

Тукембаев Ч.А., Свиденко В.Н.

СУБЛИМАЦИЯ И КРИСТАЛЛИЗАЦИЯ В ЯВЛЕНИИ
АЙТМАТОВА-ТАЖИБАЕВА

УДК: 551.24:530.1+539.67

В работе определено, что в напряженно-деформированном состоянии первая E' и вторая E'' производные модуля Юнга соответствуют двум разным фазовым переходам. Для E' сублимация обуславливает скорость звука в однородном газе и боковую волну на границе раздела фаз. Поэтому для E'' в явлении Айтматова-Тажобаева аномальное сжатие материала вызвано охлаждением неоднородного газа внутри микрополостей, когда производная по направлению меняет знак, и кристаллизацией. Результат связан со статистикой Тсаллиса.

Ключевые слова: нелинейность, модуль Юнга, неоднородность, фазовый переход, боковая волна.

We have determined that the first E' and the second E'' derivatives of Young's modulus correspond to two different phase transitions in the stressed-strained state. For E' the sublimation causes the speed of a sound in homogeneous gas, together with a lateral wave on phase boundary. Therefore for E'' in the Aytmatov-Tajibaev phenomenon abnormal compression of a material is caused by the cooling of non-uniform gas inside of microcavities when the derivative along a direction changes a sign, and by the crystallization. The received result is connected with the Tcallis Statistics.

Key words: nonlinearity, young's modulus, inhomogeneity, phase transition, lateral wave.

В напряженно-деформированном состоянии модуль Юнга $E = \rho v^2$ зависит от собственных знакопеременных остаточных напряжений $\pm \sigma_i$ – неотъемлемых свойств материала с плотностью ρ , которые принуждают образец, сжимаемый в продольной оси x , к сжатию в поперечных направлениях y и z . Аномалия вызвана сублимацией испытуемого вещества – появлением газовой фазы в микропустотах при расширении [1]. Собственное напряжение $\pm \sigma_i$ одного знака с i -элементом объема¹ $\pm dV_i(x, y, z)$, что относит их к знаковым системам. Следующее за расширением

в v f_c s_x аномальное сжатие, на наш взгляд, обусловлено охлаждением неоднородного газа, когда меняет знак скорость v в твердом теле, т.е. инверсией производной по направлению. Если формула открытия² [1] верна, то в напряженно-деформированном состоянии на границе раздела

двух фаз должны появиться скорость звука в газе и боковая волна³ [2].

Тонкие измерения модуля Юнга [3-5] в ряде материалов указывают на зависимость модуля упругости от собственных напряжений $\pm \sigma_i$ – носителей знакопеременной микропластической деформации в малых объемах. Явление [1] рассматриваем как систему с "медленной динамикой", неэкстенсивную систему с T -статистикой (Тсаллиса) [6, 7], анизотропную [8, 9] и структурно-неоднородную среду [10, 11], но микрополости считаем малыми неоднородностями $\pm dV_i$ [12, 13]. Причем, нелинейные модули упругости Ландау 3 порядка, ошибочно принятые за основу в [10, 11], необходимо заменить модулями сжимаемости 3 порядка, а упругость брать линейной [14]. Такая замена диктуется тем, что прежде, чем материал начнет проявлять упругость, его надо, хотя бы, подвергнуть продольному сжатию по оси x .

Физико-математические методы [3-11] не объясняют аномальное сжатие. Они только указывают на анизотропию, характерную для знаковых систем и проявляющуюся в перемене знака справа и слева от точки перегиба, но точка перегиба в этих работах не исследовалась. Чтобы понять поведение вещества в явлении [1], необходимо изучить его состояние вблизи критической точки методом малого параметра М. Иманалиева, развитого для исследования фазовых переходов в [12], т.е. в точке перегиба. Тогда аномальное сжатие выражается в аналитической форме инверсией производной по направлению, как перемена знака волнового вектора k в точке перегиба. В этом, видимо, содержится разрешение вопроса о распределении кинетической энергии по объему в T -статистике, обобщающей статистику Больцмана-Гиббса [7].

Цель работы – решение вопроса о существовании боковой волны на границе раздела двух фаз и аномального сжатия в явлении Айтматова-Тажобаева, когда производная по направлению меняет знак.

Потому, как обнаружены три резонансные частоты на 1, 3 и 5 гармониках, в [3] считают, что аномалия модуля Юнга квадратично зависит не только от температуры, а обусловлена двумя уровнями в кварцевом стекле из-за наличия гидроксильных групп ОН. Но кратные гармоники отвечают одному и тому же веществу, а

¹ Приращение dV может быть положительным или отрицательным.

² Айтматов И.Т., Тажибаев К.Т. Явление скачкообразного освобождения остаточных напряжений в горных породах // Диплом на научное открытие № 90 / Регистр от 29.04.1998 № А-109 (Россия).

³ В сейсморазведке называется головной волной

собственные колебания ОН-групп порождены тем же веществом. Значит, резонансные частоты в опытах [3] отвечают появлению иной фазы того же самого вещества. Поэтому две частоты резонанса определяются двумя различными скоростями звука в двух разных фазах. Однако, в связи с аномалией модуля Юнга в [3] остался не выясненным вопрос: почему в опытах присутствует третья частота резонанса?

В [4] исследована зависимость модуля Юнга в режиме микропластических течений и обнаружено два пика поглощения звука – дублетный максимум, относительно точки сублимации CO₂, равной 194.5 К. Влияние фазового перехода становится заметным вблизи тройной точки воды. Авторы полагают, что это вызвано изменениями фазового состояния адсорбированных молекул углекислого газа атмосферы. Появление дублетной структуры в наблюдаемом эффекте определяется разрывом связей С–С и С–О в молекуле CO₂. Причем, интенсивности каждой из двух линий в максимуме зависят от предыстории образца, характера напряженного состояния и представлены акустическими измерениями модуля Юнга. В таких материалах должны существовать носители микропластических деформаций, подобно дислокациям в кристаллах, приходят к выводу в [4]. Однако CO₂ содержится в материалах в связанном виде и выделяется при фазовом переходе из его же химических соединений, что не связано с адсорбцией углекислого газа. Два пика поглощения звука в опытах обусловлены появлением газа внутри твердого тела. Один пик относится к твердому телу, а другой – к газу. Поэтому фазовый переход надо исследовать вблизи критической точки, так как два максимума всегда разделены точкой минимума и двумя точками перегиба, где применим метод малого параметра.

Измерение модуля Юнга атомно-силовым микроскопом в материалах с упруго-пластичными от природы свойствами указывает на его нелинейность [5] и без воздействия химических веществ, а при их воздействии модуль Юнга увеличивается на порядок. Даже линеаризация модели Герца, предложенная в этой работе, не затуманивала нелинейность модуля Юнга: он вырос скачком за 3 минуты. Поэтому данный метод измерения интересен для материалов любой природы, испытывающих внутри себя микропластические течения.

Данные [3, 4] указывают на существование "второй" скорости звука газа, относительно первой скорости v твердого тела, в связи с нелинейностью модуля упругости. Покажем, как модуль Юнга на нелинейном участке отражается на изменении фазовой скорости продольных волн в твердом теле $v^2=E/\rho$. Фазовую скорость v берем в квадрате с учетом закона сохранения энергии. E зависит от ρ и v в dV_i и выражается в объемной плотности кинетической энергии среды $U_i=(\rho v^2/2)_i$. Тогда волновой вектор $k=\omega/v$ связывает частоту колебаний ω и скорость v в виде сохранения энергии $k^2=\omega^2/v^2>0$, если $v>0 \forall (+dV_i)$ в твердом теле, т.е. при расширении в направлениях y и z (см. рис.).

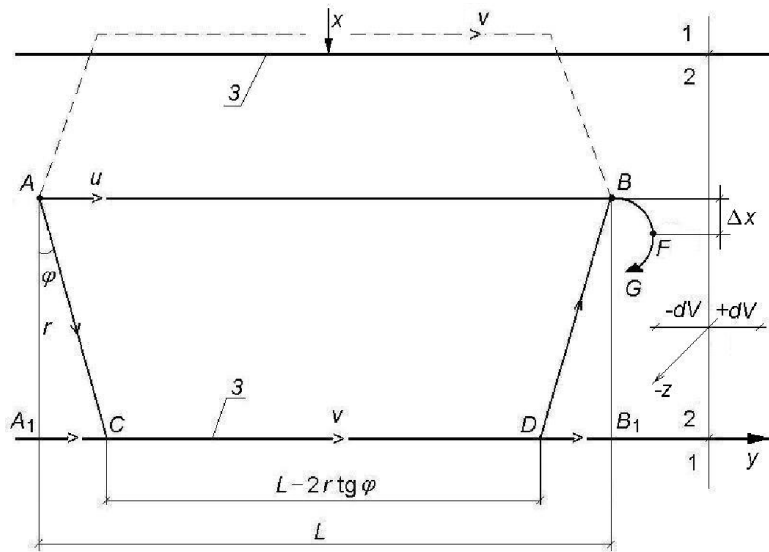


Рис. Боковая волна на границе раздела двух фаз.

На нелинейном участке при нагружении по оси x производная E по давлению p не равна нулю. В фиксированные моменты времени $\omega=\text{const}>0$. Тогда $(k^2)'=(\omega^2 v^{-2})'=-2\omega^2 v^{-3}v'<0$ (дифференцируем по dp) означает появление волны Римана в виде v^3 [11]. Из второй производной волнового вектора

$$(k^2)'' = 6\omega^2 v^{-4} v'^2 - 2\omega^2 v^{-3} v'' = 2k^2 v^{-1} (3v^{-1} v'^2 - v'')$$

следует, что производная по направлению меняет знак, так как разность может быть больше, меньше или равной нулю. В точке поворота F (см. рис.) $(k^2)''=0$, а обратная величина $1/(k)''=\sigma_{\text{тен}}$ – это есть поверхностное натяжение [Н/м].

Дважды дифференцируя ρ и E по dp в $k^2=\omega^2\rho/E$, получим

$$(k^2)' = \omega^2 \frac{d}{dp} \left(\frac{\rho}{E} \right) = \omega^2 \frac{\rho E' - E \rho'}{E^2} = \omega^2 \frac{u^{-2} E - \rho E'}{E^2}, \quad (1)$$

$$(k^2)'' = \omega^2 \frac{d}{dp} \left(\frac{\rho'E - \rho E'}{E^2} \right) = \frac{\omega^2}{E^3} (E^2 \rho'' + 2E'{}^2 \rho - 4E'E' \rho' - E''E \rho) \quad (2)$$

Аномальное сжатие возникает, если $k^2 > 0$, $(k^2)' < 0$, но $(k^2)'' < 0 \forall (-dV_i)$, когда существуют производные v'' , E'' и ρ'' , для которых выполнены неравенства:

$$vv'' > 3v'^2; E(E''\rho + 4E'\rho') > E^2\rho'' + 2E'^2\rho.$$

Поэтому E и ρ твердого тела описываются кубической параболой, а она имеет точку перегиба. Производные ρ'' и E'' выражают сохранение момента импульса, согласно знаку вектора k , и указывают, что трансформируется в волну Римана волна в твердом теле, движущаяся со скоростью v , а затем волна в газовой фазе, скорость в которой u . Тогда при $\Delta x \rightarrow 0$ аномальное сжатие по направлениям y или z возникает в точке G после поворота в точке F (см. рис.), где $u < 0 \forall (-dV_i)$, так как $k < 0$ в неоднородном газе: разность в формуле (2) меньше нуля. А это приводит в T -термодинамике к перераспределению энергии U_i в микрополости.

Производная $\rho' = d\rho/dp = u^{-2}$ в формуле (1) сигнализирует о появлении газа 2 внутри твердого тела 1 (см. рис.), так как u – это скорость звука в однородном газе [2]. Далее, формальное дифференцирование u по dp дает неоднородный газ, но такой газ удерживается за счет поверхностного натяжения $\sigma_{тен} = 1/(k)''$ границы раздела фаз внутри поверхности. О роли $\sigma_{тен}$ в T -термодинамике см. в [6]. Значит, возгонка обуславливает возникновение двух скоростей звука v и u продольных волн в твердом теле и газе, а их регистрация говорит о фазовом переходе. Причем, скорость звука в газовой фазе $u \ll v$ – скорости звука в твердом теле. Она образуется на нелинейном участке модуля Юнга, согласно E' , и указывает на появление газовой фазы 2 в твердом теле 1. А так как каждая из фаз отождествляется собственными колебаниями по соответствующим им скоростям звука, то регистрируются две разные частоты ω_1 и ω_2 . Генерация третьего колебания происходит на границе 3 (см. рис.) раздела двух фаз в боковой волне, аналитическое решение для которой дано в [13].

Точки A и B отстоят от границы 3 раздела фаз на расстоянии r . В газовой фазе 2 волна из точки A в точку B движется со скоростью u и пройдет расстояние L за время $t_2 = L/u$. На рисунке изображен кратчайший путь волны в газовой фазе в отличие от [2]. В твердом теле 1 волна проходит тоже расстояние L от точки A_1 до B_1 за время $t_1 = L/v$, а это много быстрее, чем для волны, движущейся в газовой фазе 2, так как $v \gg u$, а

потому $t_1 < t_2$. Боковая волна из точки A падает на поверхность 3 раздела двух фаз под углом $\angle \varphi$ и движется, затем, внутри твердого тела 1 со скоростью v . Она проходит путь $ACDB$. Боковой волне, чтобы достигнуть точки C , а затем двигаться внутри твердого тела в точку D , сначала надо пройти расстояние $r \sec \varphi$ в газовой фазе из A в точку C . Далее из D в точку B , между которыми расстояние, также, равно $r \sec \varphi$, волна вновь движется внутри газовой фазы. Это расстояние для боковой волны $L_3 = L + 2r(\sec \varphi - \tg \varphi)$. Боковая волна приходит в точку B быстрее, чем по газовой фазе, так как $v \gg u$. Путь боковой волны продублирован пунктиром.

Итак, появление новой фазы обуславливает генерацию трех колебаний на 3 частотах, которым соответствуют расстояния $2L$ в разных фазах и $2L_3$ для боковой волны. Три частоты это частота ω_1 в твердом теле, частота ω_2 колебаний в газовой фазе и частота ω_3 боковой волны. Именно боковая волна является причиной возникновения третьей частоты на границе раздела двух фаз. Ее движение вдоль границы раздела характеризует фазовый переход, поэтому боковая волна дает новое представление о фазовых переходах и акустических методах измерения модуля Юнга по сравнению с [3-5, 11].

В измерениях напряженно-деформированного состояния три частоты приобретают следующее значение. Вначале регистрация частоты ω_1 указывает о неизменности твердого тела. Регистрация частоты ω_2 сигнализирует о сублимации, а частоты ω_3 – о существовании поверхностного натяжения, которое обуславливает боковую волну. Затухание колебаний на побочных частотах дает сигнал об охлаждении, кристаллизации и переходе к аномальному сжатию в направлениях y и z .

Итак, при разделении вещества на твердую и газовую фазы микрополость заполняется газовой фазой того же вещества, из которого состоит материал. Из-за инверсии производной по направлению происходит переупаковка молекул неоднородного газа в зависимости от энергии молекул, а именно. На границе раздела фаз ионы образуют химическое соединение с иной плотностью, чем материал. Инверсия производной по направлению вносит перераспределение молекул химического соединения в микрополости и их смещение по границе раздела двух фаз. Молекулы в контакте с окружающим микрополостью твердым веществом охлаждаются и кристаллизуются, поэтому вещество сжимается, что приводит к аномальному сжатию в явлении Айтматова-Тажибаева. Именно так меняется атомно-молекулярная структура вещества при $\Delta x \rightarrow 0$ из-за инверсии производной по направле-

ниям y и z . На месте микрополости получаем новое неоднородное твердое вещество в виде дислокации и смещения молекул. Это вытекает из аналитического решения [12-14], так как в T -статистике распределение энергии по объему $U_i = (\rho v^2/2)_i$ отвечает знакам $\pm dV_i(x, y, z)$ в каждом $\pm k^2 = (\omega^2/v^2)_i$ в зависимости от направления скорости v , а точнее u .

Благодарности сотрудникам Института геомеханики и освоения недр НАН КР д.т.н. К.Т. Тажибаеву, к.т.н. Б.А. Чукину, к.ф.-м.н. А.А. Аманалиеву и к.т.н. Э.А. Ким за полезные замечания при обсуждении работы.

Литература:

1. Айтматов И.Т., Тажибаев К.Т. Проявление остаточных напряжений в деформации горных пород при их нагружении // Физика и механика разрушения горных пород / Ин-т физики и механики разрушения горных пород Академии наук Киргизской ССР. Фрунзе: Илим, 1987. С. 134-164.
2. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Гидродинамика. М.: Наука, 1988. 736 с.
3. Лунин Б.С., Торбин С.Н. О температурной зависимости модуля Юнга чистых кварцевых стекол // Вестник Моск. ун-та. Сер. 2. Химия. 2000. Т. 41, № 3. С. 172-173.
4. Кардашев Б.К., Буренков Ю.А., Смирнов Б.И. и др. Внутреннее трение и модуль Юнга углеродной матрицы для биоморфной керамики карбида кремния // Физика твердого тела. 2005. Т. 47, вып. 5. С. 860-864.
5. Лебедев Д.В., Чукланов А.П., Бухараев А.А. и др. Измерение модуля Юнга биологических объектов в жидкой среде с помощью специального зонда атомно-силового микроскопа // Письма в ЖТФ. 2009. Т. 35, вып. 8. С. 54-61.
6. Наймарк О.Б., Баяндин Ю.В., Леонтьев В.А. и др. О термодинамике структурно-скейлинговых переходов при пластической деформации твердых тел // Физическая мезомеханика. 2005. Т. 8. № 5. С. 23-29.
7. Зарипов Р.Г. Самоорганизация и необратимость в неэкстенсивных системах / Ин-т механ. и Машиновед. КНЦ РАН. Казань: Изд-во "Фэн", 2002. 251 с.
8. Стефанов Ю.П. Численное моделирование процессов деформации и разрушения геологических сред // Автореф. дис. ... докт. физ.-мат. наук / Ин-т физики прочности и материаловедения СО РАН. Томск, 2008. 31 с.
9. Свешникова Е.И. Нелинейные квазиперечные волны в слабоанизотропных упругих средах // Автореф. дис. ... докт. физ.-мат. наук / Московский гос. ун-т им. М.В. Ломоносова. М., 2008. 33 с.
10. Corwin E.I., Jaeger H.M., Nagel S.R. Structural signature of jamming in granular media // Nature. 2005. Vol. 435. P. 1075-1078.
11. Руденко О.В. Гигантские нелинейности структурно-неоднородных сред и основы методов нелинейной акустической диагностики // Успехи физических наук. 2006. Т. 176. № 1. С. 77-95.
12. Тукембаев Ч.А., Свиденко В.Н. Метод малого параметра в проблеме фазовых переходов // Исследования по интегро-дифференциальным уравнениям. Вып. 38. Бишкек: Илим, 2008. С. 145-154.
13. Тукембаев Ч.А. Определение условий возбуждения и срыва колебаний боковой волны // Там же. С. 155-159.
14. Тукембаев Ч.А. Линейные модули сжимаемости 3 порядка в кроссмодуляции и левых средах // Там же. Вып. 39. С. 192-201.

Рецензент: к.ф.-м.н., доцент Осмонканов А.М.