

АТЕРМИЧЕСКОЕ ДВИЖЕНИЕ ДИСЛОКАЦИЙ НА ФРОНТЕ НАГРУЖАЮЩЕГО ИМПУЛЬСА

С. И. Ниненко*

*Институт физики высоких давлений им. Л. Ф. Верещагина Российской академии наук
108840, Троицк, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 20 апреля 2018 г.

Обсуждаются характер движения и причины остановки дислокаций при безактивационном движении дислокаций в щелочно-галлоидных кристаллах. Также предложена модель структурной перестройки примесных комплексов, вызванной пространственной переориентацией связанных экситонов, под действием внешних воздействий. В рамках этой модели могут быть объяснены известные эффекты фотопластичности, магнитопластичности и безактивационного движения дислокаций на фронте нагружающего импульса.

DOI: 10.1134/S004445101808014X

1. ВВЕДЕНИЕ

Движению дислокаций в кристаллах, преодолению ими различных барьеров, влиянию на эти процессы температуры, внешнего давления, концентрации примесей и других параметров посвящены сотни экспериментальных и теоретических работ. Методы экспериментального наблюдения движения индивидуальных дислокаций известны уже более полувека. Классическим считается метод двойного избирательного травления поверхности образцов до и после испытания с последующим измерением пробегов отдельных дислокаций и построения гистограммы пробегов дислокаций для определения их среднего пробега [1]. Экспериментально и теоретически установлено, что подвижность дислокаций в щелочно-галлоидных кристаллах существенно зависит от содержания примесей, главным образом от количества двухвалентных катионов. Известно также, что такие катионы создают диполи с вакансиями в положительных узлах кристаллической решетки. Именно эти диполи и являются основными стопорами для дислокаций при их движении [2]. Принято считать, что движение дислокаций носит термически-активированный характер. При этом длина пробега l зависит от температуры T , давления P , напряжения τ и длительности t_p приложенной нагрузки. Средняя скорость дислокаций

определяется временем ожидания вблизи локального препятствия, термоактивированным преодолением барьера и движением между препятствиями [3].

Вместе с тем имеются многочисленные наблюдения различных авторов особенностей движения дислокаций в зависимости от характера нагружающего импульса. Эти результаты наблюдались в различных лабораториях на широком круге щелочно-галлоидных кристаллов. В работах [4–6] было экспериментально установлено, что при малых нагрузках пробег дислокаций практически не зависит от длительности приложенной нагрузки, т. е. весь наблюдаемый пробег или его существенную часть дислокации преодолевают в момент нагружения кристаллов, и далее они остаются фактически неподвижными. В работах [7–18] целенаправленно изучалось поведение дислокаций в зависимости от формы нагружающего импульса, скорости нагружения и других параметров. В работе [19] приводятся экспериментальные факты влияния скорости роста нагрузки на пробег дислокаций в кристаллах кремния. Таким образом, наблюдаемое движение дислокаций на фронте нагружающего импульса проявляется в более широком классе веществ. Во всех этих работах подчеркивается, что это движение дислокаций нельзя описать в рамках классической модели термоактивационного преодоления препятствий. Показано, что это движение дислокаций является безактивационным. Сам факт такого движения уже не ставится под сомнение.

* E-mail: ninenko@hppi.troitsk.ru

Целью настоящей работы является сопоставление данных различных экспериментальных групп и анализ существующих теоретических моделей для объяснения наблюдаемых эффектов. В работе предложено объяснение характера движения и причины остановки дислокаций при безактивационном движении. Также предложена модель структурной перестройки примесных комплексов, вызванной пространственной переориентацией связанных экситонов, под действием внешних воздействий. В рамках этой модели объясняются наблюдаемые эффекты фотопластичности, магнитопластичности и безактивационного движения дислокаций на фронте нагружающего импульса.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ МЕТОДИКИ НАБЛЮДЕНИЯ БЕЗАКТИВАЦИОННОГО ДВИЖЕНИЯ ДИСЛОКАЦИЙ

Исследования безактивационного движения дислокаций в щелочно-галлоидных кристаллах проводились независимыми группами ученых. Применявшиеся экспериментальные установки различались по степени совершенства и точности, по диапазону величин и скоростей приложения нагружающего импульса, а также по возможностям воздействия дополнительных факторов (низкие температуры, высокие давления, магнитные поля).

Установки, использованные в работах [4–6], не позволяли изменять условия на фронте нагружающего импульса. Полученные экспериментальные результаты могли лишь качественно зафиксировать наличие другого типа движения дислокаций.

В работах [8, 14–18] авторы использовали установку [17], которая позволяла менять длительность фронта нагружения в диапазоне от 1 мс до 20 с. Максимально развиваемое усилие составляло 100 Н (10 кгс). Длительность плато нагрузки можно было задавать до 60 мин. Эта установка была сделана из немагнитных материалов, что позволяло проводить эксперименты в магнитном поле [14–18]. К существенным ограничениям данной установки следует отнести то, что эксперименты можно было проводить только при комнатной температуре и атмосферном давлении, а точность определения нагрузки самими авторами оценивалась в 10–12%. Из-за особенностей работы данной конструкции образцы должны были быть изначально подгружены, т. е., для выборки люфтов конструкции к образцу изначально прикладывалось незначительное усилие. Возможно, это могло служить причиной наблюда-

емого существенного фонового пробега дислокаций, т. е. перемещения дислокаций при имитации эксперимента, когда образец помещается в установку, проводятся все подготовительные этапы, но само приложение к нему внешней нагрузки не делается. Величина фонового пробега при этом составляла до 25% от наблюдавшихся длин пробегов.

В работах, выполненных с участием автора, использовалась установка [20, 21], позволявшая изменять длительность фронта нагружения в диапазоне от 2.5 до 250 мс. Максимально развиваемое усилие составляло 20 Н (2 кгс). Длительность плато нагрузки при комнатной температуре можно было задавать до 300 с, а при температуре 77 К — в десятки минут. Часть опытов проводилась с изменением скорости нагружения на фронте нагружающего импульса, т. е. скорость нагружения менялась на порядок непосредственно во время прикладывания нагрузки. Эксперименты проводились как при комнатной температуре и атмосферном давлении, так и при температуре жидкого азота 77 К или в условиях гидростатического сжатия до 700 МПа. Все эксперименты были выполнены на одной установке, что позволяло исключить погрешности, связанные с изменением типа аппаратуры. Точность измерения нагрузки составляла 3–5%. При медленном, около часа, охлаждении установки до температуры жидкого азота или плавном повышении гидростатического давления до 700 МПа фоновый пробег дислокаций не менялся и составлял 3–5 мкм, или 5–10% от пробегов, наблюдаемых в экспериментах. Количество дислокаций, смещавшихся в фоновом режиме, было в несколько раз меньше количества подвижных дислокаций под нагрузкой.

Изменение температуры приводит к изменению не только энергии термических флуктуаций, но и упругих модулей кристалла. Эксперименты в условиях гидростатического сжатия позволяют менять упругие модули, не меняя энергии термических флуктуаций. Так, для исследованных кристаллов КС1 наблюдается эквивалентное изменение модуля сдвига при охлаждении до температуры $T = 77$ К или при гидростатическом сжатии до 700 МПа [22]. Тем интереснее сравнение результатов для отделения термоактивированного и безактивационного вкладов в характер движения дислокаций. Предел текучести этих кристаллов увеличивался от 2.5 МПа при комнатных условиях до 5.2 МПа при температуре 77 К и 5.0 МПа при повышении гидростатического давления до 1 ГПа.

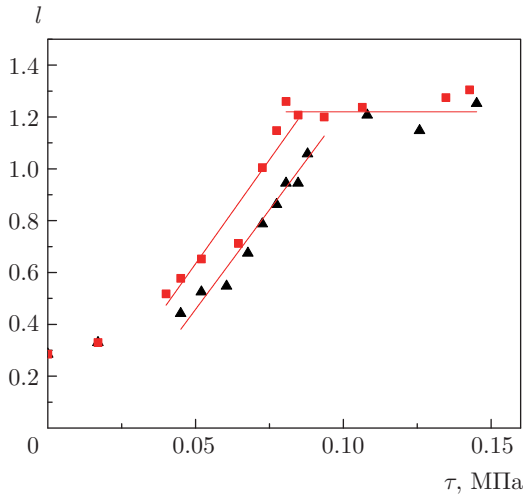


Рис. 1. Зависимости пробега дислокаций (в единицах, нормированных на плотность дислокаций в образце) в NaCl от амплитуды нагрузки при разных формах импульса: \blacktriangle — треугольный импульс, длительность фронта 0.1 с, плато 0 с; \blacksquare — прямоугольный импульс, длительность фронта 0.1 с, плато 300 с. Данные взяты из работы [14]

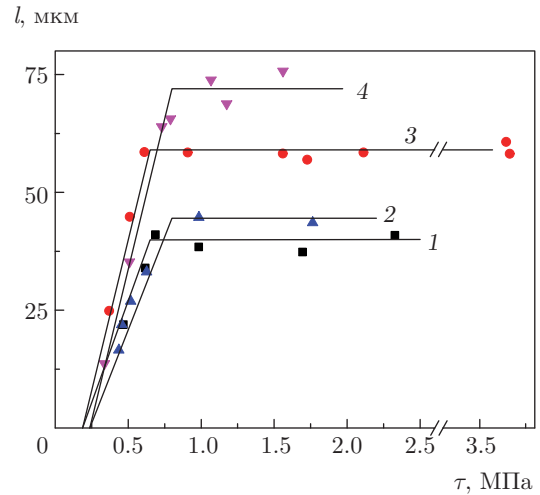


Рис. 2. Зависимости пробегов дислокаций в KCl от амплитуды нагрузки: 1 — скорость нагружения 15 МПа/с, $T = 295$ К; 2 — скорость нагружения более 100 МПа/с, $T = 295$ К; 3 — скорость нагружения 15 МПа/с, $T = 77$ К; 4 — скорость нагружения более 100 МПа/с, $T = 77$ К. Данные взяты из работы [9]

3. ОСОБЕННОСТИ ДВИЖЕНИЯ ДИСЛОКАЦИЙ НА ФРОНТЕ НАГРУЖАЮЩЕГО ИМПУЛЬСА

В работах независимых исследовательских групп экспериментально показано следующее.

1. На фронте нагружающего импульса наблюдаются заметные пробеги дислокаций [4–8]. При низких напряжениях их величина не зависит от длительности плато, т. е. от выдержки при постоянной нагрузке (рис. 1).

2. Величина пробега зависит от нагрузки и не зависит [14] или слабо зависит [9–11] от скорости нагружения.

3. По достижении определенного уровня нагрузки движение дислокации прекращается, несмотря на продолжающийся рост нагрузки. В работе [14] предложено считать, что они останавливаются, пройдя определенное фиксированное расстояние, но в работах [9–11] показано, что пробег до остановки дислокаций зависит от температуры, давления и скорости нагружения (рис. 2).

4. При снижении температуры или создании гидростатического давления зависимости $l(\tau)$ сдвигаются в область больших значений τ , причем наклон $dl/d\tau$ остается постоянным [9–11]. Рост пробега l до остановки дислокаций при изменении температуры или давления пропорционален изменению модуля сдвига G (рис. 3):

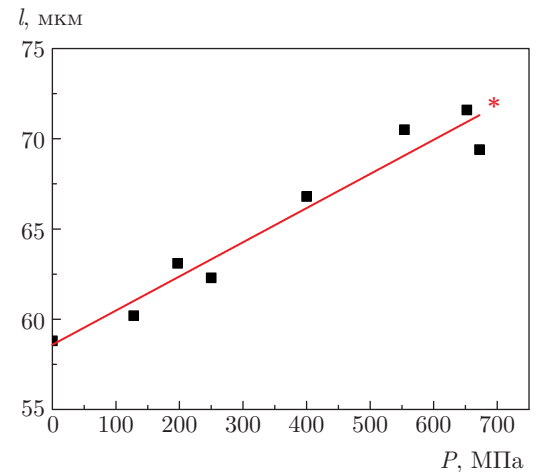


Рис. 3. Зависимость длины пробега дислокаций до их остановки от гидростатического давления: \blacksquare — $T = 295$ К, $0.1 \text{ МПа} \leq P \leq 700 \text{ МПа}$; * — измерения проведены при $T = 77$ К, $P = 0.1 \text{ МПа}$. Положение точки на графике по давлению взято из условия эквивалентного изменения модуля сдвига G . Данные взяты из работ [9, 11]

$$l = l_0 \left(1 + \frac{T - T_0}{G_0} \frac{dG}{dT} + \frac{P}{G_0} \frac{dG}{dP} \right),$$

где G_0 — модуль сдвига при атмосферном давлении и комнатной температуре T_0 , $l_0 = 59 \pm 2$ мкм.

5. Для участка роста зависимости $l(\tau)$ были рассчитаны скорости движения дислокаций, которые на фронте нагружающего импульса зависят только от скорости нагружения и не зависят от самой на-

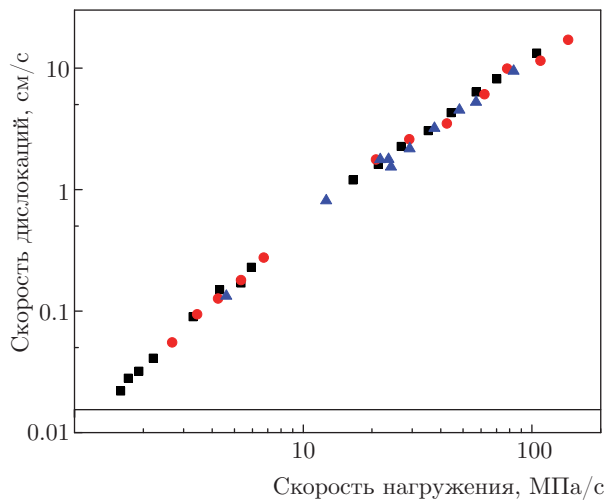


Рис. 4. (В цвете онлайн) Зависимость скорости дислокаций от скорости нагружения: ■ — $T = 295$ К, $P = 0.1$ МПа; ● — $T = 77$ К, $P = 0.1$ МПа; ▲ — $T = 295$ К, 150 МПа $< P < 700$ МПа. Данные взяты из работы [11]

грузки, температуры и/или гидростатического давления [9–11]. Это позволяет называть такое движение атермическим (рис. 4). При скоростях нагружения более 50 МПа/с зависимость строго пропорциональная, а при более низких скоростях зависимость более сложная.

6. При изучении движения дислокаций в магнитном поле [14] было замечено, что пробег дислокаций в магнитном поле зависит от взаимной ориентации дислокации L , ее вектора Бюргерса \mathbf{b} и вектора магнитной индукции \mathbf{B} . Если эти векторы параллельны, то магнитное поле не оказывает влияния на движение дислокаций. При перпендикулярном расположении векторов наблюдается изменение подвижности дислокаций. В данных экспериментах по импульсному нагружению кристаллов NaCl вектор магнитного поля был перпендикулярен оси нагружения, так что грань кристалла [100] при этом перпендикулярна вектору \mathbf{B} , а грань [010] параллельна. В результате эксперимента показано, что дислокации с вектором Бюргерса, перпендикулярным вектору магнитного поля, пробегают расстояния в 1.5–2 раза большие, чем дислокации на другой грани кристалла под действием треугольного импульса нагрузки. Таким образом, магнитное поле усиливает эффект безактивационного движения дислокаций в чистом кристалле NaCl. В то же время для кристаллов NaCl с примесью Pb [16] показано, что магнитное поле полностью подавляет возможность движения дислокаций, если эти векторы перпендикулярны, и не влияет в случае их параллельности.

7. При многократном нагружении образцов были получены противоположные результаты. Так, в работе [14] утверждается, что при повторном нагружении образцов не наблюдалось дальнейшего движения дислокаций, в то время как в работе [9] и второе, и даже третье нагружение приводили к аналогичным пробегам дислокаций. Возможно, это связано с релаксационными процессами в кристаллах между нагружениями. Так, в работе [14] промежуток составлял не более часа, а в работе [9] — 24 ч и более.

4. СУЩЕСТВУЮЩИЕ МОДЕЛИ БЕЗАКТИВАЦИОННОГО ДВИЖЕНИЯ ДИСЛОКАЦИЙ

Для объяснения наблюдаемых эффектов были предложены различные модели. В работе [19] для объяснения наблюдаемых результатов в кремнии рассмотрена модель динамического старения дислокаций. Моделировалось движение дислокации во взаимодействии с подвижными примесями. Получены решения как для термоактивированного движения дислокаций, когда их скорость является функцией напряжения, так и для безактивационного движения дислокаций, когда их скорость определяется скоростью увеличения нагрузки и не зависит от самой величины этой нагрузки. Однако эта модель требует достаточно большой концентрации подвижных примесных атомов в кристалле. В тоже время в щелочно-галогидных кристаллах безактивационное движение дислокаций наблюдается, напротив, в кристаллах с малым содержанием примесей. Кроме того, модель динамического старения дислокаций не объясняет наблюдаемый факт остановки дислокаций при продолжающемся увеличении нагрузки. Другим ее недостатком является неустойчивость полученного решения. При росте скорости дислокаций выше некоего уровня происходит отрыв дислокаций от облака подвижных примесей, что вызывает самоускоряющийся рост скорости дислокаций.

Модель, предложенная в работе [14], объясняет наблюдаемые особенности поведения дислокаций механизмом квазистатической релаксации дислокаций в поле внутренних напряжений. В рамках данной модели удастся объяснить экспериментально наблюдаемую зависимость длины пробегов дислокаций только от величины самой нагрузки и насыщение (остановку) длины пробега при продолжающемся росте нагрузки. Дислокация в каждый момент времени находится в равновесии под действием трех сил: переменной во времени внешней силы, «скачущей» силы, определяемой полем дальнедей-

ствующих внутренних напряжений, и силы сухого трения, которая определяется как сила закрепления (пиннинга) дислокаций точечными дефектами и направлена в сторону, противоположную результирующей других сил. Дислокации под действием приложенных напряжений квазистатически поднимаются по склону рельефа внутренних напряжений кристалла. При снятии внешней нагрузки равновесными положениями дислокаций можно считать места, где сила сухого трения превышает скатывающую силу данного рельефа. Для дислокации, продвинувшейся значительно дальше под действием внешней нагрузки, происходит обратное движение по склону, пока не выполнится условие равновесия. Место возврата дислокаций и будет величиной насыщения пробега.

В рассматриваемой модели характерный масштаб рельефа — определенная величина, характерная для данного кристалла. Эта величина не должна зависеть от температуры, давления и других внешних параметров. В работе [14] в качестве масштаба используют расстояние между дислокациями, определяемое как величина, обратная корню квадратному из плотности дислокаций. Экспериментально наблюдаемый стандартный пробег до остановки дислокаций на 20–30 % превышает характерный масштаб. Эксперименты проводились только при комнатной температуре и атмосферном давлении, поэтому не было возможности проанализировать возможные изменения характерного масштаба рельефа внутренних напряжений.

В работах [15, 16] обнаружено изменение величины пробега дислокаций до остановки при проведении экспериментов по импульсному нагружению образцов в постоянном магнитном поле. Влияние магнитного поля на движение дислокаций авторы объясняют тем, что магнитное поле вызывает эволюцию спинов в системе дислокация–парамагнитный центр, завершающуюся спин-зависимыми электронными переходами в этой системе, что приводит к резкому изменению локальных барьеров для движения дислокаций. Таким образом, роль магнитного поля сводится не к дополнительной силе, действующей на дислокацию, а к воздействию на локальные барьеры. В магнитном поле происходит снятие спиновых запретов на определенный электронный переход в системе дислокация–примесь, а это, в свою очередь, приводит к изменению энергии их взаимодействия и откреплению дислокаций от точечного дефекта.

Однако остается открытым вопрос, почему под действием магнитного поля меняется характерная

длина пробега дислокаций. В рамках рассматриваемой модели, дислокация преодолевает много локальных стопоров, а причиной видимой их остановки является скатывание дислокаций обратно по рельефу внутренних напряжений до равновесного положения. Если магнитное поле воздействует только на локальные стопоры, то возникает вопрос, чем вызвано другое равновесное положение после снятия магнитного поля и внешней нагрузки. К сожалению, в работах приводятся результаты исследования поведения дислокаций на фронте нагружающего импульса только при одном значении внешнего магнитного поля. Эксперименты с разной его величиной позволили бы получить больше информации о возможном влиянии магнитного поля на дальнедействующий рельеф. Авторы пришли к заключению, что магнитное поле «помогло» дислокации каким-то образом преодолеть ближайший пик рельефа, что и фиксируется в виде наблюдаемого роста пробега в 1.5–2 раза. В работе [18] авторы предлагают идею эстафетного движения дислокаций, т. е. дислокация, служившая препятствием для первой дислокации, в свою очередь, освобождается от стопоров, перемещается, тем самым освобождая путь для первой дислокации. Однако авторы ничего не говорят о возможной двугорбости гистограмм распределения пробегов дислокаций, что подтверждало бы этот вывод.

Таким образом, при существенном прогрессе в описании поведения дислокаций на фронте нагружающего импульса эту модель нельзя признать полностью согласованной с наблюдаемыми экспериментальными результатами.

5. БЕЗАКТИВАЦИОННОЕ ДВИЖЕНИЕ ДИСЛОКАЦИЙ И ПЕРЕСТРОЙКА ЛОКАЛЬНЫХ БАРЬЕРОВ

Если принимать во внимание экспериментальные факты, что характерная длина пробега дислокаций до остановки зависит от температуры, давления [9–11] и магнитного поля [15, 16], то причиной остановки дислокаций не может быть резкий рост внутренних напряжений у неизменных стопоров, так как трудно представить, что расстояния между ними могут меняться при изменении условий эксперимента. Новая модель, предлагаемая в настоящей работе, основана на представлении о квазистатическом движении дислокаций, развитом в работе [14], но с дополнительным предположением [13], что причиной остановки дислокаций является перестройка локальных барьеров при некоторой крити-

ческой величине деформации решетки. Таким образом, предлагаемая модель «автоматически» содержит положительное свойство модели [14], такое как безактивационность движения дислокаций. Принципиальным отличием новой модели от модели [14] является именно допущение о том, что примесные комплексы могут меняться под действием внешнего воздействия и, тем самым, становиться непреодолимыми препятствиями на пути дислокации.

Внутренняя структура напряжений в кристалле является суперпозицией двух составляющих: дальнедействующего рельефа внутренних напряжений и локальных возмущений в области примесных комплексов. Если приложенная внешняя сила превышает силу закрепления (пиннинга) дислокаций точечными дефектами, то они больше не могут служить препятствием для ее движения. Под действием приложенных напряжений дислокации квазистатически поднимаются по склону рельефа внутренних напряжений кристалла. В каждый момент времени они находятся в равновесии между действиями внешней нагрузки и скатывающей силы.

При достижении определенного уровня внешней нагрузки или деформации решетки энергетический барьер между равновесным и возмущенным состояниями примесного комплекса преодолевается и происходит его перестройка. Силовые барьеры, создаваемые возмущенным состоянием комплекса, оказываются непреодолимыми для дислокаций при этом уровне нагрузок. Дальнейшее движение дислокаций наблюдается при существенном повышении нагрузки и носит классический термоактивационный характер, что и наблюдается в эксперименте [10, 12]. После снятия внешнего напряжения комплекс должен вернуться в исходное невозмущенное состояние, однако это происходит не сразу. Процессу возврата примесного комплекса в равновесное состояние также препятствует энергетический барьер. Его преодоление имеет термоактивированный характер и растянуто во времени. Если повторять опыты достаточно быстро, то барьеры еще не срелаксировали, и дислокации останутся неподвижными [14].

В рамках данной модели объясняется также и такой экспериментальный факт, как рост напряжения остановки дислокаций пропорционально росту упругих модулей кристалла, вызванных изменениями либо температуры, либо гидростатического давления. Напряжение остановки дислокаций под действием температуры или давления изменяется, но относительная деформация кристаллической решетки в точке остановки остается той же самой. Следовательно, именно некая величина деформации

решетки и определяет момент преодоления барьера между различными состояниями примесного комплекса.

6. ПЕРЕСТРОЙКА СТРУКТУРЫ ПРИМЕСНОГО КОМПЛЕКСА ПРИ ВНЕШНЕМ ВОЗДЕЙСТВИИ

В литературе описаны экспериментальные наблюдения ряда эффектов в щелочно-галлоидных кристаллах, которых не может быть в идеальной решетке этих кристаллов. Данные эффекты обязаны своим существованием дефектам кристалла, в первую очередь, примесным комплексам. Так, в работе [23] утверждается, что выдержка кристаллов NaCl и KCl в магнитном поле приводит к слабому, но измеримому намагничиванию образцов. В работе [24] показано, что предварительная импульсная магнитная обработка в поле 7 Тл кристаллов NaCl с примесью Eu (0.1 вес. %) длительностью 10 мс преобразует состояние примесных комплексов, делая эти комплексы более «проходимыми» для дислокаций уже после ее выключения. Эффект исчезает примерно за 100 ч. В работе [25] наблюдался эффект влияния магнитного поля на макропластичность ионных кристаллов в режиме деформации с постоянной скоростью.

В работе [26] обнаружено, что при фотоионизации образцов NaCl амплитудо-зависимое трение и дефект модуля существенно уменьшаются в момент включения света, а после его выключения частично восстанавливаются в течение нескольких минут. С увеличением времени экспозиции (облучения светом) величина самого эффекта не меняется. При этом эффект как бы закрепляется, т. е. доля восстановления амплитудо-зависимого трения и дефекта модуля уменьшается. В работе [27] фиксировался скачок деформирующего напряжения при включении света.

Все эти эффекты показывают, что роль внешнего воздействия сводится не к дополнительной силе, действующей на дислокацию, а к воздействию на локальные барьеры. Простейшие примесные комплексы в щелочно-галлоидных кристаллах представлены диполями двухвалентных катионов с вакансиями в положительных узлах кристаллической решетки. Но вполне ожидаемо образование более сложных комбинаций. Существование таких комплексов энергетически более выгодно, так как они в равновесном состоянии меньше искажают кристаллическую решетку. Как правило, образцы выкалываются из предварительно облученных заготовок. Такое облучение используется для упрочнения кри-

таллов путем образования дополнительной концентрации вакансий. Образцы далее подвергаются термической обработке для уменьшения концентрации вакансий и снятия внутренних напряжений в кристаллах.

В работе [28] показано, что в щелочно-галогидных кристаллах образуются более сложные высокостабильные примесные комплексы, чем элементарные диполи (примесь–вакансия). Это комплексы из диполей с участием двух или трех вакансий. Такие сложные структуры будут сопровождаться наличием экситонов Ванье–Мотта [29, 30] — квазичастиц, представляющих собой электронное возбуждение. Наличие магнитного момента у такого примесного комплекса говорит о низкосимметричном состоянии такого экситона. В качестве «зрительного образа», но не более того, пусть это будет кольцевая электронная орбиталь вокруг примесного комплекса с избыточным положительным зарядом. В простейшем случае в качестве положительного центра может выступать двухвалентный примесный катион. Тем не менее «электронная природа» таких переключаемых стопоров для дислокаций сомнений не вызывает, так как сложно представить себе, чтобы при столь слабых воздействиях вроде магнитного поля порядка 1 Тл (его энергия $\mu_B B$ составляет $0.5 \cdot 10^{-4}$ эВ, где μ_B — магнетон Бора), при сдвиговых напряжениях на порядок ниже предела упругости и начала размножения дислокаций и при низких температурах в образце могли бы происходить в массовом количестве перескоки атомов (или вакансий).

Электронное состояние экситона должно состоять из суперпозиции орбиталей соседних атомов, поэтому в низкосимметричном состоянии такой экситон не может иметь произвольной пространственной ориентации. Устойчивыми будут только несколько ориентаций, связанных с симметрией кристаллической решетки образца. Очевидно, что такой экситон будет создавать различную локальную деформацию решетки, например, сжатие в плоскости «орбиты» электрона и растяжение в перпендикулярном направлении. В зависимости от пространственного расположения экситона и дислокации, от взаимной ориентации магнитного момента экситона и вектора Бюргерса энергия их взаимодействия будет варьироваться весьма существенно. Под влиянием внешнего воздействия (сдвиговое напряжение или магнитное поле) экситон будет менять свою ориентацию. А это, в свою очередь, будет существенно менять взаимодействие со скользящей мимо дислокацией. В зависимости от внутренней структуры при-

месного комплекса мы можем наблюдать как ослабление локальных барьеров для движения дислокаций [8, 14, 26], так и их усиление [16, 27]. Эксперименты в магнитном поле явно показывают роль пространственной ориентации, эффект зависит от взаимной ориентации дислокации \mathbf{L} , ее вектора Бюргерса \mathbf{b} и вектора магнитной индукции \mathbf{B} . Если эти векторы параллельны, то магнитное поле не оказывает влияния на движение дислокаций. При перпендикулярном расположении векторов наблюдается изменение подвижности дислокаций, что соответствует нашему предположению.

Наблюдаемое слабое изменение величины магнитоупругого эффекта на 15–20% [18] при охлаждении до 77 К вызвано изменением энергии барьера в связи с изменениями упругих модулей кристалла. После снятия внешнего воздействия начинается процесс перехода примесного комплекса в исходное равновесное состояние, что и наблюдается во многих экспериментах. В бездефектном кристалле (из-за кубической симметрии кристалла) все пространственные ориентации экситона были бы эквивалентны по энергии, но в реальном кристалле всегда есть упругие напряжения, обусловленные стационарными дефектами, определяющие самую низкоэнергетическую ориентацию. Время восстановления свойств кристалла определяется разностью энергий между возмущенным и основным состояниями и величиной энергетического барьера; восстановление происходит обычным термоактивационным способом.

Приложение внешней силы вызывает упругую деформацию решетки, что является таким же внешним воздействием на структуру экситонов. Ввиду сильных локальных искажений решетки трудно оценить энергию такого воздействия. Однако в работе [29] показано, что в области упругих деформаций величина расщепления спектральных линий экситонов линейно зависит от напряжения одностороннего сжатия, т. е. локальная энергия упругого воздействия сопоставима с энергетическими барьерами. В рамках приведенной выше модели будем считать, что в момент наблюдаемой остановки дислокаций энергия упругого воздействия достигает величины энергетического барьера и происходит переориентация экситонов.

Все сказанное выше может происходить, даже если в равновесном состоянии экситон будет иметь кубическую симметрию кристалла. Тогда под действием внешнего воздействия она будет нарушаться, и экситон будет переходить в описанную выше низкосимметричную конфигурацию.

Таким образом, предложенная модель структурной перестройки примесных комплексов, вызванной пространственной переориентацией связанных экситонов под действием внешних воздействий, объясняет наблюдаемые эффекты фотопластичности, магнитопластичности и безактивационного движения дислокаций на фронте нагружающего импульса.

В заключение заметим, что имеется ряд исследований физики электропластичности щелочно-галлоидных кристаллов [31]. Показано, что в зависимости от ориентации электрического поля относительно линии дислокации может наблюдаться как ускорение, так и замедление их движения. В работе наблюдаемый эффект объясняют наличием заряда на дислокационной линии в кристаллах NaCl. Вычисления показывают, что величина заряда составляет 10^{-11} Кл/м, что соответствует примерно одному элементарному заряду на каждые 10 параметров решетки. Это очень большая величина заряда. Возможно, наблюдаемые эффекты можно также объяснить в рамках изложенной выше модели структурной перестройки примесных комплексов, вызванной пространственной переориентацией связанных экситонов, под действием внешнего электрического поля.

Автор выражает благодарность В. В. Бражкину и О. Б. Циоку за плодотворную дискуссию. Данная работа посвящена памяти моих учителей, А. А. Урусовской и Г. Н. Ермолаева.

ЛИТЕРАТУРА

- W. G. Johnston and J. J. Gilman, *J. Appl. Phys.* **30**, 129 (1959).
- R. J. Fleicher, *J. Appl. Phys.* **33**, 3504 (1962).
- U. F. Kocks, F. S. Argon, and M. F. Ashby, *Thermodynamics and Kinetics of Slip*, Pergamon Press (1975), p. 288.
- А. А. Предводителев, Н. К. Ракова, Нан Хун-бинь, *ФТТ* **9**(1), 300 (1967).
- В. А. Макара, Н. Н. Новиков, О. В. Руденко, *Динамика дислокаций*, Наук. думка, Киев (1975), с. 190.
- А. В. Никифоров, В. А. Швецова, О. В. Клявин, В. А. Лихачев, *ФТТ* **18**, 3152 (1976).
- Г. Н. Ермолаев, С. И. Ниненко, А. А. Урусовская, *ФТТ* **31**(2), 242 (1989).
- М. В. Колдаева, Е. В. Даринская, В. И. Альшиц, *Вестник ТГУ* **3**(3), 247 (1998).
- Г. Н. Ермолаев, С. И. Ниненко, А. А. Урусовская, *ФТТ* **31**(4), 277 (1989).
- Г. Н. Ермолаев, С. В. Хегай, С. И. Ниненко, *ФТТ* **33**, 636 (1991).
- Г. Н. Ермолаев, С. И. Ниненко, *ФТТ* **33**, 3054 (1991).
- Г. Н. Ермолаев, С. И. Ниненко, С. В. Хегай, *ФТТ* **35**, 114 (1993).
- Г. Н. Ермолаев, *ФТТ* **38**, 3375 (1996).
- В. И. Альшиц, Е. В. Даринская, М. В. Колдаева, *ФТТ* **43**, 1635 (2001).
- V. I. Alshits, E. V. Darinskaya, M. V. Koldaeva, and E. A. Petrzhhik, in *Dislocations in Solids*, Vol. 14, ed. by J. P. Hirth, Elsevier, Amsterdam (2008), p. 333.
- Е. В. Даринская, М. В. Колдаева, *Письма в ЖЭТФ* **70**, 266 (1999).
- М. В. Колдаева, Е. В. Даринская, В. Н. Сытин, *ПТЭ* №3, 151 (1998).
- В. И. Альшиц, Е. В. Даринская, М. В. Колдаева, Е. А. Петржик, *Кристаллография* **48**, 838 (2003).
- Б. В. Петухов, *ЖТФ* **73**(7), 82 (2003).
- Г. Н. Ермолаев, С. И. Ниненко, *ПТЭ* №1, 178 (1985).
- С. И. Ниненко, Г. Н. Ермолаев, *ПТЭ* №2, 232 (1992).
- И. Н. Францевич, Ф. Ф. Воронов, С. А. Бакута, *Упругие постоянные и модули упругости металлов и неметаллов, Справочник*, Наук. думка, Киев (1982).
- E. J. Sharp and D. A. Avery, *Phys. Rev. B* **50**, 6253 (1967).
- Р. Б. Моргунов, А. А. Баскаков, *ФТТ* **43**, 1632 (2001).
- Ю. И. Головин, Р. Б. Моргунов, *Письма в ЖЭТФ* **61**, 583 (1995).
- М. А. Голосовский, Я. М. Сойфер, *ЖЭТФ* **80**, 2068 (1981).
- J. S. Nadeau, *J. Appl. Phys.* **35**, 669 (1964).
- J. Rubio, *J. Phys. Chem. Sol.* **52**, 101 (1991).
- V. Ueta, *Suppl. Progr. Theor. Phys.* **12**, 40 (1959).
- Е. Ф. Гросс, *УФН* **78**, 433 (1962).
- Л. Б. Зуев, *Физика электропластичности щелочно-галлоидных кристаллов*, Наука, Новосибирск (1990).