

ИЗДАЕТСЯ С ИЮЛЯ 2004 г.

КЛЕИ, ГЕРМЕТИКИ, ТЕХНОЛОГИИ

2 | 2014

ЕЖЕМЕСЯЧНЫЙ
НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКИЙ
И УЧЕБНО-МЕТОДИЧЕСКИЙ
ЖУРНАЛ

Орган Института химической физики им. Н.Н. Семёнова РАН

Рекомендован ВАК для публикации результатов диссертаций на соискание ученых степеней кандидата и доктора наук

Редакционная коллегия:

Главный редактор
академик РАН А.А. Берлин

Заместители главного редактора:

А.П. Петрова, Г.В. Мальшева

Члены редколлегии:

Аниховская Л.И.,	Морозов Ю.Л.,
Аронович Д.И.,	Новаков И.А.,
Бабаевский П.Г.,	Осипчик В.С.,
Войтович В.А.,	Резниченко С.В.,
Гладков С.А.,	Савченкова Г.А.,
Горбаткина Ю.А.,	Стоянов О.В.,
Гуров А.А.,	Строганов В.Ф.,
Донской А.А.,	Угрюмов С.А.,
Ковалевский М.А.,	Фрейлин А.С.,
Крыжановский В.К.,	Хайруллин И.К.,
Кульков А.А.,	Халтуринский Н.А.,
Луконин В.П.,	Цейтлин Г.М.,
Масленков С.Б.,	Чальх А.Е.,
Минаков В.Т.,	Ширшин К.В.

Ведущий редактор

Еселева Л.И.

Адрес издательства:

107076, Москва,
Стромынский пер., 4

Тел. /факс редакции:

8 (499) 164-4774;

8 (499) 269-5196

E-mail: admin@nait.ru;

korhink@nait.ru

http://www.nait.ru

За достоверность информации и рекламы ответственность несут авторы и рекламодатели.

При использовании материалов журнала в любой форме ссылка на журнал обязательна.

© ООО "Наука и Технологии", 2014

С 2007 г. журнал переводится на английский язык и выпускается издательством "Pleiades Publishing, Ltd" как приложение к журналу "Polymer Science, Series D", распространение которого осуществляет издательство "Springer".

НАУЧНЫЕ ШКОЛЫ

Строганов В.Ф. Модификация эпоксидных композиций адамантансодержащими аминокаддуктами на основе диаминадамантанов 2

СВОЙСТВА МАТЕРИАЛОВ

Железина Г.Ф., Шульдешова П.М. Конструкционные органопластики на основе пленочных клеев 9

Сусоров И.А., Чалов И.В. Ремсостав для восстановления дефектных участков напыляемых толстослойных терморезистивных покрытий полиуретанового типа 15

Додонов В.А., Верховых Р.А., Ломакин С.С., Гуцин А.В. Характер действия малых добавок органических пероксидов, олигоэфиракрилатов и металлоорганических диакрилатов на скорость отверждения и адгезионную способность акрилатной композиции. 19

ТЕХНОЛОГИЯ

Петрова А.П. Основные этапы технологии склеивания 24

МЕТОДЫ АНАЛИЗА И ИСПЫТАНИЙ

Думанский А.М., Неповинных В.И., Русин М.Ю., Терехин А.В. Оценка предельного состояния герметиков в конструкциях летательных аппаратов 31

Угрюмов С.А., Федотов А.А. Исследование экологических параметров древесно-стружечных плит, изготовленных с применением клеевого состава на основе фурфуролацетона мономера ФА 39

ИНФОРМАЦИЯ

Клеи. Стандарты ISO 42

Новости литературы 44

В
Н
О
М
Е
Р
Е

УДК 539.3: 678.4

ОЦЕНКА ПРЕДЕЛЬНОГО СОСТОЯНИЯ ГЕРМЕТИКОВ В КОНСТРУКЦИЯХ ЛЕТАТЕЛЬНЫХ АППАРАТОВ

А.М. Думанский^{1,3}, В.И. Неповинных², М.Ю. Русин², А.В. Терехин^{1,2}

¹Федеральное Государственное бюджетное учреждение науки Институт машиноведения им. А.А. Благонравова РАН (101990, Москва, Малый Харитоньевский пер., д. 4, e-mail: alduman@rambler.ru)

²ОАО «ОНПП «Технология» (249035, г. Обнинск, Калужская обл., Киевское ш., д. 15, e-mail: info@technologiya.ru)

³МГТУ им. Н.Э. Баумана (107005, Москва, Госпитальный пер., д. 10)

Статья поступила 05.11.2013

Проведено расчетно-экспериментальное исследование механических свойств герметика Виксинт У-2-28НТ при одноосном растяжении и сдвиге. Показана возможность прочностного расчета герметика по предельному значению кратности удлинения, определяемого по результатам испытаний на растяжение.

Ключевые слова: гиперупругий материал, неогуков материал, материал Муни—Ривлина, конечная деформация, энергия деформации

Герметик Виксинт У-2-28НТ представляет собой уплотнительный материал, обладающий способностью переходить из пастообразного в резиноподобное состояние после перемешивания с катализатором № 28 и гидростабилизирующей жидкостью 136-41 [1]. Плотность материала в вулканизированном состоянии составляет $2,2 \cdot 10^3$ кг/м³, условная прочность — 1,9 МПа, удлинение при разрыве — не менее 220%. Герметик предназначен для герметизации клепаных, болтовых и сварных соединений, работающих в интервале температур от –60 до +250 °С, обладает устойчивостью к деструкции при нагреве до 250 °С.

В общем случае прочность клеевого соединения определяется как прочностью самого адгезива, так и прочностью его адгезии к субстрату [2, 3]. В [2] рассмотрен конечно-элементный расчет композиции, включающей соединение клеевого слоя с керамикой и моделирование пограничного слоя на границе раздела двух сред. В [3] с помощью построения корреляционных зависимостей полиномиального вида проводился анализ зависимости сдвиговой прочности клея от толщины с уче-

том влияния шероховатости металлической подложки. В настоящей работе предложен метод прогнозирования предельного состояния клеевого соединения при условии, что прочность адгезива выше прочности его адгезии к субстрату, что является типовым требованием к технологии склейки, т.е. изучалось разрушение, вызванное когезионным разрушением герметика. Вопросы, связанные с обеспечением адгезии, не рассматривались.

В данной работе проведено исследование широко используемых в технике клеевых соединений, в процессе эксплуатации подвергающихся сдвиговым нагрузкам.

Целью данной работы являлось создание метода определения деформационно-прочностных характеристик герметика и попытка оценки механического поведения клеевого соединения на его основе в конструкциях летательных аппаратов.

Анализ литературных данных [4–6] показывает, что сдвиг в полимерах в условиях больших деформаций сопровождается одновременным растяжением микрообъемов вещества и поворотом связанной с ним системы координат. Поэтому за основу была принята

известная в механике сплошной среды схема простого сдвига клевого слоя. Ее отличие от чистого сдвига заключается в том, что наряду со сдвиговой деформацией имеет место вращение. Кремнийорганический герметик типа Висксинт относится к типу гиперупругих (высокоэластических) материалов, способных к большим обратимым деформациям. Расчеты выполняли в предположении несжимаемости материала. В данной работе герметик рассматривали как упругое тело, что справедливо при невысоких температурах (0–100 °С) и при малых временах действия нагрузки.

Преобразование координат исходной конфигурации, соответствующей схеме простого сдвига, может быть описано с помощью следующих соотношений [4]:

$$\begin{aligned} x'_1 &= x_1 + kx_2, \\ x'_2 &= x_2, \\ x'_3 &= x_3, \end{aligned} \quad (1)$$

где параметр k , определяющий степень деформации, называется величиной сдвига [4, 5]. Схема деформирования в плоскости представлена на рис. 1. В соответствии с первым соотношением, в (1) следует, что $k = \frac{x'_1 - x_1}{x_2}$. Из рис. 1 следует, что $\text{tg } \theta = \frac{kx_2}{x_2} = k$.

Рассмотрим поле деформаций с позиции механики сплошных сред. Деформация среды может быть определена с помощью тензора градиента деформации, определяемого соотношением [5]:

$$F_{ij} = \frac{\partial x'_i}{\partial x_j}. \quad (2)$$

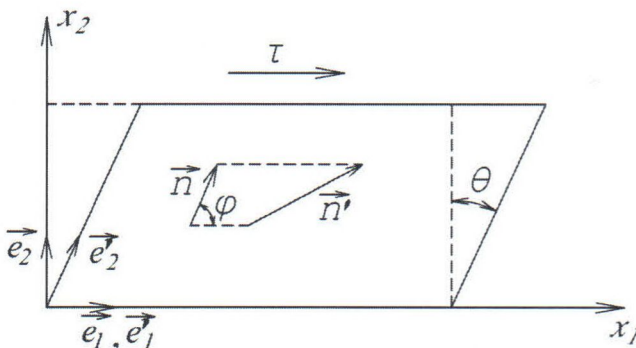


Рис. 1. Схема деформирования при простом сдвиге

Учитывая, что тензор градиента представляет собой матрицу, в векторно-матричной форме запишем связь проекций длин элементарного отрезка в исходной и актуальной системах координат: $d\vec{x}' = Fd\vec{x}$. Тогда, в соответствии с определением тензора деформации:

$$dx'^2 - dx^2 = 2\varepsilon_{ij} dx_i dx_j. \quad (3)$$

В матричной форме из соотношения (3) может быть получено следующее выражение для компонентов тензора деформации Коши—Грина:

$$F^T F - I = 2E, \quad (4)$$

где E — матричное представление деформации, I — единичная матрица.

Отношение длины отрезка в актуальной конфигурации к исходной характеризует степень удлинения отрезка:

$$\lambda_x = \frac{dx'}{dx}. \quad (5)$$

Тензор градиента деформации при простом сдвиге в соответствии с (1) равен:

$$F = \begin{pmatrix} 1 & k & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}. \quad (6)$$

В соответствии с определением тензора конечных деформаций Грина (3), с учетом (4) и (6) будем иметь:

$$[E] = 0,5(F^T F - I) = \begin{pmatrix} 0 & 0,5k & 0 \\ 0,5k & 0,5k^2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}. \quad (7)$$

Изменение длины и ориентации единичного вектора $\vec{n}(\cos \varphi, \sin \varphi, 0)$ (в скобках стоят компоненты вектора) в результате простого сдвига может быть определено с помощью соотношения:

$$|n'^2| = \vec{n}^T C \vec{n} = k^2 \sin^2 \varphi + k \sin 2\varphi + 1, \quad (8)$$

где $C = F^T F$ — правый тензор Коши—Грина,

$$\text{равный в нашем случае: } C = \begin{pmatrix} 1 & k & 0 \\ k & k^2 + 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}.$$

Квадрат кратности удлинения вектора определяется как $\lambda_{\vec{n}}^2 = \frac{|\vec{n}'|^2}{|\vec{n}|^2} = |\vec{n}'|^2$ и с учетом (8) после тригонометрических преобразований оказывается равным:

$$\lambda_{\vec{n}}^2 = 1 + \frac{k^2}{2} + k \sin 2\varphi - \frac{k^2}{2} \cos 2\varphi. \quad (9)$$

Далее проводим преобразования, позволяющие определить максимальное удлинение отрезков в плоскости сдвига с учетом угла их ориентации:

$$\lambda_{\vec{n}}^2 = 1 + \frac{k^2}{2} + \sqrt{k^2 + \frac{k^4}{4}} \sin(2\varphi - \beta), \quad (10)$$

где $\beta = \arctg\left(\frac{k}{2}\right)$.

Очевидно, что максимальное значение квадрата кратности удлинения будет иметь место, когда $\sin(2\varphi - \beta) = 1$, и будет равно

$$\lambda_{\vec{n} \max}^2 = 1 + \frac{k^2}{2} + \sqrt{k^2 + \frac{k^4}{4}}. \quad (11)$$

Угол, при котором имеет место максимальное значение кратности удлинения, определяется следующим выражением:

$$\varphi_* = \frac{1}{2} \arctg \frac{k}{2} + \frac{\pi}{4}. \quad (12)$$

При получении (12) использовали условие $\sin(2\varphi - \beta) = 1$ и $\beta = \arctg\left(\frac{k}{2}\right)$.

При увеличении величины сдвига k угол, соответствующий максимальному растяжению линейного элемента, будет увеличиваться и асимптотически стремиться к 90° при $k \rightarrow \infty$. Зависимость угла поворота элемента, соответствующего максимальному удлинению, от величины сдвига приведена на рис. 2.

Предполагали, что предельное состояние при простом сдвиге наступит, когда значение кратности растяжения достигнет предельного значения λ_{\max} , определяемого из испытаний на одноосное растяжение. Определим максимальное значение величины сдвига k , соответствующее максимальному значению кратности растяжения, определяемого соотноше-

нием (10). Для этого необходимо разрешить уравнение (11) относительно величины k . Для проведения соответствующих процедур выполним следующие обозначения: $p = \lambda^2 - 1$ и $z = \frac{k^2}{2}$. Уравнение (11) примет следующий вид: $p = z + \sqrt{2z + z^2}$. Далее переносим z в левую часть и, возведя в квадрат, после приведения общих членов получаем: $p^2 - 2pz = 2z$. Из последнего выражения следует: $z = \frac{p^2}{2(p+1)}$.

Подставляя исходные значения величин, получаем выражение для квадрата величины сдвига: $k = \frac{\lambda^2 - 1}{\lambda}$. Окончательно максимальное значение величины сдвига k_{\max} , соответствующее значению λ_{\max} , примет следующий вид:

$$k_{\max} = \lambda_{\max} - \frac{1}{\lambda_{\max}}. \quad (13)$$

Значение угла, при котором имеет место максимальная величина кратности растяжения, начинается от 45° и с увеличением величины сдвига стремится к 90° .

Предположим, что разрушение будет иметь место, когда максимальное удлинение единичного отрезка станет равным опытному значению λ_* , определенному при испытаниях на одноосное растяжение, т.е. $\lambda_{\max} = \lambda_*$. Тогда

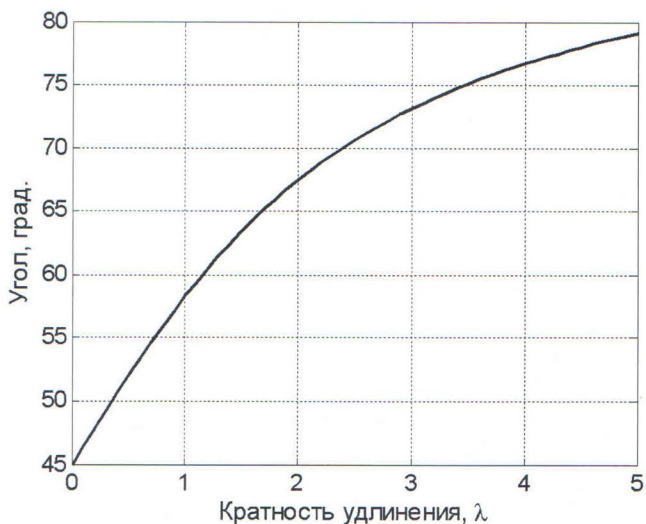


Рис. 2. Зависимость угла поворота элемента, соответствующего максимальному удлинению, от величины сдвига

предельное значение величины сдвига из соотношения (13) будет равно:

$$k_* = \lambda_* - \frac{1}{\lambda_*}. \quad (14)$$

Напряженное состояние, соответствующее однородной деформации тела, может быть определено с помощью потенциала упругой энергии, зависящего от главных растяжений или их инвариантов [7, 8]. При перемещении тела как твердого целого и его вращении не происходит накопления энергии деформации.

Энергия деформации в условиях однородной деформации является симметрической функцией главных удлинений $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$, т.е. $W = W(\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3)$. Энергия деформации может быть также функцией от скалярных инвариантов главных растяжений [5]:

$$\begin{aligned} I_1 &= \lambda_1^2 + \lambda_2^2 + \lambda_3^2; \\ I_2 &= \lambda_1^2 \lambda_2^2 + \lambda_2^2 \lambda_3^2 + \lambda_1^2 \lambda_3^2; \\ I_3 &= \lambda_1^2 \lambda_2^2 \lambda_3^2. \end{aligned} \quad (15)$$

В общем случае выражение для потенциала энергии деформации в соответствии с обобщенной моделью полиномиального типа имеет следующий вид [4]:

$$\begin{aligned} \bar{W} &= \sum_{p+q=1}^n C_{pq} (\bar{I}_1 - 3)^p (\bar{I}_2 - 3)^q + \\ &+ \sum_{m=1}^n \frac{K_m}{2} (J - 1)^{2m}, \end{aligned} \quad (16)$$

где C_{pq} и K_m — константы материала; $\bar{I}_1 = J^{\frac{2}{3}} I_1$; $\bar{I}_2 = J^{\frac{4}{3}} I_2$; $J = \det(F)$. Для несжимаемого материала $J = 1$, тогда $\bar{I}_1 = I_1$, $\bar{I}_2 = I_2$ и второе слагаемое в (16) равно нулю. Отметим, что при малых деформациях модуль сдвига и объемный модуль соответственно равны: $\mu = 2(C_{01} + C_{10})$, $K = K_1$.

К внутренним связям, наложенным на деформацию, относится несжимаемость материала, позволяющая уменьшить число аргументов функции энергии: $W = W(\lambda_1, \lambda_2)$. Вид потенциала определяет тип материала. Критерием выбора того или иного потенциала служит его

соответствие описываемым экспериментальным данным. При расчете изделий из эластомеров, работающих при умеренно больших деформациях, существенное значение имеет простота представления упругого потенциала. Функция потенциала определяет тип тела, наделенного определенными свойствами.

Частными случаями полиномиального представления энергии деформации (16) являются: неогукново тело — $C_{10} = \frac{\mu}{2}$; двухпараметрическое тело Муни—Ривлина — $C_{10} = \frac{\mu_1}{2}$ и $C_{01} = \frac{\mu_2}{2}$. Выражения для потенциала энергии деформации для этих тел, соответственно, принимают следующий вид [4,5]:

$$W = \frac{1}{2} \mu (\lambda_1^2 + \lambda_2^2 + \lambda_3^2 - 3) = \frac{\mu}{2} (I_1 - 3); \quad (17)$$

$$W = \frac{\mu_1}{2} (I_1 - 3) + \frac{\mu_2}{2} (I_2 - 3). \quad (18)$$

Следуя определяющим соотношениям, приведенным в [4, 5], компоненты тензора напряжений для несжимаемого тела в матричной форме с использованием левого тензора Коши—Грина могут быть записаны в следующем виде:

$$T = -pI + 2 \frac{\partial W}{\partial I_1} B - 2 \frac{\partial W}{\partial I_2} B^{-1}, \quad (19)$$

где I — единичная матрица; p — неизвестная функция, определяемая из уравнений равновесия при условии несжимаемости тела. Для неогукнова тела и тела Муни—Ривлина производные от функции энергии, задаваемой формулами (17) и (18), по инвариантам растяжений будут иметь следующий вид соответственно:

$$\frac{\partial W}{\partial I_1} = \frac{\mu}{2}, \quad \frac{\partial W}{\partial I_2} = 0; \quad (20)$$

$$\frac{\partial W}{\partial I_1} = \frac{\mu_1}{2}, \quad \frac{\partial W}{\partial I_2} = \frac{\mu_2}{2}. \quad (21)$$

Для одноосного нагружения несжимаемого тела выполняются следующие условия: $\lambda_1 = \lambda, \lambda_2 = \lambda_3 = \frac{1}{\sqrt{\lambda}}$. Тогда, в соответствии

с выражением (15), будем иметь: $I_1 = \lambda^2 + \frac{2}{\lambda}$.

Учитывая, что для несжимаемого тела $\lambda_1\lambda_2\lambda_3 = 1$, получим выражение для второго инварианта главных растяжений:

$$I_2 = \lambda_1^2\lambda_2^2 + \lambda_2^2\lambda_3^2 + \lambda_1^2\lambda_3^2 = \frac{1}{\lambda_1^2} + \frac{1}{\lambda_2^2} + \frac{1}{\lambda_3^2} = 2\lambda + \frac{1}{\lambda^2}.$$

Выражения для тензора градиента деформации и левого тензора деформации Коши—Грина при одноосном нагружении принимают вид, соответственно:

$$F = \begin{pmatrix} \lambda & 0 & 0 \\ 0 & \frac{1}{\sqrt{\lambda}} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{1}{\sqrt{\lambda}} \end{pmatrix}; \quad (22)$$

$$B = FF^T = \begin{pmatrix} \lambda^2 & 0 & 0 \\ 0 & \frac{1}{\lambda} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{1}{\lambda} \end{pmatrix}; \quad B^{-1} = \begin{pmatrix} \frac{1}{\lambda^2} & 0 & 0 \\ 0 & \lambda & 0 \\ 0 & 0 & \lambda \end{pmatrix}. \quad (23)$$

Выражения для главных напряжений определяются с помощью формулы (19):

$$\begin{aligned} \sigma_2 = \sigma_3 &= -p + 2 \frac{\partial W}{\partial I_1} \lambda^{-1} - 2 \frac{\partial W}{\partial I_2} \lambda = 0; \\ \sigma_1 &= -p + 2 \frac{\partial W}{\partial I_1} \lambda^2 - 2 \frac{\partial W}{\partial I_2} \lambda^{-2}. \end{aligned} \quad (24)$$

Величину p определяем из первого уравнения (24) и подставляем во второе уравнение.

Для неогукова тела имеем: $\frac{\partial W}{\partial I_1} = \frac{\mu}{2}$, $\frac{\partial W}{\partial I_2} = 0$. Получаем $p = \frac{\mu}{\lambda}$, и выражение для напряжений оказывается равным:

$$\sigma = \mu \left(\lambda^2 - \frac{1}{\lambda} \right). \quad (25)$$

Выражение для связи усилия N и кратности растяжения будет равно:

$$N = S\mu \left(\lambda - \frac{1}{\lambda^2} \right). \quad (26)$$

Аналогичные вычисления для тела Муни—Ривлина приводят к уравнению связи следующего вида:

$$N = S \left(\lambda - \frac{1}{\lambda^2} \right) \left(\mu_1 + \frac{\mu_2}{\lambda} \right), \quad (27)$$

где S — площадь поперечного сечения недеформированного образца.

Для определения констант материала были обработаны кривые нагрузка—перемещение, полученные при испытаниях плоских образцов герметика на растяжение. Средняя площадь поперечного сечения составила $S = 11,89 \text{ мм}^2$ ($\sim 2 \times 6 \text{ мм}$).

Соответствие значений перемещений, выраженных в процентах, и кратности удлинения определяется выражением $\lambda = 1 + \frac{\delta l}{100}$.

На рис. 3 представлены зависимости перемещения и кратности удлинения от усилия при растяжении. Разными значками представлены результаты испытаний разных партий образцов.

Модуль сдвига μ для неогукова материала, в соответствии с (26), определяется как среднее от значений:

$$\mu = \frac{N}{S \left(\lambda - \frac{1}{\lambda^2} \right)}. \quad (28)$$

Числовое значение параметра неогукова тела определяли как среднее значений

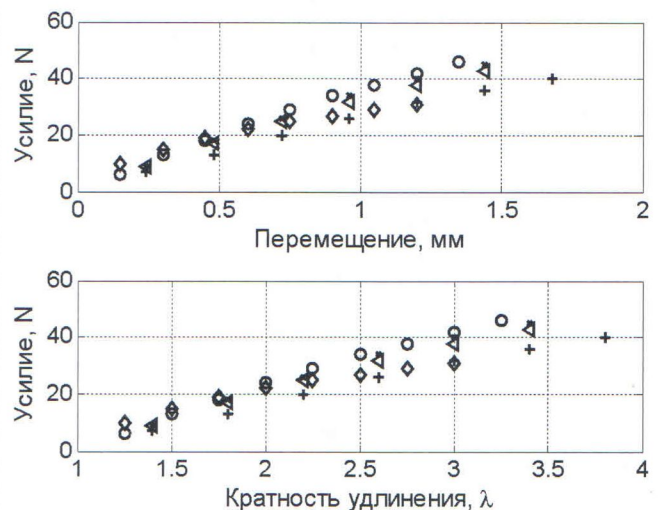


Рис. 3. Диаграммы зависимости нагрузки от перемещения и кратности удлинения образцов герметика при растяжении

в правой части (28), и оно оказалось равным 1,03 МПа.

Параметры герметика как тела Муни—Ривлина определяли с помощью метода минимизации невязки расчетных и экспериментальных данных по всем выборками [9]. Для этого уравнение (27) представляли в удобном для проведения вычислений матричном виде:

$$\frac{N}{S} = \left(\lambda - \frac{1}{\lambda^2} \right) \mu_1 + \left(1 - \frac{1}{\lambda^3} \right) \mu_2. \quad (29)$$

Соотношение (29) составило основу для построения системы линейных уравнений:

$$\left\{ \frac{\vec{N}}{S} \right\} = [\Lambda] \{ \vec{\mu} \}, \quad (30)$$

где $\left\{ \frac{\vec{N}}{S} \right\}$ — столбец нагрузок, деленных на площадь поперечного сечения образцов; матрица $[\Lambda]$ составлена из строк значений $\left(\lambda - \frac{1}{\lambda^2}, 1 - \frac{1}{\lambda^3} \right)$, соответствующих заданным нагрузкам; $\{ \vec{\mu} \} = \{ \mu_1 \ \mu_2 \}^T$ — столбец неизвестных параметров тела Муни—Ривлина. Вектор $\{ \vec{\mu} \}$ определяли с помощью псевдообратной матрицы $[\Lambda^+]$, минимизирующей норму невязки расчетных и опытных данных [6]. Числовые параметры тела Муни—Ривлина оказались равными: $\mu_1 = 1,0887$ и $\mu_2 = -0,1012$.

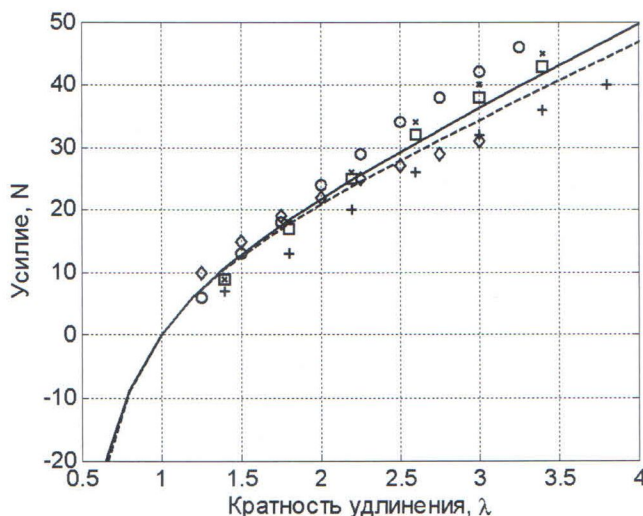


Рис. 4. Сравнение расчетных и экспериментальных данных. Сплошная линия — тело Муни — Ривлина, штриховая — неогоуково тело

Соответствие расчетных и опытных данных приведено на рис. 4.

Из рис. 4 видно, что в рамках проведенных экспериментов различие в качестве описания опытных данных с помощью неогоукова тела и тела Муни—Ривлина невелико. Об этом свидетельствует близость значений параметров μ и μ_1 , а также малость значения параметра μ_2 . Заметное различие между моделями может сказываться в области сжатия.

Следует отметить, что образцы герметика изготавливали в различное время, поэтому температурно-влажностный режим изготовления и степень выдержки каждой партии были различными, о чем свидетельствует некоторое расхождение опытных данных между партиями образцов.

Деформация клеевого слоя может быть представлена в виде деформации простого сдвига. Величина сдвига применительно к слою герметика равна отношению перемещения верхней кромки слоя к его толщине, т.е. $k = \frac{\delta l}{h} = \text{tg}\theta$.

Левый тензор Коши—Грина и обратный к нему будут равны, соответственно:

$$B = FF^T = \begin{pmatrix} 1+k^2 & k & 0 \\ k & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}; \quad (31)$$

$$B^{-1} = \begin{pmatrix} 1 & -k & 0 \\ -k & 1+k^2 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}.$$

Собственные числа тензоров Коши—Грина являются квадратами главных удлинений и выражаются через величину сдвига следующим образом:

$$\lambda_1^2 = 1 + \frac{1}{2}k + k\sqrt{1 + \frac{1}{4}k^2};$$

$$\lambda_2^2 = 1 + \frac{1}{2}k - k\sqrt{1 + \frac{1}{4}k^2} = \frac{1}{\lambda_1^2}; \quad (32)$$

$$\lambda_3^2 = 1.$$

Для определения напряжений при простом сдвиге воспользуемся выражением для напряжений Коши (истинных напряжений,

представляющих отношение силы, деленной на площадь деформированной поверхности), выраженных через потенциалы от инвариантов деформации (19).

Выражения для напряжений удобно записать в следующем матричном виде:

$$\sigma_{ij} = -p \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} + 2 \frac{\partial W}{\partial I_1} \begin{pmatrix} 1+k^2 & k & 0 \\ k & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} - 2 \frac{\partial W}{\partial I_2} \begin{pmatrix} 1 & -k & 0 \\ -k & 1+k^2 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (33)$$

Выражения для потенциалов неогукова и Муни—Ривлина тел представлены соотношениями в (20) и (21). Тогда выражения для напряжений сдвига приобретают следующий вид:

$$\begin{aligned} \sigma_{12} &= \mu k; \\ \sigma_{12} &= (\mu_1 + \mu_2)k. \end{aligned} \quad (34)$$

При малых значения деформации сдвига имеет место соответствие μ и $\mu_1 + \mu_2$ модулю сдвига, а величина сдвига представляет деформацию сдвига.

Следует отметить, что в отличие от задачи сдвига в области малых деформаций возникают компоненты главных напряжений, не равные нулю.

Расчетная формула для вычисления зависимости усилия от деформации сдвига определяется следующим образом:

$$F = \mu \frac{S}{h} \delta l, \quad (35)$$

где $S = lw = 15 \cdot 20 = 300 \text{ мм}^2$ — площадь поперечного сечения; $h = 0,6 \text{ мм}$ — толщина образца.

Следует отметить, что при простом сдвиге в условиях больших деформаций другие компоненты напряжений не равны нулю.

Сдвиговые напряжения в клеевом слое оболочечной конструкции определяли соотношением:

$$\tau_{kc} = \frac{PR}{2L_{kc}}, \quad (36)$$

где P — давление на днище оболочки; R — радиус оболочки; L_{kc} — длина клеевого слоя.

Соотношение (36) является геометрически-силовым условием связи сдвиговых напряжений в клеевом слое с учетом геометрических условий оболочки. Если предположить, что в клеевом слое конструкции головного обтекателя реализуется простой сдвиг с величиной сдвига k , равной $k = \frac{\delta l}{h_{kc}}$, δl —

смещение оболочки относительно шпангоута; h_{kc} — толщина клеевого слоя, и при этом справедливо каждое из определяющих соотношений в (34), то получим выражения для оценки параметров материала:

$$\begin{aligned} \mu &= \frac{PR}{2L_{kc}} \frac{h_{kc}}{\delta l}; \\ \mu_1 + \mu_2 &= \frac{PR}{2L_{kc}} \frac{h_{kc}}{\delta l}. \end{aligned} \quad (37)$$

Предельное состояние может быть установлено либо с помощью предельного значения кратности удлинения, либо на основании некоторого выбранного с заданной надежностью значения напряжения или их комбинации, рассчитанных на недеформированное сечение образца.

Предельные значения сдвиговых напряжений вычисляются с помощью соотношений (14) и (34) для неогукова тела и тела Муни—Ривлина соответственно и определяются соотношениями:

$$\begin{aligned} \tau_{12}^* &= \mu k_* = \mu \left(\lambda_* - \frac{1}{\lambda_*} \right); \\ \tau_{12}^* &= (\mu_1 + \mu_2) k_* = (\mu_1 + \mu_2) \left(\lambda_* - \frac{1}{\lambda_*} \right). \end{aligned} \quad (38)$$

Предельное значение кратности удлинения, полученное из результатов испытаний образцов на растяжение и определенное как среднее максимальных значений кратности удлинения по всем партиям, оказалось равным $\lambda_* = 3,37$, соответствующее предельное значение величины сдвига оказалось равным $k_* = 3,073$. Значения предельных сдвиговых напряжений для неогукова тела и тела Муни—Ривлина, определенные с помощью соотношений (38), составили 3,16 и 3,03 МПа соответственно.

В результате проведенной работы предложена модель оценки предельного состояния герметика в конструкциях летательных аппаратов по параметру максимальной кратности удлинения в клеевом слое. Показано, что по результатам испытаний образцов герметика при растяжении можно прогнозировать предельное состояние герметика в клеевом слое, испытывающем сдвиговые нагрузки. Проведенные исследования показали удовлетворительное согласие расчетных и экспериментальных данных. В рамках проведенных исследований видно, что герметик Висксинт У-2-28НТ может быть моделирован как телом Муни—Ривлина, так и неогуковым телом.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. ТУ 38.303-04-04—90. Герметики кремнийорганические. Технические условия.
2. Татарников О.В., Русин М.Ю., Воробьев С.Б., Прасолов А.Н. Моделирование упругого поведения кремнийорганических герметиков при больших деформациях // Клеи. Герметики. Технологии. 2008. № 9. С. 20—23.
3. Суздальцев Е.И., Миронова Е.В., Якушкин П.Ю. и др. Влияние толщины клеевого шва и шероховатости металлической подложки на прочностные свойства клеевого соединения металл—керамика // Все материалы. Энциклопедический справочник. 2013. № 8. С. 50—58.
4. Баурова Н.И., Сергеев А.Ю. Имитация эксплуатационных циклов, характеризующих термическую усталость материалов // Энциклопедия инженера-химика. 2013. №8. С. 31—33.
5. Баурова Н.И. Числовая оценка случайных погрешностей измерений прочности полимерных композиционных материалов // Энциклопедия инженера-химика. 2013. №9. С. 47—51.
6. Мальшева Г.В. Особенности сборки клеевых конструкций // Технология металлов. 2007. №10. С. 22—26.
7. Bower A.F. Applied mechanics of solids. CRC Press, Taylor&Francis Group, 2008. 790 p.
8. Труделл К. Первоначальный курс рациональной механики сплошных сред. М.: Мир, 1975. 592 с.
9. Деммель Дж. Вычислительная линейная алгебра. Теория и приложения. М.: Мир, 2001. 430 с.

Уважаемые читатели!

С ноября 2013 г. на сайте издательства «Наука и Технологии» www.nait.ru доступна **новая** форма подписки на электронную версию журнала «Ремонт, восстановление, модернизация» — **постатейно**. Стоимость электронной версии одной статьи — 380 руб. Оформить подписку можно как на полнотекстовую версию журнала, так и на одну или несколько интересующих вас статей.