

03;05;12

©1995 г.

ПРЕДЕЛЬНОЕ РАСТЯЖЕНИЕ МЕТАЛЛА В КУМУЛЯТИВНОЙ СТРУЕ

П.И.Уляков

Научно-исследовательский машиностроительный институт,
125212, Москва, Россия
(Поступило в Редакцию 4 октября 1994 г.
В окончательной редакции 27 марта 1995 г.)

Рассмотрены кинематические условия высокоскоростного растяжения кумулятивной струи распределенной нагрузкой. Обоснован статистический характер предельной деформации металла в струе. С использованием радиальной лагранжевой координаты получены асимптотические выражения для предельного удлинения, отражающие термофлуктуационное разрушение и скорость движения пластической волны. Показано согласование оценки предельных деформаций меди с известными экспериментальными результатами до 30-кратного растяжения струи.

Введение

Кумулятивный взрыв с образованием свободно летящей струи-провода представляет уникальную возможность изучать механическое поведение материалов при действии высокоскоростного инерционного нагружения. Металл в кумулятивной струе (КС) выдерживает аномально высокие пластические деформации до разрыва, что отмечалось еще в ранних работах Биркгофа с соавторами, Лаврентьева, Витмана и Златина с сотрудниками и др. [1,2].

Сформированная детонацией заряда взрывчатого вещества с металлической облицовкой кумулятивной выемки тонкая струя металла летит с характерными скоростями 1–10 км/с, растягиваясь вдоль своей оси (рис. 1, а). Скорость каждого сечения струи-провода задается условиями его формирования, что и создает распределенную вдоль струи нагрузку. Регулярный осевой градиент этой скорости $\dot{\epsilon}_l \sim 10^4 - 10^6$ 1/с растягивает КС до разрыва на цепочку отдельных фрагментов (рис. 1, б). Предельная деформация некоторых участков струи из меди достигает 3000%.

Высокоскоростное инерционное течение металла в КС существенно отличается от пластической деформации нагруженного на концах

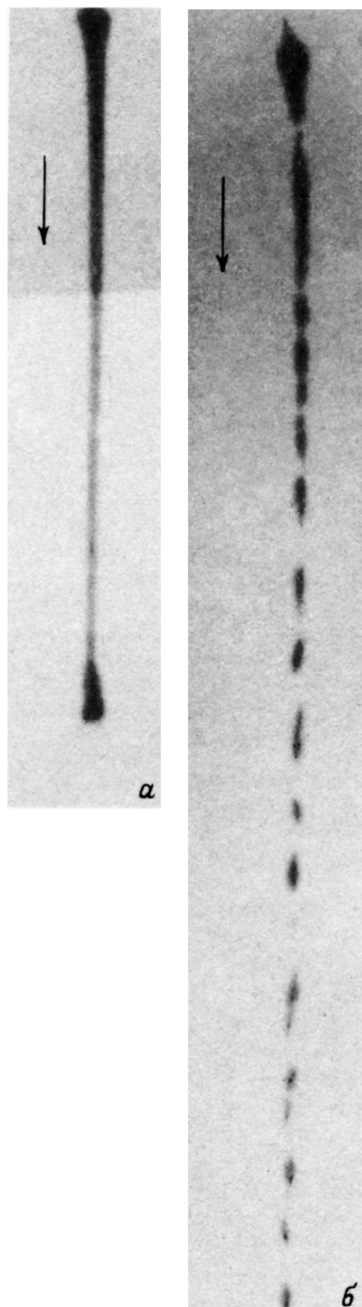


Рис. 1. Рентгенограммы кумулятивной струи из меди (стрелкой указано направление полета).
a — сплошная струя, *б* — разорванная на фрагменты.

стержня (проволоки). Поэтому использование результатов классических работ, в частности [3-5], для оценки предельного удлинения здесь неправомерно. В зарубежных работах в качестве критериев разрыва КС принимается время жизни элемента струи t_B или соответствующее расстояние x_B от начала его формирования до точки разрыва [6]. Эти параметры могут непосредственно изменяться, однако имеют формальный характер. Сами величины t_B и x_B обладают значительным рассеянием даже в пределах одной КС [7], т. е. не являются критериями.

Кинематический анализ

Физической характеристикой растяжения является величина продольной деформации ε_l или удлинение n

$$n = 1 + \varepsilon_l = l/l_0. \quad (1)$$

Из условия несжимаемости элемента струи длины l и радиуса R

$$R^2 l = R_0^2 l_0 = \text{const} \quad (2)$$

найдем масштаб изменения продольного градиента ∇V и радиуса струи от их начальных значений

$$\nabla V \equiv dV/dl = \nabla V_0/n, \quad R = R_0/\sqrt{n}. \quad (3)$$

Дифференцированием (2) по времени определяется радиальная скорость внешней поверхности кумулятивной струи

$$v_R \equiv dR/dt = -\frac{1}{2} R \nabla V. \quad (4)$$

Легко показать, что аналогично радиальная скорость любой точки внутри струи линейно меняется с радиусом r

$$v_r = -\frac{1}{2} r \nabla V, \quad (5)$$

а радиальный градиент скорости v_R однозначно связан с осевым

$$\frac{dv_R}{dR} = \frac{3}{2} \nabla V. \quad (6)$$

При образовании КС давление на оси заряда может достигать 70 ГПа. По выходе из зоны высокого давления (узла формирования) происходит разгрузка струи, ее дальнейшее движение протекает в режиме осесимметричного пластического течения со свободными границами. Начальная радиальная скорость металлических струй типичных кумулятивных зарядов v_{R0} составляет от 0.01 (в головной части) до 1 км/с (в конце струи). В процессе растяжения скорость сужения внешней поверхности резко убывает с радиусом, из (3) и (4) имеем

$$v_R = \frac{v_{R0}}{n^{3/2}} = \frac{\nabla V_0}{2R_0^2} R^3. \quad (7)$$

Скорость распространения любого геометрического возмущения поверхности (формоизменения) в такой КС не может превышать скорость реализующей его пластической волны C_p . Величина C_p определяется модулем упрочнения истинной диаграммы металла $\sigma(\varepsilon)$, который при появлении неустойчивости течения отвечает максимуму условной диаграммы, т. е. временному сопротивлению σ_b

$$C_p = \sqrt{\frac{1}{\rho} \left(\frac{d\sigma}{d\varepsilon} \right)_{\text{nat}}} = \sqrt{\frac{\sigma_b}{\rho}}. \quad (8)$$

Например, для меди М1 с учетом снижения прочности вследствие нагрева металла при формировании струи среднее значение σ_b равно 0.13 ГПа и скорость C_p близка к 120 м/с. Определение величины C_p через предел текучести в [6,8] вместо σ_b является формальным и существенным приближением.

Рассмотрим кинематику растягивающейся КС, пользуясь радиальной координатой на $R-t$ -диаграмме (рис. 2). Время растяжения t , начальный градиент скорости ∇V_0 и удлинение n связаны простым соотношением

$$n = 1 + t \nabla V_0, \quad (9)$$

которое вместе с (3) определяет зависимость $R(t)$

$$R = \frac{R_0}{\sqrt{1 + t \nabla V_0}}. \quad (10)$$

Для большей части длины струи типичных зарядов начальная радиальная скорость v_{R0} превосходит характерную скорость волны пластичности C_p и уменьшающаяся с растяжением скорость v_R приближается к C_p . Неоднородность металла КС, нерегулярность детонационного фронта, погрешности изготовления заряда и облицовки приводят

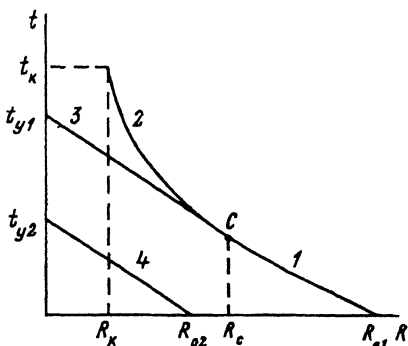


Рис. 2. $R-t$ -диаграмма развития струи $v_{R0} > C_p$.

1 — общий этап удлинения, 2 — однородный, 3 — неоднородный металл, 4 — $v_{R0} < C_p$: неоднородный металл.

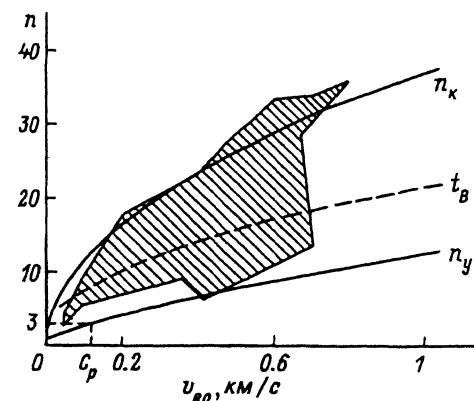


Рис. 3. Предельное удлинение металла.

n_k — однородная медь, n_y — неоднородная медь, штриховая кривая — условие $t_B = \text{const} = 100$ мкс, заштрихованная область — эксперимент [7,12].

к локальным искажениям поверхности струи. Однако скорость движения таких возмущений, как уже указывалось, ограничена величиной C_p . Следовательно, в основном диапазоне значений v_{R0} , превышающих C_p (участок 1 на рис. 2), возникающие возмущения (впадины, утолщения, намечающиеся шейки) не успевают прорасти в глубь струи и "залечиваются" фоном окрестных участков с $v_R > C_p$. Такая динамически равновесная картина "бегающих шеек" известна и при скоростном растяжении стержней на испытательных машинах.

Достижение точки C на диаграмме рис. 2, где $v_{RC} = C_p$, означает изменение условий на поверхности струи и режимов дальнейшего течения металла. Теперь геометрические и кинематические возмущения поверхности КС имеют возможность развиваться в глубь струи, т.е. формировать ее разрыв. Определяющим фактором становится качество (однородность) металла и симметрия самой струи. Отметим, что головная часть КС с начальным радиусом $R \leq R_C$ сразу отвечает указанным физическим условиям, так как $v_{R0} < C_p$.

Предельные режимы растяжки

1. Одним предельным случаем является гомогенная бездефектная идеально симметричная струя. После прохождения точки C ее сужения продолжается по зависимости (10) (кривая 2 на рис. 2) до некоторого конечного радиуса R_k , где исчерпывается ресурс пластичности металла. Для рассматриваемого идеализированного случая окончание равномерного растяжения определяется только свойствами металла и амплитудой его нагружения. Радиальные напряжения в струе пропорциональны пределу текучести σ_s [9]

$$|\sigma| = \sigma_s \ln(R/r). \quad (11)$$

Отсюда видно, что в любой внутренней точке КС на радиусе r величина σ снижается с уменьшением внешнего радиуса R . Возникновение разрыва через определенное время после момента формирования при убывающем напряжении показывает накопительный характер зарождения разрушения.

Для описания кинетики такого процесса наиболее обоснованной представляется термофлуктуационная концепция Журкова [10]. Тогда полное время растяжки (этапы 1 и 2 на рис. 2)

$$t_k = t_0 \exp\left(\frac{E_a - \gamma\sigma}{kT}\right), \quad (12)$$

где t_0 — период атомных колебаний металла, E_a — энергия активации разрушения, σ — действующее напряжение в КС, γ — коэффициент локальной перегрузки, k — постоянная Больцмана, T — абсолютная температура металла.

Совместное решение уравнений (3), (9), (11), (12) должно давать все характеристики разрыва в момент t_k при любых значениях температуры T и внутреннего радиуса r . Однако получение отсюда точных численных данных будет некорректным. Время t_0 известно с точностью до порядка и с погрешностью примерно 15% оцениваются стоящие в экспоненте величины σ и T [11]. Поэтому возможна лишь оценка параметров разрыва или нахождение относительных величин. Так, для

типичной медной струи с распределенной от 9.9 до 1.5 км/с скоростью и соответствующим начальным радиусом R_0 от 0.67 до 4.8 мм получаем отношение конечных радиусов R_k при разрыве в головном и концевом сечениях КС, равное 0.2. При этом соответствующее предельное удлинение n_k изменяется вдвое — от 15 до 30.

Экспериментальные изменения показывают, что разрыв металла происходит после выравнивания скорости вдоль струи, т.е. при ее примерно постоянном конечном градиенте ∇V_k . Значение ∇V_k тем меньше, чем выше качество (однородность) заряда и облицовки. Так, для КС из меди М1 достигнуто значение $\nabla V_k = 0.012$ 1/мкс. Эту величину можно принять в качестве нижней оценки предельного удлинения n_k . Используя (7), для конечных параметров растяжения имеем

$$n_k \approx \left(\frac{v_{R0}}{v_{Rk}} \right)^{2/3} = \frac{\nabla V_0}{\nabla V_k}. \quad (13)$$

Соотношение (13) здесь справедливо для всего диапазона начальных скоростей v_{R0} и показано графиком $n_k(v_{R0})$ на рис. 3. Количественные показатели предельного удлинения примерно согласуются с предыдущей оценкой долговечности. Здесь получаем соответствующее отношение R_k , равное 0.3, а изменение n_k в основной части струи также близко к двукратному — от 17 до 40.

2. Другим асимптотическим случаем является сильно неоднородная КС, например, из низкопластичного металла или металллокерамики. В головном участке струи с $v_{R0} \leq C_p$ возмущение ее поверхности сразу после формирования будет развиваться в глубь струи в виде пластической волны. Время прохождения волны до оси t_{y2} равно R_{02}/C_p , и соответствующее предельное растяжение

$$n_y = 1 + \frac{R_0}{C_p} \nabla V_0 = 1 + 2 \frac{v_{R0}}{C_p}. \quad (14)$$

На рис. 2 этот участок от R_{02} представлен прямой 4.

Если начальный радиус $R_0 = R_c$, что соответствует равенству $v_{R0} = C_p$, линейный участок $R-t$ -диаграммы максимален, а удлинение струи с этим радиусом просто определяется из (14) $n_y = 3$. Трехкратное предельное удлинение является наибольшим для неоднородных металлов в режиме растяжения без “залечивания” возмущений ($v_{R0} \leq C_p$). Линейная функция (14) представлена на рис. 3 начальным отрезком общей зависимости $n_y(v_{R0})$.

Основная часть струи ($R_{01} > R_c$), как уже указывалось, имеет начальную скорость $v_{R0} > C_p$. После уменьшения радиуса по кривой 1 на рис. 2 до R_c в точке С сильно неоднородная КС получает возможность разрушаться радиальным ростом возмущений ее поверхности. Первый этап (участок 1 на рис. 2) по-прежнему характеризуется общей зависимостью растяжения аналогично (13), а окончательный разрыв (участок 3 на рис. 2) происходит при дополнительном трехкратном удлинении. В результате получаем

$$n_y = \left(\frac{v_{R0}}{C_p} \right)^{2/3} \left(1 + \frac{2v_{RC}}{C_p} \right) = 3 \left(\frac{v_{R0}}{C_p} \right)^{2/3}. \quad (15)$$

График этой функции на рис. 3 начинается с $n_y = 3$ и продолжает линейный участок (14).

Таким образом, для металлической КС в зависимости от ее структурной геометрической и кинематической однородности время разрушения находится между t_k и t_y , а предельное удлинение — между асимптотами n_k и n_y . Приближенное выражение этих асимптот дано формулами (13)–(15) и представлено для медных КС графиками на рис. 3. Так же заштрихована область, включающая более 100 экспериментальных точек [7,12], пересчитанных в координаты $n-v_{D0}$. Основной массив экспериментальных результатов лежит в границах асимптотических функций. Кривая n_k построена по нижней оценке предельного удлинения, поэтому реальная зависимость должна располагаться несколько выше. С учетом этого согласование расчетных и опытных данных вполне удовлетворительно. Физически общее снижение предельного удлинения с уменьшением скорости v_{D0} , т. е. с приближением к головной части струи, является закономерным. Чем ближе к начальной точке КС, тем больший нагрев в ударной волне, выше сдвиговые деформации при формировании струи и больше металл насыщается дефектами.

Характерно также практическое совпадение наших экспериментальных результатов 30-летней давности [11] с нижней асимптотой предельного растяжения n_y (рис. 3). В то время технологический уровень изготовления медных облицовок и зарядов взрывчатого вещества был гораздо ниже современного, и однородность КС была невысокой. Кроме того, на рис. 3 штриховой кривой показан упомянутый ранее “критерий” разрыва [6]: $t_B = 100$ мкс для меди. Отсюда наглядно видно, что даже при современном уровне однородности КС ее разрыв носит статистический характер и не может быть описан однопараметрическим критерием.

Полученные формулы дают физическую оценку границ предельного растяжения металла, согласующуюся с опытными данными. Установление корреляционной связи величины предельного удлинения с видом и концентрацией неоднородностей в КС представляется очередной задачей в этом направлении. В заключение отметим, что характерная для высокопластичных кумулятивных струй шеечная стадия завершения разрыва после многократного растяжения металла является дополнительной и здесь специально не рассматривалась.

Список литературы

- [1] Birkhoff G. et al. // J. Appl. Phys. 1948. Vol. 19. N 6. P. 563–582.
- [2] Лаврентьев М.А. // Успехи мат. науки. 1957. Т. 12. № 4. С. 41–56.
- [3] Ильющин А.А. Деформация вязкопластического тела. Уч. зап. МГУ. Механика. М., 1940. № 39. С. 3–17.
- [4] Лавиденков Н.Н., Спиридонова Н.И. Зав. лаб. 1945. № 6. С. 583.
- [5] Надаи А. Пластичность и разрушение твердых тел. Т. 1. М.: ИИЛ, 1954. 648 с.
- [6] Hirsh E. // Prop. and Expl. 1979. Vol. 4. N 5. P. 89–94. Prop., Expl., Pyrot. 1985. Vol. 10. N 3. P. 74–76.
- [7] Held M. // Proc. II Intern. Symp. on Ballistics. Brussels, 1989. Vol. WM-1/1. P. 1–10.
- [8] Haugstad B. // Prop., Expl., Pyrot. 1983. Vol. 8. N 4. P. 119–120.
- [9] Качанов Л.М. Основы теории пластичности. М.: Наука, 1969. 420 с.
- [10] Журков С.Н. ФТТ. 1980. Т. 22. Вып. 11. С. 3344–3349.
- [11] Уляков П.И. Канд. дис. М., 1964. 147 с.
- [12] Mayselles M. et al. // Proc. II Intern. Symp. on Ballistics. Brussels, 1989. Vol. WM-6/1. P. 47–53.