

# Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

А. А. Трапезников, А. С. Морозов, Г. Г. Петржик, Зависимость нормальных и сдвиговых напряжений от величины деформации при переходе от состояния покоя к стационарному течению геля нафтената алюминия,  
*Докл. АН СССР*, 1960, том 133, номер 3, 637–640

<https://www.mathnet.ru/dan28117>

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением

<https://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 18.97.9.174

20 июня 2025 г., 14:02:30



А. А. ТРАПЕЗНИКОВ, А. С. МОРОЗОВ и Г. Г. ПЕТРЖИК

**ЗАВИСИМОСТЬ НОРМАЛЬНЫХ И СДВИГОВЫХ НАПРЯЖЕНИЙ  
ОТ ВЕЛИЧИНЫ ДЕФОРМАЦИИ ПРИ ПЕРЕХОДЕ ОТ СОСТОЯНИЯ  
ПОКОЯ К СТАЦИОНАРНОМУ ТЕЧЕНИЮ ГЕЛЯ НАФТЕНАТА  
АЛЮМИНИЯ**

(Представлено академиком С. И. Вольфковичем 24 III 1960)

Вейсенберг показал, что в разнообразных коллоидных системах и растворах полимеров при сдвиге развиваются напряжения, ортогональные линиям тока (1). Одним из указанных Вейсенбергом проявлений этих напряжений является поднятие неньютоновских жидкостей по стенке внутреннего цилиндра или стержня в зазоре между двумя коаксиальными цилиндрами в противодействие центробежным и гравитационным силам. Этот эффект исследовался также в (2).

Начиная с Вейсенберга, применившего реогониометр, во многих последующих работах теоретического и экспериментального характера (3-7) эффект нормальных напряжений в упругих жидкостях рассматривается при стационарном течении системы без учета особенностей стадий деформации, предшествующей достижению стационарности. Считают, что система подчиняется закону гуковского (нео-гуковского) тела до любых деформаций и скоростей деформации (экспериментально не менее 100—300 сек<sup>-1</sup>), достигающихся в стационарном потоке. Таким образом, не делается каких-либо допущений об особом значении начальной и переходной областей от покоя к стационарному течению, характеризующихся разрушением структуры и влиянием этого фактора на значения реологических констант. Это можно приписать тому, что, согласно мнению Вейсенберга и его последователей (5-8), в упруго-вязких неньютоновских жидкостях, т. е. в системах, текучих при сколь угодно малых напряжениях сдвига, аномалия вязкости связана не с разрушением структуры, а является следствием только чисто ориентационного (геометрического) фактора, связанного с расхождением между направлениями эллипсоида напряжений и эллипсоида скоростей деформации (5-7), что, в свою очередь, приписывается наличию упругой деформации в жидкости. Последняя, однако, как правило, лишь вычисляется косвенным путем из соотношения нормальных и касательных напряжений или из угла ориентации, но не измеряется прямым методом. Однако, по мнению Рейнера (9), существующие объяснения механизма эффекта Вейсенберга далеко не окончательны.

В работах нашей лаборатории было обращено специальное внимание именно на начальную стадию развития деформации и на переход от состояния покоя к стационарному течению для текучих систем, которые были названы жидко-пластичными (10). В исследованиях, проводившихся ранее только по сдвиговым деформациям, было показано, что при скоростях деформации, больших некоторой критической скорости ( $\dot{\epsilon} > \dot{\epsilon}_k$ ), многие системы начинают вести себя как твердое тело, обладающее пределом прочности структуры  $P_r$ . Было особо отмечено, что снижение вязкости (аномалия) связано в основном с разрушением структуры. В связи с этим интересно указать, что предпринятая в последнее время Джоблингом (3, 6) попытка исправить снижение вязкости поправкой на фактор ориентации, вычисленный из нормальных напряжений по Вейсенбергу, привела только к частичному, в некоторых случаях к очень слабому, приросту пересчитанной вязкости.

В работе (11) было отмечено, что по визуальным наблюдениям поднятие геля или раствора полимера, подвергаемого сдвигу, по стержню внутреннего цилиндра в эластовискозиметре или эласторелаксометре практически начинается и достигает наибольшего значения только после перехода через предел прочности структуры  $P_r$  или через деформацию  $\epsilon_m$ , отвечающую максимальной упругой деформации  $\epsilon_{e \text{ макс}}$ , т. е. в области уже значительного разрушения структуры системы. В связи с этим было предположено, что максимальное значение нормального напряжения  $P_{nr}$  развивается только после перехода через предел сдвиговой прочности и значительного разрушения структуры. Для прямых измерений упругой деформации системы, являющейся весьма важной ее характеристикой, были разработаны специальные методы и приборы (11, 12).

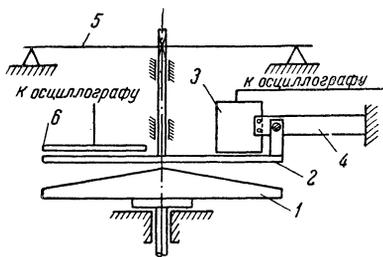


Рис. 1

Данная работа была поставлена с целью количественного исследования развития нормальных напряжений во времени и в зависимости от величины деформации при непрерывном переходе от состояния покоя к стационарному потоку. Был исследован 2% гель нафтената алюминия в вазелиновом масле, один из изучавшихся ранее (13), старевший в течение 3 лет.

Для одновременного измерения нормального напряжения  $P_n$  и сдвигового напряжения  $P_\tau$  была сконструирована реогониометрическая приставка к эластовискозиметру, применявшемуся ранее в лаборатории для исследований сдвиговых напряжений.

Схема приставки показана на рис. 1. Приставка основана на комбинации конус — диск (1 и 2), диаметр которых был 75 мм. Угол конического зазора  $\alpha = 3^\circ 20'$ . Установка позволяла измерять одновременно вертикальное смещение диска под действием нормальной силы  $F_n$  и поворот диска под действием крутящего момента, создаваемого тангенциальной силой  $F_\tau$ . Динамометрами служили две взаимно перпендикулярные, независимо действующие плоские стальные пружины, работающие на изгиб (4 и 5). Прогиб пружин измерялся с помощью двух независимых емкостных датчиков (3 и 6) по резонансной схеме с записью на самопишущий электронный потенциометр ЭПП-09 или на шлейфовый осциллограф МПО-2. Пружины предварительно тарировались. Точность оценки смещения диска была не менее 0,00025 мм. Полный прогиб пружин не превышал 0,02 мм. Постоянство скорости деформации и ее контроль обеспечивались приводом эластовискозиметра, включавшегося через электромагнитную пусковую муфту.

На рис. 2 даны зависимости тангенциального и среднего нормального

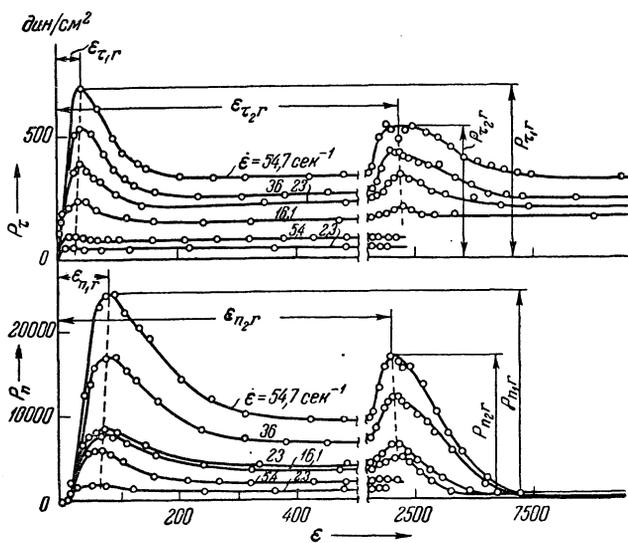


Рис. 2

напряжений от величины относительной деформации сдвига  $\epsilon$  при различных скоростях деформации. Величина  $\epsilon = \theta/\text{tg } \alpha$  вычислялась из угла  $\theta = \Omega t$ , пройденного конусом за время  $t$  при угловой скорости  $\Omega$ . Напряжение сдвига вычислялось как  $P_\tau = 3M/2\pi R^3$  ( $P_\tau$  соответствует  $P_{12}$  по <sup>(5-7)</sup>),  $M$  — крутящий момент,  $R$  — радиус заполненной гелем части конического зазора. Среднее нормальное напряжение  $P_n = 2 F_n/\pi R^2$ , которое, в соответствии с <sup>(5-7)</sup>, является разностью компонент нормальных напряжений  $P_n = P_{11} - P_{22}$ , рассчитывалось из  $F_n$  — полной вертикальной силы, измеряемой динамометром.

По значениям установившегося тангенциального напряжения вычислялась вязкость  $\eta = P_{\tau s}/\dot{\epsilon}$ , снижающаяся, как обычно, при возрастании  $\dot{\epsilon}$  (рис. 3, 1). Для среднего нормального напряжения формально можно ввести эквивалентное отношение  $P_{ns}/\dot{\epsilon}$ , зависимость которого (для двух участков кривых рис. 2) от  $\dot{\epsilon}$  показана кривыми 2 (при  $\epsilon = 450$ ) и 3 (при  $\epsilon = 10\,000$ ) (символ  $s$  означает, что  $P_n, P_\tau$  взяты для стационарного течения).

При расчете величины  $P_{ns}$  вводилась поправка на влияние силы инерции, уменьшающей нормальную силу; в данные кривых рис. 2 эта поправка не введена, поэтому конечные участки кривых после второго максимума при больших  $\dot{\epsilon}$  лежат ниже, чем для меньших  $\dot{\epsilon}$ .

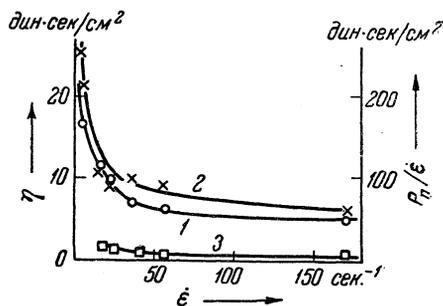


Рис. 3

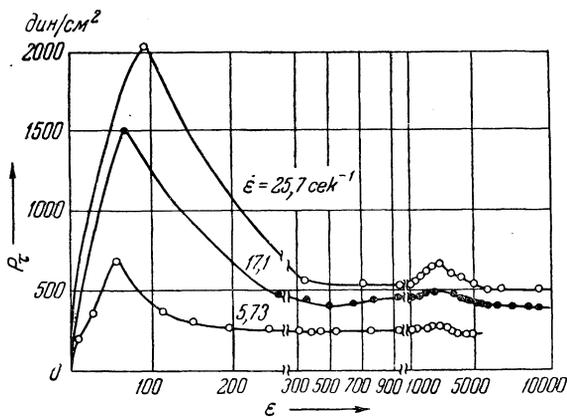


Рис. 4

Т. Г. Шалопалкиной в 1955 г. (не опубликовано) наблюдался также и второй максимум на кривых сдвиговых напряжений при больших деформациях. Второй максимум, который теперь может быть обозначен как  $P_{\tau,r}$ , был меньше, чем первый максимум  $P_{\tau,r}$ . Эти данные для сильно постаревшего 2% раствора другого образца, чем исследованный здесь, представлены на рис. 4. Предполагалось, что появление второго максимума могло быть связано с достижением разрывной деформации  $\epsilon_r$  для цилиндрической донной части геля в соответствии с тем, что было указано при рассмотрении максимальной упругой деформации  $\epsilon_{e \text{ макс}}$  <sup>(11)</sup>. Измерение в коническом зазоре исключает возможность такого объяснения, следовательно, появление второго максимума связано с наличием особых структурных изменений геля.

Сопоставляя кривые рис. 2, прежде всего следует отметить, что первый максимум тангенциального напряжения  $P_{\tau,r}$  соответствует примерно  $\epsilon_{\tau,r} \approx 40$ , а первый максимум нормального напряжения  $P_{n,r}$  лежит при  $\epsilon_{n,r} \approx 80$ , т. е. наибольшее нормальное напряжение  $P_{n,r}$  отвечает сред-

ней части спадающей ветви кривой тангенциального напряжения. Таким образом, наибольшее нормальное напряжение отвечает уже достаточно сильному разрушению структурной сетки системы.

При дальнейшей деформации системы после некоторого снижения об- их исследуемых напряжений вновь наблюдается их увеличение. Рост на- напряжений продолжается до  $\varepsilon \approx 1750$ , превышающей соответственно в 40 и в 20 раз указанные выше разрывные деформации. При этой деформации наблюдаются одновременно максимальные значения на кривых обоих на- напряжений. Интересно, что установившееся значение тангенциального на- напряжения  $P_{\tau s}$  приблизительно равно его значению в интервале между двумя максимумами  $P_{\tau_1 r}$  и  $P_{\tau_2 r}$ , тогда как величина установившегося истинно стационарного нормального напряжения  $P_{ns}$  очень мала по сравнению с величиной того же напряжения в интервале между двумя максимумами. Наблюдение установившегося течения системы продолжалось до  $\varepsilon \approx 40\ 000$ .

Экспериментальные данные показывают, что при большой  $\varepsilon$  ( $>1700$ ) структура системы претерпевает такие изменения, которые мало отража- ются на тангенциальном напряжении и сильно влияют на нормальное на- напряжение.

Можно предположить, что нормальные напряжения в очень сильной степени связаны с «неровностями» или с «рельефом» (переплетением) час- тич, рассматриваемых в плоскости, нормальной к плоскости сдвига. Чтобы сместить одну цепь относительно другой по плоскости сдвига, необходимо в некоторой степени раздвинуть плоскости первоначального расположения частиц, т. е. преодолеть нормальные усилия. Чем более изогнуты частицы и чем они длиннее, т. е. чем больше упругие деформации системы, тем боль- шие нормальные усилия должны возникать при сдвиге. Второй макси- мум как тангенциального, так и нормального напряжений может быть связан с разрушением «остатков» структуры, которые образовались после первого разрушения исходной сетки (после первого максимума) и по- степенно ориентировались в потоке. Возможно, конечно, что частицы со свободными силами сцепления (для полимеров это могут быть радикалы?), возникшие при первом разрушении исходной структуры, соединяясь в новых местах, создают новую структуру, деформирование и разрушение которой приводит ко второму максимуму. При этом постоянство величин  $\varepsilon_{\tau_2 r}$  и  $\varepsilon_{n_2 r}$  при разных примененных здесь  $\dot{\varepsilon}$  надо было бы отнести к сход- ным размерам и одинаковым условиям ориентации элементов структуры. Это объяснение предварительное, требующее дальнейших исследований. Нельзя не отметить, что действие нормальных напряжений при сдвиге в эластично-вязких системах имеет широкое практическое значение.

В заключение авторы приносят глубокую благодарность Т. Г. Шало- палкиной за разрешение использовать полученные ею данные.

Институт физической химии  
Академии наук СССР

Поступило  
18 III 1960

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- <sup>1</sup> K. Weissenberg, Proc. 1-st Intern. Congr. Rheologie, Amsterdam, 1, 1948, p. 29. <sup>2</sup> A. F. H. Ward, P. Lord, 2-nd Intern. Congr. Rheologie, Oxford, 1953, London, 1954, p. 214. <sup>3</sup> M. Mooney, J. Coll. Sci., 6, 96 (1951). <sup>4</sup> N. Pilpel, Trans. Farad. Soc., 50, 1369 (1954). <sup>5</sup> A. Jobling, J. Oil and Colour Chem. Assoc., 38, 739 (1955). <sup>6</sup> A. Jobling, I. E. Roberts, Rheologie, Theory and Applications, Ed. F. R. Eirich, 2, N. Y., 1958, p. 503; J. Polym. Sci., 36, 421, 433 (1959). <sup>7</sup> W. Philippoff, J. Appl. Phys., 27, 984 (1956); W. Philippoff, F. H. Gas- skins, J. G. Brodnyan, J. Appl. Phys., 28, 1118 (1957); Trans. Soc. Rheol., 1, 95, 109 (1957). <sup>8</sup> B. Rabinowich, Zs. phys. Chem., A 145, 1 (1929); A 166, 257 (1933); R. Eizenschitz, Koll. Zs., 64, 184 (1933); Zs. phys. Chem., A 158, 78 (1931); W. Phi- lippoff, Viscosität der Kolloide, Dresden, 1942. <sup>9</sup> M. Reiner, Handb. d. Phys., 6, Marburg, 1958, S. 516. <sup>10</sup> А. А. Трапезников, В. А. Федотова, ДАН, 81, 1101 (1951); 82, 97 (1952); 95 595 (1954); А. А. Трапезников, Т. Г. Шало- палкина, Колл. журн., 17, 471 (1955). <sup>11</sup> А. А. Трапезников, Колл. журн., 21, 107 (1959). <sup>12</sup> А. А. Трапезников, Т. Г. Шалопалкина, ДАН, 111, 380 (1956). <sup>13</sup> Т. Г. Шалопалкина, А. А. Трапезников, ДАН, 118, 994 (1958).