

АНИЗОТРОПИЯ ПОДВИЖНОСТИ ЗАРЯДОВ В ГПУ КРИСТАЛЛАХ ${}^4\text{He}$

О.А.Андреева, К.О.Кешишев, Д.И.Холин
Институт физических проблем им. П. Л. Капицы РАН
117334 Москва, Россия

Поступила в редакцию 9 декабря 1996 г.

Обнаружена сильная анизотропия подвижности положительных зарядов в ГПУ кристаллах ${}^4\text{He}$. Определены энергии активации подвижности в главных направлениях.

PACS: 68.80.Mg

Носители зарядов в кристаллическом гелии обладают собственной специфической структурой и являются уникальным пробным объектом для исследования свойств квантовых кристаллов. Аналогично случаю жидкого гелия предполагают, что в кристалле отрицательно заряженный комплекс представляет собой электрон, локализованный в некоторой полости [1, 2], а положительный — ион гелия, расположенный в центре уплотненной электрострикционными силами области [3]. Теоретическая оценка размеров комплексов обоих знаков приводит к величинам порядка нескольких межатомных расстояний. Это означает, что свойства зарядового комплекса существенно зависят от его конфигурации, диктуемой симметрией кристаллической решетки и эффективным размером комплекса как дефекта, образующегося в кристалле из-за наличия заряда. Под свойствами зарядов здесь имеются в виду особенности их движения в кристалле под действием приложенного электрического поля.

Согласно работе Андреева и Савищева [4], симметрия зарядового комплекса должна проявляться прежде всего в зависимости особенностей его движения от направления приложенного электрического поля относительно кристаллографических осей кристалла.

До настоящего времени все измерения скорости движения зарядов в кристаллах гелия проводились на случайным образом ориентированных образцах. Наиболее полный обзор работ в этой области, выполненных до 1985 г., можно найти в работе Дама [5]. В результате многочисленных экспериментов было установлено, что температурная зависимость подвижности зарядов обоих знаков свидетельствует об активационном механизме их движения, а близость энергий активации вакансий, подвижности положительных зарядов и примесей ${}^3\text{He}$ служит важным аргументом в пользу общего механизма перемещения примесных частиц, обусловленного движением вакансий. В рамках квантового подхода к этой проблеме [6] перемещение зарядов или примесных атомов рассматривается как результат процессов неупругого рассеяния на них делокализованных вакансий. Температурные и полевые зависимости скорости дрейфа зарядов содержат в этом случае параметры энергетического спектра вакансий, такие как энергия активации и ширина энергетической зоны.

Экспериментальное исследование движения зарядов в зависимости от величины и направления электрического поля, а также температуры, должно, таким образом, дать информацию как о структуре зарядовых комплексов, так и о свойствах вакансионных возбуждений в кристаллах гелия.

Прямые измерения дрейфовой скорости зарядов как функции напряженности электрического поля, а также давления и температуры, были выполнены одним из авторов данной статьи с помощью трехэлектродной время-пролетной методики [7]. Позднее Голов, Ефимов и Межов-Деглин [8], определяя дрейфовую скорость зарядов по времени установления тока в диоде, обнаружили немонотонные зависимости скорости положительных зарядов от температуры и от напряженности поля.

Представленные в работах [7, 8] особенности движения зарядов нашли свое объяснение в рамках разработанного Андреевым и Савищевым [4] квантового симметричного подхода к движению зарядов. В этой же работе на основе утверждения о связи симметрии зарядового комплекса с анизотропией его движения в кристалле авторами был предложен способ восстановления структуры зарядового комплекса по угловым зависимостям его скорости, для реализации которого необходимы экспериментальные данные об анизотропии движения зарядов. Прямых измерений анизотропии движения зарядов в кристаллах гелия никогда не проводилось. Косвенные указания на наличие значительной анизотропии отмечались в работе Лау, Дама и Джефферса [9]. Очевидно, что для экспериментального решения этой задачи необходима возможность контролируемым образом задавать направление электрического поля относительно кристаллографических осей кристалла.

Настоящая статья представляет первые результаты прямого измерения анизотропии движения зарядов в ГПУ кристаллах ^4He , полученные на экспериментальной установке, позволяющей контролируемым образом изменять ориентацию кристалла относительно электрического поля и измерять скорость движения зарядов при помощи трехэлектродной время-пролетной методики.

В работе использовался оптический криостат, снабженный ^3He -рефрижератором. Кристаллы гелия выращивались в металлической камере внутренним диаметром 19 мм и длиной 25 мм, в торцах которой с помощью индиевого уплотнения закреплены оптические окна. Расположенная горизонтально, ось симметрии камеры совпадает с оптической осью криостата. Сама камера вмонтирована в механизм, позволяющий поворачивать ее вокруг оси на угол $\pm 60^\circ$ относительно основного положения. Данная конструкция использовалась ранее при изучении анизотропии свойств межфазной границы в гелии [10] и была подробно описана в нашей предыдущей публикации [11].

Дрейфовая скорость индуцированных зарядов обоих знаков определялась с помощью трехэлектродной время-пролетной методики, основанной на измерении времени нарастания коллекторного тока в триоде при прохождении фронтом зарядов дрейфового промежутка. Детали конструкции триода и особенности методики подробно обсуждались ранее [7]. В данном случае использовался плоско-параллельный триод со следующими параметрами: диаметр электродов (β^- -активный тритиевый источник, сетка и коллектор) составлял 8 мм, дрейфовое расстояние сетка-коллектор – 0.26 мм, величина промежутка источник-сетка (затвор) – 0.10 мм.

Триод смонтирован внутри камеры на шарнирном подвесе. Центр тяжести триода смещен таким образом, что угол наклона электродов относительно горизонта составляет 47° . Ось шарнира параллельна оси вращения камеры, в результате чего при поворотах камеры триод под действием собственного веса сохраняет свою ориентацию в пространстве.

Выращивание образца, ориентированного нужным образом относительно электродов измерительной системы, осуществляется при температуре $\sim 1\text{K}$

(то есть ниже температуры первого фазового перехода ограничения) в следующей последовательности. Сначала с помощью известного метода "падения затравочного кристалла" [12] выращивается образец, ось C_6 которого с высокой точностью (отклонение не превышает 10^{-2} рад) вертикальна. Кристалл при этом заполняет нижнюю часть камеры, не касаясь триода (рис. 1а). Далее камера вместе с образцом поворачивается так, чтобы контролируемая визуально базисная плоскость кристалла составляла нужный угол с плоскостью электродов. При этом углы, лежащие в плоскости, перпендикулярной оптической оси, измеряются с точностью $3 \cdot 10^{-3}$ рад телескопическим гониометром. В этом положении камера вместе с триодом зарастивается твердой фазой (рис. 1б, с).

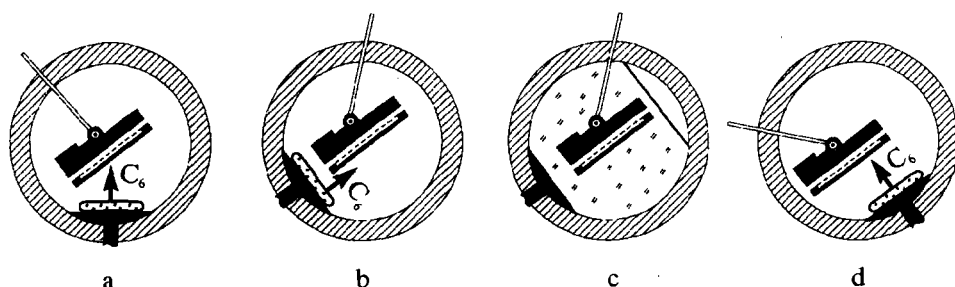


Рис.1. Схема выращивания ориентированных образцов

Для изменения ориентации образца относительно измерительной системы кристалл сплавляется до размеров, обеспечивающих освобождение триода от твердой фазы, камера поворачивается в новое положение и вновь зарастивается кристаллом (рис. 1д). Описанная методика позволяет получать образцы, ось C_6 которых составляет заданный угол с направлением электрического поля в измерительном триоде.

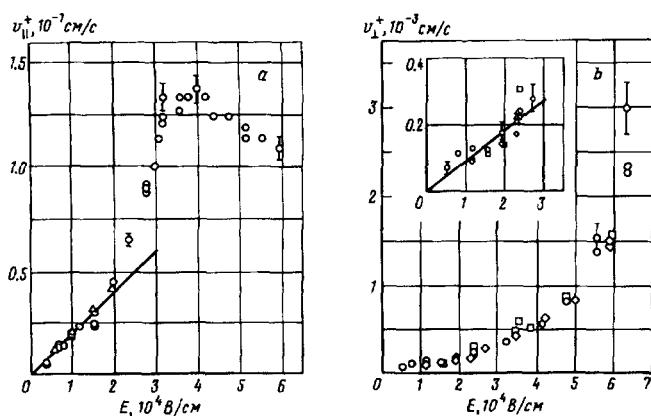


Рис.2. Зависимости скорости положительных зарядов от напряженности поля в двух основных направлениях: а - параллельно оси C_6 , б - перпендикулярно оси C_6 . $T = 1.0$ К. Разными символами нанесены данные, полученные на разных образцах

Измерения проводились на кривой плавления при температурах, не превышающих 1.1 К. Таким образом, молярный объем кристалла оставался с высокой точностью постоянным и равным $20.98 \text{ см}^3/\text{моль}$. Наиболее полные экспериментальные данные получены к настоящему времени для положительных зарядов. На рис. 2 представлены полевые зависимости скорости зарядов в двух основных кристаллографических направлениях: параллельном и перпендикулярном

оси C_6 , при температуре $T = 1.00$ К. Следует отметить, что в случае перпендикулярного направления ориентация электрического поля относительно осей C_2 в базисной плоскости оставалась случайной. Совпадение кривых $v_{\perp}^{+}(E)$, полученных на разных кристаллах, свидетельствует о пренебрежимо малой анизотропии в этой плоскости, обладающей симметрией шестого порядка. Как видно из рис. 2а и вставки рис. 2б в полях $E \leq 2 \cdot 10^4$ В/см скорость положительных зарядов в обоих направлениях пропорциональна напряженности поля: $v \sim \mu E$, где μ — подвижность зарядов в данном направлении. Значения подвижности положительных зарядов в двух основных направлениях (прямые на рис. 2) составляют:

$$\begin{aligned} \mu_{\parallel}^{+} &= 2 \cdot 10^{-6} \text{ см}^2 / \text{В} \cdot \text{с} \text{ — в направлении, параллельном оси } C_6, \\ \mu_{\perp}^{+} &= 1 \cdot 10^{-8} \text{ см}^2 / \text{В} \cdot \text{с} \text{ — в направлении, перпендикулярном оси } C_6. \end{aligned} \quad (1)$$

Столь значительное (в 200 раз) различие подвижностей явилось неожиданным результатом. Напомним, что гексагональная плотноупакованная структура кристаллов гелия наиболее точно, по сравнению со всеми прочими веществами, соответствует модели плотноупакованных шаров.

Для доказательства отсутствия побочных эффектов была измерена зависимость подвижности от угла между направлением электрического поля и осью C_6 . Общее соотношение между скоростью зарядов и напряженностью поля на линейном участке зависимости $v(E)$ имеет вид

$$v_i = \mu_{ik} E_k. \quad (2)$$

Легко показать, что зависимость подвижности от угла φ между осью C_6 и направлением электрического поля в этом случае описывается формулой

$$\mu(\varphi) = \mu_{\parallel} \cos^2 \varphi + \mu_{\perp} \sin^2 \varphi. \quad (3)$$

Измеренные при трех промежуточных значениях угла φ (25° , 60° и 81°) подвижности положительных зарядов продемонстрировали прекрасное соответствие формуле (3). Таким образом, обнаруженная значительная анизотропия подвижности действительно является свойством положительно заряженных комплексов в ГПУ кристаллах ^4He .

Приведенные на рис. 2 полевые зависимости скорости положительных зарядов отличаются не только значениями подвижности, но и поведением скорости в области сильных полей. Если кривая $v_{\parallel}^{+}(E)$ демонстрирует отчетливый максимум при $E \simeq 3.5 \cdot 10^4$ В/см, то $v_{\perp}^{+}(E)$ является в исследованном диапазоне полей монотонно растущей функцией, соответствующей экспоненциальной или степенной с большим показателем (≥ 9) зависимости.

Наблюдаемая немонотонная зависимость скорости зарядов от поля, отмечавшаяся ранее в работе Голова, Ефимова и Межова-Деглина [8], объясняется Андреевым и Савищевым [4] как результат бесфононного рассеяния вакансий на зарядовом комплексе. Пороговая величина напряженности электрического поля соответствует в этом случае ситуации, когда в единичном акте рассеяния разность энергий конечного и начального положений зарядового комплекса в электрическом поле сравнивается с шириной энергетической зоны вакансий. Очевидно, что при увеличении поля свыше порогового бесфононный механизм становится невозможен. Считая, что в области максимума кривой $v(E)$ выполняется условие $eEu = \Delta$, где e — заряд электрона, u — расстояние, на которое смещается центр зарядового комплекса в направлении электрического

поля в результате единичного акта рассеяния, Δ — ширина энергетической зоны вакансии, и учитывая, что $u \leq a$, где a — межатомное расстояние, мы можем получить верхнюю оценку ширины зоны вакансии:

$$\Delta \leq 12 \text{ К.} \quad (4)$$

Для отрицательных зарядов нам не удалось измерить дрейфовую скорость на линейном участке зависимости скорости от поля. Во всем исследованном диапазоне полей наблюдается более быстрый, чем линейный, рост скорости с увеличением поля. В отношении анизотропии движения отрицательных зарядов мы можем лишь сделать вывод о том, что при одинаковой напряженности поля их скорость в направлении, параллельном оси C_6 , примерно на порядок выше, чем в перпендикулярном направлении. Таким образом, для отрицательных зарядов более “быстрым” является то же направление, что и для положительных.

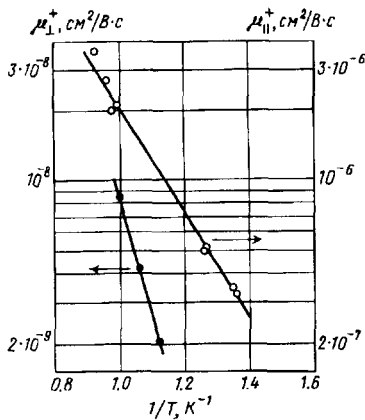


Рис. 3. Зависимости подвижности положительных зарядов от температуры в двух основных направлениях: \circ — параллельно оси C_6 (правая ось), \bullet — перпендикулярно оси C_6 (левая ось)

Кроме изложенных выше результатов, получены температурные зависимости подвижности положительных зарядов в двух основных направлениях (рис. 3). При каждой температуре значение подвижности определялось по наклону линейной части зависимости скорости от поля. Полученные данные подтверждают термоактивационный характер подвижности зарядов, удовлетворяя в обоих направлениях соотношению

$$\mu \propto \exp\left(-\frac{\epsilon}{T}\right). \quad (5)$$

При этом значения энергии ϵ в основных направлениях различны:

$$\begin{aligned} \epsilon_{\parallel}^{\dagger} &= 5.3 \text{ К} \text{ — в направлении, параллельном оси } C_6, \\ \epsilon_{\perp}^{\dagger} &= 11 \text{ К} \text{ — в направлении, перпендикулярном оси } C_6. \end{aligned} \quad (6)$$

Наблюдаемое существенное различие значений активационной энергии находит естественное объяснение в рамках теории Андреева и Савищева [4]. Они показали, что энергия ϵ в (5) может в зависимости от направления электрического поля принимать различные значения, находящиеся внутри энергетической зоны вакансий. При этом более высокой подвижности должно соответствовать меньшее значение активационной энергии, чему соответствуют полученные экспериментальные результаты. Заметим, что значение $\epsilon_{\parallel}^{\dagger}$ из (6) хорошо согласуется с полученными ранее данными [7] по зависимости активационной

энергии от молярного объема, подтверждая ее тенденцию к уменьшению с увеличением молярного объема. Значение $\epsilon_{\perp}^{\dagger}$ оказывается при этом больше наблюдавшихся ранее величин активационной энергии, полученных на случайным образом ориентированных кристаллах. Из-за малой величины подвижности в направлении, перпендикулярном оси C_6 , даваемый ею вклад в подвижность в заданном направлении (формула (3)) заметен лишь при углах φ , близких к 90° . Вероятность случайного получения такого образца достаточно мала. Разность $\epsilon_{\parallel}^{\dagger}$ и $\epsilon_{\perp}^{\dagger}$ можно рассматривать как нижнюю оценку ширины энергетической зоны вакансий:

$$\Delta \geq 5.7 \text{ К.} \quad (7)$$

Заметим, что соотношение (7) в совокупности с (4) составляют интервал возможных значений Δ , находящийся в качественном согласии с теоретическими оценками [5]. Для более точного определения Δ требуются дополнительные данные о структуре зарядового комплекса.

Таким образом, основным результатом работы является обнаружение сильной анизотропии подвижности положительных зарядов в кристаллах ${}^4\text{He}$ и определение энергий активации их подвижности в главных кристаллографических направлениях. Следует отметить, что исследованные в данной работе образцы были выращены в совершенно иных условиях и с помощью иной методики [13] по сравнению со всеми предыдущими работами [7-9, см. также 5]. Тем не менее, абсолютные значения $\mu_{\parallel}^{\dagger}$ и $\epsilon_{\parallel}^{\dagger}$ хорошо согласуются с полученными ранее данными. Это обстоятельство, в совокупности с данными о диффузии примесных атомов, служит, на наш взгляд, еще одним аргументом в пользу вакансионного механизма подвижности зарядов и позволяет исключить, как причину наблюдаемой анизотропии, наличие в кристалле неравновесных ориентированных дефектов (дислокаций, двойниковых границ и проч.). В этом случае столь значительная анизотропия может быть объяснена лишь на микроскопическом уровне, с учетом структуры зарядовых комплексов, для определения которой необходимы исследования анизотропии скорости зарядов в области сильных электрических полей.

Работа поддержана грантами 93-02-2551 и 96-02-16348а Российского фонда фундаментальных исследований, а также грантом 94 R.0043 Министерства высшего образования и исследований Франции.

-
1. R. A. Ferrel, *Phys. Rev.* **108**, 167 (1957).
 2. C. G. Kuper, *Phys. Rev.* **122**, 1007 (1961).
 3. K. R. Atkins, *Phys. Rev.* **116**, 1339 (1959).
 4. А. Ф. Андреев, А. Д. Савищев, *ЖЭТФ* **96**, 1109 (1989).
 5. A. I. Dahm, in: *Progress in Low Temperature Physics*, Ed. D. F. Brewer, **X**, 1986.
 6. А. Ф. Андреев, А. Э. Мейерович, *ЖЭТФ* **67**, 1559 (1974).
 7. К. О. Кешишев, *ЖЭТФ* **72**, 521 (1977).
 8. А. И. Голов, В. Б. Ефимов, Л. П. Межов-Деглин, *ЖЭТФ* **94**, 198 (1988).
 9. S. C. Lau, A. J. Dahm, and W. A. Jeffers, *J. de Phys.* **39**, C6-86 (1978).
 10. О. А. Андреева, К. О. Кешишев, *Письма в ЖЭТФ* **46**, 160 (1987).
 11. K. Keshishev and O. Andreeva, *NATO ASI Series B: Physics* **257**, 387 (1991).
 12. К. О. Кешишев, А. Я. Паршин, А. В. Бабкин, *ЖЭТФ* **80**, 716 (1981).
 13. K. O. Keshishev, A. Ya. Parshin, and A. I. Shalnikov, *Soviet Scientific Reviews, Section A*, Ed. I. M. Khalatnikov, *Physics Reviews* **4**, 155 (1982).