

ИССЛЕДОВАНИЕ МЕТОДОМ ЧАСТИЦ РАЗРУШЕНИЯ ШАРА ПОД ДЕЙСТВИЕМ СФЕРИЧЕСКОЙ ВОЛНЫ РАСТЯЖЕНИЯ

А. М. Кривцов

С.-Петербургский государственный политехнический университет

Сферически сходящиеся волны способны создавать в материале высочайшие концентрации напряжений, что позволяет экспериментально исследовать поведение материалов в экстремальных условиях [1, 2]. С другой стороны, относительная простота деформированного состояния делает возможным и аналитическое исследование происходящих при этом процессов [3, 4]. В перечисленных работах рассматривалось деформирование и фазовые переходы в шаре под действием концентрической волны сжатия, вызванной ударным воздействием, распределенным равномерно по поверхности шара. При подобном нагружении в центре шара образуется зона чрезвычайно высоких давлений и температур, что в дальнейшем приводит к образованию концентрической полости.

В данной работе рассматривается аналогичная задача, однако исследуется сферически сходящаяся волна растяжения. В этом случае также происходит разрушение центральной области шара и образование концентрической полости, однако в отличие от воздействия волны сжатия, при этом не происходит значительного разогревания материала, то есть разрушение является “холодным”. Реализация подобного нагружения осуществляется следующим образом: шар изначально находится в однородно сжатом состоянии, затем происходит мгновенное снятие внешней нагрузки, что приводит к возникновению у поверхности волны разгрузки, распространяющейся к центру шара.

Задача исследуется методом частиц (методом молекулярной динамики) [5]. Техника компьютерного эксперимента такая же, как и в работах [6, 7]. Уравнения движения частиц имеют вид

$$m\ddot{\mathbf{r}}_k = \sum_{n=1}^N \frac{f(|\mathbf{r}_k - \mathbf{r}_n|)}{|\mathbf{r}_k - \mathbf{r}_n|} (\mathbf{r}_k - \mathbf{r}_n), \quad (1)$$

где \mathbf{r}_k — радиус-вектор k -ой частицы, m — масса частицы, N — общее число частиц, $f(r) = -P'(r)$ — сила взаимодействия между частицами. Диссипативные силы в данной системе, в отличие

от [6], не используются. Взаимодействие частиц описывается потенциалом Леннарда-Джонса

$$\Pi(r) = D \left[\left(\frac{a}{r} \right)^{12} - 2 \left(\frac{a}{r} \right)^6 \right], \quad (2)$$

где a — равновесное расстояние для двух частиц, D — энергия связи. Задача рассматривается в двумерной постановке. Изначально частицы упорядочены в идеальную треугольную решетку, формирующую в плоскости круг радиуса $R = 371A$, где A — шаг кристаллической решетки. Общее количество частиц превышает пол-миллиона ($N = 501\,236$). В исходном состоянии каждая частица получает малую случайную скорость, так, что средняя кинетическая энергия теплового движения, приходящаяся на частицу, составляет 0.9% от D . Тепловое движение необходимо для подавления идеальной симметрии и создания предпосылок для возникновения неустойчивости, ведущей к разрушению. Уровень теплового движения выбран достаточно низким, чтобы тепловые эффекты не могли заметно влиять на свойства материала. Сила взаимодействия частиц обрезается при $r = 2.1a$. В этом случае равновесное состояние кристаллической решетки реализуется при $A = 0.9917a$. В исходном состоянии шаг решетки выбран равным $A = 0.95a$, что соответствует 5% сжатию шара по отношению к $A = a$ и 4.2% сжатию по отношению к равновесному состоянию. Образец в исходном состоянии изображен на Рис. 1а.

Введем следующие обозначения

$$C \stackrel{\text{def}}{=} \Pi''(a), \quad T_0 \stackrel{\text{def}}{=} 2\pi \sqrt{m/C}, \quad (3)$$

где C — жесткость межатомной связи в положении равновесия, T_0 — период колебаний массы m под действием линейной силы с жесткостью C (микроскопический масштаб времени). Скорость v_l распространения длинных продольных волн в идеальной треугольной кристаллической решетке равна

$$v_l = \sqrt{9/8} v_0, \quad v_0 = a\sqrt{C/m}, \quad (4)$$

где v_0 — скорость распространения длинных волн в одномерной цепочке. Обозначим t_0 — время, необходимое продольной волне для прохождения расстояния, равного радиусу шара: $t_0 = R/v_l$. Будем использовать t_0 в качестве макроскопического масштаба времени. Согласно формулам (3), (4), для отношений макро- и микропараметров моделирования выполняется

$$\frac{t_0}{T_0} = \frac{\sqrt{2}}{3\pi} \frac{R}{a}. \quad (5)$$

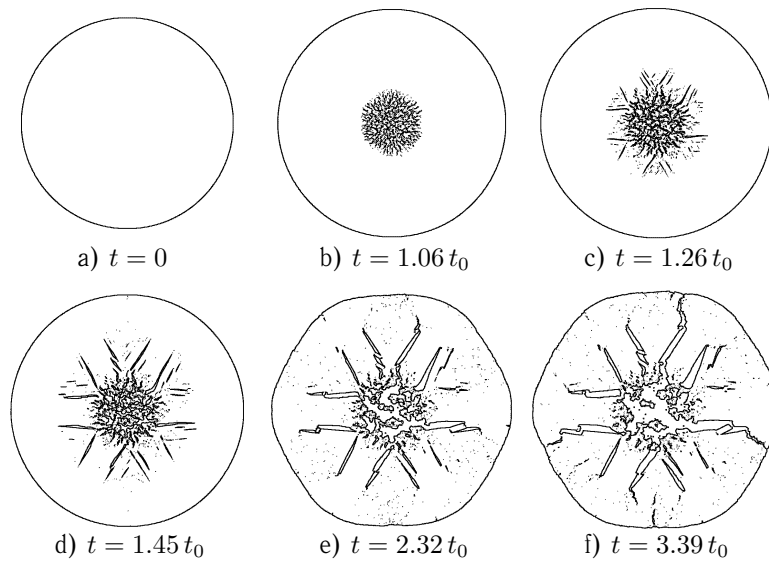


Рис. 1: Последовательные этапы разрушения шара

Расчет проводится методом центральных разностей, шаг интегрирования составляет 3% от T_0 .

Согласно результатам компьютерного эксперимента разрушение шара под действием сходящейся волны растяжения можно разделить на три последовательных этапа. Первый этап начинается вскоре после достижения волной центра шара — Рис. 1b. При этом в некоторой центральной области начинается разрушение материала за счет роста пор и микротрещин. Отметим, что на этом этапе область разрушения не увеличивается в размерах (ее диаметр определяется исходным сжатием шара), а интенсивность разрушения примерно одинакова во всех точках области и нарастает со временем. Область разрушения имеет достаточно четкие границы. Отклонение от сферической симметрии в форме области связано с анизотропией кристаллической упаковки, имеющей симметрию вращения шестого порядка. Отметим, что в линейном приближении упругие свойства треугольной решетки изотропны, анизотропия проявляется как сугубо нелинейный эффект.

Второй этап разрушения наступает с появлением прямолинейных трещин с гладкими берегами, быстро распространяющихся в кристаллографических направлениях, наиболее близких к радиальным — Рис. 1c,d. При этом каждая трещина растет строго в одном на-

правлении, без малейших отклонений.

На третьем этапе разрушения (Рис. 1e,f) характер распространения трещин резко изменяется. На Рис. 1e видно, что вершины практически всех трещин изменили направление движения — избирается смежное кристаллографическое направление, что приводит к повороту на 60° . Дальнейшее продвижение трещины происходит с постоянной сменой направления, что приводит к образованию сильно искривленных трещин с неровными берегами. При выходе трещин на поверхность может произойти фрагментация образца.

Образец возможно разделить на три концентрические области, соответствующие указанным трем этапам разрушения. Внутренняя область характеризуется наиболее интенсивным разрушением, она образуется на первом этапе, на втором и третьем этапе в ней продолжается развитие разрушения, заканчивающееся образованием внутренней полости, размер которой практически совпадают с начальным размером первой области разрушения. Во второй области разрушение материала локализовано в прямолинейных магистральных трещинах. Трещины образуются на втором этапе разрушения, на третьем этапе происходит монотонное увеличение их ширины. Третья область, внешняя, пересекается несколькими трещинами, поверхности которых, в отличие от трещин во второй области, имеют значительную шероховатость. Граница между второй и третьей областями не так четко выражена, как между первой и второй.

Более детально образец показан в момент времени, отвечающий началу третьего этапа — Рис. 2a. Дополнительно увеличены два прямоугольных участка, захватывающие границы, соответственно, первой–второй и второй–третьей областей разрушения. Хорошо видна разница во внутренней структуре материала — рыхлая поликристаллическая в первой области (Рис. 2b) и монокристаллическая во второй (Рис. 2c). Увеличение позволяет наблюдать процесс зарождения боковых трещин, развивающихся как ответвление прямолинейной трещины — Рис. 2c. Однако, опережая этот процесс, появляется новая зародышевая трещина (Рис. 2d), которая, впоследствии, объединившись с основной, и приведет к образованию той изломанной структуры, которая характерна для третьей области разрушения — Рис. 1f. При наиболее сильном увеличении ясно видны частицы, формирующие компьютерную модель.

Таким образом, предложенный компьютерный эксперимент позволил проследить процесс разрушения предварительно сжатого шара при внезапном снятии нагрузки. Выявлено три различных механизма разрушения, последовательно сменяющие друг друга с течени-

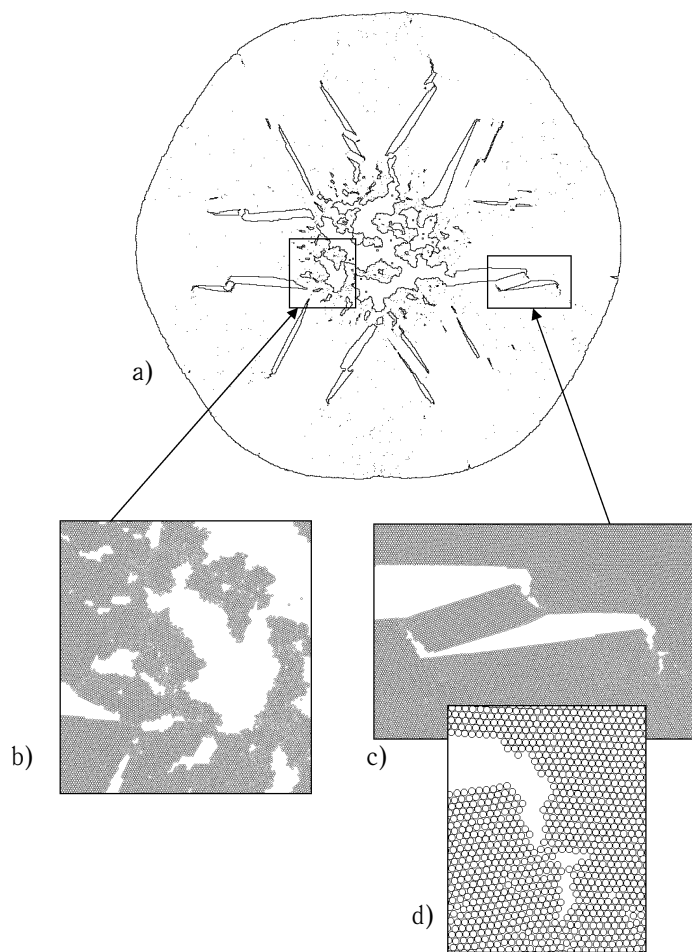


Рис. 2: Увеличение различных участков шара в процессе разрушения ($t = 2.32 t_0$).

ем времени и реализующиеся в определенных областях образца. Различие в механизмах разрушения связаны, прежде всего, с различной скоростью деформирования на различных этапах процесса. Показано образование внутренней полости. В результате того, что разрушение происходило под действием волн растяжения, не происходило разогрева материала, что привело к значительно более хрупкому поведению, чем в случае ударного сжатия.

Автор благодарен Д. А. Индейцеву и Н. Ф. Морозову за полез-

ные обсуждения. Данная работа выполнена при поддержке РФФИ, грант № 02-01-00514.

- [1] Kozlov E. A. Experimental verification of E. I. Zababakhin hypothesis concerning limitation of energy cumulation in the spherically converging shock wave front in medium with phase transitions // Proc. of the First Zababakhin's scientific readings, VNITF, Chelyabinsk-70. USSR. 1990. P. 3–11.
- [2] Metals and minerals research in spherical shock-wave recovery experiments / B. I. Litvinov, Ed. Snezhinsk, 1996. 71 p.
- [3] Морозов Н.Ф., Бригаднов И.А., Индейцев Д.А., Петров Ю.В., Фрейдин А.Б. Энергетические оценки фазовых превращений в шаре под действием сферически сходящейся волны сжатия // Докл. РАН. 2001. Т. 377. № 6. С. 1–3.
- [4] Brigadnov I. A., Freidin A. B., Indeitzev D. A., Morozov N. F., Petrov Yu. V. Energy Estimations of Phase Transformations under the Action of a Spherically Converging Compression Wave // Mater. Phys. Mech. 2001. № 3. P. 21–24.
- [5] Allen M.P. and Tildesley A.K. Computer Simulation of Liquids. – Oxford: Clarendon Press. 1987.
- [6] Krivtsov A.M. Relation between Spall Strength and Mesoparticle Velocity Dispersion // International Journal of Impact Engineering. 1999. V. 23. № 1. P. 466–476.
- [7] Krivtsov A.M., Wiercigroch M. Molecular Dynamic Simulation of Mechanical Properties for Polycrystal Materials // Materials Physics and Mechanics. 2001. V. 3. № 1. P. 45–51.