $\partial U_2/\partial x_3$, и $\partial U_3/\partial x_3$ являются вполне определенными для данного направления распространения волны и не зависят от способа нагружения кристалла. В ранее рассматриваемых областях кристалла $v^{(2)}t < x_3 < v^{(2)}t$ и $0 \leqslant x_3 < v^{(2)}t$ пропорции между компонентами вектора $\partial \vec{U}/\partial x_3$ являются существенно другими и зависят от способа нагружения кристалла. Таким образом, для некоторых направлений распространения волн в сильно анизотропных кристаллах механизм пластической деформации может скачкообразно меняться с изменением скорости распространения пластической волны, которая в свою очередь возрастает с ростом интенсивности ударной нагрузки.

Точно так же, по-видимому, могут быть предпочтительными различные системы скольжения и двойникования в ударной волне в зависимости от того, имеется ли у волны предвестник — квазипродольная упругая волна — или нагрузка настолько интенсивна, что предвестник отсутствует.

Следует отметить, что деформации в области $0 \leqslant x_3 < v^{(2)}t$, создаваемые тремя или двумя (в двухмерном случае) упругими волнами, можно рассматривать и как статические, создаваемые соответствующими напряжениями σ_{13}, σ_{23}, σ_{33}, при условии $\partial \vec{U}/\partial x_1 = \partial \vec{U}/\partial x_2 = 0$. В работах, где экспериментально исследуется пластическая деформация монокристаллов при ударных нагрузках, анализ напряженного состояния проводится обычно из соображений статики, несмотря на то, что предвестник является квазипродольной волной. Такой подход может приводить к ошибкам не только количественного, но и качественного характера.

Важной особенностью упругого предвестника, распространяющегося в несимметричном направлении кристалла, является наличие в нем поперечной компоненты скорости частиц вещества. Эта компонента скорости в кристаллах с высоким упругим пределом Гюгонио может быть довольно значительной. Так, например, в кварце [3] она может достигать 0,2 км/с. Из закона сохранения импульса следует, что и в пластической волне, следующей за упругим предвестником, частицы вещества должны иметь поперечную компоненту скорости.

Вернемся к рассмотренному двухмерному случаю с условиями на границе кристалла: $\sigma_{33}(t) = \mathrm{const}$, $\sigma_{13} = \sigma_{23} = 0$. Поскольку внешние силы, действующие на кристалл, не имеют поперечных проекций, полный поперечный импульс кристалла должен оставаться равным нулю. Отсюда получаем

$$W_2(v^{(0)} - v_p) + W_{2p} v_p = 0,$$

где $v^{(0)}$ — скорость распространения упругого предвестника — квазипродольной волны; v_p — скорость распространения пластической волны;

W_2, W_{2p} — поперечные скорости вещества в предвестнике и в пластической волне. Из формулы видно, что поперечная скорость вещества в пластической волне уменьшается по абсолютной величине и стремится к нулю при $v_p \to v^{(0)}$. Поперечная скорость вещества, как и продольная резко изменяется во фронте пластической волны.

Итак, в настоящей работе определены деформации и скорости частиц вещества в волнах, возникающих под действием постоянного во времени напряжения, приложенного в начальный момент времени к граничной плоскости кристалла. Подробно исследован случай, когда это напряжение является нормальным.

Получено решение задачи о соударении двух произвольно ориентированных кристаллов, по форме отличающееся от полученного ранее Джонсоном [7]. Выяснено, при каких условиях в каждом из соударяющихся кристаллов возбуждаются вместо трех две волны однородных деформаций. Детально проанализировано соударение кристалла с изотропным ударником.

В работе обращено внимание на то, что пропорции между продольным сжатием и поперечными сдвигами в упругом предвестнике не зависят от способа плоского нагружения кристалла, если предвестник является квазипродольной упругой волной. Обсуждается возможность изменения характера пластической деформации в сильно анизотропном кристалле при изменении интенсивности ударной нагрузки, например, при возрастании начальной скорости ударника.

Автор выражает благодарность М. А. Могилевскому за полезные замечания при обсуждении этой работы.

Поступила в редакцию 8/XII 1974

ЛИТЕРАТУРА

1. C. A. Verbraak. Z. Metallkunde, 1964, **B55**, 412, 723.
2. М. А. Могилевский. ФММ, 1969, **28**, 3, 508.
3. Дж. Вакерли. В сб. Динамические исследования твердых тел при высоких давлениях, М., «Мир», 1965, с. 144.
4. А. Н. Лузин. ЖЭТФ, 1966, **50**, 4, 926.
5. А. Н. Лузин, А. В. Попов. ПМТФ, 1969, 1, 75.
6. А. Н. Лузин. Изв. вузов, Физика, 1968, 3, 113.
7. J. N. Johnson. J. Appl. Phys., 1971, **42**, 13, 5522.
8. М. Н. Павловский. ФТТ, 1967, **9**, 11, 3192.
9. R. A. Graham. J. Phys. and chem. Solids, 1974, **35**, 3, 355.
10. Ф. И. Федоров. Теория упругих волн в кристаллах. М., «Наука», 1965.
11. Р. Труэлл, Ч. Эльбаум, В. Чик. Ультразвуковые методы в физике твердого тела. М., «Мир», 1972.

УДК 541.124

КИНЕТИКА СЛОЖНЫХ ХИМИЧЕСКИХ РЕАКЦИЙ

В. И. Димитров, Г. С. Яблонский

(Новосибирск)

Расчеты реагирующих сложных систем, в которых характерные времена процесса сопоставимы со временем химической реакции, требуют точного знания совокупности элементарных химических реакций, их последовательности и количественного вклада в суммарный процесс