

АТЕРМИЧЕСКОЕ ДВИЖЕНИЕ ДИСЛОКАЦИЙ В КРИСТАЛЛАХ NaCl ПРИ НИЗКИХ ИМПУЛЬСНЫХ НАПРЯЖЕНИЯХ

© Г.Н.Ермолаев

Институт физики высоких давлений им. Л.Ф.Верещагина
Российской академии наук,
142092 Троицк, Московская обл., Россия
(Поступила в Редакцию 24 июня 1996 г.)

Исследовано безактивационное движение краевых дислокаций в «чистых» кристаллах NaCl при нагружении образцов импульсами треугольной формы. Сопоставление с результатами, полученными ранее на примесных кристаллах KCl и NaCl, свидетельствует о том, что движение дислокаций в этих условиях носит аномальный характер, поскольку снижение содержания примесей в кристаллах приводит к уменьшению максимальной длины пробега дислокаций и не влияет практически на скорость их движения.

При исследовании подвижности индивидуальных дислокаций в щелочно-галлоидных кристаллах (ШГК) предполагалось, например [1], что при низких напряжениях $\tau < \tau_T$ (τ_T — статический предел текучести) движение дислокаций носит термически активированный характер, тогда как при $\tau \gg \tau_T$ оно является безактивационным [2]. С другой стороны, эксперименты, проведенные на примесных кристаллах KCl при различных температурах [3,4], а также при высоких гидростатических давлениях [5,6] показали, что природа движения дислокаций при низких напряжениях определяется в том числе видом импульсной нагрузки, приложенной к образцу. Было обнаружено, что под действием $\tau < \tau_T$ движение дислокаций на фронте нагружающего импульса носит безактивационный, надбарьерный характер, тогда как при постоянной нагрузке на плато импульса оно является силовым [7], либо термически активированным. При безактивационном движении длина пробега дислокаций l_f зависит от напряжения τ , скорости нагружения $\dot{\tau}$ и растет пропорционально росту модуля сдвига G при снижении температуры T и увеличении гидростатического давления P . Скорость движения дислокаций на фронте нагружающего импульса является функцией скорости нагружения $d\tau/dt$ и не зависит от T , P и τ . Это свидетельствует о том, что торможение дислокаций при их безактивационном движении на фронте импульса нагрузки не является вязким.

Данные эксперименты были проведены на кристаллах KCl, суммарное содержание примесей в которых составляло 550 ppm, а приведенное напряжение предела текучести при нормальных условиях — 2.5 МПа. Пробеги дислокаций, полученные на этих кристаллах KCl и на кристаллах NaCl с аналогичными содержанием примесей и прочностью [8], совпадали. Следовательно, природа атермического движения дислокаций на фронте нагружающего импульса аналогична для различных щелочно-галлоидных кристаллов с решеткой NaCl.

Необходимо отметить, что влияние такого важного параметра, как содержание примесей, на безактивационную подвижность дислокаций при низких импульсных напряжениях до сих пор не исследовано. Эти исследования необходимы для выяснения механизмов подвижности дислокаций в кристаллах и, как будет показано ниже, могут быть полезны при обсуждении природы внутреннего трения в твердых телах.

Целью данной работы является исследование движения дислокаций в «чистых» кристаллах NaCl при деформации образцов импульсами нагрузки треугольной формы, т. е. на фронте нагружающего импульса при комнатной температуре и атмосферном давлении.

1. Методика экспериментов

Исследования подвижности дислокаций проводили на кристаллах NaCl производства ЛОМО, суммарное содержание примесей в которых составляло ~ 100 ppm. Для экспериментов использовали образцы размером $\sim 3 \times 4.5 \times 16$ мм, которые выкалывали по плоскостям спайности $\{100\}$ из предварительно облученной (доза $\sim 10^6$ R) монокристаллической булы. Образцы отжигали в вакууме при температуре 650 °C в течение 100 h с последующим охлаждением ~ 5 K/h до 400 °C и далее 10 K/h до комнатной температуры. Плотность дислокаций в кристаллах после отжига составляла $\sim 5 \cdot 10^3$ см⁻², а напряжения предела текучести на сжатие — 0.4 МПа. Образцы деформировали чистым изгибом под действием импульсов треугольной формы при $\tau < \tau_T$ по методике [5,9]. Устройство для нагружения на чистый изгиб представляло собой два бруска из термообработанной до $HRC \sim 36$ бериллиевой бронзы с опорами для образца, один из которых жестко соединен с датчиком нагрузки магнитоанизотропного типа, а другой — с сердечником электромагнита. В экспериментах варьировали амплитуду нагружения τ и время нарастания нагрузки t от 1.5 до 150 мс.

Длины пробегов индивидуальных дислокаций замеряли на сжатой поверхности образца на длине ~ 5 мм, т. е. в области, где напряженное состояние является «однородным». В данной работе предварительно исследовали пробеги «свежих» дислокаций, введенных от царапины и дислокаций, имеющих в образцах после отжига. Поскольку длины пробегов дислокаций в обоих случаях были идентичны, как и для кристаллов KCl [10], в данных экспериментах специально «свежие» дислокации не вводили. За пробегом дислокаций следили методом избирательного травления по положению остроконечных ямок до и после нагружения. В работе использовали стандартные полирующие и травящие растворы [11]. Длину пробега дислокаций определяли из гистограмм распределения их пробегов как среднее по результатам не менее 70–90 измерений пробегов индивидуальных дислокаций.

2. Результаты экспериментов и обсуждение

При экспериментальном и теоретическом исследовании закономерностей движения дислокаций в ШГК было установлено, что их подвижность существенно зависит от степени чистоты кристалла, причем главным образом от количества двухвалентных катионов. Такие катионы взаимодействуют с вакансией положительного иона решетки, образуя примесь-вакансионные диполи, которые являются основными стопорами для движущихся дислокаций [12]. Было установлено, что поведение индивидуальных дислокаций в этих кристаллах определяется в основном их взаимодействием с такими диполями и описывается теорией термически активированного преодоления этих препятствий. В этом случае скорость движущейся дислокации и активационный объем, а следовательно, и длина пробега дислокаций, снижаются при увеличении концентрации указанных препятствий, что следует из известных выражений: $V = V_0(1 + Ac/\tau^2)\exp(-Ac/\tau^2)$ и $\gamma \sim 1/c^{1/2}$, где c — концентрация дефектов, γ — активационный объем.

В случае атермического движения дислокаций под действием импульса треугольной формы такое их поведение может измениться на противоположное. В работе [5] было показано, что длина пробега дислокаций при атермическом движении увеличивается с ростом модуля G при снижении температуры T и увеличении гидростатического давления P . Поскольку уменьшение содержания примеси в кристаллах приводит к снижению концентрации примесь-вакансионных диполей, являющихся источниками локальных тетрагональных искажений, где модули сдвига повышены по сравнению с их значениями в основной матрице, средняя длина атермических пробегов дислокаций должна уменьшаться с увеличением степени чистоты кристалла.

На рис. 1 приведена зависимость длины пробега дислокаций от напряжения τ на фронте нарастающей импульсной нагрузки при скорости нагружения $d\tau/dt > 2\text{ МПа/с}$. Данная скорость нагружения была выбрана, поскольку при этих условиях длины пробегов дислокаций достигают максимального значения (рис. 2). Из приведенных зависимостей следует, что для «чистых» кристаллов NaCl максимальная длина пробега дислокаций составляет 38–40 $\mu\text{м}$, что существенно ниже, чем для примесных кристаллов KCl (58–40 $\mu\text{м}$), полученных в [4]. Такое поведение дислокаций при импульсном нагружении кристаллов является аномальным с точки зрения теории термически активированного преодоления примесных препятствий. Таким образом, полученные результаты свидетельствуют о том, что движение дислокаций на фронте нагружающего импульса в «чистых» кристаллах также является безактивационным.

Ранее сообщалось [5], что величина безактивационного пробега дислокаций определяется двумя процессами, протекающими в KCl под нагрузкой, а именно скоростью движения дислокаций, являющейся функцией $d\tau/dt$, и областью их движения, которая определяется условиями перестройки барьеров под действием приложенных напряжений. В работе [4] было показано, что скорость атермического движения дислокаций является функцией только скорости нагружения и не зависит от напряжения τ и температуры T . Из зависимости $l(\tau)$, рис. 1, по методике работы [4] были вычислены скорости дислокаций для NaCl (рис. 3).

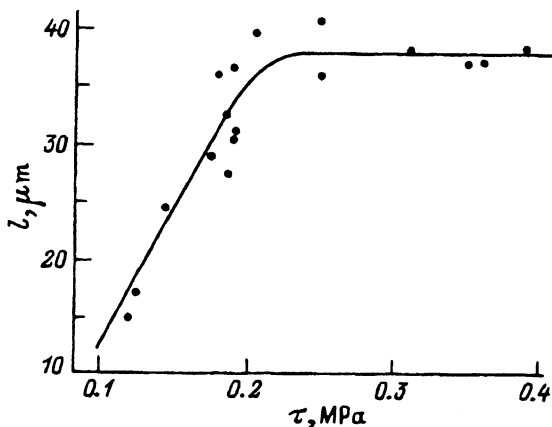


Рис. 1. Зависимость длин пробегов дислокаций от приложенного напряжения при 295 К и $\dot{\tau} > 2$.

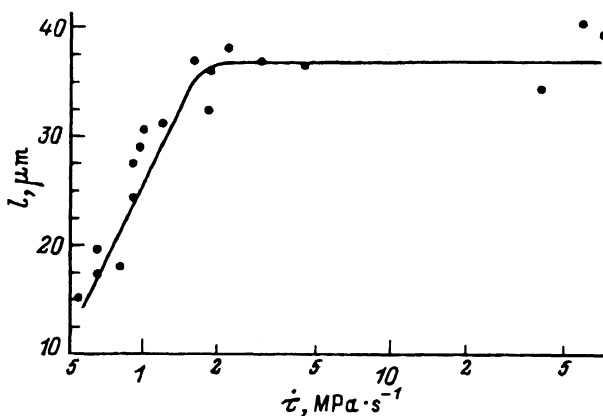


Рис. 2. Зависимость длин пробегов дислокаций от скорости нагружения.

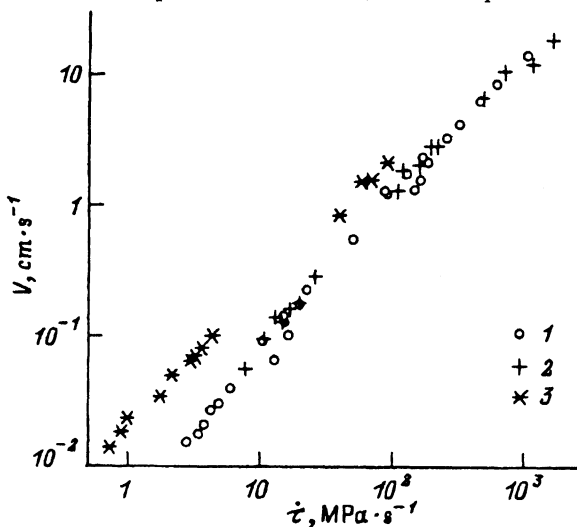


Рис. 3. Зависимость скорости дислокаций от скорости нагружения для KCl (1, 2) и NaCl (3).

Полученные данные свидетельствуют об идентичности зависимостей $V(\dot{\tau})$ для примесного KCl и «чистого» NaCl по крайней мере в области высоких значений скоростей нагружения. Аналогичные результаты получены и при высоких напряжениях в области вязкого торможения дислокаций [13]. При низких напряжениях безактивационное движение дислокаций не является вязким [5], однако то обстоятельство, что скорость дислокаций в этом случае не зависит от P , T и τ , а также практически от степени чистоты, указывает на то, что движение дислокаций носит надбарьерный характер, а зависимость $\ln V - \dot{\tau}$ является универсальной для щелочно-галогидных кристаллов. Следовательно, можно заключить, что снижение максимальных пробегов дислокаций в кристаллах NaCl (рис. 1) по сравнению с примесными кристаллами KCl вызвано более быстрой перестройкой состояния примесных дефектов, тормозящих дислокации. Действительно, зависимость $l(\tau)$ на рис. 1 для NaCl более крутая, чем для KCl [4], следствием чего является сужение области движения дислокаций в кристаллах NaCl и снижение максимальной длины их пробега.

Полученные результаты могут быть полезны в том числе при анализе теоретических и экспериментальных исследований амплитудно-зависимого внутреннего трения (АЗВТ). Одной из целей этих исследований является установление взаимосвязи между механизмами микропластической деформации (движением дислокаций) и макроскопическим проявлением нелинейной дислокационной деформации, т. е. рассеянием энергии при механических колебаниях образца. Например, из литературных данных, полученных при исследованиях АЗВТ, известно, что зависимость статического предела текучести τ_T от среднего

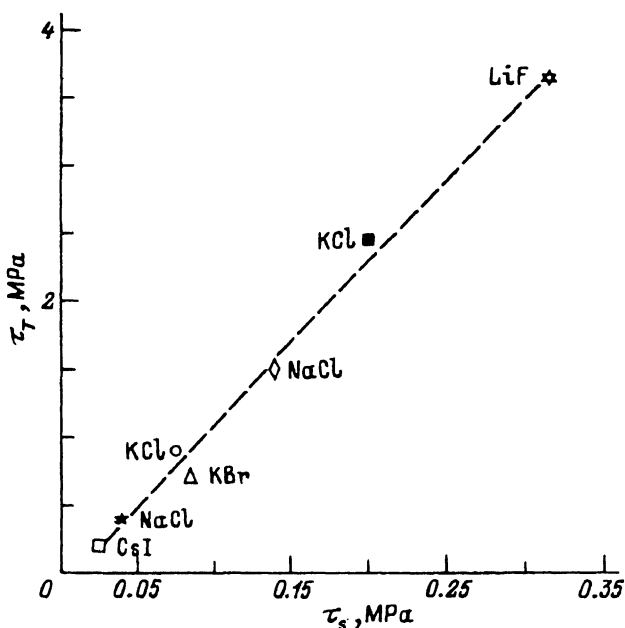


Рис. 4. Зависимость $\tau_T(\tau_s)$.

Светлые точки — данные из экспериментов по внутреннему трению, темные точки — данные по подвижности дислокаций.

стартового напряжения τ_s , краевых и винтовых дислокаций при переходе от амплитудно-независимого внутреннего трения к АЗВТ носит линейный характер [14]. На рис. 4 приведена эта зависимость из работы [14], на которую нанесены полученные в настоящей работе для NaCl и в [5] для KCl значения напряжений τ_{As} начала атермического движения дислокаций при $l(\tau) = 0$. Поскольку зависимости $\tau_T(\tau_s)$ из АЗВТ и значения $\tau_T(\tau_{As})$ из данных по атермической подвижности дислокаций совпадают, можно сделать вывод о том, что при измерении АЗВТ в щелочно-галоидных кристаллах дислокационное трение не является вязким.

Таким образом, полученные при исследованиях подвижности дислокаций данные показывают, что их движение в ШГК на фронте нагружающего импульса при низких напряжениях носит безактивационный, надбарьерный характер, однако торможение дислокаций не является вязким.

Автор выражает благодарность Е.К. Наими за любезно предоставленные данные по внутреннему трению.

Список литературы

- [1] U.F. Kocks, F.S. Argon, M.F. Ashby. Thermodynamics and Kinetics of Slip. Pergamon Press. Oxford (1975). P. 288.
- [2] В.И. Старцев, В.Я. Ильичев, В.В. Пустовалов. Пластичность и прочность металлов и сплавов при низких температурах. Металлургия. М. (1975). 327 с.
- [3] Г.Н. Ермолаев, С.И. Ниненко, А.А. Урусовская. ФТТ **31**, 2, 242 (1989).
- [4] Г.Н. Ермолаев, С.И. Ниненко, А.А. Урусовская. ФТТ **31**, 4, 277 (1989).
- [5] Г.Н. Ермолаев, С.И. Ниненко. ФТТ **33**, 10, 3054 (1991).
- [6] G.N. Yermolaev, S.I. Ninenko. High Pressure Reseach. **9**, 272 (1992).
- [7] Г.Н. Ермолаев, С.И. Ниненко, С.В. Херай. ФТТ **35**, 1, 114 (1993).
- [8] О.В. Клявин. Физика пластичности кристаллов при гелиевых температурах. Наука. М. (1987). 255 с.
- [9] Г.Н. Ермолаев, С.И. Ниненко. ПТЭ, **1**, 178 (1985).
- [10] Г.Н. Ермолаев, С.В. Херай, С.И. Ниненко. ФТТ **33**, 2, 636 (1991).
- [11] K. Sangwal, A.A. Urusovskaya. Prog. Crystal Growth and Caract. **38**, 327 (1984).
- [12] R.J. Fleicher. J. Appl. Phys. **33**, 3504 (1962).
- [13] В.Б. Парийский, А.И. Третьяк. ФТТ **9**, 8, 2457 (1967).
- [14] Е.К. Нами. Деп. в ВИНТИ, рег. № 2589-95 (1985).