

О ВЗРЫВНОЙ ОБРАБОТКЕ СВАРНЫХ СОЕДИНЕНИЙ

В. Г. Петушков, Ю. И. Фадеев

(Киев)

В промышленности успешно применяется технология снятия остаточных напряжений в сварных соединениях металлоконструкций воздействием взрыва накладного заряда взрывчатого вещества, обычно в виде ленты или шнура [1, 2]. В настоящей работе предлагается простой способ рассматривания явления, достаточный для получения зависимостей, связывающих основные параметры процесса и облегчающих подбор оптимальных режимов взрывной обработки.

Чтобы наглядно представить структуру поля напряжений после сварки встык металлических листов, часто используется модель трех стержней [3]. Представим систему из трех параллельных призматических стержней, например, одинакового сечения, соединенных на концах жесткой связью. Средний стержень имитирует сварной шов и зону термического влияния. Тепловое воздействие сварки воспроизводится нагревом среднего стержня, в результате которого система в целом удлиняется вдоль оси, средний стержень переходит в пластическое состояние и претерпевает релаксацию, в процессе которой упругая деформация частично трансформируется в пластическую. После охлаждения в системе возникает одноосное остаточное напряженное состояние. Средний стержень оказывается нагруженным растягивающими напряжениями, близкими к пределу текучести σ_T , а в боковых стержнях возникают напряжения сжатия, близкие к $-\sigma_T/2$.

Способ снятия остаточных напряжений в сварных швах взрывным нагружением основывается на том, что после прохождения по металлу упругопластической волны сжатия достаточной интенсивности он оказывается в напряженном состоянии, которое слабо зависит от исходного. В частности, если в упомянутой модели нагрузить такой волной средний стержень, то в нем возникнут напряжения сжатия, которые могут достигать $-\sigma_T$. После достижения системой из трех стержней равновесия остаточные напряжения во всех стержнях резко уменьшаются. Аналогично при детонации накладного шнурового или полосового заряда взрывчатого вещества на поверхности сварного соединения, в последнем возникает сжатый напряженный след. Взаимодействие напряжений в этом следе с остаточными напряжениями (сжатия) в основном металле также приводит к разгрузке от остаточных напряжений сварного соединения в целом.

Рассмотрим основные черты механизма релаксации напряжений при воздействии взрывной нагрузки, для чего проследим за траекторией изображающей точки напряженного состояния в плоскости главных напряжений σ_x, σ_y (рис. 1). Для удобства рассматривается идеализированный случай симметричного состояния, когда $\sigma_x = \sigma_z$. Ось y нормальна к поверхности металла. Линии PP и QQ отвечают состояниям текучести металла, SS — гидростатическая ось. Отрезок P_0Q_0 соответствует набору возможных состояний металла до и после нагружения ($\sigma_y = 0$). Начальное состояние изображается точкой A ; обычно оно близко к состоянию текучести Q_0 . До тех пор, пока не достигается состояние текучести, волны сжатия (растяжения) перемещают изображающую точку вдоль линии упругого нагружения BB' (AB — сжатие, AB' — растяжение).

Наклон BB' к оси σ_x зависит от угла наклона фронта волны к поверхности металла и от величины коэффициента Пуассона ν . В частности, в случае мгновенной детонации тангенс угла наклона равен $(1 - \nu)/\nu$. При распространении по металлу волны сжатия, по достижению C , изображающая точка начинает скользить вдоль линии QQ . Точка D

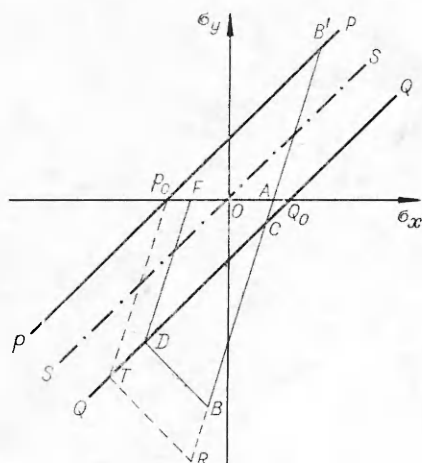


Рис. 1.

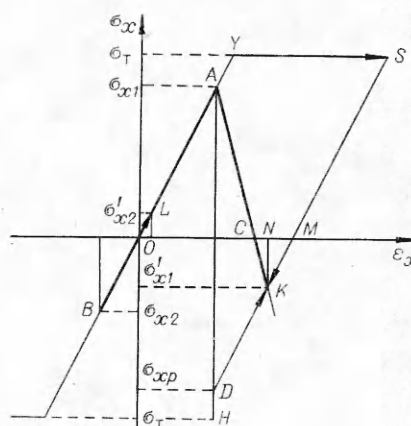


Рис. 2.

отвечает пику волны. На отрезке CD происходит повышение гидростатического давления в металле без изменения главных касательных напряжений. При этом происходит релаксация касательных напряжений, вследствие которой упругие деформации преобразуются в пластические без изменения их суммы, т. е. полной деформации. Мерой релаксации является величина отрезка BD . После прохождения пика волны материал упруго разгружается вдоль отрезка DF , в первом приближении параллельном AB , до состояния покоя F на отрезке P_0Q_0 . Очевидно, что по мере увеличения амплитуды волны сжатия точка F сдвигается по направлению к P_0 и при некотором критическом значении амплитуды волны (точка T) достигает P_0 .

Критическое давление для малоуглеродистой стали имеет величину порядка 10 кбар, которая может быть уточнена для конкретных условий. Можно показать, в частности, что при нормальном падении волны на поверхность металла критическое напряжение в волне сжатия

$$\sigma_{y \text{ крит}} = 2(\sigma_T^D + \sigma_{x1}) \frac{1 - \nu}{1 - 2\nu}, \quad (1)$$

где σ_T^D — динамический предел текучести; σ_{x1} — исходные остаточные напряжения. В еще более сильных волнах траектория упругой разгрузки пересекает линию PP , на которой повторно достигается пластическое состояние, после чего изображающая точка скользит по PP до P_0 . Обычно при взрывной обработке сварных соединений давления, возбуждаемые в металле непосредственно под зарядом, намного превышают критическое, так что под зарядом образуется напряженный след, состояние которого сразу после прохождения ударной волны отвечает точке P_0 , т. е. сжатию до предела текучести. К этому следу прилегает металл, сжатый не до предельного состояния P_0 , а до состояний, отвечающих точкам на отрезке AP_0 . На еще больших расстояниях от заряда сохраняется исходное напряженное состояние.

Таким образом, после прохождения ударной волны напряженное состояние образца или сварного соединения, как целого, нарушается, и вслед за кратковременным процессом воздействия ударной волны должен следовать относительно медленный процесс установления в образце нового состояния равновесия.

В модели трех стержней, как и в реальном сварном соединении, заключительный этап процесса удобно иллюстрировать с помощью совмещенной диаграммы $\sigma - \epsilon$ для упругоидеально пластичного материала. На рис. 2 координаты точки A соответствуют исходным деформации и напряжению в среднем стержне, точки B — в боковых, а площадь тре-

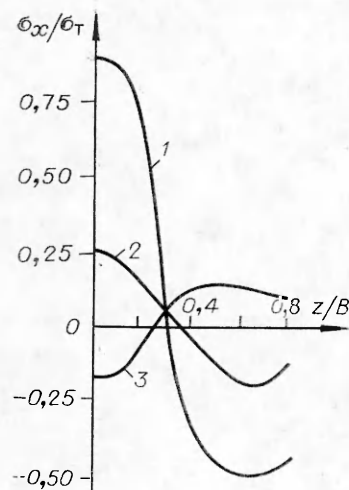


Рис. 3.

угольника OAC пропорциональна запасу потенциальной энергии упругой деформации системы [4]. Ударно-волновое нагружение переводит средний стержень в состояние, которому отвечает точка D , после чего начинается совместное деформирование стержней соответственно вдоль траекторий DK и BL . Конечным состоянием стержней отвечают точки K и L , причем точка K лежит на продолжении прямой AC . Теперь новому энергетическому состоянию системы соответствует площадь треугольника CKM , а отрезки MN и CN — упругим деформациям среднего и боковых стержней. Введем безразмерные параметры $\sigma_{xp}/\sigma_T = r$, $\sigma_{x1}/\sigma_T = k$, $\sigma_{x2}/\sigma_{x1} = n$. Тогда в общем случае

$$\frac{\sigma'_{x1}}{\sigma_{x1}} = \frac{nk + r}{k(n + 1)}. \quad (2)$$

Здесь σ'_{x1} — результирующее остаточное напряжение растяжения; σ_{xp} — напряжение в «напряженном следе» непосредственно после нагружения.

В зависимости от величины r точки, отвечающие состояниям среднего стержня непосредственно после взрывного воздействия, будут располагаться на отрезке $АН$. В частности, напряжение, переводящее средний стержень в состояние, характеризуемое точкой H , при $n = 0,5$ и $k = 1$ приводит к удлинению системы в целом на величину $2\sigma_T/3E$; конечные напряжения в стержнях будут иметь обратные знаки по отношению к исходным и уменьшатся втрое по абсолютной величине. Это предельное состояние, достигаемое при достаточно сильном однократном нагружении, не всегда целесообразно. Обычно параметры заряда назначаются такими, чтобы конечные значения напряжений были близкими к нулю, для чего необходимо $r = -nk$ или $\sigma_{xp} = \sigma_{x2}$.

При не слишком интенсивном нагружении рассмотренный процесс полезно также наглядно интерпретировать таким образом, что под действием взрыва средний стержень деформируется вдоль AYS , приобретая пластическую деформацию YS . Величину ее в случае одноосной деформации можно оценить как

$$\varepsilon_{xII} = 1/3 \cdot \ln(V/V_0)$$

по известной ударной адиабате металла [5]. Здесь V_0 и V — удельный объем металла в начальном и сжатом состоянии. Последующая упругая разгрузка стержней происходит вдоль отрезков YB и SD и приводит к тому же конечному напряженному состоянию системы. При этом

$$\sigma'_{x1} = \sigma_{x1} - \varepsilon_{xII}/(n + 1). \quad (3)$$

На рис. 3 в качестве иллюстрации приведены экспериментальные эпюры остаточных напряжений в сварном стыковом соединении пластин из Ст. 3 размером $500 \times 400 \times 10$ мм в исходном состоянии (кривая 1) и после обработки взрывом накладных зарядов в виде полосы низкоимпульсного ВВ толщиной 5 и 10 мм (кривые 2, 3) при плотности $\sim 0,6$ г/см³.

Упрощенная схема (см. рис. 1) не учитывает трехосности напряженного состояния, неоднородности волнового поля, влияние угла наклона волнового фронта к поверхности металла и т. п. Однако учет этих факторов, требующих отдельного рассмотрения, не меняет качественной стороны дела. Оказывается, что металл в напряженном следе после воздействия достаточно сильной волны сжатия (и до установления равновесия в образце в целом) находится в конечных состояниях на эллипсе

текучести, отвечающем пересечению поверхности текучести плоскостью $\sigma_y = 0$. Это — состояния двухосного сжатия с ненулевыми σ_x , σ_z , так что в предельном случае сильной волны σ_{xp} существенно отличается от $-\sigma_T$. По экспериментальным данным (полное изложение которых требует отдельной публикации), типичные значения σ_{xp} составляют для линейного заряда — $(0,1 \div 0,3)\sigma_T$, а для укладки ДШ по так называемой схеме «змейка» [6] — около половины $-\sigma_T$. Таким образом, σ_x обычно не является самой интенсивной компонентой напряженного следа. Эти данные хорошо согласуются с качественным поведением решения задачи о напряженном следе за плоским штампом, движущимся с малыми дозвуковыми скоростями [6].

С практической точки зрения, быстрые оценки ожидаемого эффекта снижения остаточных напряжений можно получить, если воспользоваться схемой трех стержней и положить, что под действием взрыва средний стержень мгновенно переходит в состояние с $\sigma_{xp} = -(0 \div 0,5)\sigma_T$.

Поскольку изображающая точка состояния не выходит за пределы поверхности текучести, тем самым предполагается, что время релаксации касательных напряжений, превышающих динамический предел текучести металла, пренебрежимо мало по сравнению с характерным временем нагружения. Соответствующие оценки, выполненные при помощи определяющего уравнения Шведова — Бингама и известных значений динамической вязкости металла, показывают, что релаксация успевает пройти за время нагружения. Однако время релаксации не всегда можно считать пренебрежимо малым. Поэтому, например, при точном решении конкретных задач на ЭВМ следует учитывать конечную вязкость металла.

Помимо рассмотренного механизма образования напряженного следа под зарядом ВВ возможен, по-видимому, иной механизм снижения остаточных напряжений за счет такого деформирования образца, при котором околошовная область подвергается избирательному удлинению. Предполагается, что этот механизм существует при нагружении тонких пластин по схеме «змейка» [7], однако этот вопрос требует дальнейшего изучения.

Получим наконец, из соображений теории размерностей оценку глубины напряженного следа при взрыве линейного заряда взрывчатого вещества на поверхности металла. При сверхзвуковом движении точечной нагрузки по поверхности упругого тела в последнем возбуждается система из трех волн: L — волна сжатия, S — волна сдвига и соединяющая их K -волна. Точное решение соответствующей задачи, приведенное в [8], чрезвычайно громоздко и совершенно непригодно для наглядных оценок. Расчет реального волнового поля еще более осложняется вследствие пластической релаксации в ближней зоне взрыва и может быть выполнен только на ЭВМ, что несообразно с практической ценностью конечных численных результатов. Поэтому для рассматриваемой задачи достаточны элементарные оценки. Выберем, например, заряд квадратного сечения со стороной a и погонной массой q_0 , так что $q_0/a^2 = \rho_0$. Пусть D есть скорость детонации. Припишем основную долю энергии реального волнового поля условной волне сжатия П-образного профиля, симметричной относительно оси x и имеющей продолжительность a/D . Ввиду приближенного равенства кинетической и потенциальной энергии в этой волне, полная удельная энергия в ней будет равна

$$U \approx \frac{\pi R a c}{D} \frac{\sigma_R^2}{E}, \quad (4)$$

где c — скорость распространения слабой пластической волны; E — модуль Юнга; R — расстояние от оси x . Воздействие продуктов взрыва на металл уподобим последовательному упругому соударению элементов массы q_0 , движущихся нормально относительно оси x со скоростями $\sqrt{2Q_0}$

(Q_0 — удельная теплота взрыва взрывчатого вещества заряда) со много большей массой металла $\sim \rho a^2 c^2 / D^2$ (ρ — плотность металла). Энергия переданная металлу, составит

$$U \approx \frac{q_0^2 Q_0 D^2}{\rho a^2 c^2}. \quad (5)$$

Из (1) и (2) следует

$$\sigma_R^2(R) \approx \frac{a}{\pi R} \frac{\rho^2}{\rho} \left(\frac{D}{C} \right)^3 Q_0 E. \quad (6)$$

Разумеется, формула (6) не пригодна для количественных расчетов, но она позволяет понять, каким образом варьирование параметров взрывчатого вещества влияет на глубину «проработанной» зоны.

Поступила в редакцию
26/II 1980

ЛИТЕРАТУРА

1. В. И. Артемьев, А. Н. Пашин и др. Цветные металлы, 1978, 5, 37.
2. В. М. Кудинов, В. Г. Петушков и др. Автоматическая сварка, 1978, 4.
3. В. А. Винокуров. Отпуск сварных конструкций для снижения напряжений. М., Машиностроение, 1973.
4. В. Г. Петушков, А. Н. Пашин. Автоматическая сварка, 1975, 7, 19.
5. Ф. А. Баум, Л. П. Орленко и др. Физика взрыва. М., Наука, 1975.
6. С. К. Годунов, Н. Н. Сергеев-Альбов. ПМТФ, 1977, 4, 140.
7. В. М. Кудинов и др. Автоматическая сварка, 1976, 1.
8. Гакенхаймер, Микровиц. — В сб.: Прикладная механика, № 3, 1969.

ВЛИЯНИЕ ПЛОСКИХ УДАРНЫХ ВОЛН НА ОСТАТОЧНЫЕ СВОЙСТВА МЕДИ И ВНУТРЕННЕ ОКИСЛЕННОГО МЕДНОГО СПЛАВА

М. П. Бондарь, А. А. Дерибас, В. А. Симонов
(Новосибирск)

При исследовании зависимости остаточных изменений структуры и свойств материалов от параметров ударно-волнового нагружения [1] мало внимания уделено дисперсионно-упрочненным системам. Общим результатом большинства работ, посвященных исследованию металлов и сплавов, является рост степени упрочнения материалов с повышением давления p в ударной волне. В работах [2—5] показано, что увеличение длительности импульса при постоянном давлении Δt по своему воздействию на материал аналогично увеличению давления. Существенное влияние на изменение структуры и свойств материалов оказывает ширина фронта ударной волны [6]. В [2] отмечено влияние скорости спада давления в волне разрежения dp/dt на свойства нагружаемого материала. Однако общепринятого представления о степени воздействия отдельных составляющих профиля ударной волны (ширины фронта, Δt , dp/dt) на процессы в материале в настоящее время нет. Существенно неоднозначные результаты получены при исследовании процессов разупрочнения ударно-нагруженных материалов [5—7].

Настоящая работа представляет дополнительный вклад в рассматриваемую проблему. В ней исследовано изменение структуры и свойств дисперсионно-упрочненного сплава и металла основы сплава в зависимости от p , Δt и dp/dt в волне разрежения. В работе сделана попытка оценить потери энергии в ударной волне за счет рассеяния на частицах