

## ВЫСОКОМОЛЕКУЛЯРНЫЕ

Том 2

## СОЕДИНЕНИЯ

№ 1

1960

**О ЗАКОНЕ ВЫСОКОЭЛАСТИЧЕСКИХ ДЕФОРМАЦИЙ  
СЕТОЧНЫХ ПОЛИМЕРОВ**

**Г. М. Бартенев, Т. Н. Хазанович**

**Введение**

Существующая статистическая теория равновесных деформаций сеточных полимеров (резин) [1] пренебрегает межмолекулярными взаимодействиями и поэтому неприменима к расчетам деформаций ненабухших резин. Построение статистической теории, учитывающей сильные взаимодействия, которые имеют место в ненабухших полимерах, представляет собой настолько сложную задачу, что трудно ожидать ее решения в скромом будущем. Поэтому в настоящее время практически реальным путем является подбор уравнений, описывающих равновесную деформацию резин с достаточной точностью.

В эксперименте осуществляется один или два вида напряженного состояния, а задача состоит в отыскании закона произвольной деформации, поэтому такой подбор формул, описывающих высокую эластичность, приходится производить на основании некоторых гипотез либо чисто феноменологических, либо сформулированных на молекулярном языке, как это сделано в работах [2—6].

Полученный на основании феноменологической гипотезы двухпараметрический закон Муни—Ривлина [2] правильно описывает одномерное растяжение в пределах до 150 %, но, как показали Трелоар [7], Ривлин и Саундерс [8], непригоден для описания других видов напряженного состояния.

К формуле статистической теории в гауссовом приближении

$$\sigma_k = C (\lambda_k^2 - \lambda_3^2), \quad (1)$$

где  $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$  — главные кратности растяжения,  $\sigma_1, \sigma_2$  — главные истинные напряжения (отнесенные к деформированному состоянию),  $\sigma_3 = 0$ ,  $C$  — упругая постоянная, Томас [3] и Присс [4] добавили поправочные члены и получили формулы, описывающие высокоэластические деформации лучше формулы Муни — Ривлина. Джент и Томас [9] придали формуле Томаса следующий простой вид:

$$\sigma_k = (\lambda_k^2 - \lambda_3^2) \{C + C' / \lambda_k^2 \lambda_3^2 (\lambda_1^{-2} + \lambda_2^{-2} + \lambda_3^{-2})\}, \quad (2)$$

где  $C'$  — вторая упругая постоянная,  $k = 1, 2$ . Формула Присса в упрощенной записи имеет вид:

$$\sigma_k = C (\lambda_k^2 - \lambda_3^2) + C'' (\lambda_3^{-1} - \lambda_k^{-1}). \quad (3)$$

Одним из нас в прежних работах [5,6] применялась гипотеза о механическом поле напряжений, ориентирующем сегменты молекул каучука при деформации. Найдено, что в пределах до 150% одномерное и сим-

метрическое двумерное растяжение описывается законом пропорциональности:

$$\sigma = E(\lambda - 1); \quad (4)$$

$$\sigma = D(\lambda - 1), \quad (4')$$

где  $\sigma$  — истинное напряжение,  $\lambda$  — кратность растяжения,  $E$  и  $D$  — модули одномерного и симметричного двумерного растяжения соответственно, причем  $D = \pi E/2$ . Формулы (4) и (4') не описывают очень малые деформации (5—10%). Основной недостаток гипотезы о механическом поле, изложенной в [5, 6], — тесная связь с моделью сетки и типом деформации.

В настоящей работе гипотеза о механическом поле напряжений обобщается на любой вид деформации, что позволяет получить закон произвольной деформации.

Предположение о статистической независимости цепей, лежащее в основе статистической теории высокомодульности, эквивалентно, как показали Джемс и Гут [10], предположению о том, что средняя сила натяжения цепи такая же, как и у изолированной цепи, концы которой закреплены в средних положениях узлов, и о том, что действие внешних сил передается на цепи сетки только через узлы. Первое предположение — о силе натяжения — приближенно верно и в сетке взаимодействующих цепей [11]. Второе предположение — о передаче сил, — очевидно, неверно.

Примем для цепей модель свободно-сочлененных сегментов. Тот факт, что средние положения концов цепи в сетке разделены некоторым расстоянием, можно рассматривать как результат наложения некоторого механического поля натяжений, ориентирующего сегменты. Припишем каждому сегменту механический момент  $\vec{m}$  — вектор, имеющий направление сегмента и пропорциональный по величине его объему. Перенумеруем все цепи в сетке. Пусть  $\tau_i$  — напряженность механического поля, ориентирующего сегменты  $i$ -й цепи, в результате чего средние положения концов цепи будут соединены вектором  $\vec{h}_i$  (векторы  $\tau_i$ ,  $\vec{h}_i$  колinearны). Иными словами, потенциальная энергия сегмента в поле  $\tau_i$  будет  $(-\vec{m} \cdot \vec{\tau}_i)$  и распределение сегментов  $i$ -й цепи по углам будет иметь вид:

$$\rho_i = c \exp(\vec{m} \cdot \vec{\tau}_i / kT) \quad (5)$$

( $c$  — нормировочный множитель). С другой стороны, для свободно-сочлененной цепи известно распределение Куна — Грюна [12], которое мы запишем в виде:

$$\rho_i = c \exp(\vec{Y}_i \cdot \vec{v}). \quad (6)$$

Здесь  $\vec{Y}_i$  — вектор, колinearный  $\vec{h}_i$ , а следовательно, и  $\vec{\tau}_i$ , причем  $Y_i = L^{-1}(t_i)$ , где  $t_i$  — относительное растяжение цепи, т. е.  $h_i$ , деленное на длину максимально вытянутой цепи, и  $L^{-1}$  — обратная функция Ланжевена;  $\vec{v} = \vec{m}/m$  — единичный вектор направления сегмента.

Из соображений, приведенных в [11], следует, что распределение Куна — Грюна (6) справедливо не только для изолированной цепи, но и для цепи в сетке взаимодействующих цепей. Поэтому (5) и (6) — одно и то же распределение. Следовательно,

$$\vec{\tau}_i = \frac{kT}{m} \vec{Y}_i. \quad (7)$$

Введем среднее по сетке значение проекции механического поля на-

тяжений на ось  $x$ :

$$\langle |\tau_x| \rangle = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N |\tau_{ix}|,$$

где  $N$  — число цепей в сетке и  $\tau_{ix}$  — проекция  $\vec{\tau}_i$  на ось  $x$ . Аналогично определяются  $\langle |\tau_y| \rangle$  и  $\langle |\tau_z| \rangle$ . Натяжения цепей приводят к возникновению особых сеточных напряжений

$$\tau_k = \tau_k (\langle |\tau_x| \rangle, \langle |\tau_y| \rangle, \langle |\tau_z| \rangle) \quad (k = 1, 2, 3). \quad (8)$$

Сеточные напряжения стремятся уменьшить объем образца и имеют одинаковый знак. Согласно основным представлениям о природе высоковязкости сеточных полимеров [10], главные истинные напряжения получаются из  $\tau_1, \tau_2, \tau_3$  исключением из них гидростатического давления:

$$\sigma_k = \tau_k - \tau_3 \quad (k = 1, 2). \quad (9)$$

Обращая функции (8), получим

$$\langle |\tau_x| \rangle = f_1(\tau_1, \tau_2, \tau_3) \quad (8')$$

и аналогично для двух других осей.

Предыдущие рассуждения, по сути дела, представляют собой только определение терминологии, установление «языка», на котором мы будем формулировать гипотезы, которые помогут найти закон деформации. Эти гипотезы будут касаться вида функций (8).

В тех случаях, когда действие внешних сил передается через непосредственное взаимодействие цепей, естественно предположить, что механическое поле, ориентирующее сегменты, пропорционально истинному напряжению, как это было сделано в работах [5,6]. Простейшим обобщением предположения, сделанного в [5,6], будет:

$$\langle |\tau_x| \rangle = \tau_1; \quad \langle |\tau_y| \rangle = \tau_2; \quad \langle |\tau_z| \rangle = \tau_3. \quad (10)$$

### Однопараметрический закон деформации

В настоящем разделе мы ограничимся деформациями, малыми по сравнению с предельной. Так как предельные деформации, например при растяжении, составляют 500—1000 %, то малыми деформациями являются растяжения на 50—100 %. При малых по сравнению с предельной деформацией среднее относительное растяжение цепи остается малой величиной и можно положить, что  $Y_i = 3t_i$ . Тогда

$$\langle |\tau_x| \rangle = \frac{3kT}{m} \langle |t_x| \rangle, \quad (11)$$

где

$$\langle |t_x| \rangle = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N |t_{ix}|.$$

Аналогично этому получим выражения для других осей, где  $t_{ix}, t_{iy}, t_{iz}$  — компоненты вектора относительного растяжения цепи, т. е. вектора, коллинеарного  $\vec{h}_i$  и имеющего величину  $t_i$ . Как указано в предыдущем разделе, можно принять, что сила натяжения взаимодействующих цепей не отличается от силы натяжения невзаимодействующих. Поэтому средние положения узлов в сетке взаимодействующих цепей меняются при деформации так же, как и в сетке невзаимодействующих. Для последней Джемс [13] показал, что в гауссовой сетке (малые  $t_i$ ) справедлив «принцип геометрического подобия», по которому  $t_{ix} = \lambda_1 t_{0ix}$ ,  $t_{iy} = \lambda_2 t_{0iy}$ ,  $t_{iz} = \lambda_3 t_{0iz}$  (индекс 0 относится к недеформированному состоянию). На основании этого принципа

$$\langle |\tau_x| \rangle = A\lambda_1; \quad \langle |\tau_y| \rangle = A\lambda_2; \quad \langle |\tau_z| \rangle = A\lambda_3, \quad (12)$$

где

$$A = \frac{3kT}{2m} \langle t_0 \rangle. \quad (13)$$

Здесь учтено, что в силу изотропии недеформированного состояния:  $\langle |t_{0x}| \rangle = \langle |t_{0y}| \rangle = \langle |t_{0z}| \rangle = \langle t_0 \rangle / 2$ , где  $\langle t_0 \rangle$  — среднее значение относительного растяжения цепей в недеформированном состоянии.

Принимая гипотезу (10) из (9) и (12), получим для малых высокомодульных деформаций

$$\sigma_k = A(\lambda_k - \lambda_3) \quad (k = 1, 2). \quad (14)$$

Выясним теперь, как формула (14) описывает зависимость напряжения от деформации. Так как она содержит один параметр, то ее следует сравнивать с другими однопараметрическими формулами, а именно, с формулами (1), (4), (4').

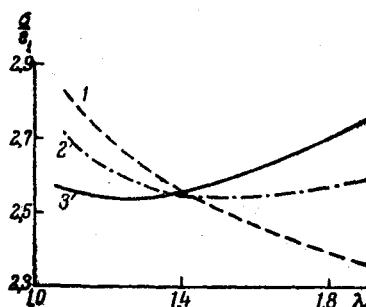


Рис. 1

Рис. 1. Сравнение однопараметрических формул: 1 — формула (1), 2 — (4); 3 — (14) с экспериментальными данными Джи

Напряжение отложено в условных единицах, выбранных таким образом, чтобы средние значения  $\sigma/\varepsilon_i$  для трех кривых совпали

Рис. 2. Данные Новиковой в спрямляющих координатах согласно формулам: 1 — (1), 2 — (4), 3 — (14)

Точки *a* соответствуют одномерному растяжению, *b* — симметричному двумерному

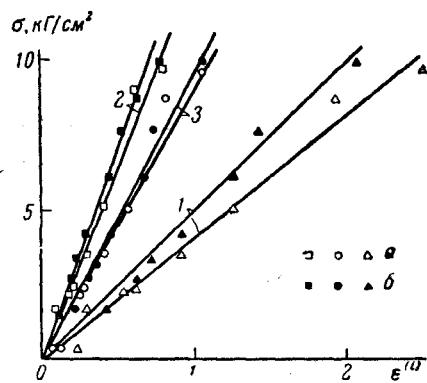


Рис. 2

Для краткости запишем все три формулы в виде:  $\sigma = C_i \varepsilon_i$ , где индекс  $i = 1$  означает формулу статистической теории (1),  $i = 2$  — формулу (4) или (4') и  $i = 3$  — формулу (14);  $C_i$  — упругие постоянные и  $\varepsilon_i$  — соответствующие функции от кратности растяжения. (Так как речь будет идти только об одномерном и симметричном двумерном растяжении, то индекс при  $\sigma$  опускаем.)

На рис. 1. изображены графики  $\sigma/\varepsilon_i$ , вычисленные из экспериментальных данных Джи [14] для одномерного растяжения. Если формула правильно описывает зависимость  $\sigma$  —  $\lambda$ , должна получиться горизонтальная прямая. На участке  $\lambda < 1,5$ , т. е. при растяжении менее 50%, наиболее пригодна формула (14); на участке  $\lambda > 1,3$  — формула (4). Статистическая теория невзаимодействующих цепей нигде не дает горизонтального участка. Аналогичная картина получится, если взять данные других авторов.

В том случае, когда на одном и том же образце исследовались различные виды деформации, графическое сравнение можно провести в спрямляющих координатах, т. е. в координатах  $\sigma, \varepsilon_i$ . Если формула правильна, то экспериментальные точки для различных видов деформации должны лежать на одну прямую. На рис. 2 нанесены данные Новиковой для одномерного и симметричного двумерного растяжений, взятые из [6]. Разница между

прямymi, проведенными по методу наименьших квадратов, меньше всего в координатах  $\varepsilon_3$  и больше всего в координатах  $\varepsilon_1$ . Аналогичная картина получается, если взять данные Ривлина и Саундерса [8].

Из изложенного выше следует, что формула (14) описывает деформации сеточных полимеров в области малых растяжений (меньших 50–70%) лучше других однопараметрических формул.

Из формулы (13) следует, что в регулярной сетке, т. е. в сетке, все цепи которой состоят из одинакового количества сегментов,  $A \sim (N/V)^{4/3}$ , где  $V$  — объем образца. Таков же результат, полученный в [5]. В то же время постоянная статистической теории  $C$  для регулярной сетки пропорциональна числу цепей в степени  $4/3$  [15]. Сравнение с экспериментом [5] показало, что закон двух третей хорошо описывает зависимость модуля от густоты сетки. Но так как зависимость  $A$  от числа цепей в реальной беспорядочной сетке неизвестна, то определенного вывода отсюда сделать нельзя.

### Двухпараметрический закон деформации

Чтобы получить закон деформации, имеющий большую область применимости, чем (14), учтем следующий член в разложении  $L^{-1}(t_i)$  и вместо (14) получим

$$\langle |\tau_x| \rangle = \frac{3kT}{m} \left\{ \langle |t_x| \rangle + \frac{3}{5} \langle |t_x| t^2 \rangle \right\}. \quad (15)$$

Как показали Ван Мин-чен и Гут [16], в теории невзаимодействующих цепей, учитывающей второй член в разложении  $L^{-1}(t_i)$ , приближенно справедлив принцип геометрического подобия. Из тех же соображений, что и в предыдущем разделе, на основании принципа геометрического подобия уравнение (15) можно записать в виде:

$$\langle |\tau_x| \rangle = A \lambda_1 \{1 + B(\lambda_1^2 + I_1)\}, \quad (16)$$

где  $A$  определяется формулой (13),  $B = 3 \langle t_0^3 \rangle / 20 \langle t_0 \rangle$  и  $I_1 = \lambda_1^2 + \lambda_2^2 + \lambda_3^2$  — один из инвариантов, введенных Ривлином [2].

Предположение (10) теперь уже недостаточно. Действительно, так как  $\sigma_k = \lambda_k (\partial W / \partial \lambda_k)$  ( $k = 1, 2$ ), где  $W$  — потенциал деформации, то главные напряжения должны удовлетворять условию

$$\frac{\partial}{\partial \lambda_1} \left( \frac{\sigma_2}{\lambda^2} \right) = \frac{\partial}{\partial \lambda_2} \left( \frac{\sigma_1}{\lambda_1} \right). \quad (17)$$

Нетрудно убедиться, что предположение (10) и соотношение (16) противоречат условию (17). Следовательно, к (10) нужно добавить поправочный член, который выберем таким образом, чтобы закон деформации имел простой вид и выполнялось условие (17):

$$\langle |\tau_x| \rangle = \tau_1 - \frac{B}{A^2} \tau_1^2 (\tau_1 + 2\tau_2 + 2\tau_3 - 6A) \quad (18)$$

и аналогично для других осей. Пользуясь тем, что второй член в (18) мал по сравнению с первым, решать систему уравнений (16) и (18) следует методом последовательных приближений, приняв в качестве первого (12). В результате на основании (9) получим двухпараметрический закон деформации:

$$\sigma_k = A(\lambda_k - \lambda_3) \{1 + BI_1 + 2B(\lambda_k + \lambda_3)J\}, \quad (19)$$

где

$$J = \lambda_1 + \lambda_2 + \lambda_3 - 3.$$

Наиболее убедительной проверкой закона деформации является сравнение с экспериментом, в котором на одном образце изучались различные

виды деформации. Ривлин и Саундерс [8] на одном образце изучали три вида напряженного состояния: одномерное растяжение:  $\lambda_1 = \lambda$ ,  $\lambda_2 = \lambda_3 = \lambda^{-1}$ ; «чистый сдвиг»:  $\lambda_1 = \lambda$ ;  $\lambda_2 = 1$ ,  $\lambda_3 = \lambda^{-1}$ ; «смешанный сдвиг»:  $\lambda_1 = \lambda$ ,  $\lambda_2 = 0,776$ ,  $\lambda_3 = 1,29/\lambda$ .

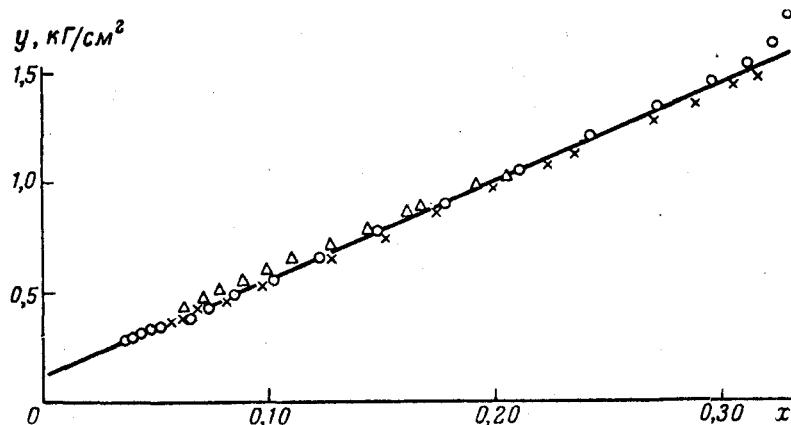


Рис. 3. Экспериментальные данные Ривлина и Саундерса в спрямляющих координатах согласно формуле (19)

Кружки — данные по одномерному растяжению, крестики — «чистому сдвигу», треугольники — «смешанному сдвигу»

На рис. 3 изображены данные Ривлина — Саундерса в координатах  $x = [I_1 + 2(\lambda_1 + \lambda_3) J]^{-1}$ ,  $y = x\sigma_1/(\lambda_1 - \lambda_3)$ . Согласно (19) точки, соответствующие различным видам деформации, должны лежать на одну прямую  $y = A(x + B)$ . В интервале  $1,15 < \lambda < 3,8$  ( $0,04 < x < 0,31$ ) точки довольно хорошо ложатся на прямую, которая проведена по методу наименьших квадратов. Исключение, которое представляет собой область очень малых растяжений, можно объяснить малой точностью измерений или, что более вероятно, медленностью релаксации при очень малых напряжениях из-за наличия вторичных узлов сетки, не разрушающихся при малых напряжениях [17]. Болдуин, Энтони и Айвори [18] изучали растяжение, меньшие 15%, причем тщательно обеспечивали равновесность деформации и нашли, что в исследованной области с большой точностью выполняется закон пропорциональности (4). Отсюда можно заключить, что экспериментальные точки при очень малых деформациях, изображенные на рис. 3 и 4, не отвечают равновесной деформации. На рис. 4 изображены те же данные Ривлина и Саундерса в спрямляющих координатах по Дженту — Томасу (формула (2)) и по Приссу (формула (3)), т. е. в координатах  $x = \lambda_2^2/(\lambda_1^{-2} + \lambda_2^{-2} + \lambda_3^{-2})$ ,  $y = \sigma_1/(\lambda_1^2 - \lambda_3^2)$  и в координатах  $x = (\lambda_3^{-1} - \lambda_1^{-1})/(\lambda_1^2 - \lambda_3^2)$ ,  $y = \sigma_1/(\lambda_1^2 - \lambda_3^2)$ .

Прямые на рис. 4 проведены точно так же, как на рис. 3. Из рис. 3 и 4 следует, что формула (19) описывает данные Ривлина и Саундерса значительно лучше формул (2) и (3). Но в то же время из рис. 3 следует, что точки, соответствующие различным видам деформации, ложатся хотя и на близкие, но различные прямые.

Трелоар [19] тоже изучал различные виды деформаций на одном образце, в том числе симметричное двумерное растяжение:  $\lambda_1 = \lambda_2 = \lambda$ ,  $\lambda_3 = \lambda^{-2}$ . Для сравнения данных Трелоара с формулами (2), (3) и (19) параметры в этих формулах найдем из условий, что модуль бесконечно малого одномерного растяжения равен  $12 \text{ кГ/см}^2$  (по Трелоару) и что среднее отклонение теоретических кривых от экспериментальных данных одномерного растяжения в интервале  $1 \leq \lambda \leq 2,5$  равно нулю; в этом интервале формулы (2) и (3) лучше всего согласуются с экспериментом. На рис. 5 изображе-

ны теоретические кривые и экспериментальные данные Трелоара. И опять кривая по формуле (19) проходит на наименьшем расстоянии от экспериментальных точек.

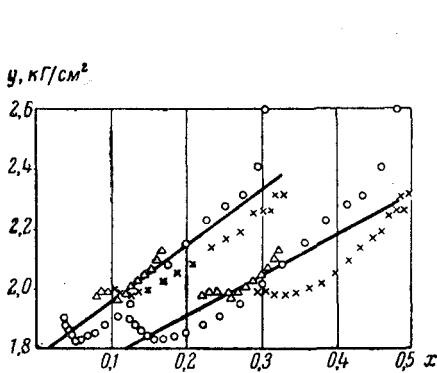


Рис. 4. Экспериментальные данные Ривлина и Саундерса в спрямляющих координатах согласно формуле Джента — Томаса (слева) и формуле Присса (справа). Обозначения точек такие же, как на рис. 3

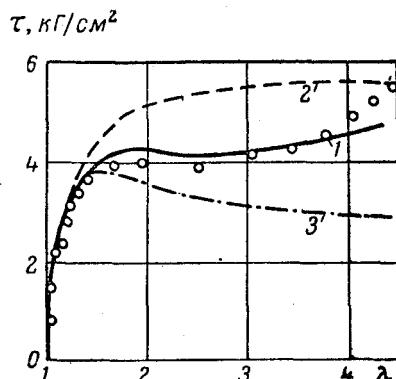


Рис. 5. Сравнение кривых по формулам:

1 — наша формула ( $A = 7,5 \text{ кг}/\text{см}^2, B = 0,020$ ), 2 — Присса ( $C = 2,4 \text{ кг}/\text{см}^2, C' = 3,3 \text{ кг}/\text{см}^2$ ) и 3 — Джента и Томаса ( $C = 2,8 \text{ кг}/\text{см}^2, C' = 3,6 \text{ кг}/\text{см}^2$ ) с экспериментальными данными Трелоара по симметричному двумерному растяжению; величина  $\tau = \sigma/\lambda^2$

Из приведенного сравнения с экспериментом следует, что, хотя и существуют определенные отклонения, формула (19) описывает высокоэластические деформации в пределах до 300—400 % растяжения лучше других известных двухпараметрических формул.

#### Двухпараметрический закон малой деформации набухших сеточных полимеров

Полученные в предыдущих разделах формулы справедливы только для ненабухших полимеров. Растворитель уменьшает взаимодействие между цепями, и для предельно набухших полимеров будет справедлива теория невзаимодействующих цепей. Для промежуточного случая умеренно набухших резин формулу закона малой по сравнению с предельной деформации естественно искать в виде:

$$\sigma_k = E_1(\lambda_k - \lambda_3) + E_2(\lambda_k^2 - \lambda_3^2), \quad (20)$$

где  $E_1$  и  $E_2$  — постоянные, зависящие от степени набухания. На рис. 6 изображены данные Гамбрелла, Муллинса и Ривлина [20] об

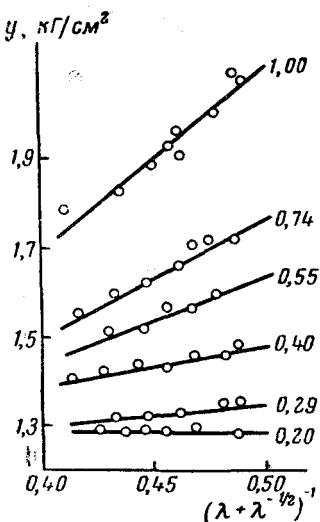


Рис. 6. Экспериментальные данные для набухших резин Гамбрелла, Муллинса и Ривлина в спрямляющих координатах согласно формуле (20). Цифры у прямых указывают значение  $v$

одномерном растяжении при различных степенях набухания в спрямляющих координатах

$$x = (\lambda + \lambda^{-1/2})^{-1}, \quad y = \sigma/v^{1/2}(\lambda^2 - \lambda^{-1/2}),$$

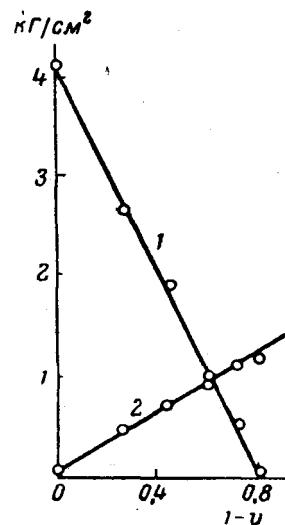
где  $v$  — объемная доля сухого каучука в образце. Экспериментальные точки при  $\lambda < 1,6$  ложатся на прямые  $y = ax + b$ , что подтверждает применимость формулы (20) для набухших резин. Не показанные на рис. 6 точки, соответствующие большим растяжениям, как и следовало ожидать, уклоняются вверх. На рис. 7 приведены параметры  $a = v^{-1}E_1$  и  $b = v^{-1}E_2$ , найденные из прямых на рис. 6, в зависимости от степени набухания. То, что при  $v = 1$   $b = 0$ , еще раз подтверждает пригодность формулы (14) для описания деформаций ненабухших резин<sup>1</sup>.

### Выводы

Обобщение гипотезы о механическом ориентирующем поле, выдвинутой ранее одним из авторов, позволило подобрать закон общей высоковязкоэластической деформации.

Однопараметрическая формула [14] описывает высоковязкоэластичность сеточных полиме-

Рис. 7. Зависимость коэффициентов: 1 —  $a$  и 2 —  $b$  от  $1 - v$



ров в пределах, когда главные кратности растяжения меняются не более чем на 40—60 %, лучше других известных однопараметрических формул.

Аналогично двухпараметрическая формула [19], частным случаем которой является [14], наиболее пригодна в области до 200—300 % растяжения.

Двухпараметрическая формула [20] описывает малые (до 60 %) деформации набухших резин.

Московский педагогический  
институт им. Потемкина  
Институт химической физики  
АН СССР

Поступила в редакцию  
2 VI 1959

### ЛИТЕРАТУРА

- Л. Трелоар, Физика упругости каучука, Изд. ин. лит., М., 1953.
- М. Монопей, J. Appl. Phys., 11, 582, 1940; R. S. Rivlin, Phil. Trans., A240, 459, 1948; A241, 379, 1949.
- A. G. Thomas, Trans. Faraday Soc., 51, 599, 1955.
- Л. С. Присс, Докл. АН СССР, 116, 225, 1957; Ж. техн. физики, 28, 363, 1958.
- Г. М. Бартенев, Журн. техн. физики, 22, 1154, 1952.
- Г. М. Бартенев, Колл. ж., 11, 57, 1955.
- L. Treloar, Proc. Phys. Soc., 60, 135, 1948.
- R. S. Rivlin, D. W. Saunders, Phil. Trans., A243, 251, 1951.
- A. N. Gent, A. G. Thomas, J. Polymer Sci., 28, 625, 1958.
- H. M. James, E. Guth, J. Polymer Sci., 4, 153, 1949.
- Т. Н. Хазанович, Журн. техн. физики, 28, 1441, 1958.
- W. Kuhn, F. Grün, Kolloid. Z., 101, 248, 1942.
- H. M. James, J. Chem. Phys., 15, 651, 1947.
- G. Gee, Trans. Faraday Soc., 42, 585, 1946.
- R. Kubo, J. Phys. Soc. Japan, 2, 51, 1947.

<sup>1</sup> В недавно опубликованной статье М. В. Волькенштейна, Ю. Я. Готлиба и О. Б. Птицина (Высокомолек. соед., 1, 1056, 1959), в частности, предложен закон высоковязкоэластической деформации, совпадающий с (20), но предположено, что постоянная  $E_1$  является константой С статистической теории высоковязкоэластичности (см. (1)). Это предположение неправомерно, так как экспериментальная зависимость  $E_1$  от степени набухания резко противоречит тому, что следует из статистической теории. (Примечание при корректуре.)

- 
16. M. C. Wang, E. Guth, J. Chem. Phys., 29, 1144, 1952.  
 17. Г. М. Бартенев, Б. А. Догадкин, Н. М. Новикова, Ж. техн. физ., 28, 1282, 1948.  
 18. F. Baldwin, J. Ivory, R. Anthony, J. Appl. Phys., 26, 750, 1955; Пробл. соврем. физ., 12, 7, 1956.  
 19. L. Treloar, Trans. Faraday Soc., 40, 59, 1944.  
 20. S. Gumbrell, L. Mullins, R. Rivlin, Trans. Faraday Soc., 49, 1495, 1953.
- 

## ON THE HIGH ELASTICITY DEFORMATION LAW OF NETWORK POLYMERS

*G. M. Bartenev, T. N. Khazanovich*

### S u m m a r y

Empirical formulas have been proposed for the relation between the stress and high elasticity deformations of network polymers (rubbers) and have been tested at various kinds of stressed states of the rubbers. The single parameter formula agrees with the experimental data much better than other known formulas of this type (within the range of 40–60% elongation). The region of validity of the two-parameter formula is 200–300% elongation. Other known two parameter formulas give considerable deviation from experimental results. A two parameter formula has also been proposed that can be used to describe small deformations of swelled network polymers (up to 40–60% elongation).

---