

Для сравнения там же приведены сплошными линиями картины распределения нагрузки в тех же четырех сечениях на изолированном крыле $\lambda = 2$ и в четырех сечениях на крыле $\lambda = 1$. Распределение нагрузки на крыле $\lambda = 1$ при установлении в его следе на расстоянии трех хорд крыла $\lambda = 2$ практически не меняется: оно одинаково для изолированного крыла и для крыла в системе тандем как в схеме вихревой пелены, так и в схеме вихревых жгутов. Картина распределения нагрузки на крыле $\lambda = 2$, находящегося в следе крыла $\lambda = 1$, меняется заметно. В случае схемы вихревой пелены на крыле $\lambda = 2$ наблюдается уменьшение нагрузки под скручивающейся вихревой пеленой первого крыла. В случае схемы вихревых жгутов над крылом $\lambda = 2$ проходит вихревой жгут первого крыла, который находится значительно ниже носовой вихревой линии первого крыла схемы вихревой пелены и вызывает более сильное уменьшение нагрузки на крыле $\lambda = 2$. Различие в распределении нагрузки на крыле $\lambda = 2$, находящемся в следе крыла $\lambda = 1$, при проведении расчетов по этим двум схемам заметно: величина C_n для тандема различается на 4%.

Авторы благодарят С. Д. Ермоленко и Ю. А. Рогозина, которые предоставили подробные сведения об экспериментальных результатах работы [7].

Поступила 25 VI 1982

ЛИТЕРАТУРА

1. Голубев В. В. Лекции по теории крыла. М.: Гостехиздат, 1949.
2. Никольский А. А. О второй форме движения идеальной жидкости около обтекаемого тела (исследование отрывных потоков).— ДАН СССР, 1957, т. 116, № 3.
3. Белоцерковский С. М. Расчет обтекания крыльев произвольной формы в плане в широком диапазоне углов атаки.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1968, № 4.
4. Воробьев Н. Ф., Шашкина Г. Н. К вопросу о выборе дискретной вихревой схемы крыла.— В кн.: Задачи обтекания тел пространственной конфигурации. Новосибирск: изд. ИТПМ СО АН СССР, 1978.
5. Шашкина Г. Н., Воробьев Н. Ф. О моделировании условий схода вихревой пелены при расчете обтекания крыла согласно дискретной вихревой схеме.— ЧММСС, 1979, т. 10, № 3.
6. Белоцерковский С. М., Ништ М. И. Отрывное и безотрывное обтекание тонких крыльев идеальной жидкостью. М.: Наука, 1978.
7. Ермоленко С. Д., Рогозин Ю. А. и др. Моделирование летательного аппарата тонкой плоской поверхностью, имеющей форму его проекции в плане.— Учен. зап. ЦАГИ, 1979, т. 10, № 2.
8. Кочин Н. Е., Кибель И. А., Розе Н. В. Теоретическая гидродинамика. Ч. 1. М.: Физматгиз, 1963.

УДК 624.014.25 : 621.9.044

ПЕРЕРАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПРОИЗВОЛЬНОЙ СИСТЕМЫ ВНУТРЕННИХ НАПРЯЖЕНИЙ В НОРМАЛЬНО ПАДАЮЩЕЙ УДАРНОЙ ВОЛНЕ

А. В. Давыденко, В. Г. Петушков

(Киев)

В настоящее время широкое распространение получил метод снятия остаточных напряжений в сварных пластинах с помощью взрывной обработки накладными или пнуровыми зарядами взрывчатого вещества. Практической и физической стороне явления посвящен ряд статей [1—3].

В частности, в [1] при рассмотрении траектории движения точки, изображающей напряженно-деформированное состояние вещества в пространстве главных напряжений в процессе взрывного нагружения и разгрузки, рассматривался симметричный случай начальных напряжений: $\sigma_{y0} = \sigma_{z0}$, $\sigma_{x0} = 0$. (Фронт ударной волны параллелен поверхности металла, оси σ_y и σ_z лежат в плоскости поверхности, ось σ_x перпендикулярна ей. Металл считается упругопластичным.) В этом случае при любых начальных

напряжениях в пределах упругости прямая упругого напряжения выходит на поверхность текучести в точках, принадлежащих некоторой определенной прямой, проекция которой на плоскость σ_x, σ_y есть прямая QQ , изображенная на фиг. 1 (в случае волн растяжения это есть прямая PP). Величины $OD = OE = OF = OG = \sigma_s$, прямая OS — проекция гидростатической оси, σ_s — динамический предел текучести. В процессе дальнейшего нагружения изображающая точка движется вдоль прямой QQ .

При $\sigma_{y0} \neq \sigma_{z0}$ траектории нагружения сложнее; как будет показано ниже, эти траектории в пластической области представляют собой семейство кривых, имеющих в качестве асимптоты при больших σ_x прямые, проекции которых на плоскость σ_x, σ_y есть PP и QQ .

Цель данной работы — определение этих траекторий и на этой основе — границ области применимости схемы, приведенной на фиг. 1, в случае несимметричных начальных напряжений. Возможность применения этой схемы определяется начальными напряжениями σ_{y0} и σ_{z0} и величиной нагрузки σ_{xh} .

Воспользовавшись ассоциированным законом течения [4]

$$(1) \quad d\epsilon_{xp}/S_x = d\epsilon_{yp}/S_y = d\epsilon_{zp}/S_z = |d\epsilon_p|/|S|,$$

можно получить систему уравнений

$$(2) \quad \frac{4}{3} G d\epsilon_x = \frac{dS_x}{1 - \left(\frac{3S_x}{2\sigma_s}\right)^2}, \quad -\frac{2}{3} G d\epsilon_x = \frac{dS_y}{1 + \frac{9S_x S_y}{2\sigma_s^2}} = \frac{dS_z}{1 + \frac{9S_x S_z}{2\sigma_s^2}},$$

которая позволяет найти зависимости σ_x, σ_y и σ_z от параметра нагружения ϵ_x . На фиг. 2 на совмещенных координатных плоскостях σ_x, σ_y и σ_x, σ_z изображены возможные траектории нагружения в упругой и пластической областях, соответствующие решениям системы (2). Здесь область, ограниченная прямыми RR и R_1R_1 , — проекция цилиндра текучести, а прямая QQ — асимптота траекторий при $\sigma_x \rightarrow -\infty$; σ_{x1} соответствует началу пластического течения. Процесс удобнее рассматривать в координатах σ_x, σ_m , где $\sigma_m = (1/2)(\sigma_y + \sigma_z)$. Соответствующие траектории изображены на фиг. 3.

Нагружение описывается следующим образом.

1. Начальная точка принадлежит отрезку AD , $\sigma_{m0} = (1/2)(\sigma_{y0} + \sigma_{z0})$. Одной начальной точке могут соответствовать различные $\Delta\sigma_0 = \sigma_{y0} - \sigma_{z0}$: $|\Delta\sigma_0| < \frac{2}{\sqrt{3}} \sqrt{\sigma_T^2 - \sigma_{m0}^2}$, $|\sigma_{m0}| < \sigma_T$, где σ_T — статический предел текучести. В расчетах принималось $\sigma_s = 3\sigma_T$.

2. Упругое нагружение происходит по прямой

$$(3) \quad \sigma_x = ((1 - \nu)/\nu)(\sigma_m - \sigma_{m0}), \text{ при } \nu = (1/3) \quad \sigma_x = 2(\sigma_m - \sigma_{m0}).$$

3. Точка выхода на поверхность текучести характеризуется величиной

$$(4) \quad \sigma_{x1} = \frac{1 - \nu}{1 - 2\nu} \left(\frac{3}{2} S_{x1} + \sigma_{m0} \right),$$

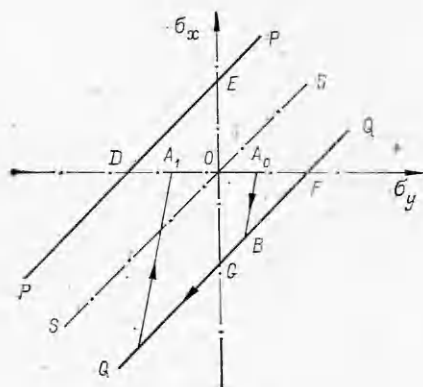
где $S_{x1} = -\frac{1}{3} \sqrt{4\sigma_s^2 - 3\Delta\sigma_0^2}$. При $\nu = 1/3$ $\sigma_{x1} = 3 S_{x1} + 2\sigma_{m0}$.

4. Дальнейшее нагружение описывается следующими параметрическими уравнениями, полученными путем решения системы (2):

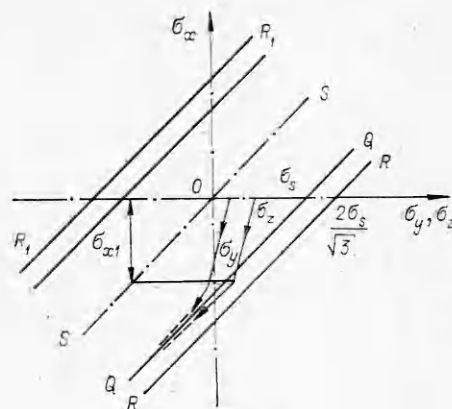
$$(5) \quad \frac{\Delta\sigma_x}{\sigma_s} = \frac{2}{3} \left(\frac{\beta e^t - 1}{\beta e^t + 1} + t \right) - \frac{S_{x1}}{\sigma_s},$$

$$\frac{\Delta\sigma_m}{\sigma_s} = \frac{1}{3} \left(\frac{\beta e^t - 1}{\beta e^t + 1} - 2t \right) + \frac{S_{x1}}{2\sigma_s},$$

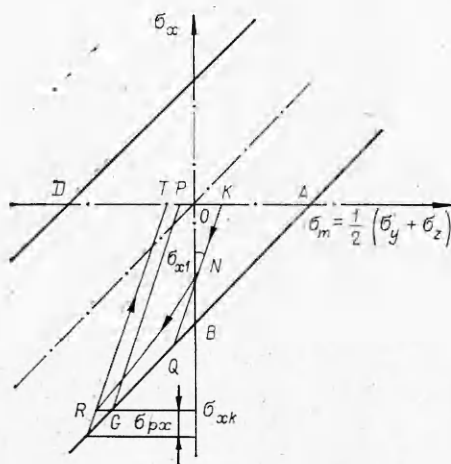
где $\beta = \frac{2\sigma_s - 3S_{x1}}{2\sigma_s + 3S_{x1}}$, $t > 0$; $\Delta\sigma_x = \sigma_{xh} - \sigma_{x1}$; $\Delta\sigma_m = \sigma_{mh} - \sigma_{m1}$; σ_{xh} — амплитуда волны; σ_{mh} — значение σ_m , соответствующее σ_{xh} , а σ_{m1} — соответствующее σ_{x1} .



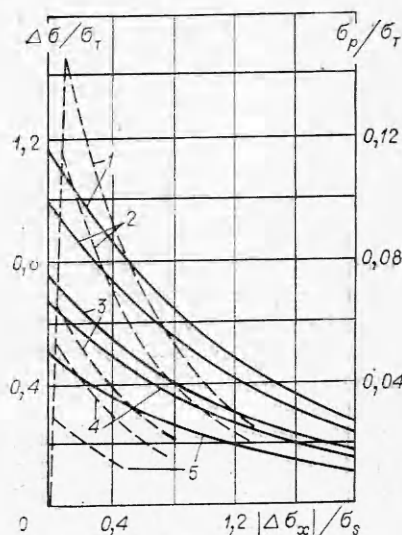
Ф и г. 1



Ф и г. 2



Ф и г. 3



Ф и г. 4

Из формул (5), а также соотношений (3), (4) можно получить асимптотическую зависимость между σ_{xk} и σ_{mk} при больших амплитудах σ_{xk} : $\sigma_{xk} \rightarrow \sigma_{mk} - \sigma_s$. Поэтому траектории нагружения в пластической области в координатах $\sigma_x - \sigma_m$ имеют вид кривой NR , изображенной на фиг. 3.

Рассмотрение нагружения по упрощенной схеме предполагает замену траектории KNR ломаной KQG и величину $\Delta\sigma$ равной нулю. Точка P соответствует приближенной разгрузочной величине σ'_{m2} , точка T — точной σ_{m2} . Поправку PT будем обозначать через σ_p , $\sigma_p > 0$.

Для полного определения напряженного состояния после разгрузки необходимо знать σ'_{m2} , σ_p и разность напряжений после разгрузки $\Delta\sigma_2 = \sigma_{y2} - \sigma_{z2}$. Зависимости $\Delta\sigma$ и σ_p от $\Delta\sigma_x$ при $\nu = 1/3$, полученные путем преобразования системы (5), в параметрическом представлении имеют вид

$$\frac{\Delta\sigma}{\sigma_T} = \pm 4 \sqrt{\frac{2R}{\beta}} \frac{\exp(t/2)}{\beta e^t + 1}, \quad \frac{\sigma_p}{\sigma_T} = \frac{6}{\beta e^t + 1},$$

где знак в первой формуле совпадает со знаком $\Delta\sigma_0$.

На фиг. 4 приведены расчетные поправки при параметрах, указанных в таблице. Штриховые линии соответствуют величине σ_p , сплошные — $\Delta\sigma$.

Алгоритм использования упрощенной схемы с поправками следующий. По начальным напряжениям σ_{y0} и σ_{z0} вычисляются $\sigma_{m0} = (1/2)(\sigma_{y0} +$

$\Delta\sigma_0$	0 (ломаная)	$\frac{1}{2}\sigma_T$	$\frac{2}{3}\sigma_T$	$\frac{3}{4}\sigma_T$	σ_T	$\frac{2}{\sqrt{3}}\sigma_T = 1,15\sigma_T$
$S_{x1} = -\frac{1}{3}\sqrt{4\sigma_s^2 - 3\Delta\sigma_0^2}$	$\frac{2}{3}\sigma_s$	$0,660\sigma_s$	$0,654\sigma_s$	$0,651\sigma_s$	$0,638\sigma_s$	$0,629\sigma_s$
$\beta = \frac{2\sigma_s - 3S_{x1}}{2\sigma_s + 3S_{x1}}$	∞	190	106	83,3	46,0	34,0
Номер линии на фиг. 4		5	4	3	2	1

+ σ_{z0}) и $\Delta\sigma_0 = \sigma_{y0} - \sigma_{z0}$. Затем с учетом известной амплитуды волны σ_{xh} строится приближенная ломаная нагружения и разгрузки типа *KQGP* и находится приближенное разгрузочное значение σ'_{m2} (точка *P*). Далее определяется значение $\Delta\sigma_x = \sigma_{xh} - \sigma_{x1}$. По величине $\Delta\sigma_x$, используя графики, приведенные на фиг. 4, можно получить значения σ_p и $\Delta\sigma_2$ и затем σ_{y2} и σ_{z2} по формулам

$$\sigma_{y2} = \sigma'_{m2} + (1/2)\Delta\sigma_2 - \sigma_p, \quad \sigma_{z2} = \sigma'_{m2} - (1/2)\Delta\sigma_2 - \sigma_p.$$

На фиг. 4 видно, что наиболее существенна поправка $\Delta\sigma$, величину σ_p при $\Delta\sigma_x < -\sigma_s$ можно не учитывать.

Если $\sigma_{m2} < -\sigma_T$, то после ударно-волнового процесса начинается сравнительно медленный дрейф точки *T* (см. фиг. 3) в сторону увеличения величины σ_m . Расчет, проведенный на основе ассоциированного закона текучести (1) и условия одноосной деформации $\varepsilon_y = \varepsilon_z = 0$, показывает, что конечное состояние σ_{m3} и $\Delta\sigma_3$ определяется системой уравнений:

$$\sigma_{m3}^2 + (3/4)\Delta\sigma_3^2 = \sigma_T^2, \quad \Delta\sigma_3/\Delta\sigma_2 = (\sigma_{m3}/\sigma_{m2})^\gamma,$$

где $\gamma = 3(1 - \nu)/(1 + \nu)$; при $\nu = 1/3$ $\gamma = 3/2$.

В первом приближении можно принять $\sigma_{m3} = -\sigma_T$ и $\Delta\sigma_3 = \Delta\sigma_2(-\sigma_T/\sigma_{m2})^{3/2}$.

При практическом использовании приведенных расчетов важно знать поправку σ_{px} (см. фиг. 3). Последняя представляет собой разницу между точной и приближенной амплитудой волны, необходимой для получения определенного конечного состояния σ_{m2} , характеризуемого точкой *T*.

Значение σ_{px} можно определить из трансцендентного уравнения $\sigma_{px}/\sigma_s = 4/[1 + \beta \exp(a - \sigma_{px}/\sigma_s)]$, где $a = 2 + (3/\sigma_s)(S_{x1} + \sigma_{m0} - \sigma_{m2})$, $\sigma_{m2} < \sigma_{m0}$.

Расчет, проведенный при $\sigma_{m2} = 0$, показывает, что при $\sigma_s = 3\sigma_T$ $\max(\sigma_{px}/\sigma_s) = 0,114$, что составляет менее 6% от амплитуды волны σ_{xh} , равной в этом случае $-2\sigma_s$. Поэтому в практических расчетах эту поправку можно не учитывать. Последний факт является следствием того, что незначительное относительное изменение амплитуды волны σ_{xh} приводит к более ощутимым изменениям конечного состояния σ_{m2}/σ_T , так как обычно $\sigma_{xh} = 6\sigma_T$.

Следует остановиться на учитываемых в данной работе особенностях динамического ударно-волнового процесса в сравнении с квазистатическими условиями нагружения и разгрузки. Как показано (см., например, [5, 6]), реальную высокоскоростную картину деформирования вязкоупругопластического вещества можно с успехом приблизить обычным упругопластическим квазистатическим процессом, характеризуемым некоторым эффективным динамическим пределом текучести, зависящим от скорости деформирования и вязкости материала.

При реальных скоростях деформирования, достигаемых в процессе снятия остаточных напряжений путем взрывной обработки таких материалов, как, например, сталь Ст. 3, динамический предел текучести оказывается в 3—4 раза больше статического. Эти данные, основанные на

экспериментах по высокоскоростному растяжению и сжатию стержней, приведены в [7].

Кроме этого, особенность динамического характера деформирования учитывается путем введения в рассмотрение процесса дрейфа напряженного состояния вещества к статическому пределу текучести.

В заключение авторы выражают благодарность Ю. И. Фадеевко за содействие в процессе работы и обсуждения результатов.

Поступила 19 I 1982

ЛИТЕРАТУРА

1. Петушков В. Г., Фадеевко Ю. И. О взрывной обработке сварных соединений. — ФГВ, 1980, № 5.
2. Кудинов В. М., Петушков В. Г. и др. Параметры зарядов взрывчатого вещества для снятия остаточных напряжений в сварных стыковых соединениях. — Автомат. сварка, 1976, № 1.
3. Петушков В. Г., Кудинов В. М., Березина Н. В. Механизм перераспределения остаточных напряжений при взрывном нагружении. — Автомат. сварка, 1974, № 3.
4. Качанов Л. М. Основы теории пластичности. М.: Наука, 1969.
5. Степанов Г. В. Упругопластическое деформирование материалов под действием импульсных нагрузок. Киев: Наукова думка, 1979.
6. Рахматулин Х. А., Демьянов Ю. А. Прочность при интенсивных кратковременных нагрузках. М.: Физматгиздат, 1961.
7. Писаренко Г. С., Петушков В. Г. и др. Механические свойства некоторых материалов при высокоскоростном растяжении. — Проблемы прочности, 1970, № 7.

УДК 534.222 .

РЕЛАКСАЦИЯ СУБМИКРОСЕКУНДНЫХ ИМПУЛЬСОВ ДАВЛЕНИЯ В ТВЕРДОМ ТЕЛЕ

Ю. И. Мецержаков
(Ленинград)

Релаксацию напряжения в динамических задачах пластичности с позиций динамики дислокаций описывают с помощью определяющего уравнения Соколовского — Мальверна — Дьювола [1]:

$$(1) \quad \partial \sigma_{ij} / \partial t - \rho c^2 \partial \epsilon_{ij} / \partial t = - a \partial \epsilon_{ij}^p / \partial t,$$

учитывающего влияние скорости на характер волнового движения деформации. Тензор скорости пластической деформации $\dot{\epsilon}_{ij}^p$ записывается как результат одновременного скольжения в противоположных направлениях положительных и отрицательных дислокаций:

$$(2) \quad \dot{\epsilon}_{ij}^p = \sum_{m=1}^M [+ \alpha_{ik}^{(m)} e_{jkl} + v_l^{(m)} + - \alpha_{ik}^{(m)} e_{jkl} - v_l^{(m)}],$$

где суммирование проводится по всем плоскостям скольжения; $+ \alpha_{ik}^{(m)}$ и $- \alpha_{ik}^{(m)}$ — тензоры плотности положительных и отрицательных дислокаций.

Как правило, условия деформирования при скоростях деформации $\dot{\epsilon} < 10^8$ обеспечивают в среднем равенство положительных и отрицательных дислокаций, что соответствует равенству нулю суммарного вектора Бюргера дислокационной структуры. При импульсном и ударном нагружении материала эти условия, однако, могут не выполняться. В соответствии с определением тензора плотности дислокаций в континуальной теории дислокаций последний записывается через градиенты пластической дилатации в виде $\alpha_{ij} = - e_{ikl} \nabla_k w_{lj}$. Это значит, что в случае больших градиентов смещения, реализуемых при высокоскоростном нагружении, абсолютные значения плотности зарядовых дислокаций могут достигать также больших величин. Как показано в [2, 3], особо бла-