

## ДВИЖЕНИЕ ЗАРЯДОВ В ТВЕРДОМ $^3\text{He}$ В СИЛЬНЫХ ПОЛЯХ

*В.Б.Ефимов, Л.П.Межов-Деглин*

Экспериментальные зависимости скорости движения зарядов обоих знаков в ОЦК  $^3\text{He}$  от поля  $v(E)$  в полях до  $10^5$  В/см при различных температурах в области термоактивированной диффузии могут быть описаны единым законом вида  $v(E, T) \sim \sim \exp(-\Delta/T) \operatorname{sh}(eEb/kT)$ .

Движение зарядов в твердом гелии впервые наблюдал Шальников [1]. В той же лаборатории были проведены измерения температурных зави-

симостей токов через диод в  ${}^4\text{He}$  и  ${}^3\text{He}$  [ 2 ] и по наклонам кривых  $I(T)$  оценены характерные энергии активации зарядов, исследованы вольт-амперные характеристики диода в гелии в сильных полях [ 3 ], а затем время-пролетной методикой в трехэлектродной ячейке впервые была измерена подвижность зарядов в твердом гелии [ 4 ].

Последующие подробные исследования зависимости скорости движения зарядов в ГПУ  ${}^4\text{He}$  от температуры и величины приложенного электрического поля [ 5 ] показали, что скорость возрастает пропорционально полю только в малых полях  $E \leq 10^4$  В/см. В больших полях  $E \geq 2 \cdot 10^4$  В/см скорость зарядов в  ${}^4\text{He}$  возрастала, как правило, быстрее чем по линейному закону. Экспериментальные зависимости скорости  $v(E)$  в сильных полях удалось описать в работе [ 5 ] выражениями вида  $v(E) \sim (E + E_0)^3$ , где величина параметра  $E_0$  сильно изменялась с изменением температуры, а коэффициент пропорциональности скачком возрастал в полях  $E > 3 \cdot 10^4$  В/см. В развитой теории [ 6 ] переход от линейной к кубической зависимости  $v(E)$  связывали с возникновением спонтанного излучения фононов движущимися зарядами, когда энергия, приобретаемая зарядом при перемещении на межатомное расстояние, превосходит ширину зоны вакансиона (делокализованной вакансии), а излом на прямой  $v^{1/3}(E)$  в более сильных полях объясняли образованием связанных состояний вакансионных на зарядах.

Зависимости  $v(E)$  в сильных полях в твердом  ${}^3\text{He}$  ранее в литературе не приводили, но было известно [ 3 ], что вольт-амперные характеристики диода в  ${}^4\text{He}$  и  ${}^3\text{He}$  в сильных полях подобны. В то же время теория [ 7 ] указывала, что свойства вакансий в  ${}^4\text{He}$  и  ${}^3\text{He}$  при малых давлениях могут сильно различаться, например, из-за спинового упорядочения атомов вокруг вакансии в твердом  ${}^3\text{He}$ . Более того, было известно [ 8 ], что в малых  $E \leq 10^4$  В/см энергии активации движения положительных зарядов в ОПК  ${}^3\text{He}$  при всех давлениях, а отрицательных, по крайней мере при  $P \geq 60$  атм, значительно превосходят энергии активации вакансий. Если полагать, в соответствии с представлениями современной теории [ 9 ], что движение зарядов в гелии на термоактивационном участке обусловлено взаимодействием их с вакансиями, то разницу в энергиях активации можно объяснить образованием вокруг заряда в  ${}^3\text{He}$  потенциального рельефа, препятствующего прямому обмену местами между зарядами и вакансиями и преодолеваемого термоактивированным способом (поляризационное взаимодействие между заряженной частицей и атомами гелия может сильно исказить кристаллическую структуру ближайшего окружения).

Мы провели серию измерений скорости движения зарядов в кристаллах  ${}^3\text{He}$ , выращенных при давлениях 35 — 50 атм из технически чистого  ${}^3\text{He}$  (до 0,2% примеси  ${}^4\text{He}$ ), в полях до  $10^5$  В/см, т.е. в 5 ÷ 7 раз более высоких, чем в предыдущих наших работах [ 8 ]. Конструкция прибора подробно описана в [ 8 ]. Диод состоял из двух прямоугольных молибденовых пластин ( $\beta$ -активного источника зарядов и коллектора) с характерными размерами  $6 \times 35$  мм<sup>2</sup>, расположенных внутри цилиндрической ампулы диаметром 8 мм в которой выращивали при постоянном давлении кристаллы твердого гелия. Зазор источник — коллектор составлял  $d = 0,3$  мм. Среднюю скорость определяли по положению точек

максимумов на зависимостях коллекторного тока диода в твердом гелии от времени  $I(t)$  при ступенчатом включении напряжения  $U$ . Контрольные измерения в  $^4\text{He}$  и расчеты разных авторов [10, 11] указывали, что с точностью до множителя близкого к единице этот метод дает те же результаты, что и измерения времени пролета в трехэлектродной ячейке [4, 5]. Мы провели дополнительные расчеты зависимости времени прихода фронта зарядов на коллектор  $\tau$  (положения точки максимума) от показателя степени  $n$  в уравнении  $v = \mu^* E^n$ , которые показали, что при  $n \leq 10$  с ростом  $n$  время  $\tau$  уменьшается не более чем на 18%, так что средняя скорость движения зарядов  $v$  в поле  $E_{\text{ср}} = U/d$  при  $1 \leq n \leq 10$  может быть определена из соотношения  $v = d/\tau \cdot (1,4 \pm \pm 0,125)$ .

Как показал эксперимент, в полях  $E_{\text{ср}} \geq 2 \cdot 10^4$  В/см скорость движения зарядов в  $^3\text{He}$ , как и ранее в  $^4\text{He}$  [5], обычно возрастала быстрее, чем по линейному и даже кубическому закону, и зависимость  $v(E)$  также не могла быть описана единым степенным законом. Особенно наглядно это было видно на кривых  $v(E)$  для положительных зарядов при малых давлениях. В отличие от методов обработки принятых в работах [5, 6] и предполагающих наличие трех разных законов движения, мы попытались найти единый закон, пригодный для описания зависимостей  $v(E, T)$  в широком интервале полей и температур. Как указано выше, различие в энергиях активации зарядов и вакансий в  $^3\text{He}$  может быть связано с образованием вокруг заряда потенциального рельефа, препятствующего прямому обмену местами между зарядами и вакансиями и увеличивающего рассчитываемую по данным эксперимента эффективную энергию активации движения зарядов по сравнению с энергией активации вакансий. В простейшем случае термоактивированной диффузии через барьер вероятность дрейфа заряженной частицы вдоль приложенного поля  $\sim \text{sh}(eEb/kT)$ , где  $eEb$  — энергия, приобретаемая частицей в поле  $E$  ( $b$  — некоторое характерное расстояние,  $e$  — заряд электрона, предполагается, что  $eEb$  меньше высоты потенциального барьера вокруг заряда). Поэтому разумно было попытаться описать экспериментальные зависимости скорости движения зарядов данного знака в кристалле при различных температурах выражением вида

$$v(E, T) = A \exp(-\Delta/T) \text{sh}(eEb/kT), \quad (1)$$

где  $\Delta$  — эффективная энергия активации, оцениваемая по наклонам кривых  $v(T)$  в малых полях, в которых зависимость  $v(E)$  близка к линейной. Коэффициент  $A$  в общем случае может зависеть от температуры, но не зависит от  $E$ . Если наши предположения верны, то в приведенных координатах  $v^* = v/\exp(-\Delta/T)$ ,  $U^* = U/T$  экспериментальные зависимости  $v^*(U^*)$  при разных температурах должны описываться подобными кривыми, масштаб которых по оси ординат может изменяться с температурой пропорционально изменению коэффициента  $A$ . Зависимости  $v^*(U^*)$  для кристалла  $^3\text{He}$  при давлении в 46 атм показаны на рис. 1 ( $A$  и  $B$  соответствуют положительным и отрицательным зарядам). Значения  $\Delta_+ = 16$  К и  $\Delta_- = 7$  К были определены по наклонам экспериментальных кривых  $v(T)$  в малых полях. Сплошные кривые — расчет

по формуле (1), в которой значения параметров составили  $A_+ = 5,2 \times 10^4$  см/сек,  $b_+ = 0,47 \cdot 10^{-8}$  см для положительных зарядов и  $A_- = 78$  см/сек,  $b_- = 0,23 \cdot 10^{-8}$  см для отрицательных. Точки вдоль кривых — эксперимент, разные значки соответствуют разным температурам. Видно, что соответствие расчета и эксперимента достаточно хорошее, более того наборы экспериментальных значений  $v^*(U^*)$  лежат на графиках довольно близко, т.е. множитель  $A$  слабо зависит от температуры. Существует и другой способ проверки пригодности предлагаемого метода обработки данных. При условии  $eEb > kT$  величина  $\text{sh}(eEb/kT) \approx 1/2 \exp(eEb/kT)$ , так что выражение (1) в сильных полях можно записать в виде  $v(E, T) \sim \exp[-(\Delta - eEb/k)/T] = \exp(-\Delta_{\text{эфф}}/T)$ . Эффективная энергия активации  $\Delta_{\text{эфф}}$ , определяемая по наклонам кривых  $v(T)$  в сильных полях должна линейно уменьшаться с ростом  $E_{\text{ср}}$ . Зависимости  $\Delta_{\text{эфф}}$  от  $E_{\text{ср}}$  для того же кристалла приведены на рис.2. Видно, что  $\Delta_{\text{эфф}}$  действительно уменьшается на 2 – 3 К с ростом поля, т.е. высота барьера  $\geq 3$  К. Оценки параметра  $b$  по зависимостям  $\Delta_{\text{эфф}}(E)$  дают  $b_+ = (0,7 \pm 0,1) \cdot 10^{-8}$  см,  $b_- = (0,5 \pm 0,1) \cdot 10^{-8}$  см, что хорошо согласуются с ранее найденными значениями. Значительному увеличению полей препятствует нагрев кристаллов в процессе измерения токов в сильных полях.

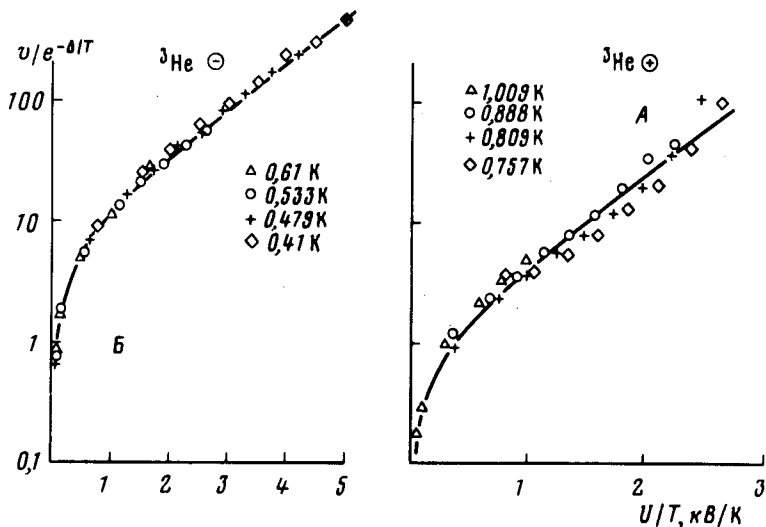


Рис.1. Зависимость скорости движения зарядов в  $^3\text{He}$  от приложенного напряжения в приведенных координатах. А и В положительные и отрицательные заряды. Для получения скорости в см/сек численное значение по оси ординат на рис.1, А следует умножить на коэффициент  $6,7 \cdot 10^4 \cdot e^{-16/T}$ , а на рис. 1, В на  $505 \cdot e^{-7/T}$

Мы попытались обработать аналогичным образом и результаты экспериментов в  $^4\text{He}$ . Для образца, выращенного в нашем приборе при 32 атм, получили  $\Delta_+ = 7$  К,  $A_+ = 24$  см/сек,  $b_+ = 0,46 \cdot 10^{-8}$  см,  $\Delta_- = 13$  К,  $A_- = 250$  см/сек,  $b_- = 0,49 \cdot 10^{-8}$  см. Обработка данных рис.2 из работы [6] для кристалла  $^4\text{He}$  при 32,4 атм дала  $A_+ = 98$  см/сек,

$b_+ = 1 \cdot 10^{-8}$  см при  $\Delta_+ = 11,2$  К. В той же работе на рис.3 график зависимости  $\nu(E)$  для образца  ${}^4\text{He}$  при 40,5 атм аппроксимируется тремя различными степенными функциями. Как показал расчет экспериментальную зависимость  $\nu(E)$  можно описать единой кривой, полагая  $b_+ = 0,9 \cdot 10^{-8}$  см,  $A_+ \exp(-\Delta/T) = 3 \cdot 10^{-3}$  см./сек, т.е. проводимые в литературе [5, 6] графики  $\nu(E)$  можно описать единой зависимостью типа (1), что является серьезным преимуществом предлагаемого метода обработки данных по сравнению с принятым в работах [5, 6]. Следует отметить, что значения  $b$ , рассчитанные по экспериментальным кривым  $(0,2 - 1,0) \cdot 10^{-8}$  см, меньше межатомного расстояния. Представило бы интерес подробное теоретическое рассмотрение этого вопроса.

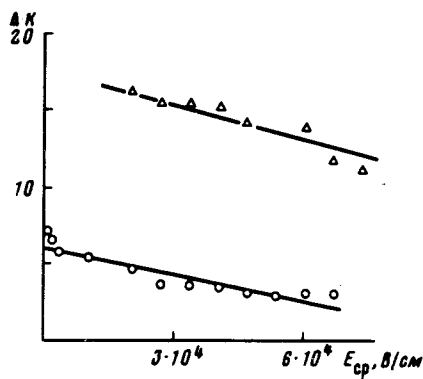


Рис.2. Зависимость эффективной энергии активации  $\Delta$  от средней напряженности электрического поля. Треугольники – положительные заряды, кружки – отрицательные

Авторы благодарны В.Б.Шикину и С.В.Иорданскому за подробное обсуждение результатов исследований, К.О.Кешишеву за полезные дискуссии, способствовавшие уточнению текста статьи, а также С.Б.Житеневу, А.В.Лохову и В.Н.Хлопинскому за помощь в расчетах на ЭВМ и в подготовке экспериментов:

Институт физики твердого тела  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
2 марта 1981 г.  
После переработки  
14 апреля 1981 г.

### Литература

- [1] А.И.Шальников. ЖЭТФ, 41, 1069, 1961; ЖЭТФ, 47, 1722, 1964.
- [2] Э.Иффт, Л.П.Межов-Деглин, А.И.Шальников. Труды X Международного совещания по физике низких температур. Москва, 1, 224, 1967.
- [3] К.О.Кешишев, Ю.Я.Ковдря, Л.П.Межов-Деглин, А.И.Шальников. Письма в ЖЭТФ, 10, 427, 1969.
- [4] К.О.Кешишев, Л.П.Межов-Деглин, А.И.Шальников. Письма в ЖЭТФ, 12, 234, 1970.
- [5] К.О.Кешишев. ЖЭТФ, 72, 521, 1977.

- [ 6] К.О.Кешишев, А.Э.Мейерович. ЖЭТФ, 72, 1953, 1977.
- [ 7] А.Ф.Андреев. Письма в ЖЭТФ, 24, 608, 1976.
- [ 8] В.Б.Ефимов, Л.П.Межов-Деглин. ФНТ, 4, вып.3, 1978; ФНТ, 4, 857, 1978.
- [ 9] В.Б.Шикин. УФН, 121, 457, 1977.
- [10] A. Manu, G. Rakavy. Phys. Rev., 126, 1980, 1962.
- [ 11] А.В.Гуденко, В.Л.Шымбаденко. ЖЭТФ, 76, 1399, 1979.
-